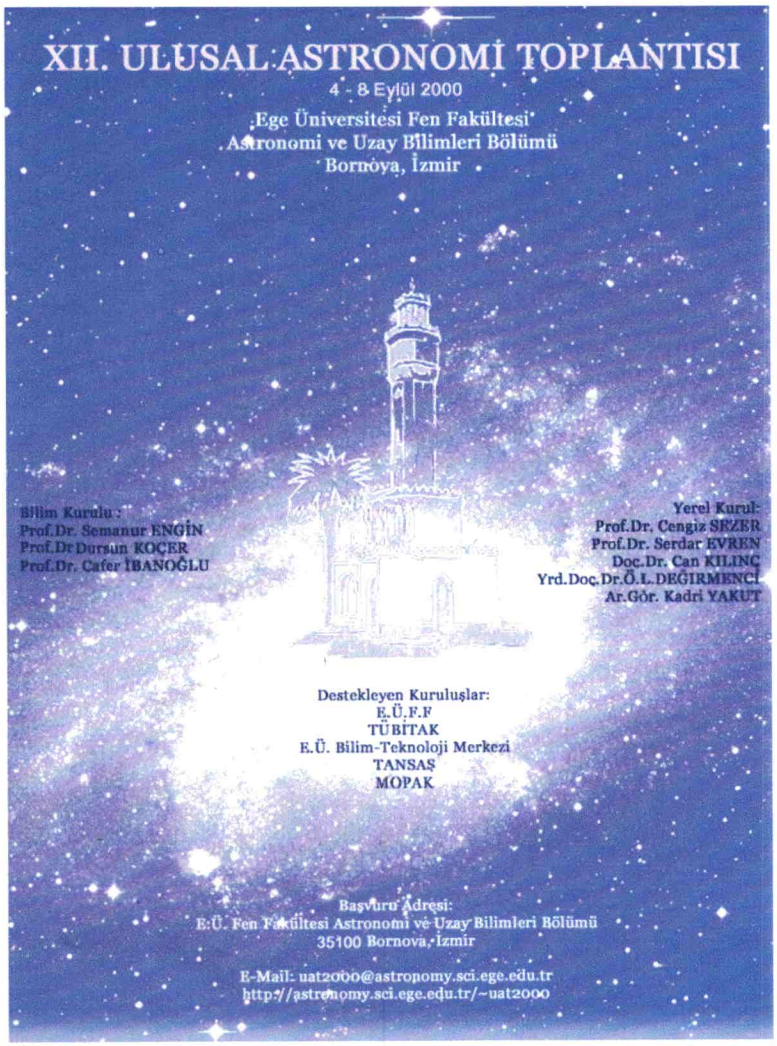
XII. ULUSAL ASTRONOMİ TOPLANTISI

4-8 Eylül 2000

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

Editör: Prof.Dr. Cafer İBANOĞLU



Bornova-İzmir
Mayıs 2001

XII. ULUSAL ASTRONOMİ TOPLANTISI

4-8 Eylül 2000

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



Bilim Kurulu

Prof.Dr. Semanur ENGİN
Prof.Dr.Dursun KOÇER
Prof.Dr. Cafer İBANOĞLU

Yerel Kurul

Prof.Dr.Cengiz SEZER
Prof.Dr. Serdar EVREN
Doç.Dr. Can B.KILINÇ
Y.Doç.Dr. Ömer L. DEĞİRMENCİ
Ar.Gör. Kadri YAKUT

Destekleyen Kuruluşlar

E.Ü.F.F.
TÜBİTAK
TANSAŞ
MOPAK

Bornova - 2001

İÇİNDEKİLER

Önsöz ix

Toplantı Programı xiii

Katılımcı Listesi xix

Kozmoloji ve Felsefe (Çağrılı)

Ş. Ural 1

Beyaz Cüce Işıtma Fonksiyonu ve Gökada Diskinin Yaşı (Çağrılı)

M.C. Akan 11

Kataklismik Değişenlerde Si IV Çizgi Profillerinin Analizi

M.T. Özkan, T. Ak, M.M. Keskin, S. Aliş 49

Cüce Nova FO Per'in Tayfsal Periyodu

H.H. Esenoğlu, A.T. Saygaç, A. Bianchini, L. Zangrilli, R.U. Clandi 57

Cüce Novaların Uzun Dönemli Görsel Işık Eğrileri ve Disk Kararsızlığı Modeli

T. Ak, M.T. Özkan 65

TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi'nde Mutlak Işıkölçüm (Çağrılı)

Z. Aslan 81

TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi'nde Sönümleme Katsayıları

U.S. Özer, Z. Aslan 89

Yakın Çift Yıldızların Uzun Dönemli Gözlemleri: RT Lacertae

C. İbanoğlu, S. Evren, G. Taş, Ö. Çakırlı, A. Devlen 93

RS CVn Yıldızlarında Aktif Boylamlar ve Aktivite Çevrimleri

S. Evren, G. Taş 99

CG Cygni Örten Çift Yıldızında Dönem Değişimi

M. Afşar, C. İbanoğlu 107

Aktif Örten Çiftler SV Cam, ER Vul ve XY Uma'nın Yörünge Dönemi Modulasyonları

E. Soydugan, F. Soydugan, A. Erdem, O. Demircan 115

Yeni Bir Aktif Örten Çift Yıldız : YY CrB

F. Soydugan, S. Özdemir, A. Erdem, E. Soydugan, O. Demircan, İ. Bulut 129

SZ Psc : Dönemi ve Dönem Sorunu

Z. Tunca..... 141

Gezegenimsi Bulutsu Çekirdeğinde Bir Çift Yıldız : IN Com

M. Afşar, C. İbanoğlu..... 155

RS CVn Türü Örten Çift Yıldız RT And'ın Işık ve Dönem Değişimleri

M. Güre, A. Erdem, O. Demircan, F. Soydugan, İ. Bulut, C. Çiçek,

E. Soydugan 169

Yıldızlarda Dönme

O. Demircan..... 179

KR Cyg Örten Çift Sisteminin Fotoelektrik Işıkölçümü

E. Sipahi, Ö. Gülmen..... 187

Algol Türü Örten Çift Yıldız TV Cassiopeia

A. Erdem..... 193

Eksen Dönmesi Gösteren Yıldızlar Kataloğu

Z. Bozkurt, Ö.L. Değirmenci..... 205

DR Vul Örten Çiftinin Eksen Dönme Sorunu ve Fotoelektrik Işıkölçümü

C. Çiçek, F. Soydugan..... 217

Cyg X-1'in Yeni Fotometrik Gözlemleri

S. Özdemir..... 233

IU Aur Örten Çift Yıldızının Doğası

O. Demircan, S. Özdemir, H. Ak, H. Drechzel, P. Mayer..... 247

VZ Cam'ın Işıkölçümü

C. Yeşilyaprak, M. Parmaksızoğlu, K. Uluç, Z. Aslan..... 255

İki Ap Yıldızının Etkin Sıcaklık ve Yüzey Çekimlerine İlişkin Bir Çalışma

İ.H. Çay, M.T. Çay..... 265

MM Her, Lambda And ve II Peg'in 1999 Yılı Hα Gözlemleri

G. Taş..... 275

28 And ve HR 6775 Yıldızlarının Atmosfer Analizi

H. Çalışkan, S.J. Adelman, D. Koçer, H.G. Tektunalı, İ. Çay, M.T. Çay..... 293

Normal A ve F Yıldızları ile Am Yıldızlarının Atmosfer Analizi

M.T. Çay, D. Koçer, H.G. Tektunalı, H. Çalışkan, İ. Çay..... 299

BY Draconis Türü Üçlü Dizge DH Leonis'in Tayfölçümü
E. Işık 303
Alfa Centauri'nin Güneş Benzeri Yıldızları : Klasik ve Sismik HR Çizgesi Birbirini Tamamlayıcı mı?
M. Yıldız 309
δ Scuti Türü 63 Her Yıldızının Modelleştirilmesi
H. Kırbıyık, N. Kızıloğlu, R. Civelek 319
Kuazarların Optik Özelliklerinin İstatistiksel Bir Yöntemle Araştırılması
A. İbrahim-Karafistan 323
Nötron Yıldızlarında Manyetik Alan Evrimi. Boyut Analizi ve Benzerlik Teorisi
İ. Yusifov, M.E. Özel, İ. Küçük 329
11 Ağustos Tam Güneş Tutulması Hazırlık ve Gözlemsel Çalışmalar (Çağrılı)
E. Sözen, A. Özgüç, T. Ataç, L.Altaş 361
11 Ağustos 1999 Tam Güneş Tutulmasında Beyaz Işık Koronası
M.T. Özkan, A. Ökten, T. Ak, T. Özışık, V. Kulijanishvili, N.Al 367
Güneştacı'nın Manyetohidrodinamik Dalgalarla Isıtılması
E.R. Pekünlü, Ö. Çakırlı, E. Özetken 375
Güneştacı'nda Manyetosonik Dalgaların Viskoz Saçılması
D.Ö. Hürkal, B. Kalomeni, E.R. Pekünlü, K. Yakut 387
Güneş'in Global İklim Üzerine Etkisi
A. Kılçık, A. Ökten 405
Sentetik Fotometri ve Galaksimizin Asrofiziği (Çağrılı)
Y. Karataş 415
Uzak Yıldızların CCD Verileri Yardımı ile Tayin Edilen Işıma Gücü Fonksiyonu, POP I ve Ara POP II Yıldızlarında Metal Gradiyenti
S. Karaali, Y. Karataş, S. Bilir, S.G. Ak 447
Güneş Civarındaki Işıma Gücü Fonksiyonunun Uzak Yıldızların CCD-UBVI Verileri Yardımı ile Tayini
S.G. Ak, S. Bilir, Y. Karataş, S. Karaali 463

CCD-UBVI Verileri Yardımı ile Kalın Diskte ve Halo'da Metal Bolluğu Dağılımı: Galaksimizin Halosuna Metalce Zengin Gaz Akışı
S. Bilir, S.G. Ak, Y. Karataş, S. Karaali 473

Yaş Tayininde Kullanılan Dönüşüm Tablolarının Etkinliği ve Karşılaştırılması
İ. Küçük 483

Kozmik Nötrino Kaynaklı Bazı Kozmolojik Modeller
İ. Tarhan, M. Özdemir, H. Baysal , U. Camcı, İ. Yılmaz, İ. Yavuz 495

Riemann Uzayındaki Eğrilik Inheritance Simetrinin String Bulutu ve String Akışkan'ına Uygulanması
İ. Yılmaz, İ. Yavuz, H. Baysal, İ. Tarhan, U. Camcı 509

Kozmik String Kaynaklı Bazı Kozmolojik Modeller ve Özellikleri
M. Özdemir, İ. Aykut, N. Kuşku, İ. Tarhan 521

Gezegenlerarası Manyetik Alan ve Yereyakın Uzay: Bir Bölüm Ulusal Çalışmalar
Y. Tulunay 529

TUG CCD'li Danjon Astrolabı ile Yapılan Güneş Gözlemleri
O. Gölbaşı 535

Posterler 541

Lisan Öğrnecilerinnin Sunduğu Bildiriler 543

ÖNSÖZ

XI. Ulusal Astronomi Toplantısı 1999 yılı Ağustos ayında Elazığ'da yapılmıştı. Bu toplantıda bir sonraki toplantının Ege Üniversitesi Gözlemevi'nin kuruluşunun 35. yılı olmasından dolayı, 2000 yılında Ege Üniversitesi'nde yapılması kararlaştırılmıştı. Ülkemiz gökbilimcilerinin bir araya geldiği ve almış olduğu karara uygun olarak E.Ü. Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, toplantının bilim ve yerel komitelerini oluşturarak çalışmalarına başlamıştır.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı başta TUBITAK olmak üzere üniversitemiz ve fakültemizin destekleriyle gerçekleştirilmiştir. Toplantıya 13 üniversite ve araştırma merkezinden 83 bilim insanı katılmıştır. Toplantıda 7 si çağrılı olmak üzere 47 bildiri sözlü, 12 bildiri de poster olarak sunulmuştur. Bildirilerin sayısal kabarıklığı nedeniyle tartışmalar için yeterli zaman ayrılamamıştır. Bilimsel araştırmaların eşiğine adım atmış olan genç arkadaşlarımızın tartışmalara katılmada çekingen davrandıkları gözlemlenmiştir. Astronomi ve Uzay Bilimleri alanında araştırma yapan ve eğitim-öğretim görevleri yanında genç araştırmacıları yetiştiren bilim insanlarıyla tartışmak, bilimsel bilgi alış verişinde bulunmak ve araştırma alanlarındaki sorunları konusunda yardım istemek ulusal toplantılarımızın başlıca amaçları arasındadır.

Üçüncü bin yıla girdiğimiz bu günlerde ülkemizin en önemli sorununun toplumsal değişimi ve kalkınmayı gerçekleştirebilecek yeterli insan gücünün yetiştirilememiş olmasını görüyorum. Günümüzde, ülkelerin zenginlikleri yeraltı ve yerüstü doğal kaynaklarla ölçülmüyor. Artık, toplumsal değişimi hızlandırabilecek, yüksek teknolojiyi geliştirebilecek ve dolayısıyla toplumsal gönenci yükseltebilecek nitelikli insan gücü öne geçmiş durumdadır. Nitelikli insan gücü yetiştirmenin akılcı, çağdaş bir eğitimden başka yolu da yoktur. Akılcılığın dayanağı ise eleştirel düşüncedir. Evrensel bilgi ve beceriler, eleştirel düşüncenin süzgecinden geçirilerek kazanılabiliyor. Toplumlar sürekli bir değişim ve gelişim içindedir. Değişimin olumlu yönde gelişmesi ve en az zararla sürdürülmesi bireylere verilen eğitimle sağlanıyor. Çağdaş bir eğitimle

donatılmış bireyler ancak, günü yakalayabilir; gelenek ve göreneklerimizi bugüne ve geleceğe taşıyabilir.

Yukarıda sıraladığımız düşüncelerin ışığında üniversitelerimizin temel etkinliklerinin bilimsel araştırma olmasını ve eğitim-öğretimden önce gelmesini savunuyoruz. Bilim ve teknoloji üretemeyen üniversiteler, ülkenin aydınları olacak, özgür düşünceli gençleri yetiştiremez, toplumun ufkunu açamaz ve nihayet devleti güçlendiremez.

Son yıllarda uluslararası bilimsel dergilerde ülkemiz çıkışlı makalelerin sayısı giderek artmaktadır. Bilgi üreten ve uluslararası hakemli dergilerde yayın yapan araştırmacıların sayısı her yıl düzenli bir şekilde yayınlanmakta ve istatistik olarak değerlendirilmektedir. Ülkemiz araştırmacılarının uluslararası dergilerde yayınlamış oldukları makalelerin sayısı son yıllarda hızlı bir artış göstermiştir. Kısa sürede, dünya ülkelerinin bilimsel sıralamasında 44. sıradan 25. sıraya yükselmemiz gerçekten sevindiricidir. Sayıca az olmalarına karşın, bu yükselmede gökbilimcilerin katkısının önemini belirtmeliyim. Her 10 yılda temel bilim ve mühendislik alanında yayınlanan makale sayısı % 54'lük bir artış gösterirken ülkemiz gökbilimcilerinin makale sayısındaki artış % 250 dolayındadır. Gökbilimleri alanında çalışan genç arkadaşlarımız günümüzde çağdaş olanakların çoğuna sahiptir. Dolayısıyla, onların üretkenliklerinin daha fazla olması doğal olarak beklenmektedir.

1968 yılından bu yana düzenlediğimiz bilimsel toplantıların önemini bir kez daha vurgulamak istiyorum. Gökbilimcilerimiz bu toplantılarda birbirini tanımış, bilimsel araştırmalarını tartışmaya açmış ve en büyük eksikliğimiz olan çalışma gruplarının oluşturulmasına olanak sağlanmıştır. Bu toplantıların önemi iyi kavranmalı ve gereği gibi değerlendirilmelidir.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı ile Ege Üniversitesi Gözlemevi'nin kuruluşunun 35. yılını kutlamanın gurur ve kıvancını yaşadık. Bu toplantının başarılı geçmesi için yoğun emek harcayan Bilim ve Düzenleme kurulları başta olmak üzere toplantı boyunca her türlü desteği sağlayan Ege Üniversitesi Rektörlüğü ve Fen

Fakültesi Dekanlığı yöneticilerine; TUBITAK, MOPAK ve TANSAŞ yetkililerine içten teşekkürlerimizi sunuyorum. Bildirilerin çoğunda önemli yazım yanlışları vardı. Bunları elimizden geldiğince düzeltmeye çalıştık. Ancak, düzeltemediğimiz noktalar da vardır. Bu nedenle bildirilerde karşılaşacağınız yanlışlar ve bildirilerin bilimsel içeriğinden yazar yada yazarları sorumludur. Bunu özellikle belirtme gereği duyuyorum.

Toplantı bildirilerinin çoğu Ekim 2000'de elimize ulaştı. Ancak, bir-iki bildirinin bize ulaşması yıl sonunu buldu. Bu nedenle kitabın basımı ve dağıtımı gecikti. Toplantıda sunulan bildirilerin düzenlenmesi ve elinizdeki bu kitabın oluşmasında büyük emeği geçen Ar. Gör. Kadri Yakut, Ar. Gör. Melike Afşar, Ar. Gör. Zeynep Bozkurt ve Yüksek Lisans öğrencimiz Hicran Şart'a minnet duygularımı belirtmek istiyorum.

22 Ocak 2001

Prof. Dr. Cafer IBANOĞLU

XII. ULUSAL ASTRONOMİ TOPLANTI PROGRAMI

Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü,

4-8 Eylül 2000, İzmir

4 Eylül 2000 Pazartesi

10^{00} - 10^{30} Açılış

Oturum I

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Cafer İbanoğlu

10^{30} – 11^{00} Ş.Ural (Çağrılı Konuşma) : *Bilim Tarihi İçinde Kozmoloji ve Felsefe*

11^{00} - 11^{30} Ara

Oturum II

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Çetin Bolcal

11^{30} - 12^{30} E.Sözen (Çağrılı Konuşma) : *Son Güneş Tutulması*

12^{30} - 13^{30} Yemek Arası

Oturum III

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Zeki Aslan

13^{30} – 13^{50} M.T.Özkan, A.Ökten, T.Ak, T.Özışık :
11 Ağustos 1999 Tam Güneş Tutulmasında Beyaz Işık Koronası

13^{50} – 14^{10} A.Kılçık : *Güneş Aktivitesinin Global İklim Üzerine Etkisi*

14^{10} – 14^{30} M.Yıldız : *Alfa Centauri'nin Güneş Benzeri Yıldızları*

14^{30} – 14^{50} E.R.Pekünlü Ö.Çakırlı, E.Özetken: *Güneş Tacının Manyetiksonik Dalgalarla Isıtılması*

14^{50} – 15^{20} Ara

Oturum IV

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Gökmen Tektunalı

15^{20} – 16^{20} C.Akan (Çağrılı Konuşma) :
Beyaz Cüce Işıtma Fonksiyonu ve Gökada Diskinin Yaşı

16^{20} - 16^{40} M.T.Özkan, T.Ak, M.M.Keskin, S.Aliş :
Kataklismik Değişenlerde Si IV Çizgi Kesitlerinin Analizi

16^{40} – 17^{00} D.Ö.Hürkal, B.Kalomeni, E.R.Pekünlü, K.Yakut :
Güneş Koronasında MHD Dalgalarının Yayılması

17^{00} – 17^{20} H.H.Esenoğlu, A.T.Saygaç, A.Bıanchını, L.Zangrıllı, R.U.Claudı :
Cüce Nova FO Per'in Tayfsal Peryodu

5 Eylül 2000 Salı

Oturum V

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Dursun Koçer

$09^{00} - 09^{45}$ Z.Aslan (Çağrılı Konuşma) : *TUG'da Mutlak Işıkölçüm*

09^{45} - 10^{05} C.İbanoğlu , S.Evren, G. Taş, Ö. Çakırlı, A.Devlen:
Yakın Çift Yıldızların Uzun Dönemli Gözlemleri: RT Lacertae

$10^{05} - 10^{25}$ S.Evren, G.Taş : *RS CVn Yıldızlarında Aktif Boylamlar ve Aktivite Çevrimleri*

$10^{25} - 10^{45}$ O.Demircan, S.Özdemir, H.Ak, H.Drechsel, P.Mayer:
IU Aur Örten Çift Yıldızının Doğası

$10^{45} - 11^{20}$ Ara

Oturum VI

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Serdar Evren

$11^{20} - 11^{50}$ M.Afşar , C.İbanoğlu: *CG Cygni: Dönem ve Parlaklık Değişimi*

$11^{50} - 12^{10}$ E.Soydugan, F.Soydugan, A.Erdem, O.Demircan:
Aktif Örten Çiftler SV Cam , ER Vul ve XY UMa'nın Yörünge Dönemi Modülasyonları

$12^{10} - 12^{30}$ F.Soydugan, S.Özdemir, A.Erdem, E.Soydugan, C.Çiçek, O.Demircan, İ.Bulut : *Yeni Bir Aktif Örten Çift Yıldız : YY CrB*

$12^{30} - 13^{30}$ Yemek Arası

Oturum VII

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Salih Karaali

$13^{30} - 14^{30}$ O.Demircan (Çağrılı Konuşma) : *Yıldızlarda Dönme*

$14^{30} - 14^{50}$ E.Sipahi, Ö.Gülmen : *KR Cyg Örten Çift Sisteminin Işıkölçümü*

$14^{50} - 15^{10}$ A.Erdem : *Algol Türü Örten Çift Yıldız TV Cas*

$15^{10} - 15^{30}$ Z.Bozkurt, Ö.L.Değirmenci : *Eksen Dönmesi Gösteren Yıldızların Kataloğu*

$15^{30} - 16^{00}$ Ara

Oturum VIII

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Osman Demircan

$16^{00} - 16^{20}$ Z.Tunca : *SZ Psc – Dönem Analizi Sorunu*

$16^{20} - 16^{40}$ M.Afşar, C.İbanoğlu : *Gezegenimsi Bulutsu Çekirdeğinde Bir Çift Yıldız: IN Com*

$16^{40} - 17^{00}$ T.Ak, M.T.Özkan : *Cüce Novaların Uzun Dönemli Görsel Işık Eğrileri ve Disk Kararsızlığı Modeli*

17^{00} - 17^{20} S.Özdemir : *Cyg X-1 ' in Fotometrik Gözlemleri*

17^{20} – 17^{40} C.Yeşilyaprak, M.Parmaksızoğlu, K.Uluç, Z.Aslan : *VZ Cam'ın Işıkölçümü*

6 Eylül 2000 Çarşamba

Oturum IX

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Nilgün Kızıloğlu

09^{00} – 10^{00} Y.Karataş (Çağrılı Konuşma) :

Sentetik Fotometri ve Galaksimizin Astrofiziği

10^{00} – 10^{40} S.Karaali, Y.Karataş, S.Bilir, S.G.Ak :

Uzak Yıldızların CCD Verileri Yardımı ile Tayin Edilen Işıma Gücü Fonksiyonu, Pop I ve Pop II Yıldızlarında Metal Gradiyenti

10^{40} – 11^{10} S.G.Ak, S.Bilir, Y.Karataş, S.Karaali :

Güneş Civarındaki Işıma Gücü Fonksiyonunun Uzak Yıldızların CCD – UBVI Verileri Yardımı ile Tayini

1110 – 1140 Ara

Oturum X

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Türker Özkan

11^{40} – 12^{10} S.Bilir, S.G.Ak, Y.Karataş, S.Karaali :

CCD – UBVI Verileri Yardımı ile Kalın Diskte ve Haloda Metal Bolluğu Dağılımı: Galaksimizin Halosuna Metalce Zengin Gaz Akışı

12^{10} – 12^{30} İ.H.Çay, M.T.Çay :

İki Ap Yıldızının Etkin Sıcaklık ve Yüzey Çekimlerine İlişkin Bir Çalışma

12^{30} – 13^{30} Yemek Arası

.....Ege Üniversitesi Gözlemevini Ziyaret.....

7 Eylül 2000 Perşembe

Oturum XI

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Ömür Gülmen

9^{00} – 10^{00} TUG, TAD ve XIII. Ulusal Astronomi Toplantısı Görüşmeleri

10^{00} – 10^{20} A.İbrahim – Karafistan :

Kuazarların Optik Özelliklerinin İstatiksel Bir Yöntemle Araştırılması

10^{20} – 10^{40} A.O.Allakhverdıev, O.H.Guseınov : *Pulsarların Evrimi*

10^{40} – 11^{00} C.Çiçek :

DR Vul Örten Çiftinin Eksen Dönme Sorunu ve Fotometrik Işıkölçümü

$11^{00} - 11^{30}$ Ara

Oturum XII

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Zeynel Tunca

$11^{30} - 11^{50}$ İ.Küçük : *Yaş Tayininde Kullanılan Dönüşüm Tablolarının Etkinliği ve Karşılaştırılması*

$11^{50} - 12^{10}$ H.Kırbıyık, N.Kızıloğlu, R.Civelek : *δ Scuti Türü 63 Her Yıldızının Modelleştirilmesi*

$12^{10} - 12^{30}$ İ.Yusifov, M.E.Özel, İ.Küçük :

Astrofizikte Boyut Analizi ve Benzeşim Teorisi, Dinamo Mekanizması

1230 - 1330 Yemek Arası

Oturum XIII

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Ethem Derman

$13^{30} - 13^{50}$ G.Taş : *MM Her, II Peg ve λ And'ın H_α Tayfı*

$13^{50} - 14^{10}$ H.Çalışkan , S.J. Adelman, D.Koçer, H.G.Tektunalı, İ.Çay, M.T.Çay :

28 And ve HR6775 Yıldızlarının Atmosfer Analizi

$14^{10} - 14^{30}$ M.T.Çay, D.Koçer, H.G.Tektunalı, H. Çalışkan, İ.Çay :

Normal A ve F Yıldızları ile Am Yıldızlarının Atmosfer Analizi

$14^{30} - 14^{50}$ E.Işık : *BY Draconis Türü Üçlü Dizge DH Leonis'in Tayfölçümü*

$14^{50} - 15^{10}$ O.Gölbaşı, H.Kılıç, F.Chollet :

TUG CCD'li Astrolabı ile Yapılan Güneş Gözlemleri

$15^{10} - 15^{30}$ M.Güre, A.Erdem, O.Demircan, F.Soydugan, İ.Bulut, C.Çiçek, E.Soydugan :

RS CVn Türü Örten Çift Yıldız RT And'ın Işık ve Dönem Değişimleri

$15^{30} - 16^{00}$ Ara

Oturum XIV

Oturum Başkanı: Prof.Dr. Cengiz Sezer

$16^{00} - 16^{20}$ İ.Tarhan : *Kozmik Nötrino Kaynaklı Bazı Kozmolojik Modeller*

$16^{20} - 16^{40}$ İ.Yılmaz, İ.Yavuz, H.Baysal, İ.Tarhan, U.Camcı :

String Bulutu ve String Akışkanlığı İçeren Riemannian Uzaylarında Eğrilik Inheritans Simetrisi

$16^{40} - 17^{00}$ M.Özdemir, İ.Aykut, N.Kuşku, İ.Tarhan :

Bianchi Tipi I Uzay Zamanlarda Bazı Kozmik String Kaynaklı Kozmolojik Modeller ve Kozmik Fon Anizotropisine Etkisi

$17^{00} - 17^{20}$ S.Özer : *TÜBİTAK Ulusal Gözlemevinde Sünümleme Katsayıları*

8 Eylül 2000 Cuma

Oturum XV

Oturum Başkanı: Aylin Atalay

$09^{00} - 09^{20}$ H.A.Dal, E.Aday, M.G.Sivit, A.Atalay, E.Ersoy:
Yer Yüzündeki Büyük Optik Teleskoplar

$09^{20} - 09^{40}$ G.Akçay : *Güneş Sistemi Dışında Gezegen Bulma Yöntemleri*

$09^{40} - 10^{00}$ R.Yazıcı, G.Eroğlu, H.Eroğlu, B.Kızılgül, E.Yaz
Kırmızı Dev Yıldızların Fotometrisi ve Kinematiği

$10^{00} - 10^{20}$ M.E.Atay, Ş.Köksal, S.Aliş, M.M.Keskin
Hiparcos Kataloğunda Bulunan Örten Çift Yıldızların Özellikleri

$10^{20} - 10^{50}$ A R A

Oturum XVI

Oturum Başkanı: H.A. Dal

$10^{50} - 11^{10}$ H.Mirahmetoğlu ve E.Tığrak : *X-Işını Çalışmaları*

$11^{10} - 11^{30}$ E.Tığrak : *Güneş Flare Öncesi ve Sonrasında Yumuşak ve Sert X Işınları*

$11^{30} - 11^{50}$ Ü.D. Göker, Y. Şişman, T.Uzun : *X-Işın Çiftleri*

$11^{50} - 12^{10}$ S.Küçükuysal , G.Gençaslan, İ.Edipoğlu, S.Çalış, S.Pehlivan
Radyo Atarcaları

$12^{10} - 12^{30}$ E. Ersoy, S. Ciğerci, M. Ortaç, S. Kuday, A.Koçak : *Simbiyotik Yıldızlar*

$12^{30} - 13^{30}$ Yemek

Oturum XVII

Oturum Başkanı: Sinan Aliş

$13^{30} - 13^{50}$ C.Uluyazı, E.Bektüre, T.Güver : *Gamma Işın Astronomisi*

$13^{50} - 14^{10}$ Ö. Akarsu : *Evren Modelleri ve Bilim Felsefesi*

Oturum XVIII

Oturum Başkanı: Prof. Dr. Halil Kırbıyık

$14^{10} - 14^{30}$ I.Khamitov : *Kuazar Q0957'nin TUG' da Yapılan Işıkölçümü*

$14^{30} - 15^{00}$ Kapanış

$15^{00} - 15^{30}$ Z.Aslan : Toplantının Bilimsel Değerlendirilmesi.

Katılımcı Listesi (Akademik)

AFŞAR	Melike	Ege Üniversitesi
AK	Serap Güngör	İstanbul Üniversitesi
AK	Tansel	İstanbul Üniversitesi
AKAN	Mustafa Can	Ege Üniversitesi
AKBAŞ	Ebru	Ege Üniversitesi
ALBAYRAK	Berahitdin	Ankara Üniversitesi
ALLAKHVERDIEV	O.	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
ALTAN	Metin	Anadolu Üniversitesi
ASLAN	Zeki	Akdeniz Üniversitesi
AYKUT	İsmail	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
BAYSAL	Hüsnü	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
BILIR	Selçuk	İstanbul Üniversitesi
BOLCAL	Çetin	İstanbul Kültür Üniversitesi
BOZKURT	Zeynep	Ege Üniversitesi
BULUT	Ibrahim	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
CIVELEK	Rikkat	Orta Dogu Teknik Üniversitesi
ÇALIŞKAN	Hülya	İstanbul Üniversitesi
ÇAY	Ipek H.	İstanbul Üniversitesi
ÇAY	M.Taskin	İstanbul Üniversitesi
DEGIRMENCI	Ömer L.	Ege Üniversitesi
DEMİRCAN	Osman	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
DERMAN	Ethem	Ankara Üniversitesi
DEVLEN	Ahmet	Ege Üniversitesi
DURMUS	Aysen	Erciyes Üniversitesi
ERDEM	Ahmet	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
ESENOGLU	Hasan	İstanbul Üniversitesi
EVREN	Serdar	Ege Üniversitesi
GEZER	Murat	Ege Üniversitesi
GOLBASI	Orhan	Akdeniz Üniversitesi
GULMEN	Ömur	Ege Üniversitesi

GUN	Gulnur Ikis	Bogaziçi Üniversitesi
GÜLSEÇEN	Hulusi	İstanbul Üniversitesi
GÜLSEÇEN	Sevinç	İstanbul Üniversitesi
GÜNDEMMIR	Ibrahim	Ege Üniversitesi
GÜRE	Mülayim	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
HÜRKAL	Özlem	Ege Üniversitesi
HÜSEYIN	Oktay	Akdeniz Üniversitesi
IBANOGLU	Cafer	Ege Üniversitesi
IŞIK	Emre	Akdeniz Üniversitesi
KANDEMIR	Gulcin	Kadir Has Universitesi
KARAALI	Salih	İstanbul Üniversitesi
KARADAYI	Hasan	İstanbul Kültür Üniversitesi
KARATAS	Yüksel	İstanbul Üniversitesi
KESKIN	Varol	Ege Üniversitesi
KHAMITOV	Irek	TUG
KILÇIK	Ali	İstanbul Üniversitesi
KILIÇ	Hüseyin	Akdeniz Üniversitesi
KILINC	Can B.	Ege Üniversitesi
KIRBIYIK	Halil	Orta Dogu Teknik Üniversitesi
KIZILOGLU	Nilgun	Orta Dogu Teknik Üniversitesi
KOCER	Dursun	İstanbul Üniversitesi
KUŞKU	Nuran	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
KÜÇÜK	İbrahim	Erciyes Üniversitesi
ÖZDEMIR	Sacit	Ankara Üniversitesi
ÖZDEMİR	Muzaffer	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
ÖZDEMIR	Tuncay	İnönü Üniversitesi
ÖZER	Serdar	Akdeniz Üniversitesi
ÖZKAN	M.Türker	İstanbul Üniversitesi
PEKÜNLÜ	Rennan	Ege Üniversitesi
SART	Hicran	Ege Üniversitesi
SAYGAN	Serkan	Ege Üniversitesi

SELAM	Selim	Ankara Üniversitesi
SEZER	Cengiz	Ege Üniversitesi
SİPAHİ	Esin	Ege Üniversitesi
SOYDUGAN	Esin	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
SOYDUGAN	Faruk	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
SÖZEN	M.Engin	Boğaziçi Üniversitesi
ŞAHİN	Timur	Akdeniz Üniversitesi
TALİH	Umut	Erciyes Üniversitesi
TARHAN	İsmail	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
TAŞ	Günay	Ege Üniversitesi
TEKTUNALI	H.Gokmen	İstanbul Üniversitesi
TUNCA	Zeynel	Ege Üniversitesi
ULAŞ	Burak	Ege Üniversitesi
ULUC	Kadir	TUG
URAL	Safak	İstanbul Üniversitesi
YAKUT	Kadri	Ege Üniversitesi
YAŞARSOY	Bülent	Ege Üniversitesi
YEŞILYAPRAK	Cahit	Akdeniz Üniversitesi
YILDIZ	Mutlu	Ege Üniversitesi
YILMAZ	İhsan	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
YUCE	Kutluay	Ankara Üniversitesi
YUSIFOV	Ismail	Tübitak Marmara Araştırma Merkezi

Katılımcı Listesi (Lisans Öğrencileri)

ADAY	Emre	Ege Üniversitesi
AKARSU	Özgür	Ege Üniversitesi
AKÇAY	Güneş	Ege Üniversitesi
AKPINAR	Pinar	Ege Üniversitesi
ALIS	Sinan	İstanbul Üniversitesi
ARSLAN	Serap	Ankara Üniversitesi
ATALAY	Aylin	Ege Üniversitesi

ATAMAN	Erkan	Ankara Üniversitesi
ATAY	M. Eray	İstanbul Üniversitesi
ATIK	Ali .O	Ege Üniversitesi
AYHAN	Eylem	Ege Üniversitesi
BALCAN	Duygu	İstanbul Teknik Üniversitesi
BAYRAM	Töre	İstanbul Üniversitesi
BEKTORE	Emre	İstanbul Üniversitesi
BOZKURT	Onur	İstanbul Teknik Üniversitesi
CIĞERCI	Senay	İstanbul Üniversitesi
ÇELIK	Serra	İstanbul Üniversitesi
DAL	Hasan A.	Ege Üniversitesi
DERVIŞOĞLU	Ahmet	İstanbul Üniversitesi
DOĞRU	Serkan	Ankara Üniversitesi
E.KESKIN	İlke	Ege Üniversitesi
ELBASAN	Fuat	Ankara Üniversitesi
EMREM	Yilmaz	İstanbul Üniversitesi
EREN	Hatice	İstanbul Üniversitesi
EROĞLU	Gülçay	İstanbul Üniversitesi
EROĞLU	Hayal	İstanbul Üniversitesi
ERSOY	Eda	İstanbul Üniversitesi
GOKER	Umit D.	İstanbul Üniversitesi
GÖKGÜL	Defne	Ege Üniversitesi
GUVER	Tolga	İstanbul Üniversitesi
GÜLLER	Ayşegül	Ege Üniversitesi
KAHRAMAN	Ümran	Ege Üniversitesi
KARA	Seçil	Ege Üniversitesi
KARAHAN	S.Cumhur	İstanbul Teknik Üniversitesi
KARALAR	Deniz	İstanbul Üniversitesi
KESKIN	M. Mustafa	İstanbul Üniversitesi
KOCAK	Ayca	İstanbul Üniversitesi
KÖKSAL	Sule	İstanbul Üniversitesi

KUDAY	Sema	İstanbul Üniversitesi
KURU	Sevgi	Ankara Üniversitesi
KÜÇÜKUYSAL	Z.Seher	Ege Üniversitesi
MIRAHMETOĞLU	Halit	Ege Üniversitesi
OKLAY	Nilda	İstanbul Üniversitesi
ONAT	Berk	İstanbul Teknik Üniversitesi
ORTAC	Muge	İstanbul Üniversitesi
ÖKTEN	Selim	İstanbul Üniversitesi
ÖZAKIS	Nurhan	Ege Üniversitesi
ÖZBEK	Göze	Ege Üniversitesi
ÖZKURAN	Ayşe S.	İstanbul Üniversitesi
PARLAKAY	Deniz	Ege Üniversitesi
PEHLIVAN	Sinan	Ege Üniversitesi
SEVIM	Volkan	İstanbul Teknik Üniversitesi
SIVIT	Melis G.	Ege Üniversitesi
SOKULLUOĞLU	Tamilla	İstanbul Üniversitesi
SÖYLER	Ş.Güneş	İstanbul Teknik Üniversitesi
STEFANOV	Emil N	Ege Üniversitesi
ŞAHIN	Özlem	Ege Üniversitesi
ŞIŞMAN	Yelda	İstanbul Üniversitesi
TEKER	Aysegul	İstanbul Üniversitesi
TIĞRAK	Esra	Ege Üniversitesi
TINAZ	Elçin	Ankara Üniversitesi
TOPALHAN	Tolga	Ege Üniversitesi
TÜRKYILMAZ	Utku	İstanbul Teknik Üniversitesi
UĞURLU	Ayşe	Ankara Üniversitesi
ULUSOY	Ceren	Ege Üniversitesi
ULUYAZI	Cem	İstanbul Üniversitesi
UYGUN	Bariş	İstanbul Teknik Üniversitesi
UZUN	Tuba	İstanbul Üniversitesi
YANIKOĞLU	Serdar	İstanbul Teknik Üniversitesi

YARIMBIYIK	Emre	İstanbul Teknik Üniversitesi
YAZ	Esma	İstanbul Üniversitesi
YAZGAN	Sibel	İstanbul Üniversitesi
YAZICI	Rabia	İstanbul Üniversitesi
YIĞEN	Serhan	Ege Üniversitesi
YILDIRIM	Deniz	İstanbul Üniversitesi
YILDIZ	Umut	Ankara Üniversitesi

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.1-10

Kozmoloji ve Felsefe

(Çağrılı Bildiri)

Ş.Ural
İstanbul Üniversitesi, Edebiyat Fakültesi, Felsefe Bölümü

Özet

Kozmoloji ve felsefe, uzun tarihi geçmişleri içinde birbirlerini karşılıklı olarak ve çok yönlü bir şekilde etkilemişlerdir. Hem felsefede hem de kozmolojide çeşitli problemlerin doğuşu ve gelişmesi bu etkileşime bağlı olarak ortaya çıkmıştır. Her iki disiplin arasındaki etkileşim doğrudan –mikro düzeyde- ; ayrıca diğer bilgi türleri vasıtasıyla kurulan ve "paradigma" kavramı çerçevesinde ele alınabilecek dolaylı –makro düzeyde- gerçekleşmiştir. Kozmolojinin (veya başka bir bilimin) felsefeyle olan ilişkisinin, ikinci olarak, daha farklı bir boyutundan da sözetmek yerinde olur: her bilimsel çalışma belli bir kültürel, sosyal ve tarihi ortamda yapılır ve bilimle uğraşan herkes birtakım bireysel değerlere sahiptir. Bilimsel gelişme aynı zamanda bu tür faktörlerin en uygun şartlarda birarada bulunmasıyla sağlanabilir. Dolayısıyla bilimin bir de bu yönden değerlendirilmesi gerekir. Böyle bir değerlendirmede felsefe bir araç olarak kullanılabilir. Kozmoloji ve felsefe arasındaki ilişkinin gerek doğrudan –mikro düzeyde-, gerekse dolaylı –makro düzeyde- incelenmesi, bu iki disiplinin tarihi gelişimlerinin veya düşünce tarihinin anlaşılması bakımından da önemlidir. Fakat böyle bir etkileşim, sadece düşünce tarihi açısından değil, kozmolojinin veya başka bir disiplinin bugünü için de önemlidir. Dolayısıyla, üçüncü olarak, kozmoloji ve felsefe arasındaki ilişk bir de bu açıdan düşünülerek ele alınmaya çalışılmıştır.

Anahtar kavramlar: paradigma, felsefenin kozmoloji ile -makro düzeydeki- ilişkisi, kozmolojinin felsefeyle –mikro düzeydeki- ilişkisi.

Kozmoloji ve felsefe, tarihi geçmişleri bakımından çok eskilere giden iki disiplin olması bakımından, aralarındaki ilişki de o oranda içiçe olmuştur. Bu içiçeliği farklı sebeplere bağlı olarak düşünmek mümkündür: Kozmolojinin bir disiplin olarak felsefi problemlere fazlasıyla açık özellikte olması, aynı zamanda felsefenin de kozmoza yönelmesi; kozmolojiyi ilgilendiren konuların, felsefenin geleneksel ilgi alanı içinde yer alması; bir bilim olarak kozmolojinin ortaya koyduğu sonuçların, felsefi yorumlara elverişli özellikler taşıması, sözkonusu içiçeliğin dayandığı başlıca sebepler arasında sayılabilir.

Öte yandan, kozmolojinin felsefeyle olan bu tür doğrudan ilişkisi dışında aralarında bir de dolaylı ilişkiden sözedilebilir. Bu dolaylı ilişki, bilimler ve farklı 'bilgi sistemleri' aracılığıyla da kurulabilir. Bu tür sistemlere tarihi ve tipik bir örnek, mitolojilerdir. Gerçekten de mitoloji, mahiyeti bakımından felsefe ve kozmolojiye uzak da olsa, her ikisi arasında dolaylı bir köprü konumunda olmuştur. Felsefe ve kozmoloji arasındaki ilişkiyi ortaya koyabilmek için, aralarında dolaylı bir şekilde meydana gelen bu ve benzeri türden dolaylı etkileşimlerden de söz etmek yerinde olacaktır.

Bir kolaylık olması bakımından, kozmoloji ve felsefe arasındaki doğrudan etkileşmeyi 'mikro düzeyde', dolaylı etkileşmeleri de 'makro düzeyde' ilişkiler olarak adlandıracağımız iki farklı gurupta düşünebiliriz.

Makro düzeydeki etkileşmeyi, yani çeşitli bilgi sistemlerinin birbiriyle olan ilişkilerini, 'paradigma' kavramı altında toplayabiliriz. Diğer bir ifadeyle, içinde felsefe ve kozmolojinin de yer aldığı çeşitli bilgi sistemleri, birbirleriyle etkileşerek belirli dönemlerde (ve belirli toplumlarda) bir paradigma (bir çerçeve) oluştururlar. Bu paradigmalar bilgilerimizi etkileyip onlara birtakım problemler, hedefler, hatta problemlere çözüm yöntemleri sunabilir, bazen de adeta dikte edebilirler. Bu durum, geçmişte olduğu kadar günümüzde de varlığını sürdürmüştür. Felsefe ve kozmoloji arasındaki makro düzeydeki bu dolaylı etkileşimin, ilk bakışta açık olarak görünmese de, düşünce tarihi içinde son derece önemli bir yeri olmuştur.

Paradigmayı oluşturan ve onu tanımlaya yarayan bilgi sistemlerinin dört ayrı başlık altında düşünebiliriz. Bunlar, *bilim*, *felsefe*, *dünya görüşü* (Weltanschauung / world view) ve *dünya kavrayışı* (Weltauffassung / world outlook) olarak adlandırılabilir (Ural ,Ş., 2000).

Dünya kavrayışı denilince, öncelikle bilimsel sonuçların genellenerek kavramlaştırılmasını düşünebiliriz. Bu tür kavramlar arasında, mesela 'determinizm', 'evrim', 'mekanizm', 'bilinç'in, herhangi bir bilime bağlı olarak ortaya çıktıktan sonra diğer alanlara da uygulandığı bilinmektedir. Nitekim, mesela 'evrim' kavramı biyoloji kökenli olmakla birlikte insan, toplum hatta bir anlamda fizik nesneler dünyasını açıklamak için de kullanılmaktadır. Bu veya başka bir kavram, herhangi bir bilgi sisteminde yolgösterici, yönverici bir özellik taşıyabilmektedir. Dolayısıyla bu tür kavramlar, farklı olaylara bakışımızı, onları yorumlayışımızı biçimleyen 'çerçeve'yi karakterize eden bir konuma yükselmektedir.

Dünya görüşü denilince, daha çok günlük yaşantımızı ilgilendiren değerlerin bütününü dikkate alabiliriz. Sanat, din, mitolojiler, çeşitli tür ideolojik kökenli kavramlar ve değer'ler, günlük yaşantımızda kullandığımız ve olayları yorumlamakta, anlamlandırmakta doğrudan veya dolaylı olarak, açık veya örtük bir şekilde bize yol gösteren, yani bizim olaylara bakışımızda kullandığımız çerçevenin (paradigma), önemli dayanaklarıdır. Diğer bir ifadeyle, sözkonusu bilgi sistemlerinin dayandığı kavram ve değer'ler bütünü, bizim çeşitli olaylara bakarken, onları yorumlayıp anlamlandırırken kullandığımız adeta bir pencere görevi görürler.

Paradigmaların günlük yaşayışımızdan bilme kadar uzanan bir alanda ne kadar etkili olabileceğine tipik bir örnek, ideolojilerdir. Nitekim 20. Yüzyılın başlarında ortaya çıkan ve yakın zamana kadar varlığını sürdürmüş olan bir takım ideolojilerin zaman zaman bilimsel çalışmaları da doğrudan etkilediğini, onlara yön verdiğini, problemlerini tayin ettiğini yakın tarih bize göstermiştir.

Bir paradigmanın diğer temel kurucu elemanı ise bilimdir. Şüphesiz bilimin en önemli özelliklerinden birisi, kendine özgü yönteminin olmasıdır. Dolayısıyla bilim, kendi kuralları içinde sonuçlar ortaya koyan bir bilgi sistemidir. Bu bilgi sistemi de

dünyayı anlamamızı sağlarlar. Nitekim mesela kuvantum fiziği veya rölativistik fizik, sadece uzmanca ve teknik birtakım sonuçlar ortaya koyan sistemler değildir; bu sistemler bize çeşitli fizik olayların kavranabilmesine ve onların anlamlandırılabilmesine imkan verirler. Fakat bilimler, hiç bir dönemde, yukarıda işaret edilmiş olan çeşitli bilgi sistemlerinden bütünüyle bağımsız olmamışlardır. Dolayısıyla diğer bilgi türleri ile etkileşerek bir paradigmanın oluşmasına sebep olmuşlardır. Bu durum ilk bakışta yadırgatıcı gelebilir.Ancak, aşağıda kozmolojinin felsefeyle gerek mikro düzeyde gerekse makro düzeyde olan ilgisi üzerinde duruken daha açık olarak görüleceği gibi, bilimler çeşitli bilgi sistemlerini etkilerken aynı zamanda belirli sınırlar dahilinde çeşitli bilgi sistemlerinden etkilenirler.

Bilim, felsefe, dünya görüşü ve dünya kavrayışı olarak adlandırdığımız farklı türden bilgi sistemleri arasındaki etkileşimin, yani birinin diğerlerine yön vermesi, çözümler önermesi ve hedefler ortaya koyması şeklindeki etkileşimin yönü, tarih içinde farklı şekilde cereyan etmiştir. Gerçekten de düşünce tarihine bakıldığında paradigmayı oluşturan sözkonusu bilgi sistemlerinden bazılarının belirli dönemlerde diğerlerine göre daha baskın bir hale geldiği görülebilir. Mesela Antikçağ'da felsefenin, Ortaçağ'da dünya görüşünün, Yeniçağ'da dünya kavrayışının, günümüzde ise bilimin böyle bir role sahip olduğu bilinmektedir.

Farklı bilgi sistemlerinin birbirlerini etkilemelerinin bir sebebi olarak, insan düşüncesinin, hatta insanın kendisinin deyim yerindeyse tek boyutlu olmaması gösterilebilir. Basit bir örnekle elimde tuttuğum kalem, benim için sadece onda birtakım ölçmeler yoluyla –yani nicel yolla, hatta buna bilimsel yolla elde edebileceğim bilgiler de diyebiliriz- ulaşabileceğim bilgilerden ibaret olmayıp, daima daha fazla özelliklere sahiptir. Nitekim böyle bir kalem, benim için değerlidir, estetik olarak beğendiğim bir nesnedir. Aynı şekilde kozmoz da bende sahip olduğum bilgi, inanç, kanaat ve hayallere bağlı olarak hayranlık veya korku uyandırabilir. Bütün bunlar, herhangi bir nesnenin insan için çok farklı açılardan ve farklı bilgi türleri aracılığıyla görülmesinin basit sebepleridir. Diğer bir ifadeyle insan, her nesneyi, kendinde olan duygular, beğeniler, değerler açısından kavrar. İşte sonuçda, belirli dönemlerde ve belirli toplumlarda geçerli olan bütüncül bir görüş, yani paradiğma karşımıza çıkar. Dolayısıyla en genel anlamda paradigma, bir nesneye bakışımızı, onu anlamlandırmamızı belirleyen ve kaynağını farklı bilgi türlerinden alan bir kabuller bütünüdür

Paradigmanın bu özelliği, kozmoloji de dahil olmak üzere bilimsel bilginin farklı özelliklerinin anlaşılması açısından, son derece önemlidir. Çünkü bilim, sadece sistemli ve kendine özgü yöntemi olan bir bilgi demek değildir. Çeşitli koşullar, bilimsel düşünceyi ve gelişmeye etki yapabilir. Diğer bir deyişle bilimsel gelişim, sadece bilimsel problem üzerine düşünmekten ibaret değildir. Bu konuda bilinen bir örnek, Hıristiyan ortaçağının paradigmasının bilimsel çalışmaları doğrudan ve olumsuz bir şekilde etkilemesidir. Dolayısıyla baskın olan, yani paradigmayı karakterize eden bir kavram veya bilgi sistemi, diğer alanlar üzerinde etki yapıp onların problemlerini ve çözümlerini de belirleyebilmektedir.

Bir paradigmanın engelleyici özelliğinin aşılabilmesi, yine paradigma içindeki bilgi sistemlerinin kendi aralarında etkileşmelesiyle gerçekleşebilir. Bu etkileşim sayesinde paradigmanın engelliyici özelliği zamanla yerini bir dinamizme bırakabilir.

Böyle bir dinamizmin sağlanmasında ise felsefe önemli bir rol üstlenebilir. Çünkü felsefe, mahiyeti gereği sorgulayan, şüphe eden, kendine özgü yöntemiyle farklı açılardan yorumlar ortaya koyan bir bilgi sistemidir. Şüphesiz felsefi görüşler de tarih içinde mesela bilimsel çalışmaları engelleyen bir rol üstlenmiş de olabilir; fakat felsefe, tarih boyunca ağırlıklı olarak, kritik etme, farklı çözümler üretme, farklı açılardan olaylara bakma ve onları yorumlama özelliği dolayısıyla, bilimlerle ve diğer bilgi sistemleriyle olan ilişkisinde uzun vadede olumlu bir katkı yapabilmiştir.

Bilimsel bilgilerin sadece yöntemleri, konuları, çözümleri, uygulama özellikleri veya gelişimleri açısından değil, özellikle günümüzde hem bireyi hem de toplumu yakından ilgilendiren özellikleri açısından da dikkate alınmaları gerekir. Diğer bir ifadeyle, belli bir bilim eğitimi alan herkesin, hayatını o bilimle uğraşarak kazanması beklenemez. Böyle bir kişi, hayatını yönetici olarak, işadamı olarak, politikacı olarak kazanabilir. Dolayısıyla bilim, farklı bir yönden de olsa bireylerin hayatıyla yakından ilgilidir. Mesela herhangi bir bilimin eğitimini almış bir kimse, o bilimin yöntemlerine farklı alanlarda ihtiyaç duyabilir. Kişinin bilimsel yöntemi ve bilimsel anlayışı bilinçli olarak kullanabilmesi, hatta kendisi için yararlı olabileceğinin farkında olabilmesi için, bilimsel yöntem hakkında bir fikrinin olması gerekir. Ayrıca bilim eğitimi almış bir kimsenin, bu eğitimin sonuçlarınından azami ölçüde istifade edebilmesi için, başta felsefe olmak üzere farklı bilgilerle bilim arasındaki etkileşim konusunda da bir bilincinin olması gerekir.

Sonuç olarak, bilimi sadece kendine özgü yöntemi, problemi, amacı olan bir bilgi türü olarak görmek hem uygun değildir hem de yeterli değildir. Uygun değildir, çünkü bilimi farklı yönleriyle dikkate alarak değerlendirmek suretiyle ondan azami bir şekilde yararlanabilmek gerekir. Gerçekten de bilgiyi en verimli şekilde kullanmanın fazlasıyla önem taşıdığı günümüzde, bilimin de her yönünüyle tanınması ve böylece bilimden mümkün olduğu kadar çok istifade edilmesi gereçekten de son derece yerinde olacaktır.

İkinci olarak bilimi ve bilimsel gelişmeyi sadece 'bilimsel problemlerin çözümüne bağlı olarak' düşünmek yeterli değildir. Çünkü düşünce tarihi bize bilimsel gelişmenin aslında değişik etkenlere bağlı olarak gerçekleştiğini göstermektedir. Nitekim, mesela niçin bir dönem Hint-Çin dünyasında bir dönem de Türk-İslam dünyasında son derece önemli bilimsel çalışmalar yapılmasına rağmen, Yeniçağ'da özellikle Galileo ve Newton gibi düşünürlerde karşımıza çıkan türden bir gelişme aşamasının gerçekleşmediği sorulabilir.

Bu durumun bir sebebi herhalde bilimsel çalışmaları destekleyen, onları besleyen uygun bir paradigmanın olmamasıdır. Çünkü bilimsel gelişim, bir paradigmayı oluşturan bilgi türleri arasındaki etkileşmeye sıkısıkıya bağlı olarak daha üst seviyelere ulaşmaktadır. Gerçekten de düşünce tarihine bakıldığında, Kopernik, Kepler, Galileo ve Newton sayesinde gerçekleşen bilimsel aşamanın arkasında yatan ve onlarla etkileşen – başta felsefe olmak üzere- çeşitli bilgi sistemlerinden oluşan bir çerçevenin bulunduğu görülür. Nitekim mesela Kepler, Pitogarasçı felsefeyi çalşımalarına çıkış noktası yapmıştır; veya Galileo da yine Pitagorascı felsefeye hem Platon felsefesi hem de bir ölçüde Aristoteles felsefesine yaslanıp bilimsel çalışmalarına adeta yasal bir zemin oluşturmuştur. Diğer bir ifadeyle bu düşünürler, sadece belli problemlerle uğraşarak ve

onları izole ederek ele almak suretiyle bilinen başarılarını ortaya koymamışlardır. Bu başarı, farklı bilgi türlerinin birbirleriyle etkileşmesi sonunda gerçekleşmiştir.

Bu tablonun geçerliliği günümüze kadar sürmüştür. Nitekim Newton'dan Einstein'e uzanan çizgi, mesela Descartes, Leibniz, Hume, Berkeley, Kant, Mach gibi birçok düşünürün felsefi tartışmalarından bağımsız olarak oluşmamıştır. Yani kısaca bilim, 'o bilim içinde mevcut birtakım problemlerin' çözümünden ibaret olmayıp, bir paradigma içinde ve onu oluşturan farklı türden bilgilerle (hem makro hem de mikro düzeyde) etkileşmek suretiyle gelişmektedir.

Bir paradigmanın yukarıda sözü edilen dört temel elemanı birarada da olsa ilk defa Antikçağ'da karşımıza çıkmıştır. Dolayısıyla kozmolojinin başta felsefe olmak üzere çeşitli bilgi türleriyle etkileşmesi de en geniş biçimde Antikçağ'da gerçekleşmiştir. Fakat Antikçağ'dan önce veya fesefenin henüz yeterince olgunlaşmadığı dönemde ve toplumlarda ise kozmoloji, özellikle mitolojilerle içiçe olmuştur. Diğer bir ifadeyle kozmolojik görüşler, bu tür toplumlarda, mitoloji ile birlikte karşımıza çıkmaktadır.

Bu durumun ilk örneği, yazılı tabletleri yaklaşık 5.000 yıl öncesine tarihlenen Sümerlerdir (Kramer, S.N., 1990). Bilinen en eski yazılı kaynakların sahibi olan Sümerliler, MÖ 3.000 yıllarında edebi eser verebilecek kadar yazılarını geliştirmişler, ilk defa evrenin ve canlıların ortaya çıkmasını mitolojik bir takım modeller içinde anlamaya, açıklamaya veya açıklanabilir kılmaya çalışmışlardır. Bu tabletlerde Sümerler, insanı, toplumu, hayatı, gözlenebilen çeşitli olayları ve evrenin yaratılışını birbirleriyle ilgi içinde ve mitolojik bir anlatımla ifade etmişlerdir. Mitolojiler, Sümerlerin sadece kozmolojilerinde değil, din anlayışlarında, edebiyatlarında da taşıyıcı elemandır.

Bizi burada ilgilendirebilecek olan husus, Sümerlilerin evrenin yaradılışını ilk defa mitolojik bir çerçevede ve aynı zamanda bir dünya görüşü olarak ortaya atmış olmalarıdır. Çünkü Sümerler, evreni 'gök' ve 'yer' olmak üzere iki ana unsurdan oluşmuş bir şekilde tasarlamışlar ve böyle bir başlangıçtan hareket ederek insanı, tabiat olaylarını, toplumu bütüncül bir tablo çerçevesinde anlamlandırmaya çalışmışlardır (Kramer, S.N. 1999). Böyle bir tabloya, yukarıda kullanılan deyimle, 'dünya görüşü' adını vermek mümkündür. Çünkü tek tek olayların, mitolojik bir temel üzerinde, fakat birbiriyle ilgi içinde kavranılması sözkonusudur. Bu mitolojik görüşlerin bazılarının günümüzde de halen kullanılması (Kramer, S.N., 1990, 1999), bir dünya görüşünün etki gücünü, çeşitli olaylara bakışımızı nasıl etkileyebildiğini gösteren tipik bir örnektir.

Yine kozmoloji ve diğer bilimsel çalışmalar ile mitoloji ve dolayısıyla bir dünya görüşünün –makro düzeydeki- etkileşmesinin diğer bir örneği, Mısır ve Mezopatamya kültürleridir. Her iki kültür çevresinde yapılmış olan matematik, geometri, tıp ve astronomi çalışmaları da belli bir ölçüde mitolojik unsurlarla ilişki içinde karşımıza çıkmaktadır (Sayılı, A., 1966).

Bu noktada bizim için ilginç olabilecek bir husus, bazı araştırıcılar tarafından tarihleri MÖ yaklaşık 2.000 yıllarına, hatta daha öncesine kadar götürülen (mesela bkz. Ögel, B., 1991; Esin, E., 1979) Türklerin kozmolojik anlayışlarının da bir dünya görüşü olarak karşımıza çıkmasıdır. Nitekim Türkler, yuvarlak olarak tasarladıkları evren

anlayışlarını mimari eserlerine, toplum düzenine yansıtmışlardır (Türker-Küyel, M., 1991, S.5-14). Diğer bir ifadeyle burada da, ilkelerini kozmoloji görüşlerinden alan bir paradigma sözkonusudur.

Felsefe, bir paradigmanın en gelişmiş ve geniş biçimiyle karşımıza çıktığı Antikçağ 'da, ilk kez taşıyıcı bir unsur halini almıştır. Çünkü felsefe, evrenin açıklanmasında yavaş yavaş mitolojilerin önüne geçmeye, bilimsel çalışmalara kaynaklık edip onlara yol göstermeye başlamıştır. Gerçekten de evren hakkında, kainatın oluşumu hakkındaki görüşler, yani kısaca kozmoloji, bir felsefe araştırması olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu sebeple kozmoloji ile felsefe arasında günümüze kadar sürecek olan ilgi ve bu ilginin bazı unsurları Antikçağ'da biçimlenmiştir. Bu ilginin belirleyici özelliği, yapılan gözlemleri geniş kapsamlı teorik bir çerçevede anlamlandırma girişimidir. Diğer bir ifadeyle, eğer yapılan gözlemlerin böyle bir teorik çerçevede anlamlandırma girişimi olmasaydı, özellikle bilimsel bilginin gelişiminde önemli bir dinamik de herhalde mevcut olamazdı.

Nitekim Mısır ve Mezopotamya'da ay ve güneş başta olmak üzere çeşitli gök cisimlerinin hareketleri ayrıntılı olarak tespit edilebilmiş, yapılan geniş çaplı gözlemler, Antikçağı da etkilemiştir. Ancak bu gözlemlerin teorik bir çerçevede anlamlandırma başarısı gösterilememiştir.

Bir teorinin temel işlevi, gözlem verilerini yorumlamak, başka bir deyişle onları anlamlandırmaktır. Esasen 'teori' kelimesinin kök anlamı, 'bakmak', 'görmek' dir; yani bir teori bize gözlemlerimizi anlamlandırma, kavrama olanağı veren, nesneleri veya olayları sistematik bir şekilde görebilmemizi sağlayan bir tür araçtır. Teoriler, olayları birbirlerine tutarlı olarak bağlamaya ve bu suretle onları anlaşılabilir kılmaya yararlar, dolayısıyla sistemlidirler; teoriler aynı zamanda açık veya örtük olarak çeşitli yorumları da içerirler, dolayısıyla gözlemleri aşan yönleri de vardır. Teorilerin bu özelliklerinin, sadece Antikçağ için değil, günümüz bilimi için de geçerli olduğunu özellikle vurgulamak gerekir.

Şüphesiz bilimde bir problem, bilimsel yöntemlerle çözülür. Dolayısıyla bilimsel faaliyet, öncelikle bilimin kendi sistematiği içinde ve kendi yöntemleriyle gerçekleştirilebilir. Fakat hiçbir bilimsel faaliyet ve bilimin ortaya koyduğu çözümler, yukarıda da işaret edildiği gibi, diğer bilgi türlerinden bağımsız değildir; aralarında bir etkileşme vardır. Çünkü bilim, özellikle de kozmoloji cevabı verilemeyen belki de hiçbir zaman verilemeyecek olan hem bazı sorulara hem de yorumlara açıktır; bilim adamı içinde bulunduğu toplumun ve çağın bir üyesidir ve burada geçerli fikirlerden hem etkilenir hem onları etkiler. Dolayısıyla bilimsel gelişim, farklı sebeplere bağlı olsa da ister istemez paradigmanın bütün unsurlarıyla etkileşim içindedir.

Bu durumun tipik örneği, Ortaçağ döneminde Türk-İslam dünyasında yapılmış olan bilimsel çalışmalardır. Bilindiği gibi bu dönem, düşünce tarihi içinde son derece yoğun bilimsel çalışmaların yapıldığı temel bir döneme işaret eder. Fakat öte yandan, yine bilindiği gibi, bu dönemde yapılmış olan son derece ileri seviyedeki bilimsel çalışmalar, Yeniçağ'da olduğu gibi teori kurma aşamasına erişememiştir. Bunun çeşitli sebepleri arasında herhalde "paradigma" kavramını da özellikle dikkate almak gerekir. Aynı şekilde, Kopernik, Kepler, Galileo ve Newton gibi kişilerin gözlem verilerini teoriler ile anlamlandırma yoluna gitmelerinin sebebini, yukarıda da işaret edildiği gibi,

yeni yeni ortaya çıkmaya başlayan 'paradigma' nın bir sonucu olarak düşünmek gerekir. Nitekim bu dönem bilim adamlarının çalışmalarında, problemleri ele alışlarında felsefenin izleri, etkileri yoğun bir şekilde görülür.

Kopernik ile başlayan değişim, sadece güneşin merkeze konulması değildir. Nitekim gerek Kopernik, gerek Kepler ve gerekse Galileo'nun çözmek istediği problemler ve karşı karşıya kaldığı çeşitli baskılar, dikkat edilirse hep Aristoteles'in fizik ve kozmoloji görüşlerine bağlı olarak karşımıza çıkan ve asırlar boyunca kabul görmüş olan dünya kavrayışı ve dünya görüşünün sonuçlarıdır.

Kopernik güneşi merkeze koymakla, insanın kozmozdaki yerini, Aritoteles'in organik dünya kavrayışını, evrenin kapalı olma kabulünü, ayaltı ve ayüstü ayrımını ortadan kaldırması sözkonusu olmuştur. Ayrıca her üç düşünür de Aristoteles sistemiyle arasında sıkı bağlar olan dini görüşlerle, yani dünya görüşüyle de mücadele etmek durumunda kalmıştır.

Öte yandan Aristoteles ile ortaya çıkan dünya kavrayışının köklü ve derin olmasının sonucu, Kopernik, hatta Kepler ve Galileo bile bir ölçüde eski dünya kavrayışına bağlı kalmıştır. Nitekim Kopernik, gezegenlerin yörüngelerini dairesel olarak kabul etmekle, bu tür hareketin 'mükemmel olduğu' kabulünü –dünya kavrayışını- sürdürmüştür.

Bu noktada Newton'u ayrıca dikkate almak gerekir. Çünkü Newton, günümüz anlamında yaptığı bilimsel çalışmaları, felsefi açıdan yorumlamak gereğini duymuştur. Daha yerinde bir deyişle Newton, bilimsel çalışmalarını felsefi görüşleriyle temellendirmeye, sistemindeki birtakım boşlıkları felsefi yorumlarla doldurmaya çalışmıştır. Onun ünlü kitabında (Newton, 1974), aynı zamanda fizik nesne, gravitasyon, mutlak uzay ve mutlak mekan, uzaktan etki gibi kavramların felsefi yönden tartışması yapılmıştır. Çünkü yukarıda da işaret edildiği gibi teorilerin özelliği, bilimsel olsalar bile yoruma açık, özellikle felsefi yoruma açık özellikler taşımalarıdır. Gerçekten de, mesela gravitasyon, mutlak uzay ve zaman kavramlarının Newton sistemi içinde empirik bir açıklaması yoktur. Dolayısıyla bir teori kurulurken ortaya çıkan bu gibi boşluklar felsefi yorumları da davet etmektedir.

Özellikle Galileo ve Newton'un çalışmalarıyla ortaya çıkan Yeniçağ kozmolojisinin felsefeyle ilgisi özellikle Descartes ve Kant gibi filozoflar ile yeni bir döneme girmiştir. Bu gibi filozoflar sayesinde bilimsel çalışmalar yeniden yorumlanmışlardır. Mesela Descartes felsefesi, bilimsel çalışmalara adeta uygun bir zemin hazırlamıştır. Bu nokta aynı zamanda, yukarıda işaret edildiği anlamda, kozmolojini mikro düzeyde felsefeyle ilgisini de ortaya koymaktadır. Çünkü bilimsel bir sistem kendi dokusu içinde bazı sorulara kendi yöntemi dışında cevap aranmasını gerektirmektedir. Bilimsel sistemin kendisi birtakım sorular üretmektedir; cevaplar ise ister istemez felsefi bir karakter taşımaktadır. Daha yerinde bir ifadeyle, felsefe zaten tanımı gereği bu gibi sorulara verilen cevaplardır.

Bilimsel bir sistemin yapısı gereği felsefi tartışmalara zemin hazırlamasının diğer bir sebebi, birtakım kavramların kendisinden doğrudan veya dolaylı olarak türetilebilmesina imkan vermesidir. Nitekim Newton sistemi dolayısıyla evrenin

mekanik şekilde işleyen bir makina gibi tasarlanması sözkonudur. Fizik nesnelerin böyle bir şema içinde tasarlanması ve anlamlandırılması, yukarıda verilen tanımı kullanırsak, bir "dünya kavrayışı" olarak nitelendirilebilir. Çünkü bilimsel bir çalışma, hertürlü fizik olayın belli bir kavram, "mekanizm" kavramı açısından görülmesi sonucunu doğurmuştur. Bu kavram aynı zamanda giderek bir "dünya görüşü" halini almıştır. Çünkü "mekanist" bakış açısının topluma, insana, hatta günlük yaşayışa yani farklı alanlara uygulanması sözkonusu olmuştur. Bu tablo Aristoteles sisteminin biçimlediği organist evren anlayışına karşıdır, dolayısıyla artık yeni bir paradigmanın temelleri atılmıştır. Sonuçta çeşitli bilgi sistemleri birbirlerini etkileyerek, bazen de yer yer çatışarak yeni bir bütünlüğün, yani giderek yeni bir paradigmanın doğmasına zemin hazırlamaktadırlar. Dolayısıyla farklı bilgi sistemleri arasındaki etkileşme ve çatışmalar aynı zamanda paradigmaya bir dinamizm de kazandırmaktadır. Bilim de dahil olmak üzere farklı bilgi türleri çok farklı boyutlarda birbirleriyle etkileşmekte, ancak bu sayede gelişmekte ve zengileşmektedirler. Gerçi yukarıda da işaret edildiği gibi bilim, kendine özgü problemlerini yine kendi yöntemleriyle çözmek durumunda olan bir bilgi türüdür. Bu özelliği günümüzde daha da artmış ve bilim çok daha özgül bir bilgi türü halini almıştır. Fakat buna karşılık bilimin felsefeyle ve diğer bilgi türleriyle ilişkisi de aynı oranda yoğunlaşmış ve günümüzde daha kendine özgü bir hal almıştır.

Kozmolojiyle veya diğer bir bilimle uğraşan herkesin, -ele aldığı özgül bir problemin çözümünde- felsefi görüşleri kullanması, bu görüşlerden haberdar olması veya onları dikkate alması elbette beklenemez. Fakat bilimde her özgül problem, diğer problemlerle birlikte oluşturduğu genel çerçeve içinde anlam kazanır. Böyle bir çerçevenin sınırları ise felsefi yorumların ve tartışmaların yoğun olarak yaşandığı bir bölge olacaktır. Eğer biraz dikkat edilirse, bu alanda yapılan tartışmaların adeta bir 'geri-besleme' ile o bilimin özgül problemlerini etkileyebildiği, hatta bazen birtakım özgül problemlerin gündeme gelmesine vesile olduğu görülebilir. Galileo'nun 'hareket' yorumu, Leibniz'in sonsuz küçükler hesabı, Descartes'in geometri, Mach'ın "Mach ilkesi" olarak bilinen ve kozmolojiyi ilgilendiren görüşü ve bu görüşlerin uygulama alanları bu konudaki tipik örneklerdir. Yani bazı felsefi tartışmalar, zaman zaman bilimsel gelişmeyi en az kendi problemleri kadar aktive edebilmektedir. Dolayısıyla bilimsel gelişmeye katkıda bulunmak, bilimsel bilginin farklı bilgi türleriyle olan çok yönlü etkileşmesinin dikkate alınmasını da zaman zaman gerektirebilmektedir.

Günümüzde bilimin ve dolayısıyla kozmolojinin felsefeyle ve diğer bilgi sistemleriyle olan ilişkisini sadece genel bir çerçeve içinde (yani sadece makro düzeyde) değil, mikro düzeyde de düşünmek mümkündür. Mikro düzeyde, yani tek tek bilimsel problemler ile felsefe arasındaki birebir ilişki açısında bakıldığında mesela "genişleyen evren" modeli, "plazma" modeli, "büyük patlama", "zaman" , "kara delik" , "entropi" kavramları veya "antropik" ilke (Barrow, J. D., Tipler, F. J., 1987) bu konuda örnek olarak gösterilebilir. "Büyük patlama" kavramı kolaylıkla teolojik tartışmalara verimli bir zemin oluşturabilecek ve ondan etkilenebilecek özelliktedir. "Kara delik" veya "zaman" kavramları ise bilim kurgu romanlarına konu olacak kadar günlük yaşantımıza girmiş durumdadır.

Kozmolojide bu gibi kavramlar, gerek gözlem fakat özellikle deney olanaklarının sınırlı olmasından, gerek bu kavramların tarihi geçmişlerinden, gerek içeriklerinin özelliğinden, gerek işaret ettikleri olay veya nesnelerin özelliğinden dolayı felsefi

tartışmalara açık bir özellik taşımaktadırlar; veya yukarıda kullanılan deyimle, bu kavramlar ile felsefi problemler arasında birebir ilişki kurmak, yani kozmoloji ile felsefe arasında mikro düzeyde yoğun bir ilişkiden sözetmek mümkündür. Kozmoloji ve felsefenin arakesitinde yer alan, dolayısıyla felsefi tartışmalara açık özellikler taşıyan ve bu tartışmalar tarafından aktive edilebilecek problemlere tipik bir örnek olarak "zaman" kavramı gösterilebilir.

Fizik açısından bakıldığında 'zaman' ölçülebilir özellik taşır ve dolayısıyla herhangi bir nesne gibi var olduğu kabul edilebilir. Öte yandan zaman, tanımı gereği, sürekli akış halinde olan bir süreçtir. Bu özelliği, ilk büyük örneği Newton'da karşımıza çıktığı şekilde, doğanın dinamik yasalar aracılığıyla tasvirinde ağırlıklı olarak karşımıza çıkar. Fakat buna karşılık, bu tür yasalar 'zaman'ın akış yönü (yani 'zaman oku') hakkında bir bilgi vermezler (Hawkins, D., 1964, S.217 vd). Gerçi böyle bir bilgiye dinamik yasaların gerek kurulma aşamasında gerek kullanılmasında hiç de gerek olmayabilir. Ancak bu soru, doğa yasalarını ifade eden bilimsel bir sistemin yapısı içinde hiç de gerekli olmasa da, doğanın anlaşılması için son derece gereklidir. Çünkü zamanın akış yönü hakkında eğer bir bilgimiz yoksa, belli bir süre sonra fizik olayların tersinebileceği, zamanın hiç de akmadığı, hatta olmadığı ileri sürülebilir. Hernekadar 'zaman oku' nun, yani zamanın, ileri doğru gittiğini ve tersinemez olduğunu termodinamiğin ikinci yasası ve gözlemler bize söylese de, bu aslında bir istisna dışında mikroskopik bir tabiat yasasını ifade etmemektedir (Hawhins, D., 1964, S.217 vd). Bu durumda kozmolojide son derece önemli yer tutan bir kavram çeşitli yönlerden ve bilimin kendisini de ilgilendirecek tarzda felsefi tartışmalara (Mesela bkz. Sklar, L. 1995, S.297-331 ve S.375-411; Barbour, J., 1999) açık bir hale gelmiş olur .

Şüphesiz bu felsefi tartışmaların kozmolojinin veya başka bir bilimin özel problemlerine doğrudan değil de çok dolaylı bir katkısından sözedilebilir. Fakat burada önemli olan husus, "zaman" kavramının sadece fizik veya kozmolojinin değil, mesela psikoloji ve biyolojinin de, farklı bilgi sistemlerinin yorumuna (mikro düzeyde) açık problemler içermesidir. Bu gibi problemlerin farklı açılardan tartışılması, sadece bilimsel düşünceyi değil insanın bir bütün olarak dışdünyayı anlamlandırımasını temin eden ve onları aktive eden bir yönünün olduğu açıktır.

Dışdünyanın anlaşılması ve anlamlandırılması isteği, sadece felsefenin değil, bilimlerin de temelinde bulunan, bulunması gereken bir özelliğin –bilimsel merak'ın- da herhalde en önemli çıkış noktasıdır.

Teşekkür

Bu yazımı okumak zahmetine katlanan ve değerli eleştirilerle bana büyük yardımları olan meslektaşlarım Umur Daybelge ve Dursun Koçer'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Şüphesiz yazı içinde gözden kaçabilmiş olan hataların sorumlusu benim.Ege Üniversitesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü tarafından 4-8 Eylül 2000 tarihinde düzenlenen "XII. Ulusal Astronomi Toplantısı" isimli kongreye katılmamda ve bu bildiriyi sunmamda maddi destek sağlayan İstanbul Üniversitesi Araştırma Fonu'na teşekkürlerimi sunarım

KAYNAKLAR

Barbour, J., (1999), The End of Time, Phoenix
Barrow, J. D., Tipler, F. J., (1987), The Antropic Cosmological Principle, Oxford
Esin, E., (1979), Türk Kozmolojisi, Edebiyat Fak. Yay.
Hawkins, D., (1964), The Language of Nature, W.H.Freeman and Com.
Kramer, S.N., (1990), Tarih Sumer'de Başlar, Çev. M. İ. Çığ, TTK Yayınları
Kramer, S.N., (1999), Sümer Mitolojisi, Çev. H. Koyukan, Kabalcı Kit.
Newton, I., (1974), Mathematical Principles of Natural Philosophy and his System of the World. University of California Press.
Ögel, B., 1991, Türk Kültür Tarihi, TTK Yayınları.
Sayılı, A. (1966), Mısırlılarda ve Mezopotamyalılarda Matemetik, Astronomi ve Tıp. Türk Tarih Kurumu.
Sklar, L. (1995), Physics and Change, Cambridge U.P.
Türker-Küyel, M., (1991), "Türklerde Felsefe Geleneği", Türk Yurdu, Cilt 11, Nisan 1991
Ural, Ş. (2000), Bilim Tarihi, Çantay Kitapevi

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.11-48

Beyaz Cüce Işıtma Fonksiyonu ve Gökada Diskinin Yaşı

(Çağrılı Bildiri)

M.C. Akan
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü
Bornova 35100, İzmir
cakan@alpha.sci.ege.edu.tr

Özet

Standard "Büyük Patlama" kozmolojisine göre evren ve dolayısı ile Gökada sınırlı bir yaşa sahip olmalıdır. O nedenle en yaşlı beyaz cücelerin geçmişi yıldız oluşumunun başlangıcına kadar uzanıyor olmalıdır. Beyaz cüce evrimi temelde sıcaktan soğuğa doğru olduğu için en yaşlı beyaz cüceler en soğuk ve en sönük beyaz cüceler olmalıdır. Buna göre "luminosity cut-off" olarak adlandırılan bir ışıtma değerinden daha düşük ışıtmalı beyaz cüce gözlenememesi gerekir. Böylesi bir "luminosity cut-off" gerçekten gözlenmiştir (Liebert, Dahn & Monet 1988; Oswalt ve ark. 1996).

"Luminosity cut-off" olarak adlandırılan böylesi bir olgudan yararlanabilmemiz için beyaz cücelerin soğumalarını iyi modelleyebilmemiz gerekmektedir. Bunun anlamı, beyaz cücelerin gözlenen ışıtmalarına hangi sürelerde ulaştıklarının duyarlı olarak bilinmesi demektir. Bunu başarabilmek için bir grup olarak beyaz cüceleri hangi parametrelerin belirlediğini bilmemiz gerekir. Bu parametreler arasında en önemli iki tanesi yüzey hidrojen ve helyum katmanlarının kütleleridir. Son sismik çalışmaların sonuçlarına göre bu katmanların kütleleri için $M_{He}/M_* = 10^{-2}$ ve $M_H/M_* = 10^{-4}$ gibi yüksek değerler sözkonusu olabilmektedir (Clemens 1993, 1995). Bu bilginin önemi çok büyüktür çünkü, örneğin, helyum kütlesindeki her on kat artış, gözlenen "luminosity cut-off" değerinde beyaz cücenin yaşında $0.75Gyr$ yöresinde bir azalmaya neden olmaktadır (Wood 1990; Wood 1992).

Günümüzde beyaz cüce yaşlarının hesaplanmasında en büyük belirsizlik, beyaz cüce içlerindeki yoğun plazmanın kristalleşmesi sürecinden kaynaklanmaktadır. Kristalleşme sürecinde açığa çıkan "saklı ısı" (=latent heat) beyaz cüce modellerinin soğuma sürelerine yaklaşık $1Gyr$ eklemektedir. Ayrıca kristalleşme sırasında gerçekleşen oksijen ve karbonun "evre ayrışması" (=phase separation) süreci de bu yıldızların yaşlanmalarını $1-2Gyr$ yöresinde geciktirmektedir (Montgomery 1998). Kristalleşme göreli olarak sağlam kuramsal temellere dayanmakla birlikte ne kristalleşmenin kendisi, ne de kristalleşme sırasında karbon ve oksijenin "evre ayrışması" beyaz cüce koşullarına uygun Yer laboratuvarlarında henüz sınanabilmiş(!) değildir.

Yaş hesaplanmasında karşımıza çıkan başka bir güçlük de beyaz cüce evriminin erken aşamalarında oluşan önemli miktarlardaki büzülmedir. PG1159-035 beyaz cücesine ilişkin gözlem verileri Scot Kleinman (1999, özel haberleşme)'den alınmış ve analiz edilmiştir. Yaptığımız analiz sonucu dış zarfta tuzaklanmış olduğundan kuşkulanılan 515.8 saniyelik zonklama döneminin $(2.16 \pm 0.16) \times 10^{-4}$ s /yıl miktarında

kısaldığı bulunmuştur. Dönemdeki bu kısalmanın büzülmeden kaynaklandığı kanısındayız. Beyaz cücelerin yaşlarının hesabında bu etki dikkate alınmalıdır.

Bu konuda son beş yıl içerisinde yapılmış çeşitli çalışmalara göre Gökada diskinin yaşı $7.5 \pm 1 Gyr$ (Wood 1995), ve $9.5 \pm 1 Gyr$ (Oswalt ve ark. 1996) olarak elde edilmiştir.

1. Giriş

Beyaz cüceler orta ve küçük kütleli yıldızların evrimlerinin son aşamalarıdır. Bu yıldızlar merkezlerinde önce hidrojen ve sonra helyumu tükettikten sonra çekimsel olarak çökmek durumundadır. Yaklaşık Yerküre yarıçapına sahip olan beyaz cüceler çekim kuvvetine karşı yozlaşmış elektron basıncı ile karşı koyarlar. Evrimleri temel olarak daha önceki çekirdek tepkimeleri sonucu içlerinde depolanmış olan ısının uzaya salınması biçiminde gerçekleşir. Gökadadaki yıldızlar için başlangıç kütle fonksiyonu $\Psi_s(M)dM$ olup bu 1 yılda parsek-küp başına M ve $M+dM$ kütle aralığında oluşmuş yıldız sayısını temsil eder. Salpeter (1955)'e göre:

$$\Psi_s dM = 2x10^{-12} M^{-2.35} dM \ \ yıldız/yıl/pc^3 \qquad (1)$$

olup bu "Salpeter kütle fonksiyonu" olarak adlandırılır. Beyaz cüceler anakol başlangıç kütleleri yaklaşık olarak $0.5M_\odot$ ile $8M_\odot$ arasındaki yıldızların kalıntıları olduklarına göre:

$$\frac{proto-WD-sayisi}{proto-NS/BH-sayisi} = \frac{\int_{0.5}^{8} \Psi_s dM}{\int_{8}^{\infty} \Psi_s dM} \qquad (2)$$

yazılabilir. Buna göre tüm yıldızların yaklaşık olarak %98'i beyaz cüce ya da evrimlerinin sonunda beyaz cüce olacak yıldızlardır. Eğer yıldız sayısı yerine duruma kütle olarak bakacak olursak Gökadadaki toplam kütlenin %94'ü beyaz cücelerde ya da ileride beyaz cüce olacak yıldızlarda toplanmıştır. Geriye kalan kütlenin büyük çoğunluğu da nötron yıldızlarında ya da nötron yıldızı olacak yıldızlardadır. Bu nedenle beyaz cüceler üzerine yapılan ve yapılacak olan çalışmaların önemi ortadadır.

Beyaz cücelerin yapısı diğer yıldızlara göre daha yalın olduğu için bu yıldızları kullanarak kimi astrofizik bilgilere ulaşmak daha kolay ve güvenilir olabilmektedir. Örneğin beyaz cüceler çekim gücüne karşı yozlaşmış elektron basıncı ile karşı koydukları için mekanik yapıları temel olarak termal yapılarına bağımlı değildir. Bu da onların soğumaları üzerine yapılan hesaplamaları büyük ölçüde kolaylaştırmaktadır. Ayrıca bu yıldızlarda (en azından soğuk olanlarda) çekirdek tepkimelerinin de olmadığı varsayıldığından çekirdek tepkime miktarlarındaki belirsizlikler modellere "kuramsal gürültü" yüklememektedir. Öte yandan bu yıldızlarda, yer almakla birlikte, konveksiyon yıldızın en dış $10^{-6} M_*$ gibi ince bir katmanın altını ilgilendirmemektedir. Son olarak,

yüksek yüzey çekim ivmesi değerleri ($\log g \approx 8$) normal bir dönme ya da manyetik alan varlığında dahi küresel simetrik yıldız yaklaşımını temelde garanti altına almaktadır.

Beyaz cüceler üzerine yapılmakta olan çalışmaları haklı çıkartacak önemli nedenlerden bir tanesi de bu yıldızların Hertzsprung-Russell diyagramında "kararsızlık kuşakları" (=instability strips) olarak adlandırılan belirli sıcaklık aralıklarında zonkluyor olmalarıdır. Bu özellikleri sayesinde gözlenen zonklama dönemlerinin kuramsal modellerinki ile karşılaştırılması yoluyla onların iç yapılarını öğrenebilmekteyiz. Yıldız sismolojisi (=asteroseismology) olarak anılan bu yöntemle bu yıldızların fotometrik ve tayfsal gözlemlere kapalı olan iç bölgelerini "*görebilmekteyiz*".

Günümüzde beyaz cüce yaşlarının hesaplanmasında en büyük belirsizlik, beyaz cüce içlerindeki yoğun plazmanın kristalleşmesi sürecinden kaynaklanmaktadır. Kristalleşme sürecinde açığa çıkan "saklı ısı" beyaz cüce modellerinin soğuma sürelerine yaklaşık $1Gyr$ eklemektedir. Ayrıca kristalleşme sırasında gerçekleşen oksijen ve karbonun "evre ayrışımı" süreci de bu yıldızların yaşlanmalarını $1-2Gyr$ yöresinde geciktirmektedir (Montgomery 1998). Kristalleşme göreli olarak sağlam kuramsal temellere dayanmakla birlikte ne kristalleşmenin kendisi, ne de kristalleşme sırasında karbon ve oksijenin "evre ayrışımı" beyaz cüce koşullarına uygun Yer laboratuvarlarında henüz sınanabilmiş(!) değildir.

Birim ışıtma aralığı için beyaz cücelerin göreli sayısı beyaz cüce oluşum ve soğuma miktarları üzerine önemli bilgiler verir. Azalan ışıtma ile soğuma miktarı da azaldığından, beyaz cüce oluşum miktarının sabit olduğunu varsayarak, düşük ışıtmalara doğru gidildikçe daha fazla beyaz cüce bulmayı bekleriz. Ancak bugüne değin $\sim 10^{-4.4} L_{\odot}$ değerinden daha düşük ışıtmalı beyaz cüce gözlenememiştir (Liebert ve ark. 1988). Bu durum Gökadanın sınırlı bir yaşa sahip olmasından kaynaklanıyor olabilir. Bir başka deyişle gözlenen en yaşlı beyaz cüceler $\sim 10^{-4.4} L_{\odot}$ den daha düşük ışıtmalara ulaşacak kadar soğuma zamanını henüz bulamamışlardır. Gözlenen ışıtma fonksiyonunun kuramsal soğuma miktarları ile karşılaştırılması en yaşlı beyaz cücelerin yaşlarının elde edilebilmesini sağlayacak ve dolayısı ile Evrenin yaşı için bir alt sınır önerilebilmesini olası kılabilecektir (Winget ve ark. 1987a). Sözkonusu yaş için en yeni değerler $8\text{-}11 Gyr$ arasındadır (Wood 1992).

Beyaz cüce ışıtma fonksiyonu bu yıldızların M_{υ} salt parlaklıkları belirlenerek elde edilebilir. Gerçekte ışıtma fonksiyonu, farklı salt parlaklıktaki beyaz cücelerin göreli sayısını temsil eden bir fonksiyon olup genellikle parsek-küp başına birim bolometrik salt parlaklıktaki yıldızların sayısıdır ve ışıtmaya göre noktalanır. "Ilık" beyaz cücelere ilişkin ($L > 10^{-3.3} L_{\odot}$ ve $T_{eff} > 10000K$) sıklıkla kullanılmakta olan bir beyaz cüce ışıtma fonksiyonu Fleming ve ark. (1986) tarafından verilmiştir. Bu ışıtma fonksiyonu daha sonra Liebert ve ark. (1988) tarafından daha düşük ışıtmalara doğru genişletilmiştir. Bu iki ışıtma fonksiyonu bir bütün olarak Şekil 1'de verilmiştir.

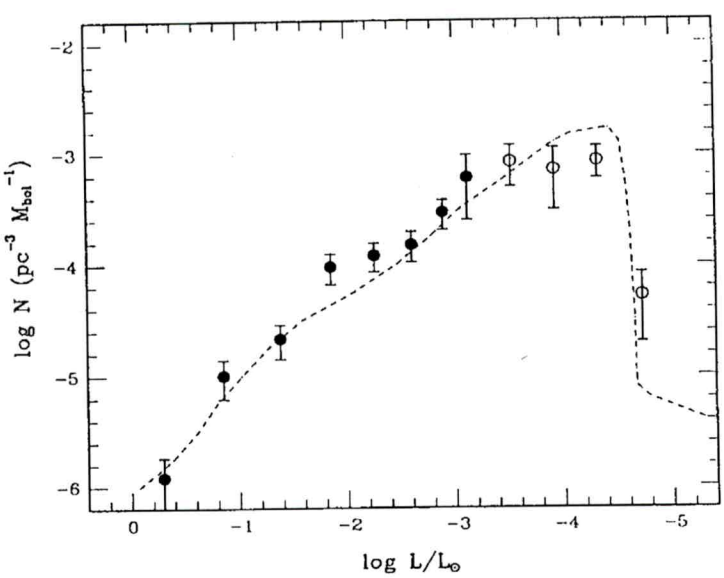
Şekil 1'den görüldüğü gibi ışıtma fonksiyonu azalan ışıtma ile düzgün bir biçimde artmaktadır. Evrimleri boyunca bazı aykırı durumlara karşın genelde beyaz cüceler soğudukça soğuma miktarları azalacağı için düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe yıldız

sayısının artacağı açıktır. Ancak Şekil 1'den görüldüğü gibi $\sim 10^{-4.4} L_{\odot}$ değerinden daha düşük ışıtmalarda beyaz cüce gözlenememektedir ki bu durum bir açıklama gerektirmektedir. Bir beyaz cücenin "luminosity cut-off" olarak adlandırılan bu ışıtma değerinden daha düşük değerlere ulaşabilmesi için gereken süre Gökadanın bugünkü yaşından daha uzun olabilir. O nedenle sözkonusu ışıtma değeri Gökada yaşının bir ölçüsü olabilecektir.

Yukarıda belirtildiği gibi evrimleri temel olarak zamanla soğuma biçiminde olmakla birlikte beyaz cücelerin soğuma miktarları evrimlerinin farklı anlarında çeşitli nedenlerle farklı miktarlarda olmaktadır. İlgili yaşların doğru bir biçimde hesaplanabilmesi sözkonusu nedenlerin iyi değerlendirilmesine ve bu da beyaz cücelerin iç yapılarının doğru bir biçimde anlaşılabilmesine bağlıdır. O nedenle Bölüm 2'de beyaz cüce içyapı fiziği bağlamında durum denklemi, tam yozlaşma, kısmi yozlaşma, yozlaşmış madde içerisinde ısının iletimi, öz ısı konularına ek olarak nötrino salımı, kristalleşme ve evre ayrışması gibi ideal olmayan olayların etkileri üzerinde durulacaktır. Beyaz cüce soğuması ve beyaz cüce ışıtma fonksiyonu ise Bölüm 3'te ele alınacaktır. Bölüm 4'te ise sonuçlar ve tartışma yer almaktadır.

2. Beyaz Cüce İçyapı Fiziği

Bu bölümde beyaz cüce içlerinde sözkonusu koşullardaki maddeye ilişkin durum denkleminin elde edilmesinde kullanılacak olan ve istatistiksel mekanikten elde edilen bazı sonuçlar gözden geçirilecek ve daha sonra beyaz cüce maddesinin ısısal özellikleri ve bu yıldızların içlerinde erkenin taşınma biçimi ele alınacaktır.



Şekil 1. *Beyaz cüce ışıtma fonksiyonu. Dolu daireler Fleming ve ark. (1986)'dan alınan DA beyaz cücelerine ilişkin verilere ilişkin olup boş daireler Liebert ve ark. (1988) tarafından analiz edilen yıldızlara ilişkindir. Kesikli çizgi ise Winget ve ark. (1987a) tarafından verilen kuramsal ışıtma fonksiyonudur.*

2.1 Durum Denklemi

İstatistiksel mekanik için gösterilebilecek klasik kaynaklar arasında Landau & Lifshitz (1958) ve Pippard (1957) sayılabilir. Bu konunun astrofiziğe uygulanması Cox (1968), Kippenhahn & Weigert (1990) ve Hansen & Kawaler (1994)'de bulunabilir.

Yapı ve evrim hesaplamaları için gereken termodinamik değişkenler P,T,ρ,S,E,Q ve çeşitli n_i izotopik sayı yoğunluklarıdır. N_i, i inci türden parçacığın gram başına sayı biriminde sayı yoğunluğudur ($N_i = n_i / \rho$). N_i, n_i nin Lagrangian versiyonudur ve oylum değiştiği durumda dahi değişmez kaldığı için kullanışlıdır.

Bir diğer kullanışlı termodinamik nicelik de μ_i ile gösterilen, i inci izotopa ilişkin, "kimyasal potansiyel" olup:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial E}{\partial N_i} \right)_{S,V} \tag{3}$$

ile verilir. Bu nicelik "iyon molekül ağırlığı"nı gösteren μ_I ile karıştırılmamalıdır. Eğer yıldız maddesi içerisinde iyonlar, elektronlar, fotonlar, moleküller, vb gibi parçacıkların bir alt setinin sözkonusu olduğu "kimyasal" tepkimeler yer alıyorsa bileşimde bir dN_i değişimi gerçekleşecek ve bu durumda termodinamik (ve kimyasal) denge;

$$\sum_i \mu_i dN_i = 0 \tag{4}$$

olmasını gerektirecektir. Bir karışımda N_i nin dN_i kadar değişmesi karışımdaki diğer bileşenlerin de dN_i ile ilişkili bir biçimde değişmesi anlamına gelmektedir.

Yukarıdaki nicelikler bağımsız değildir; bu niceliklerin verilen bir alt seti için diğerleri de hesaplanabilir. Durum denklemi termodinamik nicelikler arasındaki ilişkiyi kurar ve verilen diğer bazı nicelikler için istenilen bir niceliğin belirlenebilmesini sağlar. Burada özellikle basıncın, sıcaklık ve bileşimin (μ ortalama molekül ağırlığı ile parametrize edilir) bir fonksiyonu olarak ifade edilebilmesi üzerinde durulacaktır. Basıncın buradaki tanımı, $d\sigma$ diferansiyel yüzey elemanına dik doğrultudaki momentum akısı biçimindedir. Başka bir ifadeyle basınç, anlık parçacık akısı ile parçacık başına ortalama momentumun çarpımına eşittir. Parçacık akısı;

$$Parçacıkakısı = n(p,\theta) dp \upsilon(p) \cos\theta d\theta \tag{5}$$

ile verilir. Burada p, yüzey elemanının normali ile θ açısı yaparak yayılan bir parçacığın momentumunun büyüklüğüdür. Yukarıda verilen parçacık akısı ile parçacık momentumunun $d\sigma$ yüzey elemanına dik doğrultudaki bileşeninin çarpımının integrasyonu basınç için;

$$P = \int_0^{\infty}\int_0^{\pi} d\theta p \upsilon(p) n(p,\theta) \cos^2\theta d\theta \tag{6}$$

genel ifadesini verir. Parçacık momentumları için izotropik bir dağılım varsayarsak (6) ifadesi;

$$P = \frac{1}{3}\int_0^{\infty} p\upsilon(p)n(p)dp \tag{7}$$

biçimine indirgenir. Bu aşamada sorun parçacıkların hız ve sayı yoğunluklarının, parçacık momentumu p nin fonksiyonu olarak bilinmesi durumuna indirgenmiştir.

E_O en düşük erke düzeylerindeki (mc^2 durgun-kütle erkesine karşılık gelen) temel parçacıklar için verilen bir parçacık grubunun sayı yoğunluğu;

$$n(p) = \frac{1}{h^3}\frac{g}{\exp\left[\dfrac{-\mu + E_O + E(p)}{kT}\right] \pm 1} \tag{8}$$

biçiminde verilir. Burada g referans düzeyin yozlaşma miktarı ve μ ise parçacık türlerinin kimyasal potansiyelidir. Buradan toplam sayı yoğunluğu için;

$$n = \int_0^{\infty} 4\pi p^2 dp n(p) \tag{9}$$

yazılabilir.

Elektronlar, protonlar ve nötronlar gibi Fermionlar için $g = 2$ ve $E_O = mc^2$ alınır ve;

$$E(p) = mc^2\left[\sqrt{1 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2} - 1\right] \tag{10}$$

ve;

$$\upsilon(p) = \frac{\partial E}{\partial p} = \frac{p}{m}\left[\sqrt{1 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2}\right]^{-1} \tag{11}$$

dir. Buradan;

$$n = \frac{8\pi}{h^3}\int_0^{\infty} p^2 dE f(E) \tag{12}$$

elde edilir ki buradan erke fonksiyonu aşağıdaki gibi tanımlanabilir;

$$f(E) \equiv \frac{1}{\exp\left[\dfrac{E-\left(\mu - mc^2\right)}{kT}\right]+1} \tag{13}$$

$f(E)$ fonksiyonu bir Fermion gazı içerisindeki parçacık erkelerinin dağılımı üzerine bilgi verir. (13) ifadesinde paydanın incelenmesi, çok düşük sıcaklıklarda $\mu - mc^2$ değerinde karakteristik bir erkenin ortaya çıktığını gösterir. E_f yi $\mu - mc^2$ ve bu erkeye karşılık gelen momentumu da p_f olarak tanımlayalım; burada f alt indisi Fermionları göstermek içindir. Ayrıca p_f / mc olarak bir x_f parametresi tanımlamak da yararlı olacaktır.

2.2 Tam Yozlaşma

Şekil 2, iki farklı sıcaklık için $f(E)$ dağılım fonksiyonunu göstermektedir. $T = 0$ durumuna yaklaştıkça $E > E_f$ için $f(E)$ sıfıra yaklaşmakta, ancak $E < E_f$ durumunda $f(E)$ birime yaklaşmaktadır. Düşük sıcaklık sınırında durum denklemi aşağıdaki gibi yalınlaşmakta ve sayı yoğunluğu için;

$$n = \frac{8\pi}{h^3}\int_0^{p_f} p^2 dp = 8\pi h^3 \left(\frac{h}{mc}\right)^{-3} x_f^3 \tag{14}$$

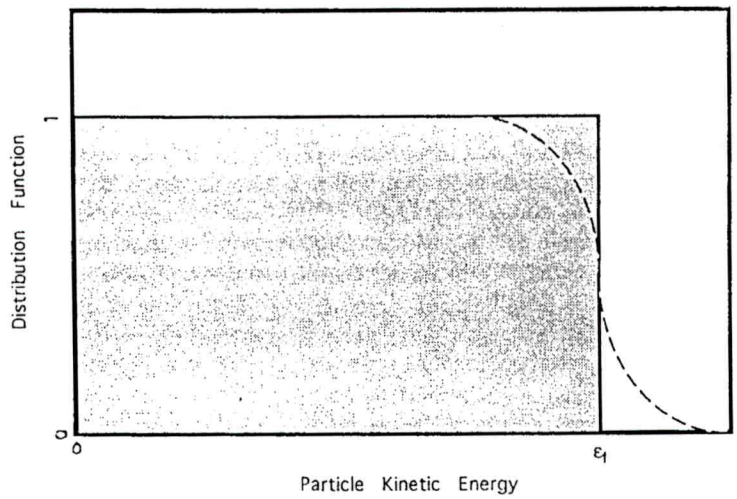
elde edilmektedir.

Elektronlar için kütle yoğunluğu (ρ);

$$\frac{\rho}{\mu_e} = \frac{8\pi}{3N_A}\left(\frac{h}{mc}\right)^{-3} x_f^3 = 9.7\times 10^5 \times x^3 \tag{15}$$

biçimini almaktadır (burada x_f deki f alt indisi kaldırılmıştır). Buna karşılık gelen elektron basıncı;

$$P_e = \frac{8\pi}{h^3}\int_0^{p_f} \upsilon(p) p^3 dp = 6.0\times 10^{22} F(x) \tag{16}$$



Şekil 2. *Sıfır derece limiti durumunda parçacık kinetik erkeleri için dağılım fonksiyonu. Dağılım fonksiyonunun birim değerine sahip olduğu yerlerde Fermionlar E_f den daha az erkelere sahiptir. Kesikli çizgi sınırlı (fakat düşük) sıcaklıklar için dağılımın ne biçimde değiştiğini göstermektedir (Hansen & Kawaler 1994).*

olup Chandrasekhar (1939) tarafından aşağıdaki biçimde tanımlanan $F(x)$ fonksiyonunu içermektedir;

$$F(x) \equiv x(2x^2 - 3)(1 + x^2)^{1/2} + 3\sinh^{-1}(x) \tag{17}$$

Elektronların erke yoğunluğu ise doğrudan;

$$E_e = 6.0 \times 10^{22} G(x) \tag{18}$$

ile verilmektedir. Burada $G(x)$;

$$G(x) = 8x^3\left[\left(1 + x^2\right)^{1/2} - 1\right] - F(x) \tag{19}$$

ile verilmektedir.

$p_f << m_e c$ ise (yani $x << 1$) elektronların momentumlarına karşılık gelen hız c ile karşılaştırıldığında küçüktür. Bu durumda gaz relativistik değildir. Relativistik olmayan durumda;

$$\lim_{x \to 0} F(x) = \frac{8}{5} x^5 \tag{20}$$

dir ve böylece;

$$P_e \to 10^{13}\left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3} \quad \text{relativistik olmayan} \tag{21}$$

yazılabilir. Öte yandan $x >> 1$ olması durumunda relativistik rejim sözkonusudur ve;

$$\lim_{x\to\infty} F(x) = 2x^4 \tag{22}$$

dir ve böylece;

$$P_e \to 1.2\times 10^{15}\left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3} \quad \text{relativistik} \tag{23}$$

yazılabilir. Relativistik ve relativistik olmayan rejimlerin her ikisi için de elektron basıncının sıcaklığa değil yalnızca yoğunluğa bağlı olduğu görülmektedir. Yukarıdaki sonuçlar $T \to 0$ limiti için elde edilmiş olmasına karşın göreli olarak yüksek sıcaklıklar için de geçerlidir. Örneğin $\rho \approx 10^6 gcm^{-3}$ yoğunluk ve sıfır-sıcaklıklı bir gaz için $\mu_e = 2$ olan elektronlardan kaynaklanan basınç $\approx 3\times 10^{22} dyncm^{-2}$ yöresindedir. Bu değerdeki bir elektron basıncı aynı yoğunluktaki fakat $T \approx 10^5 K$ sıcaklığındaki yozlaşmamış bir elektron gazında da sözkonusudur. Aşağıdaki bölümde yozlaşmış elektronlardan kaynaklanan basıncın hangi koşullar altında baskın olduğu tartışılacak ve $\rho - T$ düzleminin neresinde sıfır-sıcaklık yaklaşımının geçerli olduğu gösterilecektir.

Yukarıdaki ifadeleri beyaz cüce içlerindeki koşullara ilk kez Chandrasekhar ve Fowler'in 1930'lu yıllarda yaptıkları gibi uygulayabilir ve böylece bu yıldızların varlığını anlayabiliriz. Sıfır-sıcaklıklı bir gaz için sözkonusu hidrostatik denge denklemini yukarıdaki denklemlerle birleştirerek relativistik olmayan rejim için kütle-yarıçap ilişkisini elde edebiliriz;

$$\frac{R}{R_\odot} = 0.012\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/3}\left(\frac{\mu_e}{2}\right)^{-5/3} \quad \text{relativistik olmayan} \tag{24}$$

Relativistik rejimde yoğunlukta 4/3 olan üs, yozlaşmış elektron basıncı ile desteklenebilecek kütle üst sınırını verebilmektedir;

$$M_\infty = 1.46\left(\frac{\mu_e}{2}\right)^{-2} \quad \text{relativistik} \tag{25}$$

ki bu da ünlü "Chandrasekhar kütlesi"dir. Daha da büyük kütle değerlerinde, relativistik rejim de geçerli olduğundan, artan yoğunluk ve basınç yıldızın çökmesini engelleyemez. Öte yandan relativistik olmayan rejimde yıldız yarıçapını küçülterek yeni bir konfigürasyona ulaşabilir. En uç relativistik durum denklemleri (fotonlar için olan da dahil olmak üzere) çekim etkileri ile karşılaştırıldığında oldukça "yumuşak"tır. Basıncı arttırmak uğruna parçacıkların hızlarını ışık hızının üzerine çıkartmak olası değildir.

Böylesi bir sonuç beklenebilir çünkü en uç relativistik etkiler $\gamma \to 4/3$ olmasını gerektirmektedir.

Chandrasekhar limit kütlesinin astrofizik anlamı şudur: eğer yozlaşmış elektron konfigürasyonları beyaz cüceleri gerçekten iyi temsil ediyorsa ve eğer beyaz cüceler birçok yıldızın evriminin son aşaması ise, yıldız evriminin son aşamalarına ilişkin bilgiler oldukça iyi bir biçimde belirlenebilmiş demektir. Bir başka deyişle eğer bir yıldız yaşamının sonunda kütlesini $M_* \leq 1.46 M_\odot$ koşulunu sağlayacak biçimde azaltamazsa ($\mu_e = 2$ varsayarak), şiddetli olaylarla karşılaşacak demektir. Ancak gökyüzünde çok sayıda beyaz cüce olduğu için yıldızların birçoğu yaşamlarına ya yeterince küçük kütlelerle başlamakta ya da yeterince kütle kaybedebilmeyi başarabilmektedirler.

Orta düzeyde bir yozlaşma için hesaplamalar biraz daha karmaşıktır; Eggleton (Truran & Livio 1986 tarafından belirtildiği gibi) kütle-yarıçap ilişkisini;

$$\frac{R}{R_\odot} = 0.026 \left[1 - \left(\frac{M}{M_\infty} \right)^{4/3} \right]^{1/2} \left(\frac{M}{M_\infty} \right)^{-1/3} \tag{26}$$

biçiminde parametrize etmiştir. $\rho - T$ düzleminde relativistik ve relativistik olmayan rejimleri ayıran sınır $p_f \approx mc^2$ koşulunu sağlayan noktalardan geçen eğridir. Elektronlarca yozlaşmış bir madde için bu koşul $\rho / \mu_e \sim 10^6$ değerine karşılık gelmektedir.

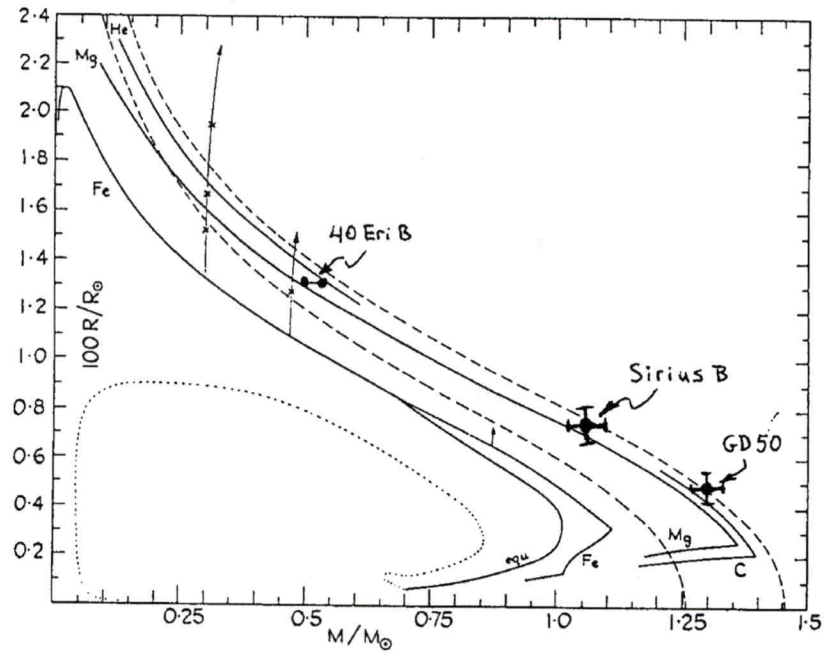
Şekil 3'te birkaç farklı durum için kütle-yarıçap ilişkisi görülmektedir. Hamada & Salpeter (1961)'den alınan bu şekilde orijinal Chandrasekhar çözümü kesikli çizgilerle verilmiştir. Hamada & Salpeter farklı iyonik türlerin etkilerini incelemişler ve kütle-yarıçap ilişkisinin iç bileşime gerçekten de bağlı olduğu sonucuna varmışlardır. Kütle ve yarıçapları iyi bilinen beyaz cücelerden üç tanesinin yerleri de ayrıca bu şekilde gösterilmektedir. Bulunan ilk beyaz cüce olan 40 Eri B relativistik ya da relativistik olmayan durum bakımından ayırdedilemezken, Sirius B ve GD 50 beyaz cüceleri boyutlarının açıklanabilmesi için relativistik durum denklemine gereksinim göstermektedirler.

2.3 Kısmi Yozlaşma

Yukarıdaki tartışmalarda basitleştirme sıcaklığın sıfır olduğu varsayımından kaynaklanmaktadır. Bu biçimde davranmakla elektronların erke dağılımı için basamak fonksiyonu kullanabiliriz; Fermi erkesinin altındaki erkeler için 1, üzerindekiler için 0. Eğer sıcaklığın sıfır olmadığını varsayarsak bu durumda verilen bir elektronun erkesi kT ile orantılı olarak artacaktır. Erkeleri Fermi erkesinin yeterince altında olan elektronlar erkelerini E_f değerinin üzerine çıkartamayacaklar ve böylesi bir süreçten dışlanacaklardır. Bir başka deyişle, düşük sıcaklıklarda, küçük E değerleri için $f(E)$

dağılım fonksiyonu göreli olarak etkilenmeyecektir. Ancak Fermi denizinin üzerine yakın olan elektronlar için erkedeki kT ile orantılı bir artış sözkonusu elektronların erkelerini E_f değerinin üzerine çıkartabilir. Böylece erkeleri E_f değerine yakın fakat onun altında olan elektronların sayısında bir azalma olacaktır. Bu da E_f nin bir miktar altındaki erkeler için $f(E)$ nin 1'in altına düşmesine, E_f nin üzerindeki erkeler için 0'ın bir miktar üzerine çıkmasına neden olacaktır.

Yeterince yüksek sıcaklıklar için Fermi-Dirac istatistiği Maxwell-Boltzmann dağılımına yol açmaktadır ve bu durumda gaz yozlaşmamıştır. Böylece yozlaşmanın düzeyini belirleyebilmek için E_f/kT gibi bir parametre tanımlanabilir. Bu parametrenin değeri birimi geçtiği zaman gaz yozlaşmıştır ve durum denklemi bir önceki bölümde verilene yaklaşmıştır. Öte yandan sözkonunsu parametrenin değeri birimden az ise gaz yozlaşmamıştır ve ideal gazlar için sözkonusu olan durum denklemi geçerlidir. $E_f/kT \approx 1$ olan ara durumlar için işler biraz karmaşık duruma gelmektedir. Böylesi durumlar kısmi yozlaşma olarak adlandırılır ve relativistik olmayan rejim için;



Şekil 3. *Tümüyle yozlaşmış ve sıfır-sıcaklıklı bir konfigürasyon için kütle-yarıçap ilişkisi. Her bir eğri belirtilen bileşime ilişkindir. Kesikli çizgiler Chandrasekhar modelleri olup üstteki* $\mu_e = 2$ *ve alttaki ise* $\mu_e = 2.15$ *içindir. Verilen bir kütle için merkez bölgesi bileşimi ne denli "ağır" ise yarıçapın o denli küçük olduğuna dikkat ediniz. Şekilde ayrıca kütle ve yarıçapları güvenilir bir biçimde bilinen üç beyaz* cücenin yerleri de işaretlenmiştir. Noktalı bölge nötron yıldızlarına ilişkindir (Hamada & Salpeter 1961).

$$kT = E_f = \frac{mc^2}{2}\left(\frac{3N_A}{8\pi}\right)^{2/3}\left(\frac{h}{m_e c}\right)^2\left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{2/3} \tag{27}$$

durumunda ortaya çıkar. Ya da;

$$\frac{\rho}{\mu_e} \approx 6.0\times10^{-9}T^{3/2} \qquad \text{relativistik olmayan} \tag{28}$$

yazılabilir. Relativistik rejimde ise sözkonusu durum denklemi;

$$\frac{\rho}{\mu_e} \approx 4.6\times10^{-24}T^3 \qquad \text{relativistik} \tag{29}$$

biçimini alır. Eğer ρ/μ_e verilen bir sıcaklık için bu değerleri aşarsa gaz yozlaşma etkileri göstermeye başlar. Ancak bu geçiş ani değildir! Gerçek yıldızlarda yozlaşmış konfigürasyon ile yozlaşmamış konfigürasyon arasındaki geçiş yavaştır.

Kısmi yozlaşmış bir gaz için durum denkleminin karmaşıklığı gözönüne alınacak olursa yoğunluk ve sıcaklığın fonksiyonu olarak basıncın ifadesinin elde edilmesi ve çözülmesinin zorluğu ortadadır. Hansen & Kawaler (1994) ve diğer kaynaklar n_e ve P_e için hemen hemen tümüyle yozlaşmış durumlara ilişkin açılımlar vermişlerdir. Beyaz cüce içlerinin (oldukça yozlaşmış) ve zarflarının (genellikle yozlaşmamış) sayısal modellenmesi amacı ile elektron yoğunlukları ve basınçları sayısal olarak hesaplanabilmektedir.

Şimdi $\eta \equiv \mu/kT$ gibi yeni bir yozlaşma parametresi tanımlayalım. Bu tanımlama ile, relativistik olmayan rejim için $f(E)$ dağılımı üzerindeki integraller;

$$n_e = \frac{4\pi}{h^3}(2mkT)^{3/2}\int_0^\infty \frac{u^{1/2}}{e^{u-\eta}+1}du \tag{30}$$

$$n_e = \frac{4\pi}{h^3}(2mkT)^{3/2}F_{1/2}(\eta) \tag{31}$$

ve;

$$P_e = \frac{8\pi kT}{3h^3}(2mkT)^{3/2}\int_0^\infty \frac{u^{3/2}}{e^{u-\eta}+1}du \tag{32}$$

$$P_e = \frac{8\pi kT}{3h^3}(2mkT)^{3/2}F_{3/2}(\eta) \tag{33}$$

biçimini alır. $\eta < -4$ için madde temel olarak yozlaşmamıştır. Ancak $\eta > 10$ ve üzerindeki değerler için kuvvetli bir yozlaşma sözkonusudur. Yukarıdaki integraller Fermi-Dirac integralleri olarak adlandırılırlar ve çeşitli yerlerde çizelgeler biçiminde verilmişlerdir. Sayısal hesaplamalar için Eggleton ve ark. (1973) sıklıkla kullanılan bir parametrizasyon sunmuşlardır.

2.4 Yozlaşmış Madde İçerisinde Isının İletimi

Yozlaşmış madde içerisinde erkenin iletimi normal yıldızlarda olduğundan nicel olarak farklıdır. Normal yıldızlarda ısı, içerisinde taşındığı gazın durumuna bağlı olarak konveksiyon ve/veya radyasyon yoluyla taşınır. Radyasyon yoluyla taşınmada erke aktarımının, fotonların hemen hemen tümüyle opak bir ortam içerisinde yayılmasıyla gerçekleştirildiği düşünülür. Bu durumda akı (tüm dalgaboyları üzerinden integre edilerek);

$$F_r = -D_r \frac{dT}{dr} \tag{34}$$

biçiminde verilir. Burada dT/dr toplam sıcaklık gradiyentidir. D_r yayılma katsayısı, tüm dalgaboyları üzerinden ortalaması alınan spesifik radyatif opasite ($\kappa_r \left[cm^2/g\right]$) birimlerinde olup;

$$D_r = \frac{4acT^3}{3\kappa_r \rho} \tag{35}$$

biçiminde verilir. Burada a ışınım yoğunluğu sabiti ve c ise boşluktaki ışık hızıdır. Ancak toplam radyatif opasitenin birkaç terimin toplamı olduğunu unutmamak gerekir (elektron saçılmasından kaynaklanan opasite, bağlı-serbest ve serbest-serbest geçişler, vb).

Yozlaşmış madde içerisinde Fermi denizinin en üzerindeki elektronlar serbestçe dolaşmaya çok yatkındırlar; bir başka deyişle bu elektronlar ısıyı metallerdekine benzer bir biçimde iletirler. Konveksiyon yoluyla gerçekleştirilen erke akısını radyatif akıdakine benzer bir biçimde yazabiliriz. Bu durumda F_r yerine F_{cond} ve D_r yerine ise D_{cond} yazılır. İletim için yayılma katsayısı genel olarak;

$$D_{cond} \sim \frac{c_\upsilon \upsilon_e \lambda}{3} \tag{36}$$

biçimindedir. Burada c_υ elektronların öz ısısı, υ_e ilgili elektron hızı ve λ ise elektron ortalama serbest yoludur. Madde hemen hemen tümüyle yozlaşmış ise elektronların öz ısısı, T sıcaklığı ve x momentum parametresi ile ölçeklenir. Yozlaşma koşulu altında hem υ_e ve hem de λ, yalnızca E_f Fermi erkesine yakın erkelere sahip elektronlar

serbest olacak biçimde kısıtlanırlar. Bu da bize υ_e değerini $m_e\upsilon_e \approx p_f$ koşulu yardımıyla belirleyebilme olanağını verir. Bilindiği gibi;

$$p_f \propto x_f \propto \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{1/3} \tag{37}$$

idi ve buradan υ_e nin $(\rho/\mu_e)^{1/3}$ ile, elektronlar için c_υ nin ise $T(\rho/\mu_e)^{1/3}$ ile ölçeklendiğini görüyoruz.

Elektron ortalama serbest yolu λ iyonların Coulomb saçılması olasılığıyla belirlenir. Böylece;

$$\lambda \sim \frac{1}{\sigma_c n_{iyon}} \tag{38}$$

yazılabilir. Coulomb saçılması etki kesiti σ_c, ortalama çarpma parametresinin karesine bağlıdır ve küçük elektron kinetik erkeleri için büyüktür. Coulomb potansiyel erkesinin elektronların kinetik erkelerine eşitlenmesi, çarpma parametresinin υ_e^2 nin tersi ile orantılı olmasını ve $\sigma_c \propto \upsilon_e^{-4}$ olmasına yol açar. Bu durumda;

$$\lambda \propto \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3}\left(\frac{\rho}{\mu_I}\right)^{-1} \tag{39}$$

ve;

$$D_{cond} \propto \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{2} T\left(\frac{\rho}{\mu_I}\right)^{-1} \tag{40}$$

dır. Burada μ_I, iyon başına ortalama atom ağırlığıdır.

Sabitleri de gözönünde bulundurarak ve yukarıdaki yayılma katsayısını da kullanarak kondüktif opasite κ_{cond} yı hesaplayabiliriz;

$$\kappa_{cond} \approx 4\times10^{-8}\left(\frac{\mu_e^2}{\mu_I}\right)Z^2\left(\frac{T}{\rho}\right)^2 \tag{41}$$

$T=10^7 K$ ve $\rho=10^6 g/cm^{-3}$ gibi tipik beyaz cüce içi koşullarında yukarıdaki eşitlik $\kappa_{cond} \approx 5\times10^{-5} cm^2/g$ değerini verir. κ_r ve κ_{cond} için bu tanımları kullanarak F_{tot} toplam akısını elde edebiliriz. F_{tot} toplam akısı radyatif akı ile kondüktif akının toplamına eşit olacaktır;

$$F_{tot} = F_r + F_{cond} = -\frac{4ac}{3\rho} T^3 \frac{dT}{dr}\left(\frac{1}{\kappa_r} + \frac{1}{\kappa_{cond}}\right) \tag{42}$$

Görüldüğü gibi radyatif ve kondüktif opasiteler basitçe toplanabilmektedirler. Yukarıdaki koşullar için baskın olan radyatif opasite elektron saçılmasıdır ve değeri yaklaşık olarak $0.2cm^2/g$ dir. O nedenle kondüktif akı radyatif akıdan yaklaşık 4000 kez daha büyüktür. Bu durum beyaz cüce içlerinin termal yapısı üzerinde çok önemli etkilere sahiptir. Böylesine verimli bir ısı iletim özelliği nedeniyle büyük miktarlarda bir ısı akısını gerçekleştirebilmek için yalnızca küçük bir sıcaklık gradiyenti yeterlidir. Bu, beyaz cüce içlerinin büyük ölçüde izotermal olduğu anlamına gelir.

Yukarıda kondüktif opasite için verilen değer kuşkusuz ki yaklaşık bir değerdir. Beyaz cüceler ve yozlaşmış merkez bölgelerine sahip yıldızların duyarlı modelleri için daha duyarlı ifadelere gereksinim vardır. Kondüktif opasite hesapalamaları belli bir duyarlıkta iyonlar arası kuvvetleri, durum denklemi için ideal olmayan bazı etkileri ve çeşitli hesaplamaları gözönüne almalıdır. Bu alandaki öncü çalışmalar arasında Hubbard & Lampe (1969) tarafından yapılan hesaplamalar, daha yeni hesaplamalar arasında ise Itoh ve ark. (1983, 1984) tarafından gerçekleştirilenler sayılabilir.

2.5 İdeal Olmayan Etkiler

Yozlaşmış madde için sözkonusu durum denklemi ile ilgili yukarıdaki bölümlerde parçacıklar arasında elektromanyetik etkileşmelerin olmadığı ideal gaz durumu gözönüne alınmıştır. Tümüyle iyonlaşmış bir ortamda iyonik yükler temelde elektron bulutlarıyla çevrilmiş olarak düşünülür. Böylesi bir durumda iyonların pozitif yükleri elektronlar tarafından nötrlenmiş olacaktır. İyonların birbirlerine çok fazla yakınlaşmamaları koşuluyla böylesi bir perdeleme elektromanyetik kuvvetleri etkin bir biçimde nötralize edecek ve çekirdekler birbirleriyle etkileşmeyeceklerdir.

Ancak burada gözönüne alınan ortam beyaz cücelerin iç bölgeleridir ve ilgili yoğunluklar Yer'deki standardlarla karşılaştırılamayacak denli büyüktür. Belirli bir yoğunluğun üzerinde (ve sınırlı bir sıcaklıkta) iyonlar birbirlerine yeterince yaklaşmış olacak ve aralarındaki elektrostatik etkileşmeler durum denklemini etkileyecektir. Yıldızlarda karşılaştığımız plazmalar için ideal olmayan etkilerin hesaplanması son derece karmaşık olup burada yalnızca temel bilgiler özetlenecektir. Beyaz cüce içlerine ilişkin daha fazla ayrıntı çeşitli kaynaklardan elde edilebilir (örneğin Shapiro & Teukolsky 1983 ve oradaki kaynaklar).

Sorunu basitleştirmek amacıyla her bir iyonun $1/n_{iyon}$ oylumuna eşit bir oylum kaplayan küresel bir elektron bulutu ile çevrilmiş olduğunu düşünelim. Böyle küresel bir bulutun Coulomb erkesi;

$$E_c = \frac{Z^2 e^2}{a} = Z^2 e^2 \left(\frac{4\pi\rho N_A}{3A}\right)^{1/3} \tag{43}$$

dir. Eğer $E_c < kT$ ise gaz etkin bir biçimde ideal gaz gibi davranır. Ancak eğer $E_c > kT$ ise ideal olmayan etkiler ortaya çıkar. Bir kriter olarak;

$$\Gamma_c \equiv \frac{E_c}{kT} = 2.27 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \frac{\rho_6^{1/3}}{T_7} \tag{44}$$

tanımlayalım. Burada ρ_6, $10^6 g/cm^3$ biriminde yoğunluk, T_7 ise $10^7 K$ biriminde sıcaklıktır. $\Gamma_c > 1$ olduğu zaman madde "kuvantum sıvı durumu"nda (=quantum liquid state) olarak kabul edilir. Bu durumda iyonlar arasındaki uzun menzilli kuvvetler maddenin termodinamiğinde rol oynamaya başlar. Verilen bir yoğunluk için azalan sıcaklıkla Γ_c değeri artar. O nedenle beyaz cüce soğudukça Coulomb etkileşmeleri daha da önemli duruma gelir. Buna ek olarak beyaz cücelerin iç bölgeleri yaklaşık olarak izotermal olduğu için Coulomb etkileri merkezde en büyüktür.

Eğer Γ_c yeterince büyük duruma gelirse Coulomb etkileri termal etkilere baskın duruma gelir ve uzun menzilli kuvvetler maddenin küçük ölçekli yapısını organize etmeye başlar. Böylece gaz kristal yapı kazanmaya başlar. Kristal yapının oluşabilmesi için $\Gamma_c \approx 170$ olması gerektiği hesaplanmıştır. Γ_c nin bu değeri için kristalleşme koşulu;

$$T_{xtal} = 1.33 \times 10^5 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \rho_6^{1/3} K \tag{45}$$

biçimini alır. Merkez yoğunluğunun $10^6 g/cm^3$ yöresinde olduğu beyaz cücelere uygun koşullarda oksijen $3.4 \times 10^6 K$ yöresinde ve karbon da $2.1 \times 10^6 K$ yöresinde kristalleşir. Böylesi merkez bölgesi sıcaklıklarına beyaz cüce $\sim 10^9$ yıl kadar soğuduktan sonra ulaşılmaktadır. Kristalleşme beyaz cücelerin evrimlerinde önemli bir süreçtir.

Kristalleşme koşulu kristalleşmenin başlangıcındaki Γ_c nin değerine bağlıdır. Bu parametrenin nasıl hesaplanabileceği Shapiro & Teukolsky (1983) tarafından verilmiştir. Ancak bu sabit yalnızca tek bir elementten oluşmuş plazma varsayar. Oysa birçok beyaz cücenin içi büyük olasılıkla karbon ve oksijen karışımından oluşmuştur. O nedenle gerçek kristalleşme süreci son derece karmaşıktır. Ancak yine de kristalleşmenin önemli olduğu durumlarda yukarıdaki kriter kullanılmaktadır.

2.6 Öz Isı

Beyaz cüce soğudukça yozlaşmış iç bölgeler için sözkonusu olan öz ısı değişir. Burada yalnızca öz ısının davranışı özetlenecektir; bu konudaki ayrıntılar Shapiro & Teukolsky (1983)'de bulunabilir. Tümüyle yozlaşma durumu için durum denklemini veren (21) ve (23) denklemleri basıncın, yalnızca yoğunluğun bir fonksiyonu olduğunu göstermektedir. O nedenle böylesi en uç durumlarda dahi iç erke sıcaklıktan bağımsızdır. Böylesi bir sistem için öz ısı hemen hemen sıfırdır. Oysa ideal gaz durumunda sabit bir yoğunluk için öz ısı sıcaklıktan bağımsızdır ve yalnızca μ

ortalama atom ağırlığı ile orantılıdır. Dolayısıyla madde yozlaştıkça elektronların öz ısıları giderek çok küçük duruma gelir. Ancak iyonlar yozlaşmamış oldukları için iyonların öz ısıları değişmez. O nedenle yozlaşmış maddenin öz ısısı yalnızca iyonların öz ısıları ile belirlenir. Yani;

$$c_V = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_\rho \tag{46}$$

$$\approx c_{V,ions} = \frac{3}{2}\frac{1}{\mu_I} k N_A \ \ erg/g/K \tag{47}$$

(44) denkleminden görüldüğü gibi $\Gamma_c \geq 1$ için iyonların ideal gaz gibi davrandığı varsayımı geçerliliğini yitirmektedir. Bu aşamada yetersiz bir biçimde perdelenen iyonlar Coulomb etkileşmeleri yoluyla iç erkeyi etkilemeye başlarlar. Bu sırada madde "quantum liquid" olarak adlandırılan durumdadır ve azalan sıcaklıkla birlikte iyonik yapıda "uzun menzilli bir düzenlenme" (=long range ordering) başlar. Kafes yapı içerisinde üç boyutlu olarak gerçekleşen titreşimler, madde kristalleşmeye doğru soğudukça, öz ısının ikiye katlanmasına neden olur.

Maddenin sıcaklığı daha da düştükçe kafes yapının iç erkesi kuvantum mekaniksel etkilerle belirlenir. Maddenin sıcaklığı;

$$\theta_D = 4\times 10^3 \rho^{1/2} \mathrm{K} \tag{48}$$

ile verilen Debye sıcaklığının da altına düştüğünde öz ısının evrimi Debye soğuması olarak adlandırılan soğuma biçimini üretir ve bu durumda öz ısı;

$$c_V \approx \frac{16\pi^4}{5}\left(\frac{T}{\theta_D}\right) k N_A \ \mathrm{erg/g/K} \tag{49}$$

biçimini alır.

3. Beyaz Cüce Soğuması ve Beyaz Cüce Işıtma Fonksiyonu

Gökada diskindeki yıldız oluşumunun tarihi bir bakıma en soğuk beyaz cücelerin içlerinde yazılıdır. En soğuk beyaz cüceler Gökada diskindeki en yaşlı yıldızlar olmalıdır; bu yıldızların istatistiğini anlamakla yıldız oluşum miktarlarını ve Gökada tarihi boyunca, eğer varsa, bu miktarlardaki değişimleri belirleyebiliriz. Bu bölümde beyaz cüce ışıtma fonksiyonunu anlama amacına yönelik olarak beyaz cücelerin soğumaları tartışılacaktır.

3.1 Basitleştirilmiş Soğuma Modeli

Beyaz cüce soğumasının temellerine ilişkin ilk çalışmalardan birisi Leon Mestel tarafından 1952 yılında yayımlanmıştır (Mestel 1952). Yapılarının "garip" olduğu anlaşıldıktan sonra bu yıldızların ışıtmalarının kaynağının ne olabileceği sorusu ortaya atılmıştır. Normal yıldızlardaki gibi çekirdek tepkimelerinin varlığı başlangıçta olası görülen bir olguydu. Ancak Ledoux & Sauvenier-Goffin (1950) beyaz cücelerin güç kaynağının çekirdek tepkimeleri olması durumunda bu yıldızların zonklama bakımından kararsız olacağını göstermişlerdir. Fakat o tarihlerde beyaz cücelerin değişmeyen yıldızlar oldukları düşünüldüğünden bu sonuç başka bir açıklama gerektirmekteydi. Mestel (1952) beyaz cücelerin güç kaynağının depolanmış termal erkenin salınması biçiminde olması gerektiğini söylemiştir.

Beyaz cüce içlerindeki termal erke zaman içerisinde yavaş bir biçimde uzaya salınır. Soğuma süreci, soğuk bir ortamda bulunan sıcak bir tuğlanın soğuması sürecine benzer. Ancak yalıtıcı bir "*battaniye*" ile çevrelenmemiş böylesi bir tuğla sahip olduğu ısıyı çok çabuk bir biçimde kaybedecektir. Tuğla bir "*battaniye*" ile yalıtıldığında, "*battaniyenin*" kötü ısı iletim özelliği nedeniyle tuğla ile dış ortam arasındaki sıcaklık gradiyenti azaltılmış olacağından soğuma yavaşlayacaktır. Bilindiği gibi beyaz cücelerin yozlaşmış merkez ve iç bölgelerinde ısı verimli bir aktarım biçimi olan "elektron iletimiyle" (=electron conduction) gerçekleşirken yozlaşmamış olan dış bölgelerde çok daha verimsiz bir ısı aktarım mekanizması olan "foton difüzyonu" ile gerçekleşmektedir. Sonuç olarak beyaz cüce durumunda yozlaşmış merkez bölgeleri sıcak tuğlaya, yozlaşmamış dış bölgeler ise yalıtıcı "*battaniye*"ye karşılık gelmektedir.

Mestel (1952) yıldız yapısı denklemleriyle yola çıkmış ve daha sonra beyaz cüceler için bazı basitleştirmeler yapmıştır. Burada çekirdek tepkimeleri yoluyla erke üretimi rol oynamamaktadır. Bu durumda erke denklemi;

$$\frac{dL_r}{dm_r} = -T\frac{\partial s}{\partial t} \tag{50}$$

biçimini alır. Burada s spesifik entropidir. Yukarıdaki eşitliğin sağ tarafı termodinamik nicelikler kullanılarak;

$$-T\frac{\partial s}{\partial t} = -c_\upsilon \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{T}{\rho^2}\frac{\partial P}{\partial T}\bigg|_\rho \frac{\partial \rho}{\partial t} \tag{51}$$

biçiminde yeniden yazılabilir. Beyaz cücelerde büzülmenin çok yavaş olduğu düşünülecek olursa bu işleri daha da kolaylaştırmaktadır. Çünkü beyaz cüceler yeterince soğuduktan sonra sabit bir yarıçapla soğurlar. O nedenle yukarıdaki eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim sıfıra eşittir. Ayrıca beyaz cüce içlerine ilişkin durum denklemi üzerine tartışırken merkez bölgelerindeki öz ısının iyonlar tarafından belirlendiği belirtilmişti ($c_\upsilon = -3/2N_A k/A$; burada A, yozlaşmış merkez bölgelerindeki iyonlara ilişkin atom ağırlığıdır). Bundan sonraki adım yozlaşmış merkez bölgelerinin izotermal olduğunu varsaymaktır; bu da yozlaşmış iç bölgelerde erkenin elektronlarla verimli bir biçimde iletilmesinden (electron conduction) dolayı mantıklı bir varsayımdır. Bu

varsayımların hepsi gözönünde bulundurulduğunda ve yozlaşmış merkez bölgesi boyunca integrasyon alındığında beyaz cücenin ışıtması için;

$$L_c = -\int_M \frac{3}{2}\frac{N_A k}{A}\frac{\partial T_c}{\partial t} dm_r \tag{52}$$

ya da daha pratik terimlerle;

$$\frac{L}{L_\odot} \approx 6.42\times 10^7 \frac{1}{A}\frac{M}{M_\odot}\frac{\partial T_c}{\partial t} \tag{53}$$

yazılabilir. Burada amacımız, yıldızın ışıtmasını zamanın bir fonksiyonu olarak ifade edebilmektir; yukarıdaki eşitliğin zamana bağımlılığı, merkez bölgesi sıcaklığının zaman türevi içerisinde izole edilmiştir. Bundan sonraki adım merkez bölgesi sıcaklığı ile ışıtma arasında bağımsız bir yoldan ilişki kurmaktır; daha sonra zamana göre integral alarak yaşın bir fonksiyonu olarak ışıtmayı elde edebiliriz.

Yukarıdaki bağıntı yozlaşmış merkez bölgeleri için elde edilmiştir. Yozlaşmış merkez bölgelerinin üzerinde yozlaşmamış zarf bulunmaktadır ve bu zarf yıldız kütlesinin yalnızca küçük bir kesrini oluşturur. Eğer zarf radyatif ise erke transfer miktarı maddenin radyatif opasitesi ile kontrol edilir. Burada;

$$\kappa = \kappa_o \rho T^{-3.5} \tag{54}$$

olarak verilen Kramers tipi opasite ve "sıfır sınır koşulu" (=zero boundary condition) kabul edeceğiz (yani $R = R_*$ için $P = T = 0$). Tüm bu varsayımlar hep birlikte, basıncın bir fonksiyonu olarak, sıcaklık için "radyatif sıfır çözüm"e (=radiative zero solution) yol açarlar (bkz. Hansen & Kawaler 1994);

$$\frac{1}{8.5}T^{8.5} = \frac{3}{4ac}\kappa_o \frac{\mu}{N_A k}\frac{L}{4\pi GM}\frac{P^2}{2} \tag{55}$$

Burada a ve c bilinen fiziksel sabitlerdir. Şimdi bu çözümü yozlaşmış merkez bölgeleri ile çakıştıracağız. Çakıştırma noktası olarak, önemli miktarda yozlaşmanın başladığı yer gözönüne alınacaktır. Tam bu noktada elektronlar için E_f Fermi erkesi yaklaşık olarak kT'ye eşittir ya da ideal gaz basıncı yaklaşık olarak yozlaşmış elektronlarınkine eşittir. Merkez bölgelerinin dış sınırı olan bu noktada P_c basıncı;

$$P_c = \frac{2}{3}\pi k\left(\frac{20mk}{h^2}\right)^{3/2}\frac{\mu_e}{\mu}T_c^{5/2} \tag{56}$$

olup μ_e merkez bölgelerinde elektron başına ortalama molekül ağırlığı, μ ise zarftaki ortalama molekül ağırlığıdır. Bu eşitliği "radyatif sıfır çözüm" ile birleştirirsek yıldızın ışıtmasını merkez bölgesi sıcaklığına bağlayan ifadeyi elde ederiz;

$$\frac{L}{L_\odot} = 1.7\times10^{-3}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)\frac{\mu}{\mu_e^2}T_{c,7}^{3.5} \tag{57}$$

Burada merkez bölgesi sıcaklığı $10^7 K$ biriminde ifade edilmiştir.

Yukarıdaki $L/L_\odot$ ifadesini merkez bölgesi soğuma miktarının fonksiyonu olarak ışıtma ifadesinde yerine yazar, zamana göre integralini alır ve oradan verilen bir ışıtmaya ulaşıncaya değin geçmesi gereken t_{cool} soğuma süresini çekersek;

$$t_{cool} = 9.41\times10^6\, yr\left(\frac{A}{12}\right)^{-1}\left(\frac{\mu_e}{2}\right)^{4/3}\mu^{-2/7}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{5/7}\left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{-5/7} \tag{58}$$

elde ederiz. Yukarıdaki eşitlikten görüldüğü gibi t_{cool}, A ve M değerlerine bağımlıdır. Merkez bölgeleri yüksek A değerlerine sahip (daha ağır elementler) beyaz cüceler diğerlerine göre daha hızlı soğumaktadırlar. Bir başka deyişle merkez bölgeleri oksijenden oluşmuş beyaz cüceler verilen bir ışıtmaya merkez bölgeleri karbondan oluşmuş beyaz cücelere göre daha çabuk ulaşacaklardır. Ayrıca daha büyük kütleli beyaz cüceler diğerlerine göre daha yavaş soğuyacaklardır. Bunun iki nedeni vardır: birincisi, büyük kütleli oldukları için sahip oldukları termal erke diğerlerinden daha fazladır; ikincisi, verilen bir sıcaklık için daha küçük yarıçapa sahip oldukları için ışıma yaptıkları yüzey alanları diğerlerine göre daha küçüktür. Örnek değerler olarak $M_* = 0.60M_\odot$, $A = 14$ (50/50 karbon-oksijen karışımı için), $\mu = 1.4$, $\mu_e = 2$ ve en soğuk beyaz cücelere karşılık gelmek üzere $L_* = 10^{-4.5}L_\odot$ alınırsa soğuma zamanı olarak $t_{cool} = 7\times10^9\, yr$ elde edilir.

3.2 Sorunlar: Nötrinolar ve Kristalleşme

Yukarıda gözönüne alınan fiziksel temellere göre hesaplanan soğuma zamanları son zamanlarda elde edilen en yeni sonuçlara oldukça iyi uymaktadır. Ancak yukarıdaki tartışmalarda gözönünde bulundurulmayan kimi etkiler vardır. Bunlar beyaz cücelerin soğumaları üzerinde gerçekten çok önemli rol oynarlar. Bu etkiler beyaz cüce öncesi evrim biçimi, nötrino soğuması, kristalleşme etkisi ve çekirdek tepkimeleridir. Bu etkilerin Mestel varsayımları üzerindeki göreli etkileri oldukça önemli olmakla birlikte bu etkiler büyük ölçüde birbirlerini nötrleyebilmekte ve beyaz cücenin, kabaca, basit Mestel modeline uygun biçimde soğumasını sağlayabilmektedirler. Van Horn (1971), Mestel kuramını gözden geçirmiş ve oradaki varsayımların duyarlığını değerlendirmiştir. Iben & Tutukov (1984) kendilerine ilişkin daha ayrıntılı evrim modellerinin ışığı altında Mestel soğuma yasasını tartışmışlardır. Yukarıda sözü edilen her iki makale de beyaz cüce soğumasının fiziğine ilişkin çok önemli ayrıntılar içermektedir.

Beyaz cüce soğumasına ilişkin yukarıda sözü edilen ve Mestel soğuma yasasından önemli sayılabilecek sapmalara neden olan karmaşıklıklardan en önemli iki

tanesi nötrino salınması ve kristalleşme sürecine ilişkin termal etkilerdir. Nötrinolar yıldızın merkez bölgeleri için ek bir erke kaynağı olup nötrino ışıtmasının önemli olduğu evrim aşamasında merkez bölgelerinin soğumasını hızlandırırlar. Bilindiği gibi ortalama kütleye sahip bir beyaz cücede yıldızın ışıtması $30 > L_* / L_\odot > 0.3$ aralığında iken nötrino ışıtması foton ışıtmasından fazla olabilmektedir. Böylece yüksek ışıtma bölgesinde, verilen bir ışıtma için, bir beyaz cüce Mestel yasasının önerdiğinden daha genç olacaktır. Yıldızın ışıtması $\sim 0.1 L_\odot$ değerinin altına düştüğünde Mestel yasası yıldızın yaşını oldukça güvenilir bir biçimde vermektedir. Hızlandırılmış soğuma genç yaşta ortaya çıktığı için nötrino soğumasının sona erdiği yeterince yaşlı beyaz cücelerin yaşlarının hesaplanmasında herhangi bir etkiye sahip değildir. Kütlesi $M_* \approx 0.60 M_\odot$ olan beyaz cüceler için sözkonusu yaş yaklaşık olarak $3 \times 10^7 - 10^8$ yıldır.

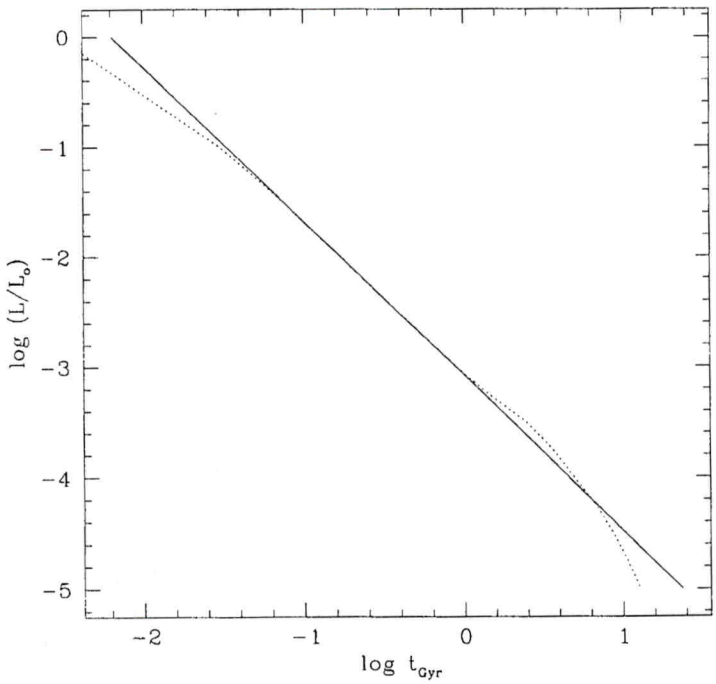
Beyaz cüce ışıtma fonksiyonunun soğuk tarafında ise kristalleşme ile ilişkili termal etkiler önemli duruma gelir. Mestel yasası, termal erkenin iyonların öz ısıları biçiminde depolandığını varsayar. Ancak kristalleşme başlayınca giderek önem kazanan "uzun-menzilli yapılanma" (=long-range ordering) ile ilişkili "saklı ısı" salımı ek bir ışıtma kaynağı sağlar. Kristalleşme sürdükçe (ve merkez bölgesi sıcaklığı azaldıkça) öz ısı yüksek değerlere doğru tırmanır (bkz. Bölüm 2). Öz ısı değerindeki yükselme ve kristalleşmeden kaynaklanan "saklı ısı"nın salınması sonucu ek bir erke kaynağının oluşmasıyla ışıtmadaki değişim yavaşlar. Ortalama beyaz cücelerde bu durum $-3.6 > \log L_* / L_\odot > -4.2$ aralığında gerçekleşir. Bu ışıtma aralığındaki bir beyaz cüce Mestel yasasının önerdiğinden daha yaşlı olacaktır.

Beyaz cüce tümüyle kristalleştiğinde ve merkez bölgelerinin sıcaklığı Debye sıcaklığının altına düştüğünde (bkz. Bölüm 2) giderek azalan sıcaklıkla birlikte öz ısı değeri de büyük bir hızla azalacaktır. c_υ değerindeki azalmayla birlikte ışıtmadaki değişim de hızla artar. Bir başka deyişle, beyaz cücenin sıcaklığı Debye sıcaklığının altına düştüğünde ışıtması Mestel yasasının önerdiğinden de hızlı bir biçimde azalır. O nedenle Debye soğuması aşamasında verilen bir ışıtma için bir beyaz cüce Mestel yasasının önerdiğinden daha genç olacaktır. Şekil 4'te bir beyaz cüce soğuma eğrisi görülmektedir. Bu şekilde sürekli çizgi standard Mestel soğumasını göstermektedir. Kesikli çizginin yüksek ışıtma bölgesinde (genç yaş) Mestel yasasının altında kalan bölümü nötrino soğumasının etkisini göstermektedir. Kesikli çizginin düşük ışıtma bölgesinde Mestel yasasının üzerinde kalan bölümü ise kristalleşmenin etkisini göstermektedir. Kesikli çizginin en düşük ışıtma bölgesinde Mestel yasasının altında kalan bölümü ise Debye soğumasının etkisini göstermektedir.

3.2.1 Evre Ayrışması (=phase separation)

Evre ayrışması olayı en yaşlı beyaz cücelerin hesaplanan yaşlarını arttırdığı için beyaz cüce ışıtma fonksiyonundaki "luminosity cut-off" olarak adlandırılan noktadan elde edilen Gökada yaşını da etkileyecektir. Evre ayrışması beyaz cüce yaşlarını $\sim 0.2 Gyr$ ile $\sim 1.5 Gyr$ arasında arttırabilmektedir. En olası değer ise $0.4 - 0.6 Gyr$ arasındadır. Beyaz cüce ışıtma fonksiyonundaki "luminosity cut-off" olarak adlandırılan noktanın varlığı Gökada diskinin sonlu bir yaşa sahip olmasıyla açıklanabilir ve sözkonusu "luminosity cut-off" olgusu Gökada diskinin yaşını hesaplamada

kullanılabilir. Liebert, Dahn & Monet (1988) Gökada diskinin yaşını $7-10Gyr$ aralığında hesaplamışlardır.



Şekil 4. *$0.60M_\odot$ kütleli ve C/O bileşimli bir beyaz cüce için Mestel soğuma eğrisi. Kesikli çizgi nötrinolar ve kristalleşme etkilerinin gözönüne alınmasıyla Mestel yasası üzerinde yapılan değişiklikleri göstermektedir (Kawaler, Novikov, Srinivasan 1997).*

Daha sonraki yıllarda Wood (1990, 1992, 1995) geliştirilmiş girdi fiziği, Gökada evrim modelleri ve beyaz cüce parametrelerini kullanarak yaptığı ayrıntılı hesaplamalarda bu yaş aralığını daha da kısıtlamaya çalışmıştır. Benzeri çalışmalar daha önceki yıllarda Schwarzschild (1958), Schmidt (1959) ve D'Antona & Mazzitelli (1978) tarafından da yürütülmüştür.

Burada, son on yıl içerisinde yapılan iki önemli gözlemsel çalışmadan sözetmek gerekir. Bunlardan birincisi Liebert ve ark. (1988) tarafından 43 tane soğuk alan beyaz cücesi kullanılarak yapılmış olup böylesi bir yıldız sayısı o güne kadarki en büyük sayıdır. İkinci çalışma ise Oswalt ve ark. (1996) tarafından 50 tane soğuk, ayrık çift yıldız üyesi beyaz cüce kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Wood tarafından verilen modeller kullanıldığında Liebert, Dahn & Monet (1988) tarafından gözönüne alınan yıldızlar için Gökada diskinin yaşı $\sim 7.5 \pm 1Gyr$ olarak (Wood 1995) hesaplanırken, Oswalt ve ark. (1996) tarafından gözönüne alınan yıldızlar için sözkonusu yaş $9.5^{+1.1}_{-0.8}Gyr$ olarak hesaplanmıştır. Yanılgılar gözönüne alındığında bu değerler arasındaki fark 2σ yöresindedir.

Gözlenen beyaz cüce ışıtma fonksiyonundaki belirsizliklere ek olarak beyaz cüce içlerindeki çeşitli süreçleri ele alış biçimimiz de bu yıldızlar için elde ettiğimiz yaşlar üzerinde etkili olabilmektedir. 1960'lı yılların başlarında beyaz cücelerin

soğudukça evre ayrışması ve kristalleşme göstermeleri gerektiğinin önerilmesinden sonra (Abrikosov 1960; Kirzhnits 1960; Salpeter 1961), Mestel & Ruderman (1967) ve Van Horn (1968) bu süreç sırasında salınması gereken "saklı ısıyı" hesaplamışlar ve bu ısının yıldızın soğumasını önemli ölçüde geciktirebileceğini göstermişlerdir. Lamb & Van Horn (1975) sözkonusu erkeyi $1M_{\odot}$ kütleli saf karbondan oluşmuş bir beyaz cücenin evrim hesaplamalarında kullanmışlardır.

Beyaz cüce soğuma sürelerini kristalleşme sürecinde açığa çıkan saklı ısının etkilemesine benzer olarak "evre ayrışması" sürecinin de ek erke sağlama yoluyla etkileyebileceğini ilk kez Stevenson (1977) önermiştir. Stevenson tarafından kullanılan model çok az miktarda demir de içeren karbon merkez bölgeli bir modeldi. Daha sonraki bir modelinde Stevenson (1980) karbon ve oksijenden oluşmuş bir karışımın kristalleşme sürecine bağlı olarak kimyasal bakımdan birbirinden ayrılabileceğini önermiştir. Kimyasal elementlerin böylesi bir yeniden dağılımı yıldızın ısısal olmayan bağlanma erkesini (=binding energy) azaltacağı için erkedeki değişim ısısal erkeye (ışıtmaya) eklenecektir. Böylece yıldızın verilen bir ışıtmaya soğuması için gereken süre artacak ve bu da Gökada diskinin beyaz cüce ışıtma fonksiyonundan elde edilecek yaşının büyümesine yol açacaktır.

"Evre ayrışması" olayı nedeniyle Gökada diskinin yaşı için elde edilen ek süre kimi çalışmaların sonuçlarına göre $0.5-6Gyr$ aralığında dağılmakta olup (Mochkovitch 1983; Barrat, Hansen & Mochkovitch 1988; Garcia-Berro ve ark. 1988; Chabrier ve ark. 1993; Segretain & Chabrier 1993; Hernanz ve ark. 1994; Segretain ve ark. 1994; Isern ve ark. 1997; Salaris ve ark. 1997) en yeni çalışmalar bu aralığın küçük sınırındadır. Örneğin Salaris ve ark. (1997) yaştaki sözkonusu uzama miktarı için $\sim 1.0Gyr$ değeri elde etmişlerdir. Yaş uzaması için elde edilen değerlerdeki bu saçılma, gözönüne alınan farklı "evre diagramlarından" (=phase diagram) kaynaklanmakla birlikte varsayılan C/O profilinin etkisi de oldukça fazladır.

Gökada evrimi olarak ele alındığında en yaşlı küresel kümeler için elde edilen en yeni yaş değerleri eskiye oranla oldukça küçüktür ($11.5 \pm 1.3Gyr$) ve Gökada diskinin beyaz cüce ışıtma fonksiyonundan elde edilen yaşı ise (evre ayrışmasının etkileri gözönünde bulundurulmadan) bu değerden yalnızca biraz küçüktür ($9.5^{+1.1}_{-0.8}Gyr$). Eğer küresel kümeler ve Gökada diskinin yaşları için yukarıda verilen değerler doğru ise "evre ayrışması" sürecinden kaynaklanan etki(ler) $1-2Gyr$ değerinden büyük olmamalıdır.

3.2.2 Evre Ayrışmasının Fiziği ve Kimyasal Yeniden Dağılım

Bir beyaz cüce soğudukça belli bir sıcaklığın altında merkez bölgeleri kristalleşmeye başlar. Bu olay iyonların ısısal erkeleri birbirine komşu iyonlar arasındaki Coulomb etkileşmelerinin erkelerinden oldukça küçük olduğu zaman gerçekleşmeye başlar. Bunun sonucu olarak iyonlar kafes yapı içerisindeki yerlerini alırlar ve üç boyut içerisindeki serbest hareketlerinden vazgeçmek durumunda kalırlar.

Eğer beyaz cücenin içi karbon ve oksijen içeren bir karışım ise en yeni hesaplamalar kristalleşen bir katının, oluştuğu "sıvıya" göre daha fazla oksijen içereceğini göstermektedir (Ichimaru ve ark. 1988; Segretain & Chabrier 1993). O nedenle beyaz cücenin kristalleşen bölgesi oksijen bakımından daha zengin olacak ve bu bölgenin üzerinde karbon bakımından daha zengin bir katman yer alacaktır. Verilen bir basınç değeri için karbon oksijene göre biraz daha az yoğun olacağı için karbonca zengin bu "sıvı" bölge kendi üzerindeki bölge ile Rayleigh-Taylor kararsızlığı yoluyla karışacak (Mochkovitch 1983; Isern ve ark. 1997) ve böylece karbon merkez bölgesinden yukarılara doğru taşınacaktır. Beyaz cüce soğumaya devam ettikçe oksijen bakımından zengin bölge de büyümeye devam eder ve bunun sonucu olarak ortamdaki oksijen merkez bölgelerine taşınırken karbon dışa doğru aktarılmış olur. Böylece önemli miktarda kristalleşmeden sonra kimyasal profil, önceki durumundan farklı bir biçim alır.

3.2.3 Evre Ayrışması ve Kristalleşmeye Bağlı Erke Salımı

"Evre ayrışması" sonucu, modeldeki karbon ve oksijenin dağılımı değiştiği için yoğunluk profili de değişmektedir. Verilen bir basınç için oksijen karbondan biraz daha fazla yoğundur. "Evre ayrışması" sürecini gerçekleştirmiş bir modelin merkez bölgelerinde daha fazla oksijen olacak ve o nedenle merkez bölgelerinde daha fazla kütle yoğunlaşmasına sahip olacaktır. Bunun sonucu olarak "evre ayrışmasına" uğramış model çekimsel olarak daha sıkı bağlı olacaktır.

"Evre ayrışması" sonucu salınan erkenin yalnızca yıldızın çekim potansiyel erkesindeki değişimden kaynaklandığını düşünmek uygun ise de durum gerçekte biraz farklıdır. İlgili nicelik gerçekte yıldızın toplam bağlanma erkesi olan E_{bind} olup bu nicelik tüm ısısal olmayan (yapısal) erke kaynaklarının bir toplamıdır. Bu durumuyla E_{bind} varolan konfigürasyonun potansiyel erkesi olarak iş görmektedir ve;

$$E_{bind} = E_{grav} + E_{\deg} + E_{coul} \tag{59}$$

olarak verilir. Burada E_{grav}, $E_{\deg}$ ve E_{coul} sırasıyla çekimsel etkileşmelerden, yozlaşmış elektronların kinetik erkelerinden ve farklı yükteki parçacıklar (iyonlar ve elektronlar) arasındaki Coulomb etkileşmelerinden gelen katkılardır.

"Evre ayrışması" süreci ilerledikçe ve merkez bölgeleri giderek oksijen bakımından daha zengin duruma geldikçe modelin merkez bölgesi yoğunluğu artmaktadır. Bunun sonucu olarak E_{grav} ve E_{coul} giderek daha negatif olmakta ancak $E_{\deg}$ daha pozitif duruma gelmektedir. Bunun nedeni elektronların Fermi erkelerinin artan yoğunlukla birlikte artmasıdır. Bu katkıların tümü toplandığında modellerin E_{bind} değerinde net bir azalma ortaya çıkmaktadır. Erkenin korunumu yasasına göre bu erke mutlaka iyonların ısısal erkelerini arttırmada kullanılmalıdır ki sözkonusu iyonlar beyaz cüce modellerinin merkez bölgelerindeki biricik ısısal erke depolarıdır. Ek ışıtma kaynağı olan bu erke daha sonra yıldızın yüzeyinden salınacaktır.

Bu süreci daha iyi algılayabilmek için gezegen içlerine ilişkin modellerde sözkonusu olan aşağıdaki basitleştirilmiş örneği gözönüne alabiliriz. İki farklı sıkıştırılamayan maddenin düzgün bir karışımından oluşmuş bir cisim düşünelim. Eğer bu iki madde sıvı durumda ise daha ağır olan zamanla merkez bölgelerine doğru çökecek ve hafif olan da bunun üzerinde bir katman oluşturacaktır. Yukarıya ve aşağıya doğru olan bu hareketler sırasında bunları çevreleyen sıvı ortam bu elemanları sıkıştırarak onlar üzerinde herhangi bir iş yapamayacağı için sıvı elemanlarının iç erkeleri değişmeyecektir. Bu da beyaz cüce durumunda E_{coul} ve $E_{\deg}$ değerlerinin sıfıra eşit olması anlamına gelir. Böylece erkedeki tek değişim çekimsel erkede oluşan değişimdir ki bu da açıkça negatiftir. Viskoz ve diğer dağıtıcı süreçlerin varlığında bile sıvı hareketlerine neden olan olay çekimsel erkedeki bu değişimdir ve bu süreç "evre ayrışmasındaki" mekanik erkeyi ısısal erkeye çevirir ve bu da cismin daha uzun süre "ılık" kalmasını sağlar.

Beyaz cücenin L foton ışıtmasına ve L_ν nötrino ışıtmasına çeşitli katkılar;

$$L + L_\nu = -\int_0^{M_{WD}} dm \left(c_\upsilon \frac{dT}{dt} + T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{V,X_o} \frac{dV}{dt} + \left(\frac{\partial u}{\partial X_o}\right)_{T,V} \frac{dX_o}{dt} \right) \tag{60}$$

biçiminde yazılabilir. Burada $V = 1/\rho$ öz oylum, X_o iki kimyasal türden ağır olanın (bu durumda oksijen) kesirsel kütlesi ve u ise birim kütle başına iç erke olup ısısal, yozlaşmış elektron ve Coulomb katkılarını içerir. İntegral içerisindeki ilk terim merkez bölgesinin ısı kapasitesine bağlıdır ve kristalleşmeden kaynaklanan saklı ısı salımını içerir. İkinci terim ise oylum değişimlerinin ışıtmaya olan katkısını verir ve beyaz cücelerde basınç sıcaklığın zayıf bir fonksiyonu olduğu için değeri küçüktür. En son terim ise beyaz cüce içerisinde değişen kimyasal profile bağlı olarak ışıtmayı verir.

"Evre ayrışması" süreci sonucunda salınan erkeye bağlı olarak soğumada (yaşta) meydana gelen gecikmeyi hesaplayabiliriz. "Evre ayrışması" süreci ile açığa çıkan küçük bir erkeyi dE ile gösterecek olursak ve bu erkenin ışıtma ile derhal yıldızdan uzaya salınacağını varsayarsak soğumadaki gecikmeyi;

$$t_d = \int \frac{dE}{L} \tag{61}$$

ile hesaplayabiliriz. Evrim modelleri gözönüne alındığında yukarıdaki integral gerçekte bir toplamdır. Çünkü verilen bir model zaman içerisinde farklı anlarda hesaplanmaktadır. Ayrıca ΔE_i erkesi L_{i-1} ve L_i ışıtmaları arasında salınır ve erkenin salındığı ortalama ışıtma yaklaşık olarak $(L_{i-1} + L_i)/2$ dir. Böylece (61) denkleminin kesikli biçimi;

$$t_d = \sum_i \frac{\Delta E_i}{\frac{1}{2}(L_{i-1} + L_i)} \tag{62}$$

olur.

Bu süreçlere ilişkin hesaplamalar WDEC (White Dwarf Evolutionary Code) programı ile yapılmaktadır (Lamb & Van Horn 1975; Wood 1990). Bu programın son biçimi güncelleştirilmiş OPAL opasitelerini (Iglesias & Rogers 1993; Wood 1993) kullanmaktadır.

Kristalleşme için gözönüne alınan kriter, kabul edilen "evre diagramı" ile belirlidir. Kullanılan durum denklemi Lamb durum denklemi programına dayanır (Lamb & Van Horn 1975) ve burada kristalleşme sırasında $\Gamma \cong 160$ değerini alır. Burada $\Gamma \equiv Z^2 e^2 / \langle r \rangle k_B T$ olup birbirine komşu iyonlar arasındaki Coulomb erkesinin, her bir iyonun kinetik erkesine oranıdır. Daha yeni hesaplamalar $\Gamma \cong 180$ değerini vermiştir (Ogata & Ichimaru 1987).

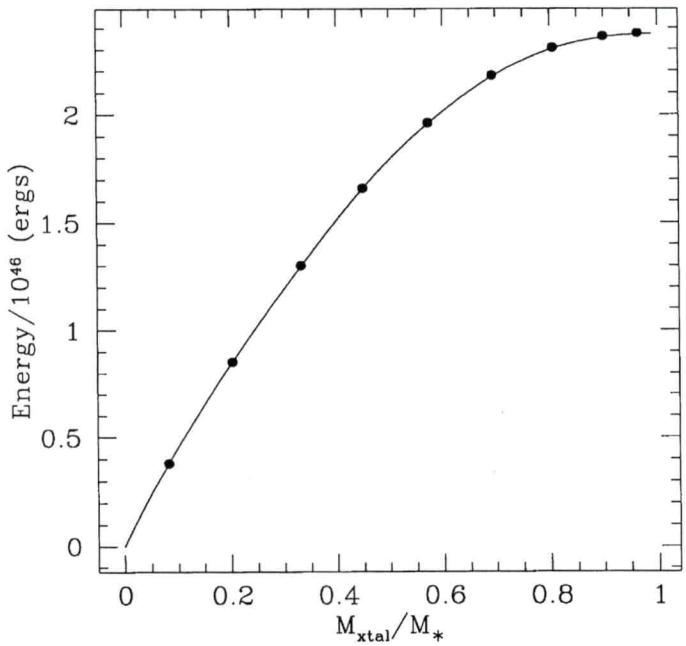
WDEC programında evrim hesaplamaları, zamanda sonlu basamaklarla birbirinden ayrılmış bir seri statik modelin hesaplanmasıyla gerçekleştirilir. Her bir statik model soğumakta olan beyaz cücenin farklı yaş ve ışıtmadaki durumunu temsil eder. "Evre ayrışması" sürecine ilişkin fiziğin uygulanmasında, gerçekleşen her türlü karışım olayına ilişkin zaman ölçeğinin gözönüne alınan zaman basamaklarına göre kısa olduğu varsayılır (Mochkovitch 1983; Isern ve ark. 1997). Ayrıca sözkonusu süreçler sırasında salınan bağlanma erkesinin ϵ_{ps} gibi bölgesel bir erke üretim miktarı ile modellenebileceği varsayılır (Isern ve ark. 1997). O nedenle "evre ayrışması" süreci üç bölüme ayrılabilir. Birinci bölüm kristalleşen kütle kesrinin bir fonksiyonu olarak değişen bileşim profilinin elde edilmesi, ikinci bölüm yine kristalleşen kütle kesrinin bir fonksiyonu olarak toplam erke salımının hesaplanması ve üçüncü bölüm ise birim zamanda birim kütle başına bölgesel olarak depolanan ϵ_{ps} erke değerinin hesaplanmasıdır.

Sorunun birinci bölümü kristalleşen katmanların bileşimi ile ilişkilidir. Kristalleşmenin başlangıcında kristalleşen kütle kesrinin (M_{xtal} / M_*) bir fonksiyonu olarak salınan toplam erke;

$$\delta E = \int_0^{M_{WD}} \left(\frac{\partial u}{\partial X_o} \right)_{T,V} \delta X_o \, dm \qquad (63)$$

bağıntısıyla hesaplanır. Burada δE, bileşimdeki δX_o değişimi sonucu salınan bağlanma erkesidir. Bileşimdeki sözkonusu değişimler kristalleşmeden önceki duruma göre olduğu için kristalleşmenin ilerleyen aşamaları için sıcaklık ve yoğunluk profilleri sabit tutulmaktadır. Sıcaklık profilinin sabit tutulması oldukça mantıklıdır çünkü beyaz cüce modeli içerisindeki kütlenin büyük bölümü ilgilenilen sıcaklık aralığı için yozlaşmıştır. Benzer biçimde, bileşimdeki değişimlere karşın, yoğunluk profilindeki değişimin de küçük ($\delta\rho / \rho \leq \%1$) olmasını bekleriz. Bu, kuvvetli biçimde yozlaşmış bir rejimde karbon ve oksijen için durum denklemlerinin oldukça benzer olmasının bir sonucudur. Bir başka deyişle her iki element için de $\mu_e = 2$ dir.

Şekil 5 yapılan varsayımların oldukça gerçekçi olduğunun bir kanıtıdır. Bu şekildeki noktalar her bir evrim aşaması için hesaplanan erke salma miktarını göstermektedir. Sürekli çizgi ise yukarıda tanımlandığı biçimde statik yoğunluk ve sıcaklık profilleri varsayımıyla hesaplanan erke salma miktarını göstermektedir. Bu şekilde en iyi uyuşma az kristalleşme miktarları için sözkonusu olmakla birlikte tümüyle kristalleşme durumunda dahi her iki değer arasındaki fark %5 mertebesinden azdır.



Şekil 5. *Kristalleşme sırasında salınan erke için statik hesaplamalardan elde edilen sonuçlarla (çizgi) evrimsel hesaplamalardan elde edilen sonuçların (noktalar) karşılaştırılması. Tam kristalleşme durumunda salınan toplam erke için sözkonusu hata %0.5 'ten azdır (Montgomery 1998).*

3.2.4 Çekimsel Büzülmenin Etkileri

Beyaz cüceler evrimleştikçe sahip oldukları tüm zonklama modlarının dönemleri yapısal değişimlere koşut olarak değişir. Gözlenen dönem değişimlerini kullanarak yıldızın evrim biçimi ve yaşı üzerine fikir sahibi olmak olasıdır. Ancak burada dikkat edilmesi gereken nokta, zonklayan beyaz cücelere ilişkin modellerde dönem değişimini etkileyen iki önemli faktörün varlığıdır: bunlar sırasıyla yıldızın soğuması, ve ayrıca çekimsel büzülme sonucu yarıçapın küçülmesidir. Bu faktörlerin her ikisi de özellikle PWD (Pre-White Dwarf) yıldızlarında daha da önemlidir. Çünkü bu aşamada soğuma, evrimin ileri aşamalarına göre daha hızlıdır ve çekimsel büzülme özellikle PWD yıldızlarında sözkonusudur. 170000-80000K sıcaklık aralığını kapsayan bu evrim aşamasında yüzey çekim ivmesi $\log g = 6$ değerinden $\log g = 8$ değerine yükselmektedir. Bu iki etmen gözönüne alındığında dönem değişimi için;

$$\frac{1}{\Pi}\frac{d\Pi}{dt} = -\frac{a}{T}\frac{dT}{dt} + \frac{b}{R}\frac{dR}{dt} \tag{64}$$

yazılabilir (Winget, Hansen & Van Horn 1983). Burada Π, zonklama dönemi; a ve b, değerleri modelin fiziksel özellikleri tarafından belirlenen birim yöresinde sabitlerdir. Yıldız soğudukça Brunt-Väisälä frekansının değeri azalır (zonklama dönemi uzar). Öte yandan özellikle dış katmanlarda önemli olan çekimsel büzülme (özellikle PWD yıldızlarında) bu katmanlarda tuzaklanmış modların dönemlerinde kısalmaya yol açacaktır (Brunt-Väisälä frekansının değeri büyür). PWD modellerinde soğuma ile çekimsel büzülme arasında bir yarış vardır ki bu da çeşitli modlar için farklı işarette dönem değişimine yol açar. Bir başka deyişle soğuma nedeniyle tuzaklanmamış modların dönemleri uzarken tuzaklanmış modların dönemleri kısalır.

Özellikle hızlı evrimleşen PWD yıldızlarında dönem değişimlerini belirlemek göreli olarak kolaydır. Bu yıldızlar için $d\Pi/dt$ değerinin ölçümü bize PWD evrimi üzerinde etkili olan farklı fiziksel süreçlerin önemi üzerine bilgi verir. Ancak evrim ile dönemlerde beklenen değişim miktarları, dönemleri basit olarak yıldan yıla karşılaştırarak bulmamıza izin vermeyecek ölçüde küşüktür. PWD yıldızlarında $d\Pi/dt$ miktarını belirlemek için en uygun teknik, bir modun dönemindeki yavaş değişime ilişkin kümülatif evre değişimini ölçmektir. Bu da ışık eğrisinde gözlenen maksimum zamanlarının (O), sabit bir dönem varsayımına dayanarak hesaplanan maksimum zamanları (C) ile karşılaştırılmasına dayanır. Elde edilen $O-C$ diagramları değişen dönemle ilişkili evre kaymasını gösterecektir. $d\Pi/dt$ gibi sabit bir dönem değişim miktarı zamanda kuadratik bir terim olarak karşımıza çıkacaktır;

$$(O-C) = \frac{1}{2}\frac{1}{\Pi_{t_0}}\frac{d\Pi}{dt}(t-t_0)^2 \tag{65}$$

Burada Π_{t_0}, t_0 zamanı için dönemdir.

Yapılan kuramsal çalışmalara göre DAV yıldızları için evrim sonucu ortaya çıkan dönem değişim miktarı $\sim 10^{-15} ss^{-1}$, DBV yıldızları için $\sim 10^{-14} ss^{-1}$, PWD yıldızları için ise $\sim 10^{-11} ss^{-1}$ yöresinde olmalıdır. Hızlı evrimleştikleri için (soğuma ve çekimsel büzülme) bazı PWD yıldızlarında bu değer gözlemsel olarak denetlenebilmiştir.

Bu aşamada Scot Kleinman (1999, özel haberleşme) ile temasa geçilerek bir PWD yıldızı olan PG1159-035 beyaz cücesine ilişkin 1989 yılı gözlem verileri alınmış ve daha önce Winget et al. (1985) tarafından yayınlanan gözlem verileri ile birleştirilerek dönem değişimi incelenmiştir. Yaklaşık olarak 120000K yüzey sıcaklığına sahip bu yıldız diğer daha soğuk beyaz cücelere göre göreli olarak büyük bir hızla soğumakta ve büzülmektedir. Yıldızın sahip olduğu zonklama modlarının birçoğu soğuma nedeniyle gerçekten de kuramın öngördüğü miktarlarda dönem uzaması göstermektedir. Ancak biz burada özellikle çekimsel büzülmenin önemli olduğu dış zarfta tuzaklanmış büyük genlikli bir modun döneminin ne biçimde davrandığını araştırmak istedik. Eğer sözkonusu modun dönemi çekimsel büzülme nedeniyle

gerçekten kısalıyorsa böylesi modların beyaz cüce yaşlarının hesaplanması çalışmalarında kullanılması sakıncalar doğuracaktır. Bir başka deyişle soğumanın kullanılmasıyla yaş hesaplama çalışmalarında, hangi modların tuzaklanmış olduğunun bilinmesinin yaşamsal önemi vardır. Böylesi durumlarda tuzaklanmış modların gözönüne alınmaması ya da mutlaka alınması gerekiyorsa çekimsel büzülmenin etkisiyle gerçekleşen dönem kısalmasının ayrıca hesaba katılması gerekmektedir.

PG1159-035 beyaz cücesinin 1989 yılı ışık eğrilerinden beş tane maksimum zamanı belirlenerek daha önce elde edilmiş maksimum zamanları (Winget et al. 1985) ile birlikte birleştirilmiş ve dönem analizi $O-C$ tekniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Dönem değişimini bulmak için kullandığımız veriler Çizelge 1'de yer almaktadır. Döneme ilişkin başlangıç değeri olarak Winget et al. (1985) tarafından verilen 515.8 saniye değeri kullanılmıştır.

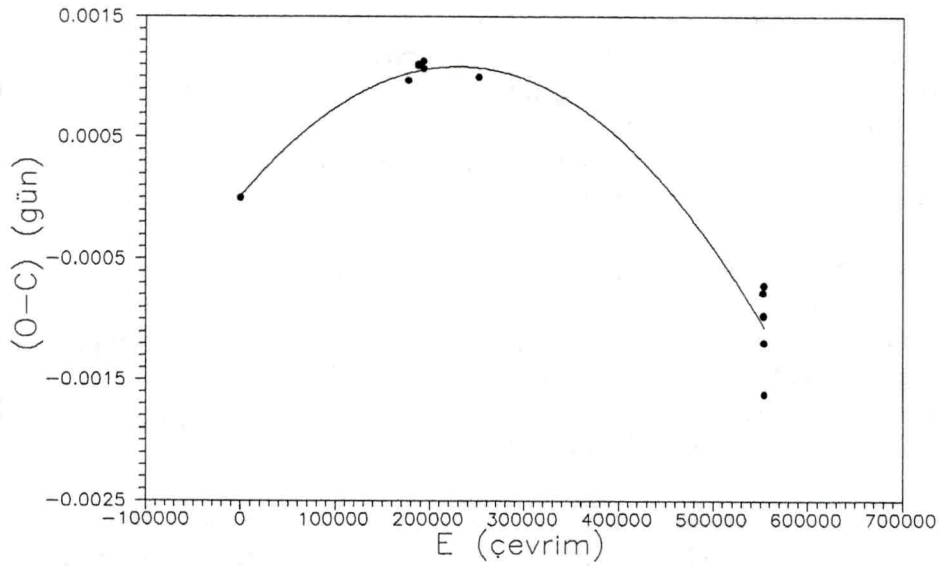
Yapılan analiz sonucu elde edilen $O-C$ eğrisi Şekil 6'da gösterilmiştir. Gözönüne aldığımız modun döneminin gerçekten de kısalmakta olduğu görülmektedir. Buna göre bu mod daha önceki kuşkuları doğrular nitelikte gerçekten de dış katmanda tuzaklanmış bir moddur. Gerçekleştirilen analize göre sözkonusu mod için $d\Pi/dt = (-6.84 \pm 0.50) \times 10^{-12} ss^{-1}$ veya $(-2.16 \pm 0.16) \times 10^{-4}$ s/yıl olarak elde edilmiştir.

Çizelge 1. *PG1159-035 yıldızının dönem analizine ilişkin bilgiler.*

Yıl	E (çevrim sayısı)	(O-C) (gün)
1980	+0.0	+0.0
1983	+177069	+0.00097
1983	+187323	+0.00110
1983	+192942	+0.00113
1983	+193109	+0.00107
1984	+251402	+0.00100
1989	+552567	-0.00078
1989	+553067	-0.00097
1989	+553563	-0.00072
1989	+553586	-0.00119
1989	+553972	-0.00162

3.3 Gerçekçi Soğuma Hesaplamaları

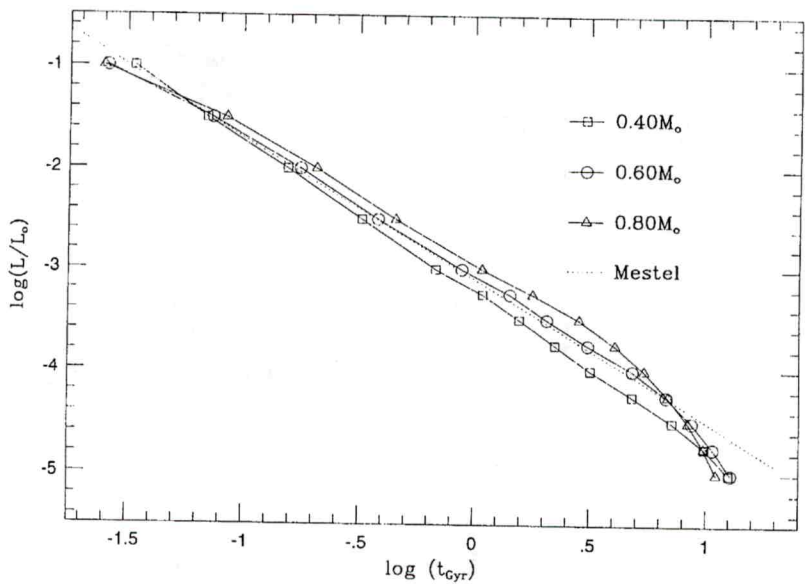
Gerçekçi soğuma eğrilerini oluşturmada modelciler bilinen tüm fiziği uygularlar. Gözönüne alınan modellerde gerçekçi kondüktif ve radyatif opasiteler, yozlaşma, Coulomb etkileşmeleri ve kristalleşmenin de etkilerini içeren geliştirilmiş durum denklemi kullanılır. O nedenle Mestel (1952) tarafından verilen basitleştirilmiş analiz günümüzde pratik olarak aşılmış durumdadır. Beyaz cüce soğumasına ilişkin en ayrıntılı modeller Wood (1992) tarafından verilmiştir. Wood birçok farklı parametre kombinasyonu içeren birçok evrim yolu hesaplamıştır. Işıtma fonksiyonunun soğuk tarafındaki beyaz cüceler uzak geçmişlerini belli bir ölçüde unutmuş oldukları için



Şekil 6. *PG1159-035 yıldızının 515.8 saniye dönemli moduna ilişkin ($O-C$) eğrisi.*

Wood homolog başlangıç model setleri kullanmıştır. Modeller $\sim 0.1L_{\odot}$ ışıtma değerine ulaştıklarında aralarındaki çakışma hemen hemen tam olmaktadır.

Wood (1992)'un hesaplamaları arasından seçilen üç model Mestel soğuma eğrisi ile birlikte Şekil 7'de görülmektedir.



Şekil 7. *Çeşitli kütleler için beyaz cüce soğuma eğrileri (Hansen & Kawaler 1994). Veriler Winget ve ark. (1987)'dan alınmıştır.*

Şekil 7'den görüldüğü gibi verilen bir ışıtma için daha büyük kütleli beyaz cüceler daha yaşlıdır. Bu (58) denkleminden de beklenen bir sonuçtur. Tüm evrim yolları temel

olarak Mestel yasasına paraleldir. $M_* = 0.80M_\odot$ modelinin ışıtması $\sim 10^{-4} L_\odot$ yöresinde hızlı bir biçimde azalmaya başlamaktadır. Bu model bu aşamada büyük ölçüde kristalleşmiştir ve Debye soğumasının etkilerini sergilemektedir. $M_* = 0.60M_\odot$ modeli Debye soğumasına daha düşük ışıtmalarda ve daha geç başlamaktadır. Buna göre daha büyük kütleli modeller daha yavaş soğumakta fakat daha erken kristalleşmeye başlamaktadırlar.

Debye soğumasına bağlı olarak ışıtmadaki hızlı azalma başlangıcından az önce soğuma eğrisinde Mestel yasasına göre gözlenen düzleşme belirtileri kristalleşmenin etkisidir. Kristalleşme başladığında açığa çıkan "saklı ısı" ile birlikte öz ısı değeri de yükselmeye başlar. Bu ek ışıtma kaynağı evrimi (soğumayı) yavaşlatır. Kristalleşme büyük oranda tamamlandığında modeller Debye soğuması aşamasına ulaşmakta ve ışıtmaları hızla azalmaya başlamaktadır. Buradan, başlangıçta soğumaları daha yavaş olmakla birlikte, Gökadadaki en sönük beyaz cücelerin kendilerinden biraz fazla ışıtmalara sahip (ve daha genç) olanlardan daha büyük kütleli oldukları sonucu çıkmaktadır.

3.4 Kuramsal Işıtma Fonksiyonlarının Oluşturulması

Kuramsal soğuma eğrileri sözkonusu olduğunda modellerde kullanılan girdilerin gerçekçi olup olmadıklarını bilmek isteriz. Beyaz cüce soğumasının temel gözlemsel denetlemesi, gözlemsel ışıtma fonksiyonudur. Parsek-küp başına birim ışıtma (ya da bolometrik parlaklık) için beyaz cüce sayısı Φ ile gösterilir. Beyaz cücelerin soğuma miktarları kuramsal ışıtma fonksiyonunun oluşturulmasında önemli girdilerden birisidir. Wood (1992) tarafından tanımlandığı gibi ışıtma fonksiyonunun kuramsal olarak belirlenmesi Gökadanın verilen bir yaşı için;

$$\Phi(L) = \int_{M_{low}}^{M_{hi}} \int_{L_{low}}^{L_{hi}} \psi(t)\phi(M) \frac{dt_{cool}}{d\log(L/L_\odot)} \frac{dm}{dM} dL dM \qquad (66)$$

ifadesinin değerlendirilmesini gerektirir. Bu ifadede $\psi(t)$ beyaz cücenin atası olan yıldızın oluştuğu andaki yıldız oluşma miktarıdır. $\phi(M)$ ise M başlangıç kütleli yıldızlar için başlangıç kütle fonksiyonu (genellikle Salpeter başlangıç kütle fonksiyonu olduğu varsayılır) ve dm/dM ise başlangıç-son kütleleri arasındaki ilişkidir. İntegrasyonda gözönüne alınan kütle sınırları evrimlerinin sonunda beyaz cüce oluşturacak anakol yıldızları için geçerli olan kütle aralığıdır. Burada kütle için kullanılan alt sınır gözönüne alınan yıldızlar topluluğuna ilişkin anakol dönme noktasındaki kütle, üst sınır ise $\sim 8M_\odot$ dir. İntegrasyonda kullanılan ışıtma alt sınırı verilen bir yaş için en sönük beyaz cücelere, üst sınır ise $\sim 10L_\odot$ değerine karşılık gelmektedir. Geriye kalan nicelik ise soğuma yaşının türevidir.

Gözlenen ışıtma fonksiyonu temelde Gökadanın yıldız oluşum ve aynı zamanda beyaz cüce soğuma sürecine ilişkin bilgiler verir. Bir küresel küme sözkonusu olduğunda, kümenin yaşı bilindiği için, gözlenen ışıtma fonksiyonu beyaz cüce soğuma miktarları ve başlangıç-son kütle ilişkisinin kalibrasyonuna izin verir. Güneş komşuluğu

ve bunun bir uzantısı olarak Gökada diski için beyaz cüce soğuma modelleri Gökada diskinin yaşı için bazı kısıtlamalar konulabilmesini sağlayabilir.

Iben & Laughlin (1989) yıldız oluşum miktarlarına ilişkin bazı basitleştirilmiş ilişkiler için ışıtma fonksiyonunun nasıl olacağını göstermişlerdir. Sözkonusu makale çeşitli amaçlarla beyaz cüce ışıtma fonksiyonu üzerine çalışacak olanlar için oldukça iyi bir başlangıç noktası niteliğindedir. Şekil 8 basitleştirilmiş bir ışıtma fonksiyonunu ve yıldız topluluğunun yaşının ışıtma fonksiyonu üzerindeki etkisini göstermektedir. Bu şekilden açıkça görüldüğü gibi gözönüne alınan yıldız topluluğu ne denli yaşlı ise "luminosity cut-off" olarak adlandırılan noktaya ilişkin ışıtma değeri o denli küçüktür. En düşük ışıtma bölgesindeki yıldızlar en yaşlı beyaz cüceler olup ilerleyen yaşla birlikte soğuma miktarları azaldığı için düşük ışıtmalara doğru beyaz cüce sayısında artış gözlenmektedir.

Yüksek ışıtma bölgesinde nötrino salmasının soğumayı hızlandırdığını biliyoruz. O nedenle ışıtma fonksiyonunun yüksek ışıtma bölgesinde Φ, Mestel eğrisinin altında kalmaktadır. Kristalleşme başladığı zaman soğuma miktarı geçici olarak yavaşlamakta ve ışıtma fonksiyonu Mestel eğrisinin üzerine çıkmaktadır. Debye soğuması aşamasında ise hızlanan soğuma ile Φ azalmaktadır. Gözlenen ışıtma fonksiyonu ile ayrıntılı karşılaştırma yapılabilmesi için gerçekçi ışıtma fonksiyonlarının üretilmesi gereklidir.

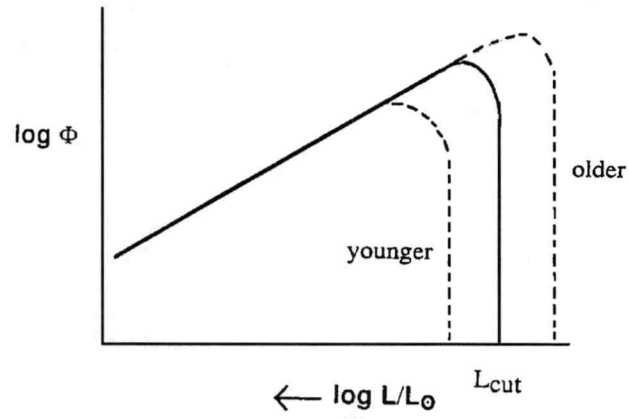
3.5 Gökada Diskinin Yaşı

Şekil 9, Wood (1992) tarafından verilen ışıtma fonksiyonlarını ve kuramsal soğuma eğrilerini göstermektedir. Soğuma eğrisinin eğimi genel olarak $-5/7$ olmakla birlikte yüksek ışıtmalarda bir çöküntü ve "luminosity cut-off" noktasından önce bir tümsek göstermektedir. Şekil 9'da ayrıca Liebert ve ark. (1988)'na ilişkin ışıtma fonksiyonu da gösterilmiştir.

Kuramsal ve gözlenen ışıtma fonksiyonları arasındaki uyuşma oldukça iyidir. Uyuşmanın göreli olarak iyi olmadığı yerler zaman içerisinde yıldız oluşum miktarlarındaki ve/veya başlangıç kütle fonksiyonundaki değişimlerden kaynaklanıyor olmalıdır. Böylesi olanaklar beyaz cüce ışıtma fonksiyonunun Gökadadaki yıldız oluşum sürecinin (ve yakın bir gelecekte küresel kümeler gibi diğer yıldız topluluklarına ilişkin yıldız oluşum süreçlerinin de) anlaşılmasında kullanılabileceğini göstermektedir.

Şekil 8, ilerleyen yaşın beyaz cüce ışıtma fonksiyonu üzerindeki etkilerini göstermekteydi. Buna göre daha yaşlı yıldız toplulukları daha sönük beyaz cücelere sahiptir. "Luminosity cut-off" olarak adlandırılan noktanın yeri daha büyük yaşla birlikte daha düşük ışıtmalara kaymaktadır. Şekil 9 ise $6Gyr$ ile $13Gyr$ arasındaki yaşlar için ışıtma fonksiyonlarını göstermektedir. Bu şekile göre gözlenen ışıtma fonksiyonu Gökada diskinin yaşı için $8-11Gyr$ arasında değerler önermekle birlikte en olası değer $9Gyr$ olarak ortaya çıkmaktadır.

Gökada diski için elde edilen yaş beyaz cüce soğuma miktarlarının hesaplanmasında kullanılan girdi fiziğine bağlıdır. Karşılaştırma amacıyla gözlenen bir ışıtma fonksiyonunun da verilmesi durumunda elde edilen yaşlardaki belirsizlikler



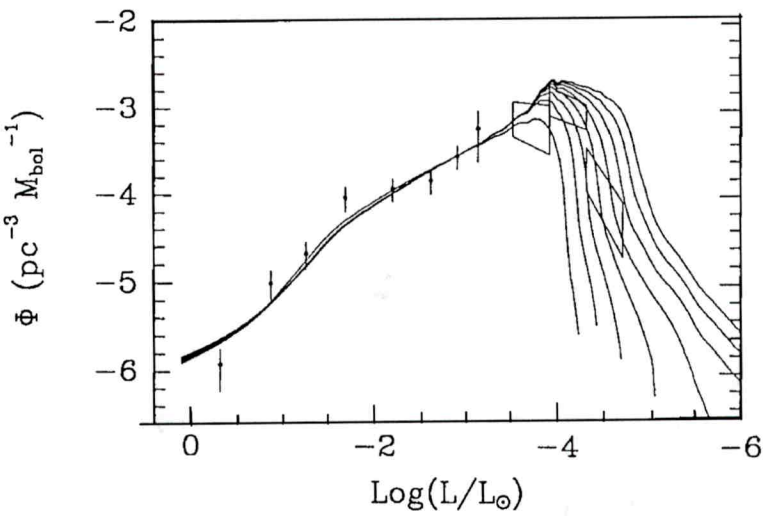
Şekil 8. *Farklı yaşlardaki üç yıldız topluluğu için basitleştirilmiş ışıtma fonksiyonu. Burada zaman içerisinde sabit yıldız oluşum miktarı ve Mestel soğuma yasası* ($t_{cool} \propto L^{-5/7}$) *varsayılmıştır (Kawaler, Novikov, Srinivasan 1997).*

beyaz cüce modellerinin çeşitli özelliklerindeki belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. Bu özellikler, yaşın bu özelliklere olan duyarlığı ve yaş için olası gerçek aralık Çizelge 2'de özetlenmiştir. Bu çizelge, Winget & Van Horn (1987) ve Wood (1992)'dan alınan bilgileri içermektedir ve $M_* = 0.6M_\odot$ kütleli bir beyaz cücenin ışıtmasının $10^{-4.4} L_\odot$ değerine düşmesi için gereken sürenin girdi fiziğindeki farklılıklara ne biçimde bağlı olduğunu göstermektedir.

Örneğin, yüzey helyum katmanı miktarı on kat arttırıldığında $M_* = 0.6M_\odot$ kütleli bir beyaz cücenin soğuma süresi $0.7Gyr$ azalmaktadır. Çizelge 2'deki m_{helium}, A_{core} ve Z_{env} değerlerinde beyaz cücelerin önceki evrimlerine ilişkin bilinmeyenlerden dolayı belirsizlikler vardır. Bu nicelikler yıldızın ne biçimde beyaz cüce olduğuna, $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ çekirdek tepkimesine ilişkin etki kesitine ve beyaz cüce zarflarının metal bolluğuna bağlıdır. Hesaplamalardaki en baskın belirsizlik yüzey helyum katmanının kalınlığındaki ve merkez bölgelerinin bileşimindeki belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. Bu belirsizlikleri de gözönünde bulundurarak Gökada yaşı için için en olası değer $9.3 \pm 1.5Gyr$ olarak hesaplanmaktadır.

Yukarıda sözedilen kimi olumsuzluklar, belirtilen niceliklerin gözlenen ışıtma fonksiyonundan bağımsız olarak elde edilebilmesine olanak sağlayan zonklayan beyaz cüceler yardımıyla ortadan kaldırılabilmektedir. Zonklayan beyaz cücelerin gözlemleri yardımıyla yüzey altı geçiş bölgelerinin derinliklerini ölçebilmekte ve dolayısıyla DO ve DB beyaz cücelerinde yüzey helyum katmanlarının kalınlıklarını öğrenebilmekteyiz. Merkez bölgesi bileşimine gelince, DA (ZZ Ceti) beyaz cücelerinde zonklama dönemlerindeki değişimlerin ölçülmesi bu yıldızların soğuma sürelerinin bilinmesine olanak verecektir. Bunun sonucu olarak yakın bir gelecekte merkez bölgesi bileşimini öğrenme olanağı doğacaktır. Günümüzde, henüz yalnızca bir yıldızın dönem değişim miktarının üst sınırı gözönünde bulundurulduğunda, yalnızca oksijenden oluşmuş merkez bölgesi olasılığı ortadan kalkmakta ve C/O karışımından oluşmuş bir merkez bölgesi gündeme gelmektedir. Sözkonusu zonklayan beyaz cüce gözlemleri, beyaz cüce

ışıtma fonksiyonu ile ilgili girdi fiziğindeki iyileştirmelere ek olarak belirlenen Gökada diski yaşının kuramsal olmaktan çok deneysel olmasını sağlama yönünden de önemlidir.



Şekil 9. *Farklı disk yaşları için kuramsal beyaz cüce ışıtma fonksiyonları (Wood 1992).*

Çizelge 2. t_{disk} *niceliğinin girdi fiziğine bağımlılığı.*

girdi fiziği ("X")	$\frac{dt_{disk}}{d\log X}$	gerçek aralık
m_{helium}	$-0.7Gyr$	$\leq 1.4^{*}Gyr$
$A_{core}(C?O?)$	$-16Gyr$	$\approx 2^{*}Gyr$
Kondüktif opasite	$+7.6Gyr$	$\leq 0.3Gyr$
radyatif opasite	$+1.4Gyr$	$\leq 0.06Gyr$
Z_{env}	$+1.4Gyr$	$\approx 0.2Gyr$
Diğer	?	$<1Gyr$

* zonklama gözlemleri ile belirlenebilir

3. Sonuçlar ve Tartışma

Beyaz cücelerin Gökada diski üzerinde üniform bir dağılım gösterdikleri varsayılırsa, Güneş komşuluğundaki yoğunluk disk üzerinde yaklaşık olarak 3×10^{9} tane beyaz cüce olmasını gerektirmektedir. Diske ilişkin ışıtma fonksiyonu yardımıyla tüm bu beyaz cücelerden gelen ışıtma katkısının $\sim 3\times10^{6} L_{\odot}$ olduğu hesaplanabilir. Buradan da beyaz cücelerin Gökada foton ışıtmasının $\sim 3\times10^{-5}$ gibi bir kesrini sağladıkları anlaşılmaktadır.

Günümüze kadar beyaz cücelerin soğumaları üzerine yapılan çalışmalara göre, örneğin $M_* = 0.6M_\odot$ kütleli bir yıldız için, kristalleşme sırasındaki evre ayrışması sürecine bağlı olarak ortaya çıkan soğuma yavaşlaması için üst sınır olarak $\sim 1.5Gyr$ elde edilmiştir. Ancak en olası değerin $0.4-0.6Gyr$ yöresinde olduğu düşünülmektedir. Wood & Winget (1989) tarafından verilen evrim modellerini kullanan Salaris ve ark. (1997) soğuma yavaşlaması için $\sim 1Gyr$ değerini elde etmişlerdir. Öte yandan sözkonusu değer Montgomery (1998) tarafından $\sim 0.75Gyr$ olarak verilmektedir. Yukarıda belirtilen değerler arasındaki farklar modellerde varsayılan farklı yüzey katman kalınlıklarından kaynaklanmaktadır. En yeni "yıldız sismolojisi" (=asteroseismology) analizlerine göre DA modelleri için yüzey katman kalınlıkları $M_{He}/M_* = 10^{-2}$ ve $M_H/M_* = 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir (Clemens 1993, 1995) ve bu değerler Montgomery (1998) tarafından yapılan çalışmalarda kullanılmıştır.

Ayrıca Bölüm 3.2.4'te gerçekleştirilen analiz, bazı PWD yıldızlarında kimi zonklama modlarının çekimsel büzülmenin devam ettiği dış katmanlarda tuzaklanmış olduğu kuşkularını doğrulamaktadır. Buna göre sözkonusu evrim aşamalarında tuzaklanmış modların dönemleri bir yandan soğuma nedeniyle uzarken aynı zamanda çekimsel büzülme nedeniyle kısalma göstermektedir. O nedenle beyaz cücenin gerçek yaşlanma (soğuma) hızını hesaplarken tuzaklanmış modları kullanmaktan ya kaçınmalı ya da çekimsel büzülme nedeniyle gerçekleşen dönem kısalmasını dikkate almak gerekmektedir. Bu yapılmadığı takdirde yıldızın yaşı doğru olarak hesaplanamayacak ve bu noktadan hareketle hesaplanacak Gökada disk yaşı da yanılgılar içerecektir.

Hesaplanan soğuma zamanlarını yavaşlatan en önemli etmenlerin başında toplam yıldız kütlesi ve başlangıç bileşim profili gelmektedir. Soğuma zamanlarında oluşan en fazla yavaşlama $\sim 0.6M_\odot$ kütleli modellerde gerçekleşmektedir.

Bugüne değin $\sim 10^{-4.4} L_\odot$ değerinden daha düşük ışıtmalı beyaz cüce gözlenememiştir (Liebert ve ark. 1988). Bu durum Gökadanın sınırlı bir yaşa sahip olmasından kaynaklanıyor olabilir. Bir başka deyişle gözlenen en yaşlı beyaz cüceler $\sim 10^{-4.4} L_\odot$ den daha düşük ışıtmalara ulaşacak kadar soğuma zamanını henüz bulamamışlardır. Bir beyaz cücenin bu ışıtmaya kadar soğuması için gereken süre $\sim 10^9 yr$ yöresindedir. En yaşlı küresel kümelere ilişkin yaşlar, örneğin, Iben & Renzini (1984) tarafından $\sim 1.5\times 10^{10} yr$, Chaboyer ve ark. (1998) tarafından $11.5\pm 1.3Gyr$ olarak elde edilmiştir. Eğer $10^{10} yr$ dan daha önce beyaz cüce oluşumu başlamış olsaydı $\sim 10^{-4.4} L_\odot$ değerinden daha düşük ışıtmalı beyaz cüceler gözleyebilmemiz gerekirdi. Çok sönük beyaz cüceleri gözleyebilmek oldukça zor olmakla birlikte, günümüzde, gözlenen ışıtma fonksiyonundaki "luminosity cut-off" olarak adlandırılan olgunun birçok astrofizikçi tarafından gerçek olduğu düşünülmektedir (Liebert ve ark. 1988).

Öte yandan Winget ve ark. (1987b) yaptıkları hesaplamalara göre en yaşlı beyaz cücelerin yaşları için $\sim 9\pm 1.8\times 10^9 yr$ değerini elde etmişler ve Gökada diskinde yıldız oluşumunun bu değerden oldukça uzun bir süre önce başlamamış olması gerektiğini ileri sürmüşlerdir. Bu araştırmacılar, sözkonusu en yaşlı beyaz cücelerin atalarının anakol evrimi için gözönünde bulundurulması gereken düzeltme teriminin yalnızca

$\sim 0.3^{+0.8}_{-0.1} \times 10^9\, yr$ yöresinde olduğunu ve böylece Gökada diskinin yaşının $9.3 \pm 2 \times 10^9\, yr$ yöresinde olması gerektiğini belirtmişlerdir. Ayrıca, Iben & Laughlin (1989) beyaz cücelerin kütle dağılımını gözönünde bulundurarak sözkonusu düzeltme terimini iyileştirmişler ve disk yaşı için hemen hemen aynı sonucu elde etmişlerdir.

Gökada diskinin yaşı için elde edilen sonuçlar büyük ölçüde beyaz cüce ışıtma fonksiyonunun düşük ışıtma bölgesi için hesaplanan kuramsal yaşlara bağlıdır. Ancak, günümüze değin yapılmış farklı çalışmalar "luminosity cut-off" noktası için $5-13 \times 10^9\, yr$ arasında değişen yaşlar önermiştir (Winget & Van Horn 1987). Winget & Van Horn (1987) bu farklar üzerinde ayrıntılı bir biçimde çalışmışlar ve sözkonusu farkların farklı girdi fiziği ve farklı model parametrelerinden kaynaklandığı sonucuna varmışlardır. Bu noktada en önemli değişkenler kondüktif opasiteler, merkez bölgesindeki karbon/oksijen oranı, "saklı ısı", hidrojen ve helyum katmanı kütleleri ve dış katmanlardaki ağır element bolluklarıdır. Yine aynı araştırmacılar (tüm model hesaplamaları "standard" varsayımlara uygun olacak biçimde) tüm farkları diferansiyel olarak düzelttiklerinde elde edilen yaşların $8.2 \pm 0.5 \times 10^9\, yr$ değerinde uyuştuğunu görmüşlerdir. Bu, farklı gruplar arasındaki farkların ne olduğunun anlaşıldığını gösterdiği halde "gerçek" varsayımların neler olduğu açıklığa kavuşmuş değildir.

Sonuç olarak, kuramsal soğuma eğrileri ile gözlenen ışıtma fonksiyonu arasındaki uyuşmanın iyi olduğu söylenebilir. Işıtma fonksiyonunda "luminosity cut-off" olarak adlandırılan olgu büyük bir olasılıkla gerçeği yansıtmaktadır ve $\sim 10^{10}\, yr$ önce Gökada diskinde yıldız oluşumunun başlaması ile ilişkilidir.

En soğuk beyaz cüceler Güneş'in yakın komşuluğundaki yıldızlar olmakla birlikte gözlenen durumun Gökada diskinin büyük bir bölümü ya da tümü için geçerli olduğunu düşünmemek için mantıklı bir neden yoktur. İleriye yönelik olarak en önemli araştırma konularından biri de Gökada halosunda yer alan en sönük beyaz cücelerin gözlenebilmesi ve disk ve halo oluşumlarının göreli zamanlarının elde edilmesidir.

KAYNAKLAR

Abrikosov A.A., 1960, Zh. Eksp. i Teor. Fiz. 39, 1798.
Barrat J.L., Hansen J.P. & Mochkovitch R., 1988, A&A 199, L15.
Chaboyer B., Demarque P., Kernan P.J., Krauss L.M., 1998, ApJ 494, 96.
Chabrier G., Segretain L., Hernanz M., Isern J. & Mochkovitch R., 1993, in White Dwarfs: Advances in Observation and Theory, ed. M.A. Barstow (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers), 115.
Chandrasekhar S., 1939, An Introduction to the Study of Stellar Structure, (Chicago: University of Chicago Press).
Clemens J.C., 1993, PhD Thesis, University of Texas at Austin.
Clemens J.C., 1995, Baltic Astronomy 4, 142.
Cox J.P., 1968, Principles of Stellar Structure, (New York, Gordon and Breach).
D'Antona F. & Mazzitelli I., 1978, A&A 66, 453.
Eggleton P., Faulkner J., Flannery B., 1973, Astron. Astrophys. 23, 325.
Fleming T.A., Liebert J., Green R.F., 1986, ApJ 308, 176.

Garcia-Berro E., Hernanz M., Mochkovitch R., Isern J., 1988, A&A 193, 141.
Hamada T. & Salpeter E., 1961, ApJ 134, 683.
Hansen C.J. & Kawaler S.D., 1994, Stellar Interiors: Physical Principles, Structure, and Evolution, (New York, Springer-Verlag).
Hernanz M., Garcia-Berro E., Isern J., Mochkovitch R., Segretain L., Chabrier G., 1994, ApJ 434, 652.
Hubbard W. & Lampe M., 1969, ApJ Suppl. 18, 297.
Iben I. Jr. & Laughlin G., 1989, ApJ 341, 312.
Iben I. Jr. & Renzini A., 1984, Phys. Rep. 105, 330.
Iben I. Jr. & Tutukov A.V., 1984, ApJ 282, 615.
Ichimaru S., Iyetomi H., Ogata S., 1988, ApJ 334, L17.
Iglesias C.A. & Rogers F.J., 1993, ApJ 412, 752.
Isern J., Mochkovitch R., Garcia-Berro E., Hernanz M., 1997, ApJ 485, 308.
Itoh N., Kahyama Y., Matsumoto N., Seki M., 1984, ApJ 285, 758.
Itoh N., Mitake S., Iyetomi H., Ichimaru S., 1983, ApJ 273, 774.
Kawaler S.D., Novikov I., Srinivasan G., 1997, Stellar Remnants, Saas Fee Advanced Course 25, eds. G. Meynet & D. Schaerer (Berlin: Springer).
Kippenhahn R. & Weigert A., 1990, Stellar Structure and Evolution, (Berlin, Springer-Verlag).
Kirzhnits D.A., 1960, Soviet Phys., JETP 11, 365.
Kleinman S., 1999, (özel haberleşme).
Lamb D.Q. & Van Horn H.M., 1975, ApJ 200, 306.
Landau L. & Lifshitz E., 1958, Statistical Physics, (London, Pergamon Press).
Ledoux P.J. & Sauvenier-Goffin E., 1950, ApJ 111, 611.
Liebert J, Dahn C., Monet D., 1988, ApJ 332, 891.
Mestel L. & Ruderman M.A., 1967, MNRAS 136, 27.
Mestel L., 1952, MNRAS 112, 583.
Mochkovitch R., 1983, A&A 122, 212.
Montgomery M.H., 1998, PhD Thesis, University of Texas at Austin.
Ogata S. & Ichimaru S., 1987, Phys. Rev. A. 36, 5451.
Oswalt T.D., Smith J.A., Wood M.A., Hintzen P., 1996, Nature 382, 692.
Pippard A.B., 1957, The Elements of Classical Thermodynamics, (Cambridge, Cambridge University Press).
Salaris M., Dominguez I., Garcia-Berro E., Hernanz M., Isern J., Mochkovitch R., 1997, ApJ 486, 413.
Salpeter E.E., 1955, ApJ 121, 161.
Salpeter E.E., 1961, ApJ 134, 669.
Schmidt M., 1959, ApJ 129, 243.
Schwarzschild K., 1958, Structure and Evolution of the Stars (Princeton: Princeton University Press).
Segretain L. & Chabrier G., 1993, A&A 271, L13.
Segretain L., Chabrier G., Hernanz M., Garcia-Berro E., Isern J., Mochkovitch R., 1994, ApJ 434, 641.
Shapiro S. & Teukolsky S., 1983, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects, (New York: Wiley).
Stevenson D.J., 1977, Proc. Ast. Soc. Australia 3, 167.
Stevenson D.J., 1980, J. Phys. Suppl. 41, C2-61.
Truran J.T. & Livio M., 1986, ApJ 308, 721.

Van Horn H.M., 1968, ApJ 151, 227.
Van Horn H.M., 1971, in White Dwarfs, ed. W. Luyten (Dordrecht, Reidel), 97.
Winget D.E. & Van Horn H.M., 1987, in IAU Colloq. 95, The Second Conference on Faint Blue Stars, eds. A.G.D. Philip, D.S. Hayes & J. Liebert, (Schenectady: Davis), p 363.
Winget D.E., Hansen C.J., Liebert J., Van Horn H.M., Fontaine G., Nather R.E., Kepler S.O., Lamb D.Q., 1987a, ApJ Lett. 315, L77.
Winget D.E., Hansen C.J., Liebert J., Van Horn H.M., Fontaine G., Nather R.E., Kepler S.O., Lamb D.Q., 1987b, ApJ 307, 659.
Winget D.E., Hansen C.J., Van Horn H.M., 1983, Nature 303, 781.
Winget D.E., Kepler S.O., Robinson E.L., Nather R.E., 1985, ApJ 292, 606.
Wood M., 1995, in White Dwarfs: Proceedings of the 9th European Workshop on White Dwarfs, eds. D. Koester & K. Werner (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag), 41.
Wood M.A. & Winget D.E., 1989, in White Dwarfs: Proceedings of the IAU Colloq. 114, Hanover, NH, ed. G. Wegner (Berlin, New York: Springer-Verlag), 282.
Wood M.A., 1990, PhD Thesis, University of Texas at Austin.
Wood M.A., 1992, ApJ 386, 539.
Wood M.A., 1993, Bull. American Astron. Soc. 183, 5002.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.49-56

Kataklismik Değişenlerde Si IV Çizgi Profillerinin Analizi

M. T. Özkan
T. Ak, M. M. Keskin, S. Aliş
İstanbul Üniversitesi Gözlemevi Araştırma ve Uygulama Merkezi
ozkant@istanbul.edu.tr

Özet

Uluslararası Morötesi Keşif Uydusu (IUE) gözlemlerinden iyi bilinmektedir ki kataklismik değişenlerde gözlenen, Si IV, N V ve C IV çizgilerinin P-Cygni profilleri bu sistemlerde ortaya çıkan rüzgarların varlığını göstermektedirler. Daha önce yapılan bir çalışmada (Özkan ve ark 1998) C IV P-Cygni profilleri kullanılarak cüce novaların alt gruplarının bazı özellikleri tartışılmıştı. Bu çalışmada ise kataklismik değişenlerin Si IV çizgisinden elde edilen rüzgar özellikleri araştırılmakta ve C IV çizgisinden elde edilen sonuçlarla bir karşılaştırılması yapılmaktadır.

1. Giriş

Kataklismik değişenler, baş yıldızı bir beyaz cüce ve yoldaş yıldızı geç tip bir düşük kütleli bir yıldız olan etkileşen kompakt çift sistemlerdir. Manyetik olmayan beyaz cüceli sistemlerde yoldaşın Roche lobu taşması nedeni ile meydana gelen kütle transferi, beyaz cücenin etrafında bir yığışma diski oluşturur. Diskin iç kısımlarında sıcaklık yaklaşık 10^4 K mertebelerinde olduğundan, buralardan gelen enerjinin önemli bir kısmı UV ışınımı olarak gözlenir.

Kataklismik değişenlerin alt sınıfları olan cüce novaların patlama evrelerinde ve nova benzeri değişenlerde hızlı rüzgarlar ilk kez Uluslararası Mor Ötesi (IUE) uydusu ile gözlenmiştir. Ortaya çıkan rüzgarların hızları 10^{-9} $M_\odot$ /yıl mertebelerindedir (Prinja and Rosen 1995). İkincil yıldızlar soğuk olduğundan rüzgarları ısıtamazlar. Bu nedenle rüzgarların disk orijinli olduğu kabul edilebilir. Zaten geometrisi ile ilgili belirteçler, mor ötesi tayflarında gözlenen C IV λ1549, Si IV λ1397 and N V λ1240 çizgilerinin profillerin sistemlerin eğim açısına bağlılığından gelir. Bu çizgiler küçük ve orta eğimli (65°) sistemlerde maviye kaymış bir absorpsiyon bileşeni ile kırmızıya kaymış bir emisyon bileşeni şeklinde bir P Cygni tipi yapı gösterirler. Yüksek eğimli sistemlerde mor ötesi çizgileri geniş ve oldukça simetrik bir yapı gösterirler ancak absorpsiyon bileşenleri görülmezler (Frank 1981). Kataklismik değişenlerde rüzgarları ortaya çıkaran mekanizma kesin olmamakla birlikte, UV ışınımının diskin iç kısımlarından yayınlanması, çizgi opasitesi vasıtası ile ışınım basıncı fikrini destekler.

Daha önce yapılan bir çalışmada (Özkan 1998) kataklismik değişenlerin rüzgarlarında oluşan C IV λ1549 çizgisi 7 cüce novada incelenmiş ve profillerin ölçülen hızlarından eğime bağlılığı kesin olarak ortaya konmuştu. Ancak elektro manyetik tayfın mor ötesi bölgesinde görülen Si IV λ1397 ve N V λ1240 çizgilerinde de aynı özelliğin araştırılması bu sistemlerdeki rüzgar özelliklerini ortaya konulması açısından önemlidir. Örneğin eğer benzer ilişkiler ortaya çıkarsa bu çizgilerin oluşma yerlerinin

özelliklerinin çok değişmediği söylenebilir. Ancak bu karara varabilmek için de gerek ele alınan sistem gerekse kullanılan tayf sayısının çok olması gerekir. Bu çalışmada C IV λ1549 çizgisinden bulunan sonuçlar çerçevesinde, Si IV λ1397 çizgisinin değişimi, rüzgar hızları, absorpsiyon ve emisyon bileşenlerinin özellikleri 27 kataklismik değişende araştırılmaktadır. Aslında SWP tayflarında P-Cygni profili gözlenen diğer çizgiler N V ve He II de ileriki çalışmalarımızda ele alınacaktır. Böylece tüm ölçümlerden daha genel bir sonuca varılabilir.

2. Kullanılan Veriler ve İndirgemeler

Bu çalışmada 17 cüce nova 7 nova benzeri ve 3 nova olmak üzere 27 kataklismik değişen göz önüne alınmıştır. İncelenen yıldızlara ait temel parametreler Çizelge 1. de verilmektedir. Çalışmada kullanılan veriler, uluslararası mor ötesi uydusu (IUE) ile alınan düşük çözünürlüklü mor ötesi tayfların 1150 – 2000 Å dalga boyu aralığını kapsayan SWP görüntüleridir. 27 yıldıza ait toplam 212 tayf, yıldızların etkin oldukları dönemleri kapsayacak ve Si IV P-Cygni profili gösterecek şekilde seçildi. Tayfların indirgemeleri, sürekliliklerden itibaren normalize edilerek hızların elde edilmesi için gerekli dalga boylarının bulunması ve P-Cygni profillerinin soğurma ve salma bileşenlerinin eşdeğer genişliklerinin bulunması KONTİN Paket Programı (Özkan ve ark., 1994) ile yapılmıştır.

Çizelge 1. *Kullanılan yıldızların genel özellikleri*

YILDIZ	TÜR	EĞİM (°)	P (gün)	$M_1(M_\odot)$	$M_2(M_\odot)$
AB DRA	DN ZC	-	0.1520	-	-
AH HER	DN ZC	46±3	0.258116	0.95±0.1	0.76±0.08
BC UMa	DN SU	-	0.063	-	-
CN ORI	DN UG	67±3	0.163199	0.74±0.1	0.49±0.08
HL CMa	DN ZC	45	0.2145	1	0.45±0.1
HR DEL	Nb	40	0.214165	0.67±0.08	0.55±0.03
IX VEL	NL UX	60±5	0.193621	0.82±0.14	0.53±0.09
OY CAR	DN SU	83.3±0.2	0.063121	0.685±0.011	0.07±0.002
RR PIC	Nb	65	0.145025	0.95	0.4
RU PEG	DN UG	33±5	0.3746	1.21±0.19	0.94±0.04
RW SEX	NL UX	34±6	0.24507	0.8	0.6
RW TRI	NL UX	70.5±2.5	0.231883	0.45±0.15	0.63±0.1
RX AND	DN ZC	51±9	0.209893	1.14±0.33	0.48±0.03
SS CYG	DN UG	37±5	0.275130	1.19±0.02	0.704±0.002
SU UMa	DN SU	44±8	0.07635	-	-
SW UMa	DN SU	45±18	0.056815	0.71±0.22	0.10±0.01
TT ARI	NL VY	-	0.137551	-	-
TV CRV	DN SU	-	0.0625	-	-
TW VIR	DN UG	43±13	0.18267	0.91±0.25	0.40±0.02
U GEM	DN UG	69.7±0.7	0.176906	1.26±0.82	0.57±0.07
UX UMa	NL UX	71±0.6	0.196671	0.47±0.07	0.47±0.1
V SGE	NL	90	0.514197	0.74	2.8
V3885 SGR	NL UX	<50	0.2163	0.80±0.2	0.7±0.1
V603 AQL	NA XS	17	0.14	0.66	0.29
VW HYI	DN SU	60±10	0.074271	0.63±0.15	0.11±0.02
YZ CNC	DN SU	38±3	0.0868	0.82±0.08	0.17
Z CAM	DN ZC	57±11	0.289841	0.99±0.15	0.70±0.03

Çalışmada ortaya konan terminal hızlar, tayfların normalize edilmesinden sonra Si IV çizgisinin soğurma bileşeninin kısa dalga boyu tarafından sürekliliği kestiği noktalardan hesaplanmıştır. Ayrıca soğurma bileşeninin akısının minimum olduğu, salma bileşeninin akısının maksimum olduğu ve aynı bileşeninin sürekliliği uzun dalga boyu tarafından kestiği noktalardan da hızlar bulunmuştur. Hızlar hesaplanırken lâboratuar dalga boyu olarak Si IV 'ün λ1393.76 ve λ1402.77 bileşenleri kullanılmıştır. Si IV çizgisinin soğurma ve salma bileşenlerinin eşdeğer genişlikleri yukarıda sözü edilen program vasıtası ile üçgen metoduna göre interaktif olarak ölçülmüştür.

3. Sonuçlar ve Tartışma

Kataklismik değişenlerden dışarıya doğru yoğun ve hızlı bir madde akışının olduğu özellikle moröte tayflarından çok belirgin bir biçimde ortaya konabilir. Bu rüzgarlar vasıtası ile kütle kaybı $\sim 10^{-10}$ $M_{\odot}$ $yıl^{-1}$ civarında olmaktadır. Yıldız rüzgarlarının özelliklerini ortaya çıkarmada terminal hız önemli bir parametredir. Bu nedenle çok sayıda patlama tayfından elde edilecek hızlar bize aynı zamanda diskin özelliklerine ilişkin bilgi de sağlar.

Şimdiye kadar yapılan bu tip çalışmalarda daha çok C IV çizgisi üzerine araştırmalar yapılmış ve buradan bazı neticeler elde edilmiştir. Araştırıcılar tarafından bu çizginin seçilmesi en belirgin P-Cygni profili göstermesinden kaynaklanmaktadır. Diğer taraftan SWP tayflarında bu çizgi dışında P-Cygni profili gösteren diğer çizgiler de Si IV λ1397, N V λ1240 ve H II λ1640 çizgileridir. Bu çizgiler litaratürde çok az çalışılmıştır. Üstelik yapılan çalışmalarda kullanılan tayf sayısı da çok azdır. Buradan hareketle bu çalışmada çok sayıda tayftan bulunan sonuçlar önem kazanmaktadır.

Daha önce C IV üzerine yapılan çalışmalardan (Cordova ve Mason, 1982; Cordova ve Mason, 1984; Drew , 1987; Özkan ve ark., 1998) P-Cygni profillerinin şekilleri sistemin eğimine bağlı olarak değiştiği bilinmektedir. Diğer bir deyişle profillerden ölçülen hızların, eğim büyüdükçe arttığı görülmektedir. Aynı özellik bir miktar saçılma olmakla beraber Si IV için de geçerlidir. Şekil 1. de hem Si IV'den hem de C IV'den ölçülen terminal hızlar ve salma kenarından elde edilen hızlar eğimin fonksiyonu olarak çizilmiştir. Söz konusu ilişki net bir biçimde görülmektedir.

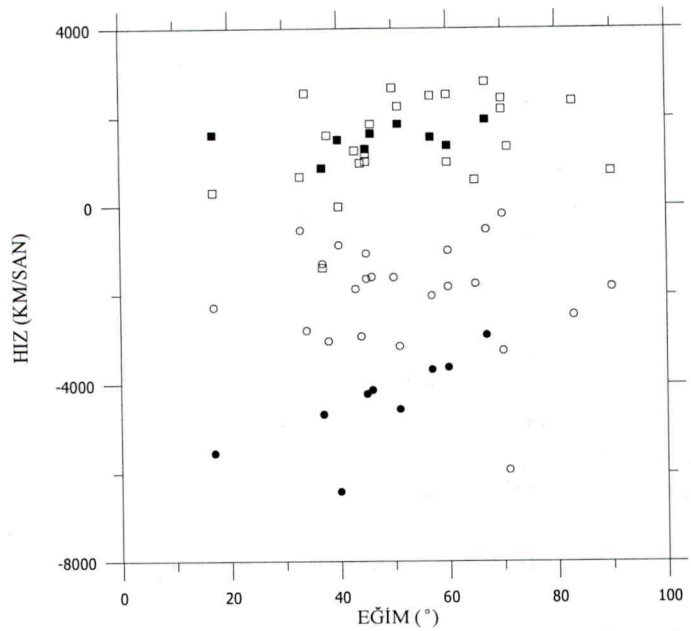
Bu çalışmada Si IV çizgisinden ölçülen terminal hızlar ile literatürden alınan hızların eğimin fonksiyonu olarak grafiğine baktığımızda (Şekil 2.) sonuçların genelde uyuştuğunu söylemek mümkündür.

Daha önce karbon çizgisi için ortaya koyduğumuz gözlemsel bir sonuca göre, sistemlerin dönemleri büyüdükçe terminal hızlar da artmaktadır. Aynı özelliğin Si IV için de geçerli olduğunu Şekil 3.'de soğurma bileşeninin eşdeğer genişliğinin sistemlerin dönemlerine göre çizilmiş grafiğinden görmekteyiz. Burada terminal hızla doğru orantılı bir ilişkisi olan eşdeğer genişliği kullandık. Aslında bu beklenen bir sonuçtur. Çünkü sistemlerin eğim açıları küçülürken dönemlerinin büyüdüğü bilinmektedir. Diğer yandan az önce verilen eğim-hız ilişkisinin (bakınız Şekil 1. ve Şekil 2.) sonucunu kullanarak söz konusu korelasyon görülebilir. Diğer bir deyişle dönemi uzun olan

sistemlerde kütle kaybı daha fazla olurken, dönemi küçük olanlarda ise kütle kaybı daha az olmaktadır.

Terminal hız ile sistemin en önemli bir büyüklüğü olan kütle arasındaki korelasyona baktığımızda yine C IV için bulunan özellikle aynı paralelde bir sonuç ortaya çıkmaktadır. Yani terminal hız dönemdeki büyüme ile beraber arttığından, sistemin toplam kütlesi ile de artmaktadır.

Diğer taraftan aynı yıldızda farklı tayfsal çizgilerin değişen rüzgar koşullarına tepkisinin olup olamayacağını araştırmak üzere, bu çalışmada ölçülen Si IV' e ait soğurma bileşenine ait eşdeğer genişliklerine karşılık, daha önce yaptığımız çalışmalardan (Gülseçen ve ark., 1996 ; Özkan ve ark. 1998) ölçülen C IV'ün soğurma eşdeğer genişliklerinin grafiğini çizdik. Şekil 4. den görüldüğü üzere soğurma eşdeğerleri arasında bir korelasyon var gibi görülmektedir. Raman ve ark. (2000) 'nın yaptığı bir çalışmada BZ Cam için yaptıkları Si IV - C IV ilişkisi için benzer bir korelasyon bulmuşlardır. Yine aynı çalışmada C III, Si III ve N V ile Si IV arasında

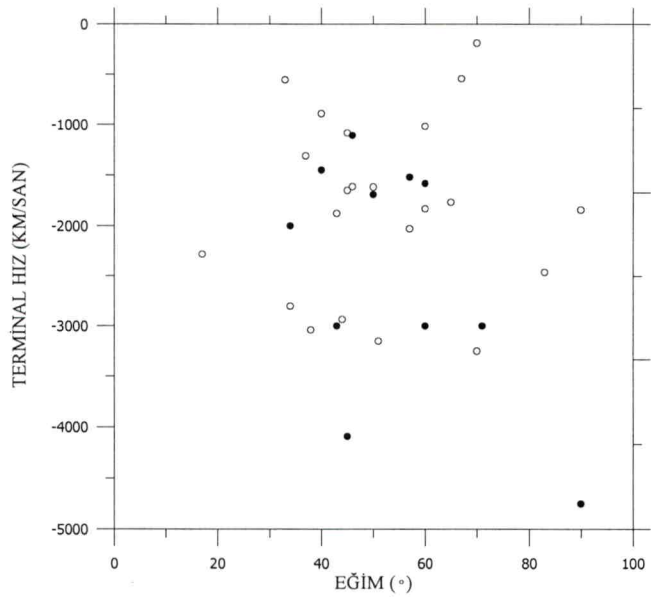


Şekil 1. *Si IV ve C IV çizgilerinin soğurma ve salma kenarlarından ölçülen hızların sistem eğimleri ile değişimi. İçi boş daireler ve kareler Si IV çizgisini ve içi dolu daireler ve kareler de C IV çizgisinden bulunan hızları göstermektedir.*

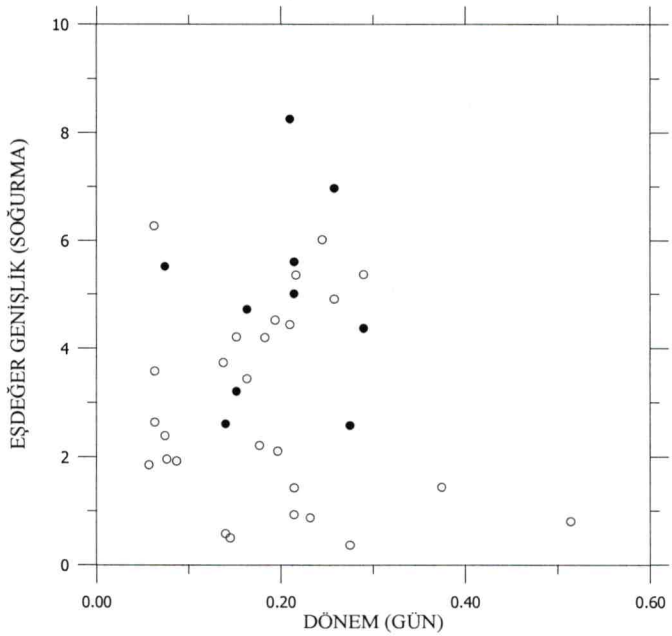
kuvvetli bir korelasyon bulmuşlardır. Doğal olarak bundan emin olmak için daha fazla ölçüme ve yıldıza gerek vardır. İlaveten P-Cygni gösteren diğer N V ve He II çizgilerindeki duruma da bakmak gerekmektedir. Ancak bu aşamada ilgili özellik için şu söylenebilir, soğurmadaki değişime, görüm doğrultusundaki toplam kolon yoğunluğundaki değişimler neden olur.

Sonuç olarak C IV çizgisi ile çeşitli parametreler arasındaki ilişkilere benzer sonuçlar Si IV çizgi profil ölçümleri için de bulunduğu söylenebilir. Sonuçlar arsındaki farklılıklar bu çizgilerin oluşum yerlerinin az da olsa bir miktar farklı olması ve bunun

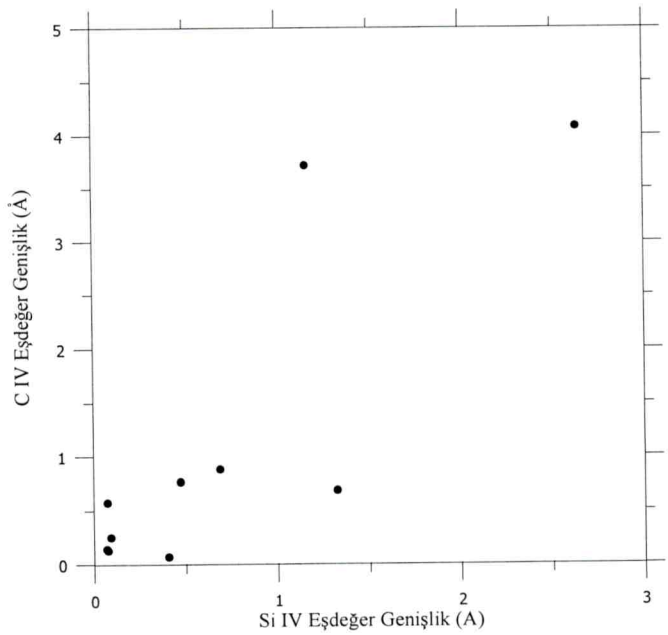
sonucunda da görüm doğrultusu boyunca yoğunluğun değişmesinden kaynaklanabilir. Ancak daha kesin bir yoruma, daha çok tayfı göz önüne alarak bu tayflardaki diğer çizgilerin ölçümlerinin değerlendirilmesi sonucu varılabilir.



Şekil 2. *Bu çalışmada ölçülen ve önceki çalışmalardan alınan Si IV çizgisi terminal hızlarının sistem eğimine bağlı olarak karşılaştırılması. İçi boş daireler bu çalışmadaki sonuçları göstermektedir.*



Şekil 3. *Si IV ve C IV çizgilerinin soğurma bilşenlerinin eşdeğer genişliklerinin sistemlerin dönemlerine göre değişimi. İçi boş daireler Si IV çizgisini dolu olanlar da C IV çizgisini göstermektedir.*



Şekil 4. *Si IV ve C IV çizgilerinin soğurma bileşenlerine ait eşdeğer genişliklerinin birbirlerine göre değişimi.*

Teşekkür

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Araştırma Fonunca desteklenmiştir. Proje No: B-613/17072000.

KAYNAKLAR

Cordova. F.A. ve Mason. K.O., 1982, ApJ., 260, 716
Cordova. F.A. ve Mason. K.O., 1984, NASA CP, 2349,377
Drew, J. E., 1987, MNRAS, 224, 595.
Greenstein. J.L. ve Oke. J.B., 1982, ApJ., 258, 209
Gülseçen, H., ve ark., 1996, X. Ulusal Astronomi Kongresi Tebliğleri s. 350
Howell. S.B. ve ark., 1995, ApJ., 453, 454
Knigge. C. ve ark., 1994, MNRAS, 269, 891
Koch. R.H. ve ark., 1986, ApJ., 306, 618
Mauche. C.W., 1991, ApJ., 373, 624
Özkan, M.T., ve ark., 1994,University of Istanbul, Faculty of Science, The Journal of Astronomy and Physics, Vol. 59, 37.
Özkan, M.T., ve ark., 1998, NATO ASI (Variable Stars as Important Astrophsical Tools) Ed. C.İbanoğlu, Vol.544, 751
C.İbanoğlu Vol. 544, 751
Prinja, R.K., ve ark., 2000, MNRAS, 312, 316
Prinja, R.K. ve Rosen. S.R., 1995, MNRAS, 273, 461
Rosen. S.R. ve ark., 1998, MNRAS, 299, 305
Rosino. L., Bianchini. A. ve Rafanelli. P., 1982, AA., 108, 243
Sion. E.M., 1985, ApJ., 292, 601

Çizelge 3. *Si IV 'e ait terminal hızların diğer çalışmalarla karşılaştırılması.*

YILDIZ	Bu Çalışma (km / sn)	Tayf Sayısı	Diğer Çalışmalar (km / sn)	Kaynak
AB DRA	-1305.98	2	-	-
AH HER	-1605.97	8	-1110	Knigge ve ark.. 1994
BC UMa	-1318.85	3	-4007	Howell ve ark.. 1995
CN ORI	-535.34	5	-	-
HL CMa	-1077.27	9	-	-
HR DEL	-882.49	6	-1450	Rosino. Bianchini ve Rafanelli. 1982
IX VEL	-1825.04	13	<3000	Mauche. 1991
OY CAR	-2455.37	4	-	-
RR PIC	-1757.97	5	-	-
RU PEG	-548.94	4	-	-
RW SEX	-2797.73	8	-2000	Greenstein ve Oke. 1982
RW TRI	-3244.58	1	-	-
RX AND	-3145.16	6	-	-
SS CYG	338.57	8	-	-
SU UMa	-2927.86	15	-	-
SW UMa	-1639.93	2	-4093	Howell ve ark.. 1995
TT ARI	-1286.84	6	-	-
TV CRV	-997.96	2	-3729	Howell ve ark.. 1995
TW VIR	-1870.3	1	-3000	Cordova ve Mason. 1982
U GEM	-181.90	14	-	-
UX UMa	-5924.8	12	-3000	Sion. 1985
V3885 SGR	-1609.62	9	-1688	Prinja ve Rosen. 1995
V603 AQL	-2278.52	20	-	-
V SGE	-1833.52	6	-4750	Koch ve ark.. 1986
VW HYI	-1010.84	8	-1582	Prinja ve Rosen. 1995
YZ CNC	-3033.14	17	-	-
Z CAM	-2022.15	18	-1520	Prinja ve Rosen. 1995

Çizelge 2. *Si IV çizgisine ait ölçümler.*

YILDIZ	$V^{soğurma}_{kenar}$ (km s^{-1})	$V^{soğurma}_{minimum}$ (km s^{-1})	$V^{salma}_{maksimum}$ (km s^{-1})	V^{salma}_{kenar} (km s^{-1})	$EW^{soğurma}$ (Å)	EW^{salma} (Å)
AB DRA	-1312.41	-124.97	564.85	1466.34	4.20	4.88
AH HER	-1612.39	147.64	1302.86	1853.01	4.89	0.34
BC UMa	-1325.28	460.66	2105.80	2637.73	3.57	0.2
CN ORI	-541.78	1794.85	2357.31	2803.72	3.43	0.26
HL CMa	-1083.70	280.25	376.71	1005.07	1.43	0.58
HR DEL	-888.92	-288.91	-630.39	-15.28	0.93	0.64
IX VEL	-1831.46	304.00	2011.48	2516.75	4.51	0.3
OY CAR	-2461.77	-2114.55	110.86	2364.11	2.63	66.49
RR PIC	-1764.39	-1599.11	-834.26	586.35	0.5	4.3
RU PEG	-555.38	407.66	185.40	663.64	1.44	0.4
RW SEX	-2804.12	-926.58	1793.68	2554.69	6.01	0.52
RW TRI	-3250.96	-2544.80	-882.85	2433.35	0.87	15.76
RX AND	-3151.55	-1534.60	333.50	2250.02	4.43	5.87
SS CYG	-1313.86	-755.87	-1645.12	-1399.64	0.36	0.17
SU UMa	-2934.25	-1554.64	-897.29	970.58	1.95	4.6
SW UMa	-1648.48	-485.58	520.18	1189.85	1.85	5.01
TT ARI	-1293.26	65.35	1716.02	2018.85	3.73	0.17
TV CRV	-1004.39	1948.12	2884.07	3128.78	6.27	0.04
TW VIR	-1876.71	-417.29	559.93	1253.43	4.19	0.56
U GEM	-188.35	1208.61	1586.11	2182.04	2.20	0.35
UX UMa	-5931.12	-4180.17	-1611.62	1333.65	2.1	9.78
V3885 SGR	-1616.04	227.81	2176.09	2668.63	5.35	0.55
V603 AQL	-2284.92	-949.82	-1198.50	308.68	0.58	1.53
V SGE	-1839.93	-414.45	-568.80	784.05	0.8	1.7
VW HYI	-1017.27	97.68	630.80	990.14	2.38	0.22
YZ CNC	-3039.53	-1702.96	-71.31	1599.90	1.92	3.15
Z CAM	-2028.56	202.99	1940.09	2492.04	5.36	0.4

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.57-64

Cüce Nova FO Per'in Tayfsal Periyodu

H.H.Esenoğlu[1,2], A.T.Saygaç[1], A.Bianchini[3], L.Zangrilli[3], R.U.Claudi[3]
[1] *İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü*
[2] *İstanbul Üniversitesi Gözlemevi Araştırma ve Uygulama Merkezi*
[3] *Padova University Department of Astronomy, Italy*

Özet

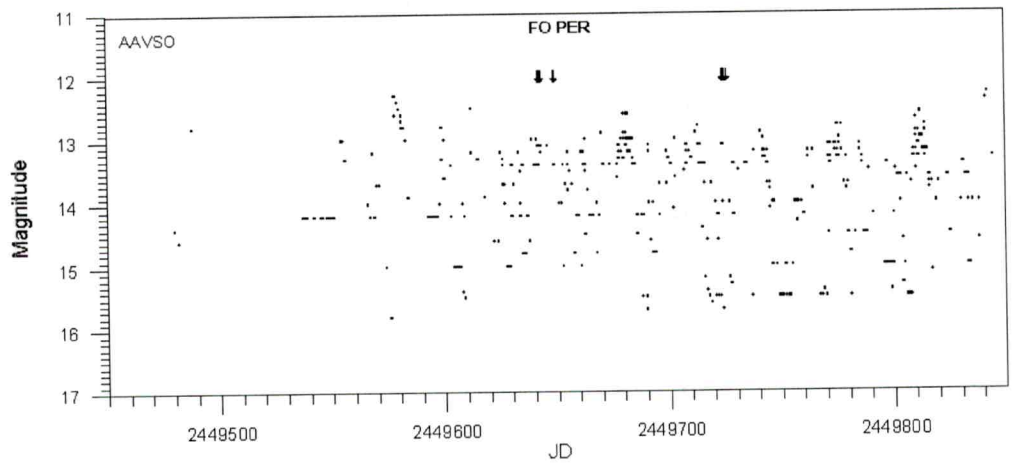
U Gem tipi cüce nova FO Per'in yörünge peryodu bilinmiyor. Üç gözlem seansı sırasında alınan orta seviye çözünürlüklü spektrumlardan H-alfa emisyonun radyal hız değişimlerini tespit etmeye çalıştık. Gözlemler 1990, 1994 ve 1995 tarihlerinde Asiago Gözlemevi'nde 1.82-m teleskop ve B&C spektrografı ile gerçekleştirildi. İlk sonuçlar oldukça düzensiz bir radyal hız eğrisini gösteriyor ve 0^d18248'lik olası bir yörünge periyodunu işaret ediyor.

Anahtar kelimeler: çift yıldızlar: genel – yıldızlar: FO Per – cüce novalar, kataklismik değişenler.

1. Giriş

Cüce novalar kataklismik değişenlerin bir alt gurubudur. Etkileşen çift sistemler olarak bilinirler, geç tipten ikincil yıldız ana kol üzerinde veya yakın yerde bulunur, bir beyaz cüce üzerindeki yığışma diskine doğru madde transfer eder. Cüce novalar, birkaç günden onlarca yıl süren zaman ölçeklerinde tekrarlayacak şekilde, birkaç günden birkaç haftaya değişen miktarda yarı periyodik patlamalar gösterirler. Bazı alt sınıflarda 10^m i aşan değerler olması yanında tipik patlama genlikleri 2^m–7^m arasında değişir. Kataklismik değişenlerin temel modeli, Warner (1976)'ın klasik incelemesinde özetlenir. Warner (1995)'ın daha çok son incelemesi, araştırmanın bu alanında çağdaş gelişmeleri kapsar. 1998'de 316 edet olan kataklismik değişenler içinde en kalabalık 137 nüfuslu cüce nova grubunun peryotları Ritter ve Kolb'un kataloğunda (1998) belirlenmiştir. Ancak, bazılarının cüce nova olup olmadıklarından veya özel niteliklerinden dolayı diğer alt gruplar ile karışmış olabileceklerinden şüphelenilmiştir. U Gem tipi yıldız FO Per, cüce novaların alt grubunun bir üyesi olarak çok az tanınıyor. Ahnert ve ark. (1947) FO Per'i, cüce nova CN Ori ile olan ışık eğrisinin benzerliklerinden bulurken, Hoffmeister (1939) onu bir değişen yıldız olarak keşfetti. FO Per yüksek patlama oranı özelliğiyle cüce novalara aittir (11.8^m v–16.2^m p). Patlamalarının ortalama tekrarlama süresi Howarth (1976) tarafından 9.8 gün olarak belirlenmiştir, oysa Gessner (1978) 11.02 gün bulmuştur. FO Per'in AAVSO'ya ait 367 gözlem noktalı yaklaşık 7 ayı içeren yayınlanmamış ışık eğrisindeki patlamalarından 11.46 gün olarak bir de biz bulduk (Mattei 1997). Bu ışık eğrisi Şekil 1'de veriliyor. Watson ve ark. (1978) ve Giovannelli ve ark. (1981)'dan alınan başka iki çalışma, 11 gün olarak aynı yinelenme peryodunu verirler. Bruch ve ark. (1987) 1980 ve

1981'de 8 gecelik FO Per'in fotografik gözlemlerini aldılar ve yıldızı bir defa patlamada yakaladılar. Spektrel çizgiler de aynı zamanda Bruch (1989) tarafından tanımlanıyor. 10 Şubat 1988'deki FO Per'in spektrumları oldukça düzdür. 13 Şubat'taki spektrum bir hayli değişikliğe uğrarken, hidrojenin şiddetli emisyon çizgileri ve He I'in bazı zayıf emisyonları üst üste bindirilmiş haldedir. Burada, farklı aktivite aşamalarında iken FO Per'in spektroskopik gözlemlerine ait sonuçlarını sunuyoruz.



Şekil 1. *AAVSO ışık eğrisi, spektroskopik gözlemlerin geceleri oklar yoluyla işaretli (Mattei 1997).*

2. Gözlemler ve sonuçları

Spektroskopik gözlemler, Asiago ve Ekar'ın 1.82-m teleskopu ve Boller-Chivens spektrografı (TH 7882 CCD, grating-1200 gr/mm, dispersiyon 42 Å/mm veya 1.0Å/pixel ve ayırma gücü 1.9 Å) ile gerçekleştirildi. Poz süreleri genellikle 1800 saniyedir. Tüm spektrumlar Asiago Astrofizik Gözlemevi'nde IRAF ve MIDAS indirgeme sistemleri ile işlendi. Spektrumlar farklı gözlem seanslarına dayanan üç veri grubuna ayrılır. İlki 12 Aralık 1990'da (bundan sonra set 1 alarak isimlendirilecek), ikinci veri seti 15-16-17 Ekim 1994 (set 2) ve üçüncü veri seti 6-7-8 Ocak 1995 (set 3). Tüm veri karmaşık Hα emisyon profilinin kesin bir periyodik modülasyonunu göstermiştir. Toplam 48 spektrum toplanmıştır ve gözlemler Çizelge 1'de rapor edilmiştir. İlk sütundaki helyosentrik Jülyen tarihler poz sürelerinin ortasına karşılık gelir. İkinci sütun çizgi merkezlerinin orta yerden hesaplanan helyosentrik radyal hızları içerir ve spektrografın neden olduğu hız için düzeltilmiştir. Son sütun JD 2449641.651+0^d.18248 E elemanına dayanan yörünge fazlarını içerir. Işık eğrisi (aynı zamanda bkz. Şekil 1) FO Per'in patlama ve sakin aktivite evreleri ile ilgili olarak sadece sırasıyla set 2 ve 3 için düzenlenmiştir. 6200-6800 Å'u içeren fakat indirgenmemiş örnek bir spektrum Şekil 2'de görülüyor. Şekilde, absorpsiyon üzerine binmiş şiddetli merkezi emisyonun bulunduğu tipik güzel bir profil görülüyor. Tüm

spektrumlar hala Hα'nın geniş absorpsiyonları ile bunların üzerlerine binmiş dar emisyon profillerini gösterir. Tüm seanslarda FO Per'in spektrumları bu sebepten dolayı gürültüden çok fazla etkilenmiştir ve dalgaboyu kalibrasyonu indirgeme sırasında zor olmuştur.

Çizelge 1. *Bu çalışmada rapor edilen gözlemlerin listesi.*

JD 2440000+	Vr (km/s)	Faz*	JD 2440000+	Vr (km/s)	Faz*
Data set 1			Data set 3 (sakin evrede)		
8237.614	-30.01	0.197	9724.310	-44.17	0.976
8237.632	-45.54	0.098	9724.346	-63.36	0.173
8237.647	-61.99	0.016	9724.378	-68.84	0.348
8237.663	-40.52	0.928	9724.407	-48.74	0.507
8237.678	-41.89	0.846	9724.431	-51.48	0.639
			9724.457	-50.11	0.781
Data set 2 (patlamada)			9724.506	-70.67	0.050
9641.380	+ 4.74	0.485	9724.532	-77.52	0.192
9641.392	-19.51	0.419	9724.560	-52.85	0.346
9641.407	-47.83	0.337	9724.586	-51.03	0.488
9641.422	-54.68	0.255	9724.611	-34.12	0.625
9641.442	-59.70	0.145	9725.262	-55.59	0.193
9641.457	-53.77	0.063	9725.288	-47.37	0.335
9641.473	-54.68	0.975	9725.325	-33.21	0.538
9641.485	-60.16	0.910	9725.350	-46.91	0.675
9641.498	-47.83	0.838	9725.376	-54.68	0.817
9641.509	-51.94	0.778	9725.401	-59.70	0.954
9641.521	-61.53	0.712	9725.425	-51.94	0.086
9641.535	-47.83	0.636	9726.248	-56.05	0.596
9641.550	-46.00	0.553			
9641.569	-45.54	0.449			
9641.584	-28.64	0.367			
9641.595	-50.11	0.307			
9641.603	-35.49	0.263			
9641.620	-62.90	0.170			
9641.635	-55.14	0.088			
9641.650	-51.94	0.005			
9641.676	-39.15	0.137			
9642.435	-56.05	0.296			
9642.459	-81.17	0.428			
9642.482	- 8.54	0.554			

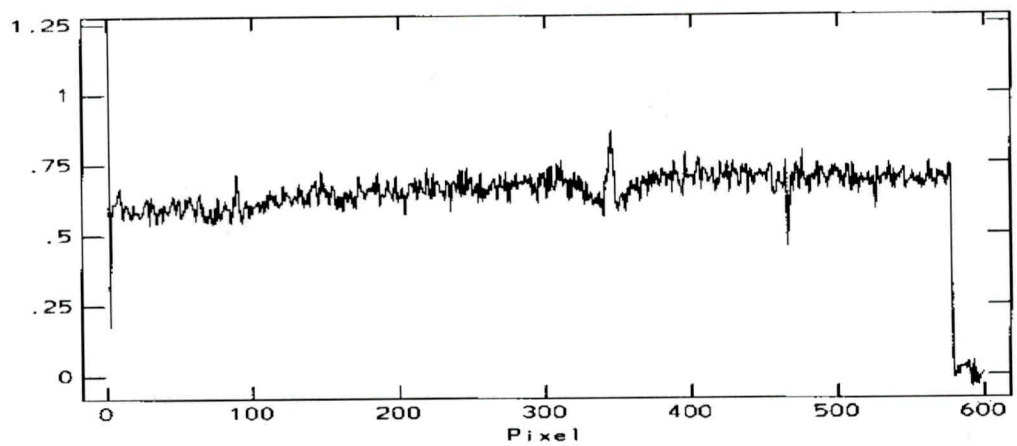
* Yörünge fazı değerlerinin dayandığı eleman: JD 2449641.651 + 0^d.18248 E

Çizelge 2. *FO Per' in en küçük kareler sinüs fitinden elde edilen dairesel yörünge elemanları.*

Eleman	Değer
γ_{em} (km/s)	-49 ± 3
K_{em} (km/s)	-6 ± 5
P_{orb} (days)	0.18248
T_0^* (JD)	2449641.651

* Maksimum pozitif radyal hızın helyosentrik Jülyen tarihi

Sadece set 3'ün emisyon profilleri sakin evre sırasında 190±25 km/s'lik bir FWHM değeri ve 1.72±0.25 Å'luk ortalama bir eşdeğer genişlik gösterdi. Set 3'deki hem FWHM hem de eşdeğer genişlikteki her bir değer sadece küçük bir miktarla (yaklaşık %14 kadar) farklılık gösterir.



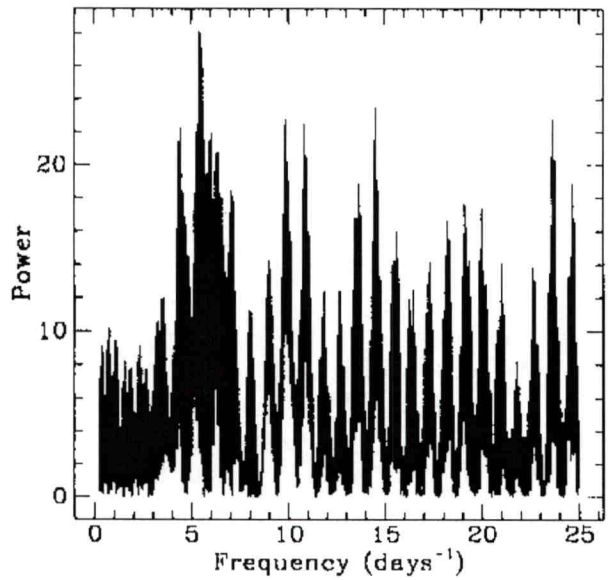
Şekil 2. *Set 2'de patlama sırasında FO Per'in bir örnek spektrumu.*

Hızlı Fourier dönüşümü yörünge peryodu belirlemesi için radyal hız verisine uygulandı. FO Per için sonuçlanan mümkün yörünge peryodu $0^d.18248$ olarak alındı. Şekil 3 bu peryot için ilgili güç spectrumlarını gösteriyor. Hızlar sonra, en küçük kareler sinüsü tarafından

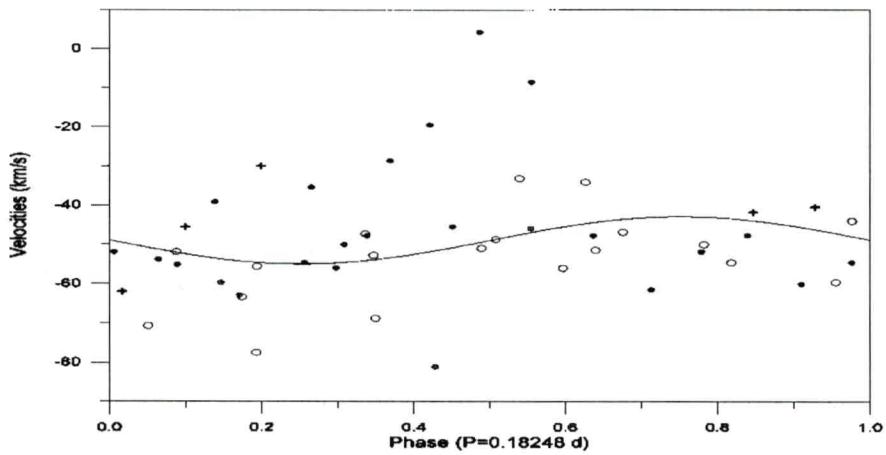
$$V(t) = \gamma_{em} + K_{em} \sin\left[2\pi(t - T_o)/P_{orb}\right]$$

formülüne fit edildi ve sonuçta elde edilen parametreler Çizelge 2'de listelendi. En küçük kareler sinüs fiti ve hata hesaplamaları (Bevington'dan, 1969) T. Özkan tarafından

geliştirilen ve H. Esenoğlu tarafından uyarlanan iki bilgisayar programı kullanılarak yapılmıştır. FO Per'in radyal hız eğrisi Şekil 4'de gösteriliyor. Sürekli çizgi veriye uygulanan en küçük kareler sinüs fitini gösteriyor. Şekilde özellikle set 2'deki (içi dolu daireler) küçük ölçümlerine rağmen çok büyük saçılma gösteren hızlar görülüyor. Doğal olarak bu geniş saçılma gerçek peryodu almayı etkilemiştir.



Şekil 3. *Hα hızlarının güç spektrumları.*



Şekil 4. *Set 1'deki fazın bir fonksiyonu olarak radyal hız değişimleri (artı işaretli), set 2 (içi dolu daireler) ve set 3 (içi boş daireler). Düz çizgi metinde açıklandığı gibi veriye uygulanan en küçük kareler sinüs fitini gösteriyor.*

FO Per'in başka bir olası peryodunun, Szkody ve Mattei (1984), Gieger (1987) ve Ak (1998) tarafından bazı cüce novaların istatistiksel ışık eğrilerine dayanan yörünge peryodu ile patlama süresi arasındaki ilişkiye göre 11.46 gün olan patlamasının tekrarlama peryodun dikkate alındığında 0.25323-0.26335 gün arasında olması gerekdiği sonucuna varırız. Fakat radyal hızlardan bulduğumuz peryotun (0^d.18248) yukarıda bahsedilen ilişkiye uymadığı görülüyor.

Yığışma diskinin dış bölgelerindeki hız genellikle çift pikli emisyon çizgileri tarafından belirlenir. Spektrumlarımızın hiç biri çift pikli emisyonlar göstermez (bu, düşük ayırma güçlü olmasından dolayı veya disk plazması tarafından fotonların saçılması nedeniyle olabilir). Aynı davranış başka bir cüce nova sisteminde görülebilir ki bir örnek CZ Ori (Spogli and Claudi 1994)'dir.

3. Tartışma ve sonuç

FO Per'in mümkün peryodu, bu gruptaki çok geniş nüfusun içine, özellikle U gem tipi yıldızların arasındaki cüce nova peryotlarının beklenen aralığına düşer. Ama bu, geçerli istatistiksel ilişkileriyle desteklenmez. Belki de bu böyledir çünkü her iki farklı peryot değerleri gerçek dışıdır (oldukça düzensiz radyal hız eğrisinden dolayı) veya diski her zaman U Gem veya SS Cyg gibi cüce novalara göre sıcaktır ki FO Per U Gem tipi yıldızların bir üyesidir.

Bununla birlikte çok daha kesin hesaplama, iyi S/N oranı olan ve farklı aktivite fazları sırasındaki yeterli sayıda gözlemleri gerektirir. Hα'nın tek pikli şekli ve geniş absorpsiyonda bulunması, sistemin faza göre geniş absorpsiyon şiddetinin değişmesi çok ilginçtir.

FO Per'in 48 adet spektrumundan bulduğumuz 0.18248 günlük periyodun güvenilir olması için 6–7 Ocak 1998'de 22 adet ilave spektrumları daha alınmıştır (set 4). FO Per'in periyodu set 4'ün değerlendirilmesi ile bulunabilecektir. Ayrıca, sistemin dinamik parametreleri de belirlenebilecektir.

Ek olarak, sistemi CCD fotometrisi ile gözlemeye çalışmaktayız. Fotometriden bazı belirtiler vardır. Piklerden birini doğrulayabilen küçük bir modülasyonunu saptayabildik.
Set 2'de (patlama evresinde) absorpsiyon üzerine bindirilmiş şiddetli merkezi emisyonların bulunduğu tipik bir profil görülür. Bu emisyonlar Spogli ve Claudi (1994)'ye göre maksimuma çıkış sırasında gözden kaybolur, böylelikle minimum evre net bir şekilde ayırt edilir. Fakat şiddetli absorpsiyonlar Spogli ve Claudi'nin iddiasının tersine maksimum evre sırasında hala görüldüler. Belki de diğer Balmer çizgileri ile birlikte bütün spektrumlardaki Hα'nın bu dar şekli, yörünge düzleminin düşük eğimli olabileceğinin göreceli olarak iyi bir belirteçi olabilir. Bundan dolayı, dar profilleri ile FO Per'in eğimi oldukça küçük olmalıdır.

Teşekkür

Yararlı tartışmaları için T. Özkan ve T. Ak'a teşekkür ederiz. Ayrıca, fotometri verisini sağlayan AAVSO'ya teşekkür ederiz. Bu çalışma İ.Ü. Araştırma Fonu'nca desteklenmiştir. Proje No: B–621/17072000.

KAYNAKLAR

Ahnert, P. et al., 1947, Sonneberger Veröffentl. 1, 43
Ak, T., 1998, İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, özel haberleşme
Bevington, P.R., 1969, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science, p. 92, Mc Graw-Hill, New York
Bruch, A., Fischer, F. J., Wilmsen, U., 1987, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 70, 481
Bruch, A., 1989, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 78, 145
Geiger, A., 1897, Acta Astronomica 37, 29
Gessner, H., 1978, Mitt. Veraenderl. Sterne, 8, 66
Giovannelli, F., Coradini, A., Polimene, M.L., Lasota, J.P., 1981, A&A, 95, 138
Hoffmeister, C., 1939, Astron. Nachr. 274, 36
Howarth, I.D., 1976, Mitt. Veraendrl. Sterne, 7, 147
Mattei, J.A., 1997, Observations from the AAVSO International Database, private communication
Spogli, C. Claudi, R. U., 1994, A&A, 281, 808
Szkody, P., Mattei, J. A., 1984, PASP, 96, 988
Warner, B., 1976, Structure and Evolution of Close Binary Systems, IAU Symp. No. 73, Eds. P. Eggleton, S. Mitton, J. Whelan (D. Reidel, Dordrecht) p. 85
Warner, B., 1995, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge Astrophysics Series 28, Cambridge University Press
Watson, M.G., Sherrington, M.R., Jameson, R.F., 1978, MNRAS, 184, 79
Ritter, H. and Kolb, U., 1998, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 129, 83

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.65-80

Cüce Novaların Uzun-Dönemli Görsel Işık Eğrileri ve Disk Kararsızlığı Modeli

T.Ak
İ. Ü. Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Vezneciler – İstanbul
tanselak@istanbul.edu.tr
ve
M. T.Özkan
İ.Ü. Gözlemevi Araştırma ve Uygulama Merkezi, 34452 Üniversite – İstanbul
ozkant@istanbul.edu.tr

Özet

Bu çalışmada, 36 cüce novanın AAVSO ve RASNZ'den alınan uzun dönemli görsel ışık eğrileri incelenerek ışık eğrisi parametreleri ölçülmüş, bu parametrelerin frekans dağılımları ve gerek birbirleri ile gerekse sistem parametreleri ile ilişkileri disk kararsızlığı modeli çerçevesinde tartışılmıştır. Buna ilave olarak, şimdiye kadar varlığı bilinmeyen bazı korelasyonlar önerilmiş, bazılarının varlığı reddedilmiş, bazıları ise çok daha yüksek bir güvenle ortaya konulmuştur. Sonuçlar disk kararsızlığı modelinin uzun dönemli ışık eğrileri tarafından genelde onaylandığını göstermekle beraber, açıklanmaya muhtaç gözlemsel bulgulara da ulaşılmıştır. Sonuçlar, disk kararsızlığı modelinin temel varsayımı olan sabit kütle transferinin, en azından patlamaların tekrarlama sıklıklarından daha uzun zaman ölçeklerinde geçerli olmadığını, patlamaların arkalarında bıraktıkları disk yapılarının sonraki patlamaları dikkate değer şekilde etkilediğini göstermektedir. Disk kararsızlığı modelinin gözlemlerden bulunan sıcak disk α viskozite katsayısı, kuramsal ve diğer gözlemsel çalışmaların öngörüleri ile uyumludur. Ancak model, çevrim sürelerinin yörünge periyodu ile ilişkisini öngördüğü halde, gözlemsel bakımdan bu tür bir korelasyon bulunamamıştır.

1. Giriş

Kataklismik değişenler etkileşen çift yıldızlardır. Birincil bileşen bir beyaz cüce, ikincil bileşen ise geç spektrel tipten bir anakol yıldızıdır. Beyaz cücenin çekimsel etkisi ile roche lobunu dolduran ikincil bileşen, L_1 Lagrange noktası civarından madde kaybeder. Bileşeni terkeden madde beyaz cüceye doğru akarken, gerek beyaz cücenin küçük boyutları ve gerekse maddenin yüksek açısal momentumu sebebiyle doğrudan beyaz cüce üzerine yığışmaz; bunun yerine, beyaz cücenin etrafında bir halka oluşturur. Sürekli gelen maddenin ve akışkan işlemlerinin bir sonucu olarak, halkadaki madde dışarı ve içeri doğru yayılarak bir yığışma diski oluşturur. Bileşenden gelen maddenin yığışma diskine çarptığı yerde ise sıcak leke veya parlak leke olarak adlandırılan bir bölge oluşur.

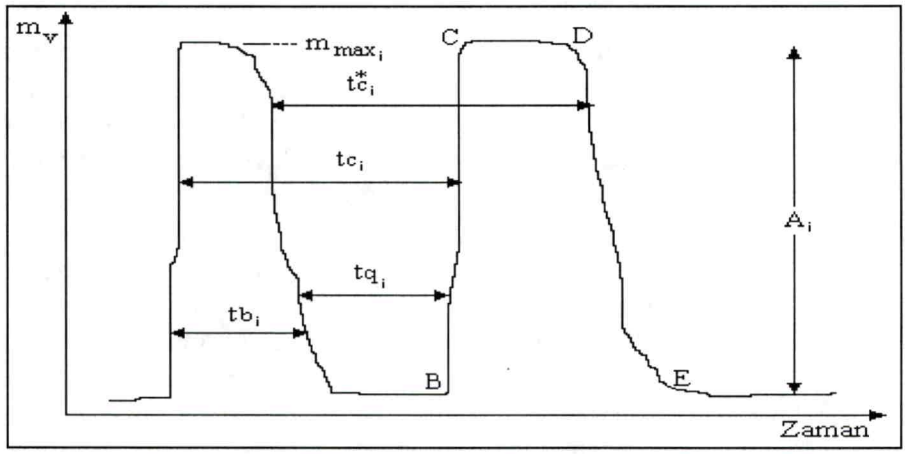
I.1 Cüce Novalar

Kataklismik değişenler, uzun dönemli görsel ışık eğrilerindeki gözlemsel özelliklerine dayanılarak sınıflanırlar. Bu sınıflardan biri olan cüce novaları tanımlayan gözlemsel özellik, 10-500 günde bir meydana gelen ve patlama kavramı yakıştırılan 2-6 kadir genlikli parlaklık artışlarıdır. Cisimlerin çoğu sadece kısa zaman aralıkları için patlama evresinde görülebilirler; patlama dönemleri dışında, sakin evre adı verilen sönük haldedirler. Patlamalar yığışma diskinde meydana gelir.

Cüce novalar da uzun dönemli görsel ışık eğrilerine dayanılarak üç alt sınıfa ayrılırlar: Tanımlanması en kolay ışık eğrilerine U Geminorum (U Gem) yıldızları sahiptir. Her 30-500 günde bir meydana gelen 2-6 kadir genlikli patlamalar gösterirler ki bunlara normal patlamalar adı verilir. Z Camelopardalis (Z Cam) yıldızları, normal patlamalar süregiderken bir patlamadan sönükleşmeye geçildiğinde, sönükleşmenin durarak sistemin sabit fakat sakin evreden daha yüksek bir parlaklık civarında kaldığı duraksamalar gösterirler. Duraksama boyunca sistem kısa genlikli parlaklık değişimleri sergiler, ve duraksamanın sonunda ise sönükleşme başlayarak sistem sakin evreye geri döner. Duraksamalar periyodik olmadıkları gibi, süreleri de birkaç günden birkaç yıla kadar değişebilir ve önceden tahmin edilemezler. SU Ursae Majoris (SU UMa) tipi cüce novalarda ise, normal patlamalara ilave olarak, her 10-15 normal patlamada bir süper patlamalar gözlenir. Süper patlamalar, normal patlamalardan 0.5-1.0 kadir daha yüksek genlikli ve daha uzun süren patlamalardır. Tüm bunların dışında, kataklismik değişenlerde daha düşük genlikli periyodik ve periyodik olmayan ışık değişimleri gözlenmesine rağmen, bunlar konumuzun dışındadır.

Cüce novaların ve genelde kataklismik değişenlerin uzun dönemler boyuca sistemli bir şekilde gözlenmesi gereği, amatör astronomların gözlemlerinin önemini artırmıştır. Bu sistemlerin uzun dönemli görsel parlaklıklarının birikiminden oluşan veriler, halen AAVSO (American Association of Variable Star Observers) ve RASNZ (Royal Astronomical Society of New Zealand) gibi veri merkezlerinde bulunmaktadır.
Cüce novaların uzun dönemli ışık eğrilerinden ölçülen patlama süresi (tb) ve çevrim süresi (tc) gibi ışık eğrisi parametreleri (Şekil.1) uzun süredir istatistik yöntemlerle incelenmekte olmasına rağmen, verilerin çok fazla olması ve bu verileri elde etmenin pek de kolay olmaması sebebiyle bu tür çalışmalar olması gerekenden çok daha azdır. Bu çalışmalarda karşılaşılan temel eksiklikler ve sorunlar ile bunların çözümüne yönelik öneriler aşağıdaki gibi sıralanabilir:

1) Veri eksikliği: Uzun dönemli verileri biraraya toplamanın güçlükleri bir yana, ışık eğrisi parametrelerini uzun dönemler üzerinden ölçmek, özellikle çok sayıda sistem sözkonusu olduğunda karşılanması güç bir emek ihtiyacını ortaya çıkarmaktadır. Bu sebeple araştırıcılar ya başkalarının ölçüm sonuçlarını derlemekte ya da kısa dönemler üzerinden çalışmaktadırlar. Böyle çalışmalarda veri azlığı çalışmanın sonuçlarındaki istatistik önemi düşürmekte, uzun dönemli değişimler ve korelasyonlar araştırılamamaktadır. Farklı kişilerin ölçümlere yaklaşımı da farklı olduğundan, ortaya homojen bir veri setinin çıkmasını beklemek zordur. Doğrusu, ölçümlerin mümkün olduğunca uzun dönemleri kapsayan verilerden, mümkün olduğunca az kişi tarafından yapılmasıdır.



Şekil.1 *Uzun dönemli ışık eğrisi parametrelerinin şekilsel gösterimi. tb patlama süresini, tc çevrim süresini, tq sakin evre süresini, m_{max} patlama maksümumundaki parlaklığı, A ise patlama genliğini temsel etmektedir. Ayrıca, sistemin patlamaya çıkış kolu üzerinde (BC) 1 kadir parlaklaşması için geçen süreye çıkış oranı (Δt_{rise}), iniş kolu (DE) üzerinde 1 kadir sönükleşmesi için geçen süreye ise iniş oranı (Δt_{dec}) adı verilir. Işık eğrisi parametreleri çeşitli parlaklık seviyelerinden ölçülebilirler. Ancak, ölçüm yapılan seviye sonuçların değerlendirilmesinde dikkate alınmalıdır. Yukarıdaki yazım tarzında "i", ilgilenilen patlamanın sıra numarasıdır.*

2) Ölçüm seviyesi seçimi: Patlama süresi, çevrim süresi ve sakin evre süresi (tq) farklı parlaklık düzeylerinden ölçülebilir. Örneğin, SS Cyg'nin uzun dönemli ışık eğrisi parametreleri hep 10 kadir düzeyinden ölçülegelmiştir (bkz. [1]). Her ne kadar sakin evre düzeyinden daha parlak seviyelerde ölçüm hataları azalsa da, patlama süresi ve sakin evre süresinin gerçek değerlerinin bu seviyelerden elde edilemeyeceği açıktır. Çevrim süresi bu seçimden etkilenmez. Doğrusu, ölçümlerin sakin evre düzeyini de içerecek şekilde birkaç farklı parlaklık seviyesinden yapılmasıdır.

3) Analizlerdeki eksiklikler: Aslında bu eksiklik bir yönden veri azlığı ile ilgilidir. Bir örnek vermek gerekirse, Szkody ve Mattei [2] SS Cyg'nin yaklaşık 40 patlaması üzerinden patlama sürelerinin frekans analizini yapmışlardır. Aynı yıldızı inceleyen Cannizzo ve Mattei ise aynı analizi 650 patlama üzerinden yapmıştır. Kuşkusuz ikinci çalışmanın sonuçları daha güvenilirdir. Bir diğer sorun ise, Cannizzo ve Mattei [1] uyarana kadar araştırmacıların çevrim süresi ile patlama süresi arasında korelasyonlar bulmalarıdır (bkz. [3]). Halbuki birbirini kısmen ya da ölçüm tekniğine bağlı olarak bazen tümüyle içeren bu parametreler arasında korelasyon aramak hiç de kabul edilebilir bir inceleme tarzı değildir. Doğrusu, analizlerde parametrelerin ölçüm karakteristiklerini de dikkate almaktır.

Bu eksikliklerin giderilmesi, cüce nova patlama modellerinin bazı öngörülerinin uzun dönemli ışık eğrilerinin analizleri ile sınanması imkanını sağlayabileceği gibi, analizler, modellerce açıklanmak üzere yeni gözlemsel sonuçlar ortaya çıkmasına neden olabilir.

I.2 Disk Kararsızlığı Modeli

Cüce nova patlamalarını açıklama iddiasındaki iki modelden biri olan disk kararsızlığı modeli, patlamaların diskin kendisindeki kararsızlıkların sonuçları olduklarını savunur. Modele göre; diskte merkezi yıldızdan itibaren belli bir r yarıçapındaki bir gaz elemanının bulunabileceği iki izinli fiziksel durum vardır; "düşük viskozite" ve "yüksek viskozite" halleri. Buna bağlı olarak diskteki her bölge ile ilişkili iki kritik yüzey yoğunluğu vardır ki, bunlardan ilkinin (Σ_{max}) üzerinde disk yüksek viskozite durumunda, ikincisinin (Σ_{min}) altında ise düşük viskozite durumundadır. Diskin dış kenarından iç tarafında doğru madde akımı için viskoz zaman ölçeğinin, kütle kaybeden yıldızdan ulaşan madde için kütle transferi zaman ölçeğine göre daha uzun olduğu süre boyunca (sakin evre), materyal beyaz cüceden itibaren diskin belli bir r yarıçapında $\Sigma(r) > \Sigma_{max}(r)$ oluncaya kadar birikir. Sonra viskoz dağılma artar, ve bu artış hem daha kısa ve hem de daha uzun yarıçaplara doğru hareket eden artmış yüzey yoğunluğu dalgaları yoluyla halen uykudaki komşu disk parçalarına iletilir. Bu pulslar her yarıçapta bölgesel yüzey yoğunluğunu Σ_{max}'ın üzerine çıkartarak eninde sonunda tüm yarıçaplarda ısınma başlatırlar. Isınma diskin tümünün ya da büyük kısmının iyonizasyonuna sebep olur (patlama evresi). Bu aşamanın bitiminin ardından disk kendisini bir yüksek viskozite durumunda bulur ki burada viskoz zaman ölçeği daha kısadır ve bu süre boyunca disk materyali merkezi cisim üzerine akar. Sözkonusu durum devam ederken, diskin dış bölgelerindeki yüzey yoğunluğu belli bir noktada $\Sigma(r_{dış}) < \Sigma_{max}(r_{dış})$ oluncaya kadar düşer. Bu, içeri doğru yayılan ve her yarıçaptaki yüzey yoğunluğunu Σ_{min}'in altına düşüren bir soğuma dalgası başlatır, ve böylece disk düşük viskozite durumuna geri döner. Patlama bitmiş, sakin evre yeniden başlamıştır [4] [5] [6] [7] [8] [9] [10][11] [12].

Disk kararsızlığı modeline göre, bir cüce novada, patlamada yığışacak materyalin diskte toplanma süreci olan sakin evre süresi ne kadar uzunsa, sakin evreden hemen sonra meydana gelen patlama da o kadar şiddetli olur; yani patlama süresi daha uzun, patlama genliği daha yüksek olur. Bu öngörü, modelin temel varsayımı olan kütle transfer miktarının sabit olması halinde geçerlidir. Zira, eğer kütle transfer miktarı patlamaların tekrarlama sıklıkları ile karşılaştırılabilir zaman ölçeklerinde değişiyorsa, bu öngörü geçerliğini yitirir. Üstelik, her zaman olduğu gibi, bu model de ideal koşulların sağlanması ile tam tutarlı olabilir. Örneğin, bir patlamanın ardında bıraktığı disk yapısının sonraki patlamaları etkilememesi imkansızdır. Öyleyse, bu öngörü sadece tek tek patlamalar için değil, uzun zaman ölçeklerinde alınacak ortalamalar ile de sınanmalıdır.

Modelden çıkarılabilecek bir diğer öngörü, patlamaların çift karakterli doğasıdır. Smak'a göre [11], diskin dış bölgelerinde başlayan patlamalar daha uzun, nispeten iç bölgelerinde başlayan patlamalar ise daha kısa sürer. Bu da yeterli veri olması halinde çok güvenle sınanabilecek bir öngörüdür.

Bu çalışmada, 36 adet cüce novanın ve cüce nova tipi patlamalar da gösteren bir novanın (GK Per) elde edilebilen en uzun dönemleri kapsayan görsel ışık eğrileri, uzun dönemli ışık eğrisi parametreleri ölçülerek incelenmiş, sonuçlar, gerek disk kararsızlığı modelinin sınanmasında, gerek önceki gözlemsel bulguların daha sağlıklı verilerle yenilenmesinde, gerekse yeni gözlemsel bulguların ortaya konmasında kullanılmıştır.

Çizelge 1. *Uzun döjnemli görsel ışık eğrileri incelenen sistemlerin isimleri,gözlem aralıkları, gözlem sayıları ve tespit edilen patlama sayıları. Dördüncü sütunda SU UMa yıldızları için ilk rakam normal patlama sayısını, ikinci rakam ise süper patlama sayısını göstermektedir. Sistemler, alfabetik sıraya göre dizilmişlerdir. SS Cyg'nin gözlemleri günlük ortalamalardan oluşmaktadır.*

Sistem	Gözlem Aralığı	Gözlem Sayısı	Patlama Sayısı
AH Her	1963 – 1995	21586	335
AQ Eri	1976 – 1997	8041	1 – 0
AT Ara	1958 – 1997	6778	23
AT Cnc	1975 – 1997	3485	46
BR Lup	1987 – 1997	2221	4 – 0
BV Cen	1954 – 1997	19445	29
BV Pup	1959 – 1997	5203	7
CN Ori	1961 – 1997	12368	257
CU Vel	1954 – 1997	20297	20 – 27
CZ Ori	1954 – 1997	6719	62
EK TrA	1954 – 1997	14681	8 – 18
FQ Sco	1954 – 1997	8527	8
GK Per	1961 – 1997	17758	11
HL CMa	1981 – 1997	8906	115
KT Per	1967 – 1997	14666	266
MU Cen	1954 – 1997	9758	64
OY Car	1963 – 1997	19928	12 – 15
RU Peg	1961 – 1997	34414	105
RX And	1963 – 1995	37170	394
SS Aur	1961 – 1997	24126	182
SS Cyg	1896 – 1992	29388	683
SW UMa	1961 – 1997	7868	6 – 12
TT Crt	1989 – 1997	2049	2
TU Men	1963 – 1997	15956	14 – 26
TW Vir	1955 – 1997	7872	62
U Gem	1963 – 1995	25707	79
UU Aql	1984 – 1997	4349	29
UY Pup	1979 – 1997	3536	13
UZ Ser	1955 – 1997	6164	27
V436 Cen	1958 – 1997	14278	6 – 16
V442 Cen	1954 – 1997	17425	140
VW Hyi	1953 – 1997	51234	445 – 86
WW Cet	1968 – 1997	5745	45
WX Hyi	1971 – 1997	21425	88 – 42
WZ Sge	1964 – 1997	6391	4 – 1
Z Cam	1963 – 1995	39945	266
Z Cha	1954 – 1997	31431	28 – 47

2. Veriler

Cüce novaların uzun dönemli görsel parlaklıkları, AAVSO ve RASNZ gibi kuruluşlar tarafından derlenerek, araştırıcıların hizmetine sunulmaktadır. Ancak, AAVSO'nun teknik sebeplerle daha az veri göndermesi neticesinde, güney yarıküre yıldızlarının baskın çıktığı bir veri seti meydana gelmiştir. Bu çalışmada ışık eğrileri incelenen yıldızlar, tüm bilinen cüce novalar içinden diğerlerine oranla daha parlak olanlardır. Bunun sebebi, verileri sağlayan amatör gözlemcilerin bunları daha kolay gözleyebilmeleri ve bu sebeple gözlem hatalarının azalmasıdır. Çizelge 1'de, verileri incelenen sistemlerin isimleri, gözlem aralıkları, gözlem sayıları ve tespit edilen patlama sayıları verilmiştir.

Bazı sistemler için patlama sayıları verilerden beklenenden daha az olabilir. Bunun sebebi, sadece en az 10 gözlem bulunan patlamalarda ölçüm yapılmış olmasıdır. Bu seçim kriteri patlama sayısını azaltmasına rağmen, en azından yeterli sayıda patlaması çıkarılan yıldızlar, ve tüm yıldızların kullanıldığı analizler ile ilgili sonuçların güvenilirliği bakımından gereklidir. Toplam gözlem sayısı 590.000 civarındadır. Gerçek gözlem sayısı bunun çok daha üzerindedir. Zira, SS Cyg'nin gözlemleri günlük ortalamalardan oluşmuştur. 36 cüce nova ve bir novanın uzun dönemli görsel ışık eğrilerinde toplam 3886 adet normal, 290 adet süper patlama belirlenmiştir. Bazı patlamaların her bölgesinde gözlem olmaması sebebi ile, bu patlamaların hepsinde tüm parametreler ölçülememiştir. Bununla beraber, en azından 18 sistem için ayrıntılı analizler yapmaya yetecek kadar veri vardır.

Tüm sistemlerin birlikte kullanıldıkları analizlerde elimizdeki veri seti ile yetinilmemiş, literatürde yayınlanmış ışık eğrisi parametreleri de derlenmiştir. Bununla birlikte, bu birleşik veri setinin %70'i gene bizim ölçümlerimizden, ve %20'si de ölçümlerini bizim gibi sakin evre düzeyinde yapan Szkody ve Mattei"in [2] ölçüm sonuçlarından oluşmaktadır.

Ölçümler, her sistem için ayrı ayrı belirlenen fakat hepsinde sakin evre düzeyini içeren 5 farklı parlaklık seviyesinde, bu amaçla hazırlanan bir bilgisayar programı kullanılarak yapılmıştır. Ölçüm seviyelerinden bir tanesinin patlama genliğinin yaklaşık ortasına gelmesine dikkat edilmiştir.

3. Bulgular ve Tartışma

3.1 Alt guruplar için ortalama ışık eğrisi parametreleri

Bu çalışmada her sistemin ortalama ışık eğrisi parametreleri tek tek verilmeyecek, sadece alt guruplar için elde edilen ortalama değerler karşılaştırılacaktır. Çizelge 2'de alt guruplar için ortalama değerler verilmiştir.

Beklendiği gibi, süper patlamalar en uzun süren, en yüksek genlikli ve en seyrek takrarlayan patlamalardır. En kısa süreli patlamalar SU UMa sistemlerinin normal patlamalarıdır. Bu sistemlerin normal patlamaları ile Z Cam sistemlerinin patlamaları hemen hemen aynı sıklıkta meydana gelmesine rağmen, SU UMa sistemlerinin

patlamaları çok daha kısa sürmektedir. Osaki'ye [5] göre Z Cam sistemleri cüce novalar ile novalar ve nova-benzeri yıldızlar arasındaki geçiş halini temsil ederler. Yüksek kütle transfer oranları ve duraksamalar bunun göstergeleridir. Görüldüğü gibi bunlar, disk kararsızlığı modeline uygun olarak sakin evreleri en kısa süren sistemlerdir. Halbuki, SU UMa sistemleri cüce novalar içinde en düşük kütle transfer oranlı sistemlerdir. Bu sebeple, disk kararsızlığı modeline uygun şekilde, patlama süreleri de kısadır. U Gem sistemlerinin patlama sürelerini Z Cam sistemlerinden daha uzun yapan etken, sakin evre süresinin uzunluğudur. Normal patlamaların genlikleri hemen hemen aynı iken, süper patlamalar daha yüksek genliklidir.

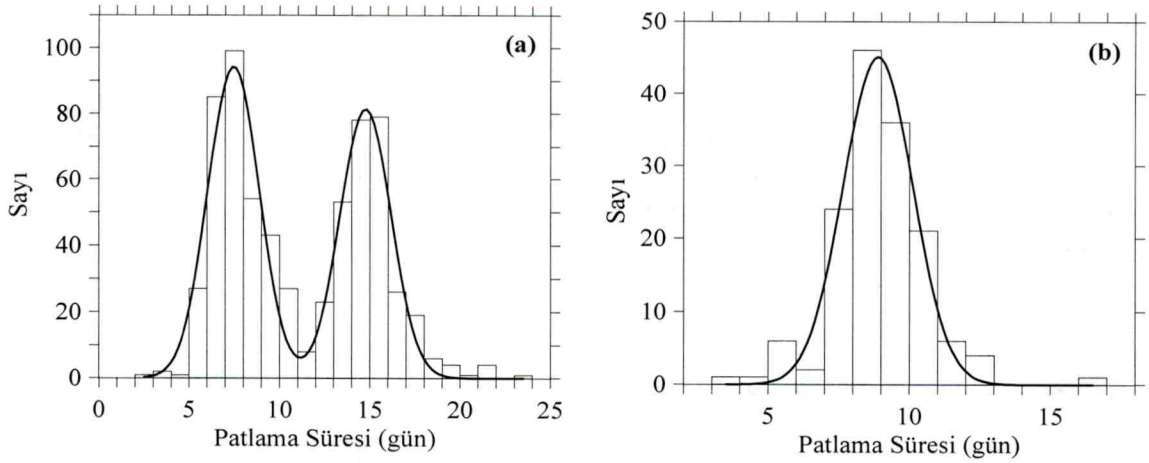
Çizelge 2. *Cüce novaların alt grupları için, bu çalışmada yapılan ölçümlerle elde edilen ortalama ışık eğrisi parametreleri. Patlama ve sakin evre süreleri sakin evre düzeyinde yapılan ölçümlerle elde edilmiştir. NP harfleri normal patlamaları, SP harfleri süper patlamaları göstermektedir.*

Grup	tb (gün)	tc (gün)	tq (gün)	Δt_{dec} (gün/^{m})	Δt_{rise} (gün/^{m})	A (m)
U Gem	12.5	55.5	38.7	2.3	1.0	2.5
Z Cam	10.4	22.7	12.4	1.8	0.8	2.8
SU Uma (NP)	4.1	25.4	21.6	0.8	0.4	2.4
SU Uma (SP)	15.5	300.3	-	1.6	0.5	3.5

3.2 Frekans dağılımları

SS Cyg'nin patlama sürelerinin iki modlu olduğu uzun süredir bilinmektedir (bkz. [1]). Szkody ve Mattei [2] bazı başka sistemler için de patlama süresinin iki modlu frekans dağılımlarını önermiş olmalarına rağmen, çalışmalarında kullandıkları patlama sayıları çoğu sistem için çok azdır. Üstelik, bir sistemde her uzun patlamaya bir kısa patlama karşılık gelmek zorunda değildir. Bu, kısa patlamalar sırasında diskin dışına taşınan yüksek açısal momentumlu materyalin disk dışında biriken miktarı ile ilişkilidir. Bu sebeple, böyle bir analizde çok sayıda patlama kullanılması önemlidir. Szkody ve Mattei [2] CN Ori'nin patlama sürelerinin tek modlu olduğunu bulmuştur. Çalışmamızda bu sonuç onaylanırken (Şekil 2), tek modlu frekans dağılımı gösteren sistemlere MU Cen ve BV Cen de katılmaktadır. Szkody ve Mattei, aynı zamanda CZ Ori, RX And ve AH Her'in de tek modlu frekans dağılımları olduğu sonucuna ulaşmışlardır. Yazarların bu sonuçları doğru değildir. Öyleyse, patlama sürelerinin iki modlu dağılımı, van Paradijs'in [13] düşüncesinin aksine, cüce novalar için genel bir özellik olamaz. Tek modlu frekans dağılımları için, böyle frekans dağılımı veren sistemlerde patlamaların diskin sadece dış ya da iç kısımlarında başladığını söylemek mümkündür.

Patlama sürelerinin frekans dağılımlarındaki iki modlu yapı, Smak'ın [11] disk kararsızlığı modeli çerçevesindeki Tip-A Tip-B patlamaları öngörüsü ile uyumludur. Modele göre, Uzun süren Tip-A patlamaları diskin dış kısımlarında, kısa süren Tip-B patlamaları ise iç kısımlarında başlar. Bir patlamanın yapısal karakteri, kendinden önceki patlamaların geride bırakmış oldukları disk yapısı ile doğrudan ilişkilidir. Bu



Şekil 2. *SS Cyg (a) ve CN Ori'nin (b) patlama sürelerinin frekans dağılımları. Gözlemsel dağılımlara en uygun normal dağılım eğrileri hesaplanmış ve kalın-düz çizgilerle gösterilmiştir. Normal dağılımlar, SS Cyg için 7.45 ve 14.75 günlük, CN Ori için 8.89 günlük tepe değerleri verir. CN Ori için indirgenmiş χ^2 değeri, %70'lik bir uyum olasılığını işaret etmektedir. SS Cyg için de bu değer yaklaşık %60'dır.*

sebeple, genel yapıları benzese dahi, aynı sistem için birbirinden oldukça farklı tipte patlamalar gözlenebilmektedir. Bunun en iyi örneklerinden biri AH Her'dir. Bu sistemin patlama sürelerinin frekans dağılımında yaklaşık 7 ve 12 gün civarında pik yapan iki belirgin mod varken, sayıları nispeten az olmakla birlikte, 15-25 gün arasındaki sürede yaygın şekilde yer tutan üçüncü bir patlama tipinin varlığından bahsedilebilir.

Çevrim sürelerinin frekans dağılımlarının, HL CMa hariç, tek modlu oldukları söylenebilir. Dağılımlar, Z Cam ve KT Per için açıkça sağa çarpıktır. Eğer her sistem için sakin evre süreleri sabit olsaydı. Çevrim sürelerinin frekans dağılımları da, patlama sürelerininkiler gibi, iki modlu çıkardı. Öyleyse sakin evre süreleri değişmektedir. Ancak bu değişimin düzeyi ve patlama süreleri ile eşzamanlı olup olmadığı bu tür bir analizle ortaya çıkartılamaz. Sakin evre sürelerinin frekans dağılımları ise tek modludur. Öyle görünmektedir ki sakin evre süreleri radikal değişimlere maruz kalmamaktadırlar. Yani kısa zaman ölçeklerinde kütle transfer oranının yüksek miktarda değişimi sözkonusu değildir ki bu durum disk kararsızlığı modelinin temel varsayımı ile uyumludur.

Patlamaya çıkış ve patlamadan iniş oranlarının frekans dağılımları genelde oldukça geniş aralıklardaki değerlere yayılmışlardır. Özellikle fazla sayıda patlama gözlenen sistemlerde dağılımlar normal dağılım ile uyumludur. Bununla birlikte, HL CMa'nın iniş oranı ile RX And'ın çıkış oranı iki modludur. Bu yıldızların sözkonusu parametreleri, patlama süreleri ile anlam sınırına çok yakın (HL CMa için) ve anlam sınırının üzerinde (RX And için) lineer korelasyon katsayıları vermektedirler ki bu durum frekans dağılımları ile uyumludur. Yani tek tek patlamalar gözönüne alındığında, iki sistem için sözkonusu parametrelerin patlama süreleri ile doğrudan ilişkileri vardır. Bu ilişkilerin ve frekans dağılımlarının modelle bağlantıları açık değildir.

3.3 Lineer korelasyon analizleri

3.3.1 Işık eğrisi parametrelerinin her sistem için korelasyonları

Uzun dönemli ışık eğrisi parametrelerinin her sistem için kendi aralarındaki korelasyonlarına bakıldığında, normal patlamalarının frekans dağılımı tek modlu olan CN Ori (r=-0.31, r: lineer korelasyon katsayısı), VW Hyi (r=-0.06) ve WX Hyi'de (r=-0.38), beklendiği gibi, patlama süresi (tb_i) ile maksimum parlaklık ($m_{max,i}$) arasında bir korelasyon yoktur. Zira, her iki parametre de patlama şiddetinin göstergeleridir.

Bir patlamanın süresi ile sonraki patlamanın süresi arasında, SS Cyg, U Gem ve V442 Cen için pozitif korelasyonlar vardır. Yani bu sistemlerde, kısa bir patlamanın ardından uzun bir patlama gelmesi ihtimali diğerlerinden çok daha fazladır. SS Cyg için bu korelasyonun lineer korelasyon katsayısı, Szkody ve Mattei tarafından –0.40 olarak bulunurken, bu çalışmada –0.47 çıkmıştır. Kuşkusuz, eğer diskin iç kısımlarında başlayan bir patlama sırasında diskin dış bölgelerine transfer edilen madde miktarı, bileşen yıldızdan gelen madde ile birlikte dış bölgelerde bir uzun patlamanın tetiklenmesini sağlayamıyorsa, sonraki patlama da kısa bir patlama olur. Bu sebeple, bir ışık eğrisinde birbirini takip eden kısa patlamalara rastlanması sürpriz olamaz. Birbirini takip eden uzun patlamaların varlığını disk kararsızlığı modeli çerçevesinde açıklamaya çalışmak için, modelin biraz zorlanması gerekmektedir. Bu noktada, Z Cam sistemlerindeki duraksamaların açıklanmasında olduğu gibi [14] [4], kütle transfer miktarında küçük bir artışa başvurulabilir. Aslında, tek tek yıldızların gözlemsel özelliklerinin açıklanmasında modelden böyle sapmalar çoğu zaman yapılabildiği gibi, aslında kütle transfer oranı da uzun zaman ölçeklerinde değişkendir [15]. Kısa dönemli değişimler ise bileşen yıldızla ilgilidir.

Bir patlamanın süresi ile patlamadan önceki sakin evre süresi arasında disk kararsızlığı modelinden beklenen pozitif korelasyon, sadece U Gem'in (r=+0.49) ışık eğrisinden elde edilebilmiştir. Szkody ve Mattei [2], RX And için bu parametrelerin pozitif korelasyonunu CN Ori için ise patlama süresi ile sonraki sakin evre süresinin negatif korelasyonunu önermiştir. Çalışamamızda bu sonuçlar onaylanmadığı gibi, yazarların, tek modlu patlama süresi frekans dağılımı gösteren CN Ori için böyle bir korelasyon elde edebilmeleri şaşırtıcıdır. Gieger [16] de CN Ori ve CZ Ori için Szkody ve Mattei ile aynı ilişkinin pozitif korelasyonunu önermişlerdir. Bu iki farklı çalışmada CN Ori için verilen korelasyon yönlerinin farklılığı ilgi çekici olduğu gibi, çalışmamızda bunların hiçbiri onaylanmamıştır.

HL CMa'nın ve RX And'ın patlama süreleri, sırasıyla, iniş ve çıkış oranları ile pozitif korelasyon halindedir. Szkody ve Mattei [2], CZ Ori ve AH Her için patlama süresi-iniş oranı korelasyonları bulmuşlardır. Yazarların bu bulguları da çalışmamızda onaylanmamaktadır.

CN Ori, KT Per, SS Aur, SS Cyg, Z Cam ve muhtemelen VW Hyi için, bir sakin evre süresi ile sonraki sakin evre süresi arasında pozitif korelasyon vardır. Bu korelasyon, sakin evre sürelerinin, dolayısı ile kütle transfer oranının, patlama tekrarlama süreleri ile mukayese edilebilir zaman ölçeklerinde değişmediğinin göstergesidir, ve sonuç disk kararsızlığı modeli ile uyumludur.

Tek tek yıldızların ışık eğrisi parametrelerinin frekans ve korelasyon analizlerinden anlaşılmaktadır ki, disk kararsızlığı modeli sistemlerin tümü tarafından açıkça desteklenmemektedir. Bazı sistemler disk kararsızlığı modelini destekler nitelikte sonuçlar verirken, bazı sistemlerin gözlemlerinin açıklanmasında disk kararsızlığı modelinden nispeten uzaklaşan yorumlara ihtiyaç duyulmaktadır.

3.3.2 Ortalama ışık eğrisi parametreleri arasındaki korelasyonlar

Sistemler ayrı ayrı değil de ışık eğrisi parametrelerinin ortalama değerleri ile bir bütün olarak değerlendirildiğinde, patlama süresinin iniş oranı ile açık ve kuvvetli (r=+0.67), çıkış oranı (r=+0.57) ile ise belirgin bir ilişki içinde olduğu anlaşılmaktadır. Disk kararsızlığı modeli çerçevesinde, patlama süresinin uzunluğu esas olarak ısınma cephesinin yayıldığı disk bölgesinin genişliğinin fazla olması anlamına da gelir ki, bu durumda ısınma ve soğuma cephelerinin sırası ile patlamaya çıkış ve patlamadan iniş kollarını oluşturdukları süreçte daha geniş bölgelere daha uzun sürelerde yayılmaları beklenebilir.

Ortalama patlama süresi uzun olan sistemlerde, ortalama maksimum mutlak parlaklık ta yüksek çıkmaktadır (r=-0.66).

Düşük eğimli çıkış kollarına sahip sistemlerde, iniş kollarının eğimleri de düşük olmaktadır (r=+0.75).

İniş ve çıkış oranları, sakin evredeki mutlak parlaklıkla ilişkilidir ki bu durum, sakin evrede oluşan disk yapısının iniş ve çıkış kollarını etkilediğini, sakin evrede daha parlak olan sistemlerin iniş ve çıkış kollarının daha sığ olduğunu göstermektedir. Lineer korelasyon katsayıları sırası ile -0.61 ve -0.67'dir.

Çevrim süresi, patlama süresi ve sakin evre süresini kısmen ya da tümüyle içeren bir parametre olduğundan, ve bu sebeple yanıltıcı sonuçlar vereceğinden, korelasyon analizlerinde kullanılmamıştır.

3.3.3 Ortalama ışık eğrisi parametrelerinin sistem parametreleri ile ilişkileri

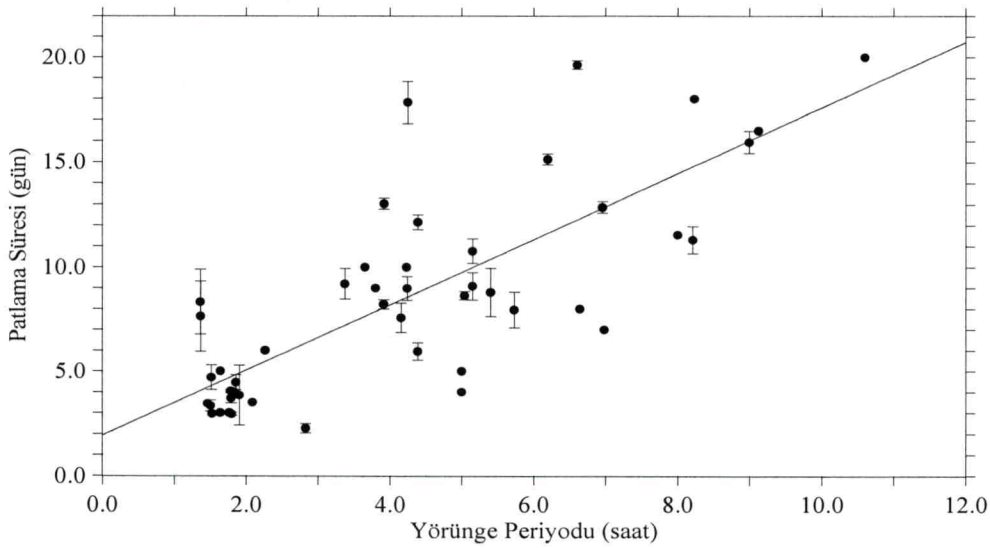
Ortalama ışık eğrisi parametrelerinin sistemlerin fizik parametreleri ile gözlemsel korelasyonları, disk kararsızlığı modelinden elde edilen kuramsal korelasyonlar ile doğrudan karşılaştırılabilir.

Yörünge periyodu ile patlama süresi arasındaki ilişki Szkody ve Mattei [2] tarafından bulunmuştur. Aynı ilişki, çalışmamızdaki geniş veri seti üzerinden (Şekil 3),

$$tb(gün) = 1.27(\pm 0.21)\, P(saat) + 3.26(\pm 1.16)$$

olarak bulunmuştur (r=0.78, N=49, N:hesapta kullanılan sistem sayısı). Bu çıkarımda GK Per ve V442 Cen, yüksek saçılma göstermeleri sebebiyle hariç tutulmuştur. Çalışmamızda, bu ilişkiden yararlanılarak yörünge periyotları ve bileşen kütleleri

bilinmeyen CY Lyr, FQ Sco, UY Pup, FO Per ve AT Ara için, sırası ile 2.14(±0.79), 3.20(±0.90), 3.60(±0.94), 5.89(±1.18) ve 6.42(±1.23) saatlik yörünge periyotları, ve 0.18(±0.07), 0.31(±0.09), 0.36(±0.09), 0.64(±0.13), ve 0.71(±0.13) M⊙'lik bileşen kütleleri önerilmektedir.



Şekil 3. *Bu çalışmada bulunan patlama sürelerinin, başka yazarlardan alınanlar ile birleştirilmesi sonucu oluşturulan veri setinin verdiği patlama süresi-yörünge periyodu ilişkisi. Düz çizgi, disk kararsızlığı modeline göre α=0.11 için elde edilen kuramsal ilişkiyi [20] [50]göstermektedir. Hata barları, çalışmamızdaki ölçümler için, ortalama değerlerin standard sapmalarına ölçüm hatasının (yaklaşık 0.2 gün) eklenmesi ile hesaplanmıştır. İndirgenmiş χ^2 değeri, yaklaşık %80'lik bir uyum olasılığı vermektedir.*

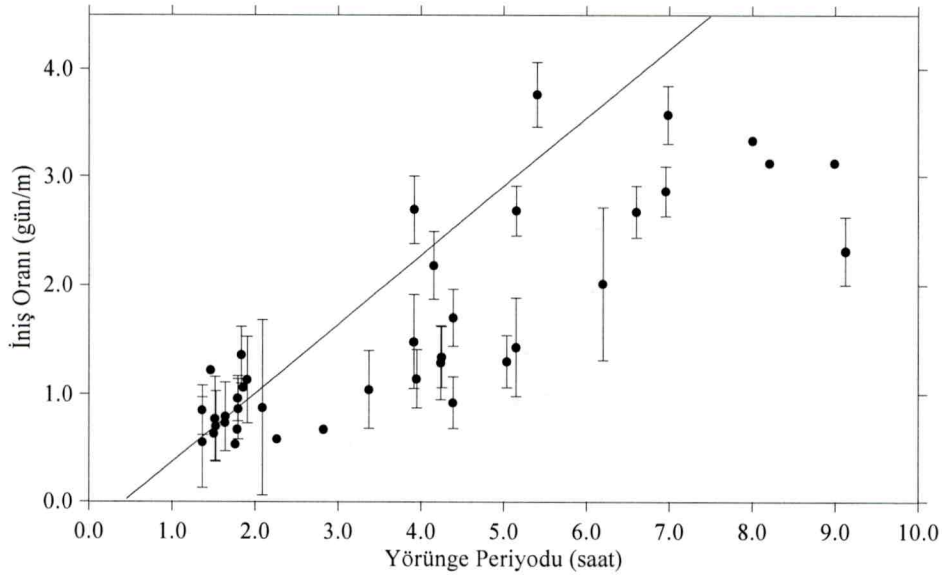
Disk kararsızlığı modeli, Smak [11] ve Gieger'in [16] verdiği yolla, her periyot için bu periyoda uygun kütle oranları ve disk yarıçapları seçilerek oluşturulan kuramsal patlama süresi-yörünge periyodu ilişkisi ile çalışmamızda bulunan gözlemsel ilişki karşılaştırıldığında, sıcak disk viskozite katsayısının tüm sistemler için ortalama değeri α=0.11 olarak bulunmuştur. Bu değer, Gieger tarafından 0.2 olarak verilmektedir ki, Cannizzo, Shafter ve Wheeler'ın [17] verdikleri ve bizim bulduğumuz gözlemsel değerle çok iyi uyuşan kuramsal 0.1 değerinden çok farklıdır. Patlama süresi-yörünge periyodu ilişkisinin, disk kararsızlığı modeli çerçevesindeki gözlem-kuram uyumu neredeyse mükemmeldir.

Disk kararsızlığı modelinin verdiği bir diğer kuramsal ilişki, yörünge periyodu-iniş oranı ilişkisidir (Şekil 4) ve gözlemlerle karşılaştırılabilir. Çalışmamızda bulunan gözlemsel ilişki,

$$\Delta t_{dec}(\text{gün}/^{m}) = 0.32(\pm0.03)\ P(\text{saat}) + 0.29(\pm0.16)$$

şeklinde yazılabilir (r= +0.86, N=41). Smak'ın [11] disk kararsızlığı modeline göre verdiği kuramsal ilişki ile gözlemsel değerler karşılaştırıldığında, kısa (P < 2 saat) yörünge periyotlarında iyi bir uyum varken, uzun yörünge periyotlarında kuramsal değerlerin gözlemsel değerlerden önemli miktarda saptığı, kuramsal değerlerin

gözlemsel değerlerden genelde yüksek olduğu görülmektedir. Modelin gözlemsel veriler ile daha iyi bir uyumu beklenmekle beraber, sonuçların en azında mertebe bakımından uyumlu olması modelin tutarlılığını göstermektedir.



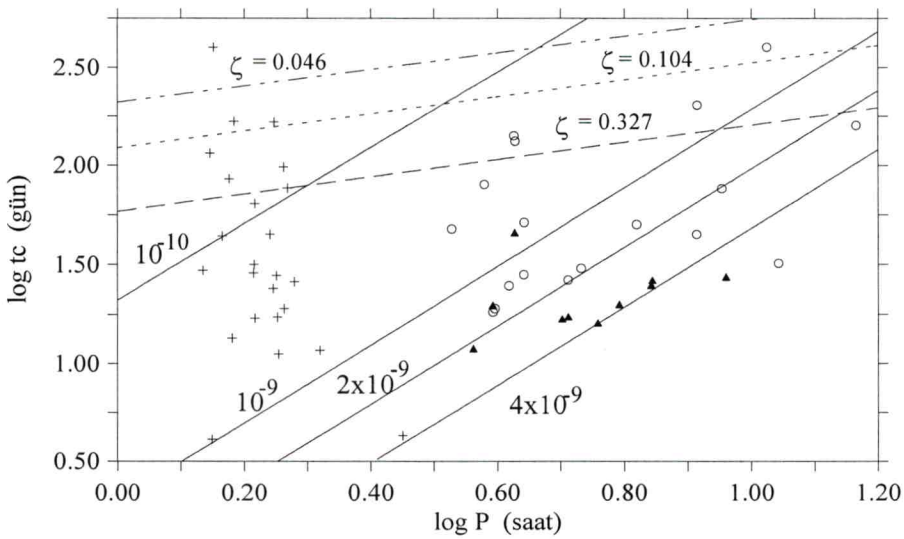
Şekil 4. *Bu çalışmada bulunan patlamadan iniş oranlarının, başka yazarlardan alınanlar ile birleştirilmesi sonucu oluşturulan veri setinin verdiği iniş oranı-yörünge periyodu ilişkisi. Düz çizgi, disk kararsızlığı modeline göre disk+sıcak leke için elde edilen kuramsal ilişkiyi [20] göstermektedir. Hata barları, çalışmamızdaki ölçümler için, ortalama değerlerin standard sapmalarına ölçüm hatasının (yaklaşık 0.2 gün/^{m}) eklenmesi ile hesaplanmıştır.*

Uzun dönemli ışık eğrileri sözkonusu olduğunda disk kararsızlığı modelinin en zayıf noktası, kuramın öngördüğü yörünge periyodu-çevrim süresi korelasyonunun gözlemsel verilerde bulunamamasıdır. Disk kararsızlığı modelinin, bazı ζ ve kütle transfer oranı değerleri için verdiği çevrim süreleri hesaplanarak, Şekil 5'de çizilmiştir [17]. Sakin evre boyunca diskte biriken materyalin maksimum disk kütlesine oranını temsil eden ζ , çalışmamızdaki verilerden yarı-gözlemsel yolla, U Gem sistemleri için 0.104, Z Cam sistemleri için 0.327 ve SU Uma sistemleri için de 0.046 olarak bulunur. Çevrim süresi esas olarak kütle transfer oranına, disk yarıçapına, sakin evre boyunca diskte biriken madde miktarına, sıcak ve soğuk haldeki disk viskozitelerine, beyaz cüce kütlesine, ve ısınma cephesinin genişliğine bağlıdır. ısınma cephesinin genişliği $\delta r/r=0.01$ [17], sıcak disk viskozite katsayısı çalışmamızda bulunan haliyle $\alpha_H=0.11$ alındığında, ve diğer sistem parametreleri hesaplandığında, serbest parametre olarak soğuk disk viskozite katsayısı (α_C) ve kütle transfer oranı kalmaktadır.

Cannizzo, Shafter ve Wheeler'in [17] sunduğu $\alpha_C \sim 0.02$ değerinin kullanılması halinde, gözlemsel değerlere yaklaşabilmek için ζ'nın çok yüksek değerlerine ($\zeta \sim 1$) ihtiyaç duyulur. Halbuki, yarı-gözlemsel yöntem bize bu değerleri yukarıdaki gibi vermiştir. Çevrim süresi sakin evredeki viskozite sabitine çok hassas olduğundan bu parametrenin yüksek değerleri mümkün değildir; öyleyse, ζ'nın kuramsal çıkarımında

sorun olmalıdır. Zira, diğer parametrelere oldukça iyi gözlemsel yaklaşımlar yapılabilmektedir.

Disk kararsızlığı modeline göre, çevrim süresi ve patlama süresi beyaz cüce kütlesine orta derecede bağlıdır. Zira, sakin evre boyunca diskte biriken materyalin patlama sırasında oluşturduğu ısınma cephesinin ve patlama sonunda oluşan soğuma cephesinin yayılma hızı, ayrıca materyalin beyaz cüce üzerine yığışma sürecinin uzunluğu beyaz cüce kütlesi ile ilişkilidir [17] [18]. Bu sebeple, sakin evre süresini de içermesi sebebiyle çevrim süresi bir kenara bırakılsa bile, özellikle patlama süresinin beyaz cüce kütlesi ile ilişkili olması beklenebilir. Çalışmamızda, patlama süresinin beyaz cüce kütlesi ile korelasyon halinde olduğu bulunmuştur (Şekil 6). Patlama süresinde 20 günlük bir üst sınır kabul edilmesi, yani GK Per ve BV Cen'in istatistik dışı tutulması halinde, lineer korelasyon katsayısı r = +0.67 olarak hesaplanır (N=24).



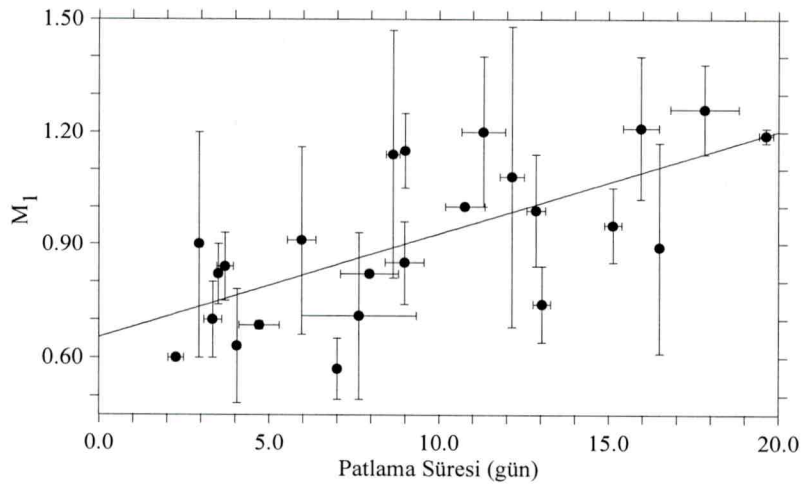
Şekil 5. *Gözlemsel ve kuramsal çevrim sürelerinin yörünge periyoduna göre dağılımları. Görüldüğü gibi kuram, gerek çeşitli ζ gerekse çeşitli kütle transfer oranları için bu iki parametre arasında bir korelasyon önerirken, gözlemler bu beklentiyi doğrulamamaktadır. İçi dolu üçgen sembolleri Z Cam sistemlerini, içi boş daireler U Gem sistemlerini, artı sembolleri ise SU UMa sistemlerini göstermektedir.*

Bu gözlemsel bulgu daha önceki çalışmalarda elde edilememiştir. Model, bu korelasyon ile de desteklenmektedir.

4. Sonuçlar

Bu çalışmada, 36 cüce novanın AAVSO ve RASNZ'den alınan uzun dönemli görsel ışık eğrilerinden ölçülen uzun dönemli ışık eğrisi parametrelerinin frekans dağılımları ve korelasyon analizleri çerçevesinde disk kararsızlığı modeli tartışılmıştır. Model, patlama sürelerinin iki modlu frekans dağılımlarını açıklamakta, fakat tek modlu dağılım gösteren sistemlerde pek başarılı olamamaktadır. Patlama sürelerinin iki modlu frekans dağılımı cüce novalarda çok sık karşılaşılan bir gözlemsel özellik olduğundan,

modelin bu yönden genelde başarılı olduğunu söylemek mümkündür. Frekans dağılımları, sistemlerde meydana gelen patlamaların disk yapılarını köklü değişimlere



Şekil 6. *Çalışamamızda incelenen cüce novaların patlama süreleri ile beyaz cüce kütleleri arasında korelasyon bulunmuştur. Düz çizgi lineer uyum eğrisini göstermektedir. Beyaz cüce kütleleri Ritter ve Kolb'dan [19] alınmıştır.*

uğratmamalarına rağmen, bunların arkalarında bıraktıkları disk yapılarının sonraki patlamaları önemli derecede etkilediklerini göstermektedir. Bu sebeple ideal koşulları tanımlayan ve bunlara dayanan modellerin duyarlı sınamalarının bu tür sistemlerde yapılamayacağı, ancak genel sonuçların tutarlılığı üzerinde durulabileceği ortaya çıkmaktadır. Örneğin, disk kararsızlığı modelinin temel varsayımı olan sabit kütle transfer oranı, Z Cam sistemlerinin duraksamalarında esnetilebilmektedir [14].

Disk kararsızlığı modelinin gözlem kuram uyumu, yörünge periyodu-patlama süresi korelasyonunda çok iyi, yörünge periyodu-iniş oranı korelasyonunda ise tutarlıdır. Modelin öngördüğü yörünge periyodu-çevrim süresi korelasyonu gözlemsel bakımdan onaylanmazken, kuramdan beklenen beyaz cüce kütlesi-patlama süresi korelasyonu ilk kez bu çalışmada gösterilmiştir.

Teşekkür

Bu çalışma, İstanbul Üniversitesi Rektörlüğü Araştırma Fonu tarafından desteklenmiştir. Proje No: B-637/17072000. Uzun yıllar boyunca sabırla yaptıkları gözlemlerle bu çalışmada kullanılan verilerin birikimini sağlayan AAVSO ve RASNZ gözlemcilerine ve verilerin elimize ulaşmasını sağlayan Dr. J.A. Mattei ile Dr. J. Bateson'a teşekkür ederiz.

KAYNAKLAR

J.K. Cannizzo, J.A., Mattei, 1992, Ap.J., 401, 642

P. Szkody, J.A. Mattei, 1984, P.A.S.P., 96, 988
G.T. Bath, J. van Paradijs, 1983, Nature, 305, 33
E. Meyer-Hofmeister, H. Ritter, 1993, "*Accretion disks in close binaries*", "The Realm of Interacting Binaries", J. Sahade et al. (eds.), Kluwer Academic Publishers, Netherlands, s.143
Y. Osaki, 1996, "*Dwarf nova outbursts*", P.A.S.P., 108, 39
J. Cannizzo, 1998, Ap.J., 494, 366
J.M. Hameury, K. Menou, G. Dubus, J.P. Hure, 1998, M.N.R.A.S., 298, 1048
F. Meyer, 1986, "*Accretion disk instabilities*", IAU Coll. No.89, "Radiation Hydrodynamics in Stars and Compact Objects", Copenhagen, June 11-20, 1985, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für Astrophysik, MPA 227
J. Smak, 1983, Ap.J., 272, 234
F. Verbunt, 1986, "*Theory and observations of time-dependent accretion disks*", IAU Symp. No.125, "The Origin and Evolution of Neutron Stars", Nanjing, PR China 1986, May 26-30, Reidel Publ. Comp., D.J. Helfand, J.H. Huang (eds.), Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für Extraterrestrische Physik, MPE Preprint 56
J. Smak, 1984, Acta Astronomica, 34, 161
J.P. Lasota, J.M. Hameury, J.M. Hure, 1995, Astron. Astrophys., 302, L29
J. van Paradijs, 1983, Astron. Astrophys., 125, L16
F. Meyer, E. Meyer-Hofmeister, 1983, Astron. Astrophys., 121, 29
A. Bianchini, 1990, Astron. J., 99, 1941
A. Gieger, 1987, Acta Astronomica, 37, 29
J.K. Cannizzo, A.W. Shafter, J.C. Wheeler, 1988, Ap.J., 333, 227
B. Warner, 1995, Astrophys. Space Sci., 226, 187
H. Ritter, U. Kolb, 1993, "*A compilation of cataclysmic binaries with known or suspected orbital periods*", "X-ray Binaries", W.H.G. Lewin, J. van Paradijs, E.P.J. van den Heuvel (eds.), Cambridge University Press, Cambridge

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.81-88

TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi'nde Mutlak Işıkölçüm

(Çağrılı Bildiri)

Z. Aslan
Akdeniz Üniversitesi ve TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi

1. Giriş

Yakında TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi (TUG)'nde hem T40 ile hem T150 ile CCD li ışıkölçümü başlayacaktır. İster bugüne kadar olduğu gibi fotokatlandırıcı ile, ister CCD ile olsun, gözlemlerin uluslararası sisteme indirgenmesi temelde aynıdır. Bu bildiride, ayrıntıya girmeden, yerel ışıkölçüm gözlemlerini uluslararası bir sisteme dönüştürmenin genel kuralları özetlenmeye çalışılacaktır. Önce fark ışıkölçüm, sonra da mutlak ışıkölçüm özetlenecektir. Son olarak, 40 cm lik teleskopla yapılan yerel ışıkölçüm ile UBVR sistemi arasındaki gözlenen dönüşüm katsayıları verilecektir.

2. Fark Işıkölçüm

Bir gözlemcinin fark ışıkölçüm mü yoksa mutlak ışıkölçüm mü yapacağı onun bilimsel amacına bağlıdır. Biz Türkiye'de yıldız ışıkölçümüne fark ışıkölçümü ile başladık ve belki de özündeki basitlik ve küçük parlaklık değişimini ölçmede en duyarlı teknik olduğu için bugüne kadar da çoğunlukla böyle devam ettik.

Bu fark ölçümünde bir yıldızın parlaklığı bir başka yıldıza (mukayese) göre ölçülür. Bir değişen (d) yıldızın bir mukayese (m) yıldızına göre parlaklığını, herhangi bir dalgaboyu aralığında (filtrede) kadir cinsinden

$$\Delta m = m_d - m_m = -2{,}5 \log(I_d / I_m) \qquad (1)$$

şeklinde yazalım. Burada I yıldızın, herhangi bir pratik birimde, ölçülen ışık şiddetidir. Mukayese yıldızının gerçek parlaklığını ya da ışınım gücünü, örneğin W/m^2 olarak, bilmemiz gerekmez. Tek bilinmesi gereken ışığının zamanla sabit kaldığıdır. Mukayese yıldızı seçmemizin nedeni, her iki yıldıza ortak olan fakat yıldızlarla ilgili olmayan, ölçüm tekniğinden kaynaklanan sistematik etkileri (atmosfer sönümlemesi, teleskop-alıcı sistemin duyarlılığındaki yavaş kaymalar) yok etme ya da en azda tutmaktır. Yıldızla ilgili olmayan etkiler de çoğunlukla zamanın fonksiyonudur. Bu etkilerin Δm farkında yok olması için ilke olarak eş zamanlı gözlem gerekir, fakat bu fotokatlandırıcılı ışıkölçümünde olası değildir. Pratikte izlenen yol bir yıldızdan diğerine geçişi çok sık yapmaktır. Eğer değişen yıldız ve mukayese aynı CCD çerçevesinde olursa eş zamanlı gözlem gerçekleşir.

Fark ışıkölçümü, (1) de d'nin zamanla parlaklık değişimini verecektir. Bunun kullanılması, yörünge ya da zonklama dönemi bulma, ışınım değişimini modelleme gibi, bilimsel amaca bağlıdır; hepimizin bildiği gibi bunu yaygın olarak uygulamaktayız.

3. Mutlak Işıkölçüm

Eğer bir nesnenin, örneğin bir uluslararası standart sistemde, gerçek parlaklığı ya da rengi ile ilgileniyorsak, diyelim HR diyagramındaki yerini, yaşını, metal bolluğunu öğrenmek istiyorsak, fark ışıkölçüm yetmez, mutlak ışıkölçüm gerekir. Eğer fark ışıkölçümünde, bilinen bir kaynaktan fark alınmış ise bu mutlak ışıkölçümüne çevrilebilir. (1) ifadesinde I_m, örneğinde W/m^2 olarak, biliniyorsa I_d hesaplanabilir:

$$I_d = I_m 10^{-0,4\Delta m}$$

Eğer Δm zamanla değişiyorsa bu ifade I_d yi zamanın fonksiyonu olarak verir. Ya da kadir cinsinden parlaklık, ve komşu iki dalgaboyuna (filitreye) ilişkin renk göstergesi,

$$\begin{aligned} m_d &= \Delta m + m_m \\ C_d &= \Delta C + C_m \end{aligned} \qquad (2)$$

şeklinde de yazılabilir.

(2) eşitliklerindeki Δm ve ΔC, gözlemlerle doğrudan ölçülen değerlerdir, dolayısıyla yerel sisteme (teleskop, filtre, alıcı) bağlıdır. Δm, m_m ve ΔC, C_m standart sistemde ifade edilmedikçe hesaplanan parlaklık ve renkler yerel sistemde olacaktır.

Hesaplanan parlaklık ve renkler, astrofizik anlamı olması ve bu anlamda kullanılabilmesi için, standart sisteme dönüştürülmelidirler. Gözlemlerin indirgenmeleri ve dönüşüm tekniklerinin ayrıntıları amacımızın dışındadır. Burada sadece genel ilkeler üzerinde durulacaktır. Konu birçok kitap ve makalede işlenmiştir (Hardie 1962, Golay 1974, Hendon ve Kaitchuck 1990, Sterken ve Manfroid 1992, Young 1988, 1992, 1993)

Başlıca iki dönüşüm söz konusudur:

- Tanımlanmış bir sistem (örneğin UBVR sistemi) ile ona yakın olması planlanmış bir sistem arasındaki dönüşüm
- Tümüyle farklı sistemler (örneğin UBV ile ubvy) arasındaki dönüşüm.

4. Benzer Sistemler Arasındaki Dönüşüm

Biz burada birinci ile, yani benzer sistemler arasındaki dönüşümle ilgileneceğiz. Benzer sistemler, kullanılan süzgeçlerin bant genişlikleri, orta dalga boyları, geçirgenlik eğrileri ve alıcıların yanıt eğrileri olabildiğince birbirine yakın olan sistemlerdir (Bkz. Golay 1974).

Yer atmosferi dışında ölçtüğümüz yıldız ışığı, yıldızın enerji tayfı $E(\lambda)$ ile aletin yanıt eğrisi $S(\lambda)$ nın çarpımının bant aralığındaki integralidir:

Strömgren-King kuramı E (λ) yı bir λ_0 etrafında Taylor serisine açar ve (3) denklemini terim terime integre eder (Bkz. Golay 1974, Young 1992):

$$E(\lambda)=E(\lambda_0)+(\lambda-\lambda_0)\left(\frac{dE}{d\lambda}\right)_{\lambda_0}+\frac{1}{2}(\lambda-\lambda_0)^2\left(\frac{d^2E}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0}+\frac{1}{6}(\lambda-\lambda_0)^3\left(\frac{d^3E}{d\lambda^3}\right)_{\lambda_0}+.... \tag{4}$$

serisi (3) de yerine konur ve sonuç kadir cinsinden ifade edilirse, iki sistem, örneğin yerel (y) sistem ile standart (s) sistem arasındaki doğru dönüşüm koşul denklemi, $\lambda=\lambda_0$ için,

$$m_y-m_s=-2{,}5\log\left[\frac{1+\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\mu_{k,y}^k}{k!E(\lambda_0)}\left(\frac{d^kE}{d\lambda^k}\right)_{\lambda_0}}{1+\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\mu_{k,s}^k}{k!E(\lambda_0)}\left(\frac{d^kE}{d\lambda^k}\right)_{\lambda_0}}\right]+Z_{ys} \tag{5}$$

şeklinde yazılabilir (Young 1992). Burada μ_k

$$\mu_k^k=\frac{\int(\lambda-\lambda_0)^kS(\lambda)d\lambda}{\int S(\lambda)d\lambda} \tag{6}$$

ile tanımlanan momentlerdir. Z_{ys} ise $S_y(\lambda_0)$-$S_s(\lambda_0)$ farkını da içeren sıfır noktası sabitidir. E(λ) yıldızın Yer atmosferi dışında gözlenen enerji dağılımıdır. E yi içeren terimler gözlenen yıldıza bağlıdır. İki sistem için μ ler deneysel olarak bulunabilir ve farklı tayf özellikli yıldızlar gözlenerek çeşitli terimlerin etkisi öğrenilebilir.

(5) formülü kuramsal olarak soğurma çizgili gerçek yıldızlar için doğru dönüşüm formülüdür. Fakat pratikte hesaplanması kolay değildir (Young 1988, 1992), çünkü E'nin türevlerinin hesaplanması gerekir. Yıldızın enerji dağılımı da bilinmiyor. Ayrıca biz (5) de ayırmış olsak bile, esas gözlenen E(λ) değil bunun aletin yanıt fonksiyonu S(λ) ile konvolusyonudur. Fakat E(λ) nın türevleri, E(λ) ile S(λ) nın konvolusyonunun türevleri cinsinden yazılabilir (Young 1988). Eğer gözlemler Yer'den yapılmış ise gözlenen E(λ) nın içinde Yer atmosferinin etkisi de vardır.

Gözlenen kemiyetler kadirler ve renklerdir, dolayısıyla türevler bu gözlenenler cinsinden ifade edilmelidir. (5) de $\frac{1}{E}\frac{d^kE}{d\lambda^k}$ doğal türevleri var, renkler ve kadirler ise $\frac{d\ln E(\lambda)}{d\ln\lambda}$ ile ilgilidir. Bu değişikliğin yapılabileceği ve (5) eşitliğinin logaritmik türevler cinsinden ifade edilebileceği Young (1992) tarafından gösterilmiştir. Ozaman birinci (logaritmik) türev renk göstergesi ile, ikinci türev (eğrilik) komşu renk göstergeleri arasındaki fark ile, diğerleri yüksek basamaklı renk farkları ile temsil edilebilir. Böylece dönüşüm problemi ilke olarak çözülmüş olur.

Görüldüğü gibi dönüşüm çizgisel değildir, enerji dağılımının n'inci basamaktan türevi ile yanıt eğrisinin (6) ile verilen n'inci momentinin çarpımını içermektedir. Demek ki, mutlak ışıkölçüm için, gerekli sistemler arasındaki dönüşüm ilgili renk göstergesinin n'inci dereceden polinomudur. Ayrıca karışık çarpımlar da vardır. Bu terimler iyi modellenmezse, ayrılıkları bir renk göstergesine göre noktalayınca çok değerli dönüşümler ortaya çıkabilir. Menzies (1993), ikisi de UBV sisteminde ifade edilen Landolt sistemi ile Cousins sistemi arasında renk dönüşümlerinde, üçüncü dereceden terimlerin anlamlı olduğunu bulmuştur. Taylor v.d (1989) ve Bessel (1990) üçüncü ve dördüncü kuvvetten terimlerin önemli olduğunu belirtmektedirler. Birkaç yıl önce yayınlanan Hipparcos ve Tycho kataloğunda (ESA 1997) belirtildiğine göre, Tycho süzgeçleri, özellikle B_T süzgeci, Johnson süzgeçlerinden biraz farklı olduğu için, Balmer çizgileri, geç tür yıldızlarda molekül çizgileri, hatta yıldızlararası soğurma dönüşüm denklemlerinde farklara neden olmaktadır. Dolayısıyla dönüşüm denklemleri sınırlı tayf (renk) aralıkları için verilmektedir. Örneğin, yalnız anakol yıldızları için dönüşüm denklemleri şöyledir (ESA 1997):

- $B_T - V_T < 0{,}345$ için,

$$(B-V) = (B_T - V_T) + 0{,}021 - 0{,}130z - 0{,}08z^2 + 0{,}430z^3, \qquad z = B_T - V_T + 0{,}15$$

- $0{,}345 < B_T - V_T < 0{,}50$ için,

$$(B-V) = (B_T - V_T) - 0{,}041 - 0{,}262z - 0{,}30z^2 + 1{,}030z^3, \qquad z = B_T - V_T - 0{,}60$$

- $0{,}50 < B_T - V_T$ için,

$$(B-V) = (B_T - V_T) - 0{,}115 - 0{,}229z + 0{,}043z^3, \qquad z = B_T - V_T - 0{,}90$$

Farklı tayf türünde ve farklı parlaklık sınıfındaki devler için farklı dönüşüm formülleri verilmektedir (Bkz ESA 1997).

5. Atmosfer Düzeltmesi

Buraya kadar atmosfer düzeltmesinin önceden yapılmış olduğunu varsaydık. Ham verilere aslında iki dönüşüm uygulanmaktadır: (a) *alet sistemi* → *atmosfer dışı sistem (bu yerel sistemdir),* (b) *atmosfer dışı sistem* → *"standart sistem"*. Birinciye sönümleme düzeltmesi diyoruz, fakat o da tam bir dönüşümdür ancak atmosferik süzgecin renk bağımlılığı daha zayıftır. Bunların ikisi de çizgisel olmayan dönüşümdür. Uzmanlara göre, $0^m.01$ düzeyinde çizgisel sönümleme düzeltmesi yetersizdir; her iki durumda yüksek basamaktan terimlere gerek vardır (Young 1993).

6. Mutlak Isıkölçüm ve UBV Sistemi

En yaygın standart sistem olan UBV sistemi ile bir benzer yerel sistem arasındaki dönüşüm için bugüne kadar en çok Hardie (1962) nin formülleri gibi formüller kullanılmıştır ve konu üzerine yazılmış kitaplarda da yer almaktadır:

$$\begin{aligned} V &= \upsilon_0 + \varepsilon(B-V) + \xi_v \\ B-V &= \mu(b-v)_0 + \xi_{bv} \\ U-B &= \psi(u-b)_0 + \xi_{ub} \end{aligned} \tag{7}$$

Burada ε, μ, ψ dönüşüm katsayıları ve ξ lar her (her gece için farklı olabilen) sabitlerdir. Bu katsayılar ve UBV sisteminde parlaklıkların iyi belirlendiği bir küme yıldızları (örneğin Preasepe) gözlenerek hesaplanır ya da "tüm gökyüzü ışık ölçümü" denen yöntemle standart yıldızlar gözlenerek hesaplanır. Birincisinde, diferansiyel sönümlemeyi hesaba katmak için, yaklaşık sönümleme katsayısı yeterlidir ancak ikinci yöntemde bu iyi belirlenmeli ya da dönüşüm katsayıları ile birlikte hesaplanmalıdır (bkz Hardie 1962, Hendon ve Kaitchuck 1990). Bu durumda, sadece birinci basamak sönümleme katsayılarını içeren koşul denklemleri şöyle olur:

$$\begin{aligned} V-v &= \varepsilon(B-V) - k'_v X + \xi_v \\ B-V &= \mu(b-v)_0 - \mu k'_{bv} X + \xi_{bv} \\ U-B &= \psi(u-b)_0 - \psi k'_{ub} X + \xi_{ub} \end{aligned} \tag{8}$$

Burada k′ birinci basamaktan sönümleme katsayısı, X ise hava kütlesidir. İkinci basamak sönümleme katsayıları genelde küçüktür ve çok değişmezler. Ancak bunların da ayrı hesaplanması ve mevsime göre değişip değişmedikleri incelenmelidir. TUG sönümleme katsayılarının bir değerlendirmesi bu toplantıda sunulacaktır (Özer ve Aslan 2000). T40 için hesapladığımız dönüşüm katsayıları ise aşağıda verilecektir.

(7) dönüşüm formülleri, (5) de verilen formülde E(λ) nın çizgisel Taylor açılımına ya da Wien yaklaştırmasına karşılık gelir. Genellikle E(λ), Wien yaklaştırması ya da genel kara cisim eğrisi gibi düzgün değildir. Darbant ışıkölçümünün gerektirdiği tayf ayırma gücünde, tayf çizgileri ani süreksizlikleri temsil edecektir. Bu durumda Taylor açılımı geçerli olmaz. Dolayısıyla (7) ile verilen çizgisel dönüşüm formülleri yeterli değildir. Bu formüllerle yapılan dönüşümün sınırlı renk (ya da tayf) aralığı için hesaplanmasının nedeni budur.

Δ= (değişen-mukayese) olmak üzere, (7) formüllerinden diferansiyel (fark) alırsak,

$$\begin{aligned} \Delta V &= \Delta v_0 + \varepsilon\Delta(B-V) \\ \Delta(B-V) &= \mu\Delta(b-v)_0 \\ \Delta(U-B) &= \Psi\Delta(u-b)_0 \end{aligned} \tag{9}$$

Benzer sistemler için $\varepsilon \sim 0$, $\mu = \psi \sim 1$ olmalıdır. Çoğu zaman UBV sistemine dönüşüm yapmadan doğrudan atmosfer dışı Δv_0, Δb_0, $\Delta(b-v)_0$ ile çalışılmasının nedeni budur. Aslında ilke olarak fark ışıkölçüm de standart sistemde yapılmalıdır. Bu durumda mukayesenin, mutlak ışıkölçüm ile, standart sisteme dönüştürülmesi zorunludur. Bu yapılırsa, (9) dan

$$\begin{aligned} V_d &= V_m + \Delta V \\ (B-V)_d &= (B-V)_m + \Delta(B-V) \\ (U-B)_d &= (U-B)_m + \Delta(U-B) \end{aligned} \qquad (10)$$

Bu, özellikle uluslar arası kampanyalar için, uzun dönemli bir yıldızın gözlemlerini diğer literatürle birleştirmek için önemlidir. Ancak, yukarıda verilen örnekten de anlaşılacağı gibi, mukayesenin tayfı değişeninkinden çok farklı ise (8)-(10) denklemlerinin geçerli olmayacağı açıktır.

7. T40 Dönüşüm Katsayıları

T40 ile bugüne kadar Ankara Üniversitesi'nin SSP5 ışıkölçeri kullanıldı. Yakında TUG'un SSP7 ışıkölçeri kullanıma girecektir. Bir CCD li ışıkölçer de ısmarlanmıştır. SSP5 gözlemlerinin UBVR standart sistemine dönüşümü için üç gece "tüm gökyüzü" gözlemleri yaptık. Bu gecelere ait sönümleme katsayıları ve dönüşüm katsayıları Çizelge 1 ve Çizelge 2 de verilmiştir (Bugüne kadar yapılan gözlemlerin ortalamaları k_u, k_b, k_v, k_r=0,428, 0,282, 0,133, 0,125 ile karşılaştırınız).

Çizelge-1 *Sönümleme Katsayıları*

Tarih	N	k_u	k_b	k_v	k_r
13.05.2000	12	0,71±0,04	0,39±0,02	0,25±0,02	0,14±0,11
08.06.2000	12		0,33±0,06	0,20±0,05	
09.06.2000	18		0,28±0,01	0,17±0,01	

Çizelge-2 *Dönüşüm Katsayıları*

Tarih	N	ε	μ	ψ	τ
13.05.2000	12	-0,04±0,01	1,01±0,01	1,04±0,02	1,08+0,15
08.06.2000	12	-0,04±0,03	1,02±0.01		
09.06.2000	18	-0,02±0,02	1.03±0.03		

8. CCD Işıkölçümü

CCD ler genel kullanıma girmeden önce gök cisimlerinin sayısal görüntüleri, görüntü tüpleri, video türü kameralar ve elektronografik kameralarla elde ediliyordu. Ayrıca fotoğraf plakları mikrodensitometrelerle sayısal verilere dönüştürülüyorlardı.

Bugün CCD ler ideal alıcı durumuna gelmişlerdir. CCD görüntülerinden ham parlaklık verilerinin elde edilmesindeki farklar dışında, CCD aletsel (yerel) gözlemleri standart sisteme indirgemede kullanılan yöntemler ve dönüşüm denklemleri, fotokatlandırıcı gözlemlerinde kullanılanlarla esas olarak aynıdır. CCD gözlemleriyle, fotokatlandırıcı gözlemleri kadar güvenilir ve iyi mutlak ışıkölçümü yapılabileceği, hatalarının ±%1 ve daha küçük olabileceği gösterilmiştir (Walker 1990, Kreidel 1993).

CCD nin fotokatlandırıcıda olmayan bir üstünlüğü, birden fazla nesnenin aynı anda görüntülenebilmesidir. Karşılaştırma yıldızı ya da yıldızları aynı çerçevede seçilebilirse, astronomik görüş ya da geçirgenlikteki zamanla değişim farkı ışıkölçümünde biribirini götürecektir. Bu yolla CCD verilerinden fark ışıkölçüm tekniği ile çok duyarlı sonuçlar elde edilebilmete, ±0.001 kadire hatta daha küçük hatalara kolayca ulaşılabilmektedir (Gilliand v. d. 1993, Howell 2000).

Sonuç olarak TUG'a verilecek gözlem projeleri hazırlanırken bunlar gözönüne alınmalıdır.

KAYNAKLAR

Bessel,M.S., 1990 PASP 102,1181

ESA, 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues,* SP-1200

Gilliand, R. L., v. d. 1993, Astron. J., 106, 2441

Golay, M., 1974, *Introduction to Astronomical Photometry,* Reidel Publishing Co.

Hardie 1962, *Astronomical Techniques,* Ed. W. A. Hiltner, s.178

Hendon, A. A. ve Kaitchuck, R. H., 1990 *Astronomical Photometry,* Willmann-Bell, Inc.

Howell, S. B., 2000 *Handbook of CCD Astronomy,* Cambridge University Press

Kreidel, T. J., 1993, *Stellar Photometry-Current Techniques an Future Developments,* IAU Coll. 136

Menzies, J.W., 1993, *Stellar Photometry-Current Techniques an Future Developments,* IAU Coll. 136, s. 40

Özer, S., Aslan Z., 2000, XII. Ulusal Astronomi Topl. s. 119

Sterken ve Manfroid 1992, *Astronomical Photometry,* A. Guide

Taylor v. d. (1989) A. J. 97, 1798

Walker, R.G., 1990, *CCDs in Astronomy, ASP Confereence Series* Vol.8, s. 319

Young, A. T., 1988, NASA CP-10015 s.215

1992, A&A 257, 366

1993, *Stellar Photometry-Current Techniques an Future Developments,* IAU Coll. 136, s.80

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.89-92

Tübitak Ulusal Gözlemevi'nde Sönümleme Katsayıları

U.S.Özer[1], Z.Aslan[1,2]
[1]*Akdeniz Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, Antalya*
[2]*TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi, Antalya*

1.Giriş

Bu çalışmada TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi (TUG) nin 40 cm'lik (T-40) teleskobu ile fotometrik gözlem yapan astronomların U, B, V, R filtreleri için elde ettikleri ve TUG web sayfasına gönderdikleri sönümleme katsayılarının ortalama değerleri ve bu değerler etrafındaki sapmalar hesaplanmıştır. Buradaki temel amaç, TUG'nin bulunduğu Bakırlıtepe'deki atmosfer koşullarının gözlemler açısından değerlendirilmesidir. Bu bir ön çalışmadır, sönümleme katsayılarına ait veriler arttıkça daha sağlıklı sonuçlar elde edilebilecektir.

2.Ortalama sönümleme katsayıları

Gönderilen bazı sönümleme katsayıları, hava kütlesi genişliği küçük olduğu için, göz önüne alınmamıştır. Yine 1'den daha büyük değerler hesaplamalarda kullanılmamıştır.Yapılan hesaplamalarda ağırlıklı ortalama alınmamıştır. Çünkü TUG'nin web sayfasına gönderilen sönümleme katsayısı değerlerinin çok büyük bir çoğunluğunda gözlem gecelerine ait hatalar yoktur. Bu yüzden aritmetik ortalama ve bu aritmetik ortalama etrafındaki standart sapma hesaplanmıştır.

Elde edilen ortalamalar, yıllara göre Çizelge 1' de, mevsimlere göre Çizelge 2' de ve genel olarak Çizelge 3' de verilmiştir. Mevsimlere göre düzenlemede kış için Aralık, Ocak ve Şubat ayları, bahar için Mart, Nisan ve Mayıs ayları, yaz için Haziran, Temmuz ve Ağustos ayları, güz için ise Ekim, Kasım ve Aralık ayları alınmıştır. Çizelge 2'de görüldüğü gibi bahar ve güz aylarındaki veri sayısı oldukça azdır. Mevsim geçişlerinin olduğu bu dönemlerde kötü hava koşulları nedeni ile gözlem sayısının az olması doğaldır. Benzer istatistik yıl kış ve yaz olmak üzere iki bölüme ayrılarak yapılmıştır. Ancak yaz ve kış arasında anlamlı bir fark görülmemiştir.

Çizelge 1. *Yıllara göre sönümleme katsayıları*

Sön.Kat.	1997	N	1998	N	1999	N	2000	N
K_U	0.47 ± 0.02	10	0.42 ± 0.04	28	0.37 ± 0.03	6		
k_B	0.26 ± 0.02	11	0.31 ± 0.03	29	0.26 ± 0.02	19	0.28 ± 0.02	9
K_V	0.14 ± 0.01	11	0.13 ± 0.02	28	0.14 ± 0.02	19	0.19 ± 0.02	7
k_R			0.17 ± 0.04	7	0.12 ± 0.02	15	0.14 ± 0.02	6

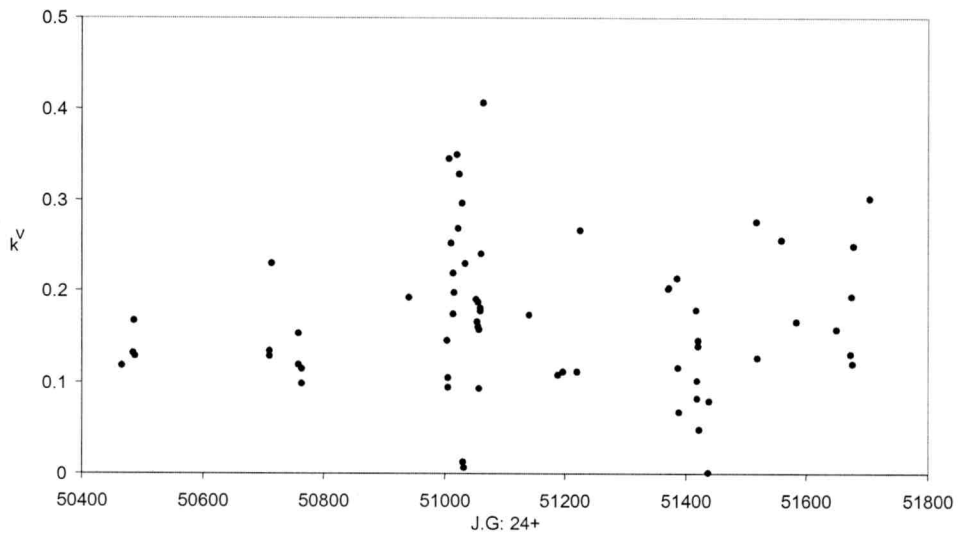
Çizelge 2. *Mevsimlere göre sönümleme katsayıları*

Sön.Kat.	KIŞ	N	BAHAR	N	YAZ	N	GÜZ	N
K_U	0.47 ± 0.07	8			0.39 ± 0.04	25	0.47± 0.05	14
k_B	0.26 ± 0.02	13	0.27 ± 0.02	4	0.28 ± 0.02	37	0.29 ± 0.04	14
K_V	0.16 ± 0.02	12	0.15 ± 0.02	4	0.13 ± 0.02	37	0.16 ± 0.03	14
k_R	0.15 ± 0.02	8	0.11 ± 0.03	3	0.13 ± 0.02	18		

Çizelge 3. *Tüm gözlemlerin ortalamaları*

Sön.Kat..	TÜM GÖZ. ORT.	N
k_U	0.428 ± 0.027	45
k_B	0.279 ± 0.013	67
K_V	0.139 ± 0.011	66
k_R	0.125 ± 0.012	29

Sönümleme katsayılarının gündelik davranışını göstermek üzere k_V, J.G'ne karşı Şekil 1' de noktalanmıştır. Diğer katsayılar buna benzerdir; yalnız saçılma büyük dalgaboyuna doğru azalmaktadır, buçizelge 3' den de görülmektedir.



Şekil 1 *V süzgeci için sönümleme katsayıları*

3.Sonuç

TUG'da ortalama atmosfer sönümleme katsayıları, ilk kez burada verildi. Katsayıların beklenildiği gibi küçük olduğunu ve bunu memnuniyet verici bulduğumuzu söyleyebiliriz. Yine de TUG'nin web sayfasına gönderilen verilerle yapılan bu çalışma bir ön çalışmadır. Eğer gözlemciler elde ettikleri tüm sönümleme katsayılarını hataları

ile birlikte gönderirlerse, daha kapsamlı bir çalışma yapılabilir, mevsimlere göre ve zamanla değişim incelenebilir ve diğer gözlemevleri ile karşılaştırılabilir.

KAYNAKLAR

Tübitak Ulusal Gözlemevi 'nden elde edilen sönümleme katsayısı değerleri.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.93-98

Yakın Çift Yıldızların Uzun Dönemli Gözlemleri: RT Lacertae

C. İbanoğlu, S. Evren, G. Taş, Ö. Çakırlı, A. Devlen
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, İzmir

Özet

RT Lac örten çift yıldızının Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde 1978-2000 yılları arasında yapılan gözlemleri incelenmiştir. Dizgenin tutulmalar dışındaki parlaklık değişiminden dalga benzeri bozulmanın ışık eğrisini 6 yılda bir taradığı, manyetik çevrimin ise 10 yıl dolayında olduğu bulunmuştur. Işık eğrisinde görülen bozulmaların büyük kütleli, sıcak bileşenden kaynaklandığı sonucuna varılmıştır. Dizgenin parlaklığındaki 22 yıllık azalmanın ise ya Güneş'teki gibi ikinci bir manyetik çevrimden ya da küçük kütleli, soğuk bileşenden sıcak bileşene aktarılan maddenin bir bölümünün sıcak bileşen çevresinde zarf oluşturmasından kaynaklanabileceği önerilmiştir.

1. Giriş

RT Lac örten çift yıldızının ilk tayfsal gözlemleri Joy (1931) tarafından yapıldı. Bu çalışmayla bileşenlerin tayf türleri G9 ve K1, ışıtma sınıfları da altdev olarak belirlendi. İlk fotoelektrik ışık eğrisi Milone (1968) tarafından elde edildi. Fotoelektrik ışık eğrilerinde renk ölçekleri daha önce bulunan tayf türlerine uygun düşmüyordu. Küçük kütleli bileşen için bulunan tayf türü tutulmalar sırasındaki renk ölçeği ile uyuşuyor, ancak, büyük kütleli yıldız için belirlenen tayf türüyle uyuşmuyordu. Milone'nin elde ettiği ışık eğrilerindeki bakışıksızlık ve tayf türlerini gözönüne alan Hall ve Haslag (1976), RT Lac örten çift yıldızını aktif kromosferli RS CVn yıldızları içine aldı. Huenemoerder ve Barden (1986) dizgenin optik ve moröte tayflarını aldı. Bu çalışma ile büyük kütleli ve geri tayf türünden görünen bileşenin bir G8 yıldızı olabileceği, rengindeki mavi artığın da bu bileşeni saran bir kabuktan kaynaklanabileceği öne sürüldü. Huenemoerder (1988)'in 1985 ve 1986 yıllarında aldığı moröte ve optik tayflar, maksimumlarda salma çizgilerinin yeğinliklerinde önemli değişmeler gösterdi. Bu değişmeler, bileşenler arasındaki madde aktarımına bağlandı.
Popper (1991) bileşenlerin tayf türlerini ve ışıtma sınıflarını araştırdı. Küçük kütleli bileşeni G8 olarak sınıflandırdı. Ancak, büyük kütleli, düşük ışıtmalı yıldızın tayf çizgilerinin yeterince belirgin olmadığını ve çizgilerin kullanılmasıyla tayf türünün belirlenemeyeceği sonucuna vardı. Büyük kütleli bileşenin tayf türünün renk ölçeklerinden bulunmasının daha güvenilir olacağını önerdi. Tutulmalar içindeki renk ölçeği değişimlerini kullanarak büyük kütleli yıldızın G5 alt dev olabileceğini gösterdi.
RT Lac örten çift yıldızı 1978 yılından bu yana Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde gözlenmekte ve her yıl B, V renklerinde ışık eğrileri elde edilmektedir. Işık eğrileri ve ışık eğrisinde görülen değişimlerin nedenleri İbanoğlu ve ark. (1980), Tunca ve ark. (1983), Evren ve ark. (1985), Keskin ve ark. (1994), İbanoğlu ve ark. (1998a) tarafından ayrıntılı olarak tartışılmıştır. İbanoğlu ve ark. (1998b), 1978-1992 yılları arasında elde edilen B, V ışık eğrileri ve dört özel evrede B-V rengindeki değişimleri inceleyerek bileşenleri saran bir zarf olduğunu, bu zarfın renk ölçeğinde $0^m.278$'lik bir kızıllaşma

doğurduğunu ve bu varsayıma göre büyük kütleli bileşenin G3-4 türü bir altdev olabileceğini önermişlerdir.

Bu çalışmada, 1978-1999 yılları arasında elde edilen ışık eğrilerinde Min I, Min II, Max I ve Max II'deki parlaklık ve renklerin yıllara göre değişimi verilecektir.

2. Işık Eğrilerindeki Değişimler

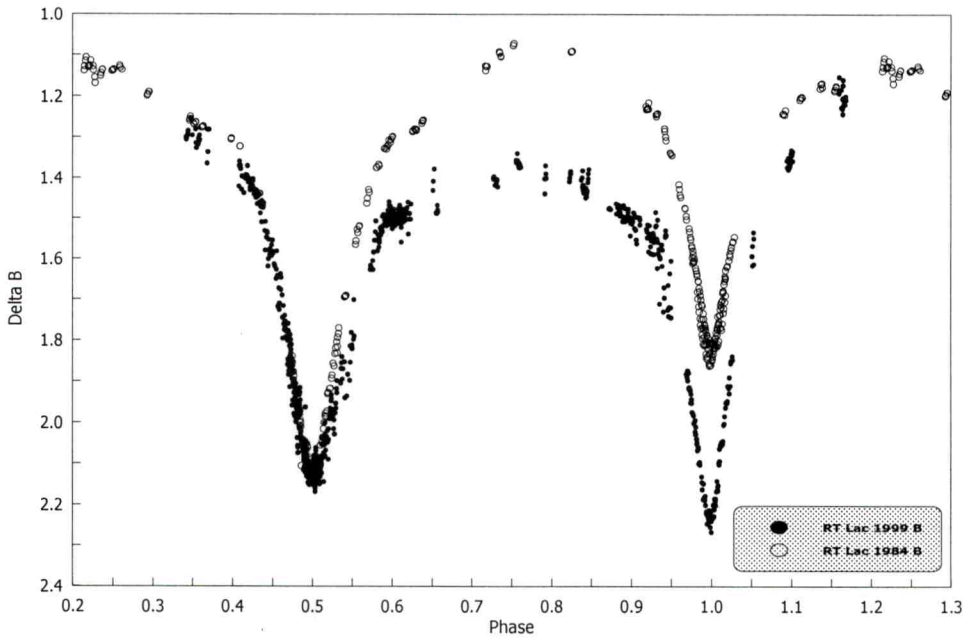
RT Lac örten çiftini oluşturan yıldızların geometrik ve fiziksel özellikleri Çizelge 1'de verilmiştir. Bileşenlerin kütleleri 1.52 ve 0.60 $M_{\odot}$, yarıçapları 4.4 ve 4.8 $R_{\odot}$, ışıtmaları da 5.58 ve 5.81 $L_{\odot}$ dir. Bileşenlerin toplam parlaklığa katkıları hemen hemen eşittir. Dizgenin 1984 ve 1999 yıllarında B renginde elde edilen ışık eğrileri Şekil 1'de karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir.

Çizelge 1. *Bileşenlerin fiziksel ve yörüngenin geometrik öğeleri.*

Öğe	Sıcak		Soğuk
$m/m_{\odot}$	1.52		0.60
$R/R_{\odot}$	4.4		4.8
$L/L_{\odot}$	5.58		5.81
M_V	2.95		2.91
Log g	3.4		2.9
T (K)	5547		5167
r/a	0.280		0.302
I		89°.7	
$a/R_{\odot}$		15.8	
P (gün)		5.047	
$(B-V)_{ort}$	1.091		1.206
$(B-V)_0$	1.023		1.138
$(B-V)_{circ}$	0.745		0.860
Sp.	G3-4		G8

Mukayese yıldızı olarak kullanılan BD +43° 4108 yıldızının parlaklık ve rengi standart sisteme dönüştürülerek $V = 7^m.381 \pm 0^m.006$ ve $B-V = 1^m.364 \pm 0^m.004$ bulunmuştur. Bu değerler kullanılarak Δm=m (değişen)-m (mukayese) farklarından değişen yıldızın ölçülen tüm parlaklık ve renkleri standart sisteme dönüştürülmüştür. Her yılın ışık eğrilerinden 0.0, 0.25, 0.50 ve 0.75 evrelerinde ölçülen parlaklıklar okunmuştur. Seçilen bu özel evrelerdeki parlaklık ve renkler ışık eğrisinin elde edildiği yıllara göre noktalanarak Şekil 2a, b, c ve d'de gösterilmiştir. Dizgenin Min I'de (0.0 evre) ölçülen parlaklıkları azalan bir doğru çevresinde sinüs benzeri bir değişim göstermektedir. Parlaklıktaki azalma 22 yılda $0^m.2$ dolayındadır. B-V renginde ise sinüs benzeri değişmenin parlaklık maksimumlarında renk mavileşmekte, parlaklığın azaldığı yıllarda ise renk kırmızılaşmaktadır. Max I'deki (0.25 evre) parlaklık da düşük genlikli sinüs benzeri bir değişim göstermektedir. Parlaklığın 22 yıldaki azalması ise $0^m.06$ dolayındadır. Min II (0.50 evre) ortasındaki parlaklıklar ise çevrimsel bir değişim

göstermemektedir. Ancak, Min II'deki parlaklık da 22 yıl içinde $0^m.05$ dolayında azalmıştır. Max II'deki (0.75 evre) parlaklık değişimi de 6 yıllık bir çevrim göstermekte, Max I'dekiyle ters yönlü değişmektedir. Max II'de ölçülen parlaklıklar 22 yılda $0^m.2$ azalmıştır. Min I'deki parlaklık değişimi ile Max II'deki birbirine benzemekte, özdeş değişim göstermektedir. Max II'deki renkler de parlaklık değişimine uymakta, parlaklık arttıkça renk mavileşmektedir.

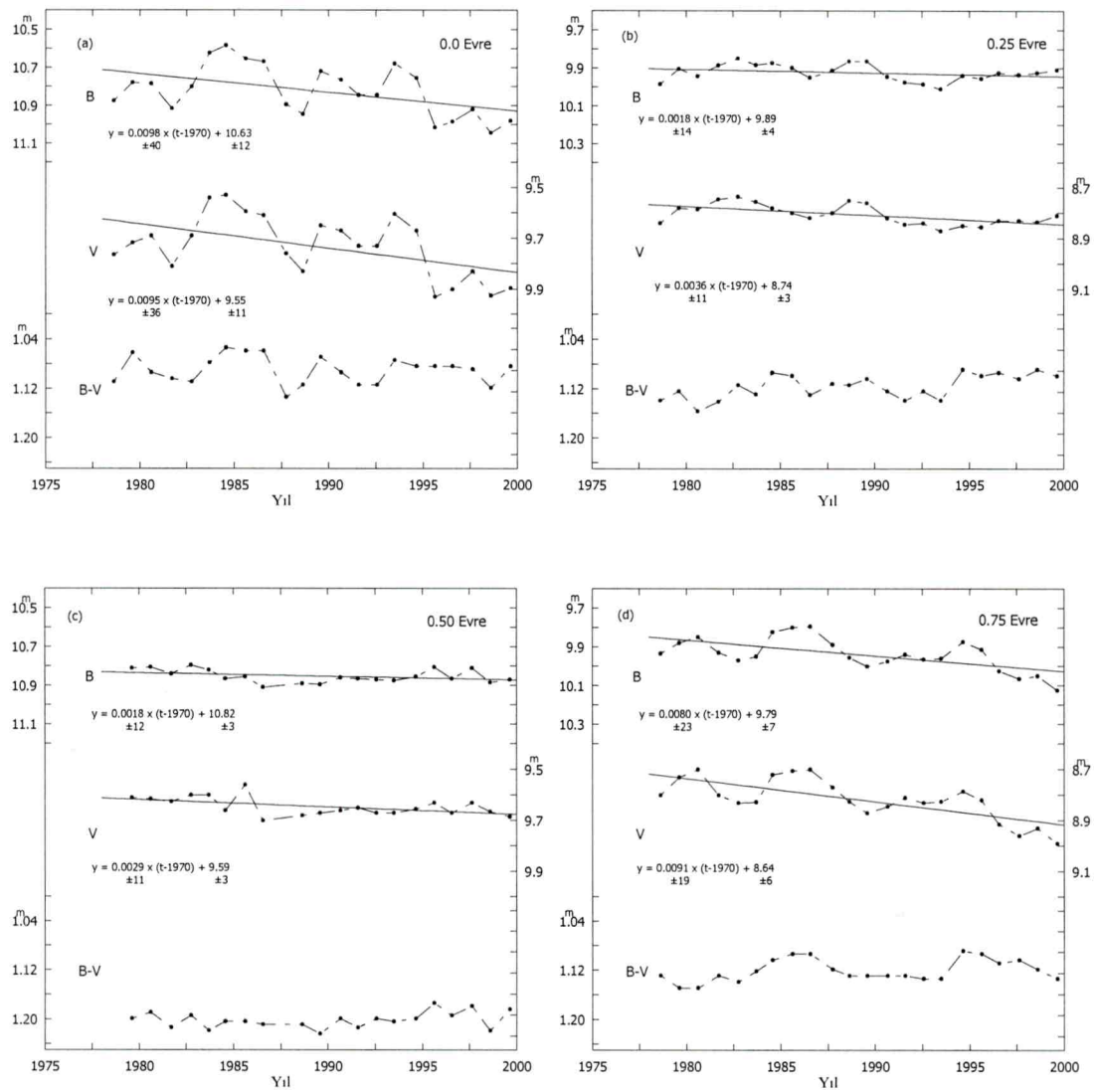


Şekil 1. *1984 ve 1999 yıllarında elde edilen ışık eğrileri.*

Tutulmalar dışındaki ortalama parlaklığın, yani (Max I + Max II)/2, zamana göre değişimi ise Şekil 3'te gösterilmiştir. Dizgenin parlaklığı 1983 sonuna değin azalmakta, 1984 yılında parlaklık birden bire $0^m.1$ kadar artmakta, sonra yeniden azalmaya başlamaktadır. İkinci sıçrama ise 1994 yılında görülmektedir. Aynı değişim B-V renk eğrisinde de görülmektedir. Renkteki değişim $0^m.06$ dolayındadır. Dizgenin ortalama parlaklığı arttığında renk mavileşmektedir. Bu 10 yıllık çevrimin manyetik çevrime karşılık geldiği düşünülmektedir.

3. Sonuç

RS CVn türü örten çift yıldızlar içinde en aktif çiftlerden birisi olan RT Lac aynı gözlemevinde 22 yıl boyunca düzenli olarak gözlenmiştir. Dört özel evredeki parlaklık değişimi incelendiğinde dalga benzeri bozulmanın ışık eğrisini 6 yıllık dönemlerle taradığı bulunmuştur. En büyük değişim Min I ortasında ve Max II'de olmaktadır. Dolayısıyla, dizgenin parlaklığındaki değişmelerin ve ışık eğrisindeki bozulmaların kaynağının büyük kütleli sıcak yıldız olduğu sonucuna varılmıştır.

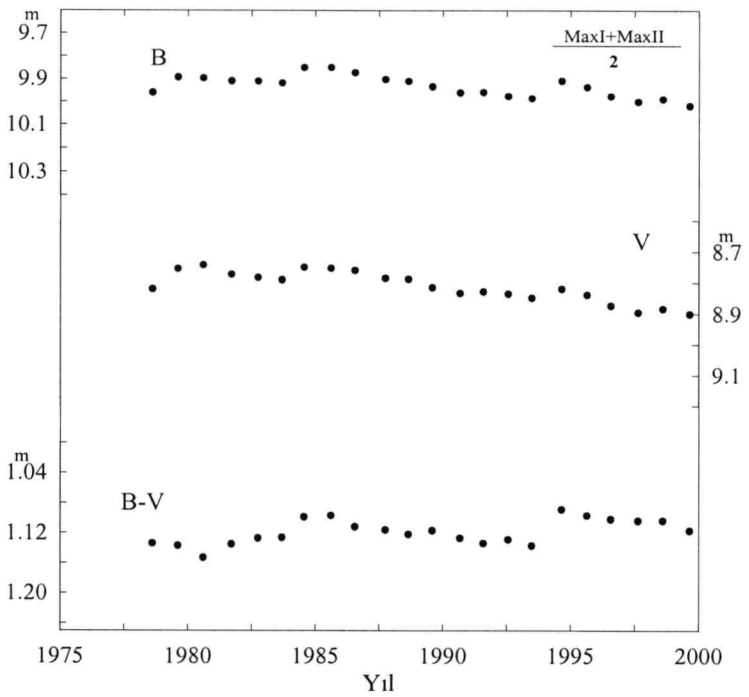


Şekil 2a, b, c, d) *Dört özel evrede B, V süzgeçlerindeki parlaklıkların ve B-V renginin yıllara göre değişimi.*

Sıcak yıldızdaki Güneş benzeri manyetik çevrimin 10 yıl dolayında olduğu bulunmuştur. Manyetik etkin örten çiftlerin ışık eğrilerinin analizi ve bileşenlerin fiziksel öğelerinin bulunması dizgenin maksimum parlaklığına bağlıdır. Dolayısıyla, maksimum parlaklık iyi belirlenmeden yapılacak analizler yanılgılı sonuçlara götürecektir.

RT Lac örten çiftinin 10 yıllık çevrimleri dışında, ortalama parlaklığında düzenli bir azalma vardır. Dizgenin parlaklığındaki bu uzun süreli azalmanın kaynağı bilinmemektedir. Bu azalmanın ya Güneş'te olduğu gibi uzun dönemli ikinci bir çevrim ya da Roche lobunu dolduran küçük kütleli bileşenden çıkan maddenin bir bölümünün büyük kütleli, sıcak bileşenin çevresinde bir zarf oluşturmasından kaynaklanabileceği

düşünülmektedir. Büyük kütleli bileşenin tayf çizgilerinin zayıf olması da büyük bir olasılıkla onu saran maddeden kaynaklanmaktadır.



Şekil 3. *Tutulmalar dışındaki ortalama parlaklığın, zamana göre değişimi*

Teşekkür

Bu çalışma Ege Üniversitesi Araştırma Fon Saymanlığı tarafından desteklenmiştir. Ege Üniversitesi Rektörlüğüne içten teşekkürlerimizi sunarız.

KAYNAKLAR

Hall, D.S. and Haslag, K.P., 1976, in IAU Colloquium No. 29, p.331.
Huenemoerder, D.P. and Barden, S.C., 1986, AJ 91, 583.
Huenemoerder, D.P., 1988, PASP 100, 600.
İbanoğlu, C., Kurutaç, M., Tümer, O., Evren, S., Tunca, Z. and Ertan, A.Y.,1980, Ap&SS 72, 61.
İbanoğlu, C., Pekünlü, E.R., Keskin., V., Tunca, Z., Evren, S. and Akan, C., 1998a, Ap&SS 257, 11.
İbanoğlu, C., Pekünlü, E.R., Keskin., V., Tunca, Z., Evren, S., Akan, C. and Devlen, A., 1998b, Ap&SS 257, 83.
Joy, A.H., 1931, ApJ 74, 101.
Keskin, V., İbanoğlu, C., Akan, C., Evren, S. and Tunca, Z.,1994, A&A 287, 817.
Milone, E.F., 1968, AJ 73, 708.

Popper, D.M., 1991, AJ 101, 220.
Tunca, Z., İbanoğlu, C., Tümer, O., Ertan, A.Y. and Evren,1983, Ap&SS 93, 431.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.99-106

RS CVn Yıldızlarında Aktif Boylamlar ve Aktivite Çevrimleri

S. Evren, G. Taş
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, İzmir
sevren@astronomy.sci.ege.edu.tr, tas@alpha.sci.ege.edu.tr

Özet

Güneş üzerinde olduğu bilinen aktif boylamların geri tayf türünden bazı lekeli aktif yıldızlar üzerinde de olduğuna ilişkin gözlemsel deliller vardır. Bu tür yıldızların uzun dönemli fotometrik verilerinin incelenmesi sonucunda leke oluşumlarının birbirlerinden 180° farklı aktif boylamlar içinde oluştuğu görülmektedir. Çift yıldızların geometrik yapılarına göre aktif boylamların yeri ve sayısında farklı değerlere ulaşılırken aktivite çevrimleri de buna bağlı olarak biçim ve dönemsellik bakımından değişik desenler çizmektedir.

1. Giriş

Geri tür aktif yıldızlarda büyük, soğuk yıldız lekeleri bulunduğundan beri lekelerin doğası, evrimi, yaşam süreleri, aktivite çevrimleri, enlemsel dağılımları ve diğer aktivite belirteçleriyle olan ilişkileri sürekli inceleme altına alınmıştır. RS CVn yıldızlarının uzun dönemli fotometrik gözlemlerinin analiziyle bazı kavramlar daha açık ve net olarak ortaya konmaya başlamıştır. Örneğin, (1) küçük lekelerin yaşam süreleri onların boyutlarıyla orantılı olurken, büyük lekelerinki yüzey diferansiyel dönme hızıyla saptanmaktadır; (2) diferansiyel dönmenin büyüklüğü yıldızın dönme dönemiyle orantılı olup daha kısa dönme dönemleri için azalır; (3) uzun dönemli aktivite çevrimleri güneşin 11 yıllık leke çevrimine veya 22 yıllık manyetik çevrimine benzer olmalıdır. Ancak, bu çevrimlerin türleri ve süreleri hala tartışma altındadır (Berdyugina ve Tuominen, 1998).

Son on yıldır lekeli soğuk aktif yıldızların yüzeyi "*yıldız yüzeyi görüntüleme tekniği*" ile Berdyugina et al. (2000) tarafından çalışılmakta ve birçok görüntü elde edilmektedir. Tüm bu çalışmalara rağmen yıldız aktivitesinden sözeden ve onları geliştiren işlemler hala anlaşılmaktan uzaktır. Bu durumun birçok nedeni vardır. En önemlisi, veriler kısa zaman aralıklarını içermekte ve toplanan veriler arasında büyük mevsimsel boşluklar bulunmaktadır. Oluşturulan görüntü sayısı aktivite olayını tam olarak ortaya koyamamaktadır. Bunun için yıl içine iyi yayılmış veriye ihtiyaç vardır. Ancak o zaman lekelerin evrimi, uzun yaşamlı yapılar ve diferansiyel dönme anlaşılabilir (Berdyugina et al., 2000). Bazı yıldızların 25 yıl gibi uzun zamana yayılmış fotometrik gözlemlerinin olması lekeli yıldızlar üzerindeki uzun ömürlü aktif boylamsal yapıların araştırılmasını çekici hale getirmiştir. Elde edilen fotometrik veriler Strassmeier (1990), Strassmeier et al. (1994), Henry et al. (1995), Taş et al. (1999) ve Rodono et al. (2000) tarafından leke modellemeleri ve aktivite çevrimleri için kullanılmıştır.

2. Aktif Boylamların Tanımı

Son gözlemsel bulgulara göre bazı aktif yıldızlarda leke oluşumları birbirlerine göre 180° farklı boylamlarda görülmektedir. Güneş üzerinde olduğu bilinen ancak diğer yıldızlar üzerinde olduğu şüpheli olan aktif boylamların uzun ömürlü, rigid yapıda ve aktif - aktif olmayan - aktif -aktif olmayan gibi kuadrant formda görüldüğüne ilişkin belirteçler vardır (Henry et al., 1995).

Güneş üzerindeki uzun ömürlü aktif boylamlar global manyetik alan ve enerjik flarelerin göründüğü yerlerden giderek belirlenir. ***Aktif boylam***, tüm lekelerin ilk göründüğü boylam olarak tanımlanır. Diferansiyel dönme ile bir leke belki de yanındaki aktif olmayan boylama taşınarak boylamsal göçe neden olabilir (Hall, 1996). Sonuçta araştırmalar herbir lekenin ilk çıkış boylamının bulunmasına dayanacağından bu kavramı kesinleştirmek çok zordur. Konuyu genelleştirebilmek için tüm lekeli yıldızlarda bu boylamların bulunması gerekir. Ancak, birkaç aktif yıldız dışında bu olaya rastlanmamıştır.

3. Aktif Boylamların Yapısı ve Yeri

Aktif boylamsal yapılar bazı RS CVn yıldızları üzerinde belirlenmeye çalışılırken güneşdeki benzer yapılarla da karşılaştırma yapılmaktadır. Bir güneş çevrimi boyunca güneş lekelerinin dağılımındaki düzenli değişimler ile ilgili olan güneş manyetik alanının enlemsel göçü iyi çalışılmış ve anlaşılmış bir olaydır. Ancak, güneşdeki olası uzun-ömürlü aktif boylamların (burada güneş lekeleri daha sık görünür) evrimi ile ilişkili boylamsal göçün varlığı hala açık bir sorudur (Jetsu, 1996). Güneş'de kaydedilen büyük flare verilerinin ayrıntılı olarak çalışılmasıyla aktif boylamların varlığı gösterilmiştir (Bai, 1988; Jetsu et al, 1997).

Tek yıldız olan FK Com (G8 III)'un aktif boylamları uzun ömürlü olurken, lekeler kısa ömürlüdür ve yeni lekeler sürekli o andaki aktif boylamın içinde oluşur (Jetsu et al., 1993). Bu sonuç güneşdeki "***aktif boylamsal bölge***" tanımına benzerlik göstermektedir. Güneş'in manyetik aktivitesiyle oluşan yapıların ömürleri şu sıraya göre artmaktadır: güneş lekeleri, aktif bölgeler, aktif kompleksler ve aktif boylamsal bölgeler. FK Com'un aktif boylamlarının yerdeğiştirmesi güneş çevrimine bebzetilir ancak yeni çevrim 180° farklı boylamda başlar. Manyetik aktivite önce bir maksimuma ulaşır ve sonra minimuma iner, arkasından ise "***flip-flop***" etkisi denen 180° farklı boylamda çevrim tekrarlanır (Jetsu et al, 1993).

Kromosferik aktif çift yıldızlarda aktif boylamların varlığı kabul gören bir kavram olmakla birlikte, açıklanması gereken sorun kuadrant yapıların yerine ilişkindir. Son gözlemsel delillere göre eğer aktif boylanlar bir çift sistemde merkezleri birleştiren çizgiye göre belirleniyorsa bu rigid yapı durağan olarak kalır ve "***seçilmiş boylam***" olarak adlandırılır (Henry et al., 1995). Rigid yapının varlığı yalnız FK Com'da sağlanmıştır (Jetsu et al., 1993).

Kuadrant yapıların iki genel özelliği bulunmaktadır. Birincisi, aktif kuadrantların genişlikleri 90° den küçük olacak şekilde dardır. İkincisi, iki aktif kuadrant birbirlerine göre 180° farklı boylamda yeralırlar (Henry et al., 1995). FK

Com'un 25 yıllık verisi incelendiğinde iki aktif kuadrant görünmesine rağmen belli bir an için yalnız biri aktiftir.

Senkronize dönen bir çift sistemde, lekeli yıldızın iki aktif kuadrantının boylamları seçilmiş boylamlar olacaktır. Örneğin, V478 Lyr'de seçilmiş boylamlar iki kavuşum anında (0.0 ve 0.5) görülmektedir (Hall et al., 1990). RT And, SV Cam, WY Cnc ve BH Vir sistemlerinde ise iki kuadratür (0.25 ve 0.75) tercih edilmektedir (Zeilik, 1991). Bazı çiftlerde ise özel evreler (0.0, 0.25, 0.5 ve 0.75) dışında herhangi bir evrede görülürlerken birkaç tanesinde yalnız bir aktif kuadrant bulunmuştur. Bazılarında ise belirgin bir kuadrant yapıya rastlanmamaktadır.

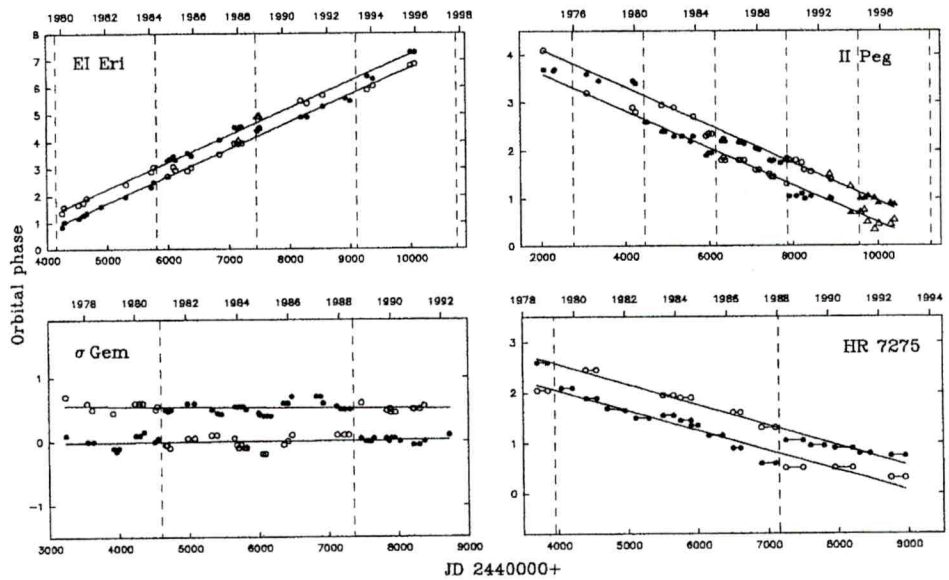
4. Yıldızlarda Aktif Boylam Araştırmaları ve Aktivite Çevrimleri

Aktif boylamların araştırılmasında fotometrik yolla elde edilmiş ışık eğrileri kullanılmaktadır. Yıldız yüzeyinde belki de bir grup lekenin oluşturduğu en büyük aktif bölgenin ışık eğrilerindeki derin minimumu oluşturduğu kabul edilmektedir. Daha sığ olan ikinci minimum ise eğer gözlenebiliyorsa daha küçük olan diğer aktif bölgeye karşılık getirilmektedir (Taş et al., 1999). Bu minimumların zaman içinde yerdeğiştirmesi aktif bölgelerin göçü üzerine bilgi sağlarken, onların yapıları, şekilleri, alanları, sıcaklıkları ve enlemleri hakında hiçbir bilgi kazandırmamaktadır. Bu gibi yaklaşımlar Jetsu et al. (1991) tarafından FK Com'a; Taş et al. (1999) tarafından MM Her'e ve Evren ve Taş (2000) tarafından II Peg'e uygulanmış ve yıldızların yüzeylerindeki aktif bölgelerin çevrimsel hareketleri ortaya konmuştur.

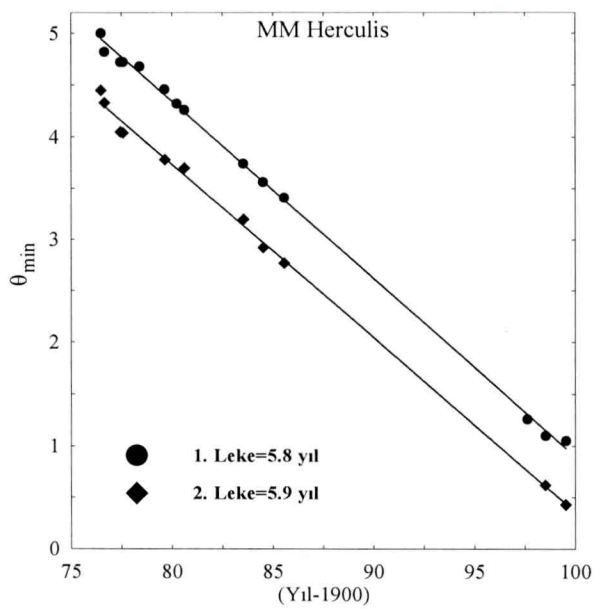
Berdyugina and Tuominen (1998) seçtikleri RS CVn türü dört yıldız EI Eri, II Peg, σ Gem ve HR 7275 için (Şekil 1); Taş et al. (1999) ise MM Her için (Şekil 2), gözlenen minimum evrelerin yaklaşık aynı eğimli iki doğru üzerinde kaydıklarını göstermişlerdir. Doğal olarak bunların uzun ömürlü iki aktif boylam ile ilişkili olabileceğini belirtmişlerdir. Benzer bir kalıcı yapı FK Com türü bir sistem olan HD 199178 üzerinde de bulunmuştur (Jetsu et al., 1999). Boylamlardan biri diğerine göre daha aktiftir ve aktifliğini yıllarca sürdürmektedir. Berdyugina and Tuominen (1998)'e göre boylamlar arasında aktifliğin yerdeğiştirmesi birkaç ay gibi kısa zamanda olmaktadır. Benzer olay FK Com için bulunmuş (Jetsu et al., 1991) ve "flip-flop" olarak adlandırılırken, bu durum MM Her'de görülmemektedir (Taş et al., 1999). EI Eri ve II Peg üzerinde bulunan aktif boylamlar arasındaki aktifliğin yerdeğiştirmesi dönemli olarak tekrarlanmaktadır.

Benzer davranışların σ Gem ve HR 7275 için de görüldüğünü belirten yazarlar, bu dört yıldız için çevrim uzunluklarını 9.0 yıl (EI Eri); 9.3 yıl (II Peg); 14.9 yıl (σ Gem) ve 17.5 yıl (HR 7275) olarak vermektedirler. MM Her için bulunan çevrim uzunluğu ise yaklaşık 5.9 yıldır. Benzer bir çalışma Berdyugina et al. (2000) tarafından IM Peg için yapılmış ve toplam çevrim uzunluğu 13 yıl (bir aktif boylamın etkinliği 6.5 yıl) olarak bulunmuştur. Bu yıldızların hepsinin yüzeylerinde aynı yarıkürede birbirlerinden yaklaşık 180° farklı boylama yerleşmiş iki aktif boylam bulunmaktadır. EI Eri, II Peg, HR 7275 ve MM Her'de aktif boylamların hareketi söz konusu olduğu halde σ Gem'de aktif boylamların hareketi, yörünge hareketiyle eş dönmeye sahip olup,

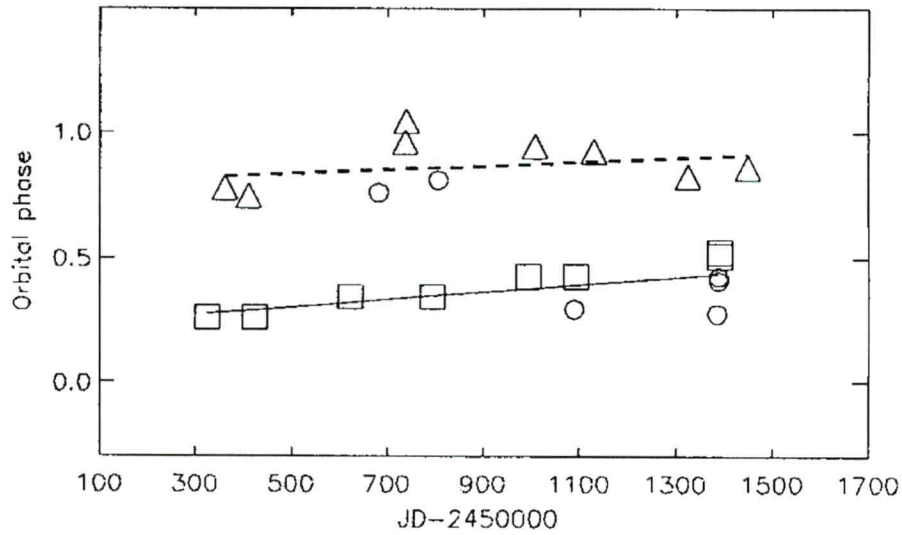
bunlar merkezleri birleştiren doğru üzerine denk gelen seçilmiş boylamlarda yeralırlar (Berdyugina and Tuominen, 1998; Henry et al., 1995). IM Peg'de ise lekeler aktif



Şekil 1. *EI Eri, II Peg, σ Gem ve HR 7275'in dalga minimumu evrelerinin yıllara göre yerdeğiştirmesi.*

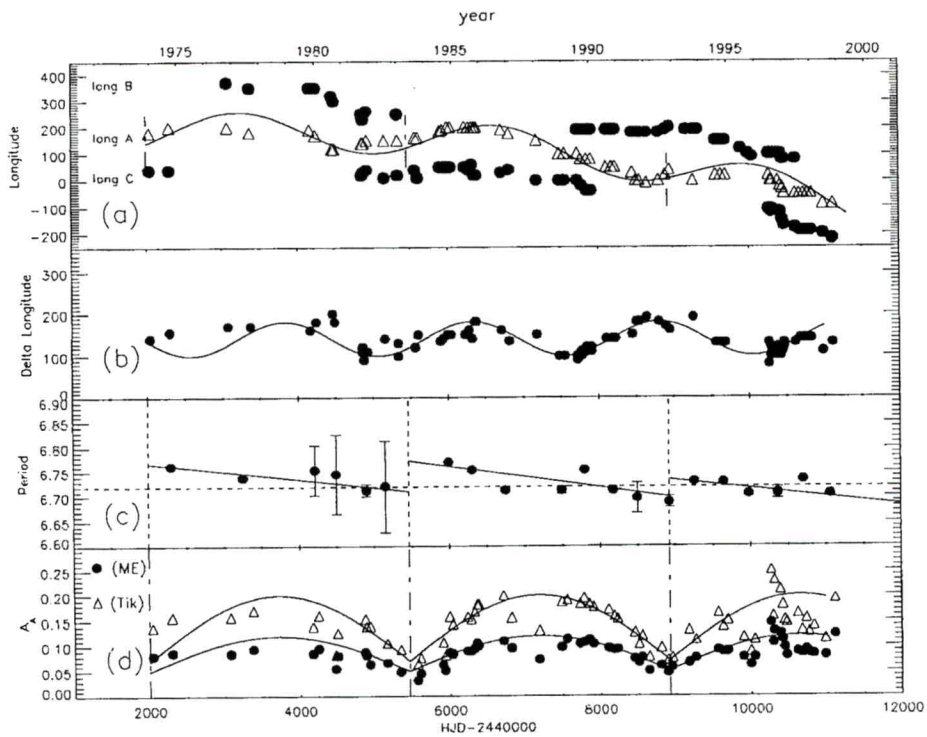


Şekil 2. *MM Herculis'in tutulmalardışı dalga benzeri bozulmalarının minimum yaptığı evrelerin yıllara göre yerdeğiştirmesi.*



Şekil 3. *IM Peg'in aktif boylamları.*

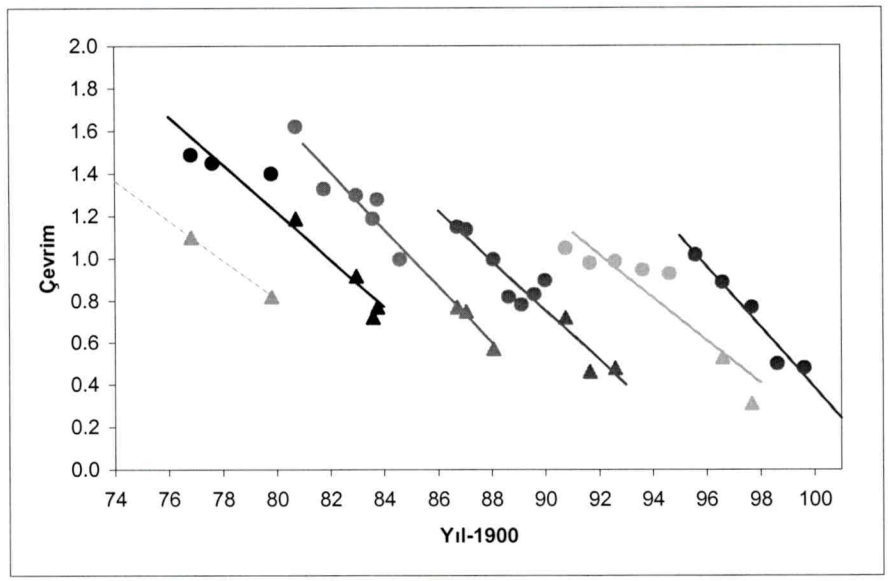
boylamlar üzerinde sabit hızda hareket etmektedirler ve aktif boylamlar 0.25 ve 0.75 evrelerde görülmektedirler (Berdyugina et al., 2000) (Şekil 3). Bu evrelerde aktif boylam gösteren diğer bir RS CVn türü yıldızın V711 Tau olduğu ve aynı zamanda II Peg'in de aynı özelliği gösterdiği Henry et al. (1995) tarafından önerilmektedir. Henry et al.'un veri analizlerine göre λ And, eş dönmeye sahip olmayan bir çift sistem olduğundan yıldızların merkezler çizgisine göre herhangi bir seçilmiş boylam tanımlanamamaktadır. Ayrıca, HK Lac üzerinde ~110° boylam farkı olan iki aktif boylam bulunmuştur (Olah et al., 1997).



Şekil 4. *II Peg'in aktif boylamları.*

Rodono et al. (2000), II Peg'in 1974-1998 yılları arasında elde edilmiş ışık eğrilerini analiz ederek lekeli alanların boylamlara göre dağılımını Maksimum Entropy ve Tikhonov yüzey haritalama tekniklerine göre çıkartmıştır (Şekil 4). II Peg'in yüzeyinin üç aktif boylamlı bir sektör yapıya sahip olduğunu bulmuşlardır. Aslında leke aktivitesi bir boylamda kalıcı olarak görünürken leke alanları 9.5 yıllık bir çevrimle değişiklik göstermektedir. Rodono et al.'un bulduğu diğer sonuç ise leke aktivitesinin diğer iki aktif boylamda 6.8 yıllık dönemlerle değişim gösterdiğidir. Bu boylamlar arasında aktif bölgelerin etkinlik derecesi 4.7 yıllık bir dönemle bir boylamdan diğerine geçer.

II Peg'in aktivite çevrimleri üzerine bir çalışma da Evren ve Taş (2000) tarafından yapılmış (Şekil 5) ve bu çalışmada 24 yıllık gözlem verisi kullanılmıştır. Işık eğrilerinden giderek lekelerin göründüğü evreler, ışık eğrilerinin genlikleri, lekeler arasındaki evre farkları ve ortalama parlaklıklar arasındaki ilişkilerin incelendiği bu çalışmada yaklaşık 7 yıllık çevrim uzunluklarıyla şu anda altıncı çevrim sürdürülmektedir. Bu çevrimin 2003 yılında biteceğini tahmin eden Evren ve Taş (2000) yeni bir çevrimin 2000.5 yılında başlayacağını belirtmektedirler. Rodono et al. (2000)'un ileri sürdüğü üç aktif boylamlı yüzey yapısına karşılık Evren ve Taş birbirlerinden 180° farklı boylamlara yerleşmiş iki aktif boylamlı yapıyı önermektedirler. Bu yaklaşım Henry et al. (1995) ve Berdyugina et al. (1998)'un modellerine benzese de aktif boylamların yeri üzerine öneṛilen görüşlerden farklılık göstermektedir.



Şekil 5. *II Peg'in ışık eğrisi üzerinde lekelerin görüldüğü evrelerin yıllara göre yer değiştirmesi.*

Evren ve Taş'a göre iki aktif boylam, "seçilmiş boylamlar" yerine yüzeyde sürekli boylamsal kayma gösteren iki yapı şeklinde görünmektedir. Bu kayma yörünge dönemiyle fotometrik dönem arasındaki küçük farktan kaynaklanmaktadır. Ayrıca, 7 yıl ömürlü (bir çevrim) bir aktif boylam içinde yer alan lekelerin aktifliği ilk dört yıl boyunca daha yüksek olup ışık eğrilerinde derin minimumu oluşturmaktadırlar. Aynı

aktif boylam içindeki lekeler son üç yıllarında aktifliklerini yavaşça kaybetmekteler ve ışık eğrilerinde sığ minimumları oluşturmaktadırlar. Bu aktif boylamdaki lekeler ilk dört yıl sonunda aktifliklerini kaybetmeye başladıkları anda 180° farklı boylamda yeni bir aktif boylam oluşmakta ve bu boylam içindeki olaylar da aynen tekrarlanmaktadır. Artık yüzeyde iki aktif boylam bulunmaktadır. Herbir aktif boylamın yüzeydeki yaşam süresi 7 yıl kadar olup "***bir çevrim***" olarak adlandırılmaktadır. Bu aktif boylamların sırayla ortaya çıkmaları sonucunda ışık eğrilerinin biçimleri tek veya çift lekeli olarak değişmektedir. Ardaşık tek (veya çift) sayılı çevrimler arasında yaklaşık 2-3 yıllık bir "***sakin veya tek aktif boylamlı***" zaman geçmektedir ki bu arada elde edilen ışık eğrileri tek minimumlu olmaktadır.

Aktif çift yıldızlarda bileşenlerin birbirlerine bakan yüzeylerindeki boylamlar daha aktiftir ve en büyük lekeler buralarda oluşur (Rodono et al., 2000; Berdyugina et al., 1998). Belki de ikinci bileşen lekeli yıldızın manyetik aktivitesini etkilemekte ve yıldızların manyetik senkronizasyonunda önemli rol oynamaktadır. Üç aktif boylamlı bir sektör yapıya ait deliller AR Lac'da da bulunmuştur. En aktif boylam daima merkezleri birleştiren doğru üstüne yakın olandır (Henry et al., 1995; Lanza ve Rodono, 1999). Diğer iki boylam daha az aktiftir ve en aktif boylamdan ~120° uzakta yeralmaktadır (Lanza et al., 1998).

İki veya daha çok aktif boylamın varlığı, onların göçü ve flip-flop olayları şu andaki modellerin kapasiteleri dışında kalmakta ve fiziksel bir açıklama için beklemektedirler.

KAYNAKLAR

Bai, T., 1988, ApJ, 328, 860.
Berdyugina, S.V. and Tuominen, I., 1998, A&A, 336, L25.
Berdyugina, S.V., Berdyugin, A.V., Ilyin, I. and Tuominen, I., 1998, A&A, 340, 437.
Berdyugina, S.V., Berdyugin, A.V., Ilyin, I. and Tuominen, I., 2000, A&A, 360, 272.
Evren, S. ve Taş, G., 2000, in "Yıldız Etkinliği ve Değişkenliği" Workshop, ed. O. Demircan, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, baskıda.
Hall, D.S. 1996, in "Stellar Surface Structure", Proceedings IAU Symp. 176, K.G. Strassmeier and J.L. Linsky (eds), Kluwer Academic Press, 217.
Hall, D.S., Henry, G.W. and Sowell, J.R., 1990, AJ, 99, 369.
Henry G.W., Eaton, J.A., Hamer, J. and Hall, D.S., 1995, ApJSS, 97, 513.
Jetsu, L., 1996, A&A, 314, 153.
Jetsu, L., Pelt, J. and Tuominen, I. and Nations, H., 1991, in "The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos", eds. I. Tuominen, D. Moss and G. Rüdiger (Berlin: Springer), IAU Coll. 130, Lec. Not. Phys. Vol. 380, p. 381.
Jetsu, L., Pelt, J. and Tuominen, I., 1993, A&A, 278, 449.
Jetsu, L., Pelt, J. and Tuominen, I., 1999, A&A, 351, 212.
Jetsu, L., Pohjolainen, S., Pelt, J. and Tuominen, I., 1997, A&A, 318, 293.
Lanza, A.F. and Rodono, M., 1999, in Solar and Stellar Activity: Similarities and Differences", eds. C.F. Butler and G.J. Doyle, ASP Conf. Ser. Vol. 158, p.121.
Lanza, A.F., Catalano, S., Cutispoto, G., Pagano, I. and Rodono, M., 1998, A&A, 332, 541.

Olah, K., Kővari, Zs., Bartus, J. et al., 1997, A&A, 321, 811.
Rodono et al., 2000, A&A, 358, 624.
Strassmeier, K.G., 1990, ApJ, 348, 682.
Strassmeier, K.G., Hall, D.S. and Henry, G.W., 1994, A&A, 282, 535.
Taş, G., Evren, S. and İbanoğlu, C., 1999, A&A, 349, 546.
Zeilik, M., 1991, in "The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos", eds. I. Tuominen, D. Moss and G. Rüdiger (Berlin: Springer), IAU Coll. 130, Lec. Not. Phys. Vol. 380, p. 370.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.107-114

CG Cygni Örten Çift Yıldızında Dönem Değişimi

M. Afşar, C.İbanoğlu
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, İzmir

Özet

CG Cygni, RS CVn türü, kısa dönemli bir çift yıldız sistemidir. Işık eğrisinin maksimumlarında dalga benzeri bozulmalar görülen bu sistemin, 1974'te Milone ve Zeibarth 'ın yapmış olduğu çalışma ile dönem değişimi gösterdiği ortaya çıkmıştır. Sonraki yıllarda elde edilen yeni verilerin de eklenmesiyle bu değişimin dönemli olduğu önerilmiş ve dönemdeki bu değişimin nedenleri araştırılmıştır. 1991 yılında yaptığı çalışmayla Hall bu değişimin nedenini manyetik etkinliğe bağlamıştır. Dizgenin şimdiye değin elde edilen ışık eğrilerinden ortalama parlaklığın değişimi ve O-C analizinden de yörünge dönemindeki değişim ortaya çıkartılmıştır.

1. Giriş

CG Cygni örten çift yıldızı üzerinde en çok çalışan dizgeler arasındadır (Milone ve ark. 1979). Hall (1976) tarafından kısa dönemli RS CVn türü olarak sınıflandırılmasıyla bu yıldız daha çok araştırmanın konusu olmuştur. Örten çift yıldızların ışık eğrilerinde maksimumların yükseklikleri farklı olanlar O'Connell etkisi gösteren yıldızlar olarak bilinir (Milone 1968). Bu etki, önceleri bileşen yıldızın yörüngenin enberi noktasından geçişi sırasında çekim ve ışınım yükselmesine bağlanmıştır. Tutulmalar dışındaki parlaklık değişimi ve maksimumlardaki yüksekliklerin farklı olması Hall (1976) tarafından güneş benzeri manyetik etkinlikle açıklanmaya çalışıldı.

Dizgenin ışık eğrileri çeşitli araştırmacılar tarafından analiz edilerek bileşenlerin geometrik ve fiziksel öğeleri belirlendi (Naftilan ve Milone 1985). Naftilan ve ark. (1987) dizgenin ortalama parlaklığının zamanla düzgün olarak değiştiğini gösterdi. Hall (1991), ortalama parlaklık ve yörünge dönemindeki değişmenin 50 yıllık bir çevrimle yinelendiğini, bu değişimleri de manyetik etkinliğin doğurduğunu önerdi.

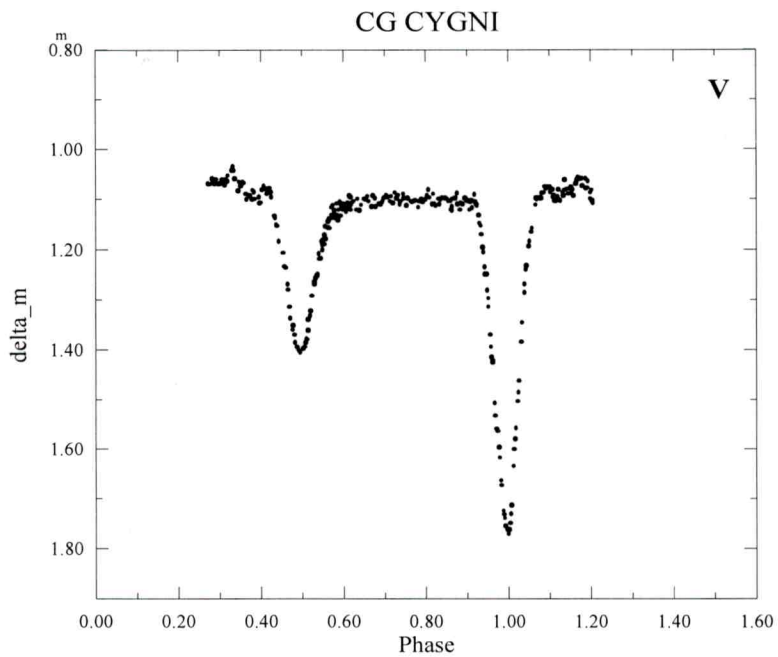
Bu çalışmada CG Cygni örten çiftinin günümüze değin elde edilen ışık eğrileri ve tutulma zamanları derlenerek analiz edilmiştir. Ortalama parlaklığın ve yörünge döneminin değişimleri ortaya çıkartılmış ve bu değişimleri doğuran nedenler tartışılmıştır.

2. Dönem Değişimi

CG Cygni örten çiftini oluşturan bileşenlerin özellikleri ve yörüngeye ilişkin öğeleri şöylece özetleyebiliriz:

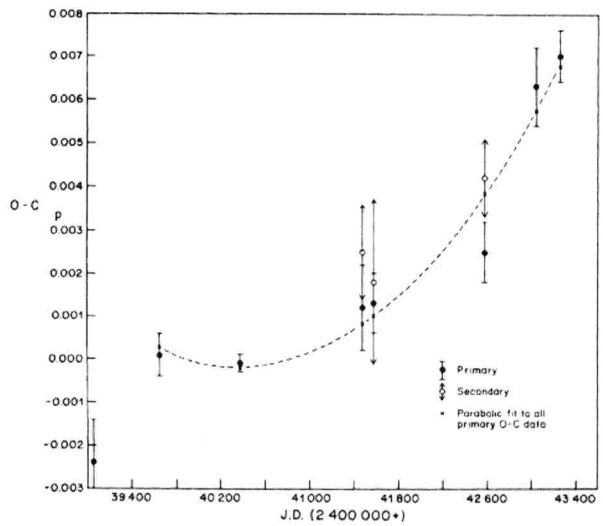
Dönem	: $P \cong 0^d.63$
Tayf Türü	: G9.5V + K3V
Etkin Sıcaklık	: $T_e(h)= 5320 \pm 150$ K , $T_e(c)= 4670 \pm 150$ K
Eğiklik	: $i= 81°.8$
Yarıçaplar	: $R_h=R_c= 0.80\ R_\odot$
Kütleler	: $M_h=M_c= 0.52\ M_\odot$
Ayrıklık	: $a= 3.13\ R_\odot$
Uzaklık	: $d \cong 63$ pc

1922'de Williams tarafından gözlenmesinin ardından pek çok ışık eğrisi elde edilen CG Cygni'deki dönem değişimi ilk kez Milone ve Zeibarth (1974) tarafından fark edilmiştir. Dizgenin E.Ü. Gözlemevi'nde 2000 yılı gözlem mevsiminde V bandında elde edilen ışık eğrisini Şekil 1'de gösteriyoruz. 1979 yılında Milone ve arkadaşları, 1965-1977 yılları arasındaki 13 yıllık veri birikimini kullanarak 1965'ten beri devam etmekte olan dönem artışını göstermişlerdir (Şekil 2).



Şekil 1. *CG Cygni'nin Ege Üniv. Gözlemevi'nde V renginde elde edilmiş olan 2000 yılı ışık eğrisi.*

Yine bu çalışmada, ışık eğrilerinin maksimumlarından elde edilmiş ortalama parlaklığın yıllara göre nasıl değiştiği incelenmiş ve sistemin ortalama renginin mavileştiği bulunmuştur.



Şekil 2. *CG Cygni'deki dönem değişimi. (Milone et al., 1979)*

Busso ve ark. (1985) yaptıkları çalışmayla CG Cygni'nin yaklaşık 10 yıllık bir manyetik çevrime sahip olduğunu önermişlerdir. Maceroni ve ark. (1990) kısa dönemli yakın çift yıldızlarda görülen manyetik çevrimlere ilişkin çalışmalarında, Güneş'deki manyetik etkinlik çevrimini de örnek göstererek, CG Cygni'de 10 yıllık manyetik etkinlik çevrimi görüldüğünü yinelemişlerdir.

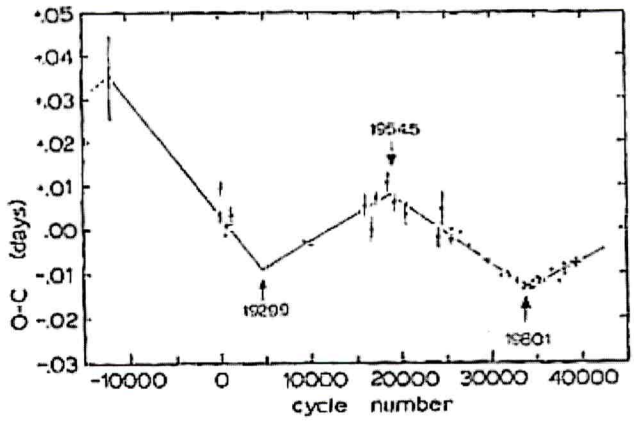
Hall (1991) yaptığı bir çalışmada Applegate'in (1991) üç önermesinden yola çıkarak CG Cygni'nin ~50 yıllık manyetik çevrime sahip olduğunu söylemiştir. Applegate'e göre bir çift yıldız manyetik çevrim nedeniyle dönem değişimi gösteriyorsa;

- O-C değişiminin, ışınım gücü değişiminin ve renk değişiminin dönemi aynı olmalıdır.

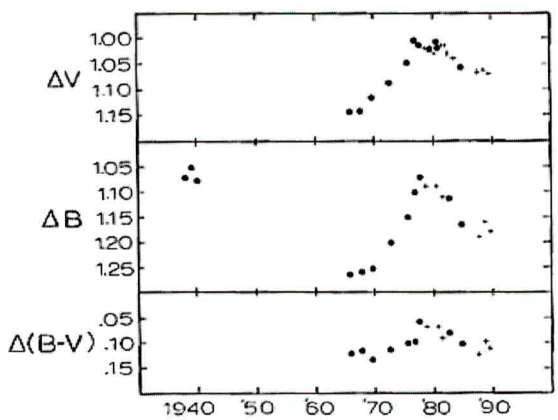
- Değişimlerden birindeki min. veya max. diğerindeki min. veya max. zamanları ile çakışmalıdır.

- Sistemin ortalama parlaklığı artarken (parlarken) sistem mavileşmelidir.

Hall'un elde ettiği O-C değişimleri Şekil 3'te, ortalama parlaklık ve renk değişimleri ise Şekil 4'te gösterilmiştir.



Şekil 3. *CG Cyg'nin O-C eğrisi.(Hall, 1991)*

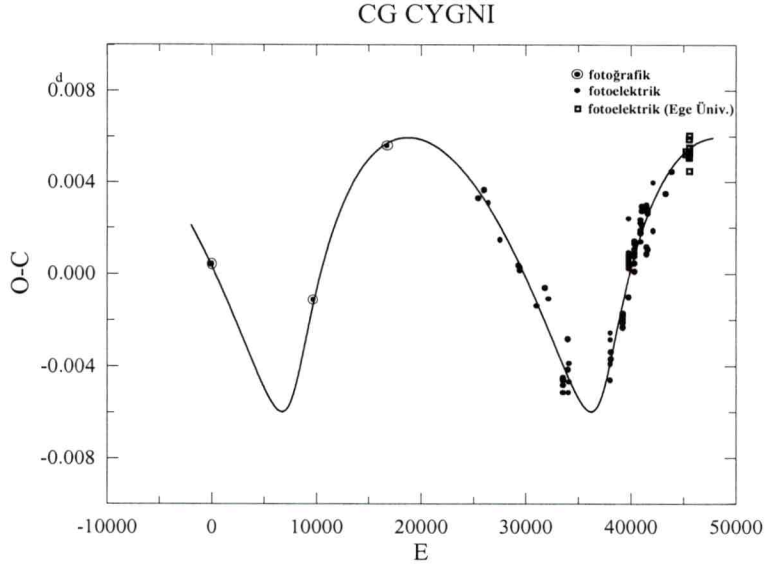


Şekil 4. *Ortalama parlaklık ve renk değişimi. (Hall, 1991)*

Yukarıdaki şekilleri, özet halinde verilen Applegate'in üç önermesine göre inceleyelim. O-C eğrisinin minimum yaptığı 1980'li yıllarda ortalama parlaklık ve renk değişimlerinin de maksimum yaptığı görülmektedir. Yine Şekil 4'ten sistemin ortalama parlaklığı artarken (sistem parlarken) rengin mavileştiği görülmektedir. Oysa, O-C eğrisinden elde edilen ~50 yıllık dönemle ortalama parlaklık ve renk değişiminden elde edilen dönem (~30 yıl) uyuşmuyor gibi görünmektedir. Applegate'in kuramına göre değişim manyetik etkinlikten kaynaklanıyorsa, bu dönemlerin birbirine yakın olması gerekir.

Hall'un çalışmasından ortaya çıkan bu sonuç, CG Cygni'de görülen dönem değişiminin nedenini başka etkilerde aramanın gerekli olduğunu göstermektedir.

Bu sonuçtan yola çıkarak, CG Cygni'nin O-C analizini yeniden yapmak ve dönem değişimini incelemek amacıyla Hall'un çalışmasından sonra elde edilen minimum zamanları toplanmış ve 9 Aralık 1999, 23, 24 Haziran ile 1, 7 Temmuz 2000 tarihlerinde Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde yapılan gözlemlerle elde edilen minimum zamanları da bu verilere eklenmiştir. O-C değerlerinin analizi sonucunda CG Cygni örten çift sisteminde görülen yörünge dönemi değişiminin manyetik etkinlikten mi yoksa üçüncü bir cisimden mi kaynaklandığı araştırılmıştır. O-C değişiminin üçüncü cismin bulunduğu varsayımı ile analizi yapılmıştır. Buna göre elde edilen O-C değişimi gözlemlerle elde edilen O-C değerleriyle Şekil 5'te karşılaştırılmıştır.



Şekil 5. *CG Cygni'nin O-C eğrisi.*

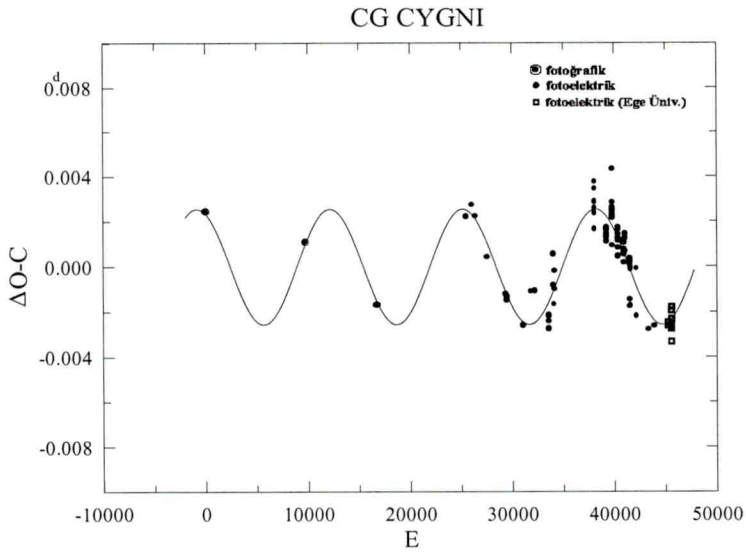
Şekil 5'te görülen O-C değişiminden elde edilen dönem ~48 yıldır ve örten çiftin üçüncü cisim ile oluşturduğu ortak kütle merkezi etrafındaki yörünge dönemi olarak yorumlanmıştır.

Kuramsal eğri ile gözlemle bulunan O-C değerlerinin farkları alındığında Şekil 6'da görülen sinüs benzeri değişim elde edilmektedir. Bu değişimin dönemi ~22.65 yıl olarak bulunmuştur. O-C farklarından bulunan bu dönemin manyetik etkinlik çevriminden kaynaklandığı düşünülmektedir. Manyetik etkinlik ve üçüncü cisim etkilerinin birlikte görüldüğü O-C eğrisi ise Şekil 7'de gösterilmiştir. Bu durumda elde edilen yörünge öğeleri özetle:

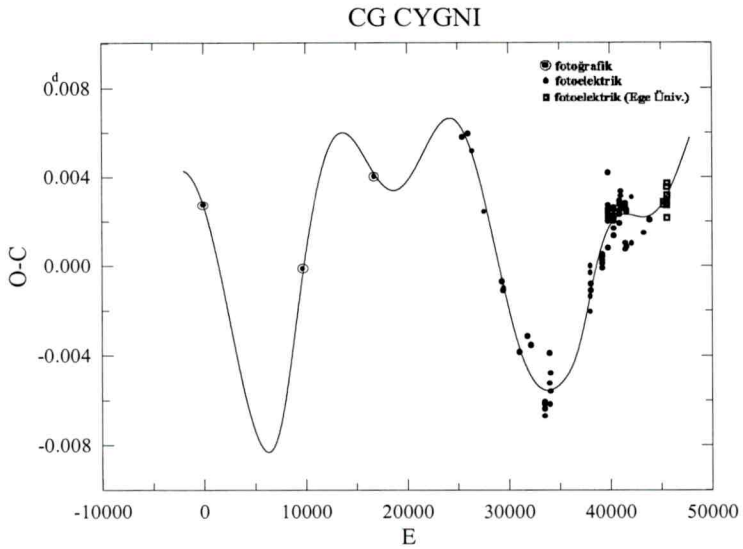
$$P' \cong 50.9 \pm 0.1 \text{ yıl}$$
$$e' \cong 0.58 \pm 0.01$$
$$\omega' \cong 305° \pm 1$$

$$asini \cong 1.110 \pm 0.009 \text{ AB}$$

şeklindedir.



Şekil 6. *O-C değerlerinin kuramsal eğriden farkları.*



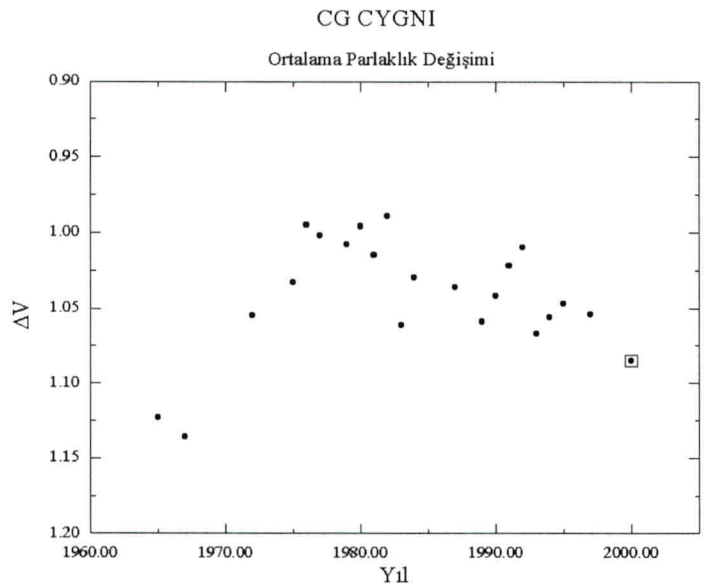
Şekil 7. *Üçüncü cisim ve manyetik aktivite etkilerinin birlikte görüldüğü O-C eğrisi*

3. Sonuç

Önceki yıllarda elde edilmiş olan ve Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde 2000 yılında elde edilen ışık eğrilerinden yararlanılarak CG Cygni'nin tutulmalar dışındaki ortalama

parlaklık değişimi Şekil 8'de gösterilmiştir. Ortalama parlaklık 1960'lı ortasından itibaren sürekli artmakta, 1978 yılı dolayında en büyük değerine ulaşmaktadır. Daha sonra parlaklık 1985 yılına değin azalmaktadır. 1997 yılına değin bir artma, sonra, azalma sürmektedir. 2000 yılında elde ettiğimiz ışık eğrisinden bulunan ortalama parlaklık ise daha düşüktür. Çiftin ortalama parlaklığı birisi 3 – 4 yıl süren kısa, öteki de ~ 40 yıl gibi uzun süren bir değişim gösteriyor gibi görünmektedir. Bu durumda yörünge döneminde meydana gelen değişimin, üçüncü bir cismin varlığından mı, yoksa Applegate'in önermelerine göre manyetik etkinlik çevriminden mi kaynaklandığını söylemek zorlaşmaktadır. Applegate kuramının bu sistem için işlediği düşünülürse, dönem değişiminin manyetik etkinlik çevriminden kaynaklandığı sonucuna da varılabilir. Eğer öyleyse, O-C farklarından elde edilen ~22.65 yıl dönemli değişimin sebebi nedir?

CG Cygni örten çift sisteminde görülen dönem değişiminin nedenine ilişkin kesin bir yargıya varmak şimdilik olanaksız görünmektedir. Bu yaklaşımlardan hangisinin doğru olduğunu görebilmek için bundan sonra elde edilecek verilere büyük gereksinim vardır.



Şekil 8. *Ortalama parlaklığın yıllara göre değişimi. Çerçeve içine alınmış ortalama parlaklık değeri Ege Üniv. Gözlemevi'nde elde edilmiş olan ışık eğrisinden hesaplanmıştır.*

KAYNAKLAR

Bedford, D.K., Fuensalida, J.J., Arèvalo, M.J., 1987,A&A 182, 264.
Busso, M. Maceroni,C., et al., 1985, A&A 148, 29
Hall, D.S., 1976, in Multiple Periodic Phenomena in Variable Stars, ed. B. Szeidl, s. 287.
Hall, D.S., 1991, ApJ 380, L85.

Heckert, P.A., IBVS 4627.
Lázaro, C., Arèvalo, M.J., 1997, AJ 1698, 2283.
Maceroni, C., et al., 1990, A&A 237, 395.
Milone, E.F., 1968, AJ 73, 708.
Milone, E.F., et al., 1979, AJ 84, 417.
Naftilan, S.A., Milone, E.F., 1985, AJ 90, 761.
Naftilan, S.A., Grillmair, C., Trager, G., 1987, AJ 93, 210.
Sowell, J.R., et al., 1987, PASP 99, 407.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.115-128

Aktif Örten Çiftler SV Cam, ER Vul ve XY UMa'nın Yörünge Dönemi Modulasyonları

E. Soydugan, F. Soydugan, A. Erdem ve O. Demircan
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü

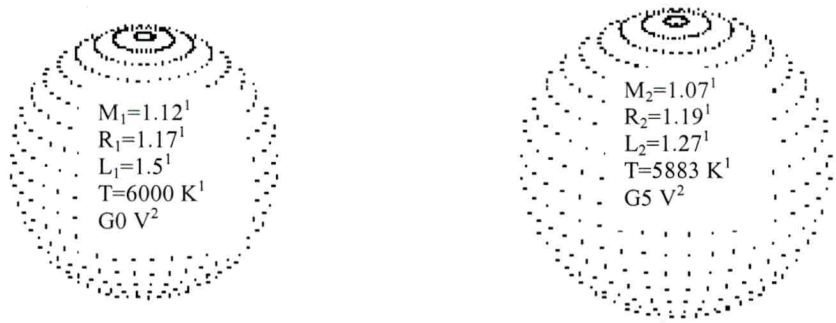
Özet

RS CVn türü üç aktif örten çift yıldız SV Cam, ER Vul ve XY UMa 'ya ilişkin gözlenen minimum zamanları ve ışık eğrileri literatürden toplanarak sistemlerin dönem ve ışık değişimleri incelendi. Oluşturulan O-C diyagramlarında bu çift yıldızların yörünge dönemi değişimlerinin sinüslü yapıda olduğu görülmektedir. Yörünge döneminin sinüslü yapıda değişimi, genel olarak; sistemde var olabilecek bir üçüncü cismin ışık-zaman etkisi ile yada sistemin bileşenlerinin manyetik aktivitesi ile açıklanmaktadır. Bu çalışmada yörünge dönemi değişimleri ile literatürde nedeninin manyetik aktivite olduğu önerilen ışık değişimleri arasında bir ilişki kurabilmek için sistemlere ilişkin O-C analizi, tek bakış açısı altında, yani bileşenlerin birinde yada her ikisinde var olabilen manyetik aktivite mekanizması ele alınarak yapılmıştır. Ayrıca sözedilen bu ilişkiyi destekleyebilmek için sistemlerin uzun dönemli ışık değişimleri araştırılmıştır.

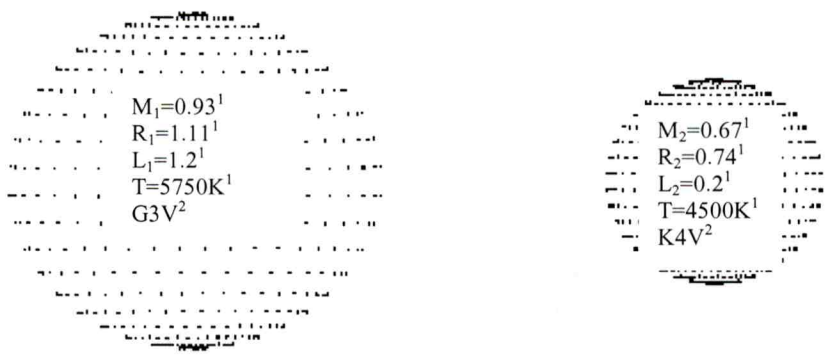
1. Yıldızların Genel Özellikleri

ER Vul, SV Cam ve XY UMa sistemleri geri tayf türünden RS CVn türü olarak sınıflanan manyetik olarak aktif örten çift yıldızlardır. ER Vul sisteminin manyetik olarak aktif olduğunu gösteren güçlü Hα ve Ca II H-K salma çizgileri her iki bileşen için de gözlenmiştir (Barden, 1985; Montes et. al., 1996). SV Cam sistemi için ikinci bileşen yan tutulma sırasında çok güçlü Hα salma çizgileri göstermektedir (Hempelmann et. al., 1997). Ayrıca, XY UMa sisteminin tayfında bileşenler arası ortamdan kaynaklandığı önerilen Mg II'nin salma çizgileri gözlenmiştir (Gurzadyan and Cholakyan, 1995). Her üç sistemin kütle, yarıçap, ışıtma , sıcaklık ve tayf türleri Şekil 1, 2 ve 3'te kaynakları ile birlikte verilmektedir.

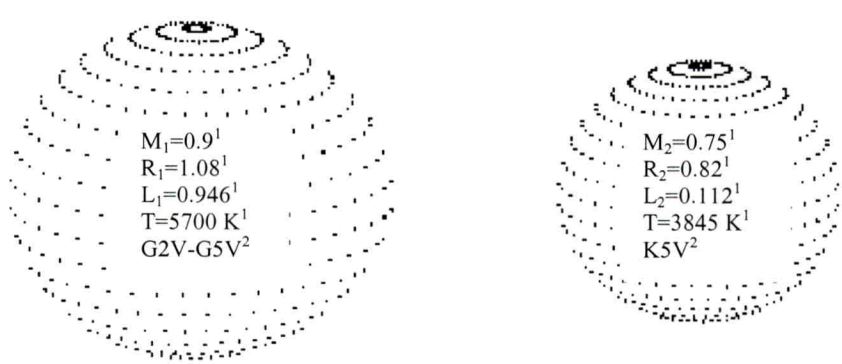
Bu çalışmada amaç, üç benzer tür sistemde ışık ve dönem değişimi arasında ilişkinin bulunup bulunmadığını incelemek ve bu değişimlerin nedenin, manyetik aktivite olup olmadığı araştırmaktır.



Şekil 1. *ER Vul sisteminin konfigürasyonu ve genel özellikleri ([1]İbanoğlu, 1993, [2]Northcott and Bakes, 1967).*



Şekil 2*. SV Cam sisteminin konfigürasyonu ve genel özellikleri ([1]Budding and Zeilik 1987, [2]Hilditch et al. 1979).*



Şekil 3*. XY UMa sisteminin konfigürasyonu ve genel özellikleri ([1]Erdem and Güdür, 1998, [2]Geyer, 1980).*

2. O-C Diyagramları

ER Vul ve SV Cam için literatürden toplanan minimum zamanlarının sayısı ve analizde kullanılan ağırlıkları Çizelge 1 ve 2'de gösterilmektedir.

Çizelge 1. *ER Vul sisteminin literatürden elde edilen minimum zamanları ve ağırlıkları*

Veri	Sayısı	Ağırlık
Tayfsal	3	1
Fotoelektrik	60	10

Çizelge 2. *SV Cam sisteminin literatürden elde edilen minimum zamanları ve ağırlıkları*

Veri	Sayısı	Ağırlık
Görsel	89	1
Fotoğrafik	50	2
Fotoğrafik	6	5
Fotoelektrik	140	10

XY UMa'nın O-C analizinde görsel, fotoğrafik ve fotoelektrik olmak üzere 196 veri kullanıldı. Işık eğrisindeki asimetriler dikkate alınarak, görsel veriye sıfır, fotoğrafik ve fotoelektrik minimum zamanlarına 2, 5 yada 10 ağırlık değeri verildi.

ER Vul sisteminin O-C artıklarını hesaplarken kullanılan başlangıç öğeleri (İbanoğlu et al.,1985);

$$\text{Min I HJD} = 24\ 40182.2621 + 0^{g}.69809409\ E \qquad (1)$$

SV Cam sisteminin O-C diyagramı oluştulurken kullanılan başlangıç öğeleri (Fieboes-Conde and Herczeg,1973);

$$\text{Min I HJD} = 24\ 26949.3889 + 0^{g}.59307148\ E \qquad (2)$$

XY UMa sisteminin O-C artıklarını hesaplarken kullanılan başlangıç öğeleri ise (Geyer et al.,1955);

$$\text{Min I HJD} = 24\ 35216.5011 + 0^{g}.4789944\ E \qquad (3)$$

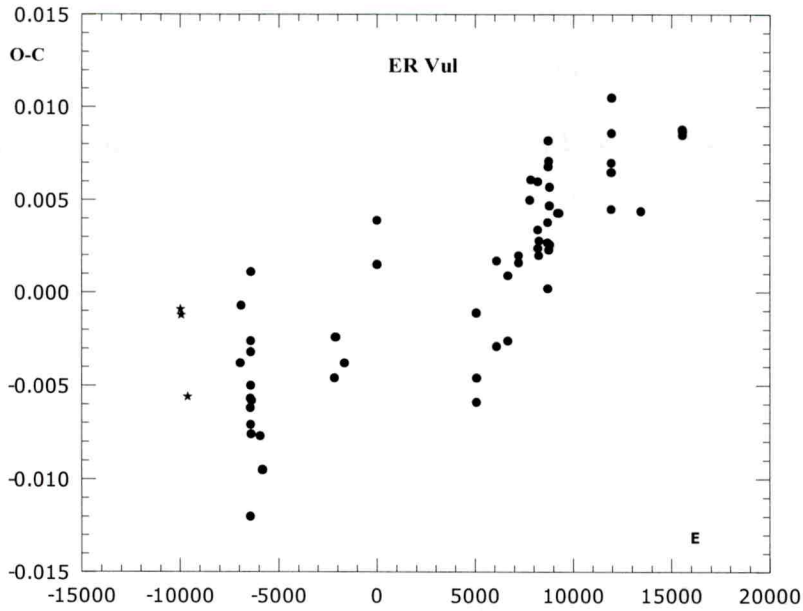
olarak alınmıştır.

2.1 Yörünge Dönemi Değişimi

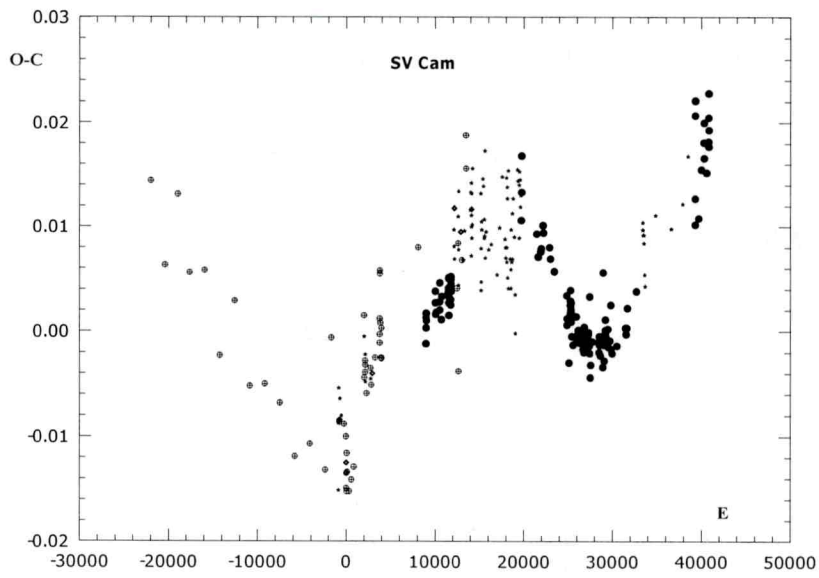
ER Vul sisteminin Şekil 4'te çizilen O-C diyagramına bakıldığında veriler çok saçılmış olmasına rağmen, çevrimsel bir yapı göze çarpmaktadır. SV Cam ve XY

UMa'nın Şekil 5 ve 6'daki O-C diyagramlarına bakıldığında ise parabol üzerine binmiş sinüslü bir yapı göze çarpmaktadır.

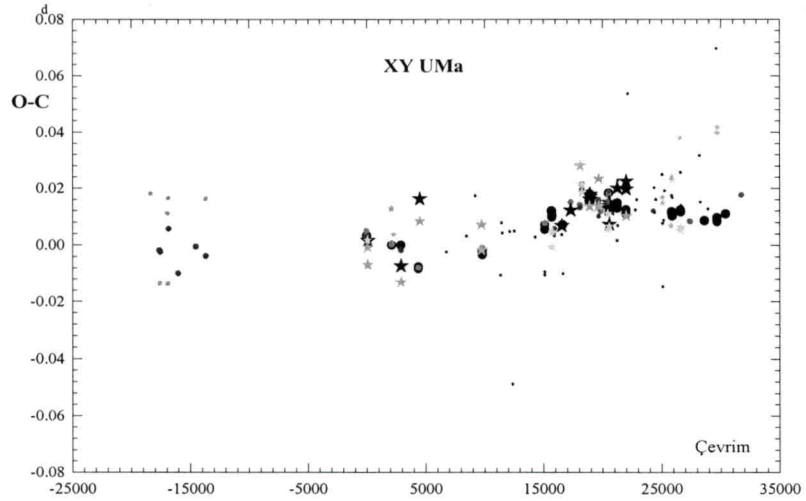
ER Vul, SV Cam ve XY UMa sistemleri, manyetik etkinlik gösterdiklerinden dolayı yörünge dönemi değişimine manyetik aktivitenin etkisini araştırmak için, sistemlerde görülen çevrimsel yörünge dönemi değişimlerini açıklamak üzere, bu çalışmada, yalnızca manyetik aktivite mekanizması ele alındı.



Şekil 4. *ER Vul sisteminin O-C grafiği.*



Şekil 5. *SV Cam sisteminin O-C grafiği*



Şekil 6. *XY UMa sisteminin O-C grafiği*

3. Manyetik Aktivite Açıklaması

RS CVn türü sistemlerin yörünge dönemleri üzerinde çevrimsel manyetik aktivite etkisi, bu sistemlerin bileşenlerinin geri tayf türünden olmaları ve dönme-dolanma kilitlenmesi göstermeleri nedeniyle olası gözükmektedir. Eğer yıldızın iç ve dış katmanları arasındaki açısal momentumun çevrimsel değişimi yıldızın diferansiyel dönmesini değiştirebiliyorsa, dönmede değişim oluşacaktır. Bir çift yıldızın bileşeninin manyetik aktivite nedeniyle dönmesinde ortaya çıkan değişim, dönme-dolanma kilitlenmesinin sonucu olarak yörüngeye yansıyacak ve böylece yörünge döneminin değişimine neden olacaktır. Bu nedenle, bu çalışmada ele alınan sistemlerin yörünge dönemi değişimlerini açıklamak üzere manyetik aktivitenin yörünge dönemine etkisini gösteren Applegate Mekanizması (Applegate, 1992) seçilmiştir.

Applegate (1992) mekanizması, manyetik aktivite çevrimi sırasında sistemin ışınım gücünde ve renginde dönemli değişimler ön görmektedir. Applegate mekanizmasına göre;

(i) O-C değişiminin, ışınım gücü değişiminin ve renk değişiminin dönemi aynı olmalıdır.

(ii) Aktif yıldızın içi dışına göre daha hızlı dönüyorsa, ışınım gücü değişimi O-C değişimi ile aynı evreli olmalı tersi durumda ise zıt evreli olmalıdır.

(iii) Aktif yıldızın içi dışına göre daha hızlı dönüyorsa ışınım gücü değişimi O-C değişim ile aynı evrede olmalı tersi durumda ise zıt evreli olmalıdır.

(iv) Yıldız en parlak olduğu zaman en sıcak ve en mavi olmalıdır.

3.1 ER Vul

Sistemin O-C verisine ağırlıklı en küçük kareler yöntemi kullanılarak fit edilen sinüs denklemi, denklem (4)'te, analiz sonucunda bulunan parametreleri ve yanılgıları

Çizelge (3)'te verilmektedir. Ayrıca kuramsal eğri ile gözlemsel O-C verisinin karşılaştırılması Şekil 7'de yapılmaktadır.

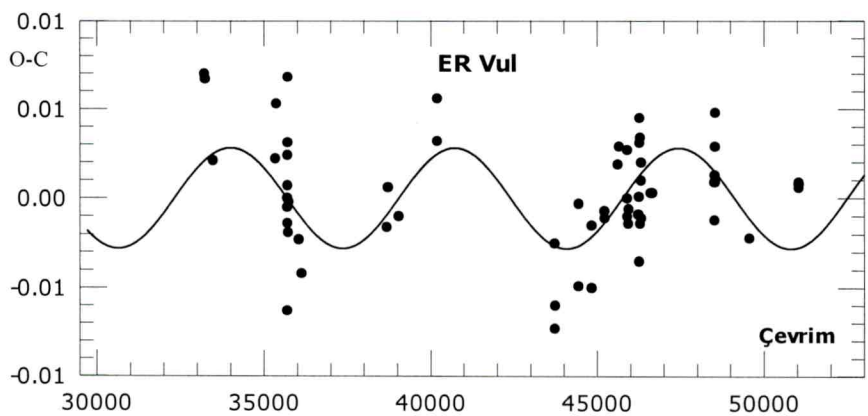
$$O-C = A_s \sin\left[\frac{2\pi}{P_s}(E - T_s)\right] \tag{4}$$

Çizelge 3. *ER Vul için sinüslü değişimin öğeleri*

Öğe	Değer	Yanılgı
T_0 (HJD)	40182.26040	0.00005
P (gün)	0.698094708	0.000000006
T_S (çevrim sayısı)	7991	30
P_s (çevrim sayısı)	9631 (18.41 yıl)	40
A_s (gün)	0.00280	0.00007
$\sum$ w(O-C)^2 (gün^2)	0.00382	

ER Vul için her iki bileşenin sahip olduğu manyetik aktivite çevrimi, O-C diyagramında çevrimsel bir değişime neden olabilir. Böylece sisteme uygulanan Applegate mekanizmasının sonuçları aşağıda verilmektedir:

(i) Şekil 7'de görülen çevrimsel değişimin dönemi, 18.41 yıl ve yarı-genliği, 0.00280 gündür.



Şekil 7. *ER Vul'un O-C verisine yapılan sinüs fiti.*

(ii) Sistemin yörünge dönemi değişimine ilişkin parametreler, $\Delta P/P = 2.62\ 10^{-6}$ ve $\Delta P = 0.16$ s olarak hesaplandı.

(iii) Her iki bileşene ilişkin Hα ve CaII H-K salma çizgileri baskın olduğundan dolayı her iki bileşende aktif olabilir. Sisteme ilişkin parametreler; M_1=1.12 $M_\odot$, M_2= 1.07$M_\odot$, R_1=1.17 $R_\odot$, R_2= 1.19$R_\odot$, L_1=1.5$L_\odot$, L_2= 1.27 $L_\odot$ (İbanoğlu,1993) olarak ele alındı.

(iv) Aktarılan açısal momentum değeri birinci bileşen için, $\Delta J = 4.73\ 10^{47}$ gcm^{2}s^{-1} ve ikinci bileşen için $\Delta J = 4.10\ 10^{47}$ gcm^{2}s^{-1} olarak bulundu.

(v) Yıldızın dış kısmının kabuk olduğu ve kütlesinin M_k = 0.1 M olduğu varsayımı altında, kabuğun eylemsizlik momenti, birinci bileşen için I_k= 9.90 10^{53} gcm^2 ve ikinci bileşen için I_k= 9.79 10^{53} gcm^2 olarak hesaplandı.
(vi) Kabuk ile iç kısım arasındaki diferansiyel dönme, birinci bileşen için $\Delta\Omega/\Omega$= 4.52 10^{-3} ve ikinci bileşen için $\Delta\Omega/\Omega$= 3.97 10^{-3} olarak bulundu.
(vii) Açısal momentum transferi için gerek duyulan enerji, birinci bileşen için ΔE= 2.26 10^{41} erg ve ikinci bileşen için ΔE= 1.72 10^{41} erg olarak bulundu.
(viii) Birinci bileşen için yüzeyaltı manyetik alanı B= 16.85 kG ve ikinci bileşen için yüzeyaltı manyetik alanı B= 15.3 kG olarak hesaplandı.

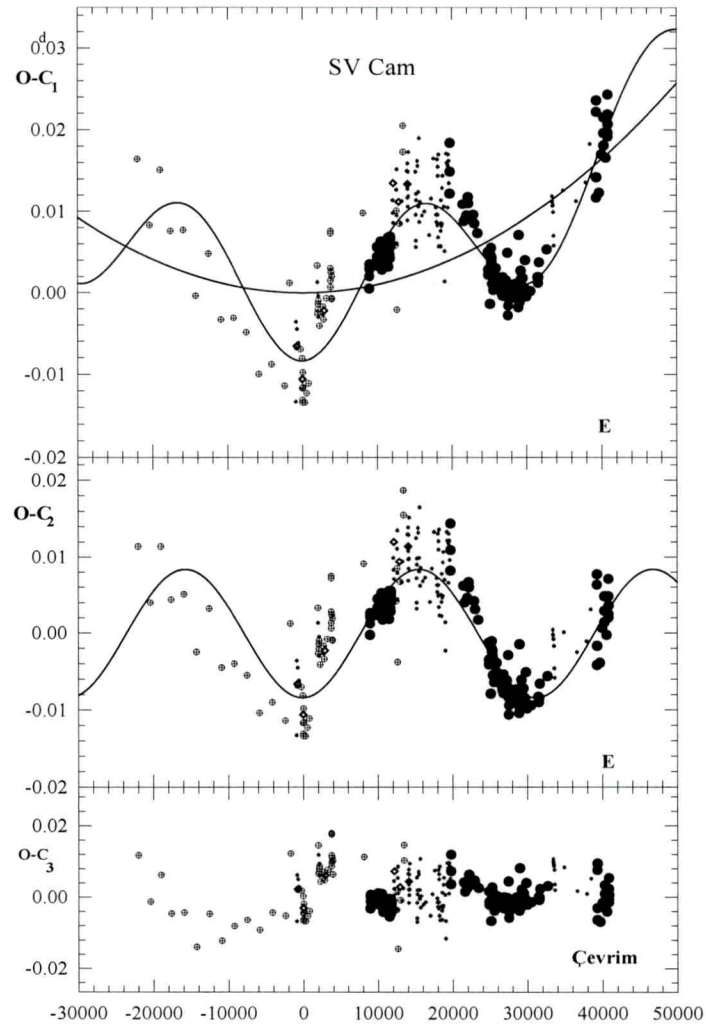
3.2 SV Cam

Sistemin O-C verisine, ağırlıklı en küçük kareler yöntemi ile denklem (4)'te verilen sinüs denklemi, bir kuadratik terim eklenerek fit edilmiştir. Bulunan parametreler ve yanılgıları Çizelge 4'te verilmektedir. Ayrıca O-C verisine fit edilen kuramsal parabol+sinüs eğrisi ile gözlemsel O-C verisinin karşılaştırılması Şekil 8'de yapılmaktadır.

Çizelge 4. *SV Cam sisteminin O-C artıklarına fit edilen parabol+sinüslü değişimin öğeleri*

Öğe	**Değer**	**Yanılgı**
T_0 (HJD)	26949.3871	0.0002
P (gün)	0.59307149	1.8 10^{-8}
A_S (gün)	0.0084	0.0001
T_s (çevrim sayısı)	38952	157
P_s (çevrim sayısı)	31257 (50.8 yıl)	247
Q (gün)	1.03 10^{-11}	5.2 10^{-13}
$\sum$ w(O-C)^2 (gün^2)	0.013219	

SV Cam örten çift yıldız sisteminde Hempelmann et al. (1997), ikinci bileşenin toplam ışınıma katkısının %13 olmasına rağmen yan tutulma sırasında çok güçlü Hα salma çizgileri göstermesi nedeniyle ikinci bileşenin oldukça güçlü kromosferik aktiviteye sahip olduğunu ortaya koymuştur. İkinci bileşenin manyetik aktivite çevrimi O-C diyagramında sinüs değişimini ortaya çıkarabilir. Bu yaklaşım altında sisteme uygulanan Applegate mekanizmasının sonuçları aşağıda verilmektedir:
(i) Şekildeki sinüslü değişimin dönemi 50.8 yıl ve yarı-genliği, 0.0084 gündür.
(ii) Sistemin yörünge dönemi değişimine ilişkin parametreler, $\Delta P/P$ = 2.84 10^{-6} ve ΔP = 0.15 s olarak hesaplandı.
(iii) İkinci bileşen aktif ise ikinci bileşene ilişkin hesaplamalarda kullanılacak parametreler M_2=0.67 $M_\odot$, R_2=0.74 $R_\odot$, L_2=0.2 $L_\odot$ (Budding and Zeilik, 1987) olarak ele alındı.
(iv) Aktarılan açısal momentumun değeri ΔJ= 4.09 10^{47} gcm^2s^{-1} olarak bulundu.
(v) Yıldızın dış kısmı kabuk olarak düşünülerek kabuğun eylemsizlik momenti M_k=0.1M kabulü altında I_k=9. 90 10^{53} gcm^2 olarak hesaplandı.

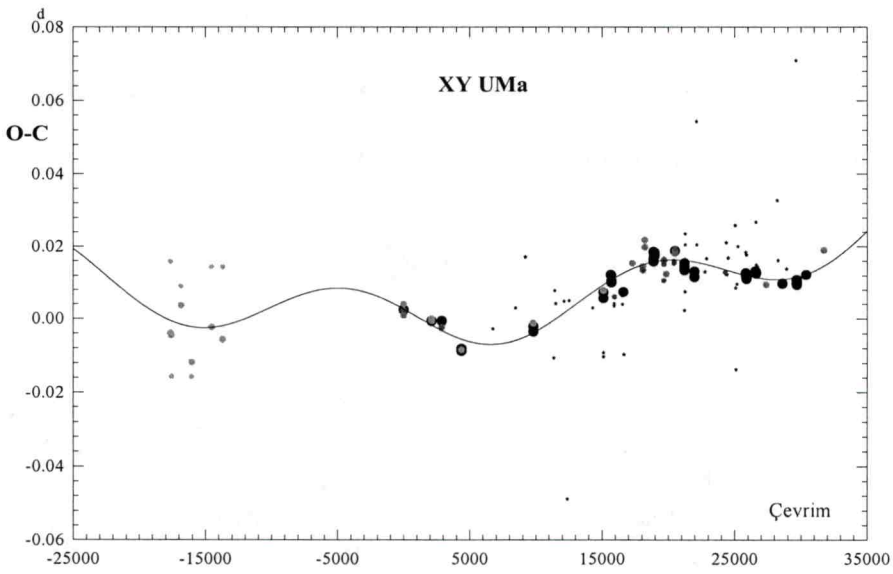


Şekil 8. *SV Cam sisteminin O-C artıklarına parabol ve sinüs fitlerinin birlikte uygulanması*

(vi) Kabuk ile iç kısım arasındaki diferansiyel dönme $\Delta\Omega/\Omega=4.52\ 10^{-3}$ olarak bulundu.
(vii) Açısal momentum transferi için gerek duyulan enerji $\Delta E= 2.26\ 10^{41}$ erg olarak hesaplandı.
(viii) Yüzeyaltı manyetik alanı B= 18.76 kG olarak hesaplandı.

3.3 XY UMa

Sistemin O-C verisine ağırlıklı en küçük kareler yöntemi ile denklem (4)'te verilen sinüs denklemi, SV Cam'da O-C verisine uygulandığı biçimde, bir kuadratik terim eklenerek fit edilmiştir. Bulunan parametreler ve yanılgıları Çizelge 5'te verilmektedir. Ayrıca O-C verisine fit edilen kuramsal parabol+sinüs eğrisi ile gözlemsel O-C verisinin karşılaştırılması Şekil 9'da yapılmaktadır.



Şekil 9. *XY UMa'nın O-C verilerine parabol+sinüs denkleminin fit edilmesi.*

Literatürde XY UMa'nın birinci bileşeninin manyetik aktiviteye sahip olduğu önerilmektedir. Böylece sistemde görülen yörünge dönemi değişiminin nedeni olarak baş bileşendeki aktivite sorumlu tutulabilir ve manyetik aktivite de O-C diyagramında sinüs değişimini ortaya çıkarabilir. Bu yaklaşım altında sisteme uygulanan Applegate mekanizmasının sonuçları aşağıda gösterilmektedir:

(i) O-C diyagramındaki sinüslü değişimin dönemi 30.6 yıl ve yarı-genliği, 0.0080 gündür.

Çizelge 5. *XY UMa sisteminin O-C artıklarına fit edilen parabol+sinüslü değişimin öğeleri*

Öğe	Değer	Yanılgı
T_0 (HJD)	35216.5020	0.0011
P (gün)	0.47899433	$6\ 10^{-8}$
A_S (gün)	0.0080	0.0002
T_s (çevrim sayısı)	12921	89
P_s (çevrim sayısı)	23362(30.64 yıl)	273
Q (gün)	$2.2\ 10^{-11}$	$2\ 10^{-12}$
$\sum$ w(O-C)^2 (gün^2)	0.0059	

(ii) Sistemin yörünge dönemi değişimine ilişkin parametre, $\Delta P = 0.186$ olarak bulundu.

(iii) Aktif olan birinci bileşene ilişkin hesaplamada kullanılan parametreler $M_1=0.9\ M_\odot$, $R_1=1.08\ R_\odot$, $L_1=0.946\ L_\odot$ (Erdem and Güdür,1998) olarak ele alındı.

(iv) Aktarılan açısal momentum değeri $\Delta J = 2.25\ 10^{47}$ gcm^{2}s^{-1} olarak hesaplandı.

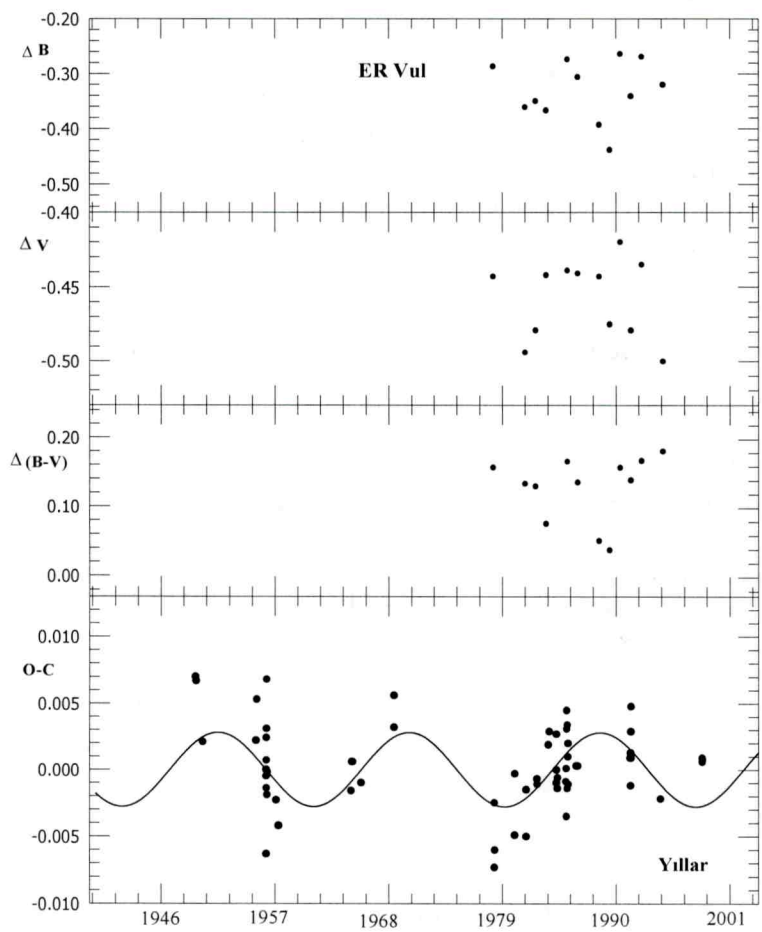
(v) Yıldızın dış kısmı kabuk olarak düşünülerek kabuğun eylemsizlik momenti $M_k=0.1$ M altında $I_k = 6.78\ 10^{53}$ g cm olarak bulundu.

(vi) Kabuk ile iç kısım arasındaki diferansiyel dönme $\Delta\Omega/\Omega=4.52\ 10^{-3}$ olarak hesaplandı.
(vii) Açısal momentum transferi için gerek duyulan enerji $\Delta E= 2.26\ 10^{41}$ erg olarak bulundu.
(viii) Yüzeyaltı manyetik alanı B =10 kG olarak hesaplandı.

4. Işık Değişimi

4.1 ER Vul'un Işık Değişimi

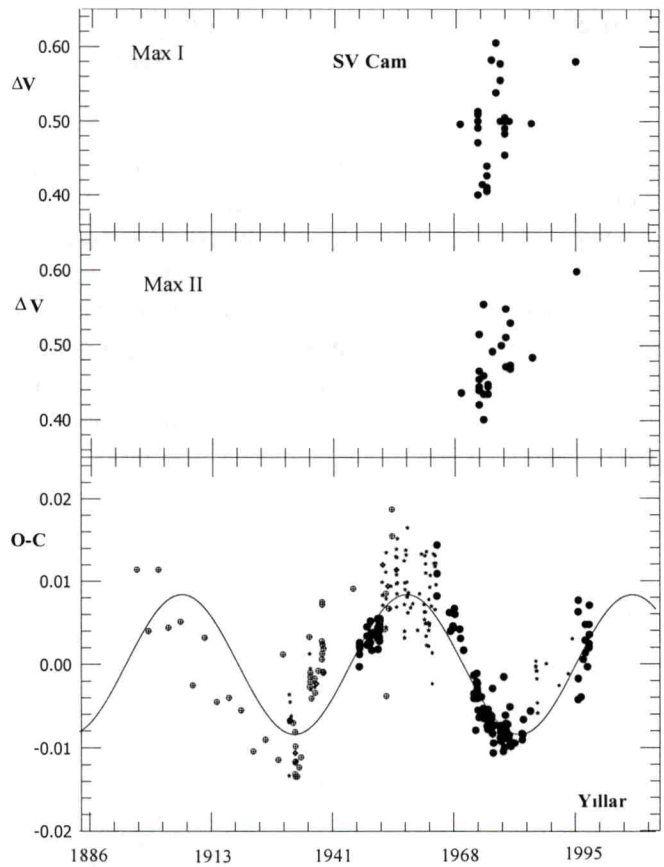
ER Vul örten çift yıldız sisteminde B ve V süzgeçlerinde aynı mukayese yıldızı kullanılarak yapılan gözlemlerden yıllara göre farklı evrelerdeki ışık değişimlerine bakıldığında dönemli bir değişim görülmemektedir. Veriler oldukça fazla saçılma göstermektedir. Örnek olarak Şekil 10'da Maksimum I evresinin parlaklığı yıllara göre çizilmiştir. Aynı tür değişim maksimum II, minimum I, II evrelerinde de görülmektedir.



Şekil 10. *ER Vul'un maksimum I evresindeki parlaklığının yıllara göre değişimi ve O-C diyagramı*

4.2 SV Cam'ın Işık Değişimi

SV Cam örten çift yıldız sisteminde literatürde B süzgecinde yeterli gözlem olmadığından yalnızca V süzgecinde aynı mukayese yıldızı kullanılarak yapılan gözlemlerin yıllara göre farklı evrelerdeki ışık değişimlerine bakıldığında dönemli bir değişim görülmemektedir. Genel olarak 1969 ile 1995 yılları arasında bir çıkış eğimi vardır. 25 yıllık zaman aralığında ışık değişimi $0^m.15$ civarındadır. Buna göre yıldız, 25 yılda yaklaşık $0^m.15$ sönümlenmiştir. Yıllık sönme miktarı ise yaklaşık olarak $0^m.006$ dır. Sistemin dönemli bir değişim gösterip göstermediği verilerin yetersizliği yüzünden tam olarak söylenemez. Gelecek yıllarda yapılacak gözlemlerde hemen bir iniş eğimi meydana gelirse Applegate mekanizması desteklenmiş olacaktır. Örnek olarak Şekil 10'da maksimum I ve maksimum II evresindeki parlaklıklar yıllara göre çizilmiştir. Aynı tür değişim minimum I ve II evrelerinde de görülmektedir.



Şekil 11. *SV Cam'ın maksimum I ve maksimum II evresindeki parlaklığının yıllara göre değişimi ve O-C diyagramı.*

4.3 XY UMa'nın Işık Değişimi

XY UMa örten çift yıldız sisteminde B ve V süzgeçlerinde aynı mukayese yıldızı kullanılarak yapılan gözlemlerden yıllara göre farklı evrelerdeki ışık değişimlerine bakıldığında dönemli bir değişim görülmemektedir. 1976 ile 1992 yılları arasında B ve V süzgeçlerindeki ışık değişimlerinde bir iniş eğimi görülmektedir. V

süzgecinde 16 yıllık ışık değişimi $0^m.3$ dır. Yıldız yaklaşık olarak 16 yılda $0^m.3$ parlamaktadır. Yıllık parlama miktarı $0^m.019$ dır. B süzgecinde de yıllık parlama miktarı $0^m.019$ dur. Örnek olarak Şekil 12'de maksimum I evresinin parlaklığı yıllara göre çizilmiştir. Aynı tür değişim maksimum II, minimum I ve minimum II evrelerinde de görülmektedir.

5. Sonuçlar

5.1 ER Vul

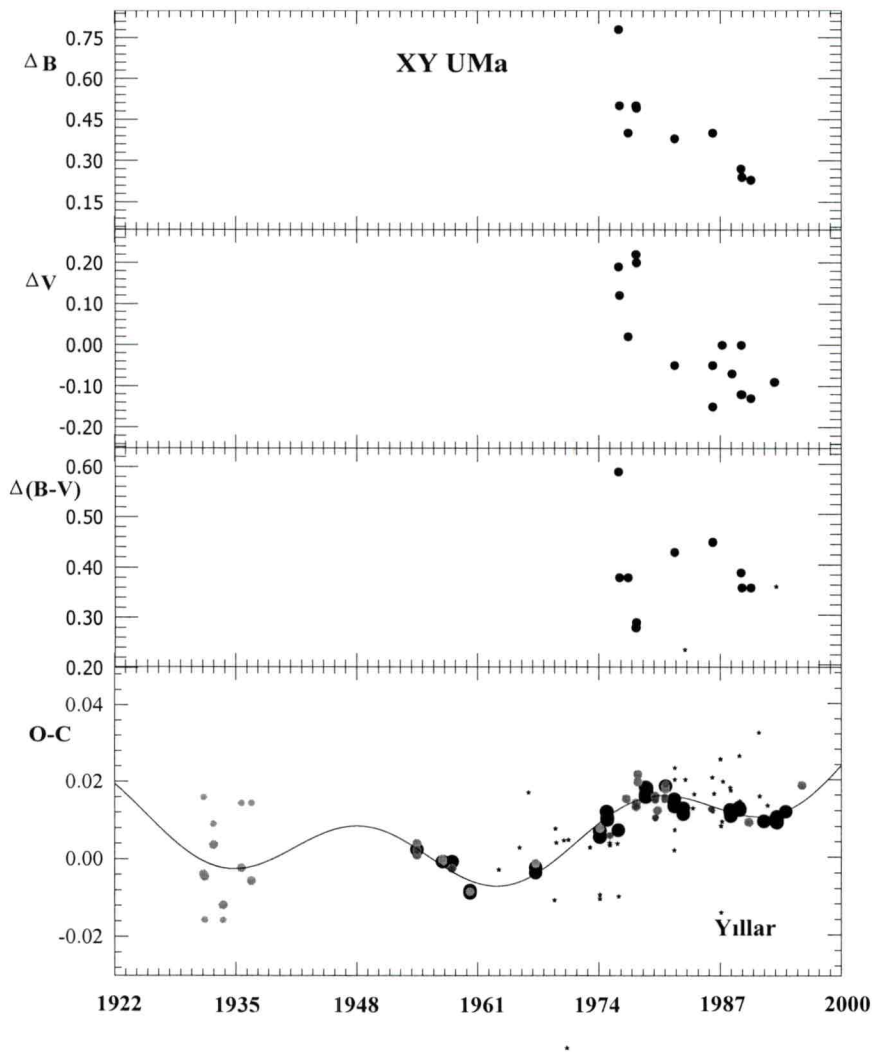
1) ER Vul'un uzun zaman ölçeğinde ışık değişiminde çevrimsel bir yapı görülmemektedir.
2) 1978-1988 ve 1965-1968 yılları aralığında O-C de bir artış görülmektedir. Grafiğin diğer kısımlarına bakıldığında bu artış sürekli değildir.
3) O-C diyagramında noktalar çok saçılmaktadır. Yaklaşık aynı çevrime gelen O-C artıklarına göre geceden geceye minimum zamanları yaklaşık 0.007 gün = 10 dakikalık kaymalar göstermektedir.
4) O-C diyagramında –2000 ile 10000 çevrim arasında çevrimli bir yapı var gibi görünmektedir. Fakat saçılma nedeniyle tam söylenememektedir.
5) Eğer çevrimsel yapı ele alınır ise dönem 18.41 yıldır. Bu dönem sistemin manyetik çevrimi olabilir.
6) O-C diyagramındaki minimum zamanlarına sinüs denklemi fit edilmiştir. Ancak farklı evrelerdeki yıllara göre ışık değişimlerine bakıldığında, verilerin gelişigüzel saçıldığı görülmektedir. Işık değişiminde çevrimsel bir yapı görülmemektedir. Bu nedenle ışık değişimi dönem değişimini Applegate mekanizmasının öngördüğü biçimde desteklememektedir.

5.2 SV Cam

1) O-C verisine parabol+sinüs denklemi fit edilmiştir.
2) Işık değişimini aldığımız yıllar arasında O-C değişimine baktığımızda bu yıllar arasında O-C artarken, sistemin parlaklığı azalıyor. Yani sistem sönmektedir. V bandında sistemin parlaklığı yılda $0^m.006$ sönüyor.
3) O-C diyagramındaki sinüslü değişim, ışık değişimini desteklememektedir. Noktalar yetersiz olduğundan, daha sonraki yıllarda yapılacak olan gözlemler bu değişimin dönemli olup; O-C değişimi ile aynı döneme sahip olduğu gösterilebilirse, Applegate mekanizması desteklenmiş olacaktır.

5.3 XY Uma

1) O-C verisine parabol+sinüs denklemi fit edilmiştir.
2) Işık değişimini incelediğimiz yıllar arasında (15000-30000 çevrim aralığında) O-C değişimine bakıldığında; O-C azalırken, sistemin parlaklığı artmaktadır. B ve V bandında sistemin parlaklığının yılda $0^m.019$ parladığı görülmektedir.



Şekil 12. *XY UMa'nın maksimum I evresinin parlaklığının yıllara göre değişimi ve O-C diyagramı*

3) O-C diyagramındaki sinüslü değişim, gözlem verileri yetersiz olduğundan, ışık değişiminde görülmemektedir. Işık değişiminin karakterini belirlemek için, XY UMa'nın daha uzun yıllar düzenli gözlemlerine ihtiyaç vardır.

Sonuç olarak, O-C diyagramındaki değişimlere benzer olarak her üç sistemin ışık değişimlerinde dönemli bir değişim görülmemektedir. Bu nedenle sistemlerin yörünge dönemi değişiminden, manyetik aktivitelerinin sorumlu olduğunu söylemek ve bu değişimi *Applegate mekanizması* ile açıklamak şu an için olası gözükmemektedir.

Teşekkür

Bu çalışma Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Araştırma Fonu tarafından 1997/FE/003 nolu proje olarak desteklenmiştir.

KAYNAKLAR

Applegate, J.H., 1992, ApJ, 385, 621.
Barden, S.C., 1985, ApJ, 295, 162.
Budding, E., Zeilik, M., 1987, ApJ, 319, 827.
Erdem, A. and Güdür, N., 1998, A&AS, 127, 257.
Ferieboes-Conde, H. And Herczeg, T., 1973, A&AS, 12, 1.
Geyer, H., Kippenhahn, R., and Strohmeier, W., 1955, Kleine Veroffentl, Remeis Sternwarte, Bamberg, No:9.
Geyer, E.H., 1980, In Close Binary Stars Observations and Interpretations, eds; Plavec, J.M., Papper, D.M., Ulrich, R.K. p423.
Gurzadyan, G.A., and Cholakyan, V.G., 1995, Ap&SS, 229, 185.
Hempelman, A., Hatzes, A.P., Kuerster, M. And Patkos, L., 1997, A&A, 317, 125.
Hilditch, R.W, Mclean, B.J. and Harland, D.M., 1979, MNRAS, 187, 797.
İbanoğlu, C., Akan, M.C., Evren, S. And Tunca, Z., 1985, IBVS, 2782.
İbanoğlu, C., Evren, S., Akan, M.C., Tunca, Z. and Keskin, V., 1993, A&A, 269, 310-318.
Montes, D., Fernandez, F.M.J., Cornide, M. and De Castro, E., 1996, A&A, 312, 221.s
Northcott, Ruth J., Bakes, Gustav A. 1967, AJ, 72, 89

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.129-140

Yeni Aktif Örten Çift Yıldız YY CrB

F. Soydugan[1], A. Erdem[1], S. Özdemir[3], O. Demircan[1], E. Soydugan[1] ve İ. Bulut[2]
[1] *Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü*
[2] *Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Çanakkale Meslek Yüksek Okulu*
[3] *Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü*

Özet

YY CrB' ın bir örten değişen çift yıldız olduğu ilk kez 1992 de Hipparcos uydusu tarafından ortaya konmasından dolayı literatürde sistem üzerine hemen hemen hiç bir bilimsel çalışma bulunmamaktadır. Böylesi örten değişen çift yıldız oldukları yeni bulunan kısa dönemli sistemler üzerine yaptığımız bir proje amacına yönelik olarak YY CrB, Ankara Üniversitesi Gözlemevinde 2000 yılı gözlem sezonunda U, B ve V renklerinde iki gece gözlenerek tam ışık eğrileri elde edilmiştir. Işık eğrilerinin biçimine bakılarak yıldızın ışık eğrisi sınıfının W UMa olduğu görülmekte ve özellikle maksimum ışık düzeylerinde asimetriler göze çarpmaktadır. Sisteme ilişkin literatürde verilen tek fiziksel veri tayf türü olup Hipparcos kataloğunda G5V olarak verilmektedir. Sistemin V rengindeki ışık eğrisi Wilson–Devinney (1992) yöntemi kullanılarak çözülmüştür. "Sıcak leke modeli" ve soğuk leke modeli" olmak üzere iki farklı yaklaşım altında çözüm yapılarak sisteme ilişkin fiziksel ve geometrik parametreler ilk kez ortaya konmaktadır.

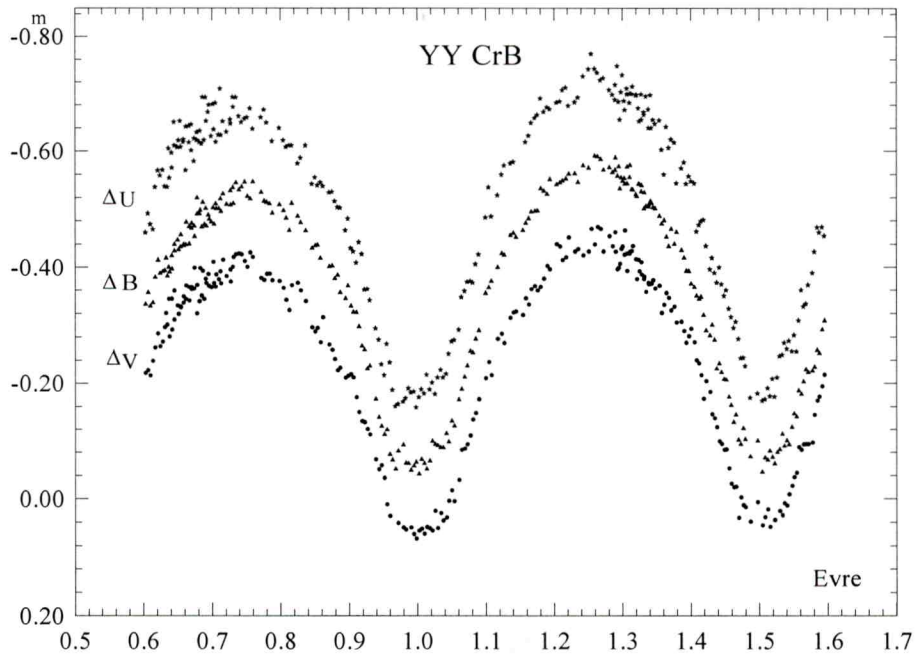
1. Giriş

YY CrB, değişen olduğu Hipparcos (ESA, 1998) tarafından keşfedilen W UMa türü örten bir çift yıldız sistemidir. Hipparcos kataloğunda sistemin ışık değişim aralığı ($8^m.643$ - $9^m.134$), ortalama dönemi $0^g.376565$, minimum zamanı JD 2448500.2960 ve sistemin tayf türü G5 olarak verilmektedir.

YY CrB'ın yere dayalı ilk gözlemleri Sipahi et al. (2000) tarafından yapılmıştır. Sipahi et al., elde ettikleri ışık eğrilerinde, maksimum ışık düzeylerinin eşit olduğunu ve önemli asimetriler gözlenmediğini ancak ışık eğrilerinde sürekli değişimlerin meydana geldiğini ve bu nedenle birbirini izleyen gözlemlerde aynı evrede aynı parlaklığın gözlenemediğini belirtmişlerdir. Ayrıca YY CrB'ın bu gözlemleri sırasında elde edilen minimum zamanları Keskin et al. (2000) tarafından yayınlanmıştır.

2.Gözlemler

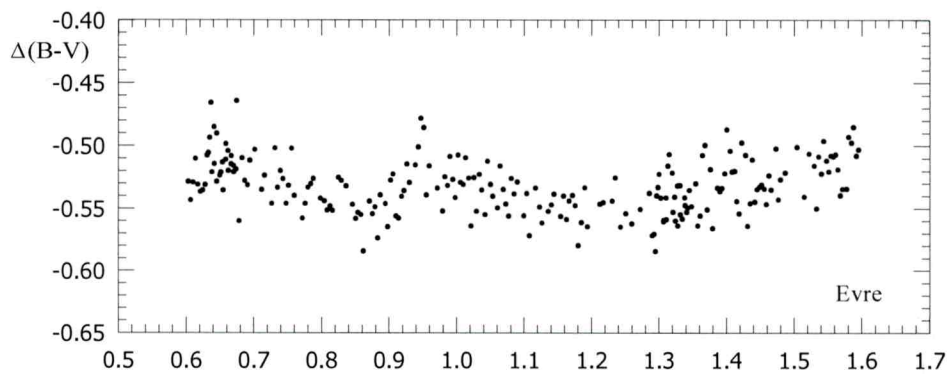
YY CrB örten çift yıldızı, Ankara Üniversitesi Gözlemevi'nde 8-9 Mayıs 2000 tarihlerinde fotoelektrik olarak gözlendi ve U, B ve V süzgeçlerinin herbirinde 260'ar nokta ile ışık eğrileri elde edildi (bkz. Şekil 1).



Şekil 1. *YY CrB'ın U,B ve V süzgeçlerinde elde edilen ışık eğrileri*

YY CrB'ın bu çalışmada elde edilen ışık eğrilerine bakıldığında maksimum düzeylerinin eşit olmadığı görülmektedir. Bunun nedeni olarak, sistemin bileşenlerinin geri tayf türünden olmaları sonucu sahip olabilecekleri manyetik etkinlik gösterilebilir. Ayrıca, sistem W UMa türü ışık eğrisine sahip olup yansıma ve basıklık etkileri kendini ışık eğrisinde baskın bir şekilde göstermektedir.

YY CrB'ın Δ(B-V) göreli renk eğrisi Şekil 2'de gösterilmektedir. Renk eğrisinde görülen dalgalanmaların nedeni olarak bileşenlerin sıcaklık farkından çok soğuk yıldız üzerinde olabileceği düşünülen lekeler gösterilebilir.



Şekil 2. *YY CrB'ın Δ(B-V) göreli renk eğrisi*

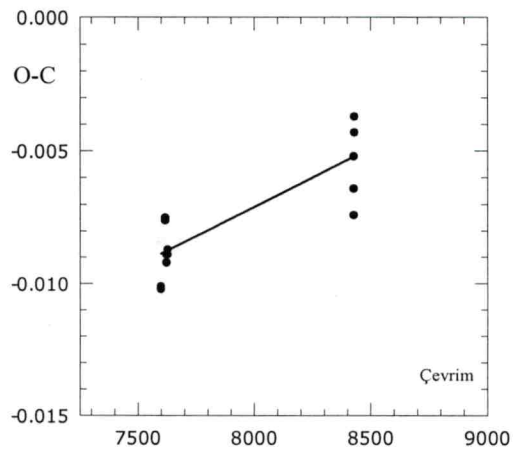
3. O-C Diyagramı

YY CrB'ın gözlemleri boyunca üç minimum I ve üç minimum II zamanı elde edildi. Kwee van Woerden (1956) yöntemi kullanılarak belirlenen minimum zamanları ile Keskin et al. (2000) tarafından yayınlanan minimum zamanları Çizelge 1'de listelenmiştir.

Çizelge 1. *YY CrB'ın gözlenen minimum zamanları*

Minimum Zamanı (JD+2400000)	Tür	Süzgeç	Kaynak
51361.4267 ± 0.0003	1	B	Keskin et al. (2000)
51361.4268 ± 0.0002	1	V	Keskin et al. (2000)
51368.3957 ± 0.0004	2	V	Keskin et al. (2000)
51368.3958 ± 0.0004	2	B	Keskin et al. (2000)
51368.3958 ± 0.0004	2	R	Keskin et al. (2000)
51370.4652 ± 0.0006	1	R	Keskin et al. (2000)
51370.4652 ± 0.0005	1	V	Keskin et al. (2000)
51370.4655 ± 0.0006	1	B	Keskin et al. (2000)
51372.3484 ± 0.0003	1	R	Keskin et al. (2000)
51372.3486 ± 0.0003	1	V	Keskin et al. (2000)
51372.3486 ± 0.0003	1	B	Keskin et al. (2000)
51673.4146 ± 0.0006	1	U	Bu çalışma
51673.4136 ± 0.0004	1	B	Bu çalışma
51673.4158 ± 0.0004	1	V	Bu çalışma
51674.3581 ± 0.0007	2	U	Bu çalışma
51674.3587 ± 0.0003	2	B	Bu çalışma
51674.3581 ± 0.0002	2	V	Bu çalışma

Çizelge 1'deki minimum zamanları üzerine Hipparcos kataloğunda YY CrB için verilen ışık öğeleri kullanılarak sistemin O-C farkları hesaplandı ve Şekil 3'te çevrim sayısına göre çizildi



Şekil 3. *YY CrB'ın O-C diyagramı*

Şekil 3 sistemin yörünge döneminin değiştiğini göstermektedir. Bu nedenle O-C verisine en küçük kareler yöntemiyle bir doğru fit ederek sistemin yeni ışık öğelerini hesaplandık. Yeni ışık öğeleri, yanılgıları ile birlikte, Denklem 1'de verilmektedir

$$\begin{array}{l} \text{Min I HJD} = 24\ 48500.2535 + 0^{g}.3765694.E \\ \qquad\qquad\qquad\quad \pm 55 \qquad\quad \pm 7 \end{array} \qquad (1)$$

4. Fotometrik Analiz

YY CrB'ın bu çalışmada gözlenen V süzgecindeki ışık eğrisinin çözümü için Wilson-Devinney yönteminin Wilson (1993) tarafından geliştirilen 1992 versiyonu kullanıldı. Yöntemin bu versiyonunun özelliklerinden biri leke parametrelerinin serbest bırakılarak çözüm yapılabilmesidir. Çözümde 260 gözlem noktasından oluşturulan 50 normal nokta kullanıldı. Veri ağırlıkları, normal noktalar hesaplanırken kullanılan gözlem noktası sayısına göre seçildi.

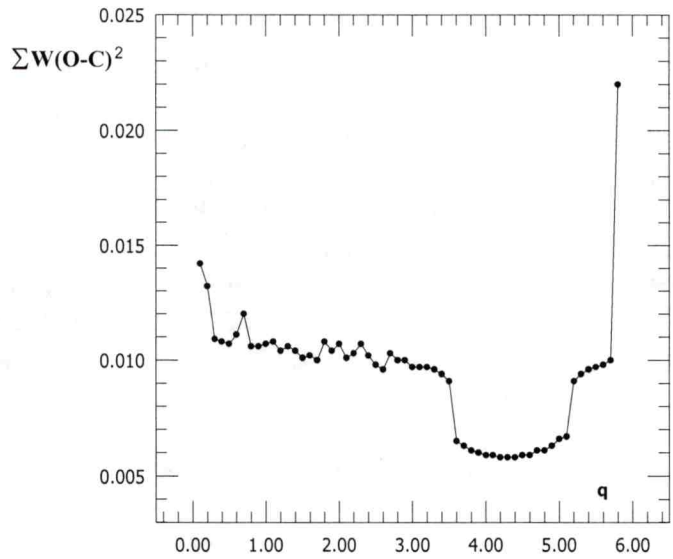
Bilindiği gibi, Wilson-Devinney yöntemi, giriş öğeleriyle hesapladığı kuramsal ışık eğrisini gözlenen ışık eğrisiyle karşılaştırmakta ve gözlenen değer ile hesaplanan değer arasındaki fark anlamında O-C'leri minimum yapacak şekilde ayarlanabilir öğeler üzerinde diferansiyel düzeltme miktarlarını belirlemektedir. Bu nedenle analizin başlangıcında giriş öğeleri iyi tahmin edilmeli; tersi durumda, yöntem yalnış çözüme gitmekte yada çözüm vermemektedir. YY CrB yeni keşfedilen bir örten çift yıldız olduğundan dolayı sisteme ilişkin yeterli literatür bilgisi yoktur. Bu nedenle, ilk olarak Wilson-Devinney programına giriş parametrelerini hazırlamak amacıyla Binary Maker 2 programı kullanıldı. Sistemin W UMa türü olduğu gözönüne alınarak başlangıç parametreleri belirlenmeye çalışıldı. Bu programda ışık eğrisine en iyi uyuşumu sağlayan parametreler Wilson-Devinney programına giriş parametresi olarak seçildi.

Baş bileşenin sıcaklığı için Hipparcos kataloğunun (ESA, 1998) verdiği G5 tayf türüne karşılık gelen 5780 K değeri Hayes (1978)'in çalışmasından alındı. Bolometrik logaritmik kenar kararma katsayıları ve tek renk logaritmik kenar kararma katsayıları Van Hamme (1993)'ün çalışmasından seçildi. Çekim-kararma üsleri, $g_1=g_2=0.32$ (konvektif atmosferler için) olarak Lucy (1967)'nin çalışmasından alındı. Bolometrik albedolar, $A_1=A_2= 0.5$ (konvektif atmosferler için) olarak alındı. Sistem W UMa türü olduğu için değen sistemlerin çözümünde kullanılan *MODE 03* seçildi.

4.1 Kütle Oranı Taraması

Wilson-Devinney programı yıldızların yüzeylerini eşpotansiyel yüzeyler olarak kabul eder ve Roche geometrisini kullanır. Bu nedenle çözümler kütle oranına (q =

m_2/m_1) çok duyarlıdır. YY CrB'ın değişen olduğu yeni keşfedilmesinden dolayı, literatürde sisteme ilişkin tayfsal ve /veya fotometrik bir kütle oranı verilmemektedir. Bu nedenle fotometrik kütle oranının saptanmasına çalışıldı ve V süzgecinde q = 0.1 ile q = 5.8 gibi büyük bir değer aralığında 0.1 arttırımlarla q taraması yapıldı. Bu işlem sonucunda belli q değerlerinin $\sum$ w $(O-C)^2$ değerlerine karşı değişimi Şekil 4'te gösterilmektedir.



Şekil 4. *Belirli q değerleri için* $\sum$ *w* $(O-C)^2$ *değerlerinin değişimi*

Şekilde eğri q = 4.4 yöresinde bir minimum yapmaktadır. Böylesi büyük kütle oranı değeri sistemin değişim türünün W UMa W türü olduğunu verir. W UMa – W türlerinde alışılabilenin tersine sıcak bileşen küçük kütleli, soğuk bileşen büyük kütlelidir. Baş bileşen sıcak ancak yüzeyi küçük olduğundan ışıtması küçük, ikinci bileşen daha soğuk ancak yüzeyi daha büyük olduğundan ışıtması daha büyüktür. Bu konfigürasyon, ayrıca, ikinci bileşenin baş bileşene göre evriminin daha ileri aşamasında olduğunu gösterir.

4.2 Işık Eğrilerindeki Asimetrilerin Modellenmesi

YY CrB'ın elde edilen ışık eğrilerine bakıldığında maksimum evrelerindeki ışık düzeylerinin aynı olmadığı görülür. Maksimum I, maksimum II'den daha parlak durumdadır. Bu gözlemsel sonuç iki farklı model kullanılarak açıklanabilir:

i)0.75 evresinde etkisi olduğu düşünülen soğuk leke modeli
ii) 0.25 evresinde etkisi olduğu düşünülen sıcak leke modeli

4.2.1 Soğuk Leke Modeli

Bu modelde YY CrB sisteminin ışık eğrisindeki maksimum düzeylerin eşit olmamasının nedeni olarak soğuk yıldız üzerinde olacağı düşünülen soğuk lekeler önerildi. Yani soğuk lekenin maksimum II evresindeki parlaklığı azalttığı varsayılarak normalizasyon maksimum I evresindeki en parlak noktaya göre yapıldı.

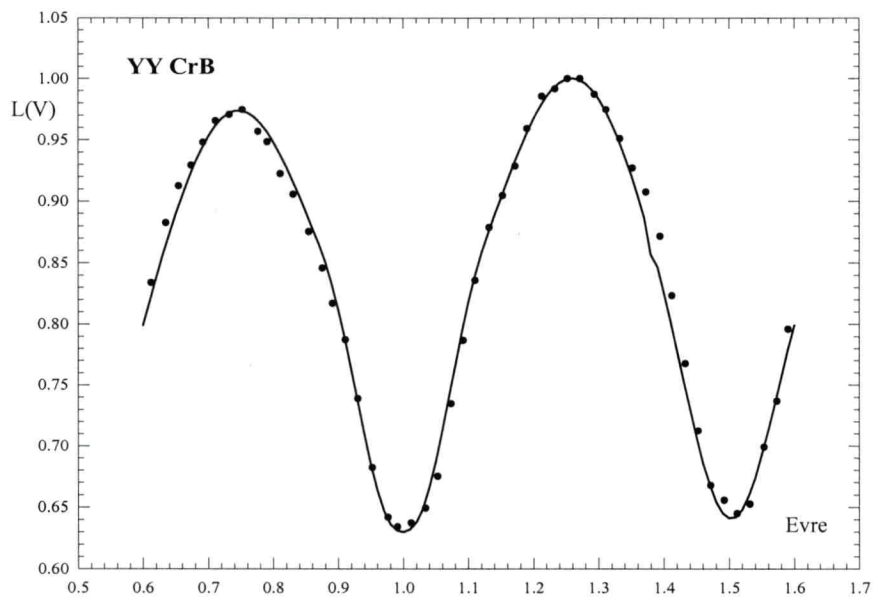
Kütle oranı (q) taramasının minimum olduğu q=4.4 değeri için bulunan parametreler kullanılarak DC programı çalıştırıldı. Soğuk ikinci bileşenin daha büyük ışıtmalı, daha büyük kütleli ve daha büyük yüzey alanlı olması yıldız evriminde diğer bileşene göre ileri aşamada olduğuna işaret eder. Bundan dolayı manyetik etkinlik bu bileşende daha güçlü olabilir. Bu düşünce ile soğuk lekeler soğuk bileşen üzerine yerleştirildi. Böylece karacisim ışınımı, logaritmik kenar kararma ve basit yansıma yasalarının geçerliği varsayımı altında, WD 1992 programı V süzgecinde çalıştırıldı. Çözüm sonucunda bulunan parametreler Çizelge 2.a ve 2.b'de verilmektedir. Kuramsal eğrinin gözlem noktaları ile karşılaştırılması Şekil 5'te ve sistemin iki soğuk lekenin belirtildiği 0.75 evredeki konfigürasyonu Şekil 6'da gösterilmektedir.

Çizelge 2. *İkinci bileşen üzerinde olduğu düşünülen soğuk leke parametreleri ve ışık eğrisi çözümleri*

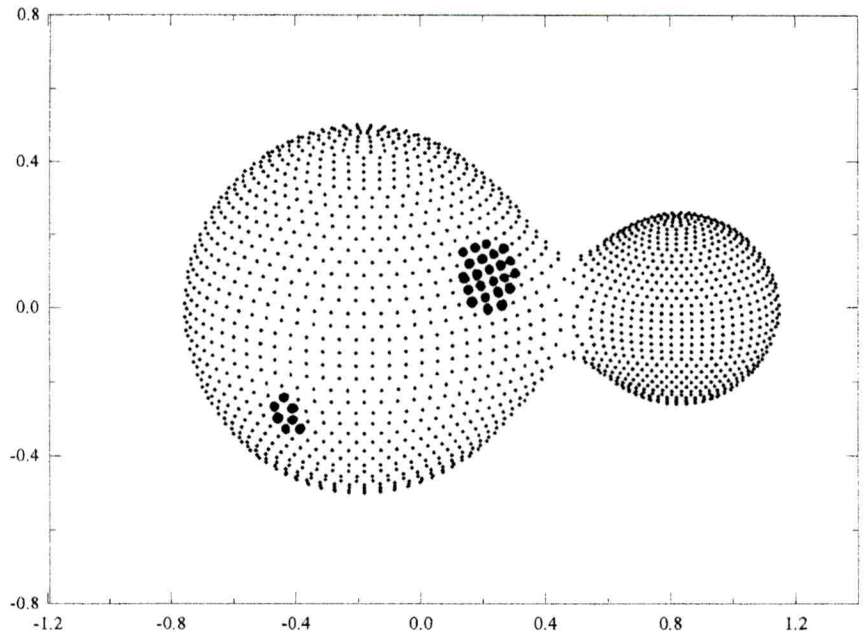
Enlem	Boylam	Yarıçap	Sıcaklık Fak.
70^0	320^0	12^0	0.75
110^0	240^0	8^0	0.75

Öğe	Değeri	Yanılgısı
E	0	-
ω(°)	90	-
i(°)	75.1	0.6
T_h (K)	5780	-
T_c (K)	5477	27
$\Omega_h=\Omega_c$	8.3011	0.1184
Q	4.59	0.08
$L_h/(L_h+L_c)$	0.2444	0.0041
$L_c/(L_h+L_c)$	0.7556	-
X_h	0.762	-
X_c	0.778	-

Y_h	0.232	-
Y_c	0.232	-
$Xbol_h$	0.648	-
$Xbol_c$	0.649	-
$Ybol_h$	0.207	-
$Ybol_c$	0.193	-
$A_h=A_c$	0.5	-
$g_h=g_c$	0.32	-
r_h (pole)	0.2590	-
r_h (side)	0.2726	-
r_h (back)	0.3293	-
r_c (pole)	0.4986	-
r_c (side)	0.5473	-
r_c (back)	0.5766	-
$\sum W(O-C)^2$	0.00505	-



***Şekil 5**. YY CrB sisteminin V süzgecindeki gözlemsel normal noktaları ve iki soğuk leke kullanılarak elde edilen kuramsal eğri*



Şekil 6. *Soğuk iki leke ile birlikte 0.75 evrede sisteme ilişkin konfigürasyon*

4.2.2 Sıcak Leke Modeli

YY CrB sisteminin ışık eğrisindeki maksimum düzeylerin eşit olmamasının nedeni olarak soğuk yıldız üzerinde olacağı düşünülen sıcak lekeler önerildi. Bu yaklaşımda sıcak lekenin maksimum I'in ışık düzeyini yükselttiği düşünülerek normalizasyon maksimum II'deki en parlak noktaya göre yapıldı. Manyetik etkinliğin güçlü olduğu ikinci bileşene iki sıcak leke yerleştirilerek çözüm araştırıldı.

Kütle oranı taraması sonucu elde edilen parametreler ile leke parametreleri kullanılarak çözüm denendiğinde, yörünge eğikliği i'nin çok büyüdüğü ve sisteme ilişkin gözlemlerde tam tutulma görülmediği halde *tam tutulma içeren çözüme* götürdüğü görüldü. Bu nedenle i taraması yapılmasına karar verildi. Yapılan i taramasına bakılarak ve $i \geq 76^0$ değerlerinde WD yönteminin çözümü tam tutulmaya götürmesini engellemek amacıyla çözüm sırasında *$i = 75^0$'de sabit* alındı. Çözüm sonucunda bulunan parametreler Çizelge 3'te verilmektedir. Kuramsal eğrinin gözlem noktaları ile karşılaştırılması Şekil 7'de ve sistemin iki sıcak lekenin belirtildiği 0.35 evredeki konfigürasyonu Şekil 8'de gösterilmektedir.

Çizelge 3. *İkinci bileşen üzerinde olduğu düşünülen sıcak leke parametreleri ve ışık eğrisi çözümü*

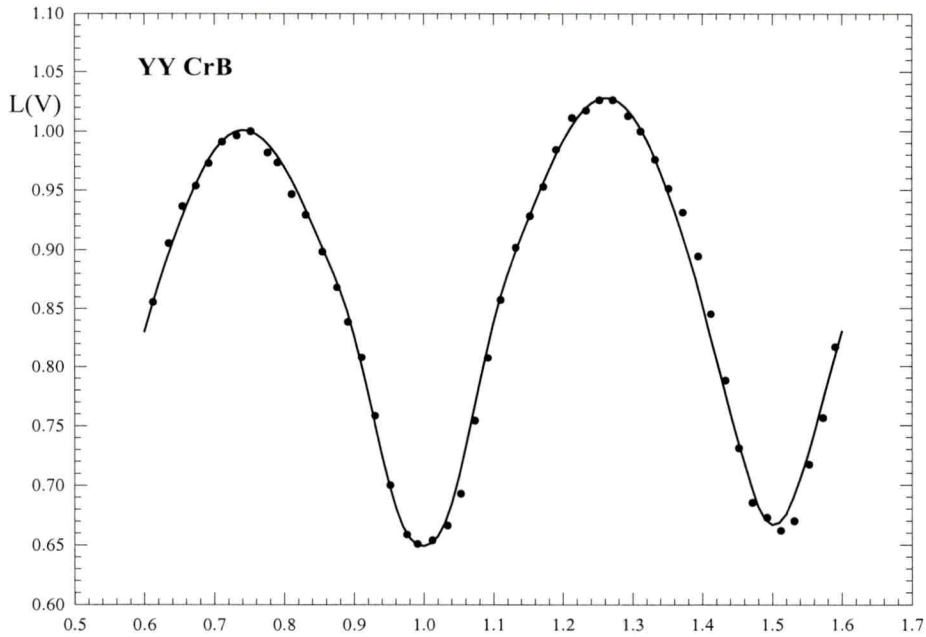
Enlem	Boylam	Yarıçap	Sıcaklık Fak.
70^0	90^0	9^0	1.21
110^0	20^0	6^0	1.21

Öğe	Değeri	Yanılgısı
e	0	-
ω(°)	90	-
i(°)	75	-
T_h (K)	5780	-
T_c (K)	5552	39
$\Omega_h=\Omega_c$	8.4056	0.1004
q	4.66	0.07
$L_h/(L_h+L_c)$	0.2313	0.0028
$L_c/(L_h+L_c)$	0.7687	-
X_h	0.762	-

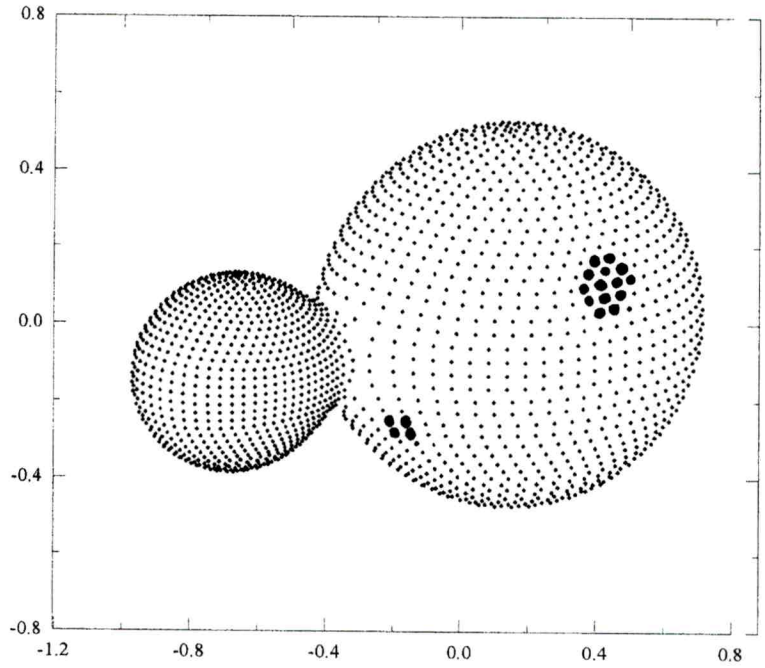
Çizelge 3 (devamı).

$\mathbf{X_c}$	0.778	-
$\mathbf{Y_h}$	0.232	-
$\mathbf{Y_c}$	0.232	-
$\mathbf{Xbol_h}$	0.648	-
$\mathbf{Xbol_c}$	0.649	-
$\mathbf{Ybol_h}$	0.207	-
$\mathbf{Ybol_c}$	0.193	-
$\mathbf{A_h=A_c}$	0.5	-
$\mathbf{g_h=g_c}$	0.32	-
$\mathbf{r_h}$ **(pole)**	0.2571	-
$\mathbf{r_h}$ **(side)**	0.2705	-
$\mathbf{r_h}$ **(back)**	0.3259	-
$\mathbf{r_c}$ **(pole)**	0.4991	-
$\mathbf{r_c}$ **(side)**	0.5479	-
$\mathbf{r_c}$ **(back)**	0.5768	-
$\sum$ $\mathbf{W(O-C)^2}$	0.00375	-

Wilson_devinney yöntemi ile sıcak leke modeli yaklaşımı altında elde edilen çözüm parametreleri kullanılarak oluşturulan kuramsal eğri ile gözlem noktaları Şekil 7'te ve ayrıca, YY CrB sisteminin iki soğuk leke ile birlikte 0.75 evredeki konfigürasyonu Şekil 6'da çizilmiştir.



***Şekil** 7. YY CrB sisteminin V süzgecindeki gözlemsel normal noktaları ve iki sıcak leke kullanılarak elde edilen kuramsal eğri*



***Şekil 8.** Sıcak iki leke ile birlikte 0.35 evrede sisteme ilişkin konfigürasyon*

5. Sonuç ve Tartışma

YY CrB sisteminin V süzgeci gözlemleri kullanılarak Wilson-Devinney yöntemi ile yapılan kütle oranı taraması sonucunda sisteme uygulanan duyarlı çözümler YY CrB'ın W UMa W türü olduğunu göstermektedir.

Sistemin ışık eğrisi çözümlerinde iki farklı modelin karşılaştırılmasını yapmak amacıyla soğuk ve sıcak leke yaklaşımları kullanılmıştır. Sıcak leke modelinde kuramsal eğri ile gözlem noktalarının uyuşumunun daha iyi olduğu görülmektedir. Ancak kesin bir yargıya varabilmek için U, B, V, R ve I bantlarında yeni gözlemlerin yapılmasına gerek vardır.

Teşekkür

Bu çalışma Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Araştırma Fonu tarafından 1999/FE/12 nolu proje olarak desteklenmiştir.

KAYNAKLAR

ESA, 1998, The Hipparcos & Tycho Catalogues, ESA SP-1200
Keskin, V., Yasarsoy, B. and Sipahi, E., 2000, IBVS, No: 4855.
Sipahi, E, Keskin, V. and Yaşarsoy, B., 2000, IBVS, No: 4859.
Kwee, K.K., and van Woerden, H., 1956, B.A.N., 12, 327.
Wilson, R.E., 1994, PASP, Vol. 106, No:703.
Hayes, D.S., 1978, The H-R Diagram, edited by A.G.D. Philips and D.S. Hayes, Dordrecht, p.70.
Van Hamme, W., 1993, AJ, 106, 2096.
Lucy, L.B., 1967, Z. Astrophys. 65, 89.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.141-154

SZ Psc : Dönemi ve Dönem Sorunu

Z.Tunca
E.Ü. Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü

1. Giriş

SZ Psc (HD 219113) örten çift dizgesi RS CVn yıldızlarının tipik ve parlak bir üyesidir. Dizgenin parlaklığındaki değişimler ilk kez Jensch(1934) tarafından belirlenmiş, elde edilmiş olan 19 Min.I zamanı değerlendirilerek ilk ışık ögeleri de verilmiştir. Tayfsal ve fotoelektrik olarak Bakos ve Heard(1958) tarafından incelenen dizgenin, ışık eğrisinin ve döneminin çok hızlı değiştiği ortaya çıkmıştır. Jakate ve ark.(1976), Bakos ve Heard'ın 1957, Fernie'nin 1967 ve Jakate'nin 1974 yılında yaptıkları gözlemleri bir araya getirip ayrıntılı olarak incelemişler, ışık eğrisini Russel yöntemi ile çözümlemişlerdir. Bu çalışmada , tayfsal veriler de gözönüne alınarak yapılan hesaplamalar sonrasında dizgenin geometrik ve fiziksel parametreleri ortaya çıkartılmıştır. Bu çalışmalar sonrasında dizgenin bileşenlerinin bazı fiziksel parametrelerinin değerleri Çizelge 1. de listelenmiştir.

Çizelge 1.

Yörünge eğimi $i = 73° - 75°$	Dışmerkezlik $e = 0 - 0.14$ $V = 7^m.2 - 7^m.7$	Uzaklık $r = 125$ pc
	Başyıldız	**Yoldaş yıldız**
Tayf türü	K1 IV	F8 V
Kütle $M_\odot$	1.87 $M_\odot$	1.38 $M_\odot$
M_{bol}	$2^m.8$	$2^m.8$
K	83.2 km/s	108.6 km/s
Sıcaklık T	4800 K	6100 K
Yarıçap	0.28 - 0.36 (R / a) 5.6 - 6.3 $R_\odot$ Roche şişiminin % 80 – 90 dolu	0.08 - 0.14 (R / a) 1.4 – 2.5 $R_\odot$

Dizge hızlı bir şekilde dönem değişimi göstermektedir. Başminimum, 1957 yılı ışık eğrisinde parçalı tutulma gösterirken, 1974 ışık eğrisinde ise tam tutulma olduğu görülmektedir. Işık eğrisindeki tutulmalar dışında görülen yakınlık etkileri dışındaki dalga biçimi bozulmaların yer değiştirme dönemini (göç dönemini) Eaton ve Hall (1976) dört yıl, Percy (1985) ise 4.31 yıl olarak belirlemişler ve bu değerlendirmeleri sonucunda SZ Psc'nin ayrık bir dizge olduğunu öne sürmüşlerdir. Ancak onların çalışmalarında kullandıkları ışık eğrileri tüm evrelerinde gözlem noktası bulunmayan, yani tam olmayan ışık eğrileriydi. Bakos ve Tremko (1987) ise yaptıkları ışık eğrisi çözümlemesi sonrasında, 12 yıl dönemle kayan bir bozulma eğrisi olduğunu öne sürmüşlerdir.

SZ Psc oldukça aktif bir dizgedir. Yapılan değişik çalışmalarda Hidrogen-Alpha, Gamma çizgi profillerinde büyük değişimler, şiddetli salmalar, Ca II nin H ve K çizgilerinde yeğin salmalar, radyo ve UV flareleri, yüksek x-ışın değerleri ve bunlardaki değişimler çok sık gözlenmektedir (Popper, 1988 – Huenemoerder ve Ramsey, 1984 – Doyle ve ark., 1994 – Dempsey ve ark.1993).

2. SZ Psc'nin Yörünge Dönemi

Dizgenin değişim dönemini ilk belirleyen Jensch (1934), dönemde değişim olduğunu da ortaya koymuştur. Daha sonra elde edilen her yeni minimum zamanı gözlemi sonrasında dönem analizleri yenilenmiş ve her yeni çalışma sonrasında değişik dönem değişim biçimlerinin varlığı düşünülmüştür. Bu dönem değişim biçimlerini açıklamak üzere dizgenin fiziksel yapısında farklı olayların varlığı öne sürülmüştür. Yozlaşmış-yoğun üçüncü cisim, yıldız rüzgarları yoluyla kütle kaybı, bileşenlerarası kütle aktarımı, manyetik etkinlik-çevrim gibi değişik olayların varlığı ile dönem değişimleri açıklanmaya çalışılmıştır.

Dizgenin dönemindeki değişmeleri ilk kez Jensch (1934) belirtmiştir. Jensch, 1927-1933 yılları arasında elde edilmiş olan 19 adet fotoğrafik minimum zamanlarından dizgenin dönemini ilk kez belirlerken ($3^g.96644 \pm 0^g.00014$), aynı zamanda dönemin değiştiğini de ortaya koymuştur. Jakate ve ark.(1976), ilk kez fotoelektrik olarak elde ettikleri iki minimum zamanını da kullanarak yeni dönem değerini $3^g.965552 \pm 0^g.000001$ olarak vermiştir. İki dönem değeri arasındaki farktan yola çıkarak, dönem değişiminin de doğrusal olduğunu varsayarak dönem değişim değerini - 7 x 10^{-8} gün/gün olarak vermişlerdir. Bunun yanısıra, EKK yöntemi ile yeniden hesaplama yapmışlar ve yeni ışık ögelerini ve dönem değişim miktarını aşağıdaki gibi vermişlerdir.

$$t_E = HJD\ 24\ 42\ 308.7671 + E\,x(\,1.00000003\,)^{-E}\ (\,3^g.96534286\,)$$
$$dP/dt = -\,(\,6.0 \pm 0.5\,)\ x\ 10^{-8}\ gün/gün$$

Bu dönem değişim miktarını doğuracak olan bileşenlerarası kütle aktarım miktarını 1 x 10^{-6} $M_\odot$ yıl^{-1} olarak hesaplamışlardır. Bu sonuçlara göre ; SZ Psc'nin diğer algoller arasında görülmeyen bir durumda, bir yakın çift olarak etkin evresinin henüz başlangıcında olduğu yorumunu getirmişlerdir.

Catalano ve ark. (1978), 16 eski , 2 tane de kendi elde ettikleri min zamanlarını kullanarak, (O-C) değişiminin örten çiftlerde bilinen en büyük değer olarak 0.6 gün genlikli bir sinüs eğrisi ile daha iyi temsil edilebileceğini belirtmişlerdir.

Hall ve Kreiner (1980) ise (O-C) değişiminin bir parabol olması gerektiğini belirterek, yeni ışık öğelerini ;

$$\begin{array}{lccccc} \text{Min I} = \text{JDH} & 24\ 42\ 308.843 & + & 3.965404\ E & - & 1.13 \times 10^{-7}\ E^2 \\ & \pm\ 21 & & \pm\ 29 & & \pm\ 7 \end{array}$$

olarak vermişlerdir. Bu parabolik değişim ise, 6.1 x 10^{-8} $M_\odot$ yıl^{-1} miktarında bir kütle aktarımına denk gelmektedir.

Bopp (1981), Hidrogen-Alpha' da gözlediği ani yeğinlik artışlarını geçici kütle aktarımları ile açıklamaya çalışmış ve K tayf türü başyıldızın etrafında bir halka veya kabuk olma olasılığına değinmiştir.

Daha önce SZ Psc üzerine yaptığımız çalışmada (Tunca, 1984) ; elde ettiğimiz iki yeni minimum zamanını önceki minimum zamanlarına eklenmiş ve dönem değişimi tekrar incelenmiştir. Tüm fotoğrafik ve fotoelektrik yöntemle elde edilmiş minimum zamanlarını kullandığımızda önceki sonuçlardan çok farklı olmayan dönemde azalma ($dP/dt = -(5.68 \pm 0.57) \times 10^{-8}$ gün/gün) belirlenmiş, ancak sadece fotoelektrik minimum zamanları kullanıldığında ise önceki çalışmalardan farklı olarak dönemde artma ($dP/dt = +(3.68 \pm 0.28) \times 10^{-8}$ gün/gün) olasılığından sözedilmiştir.

Yukarıda belirtilen minimum zamanlarını kullanarak, Scaltiriti ve ark.(1985), dizgenin dönem değişimi için farklı yaklaşımlar öne sürmüşlerdir. (O-C) değişiminin 78 yıl dönemli ve 0.4 gün genlikli bir sinüs eğrisi ile temsil edilebileceğini göstererek dizgenin ($M > 50\ M_{\odot}$ olan) üçüncü cisim etkisi ile O-C değişimi gösterdiğini belirtmişlerdir. Bunun yanısıra e 0.15 olan basık yörüngede eksen dönmesi olasılığından sözederek, son gözlemler için doğrusal ışıköğelerini vermişlerdir.

Bakos ve Tremko (1987) ise değişik bir yaklaşım uygulamışlar ve tüm O-C değerlerini parabolik temsil ederek yeni ışıköğelerini aşağıdaki gibi vermişlerdir.

$$\begin{array}{lccc} \text{Min I} = \text{JDH} & 24\,42\,308.8674 & + & 3.965452225\ E \\ & \pm 10 & & \pm 20 \end{array} \quad - 9.85 \times 10^{-8}\ E^2 \quad \pm 17$$

Bu ışıköğelerine göre hesaplanan yeni O-C değerlerinin iki farklı sinüs eğrisi ile (P_1= 45 yıl , $A_1 = 0^g.189$ - P_2= 22 yıl , $A_2 = 0^g.122$) temsil edilebileceğini , bu değişimin ise üçüncü cisim ile açıklanabileceğini belirtmişlerdir.

SZ Psc'nin dönemi üzerine yapılan en yeni çalışma Kalimeris ve ark.(1995)'nın yaptıkları çalışmadır. Çalışmada, 1984 yılına kadar elde edilmiş olan minimum zamanlarını kullanarak tüm O-C verilerinin değişimini 6. dereceden bir polinomla temsil etmişler ve bu polinomu değerlendirerek dönem değişimi hakkında yorumlar getirmişlerdir. Bütün olasılıkları irdeleyen araştırmacılar sonunda en uygun açıklama olarak ; manyetik çevrim ve artmış olan yıldız rüzgarı şeklindeki madde kaybı olaylarının birlikte oluşmasını kabul etmişlerdir.

Görüldüğü gibi, farklı araştırıcılar yeni minimum zamanı elde edildiğinde yeni ve farklı değerlendirmeler ortaya atmaktadırlar. Varılan sonuçların doğru olup olmadığı, daha sonra elde edilen verileri de sağlaması ile denetlenebilmektedir.

3. Gözlemler

Dizgenin yörünge dönemi dört tam güne çok yakın olduğundan ışık eğrisinin her evresinde gözlem olacak şekilde elde edilmesi çok güç olmaktadır. Bir gözlem sezonu içersinde elde edilen ışık eğrilerinde genellikle birçok boşluklar kalmaktadır. Öte yandan dizgenin tutulma süresi oldukça uzundur ve kısa süren yaz gözlem gecesi

süresi içersinde uygun gözlem koşulu çok az olabilmektedir. Buna ek olarak da, gelecek minimum zamanını önceden hesap yoluyla belirlemek için kullanılan ışık elementleri duyarlı olmayınca çoğu zaman minimum gözlemleri yapılamamaktadır. Işık elementlerinin duyarlı olmayışının nedeni ise, yörünge dönemindeki hızlı değişimin sağlıklı olarak belirlenememiş olmasındandır. Dizgenin dönemi ile ilgili esas sorun da buradadır. Bu çalışmada, yayınlanmış olan az sayıdaki minimum zamanları toplanarak, bunlara kendi gözlemlerimiz olan yayınlanmamış minimum zamanlarını da ekleyerek duyarlı bir dönem analizi yapmak amaçlanmıştır.

SZ Psc'nin Ege Üniversitesinde başlatılmış olan gözlemleri aralıklarla sürdürülmüş, bazı yıllarda minimum gözleri yapılabilmiş, ışık eğrileri elde edilememiştir. Bu gözlemler tekrar değerlendirilerek 1981, 1982 ve 1983 yıllarına ilişkin üç yeni yayınlanmamış minimum zamanı ortaya çıkmıştır. Bunun yanı sıra, 1997 ve 2000 yıllarında ışık eğrilerinin büyük bir bölümü de elde edilmiş olarak iki yeni minimum zamanı daha elde edilmiştir. Böylece daha önce yayınlanmamış ve değerlendirilmemiş olan 5 yeni minimum zamanı ortaya çıkmıştır. Önceki verileri elde etmek için yapılan yayın taramalarında ise, internet üzerinden (http://www.oa.uj.edu.pl/ktt-bin/wszkj.csh) adresinde iki yeni min zamanı daha bulunmuştur. Bu min zamanları için kaynak olarak verilen *BAA, 81* kısalltmalı kaynağın ne olduğu belirlenememiştir. Internet adresindeki yetkililere sorulmasına karşın bir yanıt alınamamıştır. Bu nedenle bu veriler için soru işeretleri kalmıştır. Ancak bu verilerin şekillerde de görüleceği gibi O-C dağılımlarındaki yerleri de oldukça duyarlıdır. Bu nedenle hesaplamalara katılmıştır. Önceki ve yeni elde edilmiş tüm minimum zamanları ve bazı araştırmacıların, fotoğrafik gözlemleri kullanmak yerine onlardan elde ettikleri ortalama-normal minimum zamanlarıda çizelge halinde *(Çizelge 2)* verilmiştir.

Çizelge 2.

Kaynak	Gözlem
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	25509.395
JBFH-76 normal noktası	25509.400
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	25624.238
SBC-85 normal noktası	25576.836
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	25644.278
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	25834.507
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	25838.504
SBC-85 normal noktası	25854.41
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	25854.397
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	25866.423
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	26191.522
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	26334.365
JBFH-76 normal noktası	26334.370
SBC-85 normal noktası	26262.943
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	26350.251
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	26707.217
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	27036.365
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	27369.369
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	27397.219

Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	27397.290
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	27397.380
SBC-85 normal noktası	27409.322
Jensch 1934 , Astron. Nachr. 252, 393	27413.255
Rugemer (cfr. Jensch 1934)	27421.232
JBFH-76 normal noktası	27421.248
Rugemer (cfr. Jensch 1934)	27421.253
Gaposhkin 1943 , Harvard Ann. 113 , No 2	28000.255
Gaposhkin 1952 , Harvard Ann. 118 , No. 6	29935.858
Jakate Bakos Fernie Heard, 1976, AJ 81 , 250	35741.819
Jakate Bakos Fernie Heard, 1976, AJ 81 , 250	36114.574
Jakate Bakos Fernie Heard, 1976, AJ 81 , 250	42308.7671
SBC-85 (from Eaton , 1977 , IBVS 1297)	43117.822
CFRS - 78 (from Eaton , 1977 , IBVS 1297)	43117.780
Catalano, Frisina, Rodono, Scaltriti, 1978 IBVS 1427	43498.5020
Hall, Kreiner , 1980 Acta Astron, 30, No. 3, 387 (from, Jakate ; private comm.)	43815.7067
Tn - yeni (fron Eaton,Sca.,Cer.,Sar.,Aus.,Cat.,Mar.,1982 ,ApSS 82, 289)	43823.6669
Scaltriti , Busso , Cellino , 1985 , IBVS 2841	43823.674
Tunca 1984 , ApSS , 105 , 83	44069.5441
SBC-85 (from Tumer, Kt, Tn, Sn, Er, Ib, 1980 , IBVS 1741)	44073.51
Scaltriti , Busso , Cellino , 1985 , IBVS 2841	44184.529
Bakos, Tremko , 1987 Bull.Astron.Ins.Czech. 38, 356	44557.3156
Scaltriti , Busso , Cellino , 1985 , IBVS 2841	44573.16
Tunca 1984 , ApSS , 105 , 83	44827.0047
Bakos, Tremko , 1987 Bull.Astron.Ins.Czech. 38, 356	45941.3315
BAA , 81 (http://www.oa.uj.edu.pl/ktt-bin/wszkj.csh)	48923.561
BAA , 81 (http://www.oa.uj.edu.pl/ktt-bin/wszkj.csh)	49280.4823

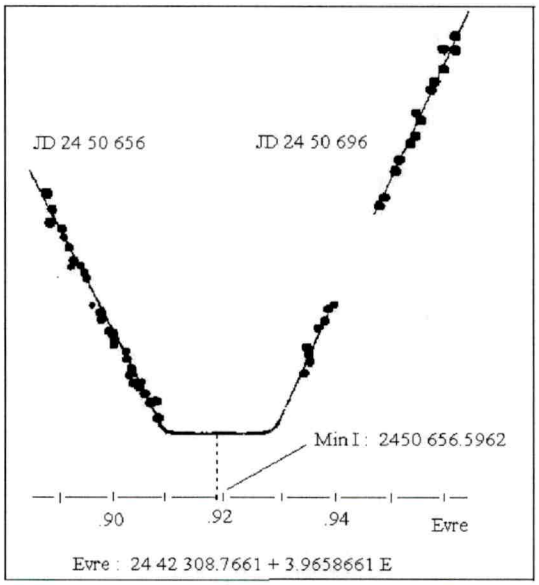
Bu çalışmada elde edilen minimum zamanları	
Yeni hesap - 1981	44914.2611
Yeni hesap - 1982	45235.4503
Yeni hesap – 1983	45592.3484
Bu çalışmada 1997	50656.5962
Bu çalışmada 2000	51846.2745

1997 yılı için verilen minimum zamanı ; iki farklı günde elde edilmiş olan minimum çıkış ve iniş kollarının evreye göre noktalanmasından sonra ortaya çıkan minimum kullanılarak elde edilmiştir. Bu minimuma ilişkin gözlemler *Şekil 1* de verilmiştir. *(Toplantı sonrasında elde edilen yeni minimum zamanı da bu listeye eklenmiştir. Bu minimum gözlemleri de Şekil 2 de verilmiştir.)* Yapılan hesaplamalarda Çizelge 2 de verilen tüm minimum zamanları kullanılmıştır.

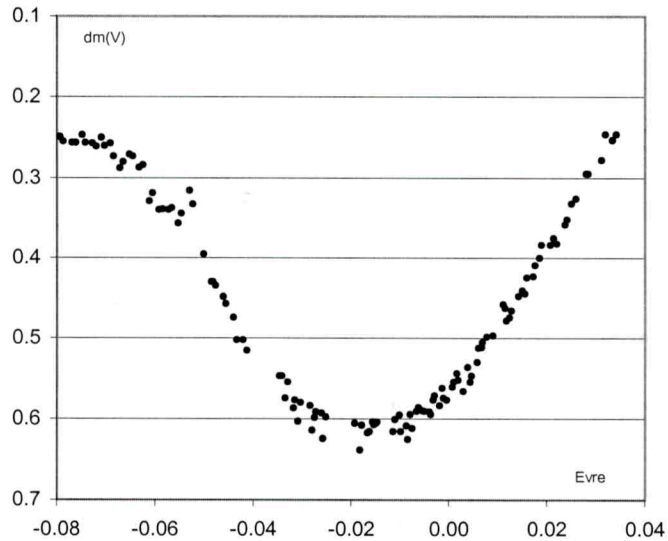
4. Dönem Değişiminin İncelenmesi

Yeni elde edilmiş olan minimum zamanlarının gözlemleri sırasında, hesaplanan zamanda minimum elde edilemeyişi, hesaplamalarda kullanılan ışık ögelerinin doğru ya da duyarlı olmadığını gösteriyordu ve bu nedenle yeniden bir dönem analizi yapılması gerekmekteydi. Daha önce yapılan çalışmalarda verilen ışık ögeleriyle,

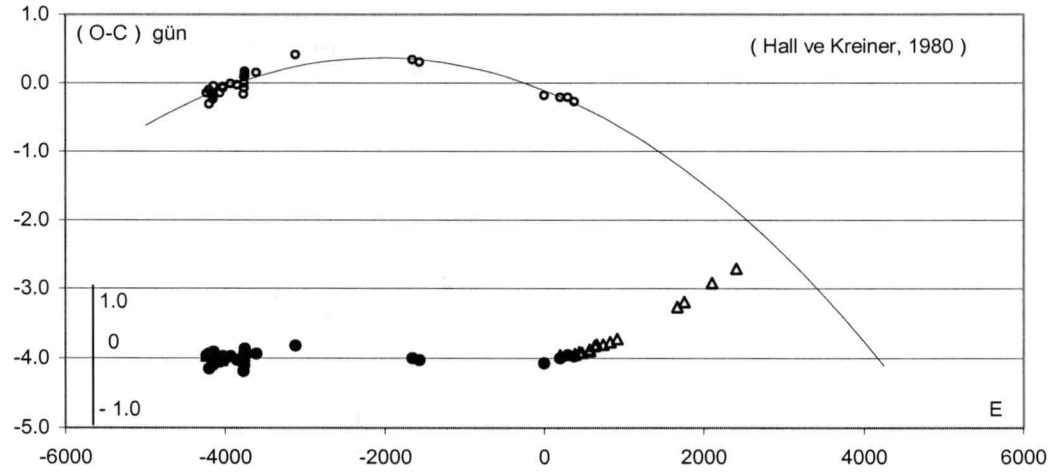
özellikle son minimum zamanları arasında oluşan O-C farkları 5 – 10 saat yöresinde olmuş ve bu farklar minimum gözlemlerini oldukça zora sokmuştur. Öncelikle bu farkların ne boyutlarda olduğunu görmek, eski ışık ögelerinin ne denli doğru olduğunu sınamak ve o çalışmalarda önerilen dönem değişimine neden olan olayların doğruluğunu ortaya koymak açısından eski hesaplamalarla verilen değişimler ve yeni gözlemlerin bunlardan farkları *Şekil 3 – a,b,c,d,e* de verilmektedir.



Şekil 1. *1997 yılı Minimum I gözlemleri.*

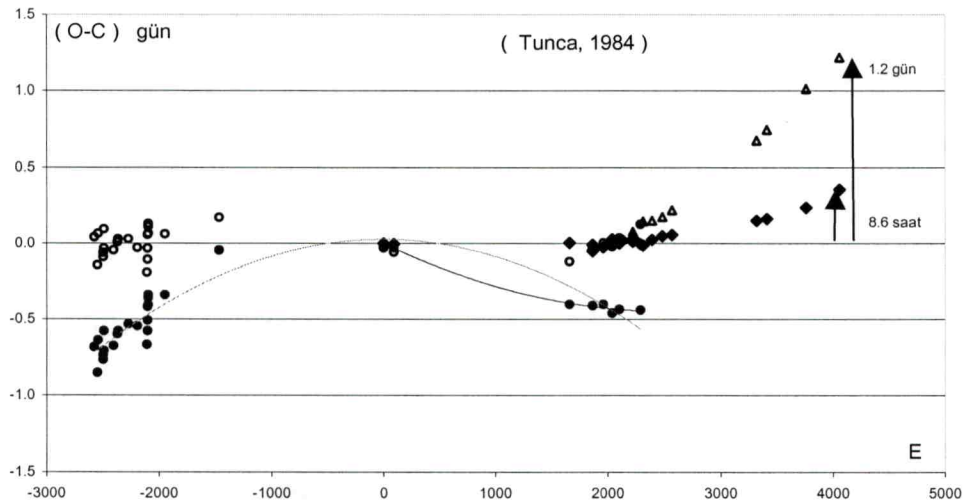


Şekil 2. *2000 yılı Minimum I gözlemleri*

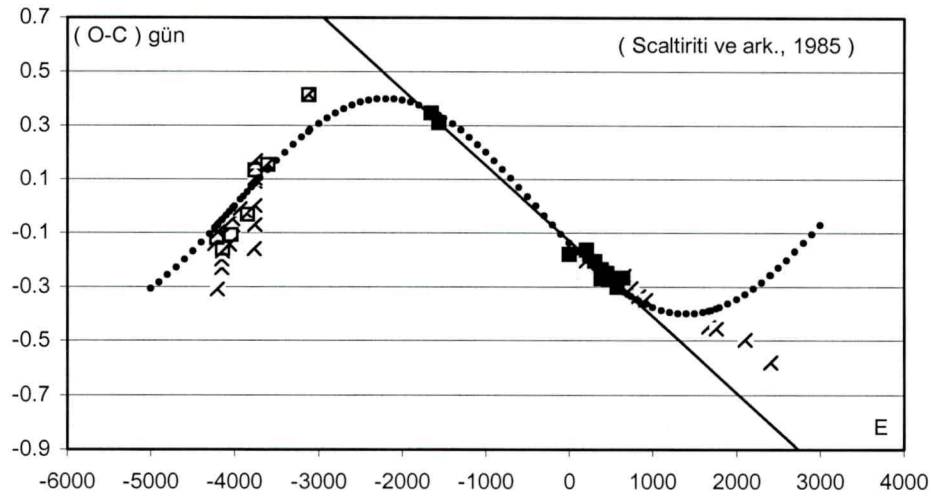


Şekil 3 – a. *Sürekli çizgi : Dönem değişimini temsil eden kuramsal (O-C) eğrisi. İçi boş çemberler : Hesaplamada kullanılan O-C değerleri. İçi dolu çemberler : Yeni ışık öğeleri ile hesaplamada kullanılan gözlemlerin farkları. İçi boş üçgenler : Yeni gözlemlerin kuramsal eğriden sapmaları.*

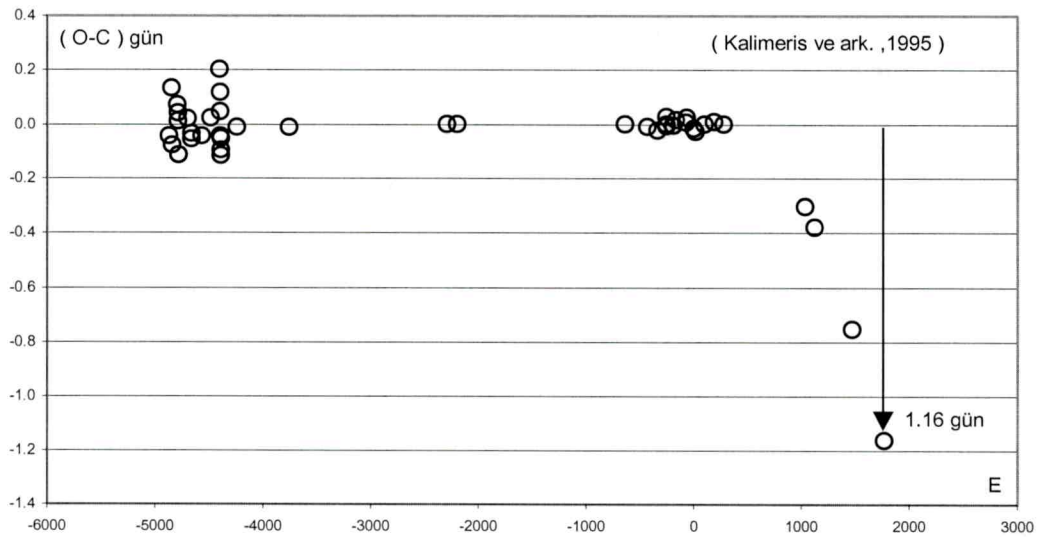
Şekiller incelendiğinde, hesaplamanın yapıldığı döneme kadar elde edilmiş olan veriler herhengi bir eğri ile temsil edilebilmiş ve buna uygun dönem değişimini doğuran olay öngörülmüştür. Ancak daha sonra elde edilmiş olan minimum zamanları verilen bu kuramsal eğrilerle uyuşmamaktadır. Özellikle 6 saat ile 1.2 gün gibi O-C farkları oluşmuştur.



Şekil 3 – b. *Sürekli çizgi : Artan ve azalan Dönem değişimini temsil eden kuramsal (O-C) eğrileri. İçi dolu çemberler : Hesaplamada kullanılan O-C değerleri. İçi boş çemberler : Yeni ışık öğeleri ilehesaplamada kullanılan gözlemlerin farkları. İçi boş üçgenler : Yeni gözlemlerin azalan döneme ilişkin kuramsal eğriden sapmaları. İçi dolu kareler : Yeni gözlemlerin artan döneme ilişkin kuramsal eğriden sapmaları*

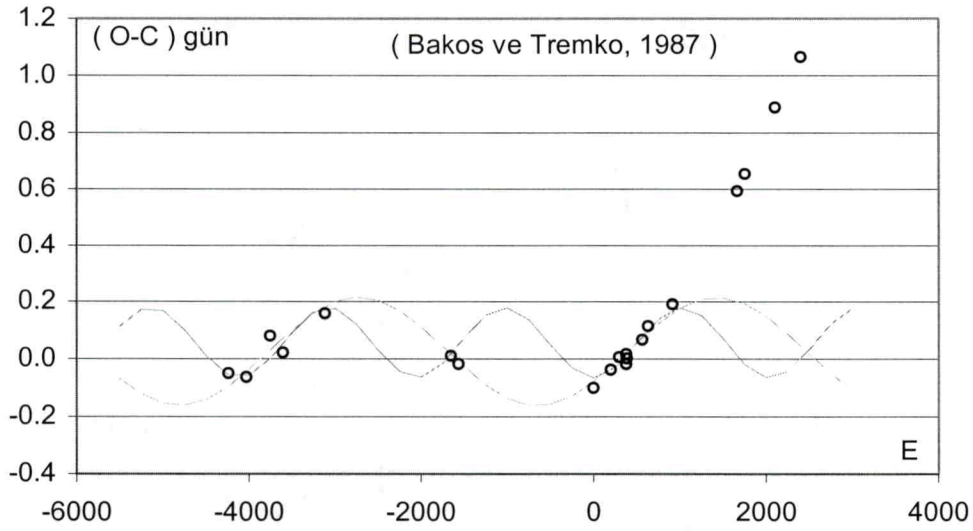


Şekil 3 – c. *Sürekli nokta nokta sinüs eğrisi: 3. cisim varlığını gösteren (O-C) değişimi. Sürekli çizgi: Sadece fotoelektrik (O-C) lerin doğrusal değişimini temsil eden çizgi. İçi boş kareler: Hesaplamada kullanılan fotoğrafik O-C değerleri. İçi dolu kareler: Hesaplamada kullanılan fotoelektrik O-C değerleri. Çarpı işareti: Hesaplamada kullanılmayan diğer O-C değerleri. Son dört nokta yeni elde edilen (O-C) değerleri.*



Şekil 3 – d. *Son dört veri, kuramsal 6. dereceden polinom ile hesaplamada kullanılmayan yeni gözlemlerin arasındaki farkları göstermektedir.*

Bu aşamadan sonra, fotoğrafik ve fotoelektrik olarak elde edilmiş olan eski ve yeni tüm minimum zamanları dikkate alınarak yeni dönem analizi yapılmıştır.



Şekil 3 – e. *İki farklı 3. cisim varlığını temsil eden 22.3 ve 45.2 yıl dönemli, 0.122 gün ve 0.189 gün genlikli iki sinüs eğrisi. Son dört yeni gözlem noktasının bunlardan 1.1 güne varan sapmaları görülmektedir.*

4.1. Basık Yörüngeli Üçüncü Cisim ve Manyetik Çevrim

Tüm gözlenen minimum zamanları ile başlangıç olarak seçilen ;

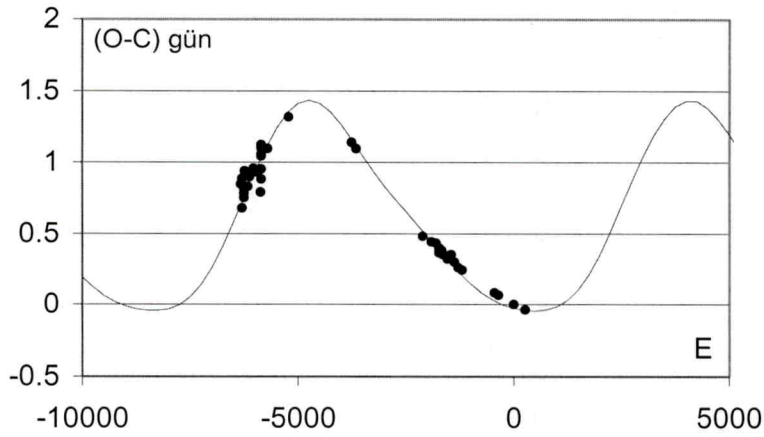
$$Min\ I = JDH\ 24\ 50\ 656.5962 + 3.9659439\ E$$

ışıkögelerinden hesaplanan minimum zamanları arasındaki (O-C)I farkları, E çevrim sayısına göre noktalanmış ve ortaya çıkan değişimi temsil eden , basık yörüngeli üçüncü cisimden kaynaklanan kuramsal ışık-zaman etkisi de üzerine çizilmiştir. Özellikle, maksimum ve minimum yöresinde yeterli veri olmadığı için yaklaşık bir değerlendirme amacıyla seçilen en olası parametreler ile kuramsal eğri, oluşturulmuştur. Seçilen en olası parametreler şunlardır :

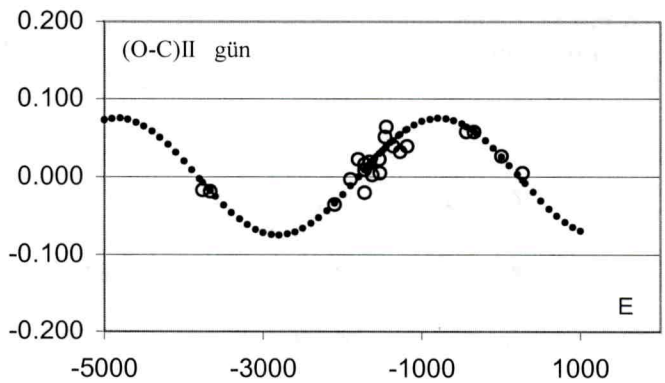
$e = 0.37$, $w = 40^{o}$, $A = 0^{g}.74$, $E_0 = -5600$, $P_{3.cisim} = 8850$ x $P_{yörünge} = 96$ yıl

(O-C)I değerleri ve kuramsal ışık-zaman eğrisi *Şekil 4* te verilmektedir.

Gözlemler ile kuramsal eğri arasındaki (O-C)II farkları da evreye göre noktalandığı ve sadece fotoelektrik veriler dikkate alındığında düzgün bir sinüs değişimi vermektedir. Bu nedenle, sadece fotoelektrik (O-C)II değerlerini temsil etmek üzere parametreler belirlenmiştir. Buna göre (O-C)II değişimi, 0.075 gün yarıgenlikli, yaklaşık 44 yıl dönemli bir sinüs değişimi ile temsil edilebilmektedir. (O-C)II değişimi ve hesaplanan sin eğrisi *Şekil 5* te verilmiştir.



Şekil 4.



Şekil 5.

Bu yaklaşım sonuçlarına göre, SZ Psc ; üçüncü cisim etrafında basık yörüngeli ve 96 yıl dönemli bir yörüngede dolanıyor olmalıdır. Öte yandan, RS CVn türü yıldızlar içersinde en aktif olan üyelerden biri olarak, 44 yıllık bir manyetik çevrim göstermelidir ..

Son iki minimum zamanı elde edilmeden önce diğer minimum zamanlarına basık yörüngeli 3. cisim gerektiren bir sinüs fit edilmeye çalışılmış ancak bulunan kuramsal eğriler son iki minimum gözleminden oldukça uzak olmuştur.

4.2. Parabol + sinüs uyarlaması: Kütle aktarımı ve üçüncü cisim / manyetik çevrim

Tüm minimum zamanları için seçilen ;

$$Min\ I = JDH\ 24\ 50\ 656.5962 + 3.9657889\ E$$

ışıkögeleri kullanılarak (O-C)I değerleri hesaplanmış ve E çevrim sayısına göre noktalanmıştır. (O-C)I lerin değişimine bu kez bir parabol+sinüs uyarlaması uygulanmıştır. Fotoğrafik verilerin çok saçılması, maksimum düzeyde fazla nokta olmayışı nedeniyle fit etme yerine, başlangıç için en iyi temsil eden sinüs parametreleri seçilerek elde edilen sinüs değişimi (O-C)I lerden çıkartılmış geriye kalan (O-C)II değerlerine bir parabol fit uygulanmıştır. Elde edilen kuramsal parabol +sinüs eğrileri gözlenen (O-C)I değerlerinden çıkartılarak en son (O-C)III değerleri elde edilmiştir. (O-C)III değerlerinin fark kareler toplamı ölçüt alınarak bu işlem yinelenmiştir. Her yinelemede sinüs başlangıç terimleri değiştirilerek, fark kareler toplamı en küçük olan yaklaşım çözüm olarak alınmıştır. Elde edilen son kuramsal bağıntılar ;

$$Sinüs = 0.240\, x\, sin(2\,\pi\,(E + 6000) / 5500) \quad (gün)$$

$$Parabol = -0.13062159 - 0.00038312\ E - 5.98\, x\, 10^{-8}\ E^{2} \quad (gün)$$

Bu bağıntılardan sonra yeni ışık ögeleri ;

$$Min\ I = JDH\ 24\ 50\ 656.4656 + 3.96540578\ E - 5.98\, x\, 10^{-8}\ E^{2} + Sinüs$$

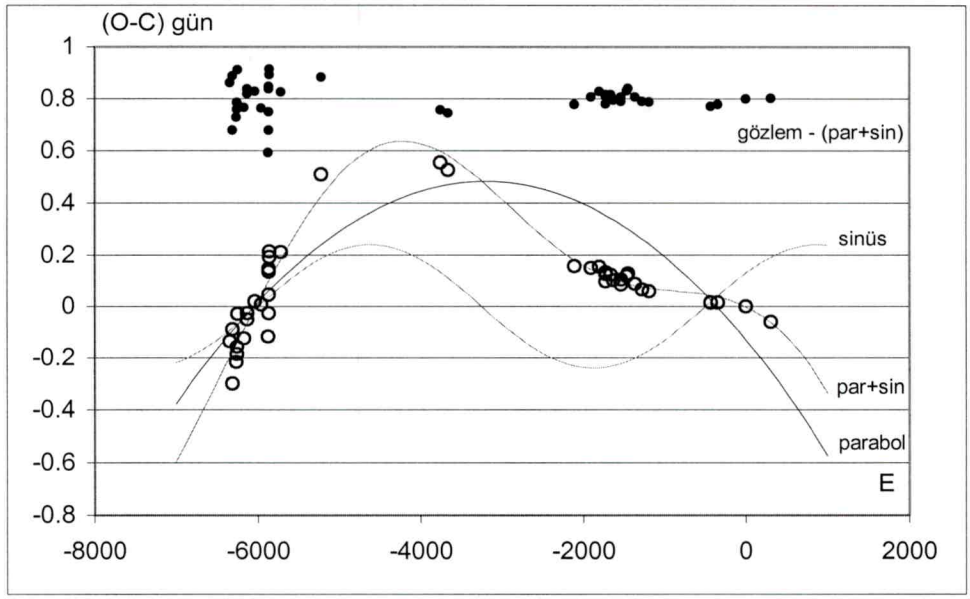
şeklinde elde edilmiştir. Gözlenen minimum zamanları ile bu yeni bağıntı ile hesaplanan minimum zamanları arasındaki farklar (O-C)III değerleridir. Başlangıç (O-C)I değerleri, kuramsal sinüs, parabol, par+sin eğrileri ve en son kalan (O-C)III değerleri *Şekil 6* da verilmiştir.

Bu işlemlerin sonucunda ortaya çıkan olası senaryo ise şöyle olmalıdır:

SZ Psc ; madde aktarımı yoluyla 1.2×10^{-7} gün/çevrim lik bir dönem azalması gösteriyor olmalıdır (parabolik değişim). Bunun yanısıra üçüncü bir cisim etrafında yaklaşık 60 yıllık bir dönem ile dolanmalı ve 0.24 gün yarıgenlikli bir ışık-zaman etkisi oluşmalıdır(sinüs değişimi).

5. Sonuçlar

SZ Psc, RS CVn türü yıldızlar arasında en aktif olanlardandır. Öte yandan dönemi, dönem değişimi sağlıklı bir şekilde belirlenemediği için değişimi doğuran olayların tanımlanması zor olmaktadır. Bu nedenle öncelikle dönem değişim biçimleri doğru olarak belirlenmelidir. Yapılan dönem analizlerinin tümü, daha sonra elde edilen minimum zamanlarını sağlamamıştır. Yeni dönem analizleri gerekmiştir. Işık eğrisinin eksiksiz olarak elde edilmesi ve minimumların gözlenebilmesi oldukça güç olduğundan fiziksel yorumlar için veriler yetersiz kalmaktadır. Yukarıda sözünü ettiğimiz olası dönem değişim şekilleri de, uzun zaman aralıklarında elde dilmiş olan çok sayıdaki ışık eğrisinin parlaklık ve renk değişimlerinin incelenmesi, dikine hız eğrilerinin , ve tayfsal çalışmaların sonuçları ile birlikte irdelenmesi zorunludur.



Şekil 6. *İçi boş daireler (O-C)I değerleri, içi dolu olanlar ise en son kalan (O-C)III değerlerini göstermektedirler. (O-C)III değerleri için, 0.8 yatay çizgisi 0.0 olarak alınmalıdır.*

Daha duyarlı minimum gözlemleri yapılması, her evresinde gözlem noktası bulunan eksiksiz ışık eğrilerinin elde edilmesi, bunların yapılan tayf gözlemleri ile birlikte değerlendirilmesi bundan sonraki çalışmaların özü olmalıdır. Henüz bu yapılmamıştır. Bu nedenle de, olası dönem değişimlerinin fiziksel nedenleri üzerinde hesaplamalar ve yorumlar yapılmamıştır. Bu konu , bu çalışmanın devamı olarak planlanmıştır.

Teşekkür

Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde yapılan önceki yıllara ait minimum zamanı gözlemlerine katkısı bulunan tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

KAYNAKLAR

Bakos, G.A. ve Heard, J.F. : 1958 , A.J. , 63, 301
Bakos, G.A. ve Tremko, J. : 1987 , Bull.Astron. Ins. Czech., 38, 356
Bopp, B.W. : 1981, A.J., 86, 771
Catalano, S., Frisina, A., Rodono, M. ve Scaltriti, F. : 1978, IBVS 1427
Dempsey, C.R., Linsky, J.L., Schmitt, J.H.M.M. ve Fleming, T.A.: 1993, Ap.J. 413, 333
Doyle, J.G., Mitrou, C.K., Mathioudakis, M. ve Antonopoulou, E. : 1994, A.A.,283, 522
Eaton, J.A. ve Hall, D.S. : 1979, Ap.J., 227, 907
Hall, D.S. ve Kreiner, V.M. : 1980, Acta A., 30, 387
Huenemoerder, D.P. ve Ramsey, L.W. : 1984, A.J., 89, 549

Jakate, S., Bakos, G.A., Fernie, J.D. ve Heard, J.F. : 1976, A.J., 81, 250
Kalimeris,A., Mitrou, C.K., Doyle, J.G., Antonopoulou, E. Ve Rovithis-Livaniou, H. : 1995, A.Ap., 293, 371
Popper, D.M. :1988, A.J., 96, 1040
Percy, J.R. : 1985, J.R.A.S.C., 79, 113
Scaltriti, F., Busso, M. ve Cellino, A. : 1985, IBVS 2841
Tunca, Z. : 1984 , Ap.S.S., 105, 23

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.155-168

Gezegenimsi Bulutsu Çekirdeğinde Bir Çift Yıldız : IN Comae

M. Afşar, C.İbanoğlu
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, İzmir

Özet

IN Comae, Longmore ve Tritton (1980) tarafından bulunan LoTr 5 gezegenimsi bulutsusunun merkezinde yer alan bir çift yıldız sistemidir. Görsel bölgedeki dönemli parlaklık değişimi ilk kez Schnell ve Purgathofer (1983), dikine hız değişimi de Acker ve ark. (1985) tarafından gözlenmiştir. Dikine hız değişiminden sistemin üçüncü bir bileşeni olabileceği ileri sürülmüştür. Gösterdiği kuvvetli CaII H ve K salma çizgileriyle aktif bir yıldız olduğu anlaşılmıştır. Ayrıca ROSAT All Sky Survey uydusu ile yapılan gözlemler LoTr 5'in bir X ışın kaynağı olduğunu göstermiştir (Kreysing ve ark. 1992). Dönemini belirlemek amacıyla pek çok çalışma yapılmış ve dönemi yaklaşık 5.913 gün olarak bulunmuştur (Strassmeier ve ark. 1997). Bu çalışmada, IN Com'un Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde elde edilen ışık eğrileri ve sonuçlara ilişkin yorumlar yer almaktadır.

1. Giriş

Longmore ve Tritton (1980), 1.2 m' lik teleskopla buldukları 11 gezegenimsi bulutsunun konum, fotoğraf ve öteki özelliklerini "Gezegenimsi Bulutsuların İkinci Listesi" adı altında yayımladılar. Bu bulutsulardan biri, şimdiye değin bilinen gezegenimsi bulutsulardan daha yüksek gökada enleminde bulunuyordu. Bu gezegenimsi bulutsunun, çekirdekte yer alan 9^m den G5 türü yıldızla ilişkili olabileceği ileri sürüldü. LoTr 5 olarak adlandırılan bu oldukça büyük (560″×490″) gezegenimsi bulutsu, gökada konsayıları olan 339+88°1 ile de gösteriliyordu. Bulutsunun merkez bölgesinde SAO 82570 = HD 112313 = BD+26° 2405 yıldızı yer alıyordu. SAO kataloğunda bu yıldız G5 tayf türünden $m_v = 8^m.7$ parlaklığında bir yıldız olarak sınıflandırılmıştı. Gezegenimsi bulutsu bu yıldızla ilişkiliyse bu yıldızın sıcak bir cüce bileşeni olmalıydı. Ancak, birkaç gezegenimsi bulutsu çekirdeğinde buna benzer geri tür yıldız bulunmuştu (Lutz 1978). Bunlar genellikle dev ya da üst dev yıldızlardı. Gezegenimsi bulutsunun çizgisel çapının 0.5 pc olduğu varsayılarak merkezdeki yıldızın III. ışıtma sınıfından olabileceği ve uzaklığının da 400 pc dolayında olabileceği önerildi. JHK ışıkölçümü de gerçekten bu yıldızın G5III olacağını gösterdi.

Feibelman ve Kaler (1983) LoTr 5'in IUE gözlemlerinden çekirdekteki kaynağın G5III-IV ve sıcak bir altcüceden oluştuğunu ortaya çıkardılar. Bu alt cücenin $14^m.7$ parlaklığında 120 000 K'den daha sıcak bir yıldız olduğu öne sürüldü. Tutulmalar olsa bile böyle sönük bir bileşenin tutulmasından parlaklık değişiminin gözlenemeyeceği, ancak yansıtma etkisinin fark edilebileceği belirtildi. LoTr 5 gezegenimsi bulutsusunun çekirdeğindeki yıldızın görsel bölgedeki dönemli parlaklık değişimi Schnell ve Purgathofer (1983), dikine hız değişimi de Acker ve ark. (1985)

tarafından gözlendi. Parlaklık değişiminden 1.2001, 0.8567, 0.5453 ve 0.3528 günlük dönemler bulunurken dikine hız değişiminden 0.35 günlük bir dönem bulundu. Jasniewicz ve ark. (1987) yıldızın tayfsal gözlemlerini yaptılar ve soğuk bileşenin çift çizgili ve 1.99 gün dönemli bir tayfsal çift olduğunu açıkladılar. Üçüncü bileşenin ise sıcak alt cüce olabileceğini, çiftin üçlü dizge içerisindeki yörünge döneminin de 40.8, 139.6 ya da 539 gün dolayında olduğunu ileri sürdüler.

Noskova (1989), HD 112313 (IN Com) yıldızının 1987-1988 yıllarında UBV ışıkölçümünü yaparak dönemi yeniden belirledi. Bu çalışmaya göre G5III yıldızının parlaklık değişimi yaklaşık olarak 5.9522 günlük dönemle yinelenmektedir. UBV bandlarındaki parlaklık değişim genlikleri ise $0^m.105$, $0^m.09$ ve $0^m.075$ ölçülmüştür. Daha sonra Bond ve Livio (1990)'un yaptığı ışıkölçüm de bu dönemin doğruluğunu onaylar yöndedir. Noskova (1989) HD 112313 yıldızının U-B renk ölçeğinin G5III yıldızlarına göre $0^m.3$ daha kırmızı olduğunu da vurgulamıştır. Jurcsik (1990)'ın UBVRI ışıkölçümü ise IN Com'un iki dönemli değiştiğini gösterir yöndedir. Bu dönemler yaklaşık 6 ve 1 gün yöresindedir.

Malasan ve ark. (1991) metal çizgileri ve H_α merkezindeki soğurmayı kullanarak dikine hızlardan dönemi belirlemeye çalıştılar. Ancak, daha önce bulunan dönemleri bulamadılar. Merkezi yıldızın tek çizgili bir tayfsal çift olduğunu ve yörünge döneminin de 1.7545 gün olduğunu öne sürdüler. Dikine hızın genliğinin 20 km s^{-1} dolayında olduğunu, hızlı dönme nedeniyle çizgilerin genişlediğini ve dikine hız ölçümlerinin yanılgılarının da büyüdüğünü belirttiler. Çift çizgiyi oluşturan iç dizgenin birbirine girmekte ve FK Comae adımına yaklaşmakta olan iki yıldızı temsil ettiğini de ileri sürdüler.

Öte yandan, *ROSAT All Sky Survey* uydusu ile yapılan gözlemler LoTr 5'in bir X-ışın kaynağı olduğunu göstermiştir (Kreysing ve ark. 1992). *Einstein* ve *EXOSAT* uydularıyla elde edilen X-ışın verileri Apparo ve ark. (1992) tarafından analiz edilmiştir. Gözlenen X-ışın akısının üç kaynaktan olabileceği önerilmiştir. Bunlar; 1) G5 yıldızından salma, 2) G5 yıldızından alt cüceye akan gazdan salma ve 3) sıcak altcüceden ısısal salmadır. Bu üç olasılık ayrı ayrı tartışılmış ve G5 yıldızının hızlı dönmesi, alt cüceye akan maddenin yıldız yüzeyine ulaşabilmesi ve X-ışınlarının bir kısmının soğurulması durumlarında gözlenen X-ışın salmalarının oluşabileceği sonucuna varılmıştır.

Jasniewicz ve Acker (1993), 1988-1993 yılları arasında elde ettikleri ışıkölçüm, tayf ve *CORAVEL* gözlemlerini değerlendirerek ışıkölçüm verilerinin 1.20 günlük bir dönem gösterdiğini, demir çizgilerinin dikine hızlarından bir dönemin bulunamadığı ve görsel parlaklığın yıldan yıla değiştiği sonucuna varılmıştır. Kuczawska ve Mikolajewski (1993), IN Com'un 1993 Nisan ayında 8 gecelik UBV ışıkölçüm sonuçlarını yayımladılar. Bu gözlemlere göre IN Com'un B rengindeki maksimum parlaklığa karşılık gelen zaman ve dönemi,

$$\text{JD Hel.(max)} = 24\,49104.1\ (\pm\ 0^g.45) + 5^g.9522\ E \qquad (1.1)$$

dir. Yıldızın UBV bandlarındaki genlikleri ise sırasıyla $0^m.13$, $0^m.07$ ve $0^m.08$ olarak belirlenmiştir. 5.95 gün dönemli değişim çıkartıldığında kısa dönemli bir değişimin

şeklinde verilmiştir. G yıldızının eşlek dönme hızı $v\sin i$ = 67 ± 1 km s^{-1} olarak bulunmuş ve 5.9 günlük dönem ile 10 $R_{\odot}$'lik yarıçap kullanılarak dönme ekseninin eğiminin 45° yöresinde olacağı önerilmiştir. IN Com'un tayfında Na D'nin yıldızlararası soğurma çizgisinin görülmesi ve buna karşılık Li I 6707 çizgisine rastlanmaması bu yıldızın LoTr 5 ile ilişkili olduğunun bir kanıtı olarak alınmıştır. Dikine hızdaki ~ 2.5 km s^{-1} genlikli değişimden G5III yıldızının üçlü dizgenin üçüncü yıldızı olabileceği önerilmiştir.

Özetlersek;

- IN Comae yıldızı üç yıldızdan oluşmakta, parlak bileşeni G5 devdir,
- G5III yıldızı kendi ekseni çevresinde 5.913 günde bir dönmektedir,
- Dev yıldızın eşlek dönme hızı 89-103 km s^{-1} olup parçalanma hızına yakındır (~ 148 km s^{-1}),
- Yıldızın tayfı bir çok özelliği ile FK Comae yıldızlarına benzemektedir,
- Ca II'nin kuvvetli H ve K salma çizgileri yıldızın aktif bir yıldız olduğunu göstermektedir,
- Tayfta geniş bir H_{α} salma çizgisi içinde soğurma görülmekte ve zamanla değişmektedir,
- Yıldızın parlaklığı dönemli bir değişim göstermektedir, bu değişimin kaynağı yıldız yüzeyindeki manyetik etkinlik midir yoksa yansıtma etkisinden mi ileri gelmektedir?
- Dikine hızlarda γ-hızının değişimi nereden kaynaklanmakta ve dönemli bir değişim göstermekte midir?
- Parlaklık değişimi ile dikine hız değişimi arasında bir ilişki var mıdır?
- Optik bölgedeki ortalama parlaklık zamanla değişmekte midir?
- G5III yıldızı dizgedeki üçüncü bileşen ise etkin sıcaklığı 120 000 K'den büyük olan, parlaklığı $V=14^{m}.7$ olarak tahmin edilen ve 0.5 pc çaplı gezegenimsi bulutsu içerisinde yer alan sdO yıldızının ikinci bileşeni nasıl bir yıldızdır ve yörünge döneminin uzunluğu ne kadardır?

IN Comae yıldızının günümüze değin yapılan ışıkölçüm ve tayf gözlemlerinden bilinenler ve yanıt bekleyen sorular yukarıda özetlenmiştir. Gezegenimsi bulutsu çekirdeklerinde yer alan LoTr 5 benzeri yıldızlar ortak zarf oluşturmadan önce asimtotik dev kolu aşamasında yıldız rüzgarları yoluyla sıcak sıkışık yıldızla çok kuvvetli bir etkileşime girerler (Iben 1995). G5III yıldızının aynı tayf ve ışıtma sınıfındaki yıldızlardan daha hızlı dönmesi onun AGB'de daha çok kütle kaybedeceğini gösterir. G5III yıldızı Roche lobunu doldurduğunda bulutsu çekirdeğindeki yıldıza kütle vermeye başlaması ve ortak zarflı bir çift yıldızın oluşması beklenmektedir.

Gezgenimsi bulutsu çekirdeklerinde çift ya da çoklu dizge olduğu bilinen 12 yıldızdan biri olan IN Comae'nin BVR ışıkölçümü ve tayfsal gözlemlerini yaparak G5III yıldızının parlaklık ve tayfındaki değişmeleri ortaya çıkarmayı düşündük. Işıkölçüm gözlemleri E.Ü. Gözlemevi'nde, tayfsal gözlemler de Catania Gözlemevi'nde yapılmıştır. Tayfsal gözlemlerin indirgeme ve analiz işlemleri tamamlanamadığından burada yalnızca ışıkölçüm verileri ve bunlardan elde edilen bulgular üzerinde durulacaktır.

kaldığı görülmüştür. Bu değişimin minimum parlaklığa karşılık gelen zaman ve dönemi için de,

$$\text{JD Hel.(min)} = 24\ 49101.483 + 0^{g}.2504\ E \qquad (1.2)$$

değerleri verilmiştir. Gezegenimsi bulutsu çekirdeklerinde yörünge dönemi bilinen örten çift sayısı 11'dir (de Kool ve Ritter 1993). Burada verilen dönemlerden birisi eğer yörünge dönemiyse IN Com gezegenimsi bulutsu çekirdeğinde yer alan ve yörünge dönemi belirlenen onikinci yıldız olacaktır.

IN Com'un 1988-1991 yılları arasında elde edilen ışıkölçüm, *CORAVEL* ve tayfsal gözlemlerin sonuçları Jasniewicz ve ark. (1994) tarafından yayımlandı. H_α soğurmasından 5.9 ve 1.2 gün gibi iki dönem bulunurken *CORAVEL* verilerinden herhangi bir dönem belirlenemedi. Ancak, kısa bir sürede elde dilen verilerin 1.19 gün dönemli bir değişim gösterdiği de vurgulandı. Bunun da G yıldızının yüzeyindeki büyük lekelerden ileri gelebileceği belirtildi. Malasan ve ark. (1991) tarafından bulunan 1.75 günlük dönem ne ışıkölçüm ne de tayfsal gözlemlerle doğrulanmadı. CaII H ve K çizgilerinin kuvvetli salma olarak gözlenmesi, HD 112313 yıldızındaki yıldız ekinliğine bağlandı. Jasniewicz ve ark. (1996), hızlı dönen G yıldızının sıcaklık, ışıtma, kimyasal karışım ve dönme hızını bulmak için ortaband ışıkölçüm ve tayfsal gözlemlerini yaptılar. Işıkölçüm gözlemleri yıldızın bu bandlarındaki parlaklık değişiminin $0^{m}.1$'den küçük olduğunu ortaya koydu. Ölçülen parlaklıkların analizi ile 1.2 gün ve onun yansıması olan 5.9 günlük dönem bulundu. Parlaklık değişimleri,

$$\text{JD Hel.(min)} = 24\ 49372.68 + 1^{g}.2048\ E \qquad (1.3)$$

ışık öğeleri ile hesaplanan evrelere göre noktalanarak bu dönemin doğruluğu kanıtlanmaya çalışıldı. 5.8824 günlük dönem ise bu gerçek dönemin yansımasıydı (aliasing). Yüksek yaymalı tayflar (4.7 A°/mm) kullanılarak G yıldızının etkin sıcaklığı 5250 ± 200 K ve yüzey çekim ivmesi de $\log g = 2.7 \pm 0.5$ bulundu. Çizgi genişlemesi kullanılarak $v\sin i = 60 \pm 5$ km s^{-1} hesaplandı. Bulunan çekim ivmesi ve etkin sıcaklığa göre G yıldızının ışıtması ~ 40 $L_\odot$'tir. G yıldızının kütlesinin 1.1 $m_\odot$, yarıçapının ~ 10 $R_\odot$ olduğu varsayımı ile yıldız maddesinin dağılma hızı hesaplanmış ve 5.9 günlük dönemin daha uygun olacağı kanısına varılmıştır. LoTr 5 gezegenimsi bulutsusundaki G yıldızının bir çok yönüyle *FK Comae* yıldızlarına benzediği vurgulanmıştır. Bilindiği gibi FK Com yıldızları birbiri içine girmiş iki yıldızdan oluşan, hızlı dönen, manyetik etkin yıldızlardır.

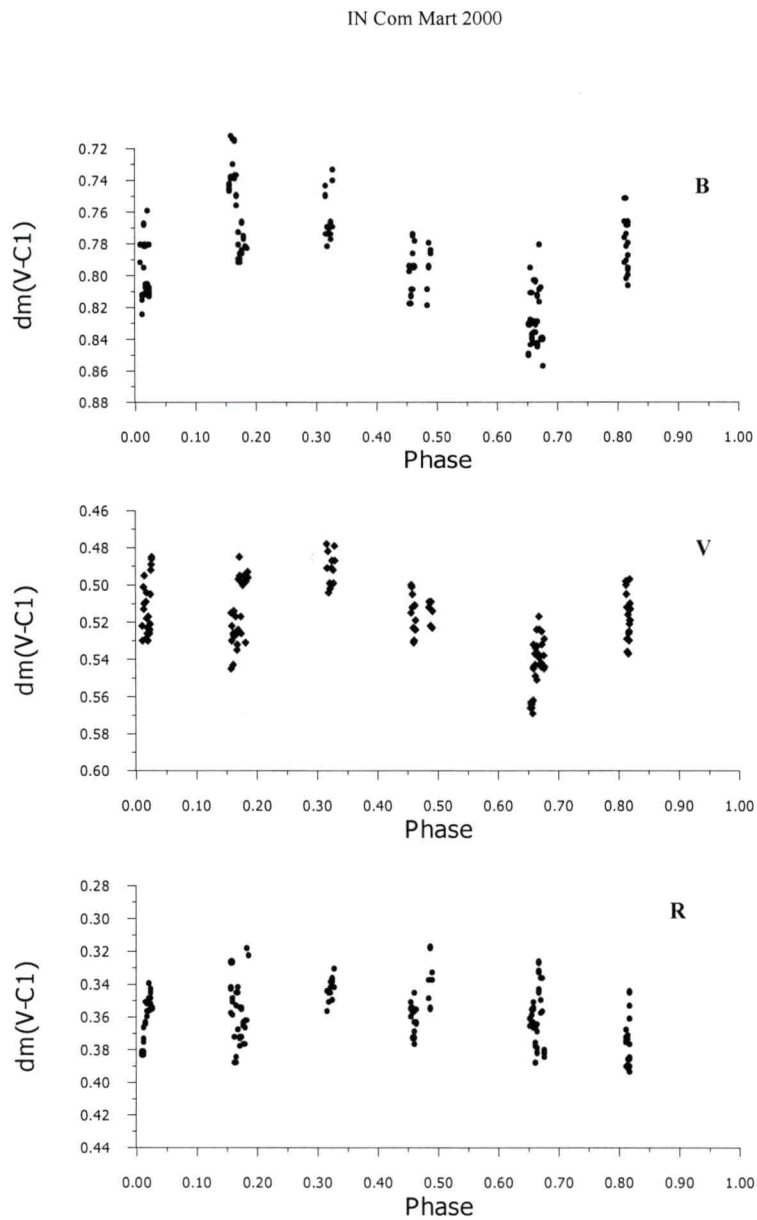
IN Com'un Doppler görüntüleri Strassmeier ve ark. (1997) tarafından elde edilmiştir. Dizgenin Strömgren b, y ve Johnson V süzgeçlerinde ışıkölçüm verileri de elde edilmiş ve Breger (1990)'in *PERIOD* programıyla dönem tayini yapılmıştır. Baskın olan dönem 5.913 ± 0.005 gün olarak belirlenmiş ve bunun yansımaları olan $f = n \pm f_0$ frekansları da bulunmuştur. Bunlardan birisi de 1.2035 günlük dönemdir. V bandında gözlenen genlik $0^{m}.11$'den büyüktür. Bu çalışmayla G yıldızının dönmesinden oluşan parlaklık değişiminin öğeleri,

$$\text{JD Hel (min)} = 24\ 49415.0\ (\pm 0.1) + 5^{g}.913\ (\pm 0.005)\ E \qquad (1.4)$$

Gözlem zamanlarına karşılık gelen evrelerin hesabında Strassmeier ve ark. (1997) tarafından verilen,

$$\text{JD Hel.(min)} = 24\ 49415.0 + 5^{g}.913\ E$$

ışık öğeleri kullanılmıştır. Bu öğeler kullanılarak elde edilen B,V ve R renklerine ilişkin Mart ve Mayıs 2000 (14 Nisan gecesine ilişkin gözlem noktaları da Mayıs 2000 ışık eğrisi içinde yer almaktadır) ışık eğrileri Şekil 2 ve 3'de gösterilmektedir.



Şekil 2. *IN Com'un B, V ve R süzgeçlerinde elde edilen Mart-2000 ışık eğrileri.*

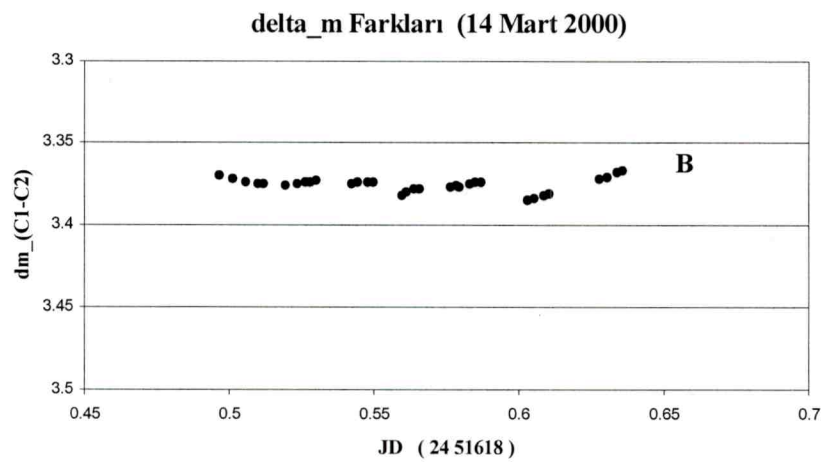
2. Gözlemler

LoTr 5 gezegenimsi bulutsu çekirdeği olan IN Comae dizgesi, Ege Üniversitesi Gözlemevi'ndeki 48 cm.'lik Cassegrain teleskop ve ona bağlı SSP5 ışıkölçeri ile gözlenmiştir. Gözlemlerde geniş band ışıkölçüm sisteminin B,V,R süzgeçleri kullanılmıştır. 2000 yılının 9, 13, 14, 23, 24, 25 Mart, 14 Nisan ve 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 ve 12 Mayıs geceleri yapılan gözlemlerle B, V ve R süzgeçlerinin herbirinde toplam 283 gözlem noktası elde edilmiştir. Gözlemeler fark ışıkölçümüne uygun bir dizi şeklinde yapılmış ve IN Comae (HD 112313) değişen yıldızı, HD 112299 (mukayese) ve HD 111812 (=31 Com, denet) yıldızları ile birlikte gözlenmiştir. IN Com, mukayese ve denet yıldızlarına ilişkin bilgiler Çizelge 1'de verilmektedir.

Çizelge 1. *Gözlem Yıldızlarına İlişkin Veriler*

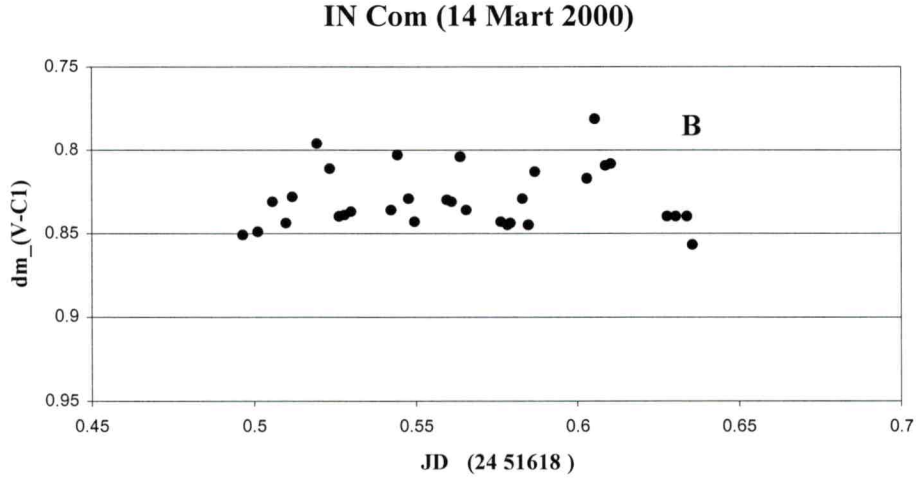
Yıldız	HD No.	α (2000)	δ (2000)	m_v	Tayf Türü
IN Com	112313	$12^{sa}\ 55^{dk}\ 33^{s}.7$	25° 53′.5	$8^{m}.89$	G5III
Mukayese	112299	$12^{sa}\ 55^{dk}\ 28^{s}.3$	25° 44′.3	$8^{m}.39$	F8V
Denet	111812	$12^{sa}\ 51^{dk}\ 41^{s}.9$	27° 32′.5	$4^{m}.93$	G0III

Mukayese ve denet yıldızlarının atmosfer dışına indirgenmiş parlaklıkları, iki yıldızın parlaklığında gözlem süresi boyunca bir değişme olmadığını göstermektedir (Şekil 1). Yer atmosferinin gözlemler üzerine olan sönükleştirme etkisi Hardie (1962) yöntemi ile düzeltilmiştir. Bu amaçla her gözlem gecesine ilişkin B,V ve R renklerindeki atmosfer sönükleştirme katsayıları, mukayese yıldızının gözlemlerinden yararlanılarak elde edilmiş, değişen-mukayese şeklinde olan parlaklıklar farkı yer atmosferinin etkisinden arındırılmıştır. Ayrıca, gözlem zamanları güneş merkezine indirgenmiştir.



Şekil 1. *Mukayese ve denet yıldızlarının 14 Mart 2000 gecesinde B rengi için elde edilen parlaklık farkları.*

gösterilmiştir. Şekil 4'de IN Com'un 14 Mart 2000 gecesinde elde edilen gecelik parlaklık değişimi gösterilmektedir. Şekil 1 ile karşılaştırıldığında saçılmanın boyutu daha iyi anlaşılmaktadır. Bir gece içerisinde parlaklıktaki bu büyük değişim IN Com'un kendisinden kaynaklanmaktadır. Buna benzer bir sonuç önceki araştırmalar tarafından da elde edilmiştir. Bu saçılmanın nedeni henüz tam olarak açıklanamamakla birlikte, sistemin etrafını saran gezegenimsi bulutsudan ve IN Com'un oldukça aktif bir yıldız olmasından kaynaklandığı söylenebilir.

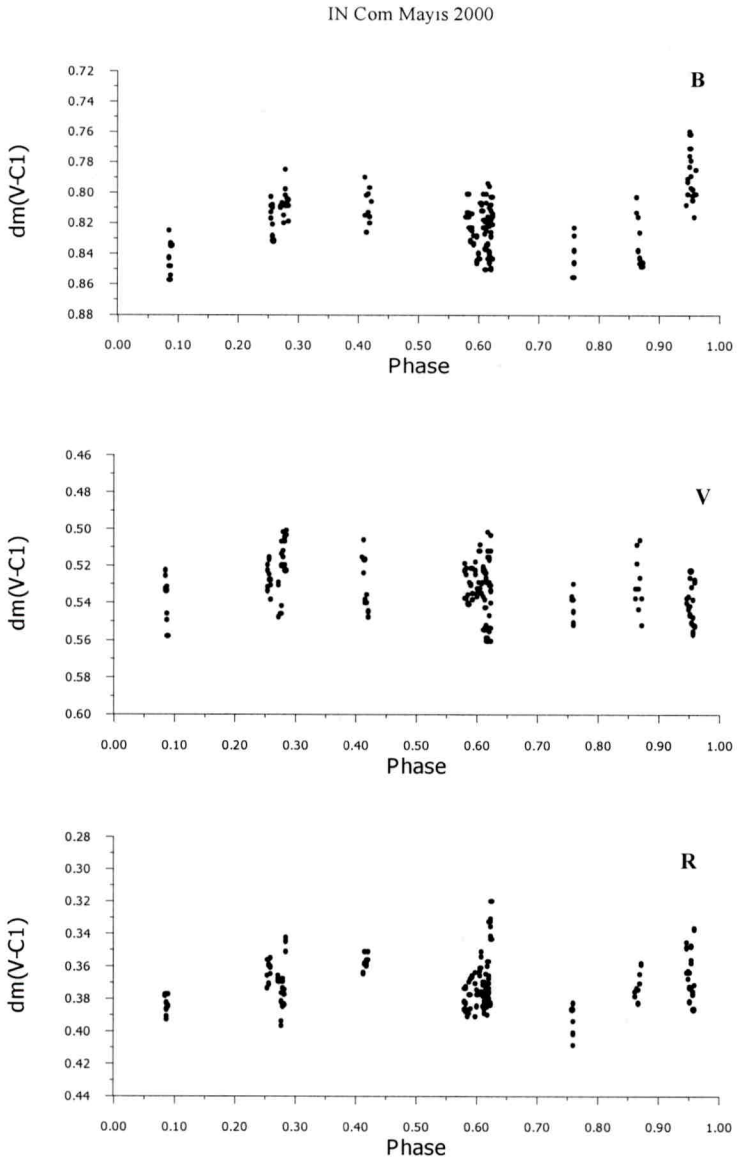


Şekil 4. *IN Com'un 14 Mart 2000 gecesinde B renginde elde edilen gecelik parlaklık değişimi.*

Bir gece içerisinde elde edilen gözlem verilerinin ortalaması alınıp, gözlem noktalarının standart sapmaları (σ) hesaplanarak elde edilen Mart ve Mayıs ayı ışık eğrilerinden (Şekil 5 ve 6) ϕ_{min} (ışık eğrisinin minimumu) noktasının artan evrelere doğru kaydığı bulunmuştur. Mart ve Mayıs aylarında yaklaşık 50 gün ara ile elde edilen ışık eğrilerinden, V süzgecine göre belirlenen ϕ_{min} evre değerleri sırasıyla ~0.752 ve ~0.825'dir. Gözlem yapılmayan bu 50 günlük zaman aralığında ϕ_{min}, ~0.073 evre kaymış görünmektedir. Buna göre dalga benzeri bozulma ışık eğrisini ~685 günde (1.875 yıl) bir kez tarıyor olmalıdır. ϕ_{min}'un artan evrelere doğru kayıyor olması G yıldızının yüzeyindeki lekelerin kutuplara doğru göç ettiğini gösterir yöndedir. Burada bulunan göç dönemi daha önce elde edilen ışık eğrilerindeki dalga minimumlarını da sağlamaktadır.

IN Com'un yaklaşık olarak iki ay aralıkla elde edilen ışık eğrileri dalga benzeri bozulmanın artan evrelere doğru kaydığını göstermekle kalmayıp, parlaklık değişim genliğinin de hızlı bir şekilde değiştiğini göstermektedir. Mart ayında elde edilen ışık eğrilerinde genlikler B, V ve R renklerinde sırasıyla $0^m.082$, $0^m.045$ ve $0^m.035$ iken Mayıs ayında elde edilen ışık eğrilerinde $0^m.036$, $0^m.030$ ve $0^m.024$ olmuştur.

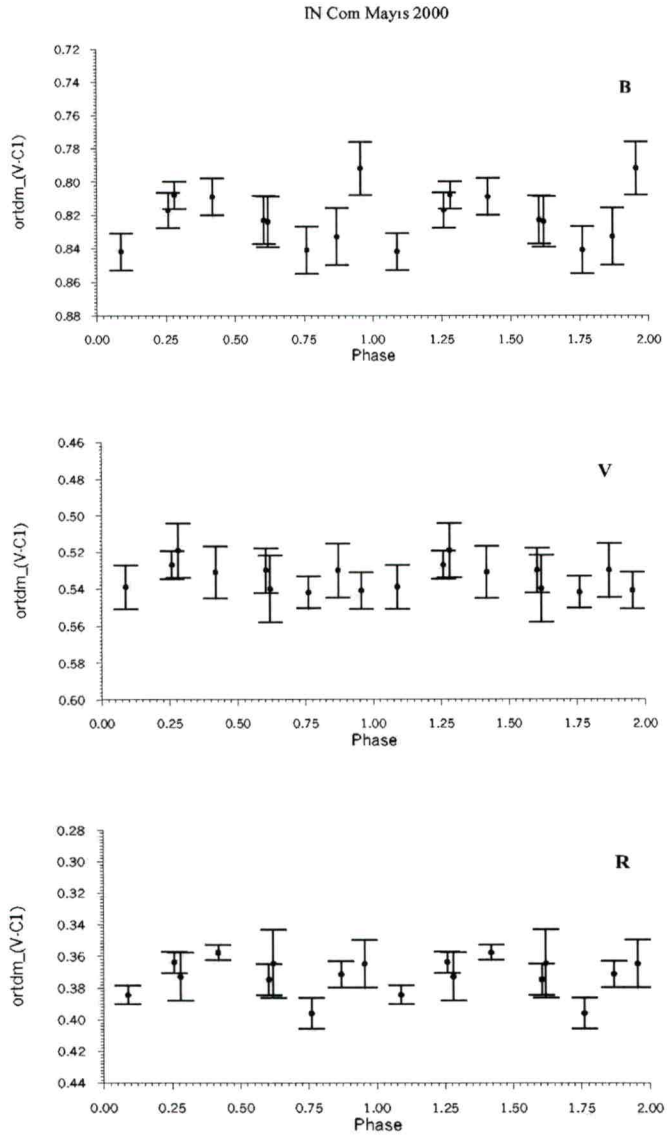
IN Com'un Mart 2000'de elde edilen C1 yıldızına göre diferansiyel V-R ve B-V renk değişimleri Şekil 7'de gösterilmiştir. Renk değişimleri, parlaklıktaki değişimleri



Şekil 3. *IN Com'un B,V ve R süzgeçlerinde elde edilen Mayıs-2000 ışık eğrileri.*

IN Comae yıldızı bir örten çift değildir (i~45°, Strassmeier ve ark. 1997). Yıldızın parlaklığında görülen değişimin nedeni G yıldızının yüzeyindeki düzensizliklerden kaynaklanmaktadır. Bu fotometrik değişimin dönemi Strassmeier ve ark. (1997) tarafından yaklaşık 5.913 gün olarak verilmiştir.

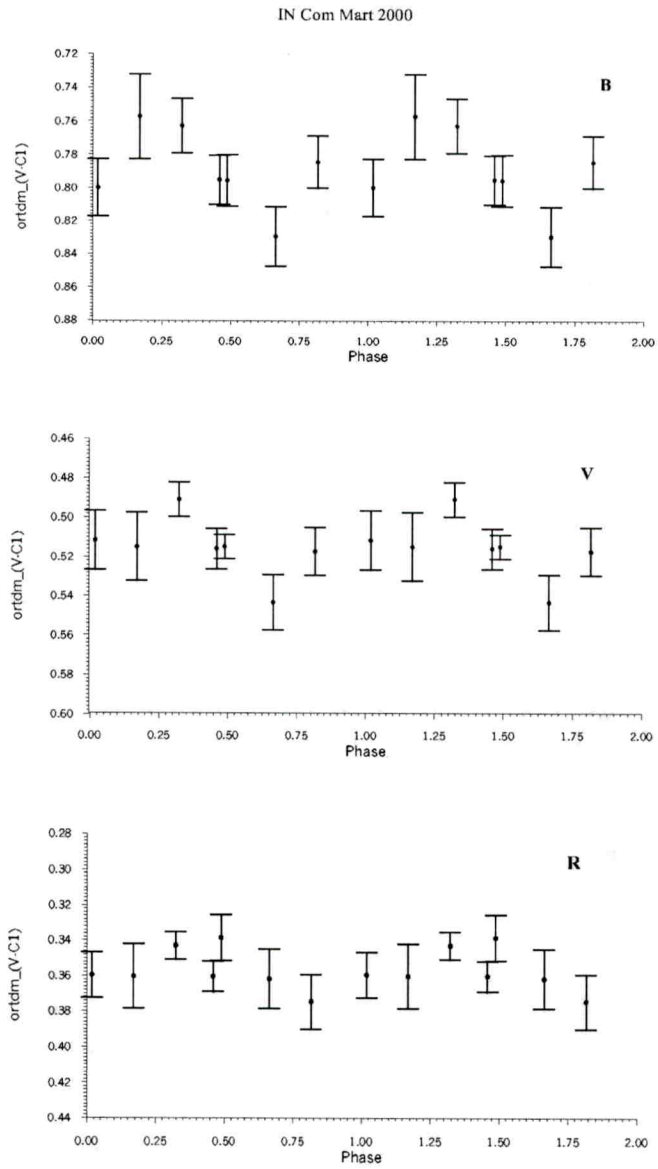
Elde ettiğimiz ışık eğrileri Strassmeier ve ark. (1997) tarafından verilen 5.913 günlük dönemi desteklemektedir. Görülen evre boşlukları, dönemin yaklaşık 6 gün olmasından kaynaklanmaktadır. Gecelik gözlemlere bakıldığında saçılmanın oldukça büyük (~ $0^m.06$) olduğu dikkat çekmektedir. Saçılmanın değişenden mi yoksa mukayeseden mi kaynaklandığı araştırılmıştır. Mukayese ve denet yıldızlarının parlaklıklar farkı atmosferin sönükleştirme etkisinden arındırılarak Şekil 1'de



Şekil 6. *Ortalama noktalarına göre B, V ve R renklerinde elde edilen Mayıs 2000 ışık eğrileri.*

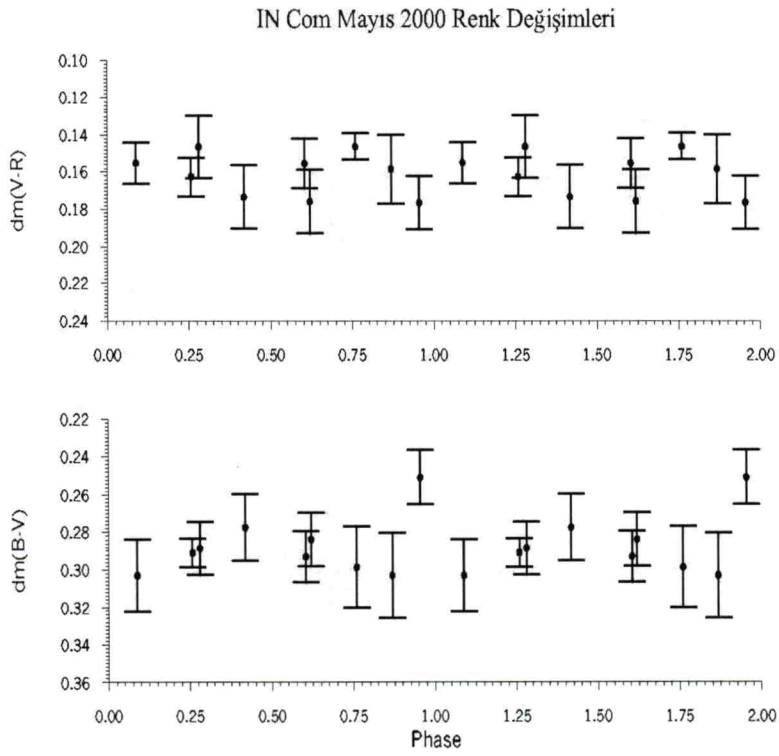
Renkteki bu değişim C2'ye göre diferansiyel renklerde de kendisini göstermektedir. Bu değişim V-R'de kimi zaman daha düşük genlik ve aynı yönlü iken kimi zaman ters yönlü olabilmektedir (Mayıs renk eğrileri).

Sistemin ortalama parlaklığında zamanla bir değişim meydana gelip gelmediğini incelemek amacıyla IN Com'un 1983'den bu yana elde edilmiş olan verileri toplanmıştır (Schnell ve Purgathofer 1983, Noskova 1989, Jasniewicz ve ark. 1994, Jasniewicz ve ark. 1996, Strassmeier ve ark. 1997). Bu verilere E.Ü. Gözlemevi'nde elde edilen veriler de eklenerek V renginde bulunan parlaklık değerleri standarda dönüştürülmüştür. Standarda dönüştürülen parlaklıkların ortalaması alınarak zamana göre noktalandığında (Şekil 9), ortalama parlaklığın zamanla azaldığı

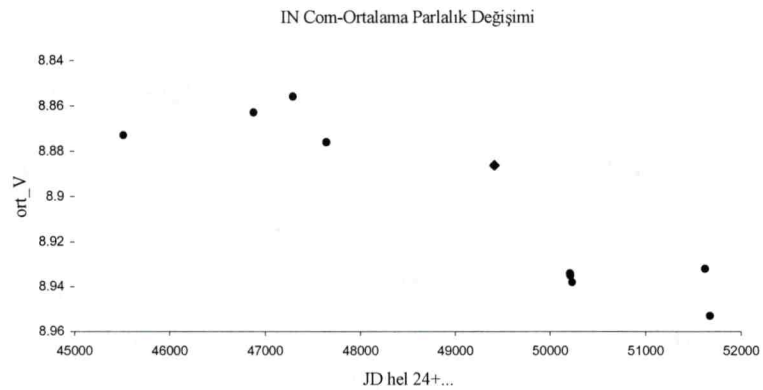


Şekil 5. *Ortalama noktalarına göre B, V ve R renklerinde elde edilen Mart 2000 ışık eğrileri.*

aynen izliyor görünmektedir. Renk değişim genlikleri B-V'de $0^m.016$, V-R'de ise $0^m.034$ dolayında olup, ortalama değerler $d(B-V)_{ort} = 0^m.274$ ve $d(V-R)_{ort} = 0^m.159$'dir. Parlaklık değişiminin minimum olduğu 0.75 evre dolayında her iki renkte bir mavileşme görülmektedir. Şekil 8'de ise Mayıs 2000'de elde edilen renk eğrileri gösterilmiştir. Ortalama renkler $d(B-V)_{ort} = 0^m.288$ ve $d(V-R)_{ort} = 0^m.161$ olarak okunmuştur. Genlikler ise sırasıyla $0^m.026$ ve $0^m.022$ yöresinde olup B-V'deki genlik artarken V-R'deki genlik azalmıştır. B-V renk değişiminde 0.90 evre dolayında hızlı bir mavileşme görülmektedir. Renkteki bu kısa süreli, hızlı değişmelerin *flare* benzeri ani parlamalardan kaynaklanabileceği sanılmaktadır. Mart 2000 renk eğrisinde B-V'deki mavileşme $0^m.022$ dolayında iken Mayıs ayındaki renk eğrisinde $0^m.054$ olmuştur.

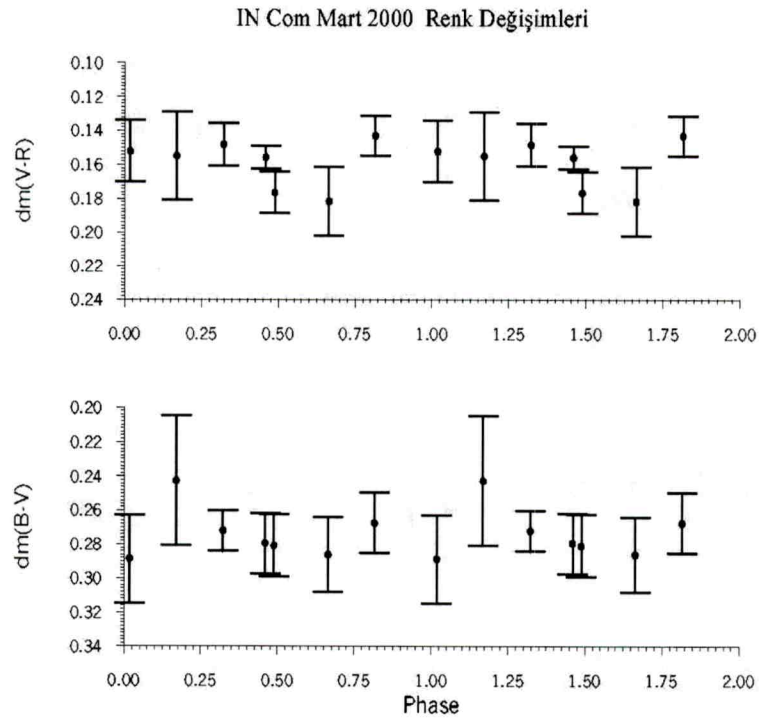


Şekil 8. *IN Com'un Mayıs 2000'de elde edilen diferansiyel renk değişimleri.*



Şekil 9. *IN Com'un V rengindeki ortalama parlaklık değişimi. ♦ sembolü ile gösterilen nokta, Jasniewicz ve ark. (1996) tarafından ortaband y süzgecinde elde edilmiş noktaların ortalamasıdır.*

IN Com'un parlaklığındaki dönemli değişmenin G5III yıldızının yüzeyindeki Güneş benzeri manyetik etkinlikten kaynaklandığı sonucuna varılmıştır. Sistemin parlaklık ve renk eğrileri incelenmiş, dalga benzeri bozulmanın minimumunun artan evrelere doğru kaydığı ve dalga benzeri bozulmanın genliğinin hızlı bir değişim



Şekil 7. *IN Com'un Mart 2000'de elde edilen diferansiyel renk değişimleri.*

($\Delta V_{ort} \cong 0^m.08$ (yaklaşık 11 yılda)) görülmektedir. Kesin bir yargıya varmak mümkün olmamakla birlikte, bu ortalama parlalık değişiminden, IN Com'un yüzeyinde ~22 yıllık Güneş benzeri bir etkinlik çevriminin gerçekleştiği söylenebilir. Bu yaklaşımın doğruluğu ve güvenilirliği ancak ileride yapılacak gözlemlerle mümkün olacaktır.

Yıldızın uzaklığını 400 pc alırsak, maksimum parlaklıktaki ışıtmanın 38.73 $L_{\odot}$, minimumdaki ışıtmanın ise 35.97 $L_{\odot}$ dolayında olduğunu buluruz. Buna göre yıldızın ışıtmasındaki toplam azalmanın % 7 dolayında olduğu sonucuna varırız.

3. Sonuçlar

Bu çalışmada, LoTr 5 gezegenimsi bulutsusunun çekirdeği olan IN Comae çift yıldızına ilişkin gözlemler ve bu gözlemlerden elde edilen bulgular sunulmaktadır. Dönemi yaklaşık 5.913 gün olan IN Com sisteminin B, V ve R ışık eğrileri Mart, Nisan ve Mayıs 2000 dönemlerinde yapılan gözlemlerle elde edilmiştir. Gecelik gözlemlerin oldukça saçılmalı olduğu görülmektedir. Bunun nedeni olarak sistemi çevreleyen bulutsu yapının olabileceği önerilmiştir.

gösterdiği bulunmuştur. Parlaklık değişimi ile renk değişimi aynı yönlüdür. Yıldız sönükleştiğinde renk de kırmızıya gitmektedir. Ortalama parlaklık da dönemli bir değişim gösteriyor gibi görünmektedir. Eldeki gözlem verilerine göre G5III yıldızının manyetik çevriminin 22 yıl dolayında olduğu tahmin edilmiştir. Dalga benzeri bozulmanın ışık eğrisini yaklaşık 685 günde bir taradığı önerilmiştir.

Teşekkür

Bu çalışma Ege Üniversitesi Araştırma Fon Saymanlığı tarafından 98\FEN\053 nolu proje olarak desteklenmiştir. Ege Üniversitesi Rektörlüğü'ne içten teşekkürlerimizi sunarız.

KAYNAKLAR

Acker, A., Jasniewicz, G., Gleizes, F. 1985, A&A, 151, L13
Apparo, K.M.V., Berthiaume, G.D., Nousek, J.A. 1992, ApJ, 397, 534
Bond, H.E., Livio, M. 1990, ApJ, 355, 568
de Kool, M., Ritter, H. 1993, A&A, 397
Feibelman, W.A., Kaler, J. B. 1983, ApJ, 269, 592
Hardie, R.H. 1962, Astronomical Tecniques, ed. Hiltner, W.A.
Iben, I. Jr. 1995, Phys. Rep. 250, 1
Jasniewicz, G., Acker, A. 1993, AcA, 43, 441
Jasniewicz, G., Duquennoy, A., Acker, A. 1987, A&A, 180, 145
Jasniewicz, G., Acker, A., Mauron, N., Duquennoy, A., Cuypers, J. 1994, A&A, 286, 211
Jasniewicz, G., Thevenin, F., Monier, R., Skiff, B.A. 1996, A&A, 307, 200
Jurcsik, J. From Miras to planetary nebulae: Which path for stellar evolution?; Proceedings of the International Colloquium, Montpellier, France, Sept. 4-7, 1989 (A91-46697 20-90). Gif-sur-Yvette, France, Editions Frontieres, 1990, p. 400-402.
Kreysing, H. C., Diesh, C., Zweigle, J., Staubert, R., Grewing, M., Hasinger, G. 1992, A&A, 264, 623
Kuczawska, E., Mikolajewski, M. 1993, AcA, 43, 445
Longmore, A.J., Tritton, S.B. 1980, MNRAS, 193, 521
Lutz, J.H. 1978, IAU Symp. No. 76, ed. Terzian, D. (Dordrecht, Reidel)
Malasan, H.L., Yamasaki, A., Kondo, M. 1991, AJ, 101, 2131
Noskova, R.I. 1989, Sov. Astr. Letter 15, 149
Schnell, A., Purgathofer, A. 1983, A&A, 127, L5
Strassmeier, K.G., Bartus, J., Cutispoto, G., Rodono, M. 1997, A&AS, 125, 11S

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.169-178

RS CVn Türü Örten Çift Yıldız RT Andromedae'nin Işık ve Dönem Değişimleri

M.Güre[1], A.Erdem[2], O.Demircan[2], F.Soydugan[2], İ.Bulut[3], C.Çiçek[2] ve E. Soydugan[2]
[1]*Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Eğitim Fakültesi, Bilgisayar ve Öğretim Teknolojileri Eğitimi Anabilim Dalı, Anafartalar Kampüsü, 17100 Çanakkale*
[2]*Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, Terzioğlu Kampüsü, 17100 Çanakkale*
[3]*Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Çanakkale Meslek Yüksek Okulu, Bilgisayar Bölümü, Terzioğlu Kampüsü, 17100 Çanakkale*

Özet

RS CVn türü örten çift yıldız RT And'ın yayınlanmış minimum zamanları literatürden toplanarak sistemin yörünge dönemindeki değişim için O-C analizi yapılmıştır. Sistemin yörünge döneminin parabolize olmuş sinüslü salınımlar gösterdiği saptanmıştır. Yörünge dönemindeki bu tür değişim, (i) kütle kaybı ya da kütle aktarımı, (ii) sistemde görülemeyen üçüncü bir cismin varlığı ve (iii) konvektif katmanda manyetik etkinlikle ilgili bozulmalar açısından tartışılmıştır. Ayrıca, RT And çift yıldızının yayınlanmış ışık eğrileri literatürden toplanarak sistemin ışık eğrilerinde görülen asimetriler incelenmiş ve sistemin ışık değişiminde rol oynadığı varsayılan manyetik etkinlikle yörünge dönemi değişimi arasında bir ilişki aranmıştır.

Anahtar Kelimeler: Örten değişen çift yıldızlar - RT And: yörünge dönemi değişimi, ışık değişimi.

1. Giriş

RT And, 20. yy başından itibaren pek çok Astrofizikçinin üzerinde çalıştığı ilgi odağı bir örten çift yıldızdır. Görsel olarak ilk kez 1911-1927 arasında gözlenmiştir (Deichmueller, 1901; Zinner, 1916). Pek çok araştırmacı tarafından fotometrik çalışmaları yayınlanmıştır (Kristenson, 1967; Dimitrescu, 1974; Dapergolas et al.1991; Zeilik et al. 1988,1989; Gordon et al. 1990 ve Arevalo et al. 1995, ve diğerleri). Tayfsal olarak Kron (1950), Mancuso et al. (1981), Wang & Lu (1993), Popper (1994), Lazaro & Arevalo (1994); Arevalo & Lazaro (1995) tarafından araştırılmıştır. Optik bölge dışında, UV aralığında, Budding et al. (1982) tarafından, radyo bölgede, Drake et al. (1986) tarafından gözlenmiştir.

RT And üzerinde yapılan bu çalışmalardan çıkarılan sonuçlar, aşağıda maddeler halinde özetlenmektedir: (i) RS CVn olarak sınıflanmıştır (Hall, 1976), (ii) sistemin bileşenlerinin tayf türleri, fotometrik çalışmada G0V+K2V (Arevalo et al. 1995) ve tayfsal çalışmada F8V+K3V (Popper, 1994) olarak verilmiştir, (iii) ışık eğrisinde tutulma ve tutulma dışında değişimler belirlenmiştir (Zeilik et al. 1989 ve diğerleri), (iv) fotometrik değişimlerin nedeni, baş bileşenin yüzeyi üzerinde büyük soğuk leke modeli ile açıklanmıştır (Zeilik et al. 1989), (v) atmosfer kökenli manyetik aktiviteye kanıt olarak MgII H ve K salma çizgileri gözlenmiştir (Budding et al. 1982), ve (vi) sistemin

yörünge dönemi sabit değildir ve bu güne kadar en az 9 tane O-C analizi çalışması yayınlanmıştır.

Bu çalışmanın amacı, daha fazla veri ile O-C değişimini tekrar analiz etmek ve sistemin dönem değişimi ile ışık değişimi arasındaki ilişkiyi araştırmaktır.

2. Yörünge Dönemi Değişimi

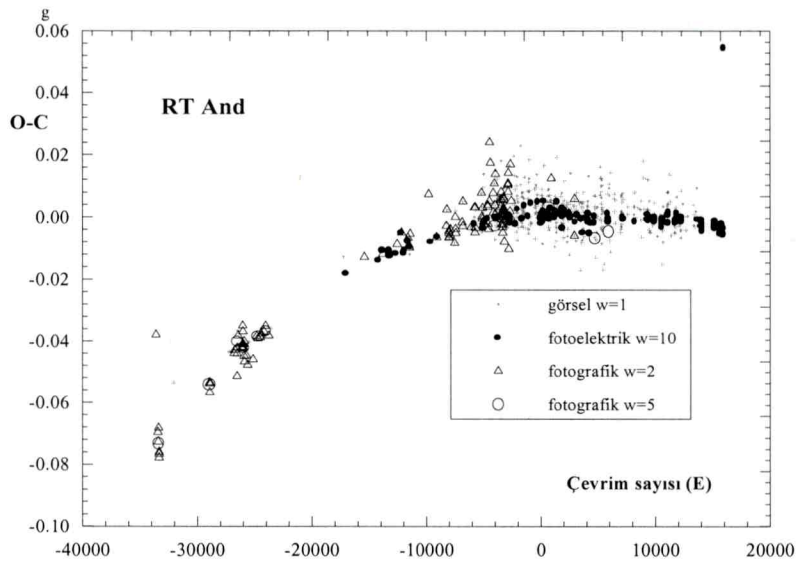
2.1 *(O-C) Diyagramı*

Sistemin O-C diyagramını oluşturmak ve yörünge dönemi değişimini irdelemek için sisteme ilişkin literatürden toplanan gözlenen minimum zamanlarının sayısı ve verilen ağırlıkları; 436 görsel veri için ağırlık 1, 143 fotografik veri için ağırlık 2 yada 5 ve 176 fotoelektrik veri için ağırlık 10 biçimindedir.

İlk adım olarak, O-C artıkları Khopolov et al. (1985) tarafından verilen aşağıdaki ışık öğeleri kullanılarak hesaplandı:

$$\text{Min I (H JD)} = 24\ 41141.88901 + 0^{g}.628929513\,E \qquad (1)$$

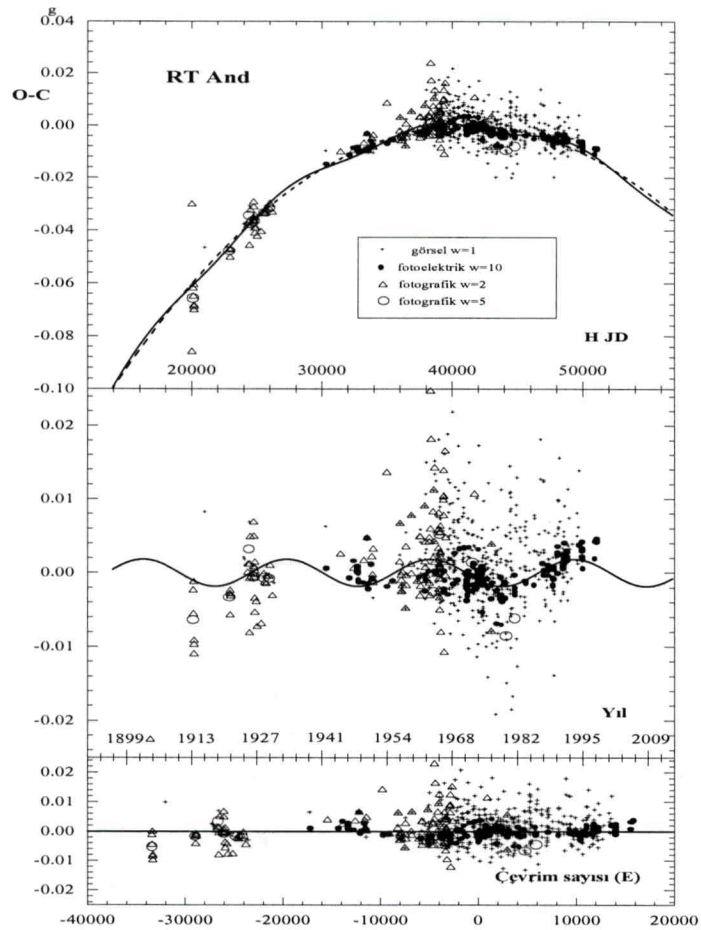
Gözlenen tüm minimum zamanlarının $O\text{-}C_1$ artıkları, Şekil 1'de çevrim sayısına göre çizildi. Şekil 2, sistemin yörünge döneminin çevrimsel karakterde değiştiğini açık biçimde göstermektedir. Yörünge dönemi değişimini açıklamak için bu çalışmada kullanılacak mekanizmalar olarak; (i) sistemden kütle kaybı, (ii) sistemde olası bir üçüncü cisim nedeniyle oluşan ışık-zaman gecikmesi ve (iii) bileşen yıldızların manyetik aktivite çevrimi seçilmiştir. Şimdi sırayla önerilen bu mekanizmaları, sistemin gözlenen yörünge dönemi değişimine uygulayalım:



Şekil 1. *RT And'ın O-C diyagramı.*

2.2 Kütle Kaybı

Şekil 1'deki O-C artıklarına, sistemin yörünge döneminin parabol üzerine binmiş sinüslü salınımlar biçiminde değiştiği düşünülerek, aşağıda verilen parabol + sinüs denklemi, ağırlıklı en küçük kareler yöntemi kullanılarak fit edildi.



Şekil 2. *O-C gözlem noktaları ve fit edilen kuramsal eğri*

$$O-C = Q\times E^2 + A_S \times \sin\left[\frac{2\pi}{P_S}(E-T_S)\right], \qquad (2)$$

burada Q karesel terimin katsayısı olup örten çiftin yörünge döneminin değişimini (artış ya da azalış) verirken A_S, P_S ve T_S, sırasıyla, sinüs eğrisinin genliği, dönemi ve minimum momentidir. Analiz sonucu bulunan öğeler ve yanılgıları Çizelge 1'de verilmektedir. Ayrıca, bu çizelgedeki yeni ışık öğelerine göre hesaplanan O-C artıkları ve bu artıklara fit edilen teorik eğri, Şekil 2'de gösterilmektedir.

Çizelge 1. *RT And sistemi için denklem (2) de verilen kuadratik-sinüslü en iyi fit öğeleri.*

Öğe	Değeri	Yanılgısı
T_O H JD	41141.89065	0.00006
P (gün)	0.628929790	0.000000005
Q (gün)	-5.33×10^{-11}	4×10^{-13}
A_S (gün)	0.00182	0.00006
T_S (Çevrim sayısı)	-26411	363
P_S (Çevrim sayısı)	17538 (=30.2 yr)	210
$\Sigma W(O-C)^2$ ($gün^2$)	0.03095	

Çizelge 1'deki Q öğesi, sistemin yörünge döneminin yüzyıl başına 0.535 ± 0.004 saniye azaldığını göstermektedir.

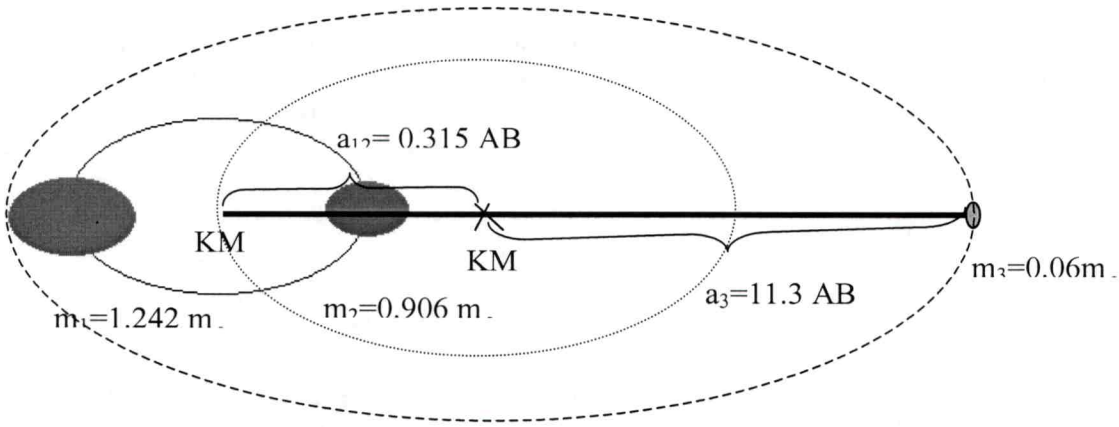
Güneş türü yıldız bileşeni bulunan çift yıldızlarda; sürekli dönem azalması, çiftin yıldız rüzgarları nedeniyle ortaya çıkan manyetik frenleme etkisi ile ilişkilidir. Diğer yandan, eğer yıldızdan uzaklaşan madde, oldukça büyük Alfvén yarıçapına kadar manyetik alan nedeniyle yıldız ile birlikte dönmeye zorlanıyorsa, yörünge dönemi sistemin açısal momentum kaybı nedeniyle azalacaktır.

Bu fiziksel durum, RT And için, Hall and Kreiner (1980)'in çalışmasında (31 RS CVn türü yıldız ile birlikte) ve daha yeni olarak Demircan (1998)'ın çalışmasında tartışılmıştır. Hall and Kreiner (1980) modelinde, soğuk bileşen yıldız rüzgarı mekanizması nedeniyle kütle kaybetmektedir. Buna göre soğuk bileşenin kütle kaybı oranı, RT And'ın gözlenen yörünge dönemi azalması için yaklaşık $3x10^{-9} m_\odot$ $yıl^{-1}$ olarak tahmin edildi. Demircan (1998)'ın modelinde ise yörünge açısal momentumu dağılımından elde edilen yörünge açısal momentum kaybı, kütle kaybı ve dönem değişimi arasındaki ilişkiler kullanılmakta; yörünge dönemi azalması, manyetik frenlemenin neden olduğu yörünge açısal momentumunun evrimi ile açıklanmaktadır.

2.3 Üçüncü Cisim Açıklaması

Bu yaklaşımda, O-C değişimlerine fit edilen sinüs salınımlarına (bkz. Şekil 2'nin orta kısmı), RT And'ın, görünmeyen bir üçüncü cisim ile birlikte oluşturdukları üçlü dizgenin ortak kütle merkezi etrafında, çizdiği dairesel yörünge hareketinin neden olduğu düşünüldü. Böylece, Çizelge 1'de verilen sinüs eğrisi öğeleri kullanılarak hesaplanan sistemde bulunması olası üçüncü cismin öğeleri için (i) çift yıldızın üçlü sistemin ortak kütle merkezi etrafındaki dolanma dönemi 30.2 yıl ve ortak kütle merkezine olan izdüşüm uzaklığı 0.315 AB, (ii) olası üçüncü cismin kütlesi, üçlü dizge yörüngesinin eğim açısına bağlı olarak, $i=30^0$ için 0.13 $m_\odot$ ve $i=90^0$ için 0.06 $m_\odot$ ve (iii) üçüncü cismin yörüngesi ile RT And'ın yörüngesi aynı düzlemde olursa, üçüncü cismin yörüngesinin yarı-büyük eksen uzunluğu 11.3 AB değerleri bulundu. Bu

değerlere göre üçüncü cisim (eğer varsa) RT And'ın dış Lagrange noktalarının çok dışında dolanır ve yörüngesi kararlıdır:



Şekil 3. *RT And ile görülmeyen üçüncü cismin birlikte oluşturdukları önerilen konfigürasyon.*

Sonuç olarak, önerilen üçüncü cismin olası kütlesi oldukça küçüktür ve çift sisteme çok yakındır. Bu nedenle, bu sonuç, önerilen üçüncü cismin RT And'ın etrafında dolanan bir "gezegen" yada "kahverengi cüce" olabileceği şüphesini uyandırmaktadır.

2.4 Manyetik Aktivite Açıklaması

RS CVn türü sistemlerin yörünge dönemleri üzerinde çevrimsel manyetik aktivite etkisi, bu sistemlerin bileşenlerinin geri tayf türünden olmaları ve dönme-dolanma kilitlenmesi göstermeleri nedeniyle olası gözükmektedir. Bu nedenle, RT And'ın yörünge döneminde gözlenen çevrimsel değişimi açıklamak için, manyetik aktivitenin yörünge dönemi değişimine olan etkisini en iyi biçimde gösteren **Applegate (1992) mekanizması** seçildi.

RT And'ın baş yıldızının yüzeyinde soğuk lekeler olduğu belirtildiğinden ve toplam ışığa katkısı %86 olduğundan dolayı baş bileşen fotometrik gözlemlerde aranılan manyetik aktivite için sorumlu yıldız olarak ele alındı.

Çizelge 1'de verilen küçük genlikli değişimin (A_s = 0.0018 gün ve P_s = 30.2 yıl) öğeleri kullanılarak, sistemin yörünge dönemi değişimini açıklamak için elde edilen Applegate (1992) parametreleri; (1) A_s=0.0018 gün ve P_s=30.2 yıl için gözlenen yörünge dönemi değişimi ΔP=0.057 s, (2) aktif bileşenin iç kısmından dış kısmına, dış kısmının başka değişle kabuğun farklı dönmesine yol açacak şekilde aktarılan açısal momentum $\Delta J=1.37x10^{54} gcm^2s^{-1}$, (3) kabuğun eylemsizlik momenti, M_k=0.1M kabulü altında, $I_k=103x10^{54}$ gcm^2, (4) açısal momentum transferi için gerek duyulan enerji $\Delta E=2.89x10^{41}$erg, (5) yıldızın dış kabuğu ile iç kısmı arasında açısal momentum transferi olması için gerekli yüzeyaltı manyetik alanı 6.3 kG'dir. Ayrıca, RT And

sisteminin baş bileşenin manyetik aktivite çevrimi, O-C değişimin döneminden 30.2 yıl olarak tahmin edilebilir. Bu değer, Hall (1990) tarafından verilen Güneş türü cüce yıldızların çevrim süreleri ile uyuşmaktadır.

Applegate modeli, RT And'ın baş bileşeninin manyetik aktivite çevriminden kaynaklanan yörünge dönem değişimine olası çözüm verdiği halde, bu açıklamanın test edilmesi için; (i) yıldızın ışık değişiminin dönemi, O-C değişiminin dönemi ile aynı olmalı, (ii) yıldız en parlak olduğunda en sıcak olmalıdır. Bu nedenle, RS CVn türü örten çift yıldız RT And'ın O-C değişimi ile uzun dönemli ışık değişimleri arasında bir ilişki aranmalıdır.

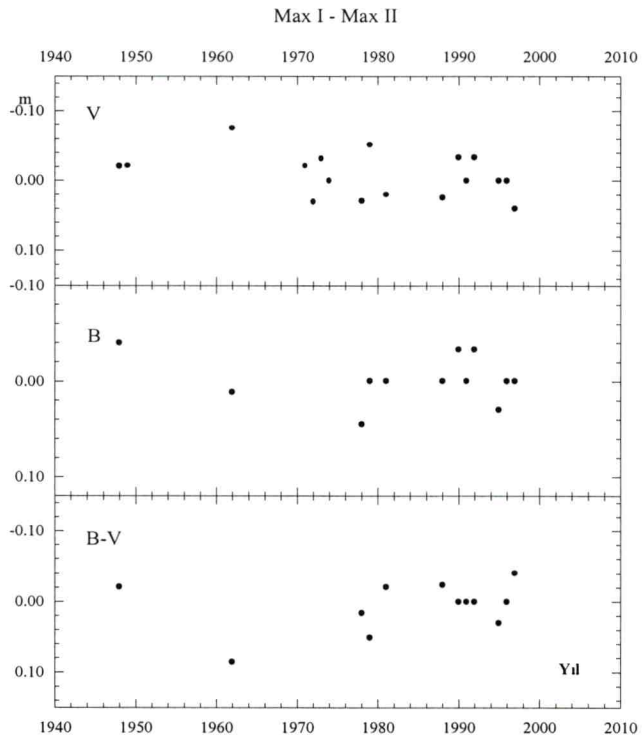
3. Işık Değişimi

RT And'ın uzun dönemli ışık değişimini araştırmak için; 1948-1997 arasında yayınlanmış ışık eğrileri literatürden elde edildi. Işık değişimini okuyabilmek için 4 klasik evre seçildi: Min I (0.0 evre), Min II (0.5 evre) Max I (0.25 evre) ve Max II (0.75 evre). Böylece dört özgün evredeki ışık düzeyleri B ve V renklerinde ölçüldü. Ancak, kimi yazarların kullandıkları mukayese yıldızları farklı olduğu için yalnızca Max I-Max II, Min I-Min II ve (Max I- Max II)- (Min I- Min II) evrelerindeki ışık düzeyi farkları, üzerinde çalışıldı. Her bir veri seti, Şekil 4, 5 ve 6'da gösterilmektedir.

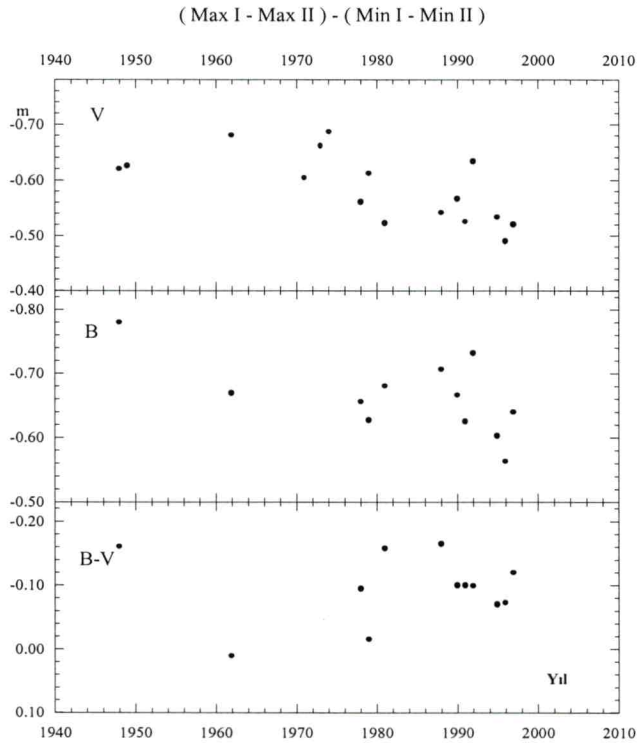
Şekil 4, 5 ve 6'da sistemin parlaklık düzeyi farklarındaki ve renk farklarındaki değişimlerin çevrimsel yapıda olmadıkları gözükmektedir. Bu sonuç, sistemde gözlenen ışık değişiminden yalnızca leke aktivitesinin sorumlu değil kütle kaybı gibi diğer bazı olayların da sorumlu olabileceğine işaret etmektedir. Ancak, bu çalışma, Bölüm 2.4'te değinildiği biçimde, sistemin gözlenen ışık değişimi ile yörünge dönemi değişimi arasında Applegate mekanizmasını destekleyen herhangi bir ilişki vermemektedir. Belki, ışık değişimleri ile yörünge dönemi salınımlarına neden olan iki olayın zaman ölçekleri oldukça farklıdır.

4. Sonuç ve Tartışma

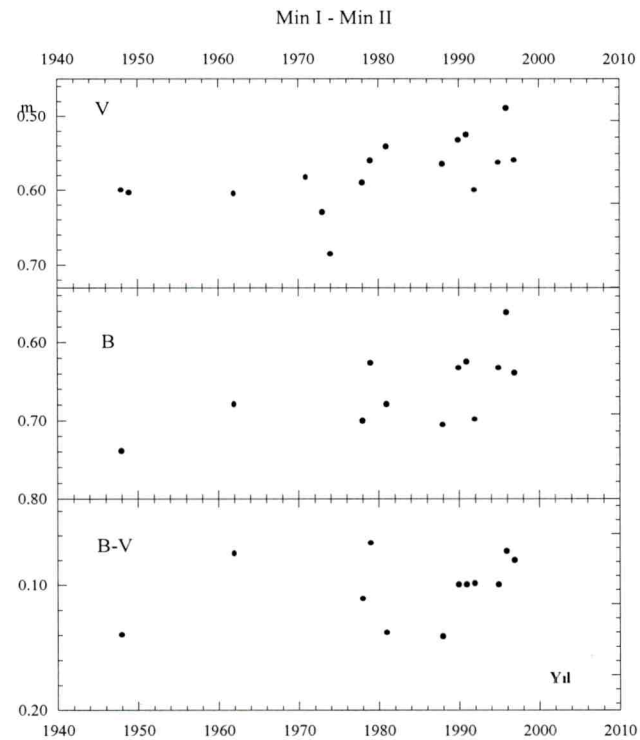
Sistemin yörünge dönemi değişimini açıklamak için kullanılan mekanizmalar ve sonuçları maddeler halinde aşağıda özetlenmektedir: (i) ***Sistemden kütle kaybı:*** Manyetik aktivitenin sonucu oluşan yıldız rüzgarları RT And'ın döneminde bir azalma meydana getirmiştir. (ii) ***Üçüncü cisim nedeniyle oluşan ışık-zaman etkisi:*** Olası üçüncü cismin hesaplanan kütlesi, onun bir "gezegen" veya "kahverengi cüce" olabileceği şüphesini uyandırmaktadır. (iii) ***Manyetik aktivite:*** Yörünge dönemi değişimini açıklamak için Applegate mekanizması uygulandığında, yıldız yüzeyi üzerinde büyük soğuk lekelerin oluşmasını sağlayacak değerde bir yüzey-altı manyetik alan şiddeti (6.3 kG) bulunmaktadır. Bir çok yazar tarafından da yapılan çalışmalarda baş bileşen üzerinde büyük lekeler olduğu belirtilmiştir. Fakat, O-C değişimi ile aynı dönemli olması beklenen uzun dönemli ışık değişimi ile karşılaşılmamıştır.



Şekil 4. *RT And'ın $0^p.25$ ve $0^p.75$ evrelerindeki V ve B renklerinde parlaklık düzeyi farkları ile B-V renk düzeyi farkları.*



Şekil 5. *RT And'ın $0^p.0$ ve $0^p.5$ evrelerindeki V ve B renklerinde parlaklık düzeyi farkları ile B-V renk düzeyi farkları.*



Şekil 6. *RT And'ın $0^p.0$, $0^p.25$, $0^p.5$ ve $0^p.75$ evrelerindeki V ve B renklerinde parlaklık düzeyi farkları ile B-V renk düzeyi farkları.*

Teşekkür

Bu çalışma, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Araştırma Fonu tarafından 1999 / FE/ 013 nolu proje olarak desteklenmiştir.

KAYNAKLAR

Applegate, J.H., 1992, ApJ, 385, 621.

Arevalo, M.J., Lazaro, C. and Claret, A., 1995, AJ, 110, 1376.

Budding, E., Kadouri, T.H. and Gimenez, A., 1982, Ap&SS, 88, 453.

Dapergolas, A., Kontizas, E. and Kontizas, M., 1991, IBVS, 3661.

Deichmueller, F., 1901, Anac, 157,31

Demircan, O., 1998 in Magnetik Activity in Cool Stars, edited by O. Demircan (TUBİTAK, Ankara), p.425

Dimitrescu, A., 1974, Studii si Cercetari de Astron, 19, 89.

Drake, S.A., Simon, T. and Linsky, J.L., 1986, AJ, 91, 1229.

Gordon, S., Hall, S., Ledlow, M., Mann, E. and Zeilik, M., 1990, IBVS, 3469.

Hall, D.S., 1976, Proceeding of IAU Colloq. 29, p. 287.

Hall, D.S. and Kreiner, J.M., 1980, AcA, 30, 387.

Hall, D.S., 1990, Active Close Binaries, edited by C. İbanoğlu (Kluwer, Dordrecht), p. 95.

Khopolov, P. N., 1985, Nauka Publishing House, Moskow.

Kristenson, H., 1967, BAICz, 18, 261.

Kron, G.E., 1950, PASP, 62, 141.

Mancuso, S., Millano, L., Vittone, A., Budding, E. and Jassur, D.M.Z. 1981, in Photometric and Spectroskopic Binary Systems, edited by E. B. Carling and Kopal (Reidel, Dordrecht), p.313.

Lazaro, C. and Arevalo, M.J., 1994, csss, 8, 435.

Popper, Daniel M., 1994, AJ, 108, 1091.

Wang, X. M., and Lu, W., 1992, AcApS, 12, 25.

Zeilik, M., Beckert, D., De Blasi, C., Ledlow, M., Rhodes, M., Williams, T., 1998, IBVS, 3173.

Zeilik, M., Cox, D.A., De Blasi, C., Rhodes, M., Budding, E., 1989, ApJ, 345, 991.

Zinner, E., 1916, Astron. Abh, 4, C5.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.179-186

Yıldızlarda Dönme

(Çağrılı Bildiri)

O. Demircan
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Çanakkale

Özet

Yıldızlar molekül bulutlarından büzülmeyle oluşurken açısal momentumun korunumu prensibi gereğince dönme hızları artar, ancak daha sonra rüzgarla kütle ve momentum kaybederek hızla yavaşlarlar. Hızlı yavaşlamada manyetik alan ve Alfven yarıçapı önemli rol oynar. Bu çağrılı tebliğde yıldızlarda dönme üzerine genel bilgilerden sonra dönme yavaşlamasının yasası ve zaman ölçeği, soğuk ve sıcak yıldızlar için ayrı ayrı yıldız parametrelerine bağlı olarak ortaya konmuş ve farklı durumlar için irdelenmiştir.

1.Tarihçe

Yıldızlarda dönmenin tarihçesi 1610'da Galile'nin Güneş lekesi gözlemlerinden Güneş'in dönme dönemini 26 gün bulması ile başlar. Yıldızların da uzayda Güneş gibi birer cisim olduğu anlaşıldığında dönmüş olmaları gereği de anlaşılmış olmalı, çünkü uzaydaki cisimler yavaş veya hızlı dönerler. Hızlı dönmenin dönen cisimde kutuplardan basıklaşma oluşturacağı Newton tarafından formüle edilmiştir. Kısıtlı üçüncü cisim probleminden yola çıkarak eşpotansiyelli yüzeyler kuramı ile Yer için dönmenin biçime etkisi (kutuplardan basıklaşma E.A. Roche (1820-1883)) tarafından ortaya konmuştur. Bugün Roche modeli olarak bilinen bu kuram etkileşen çift yıldız bileşenlerinin geometrisi için yaygın olarak kullanılmaktadır. Dönmenin biçim ve madde karışımı etkisi olarak evrim hesaplarında dikkate alınması ancak 1970'lerde mümkün olabilmiştir (bkz Endal, Sofia, 1979). Yıldız evrimi üzerine çalışanlar bu yıllarda dönmeyen yıldızlar varmış gibi "dönen yıldızlar" başlığı ile kuramsal makaleler yayınlamaya başlamışlardır. Bugün dönmeyle iç karışımın arttığı ve hızlı dönen yıldızların daha sıcak ve daha parlak görünürken evrimlerinin yavaşladığı bilinmektedir. Yıldızlarda dönmenin ilk gözlemsel kanıtı çift yıldızların keşfi ile başlar: çünkü yörünge hareketi yapan yıldız aynı zamanda kendi ekseni etrafında da dönmüş olmalıdır. İlk tayfsak kanıt ise çift yıldızların radyal hız eğrilerinde ortaya çıkan ve sonradan Rossiter etkisi olarak adlandırılan değişimin doğru yorumlanmasıyla ortaya konmuştur (bkz. Rossiter, 1924). Daha sonraki yıllarda tayf çizgisi profilleri elde edildiğinde çizgi genişlemesinin temelde dönmeden kaynaklandığı ortaya konmuştur. Yıldızların dönme eksenleri uzayda rasgele dağıldığından tayf çizgisi genişlemelerinden v değil fakat $v \sin i$ çarpanı elde edilebilmektedir. Yıldızlarda enlemsel diferansiyel dönme olabileceği yine Güneş örneğinden kaynaklanmaktadır. Hatırlayacaksınız Güneş lekesi oluşum bölgelerinin manyetik çevrim başlangıcında her iki yarım kürede 30^0-35^0 derece enlemlerinden ekvatora doğru yılda 3^0 kayarak çevrim sonunda 5^0 ye kadar inerler. Leke oluşum bölgelerinin bu enlemsel kayması ilk kez 1859 Carington tarafından not edilmiştir. Farklı enlemlerde gözlenen lekelerin gözleminden Güneş'in dönmesinin enleme bağlı

olduğu anlaşılmıştır. Güneş'te enlemsel açısal dönme hızı w (derece/yıl) = 14.38-2.98 $sin^2\varphi$ bağıntısı ile ifade edilmektedir.

Yıldızlara ilişkin fotometrik gözlemlerin, leke varlığı nedeniyle dönme modülasyonundaki değişimler yıldızlarda enlemsel diferansiyel dönmenin kanıtı olarak ileri sürülmektedir. Soğuk yıldızlara ilişkin gözlemlerin kutupsal leke varlığını öngörmesi ise bu yıldızlarda Güneş'teki durumun tersine lekelerin kutuplara sürüklenmiş olabileceği ve dolayısıyla kutupların ekvatora göre daha hızlı dönmüş olabileceği şeklinde yorumlanmaktadır (bkz. Vogt et al., 1987). Ancak yıldızlarda kutup lekesi olamayacağı, gözlemsel belirteçlerin analiz yöntemlerinden kaynaklanan yanlış bilgiler oluşturduğu inancı oldukça yaygındır (bkz. Eker 2000).

Yıldızlarda dönmenin derinlikle nasıl değiştiği özellikle 1970'lerden sonra merak edilmiş ve yıldız merkezlerinin daha hızlı dönmüş olması düşüncesine kanıt aranmıştır. Bu yönde kuramsal kanıt, yoğunluğu yüksek yıldız merkezlerinin açısal momentumun korunumu yasası gereğince büzülme sonucu hızlanmış olması gereğinden kaynaklanmaktadır. Hızlı dönen beyaz cüce ve nötron yıldızları da bu konuda gözlemsel kanıt olarak kullanılmıştır. Çünkü beyaz cüceler ve nötron yıldızları sonuçta yıldız çekirdekleridir. 1980'li yıllarda Güneş sismolojisi konusunda yapılan yoğun çalışmalar Güneş'in radyatif bölgesinde diferansiyel dönmenin devam etmediğini, bu bölgenin yüzeyden daha hızlı dönmediğini, 27 günlük dönemle katı cisim dönmesi gösterdiğini ortaya koymuştur. Çok hızlı dönen beyaz cüceler ve nötron yıldızları olduğuna göre Güneş kural dışı ender bir durumu sergilemiş olmalı diye düşünülebilir. Ancak bugün, hızlı dönen beyaz cüce ve nötron yıldızlarının başlangıçta bir çift yıldız bileşeni olduğu ve evrim sonucu bileşenden akan maddenin kırbaç etkisi ile dönme açısal momentumu kazanıp hızlandıkları sonrada bileşenlerin bir şekilde ortadan yok olup hızlı dönen beyaz cüce ve nötron yıldızlarının kaldıkları düşüncesi baskın görünmektedir. Durum böyle ise Güneş normal bir dönme evrimi geçirmiş olabilir. Yani Güneş ve diğer tek yıldızların iç kısımları yüzeylerinden daha hızlı dönmüyor olabilir. O zaman büzülme sonucu içte birikmiş olması beklenen büyük açısal dönme momentumu nasıl, ne zaman ve hangi mekanizma ile dış katmanlara aktarılmıştır. İşte henüz bu sorular yanıtlamamaktadır.

2.Yıldızlarda Dönme

2.1 Gözlemsel Bilgiler

Yıldızlar için biriken gözlemsel *vsini* değerleri yıldızların tayf türlerine göre noktalandığında erken tayf türünden yıldızların 300 km/s'ye kadar yüksek hızlarla döndüğü, Güneş benzeri G tayf türlerinde bu hızların 10 km/s'nin altına düştüğü görülmektedir. Yüksek hızlarla dönen hiçbir G, K, M yıldızı gözlenememiştir. Bu diyagram yıldızların dönmesi ile ilgili evrimsel bir süreci ortaya koymaktadır: Başlangıçta yani oluştuklarında hızlı dönen yıldızlar HR diyagramında anakoldan sonra geç tayf türlerine doğru evrimleştiklerinde açısal momentum kaybederek yavaşlamaktadırlar: Açısal momentum kaybı gezegen oluşumu ve/veya yıldız rüzgarı ile meydana gelmektedir.

2.2 Güneş Örneği

Bugün Güneş benzeri bir yıldızın 1 pc boyutlu bir molekül bulutundan büzülerek oluştuğu bilinmektedir. Bu tür bulutlarda türbülans hızı 10 m/s mertebesindedir. Böyle bir bulutun toplam açısal momentumu 10^{53} cgs mertebesindedir. Halbuki bugün Güneş'in açısal momentumu 1.7 10^{48} cgs dir. Yani 10^5 kat azalmıştır. Eğer Güneş'in oluşumunda açısal momentum korunsaydı

$$\frac{H_0}{H} = \frac{k_0^2 R_0 M_0 v_0}{k^2 R M v} \cong 10 \frac{R_0 v_0}{R v} \tag{1}$$

bağıntısına göre bugün $v \cong 10 \times 3.10^{19} / 7.10^{10} \cong 10^7$ km/s hızla yani ışık hızından daha büyük bir hızla dönmesi gerekirdi. Halbuki sadece 2 km/s hızla dönmektedir. Peki Güneş ne olmuştur da bu kadar yavaşlamıştır? Büyük miktarda açısal momentum kaybetmiş olmalıdır. Bu momentumun bir kısmı gezegenlere aktarılmıştır. Bugün gezegenlerin toplam açısal momentumu 3.1×10^{50} cgs kadardır. Gezegenlere aktarılan bu momentum başlangıç momentumunun binde diri bile değildir. Halbuki Güneş 5 milyar yıllık ömrü boyunca o kadar momentum kaybetmiştir ki başlangıç momentumunun sadece milyonda üçü kalmıştır ($1.7 \times 10^{48} / 6 \times 10^{53} \cong 3 \times 10^{-6}$). Bu kayıp Güneş rüzgarı ile gerçekleşmiş olmalıdır. Bugün Güneş rüzgarı ile kütle kaybının 10^{13} g/s, yani saniyede 10 milyon ton olduğu bilinmektedir. Çok gibi görünen bu miktar 5 milyar yılda Güneş kütlesinin ancak onbinde beşi eder. Yani Güneş az kütle kaybıyla inanılmayacak kadar çok açısal momentum kaybederek yavaşlamıştır. Az kütle kaybı ile çok momentum kaybının sırrı Alfven yarıçapı kavramında yatmaktadır.

2.3 Soğuk Yıldızlarda Alfven Yarıçapı ve Manyetik Frenleme

Bir yıldızın dönme açısal momentumu (H), kütle (M), yarıçap (R) ve açısal dönme hızı ($w = v/R = 2\pi / P$) cinsinden

$$H = k^2 R^2 M w = k^2 R M v \tag{2}$$

bağıntısı ile verilir. Burada k jirasyon sabitidir.

$$k^2 = \frac{8\pi}{3R^2 M} \int_0^R \rho(r) r^4 dr \tag{3}$$

Görüldüğü gibi,

$$\frac{dH}{dt} = k^2 R^2 w \frac{dM}{dt} \tag{4}$$

bağıntısına göre kütle kaybı momentum kaybını gerektirir.

Bilindiği gibi soğuk yıldızların atmosferlerinde kapalı manyetik ilmekler plazmanın içine kilitlenmiştir ve onu kontrol ederler; ve yıldız ile beraber döndürürler. Plazma basıncının manyetik basıncı yendiği yerde plazma serbest kalır ve yıldız rüzgarı oluşur. Bu yer korona içine kadar uzanan kapalı ilmeklerin tepe bölgeleridir ve bu noktaların geometrik yerine Alfven küresi, bu kürenin yarıçapına da Alfven yarıçapı denir. Bu bölgede plazmanın serbest kalma hızı u ise madde kaybı

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi R_A^2 \rho_A u \tag{5}$$

yazılabilir.

$$\frac{B_A^2}{8\pi} = \frac{1}{2}\rho_A u^2 \tag{6}$$

olduğundan

$$\frac{dH}{dt} = \frac{k^2 R_A^4 B_A^2 w}{u} \tag{7}$$

Görüldüğü gibi momentum kaybı Alfven yarıçapının 4. kuvveti ile orantılıdır. Madde Alfven yarıçapından kaybolduğu için fazla momentum kaybolur ve yıldız yavaşlar. Manyetik alanın oynadığı rol nedeniyle olaya manyetik frenleme denir (bkz. Schatzman, 1962; Kraft, 1965; Mestel, 1968).

2.4 Soğuk Yıldızlarda Dönmenin Yaşa Bağlılığı ve Yavaşlama Zaman Ölçeği

Skumenich (1972), yaşı bilinen küme yıldızlarında yaptığı ölçümlerle ortalama dönme hızının yaşın karekökü ile ters orantılı olduğunu göstermiştir. Bu yasa Pleiades kümesindeki Güneş türü yıldızlarla kalibre edildiğinde

$$v\,(cm/s) = 1.4 x 10^{10} \left[t\,(yr)\right]^{-1/2} \tag{8}$$

bulunur. Buradan aynı birimlerde

$$\frac{dv}{dt} \cong 7.1 x 10^{9} t^{-3/2} \tag{9}$$

bulunur.

$v = 2\pi / P$ ve $dv/dt = (2\pi R / P^2)\, dP/dt$ olduğu düşünülürse cgs birimlerinde

$$\frac{dP}{dt} = 1.59x10^{-25} R^2 P^{-1} \qquad (10)$$

bulunur. Bu ifadenin P_0'dan P_1'e kadar integrasyonu P'nin P_0'dan P_1'e yavaşlama zaman ölçeğini,

$$t(yıl) = 7.66x10^6 R^{-2}(P_0 - P_1)^2 \qquad (11)$$

olarak verir. Burada R güneş biriminde P_0 ve P_1 ise gün birimindedir. Bu bağıntıya göre örneğin Güneş için P'nin 1 günden 27 güne uzaması için t = $5.19x10^9$ yıl gerekmektedir. Bu da Güneş'in daha anakola gelmeden yavaşlamış olduğunu göstermektedir.

2.5 Yavaşlama Yasası

Dönme açısal momentumunun yıldız yüzeyinde ve Alfven yarıçapında w ve M'ye göre diferansiyelini alıp kütlenin yıldız rüzgarı olarak Alfven yarıçapından yıldızı terkettiği düşünülürse,

$$\frac{dH}{dt} = k^2 R_A^2 w \frac{dM}{dt} \cong k^2 R^2 M \frac{dw}{dt} \qquad (12)$$

ve

$$\frac{dw}{dt} = \left(\frac{R_A^2}{R}\right)\frac{w}{M}\frac{dM}{dt} \qquad (13)$$

yazılabilir. Buna yavaşlama yasası denir. Aynı yasa

$$\frac{dv}{dt} = \left(\frac{R_A^2}{R}\right)\frac{v}{M}\frac{dM}{dt} \qquad (14)$$

veya

$$\frac{dP}{dt} = -\left(\frac{R_A^2}{R}\right)\frac{P}{M}\frac{dM}{dt} \qquad (15)$$

şeklinde de yazılabilir.

2.5.1 Soğuk Yıldızlarda Durum

Soğuk yıldızlarda $R_A >> R$ olduğu için yavaşlama yasasında en etkin terim R_A'yı içeren terimdir. dM/dt küçük olsa bile R_A'nın büyük olması nedeniyle yıldız hızla yavaşlar (önceki bölüme bakınız).

2.5.2 Sıcak (büyük kütleli) Yıldızlarda Durum

Bu yıldızlar anakola gelmeden hatta anakolda 200-300 km/s hızlarla

dönen yıldızlardır. Bu yıldızlarda manyetik etkinlikten ve Alfven yarıçapından söz edilememektedir. Boylamsal manyetik alanlar olsa bile enlemsel alana dönüşecek yüzeysel konvektif katman olmadığından soğuk yıldızlarda gözlenen manyetik etkinlik olayları bu yıldızlarda oluşmaz. Bu yıldızlarda boylamsal kapalı alanlarda hapsedilen plazmanın en azından zaman zaman Alfven küresi oluşturabileceği düşünülmektedir. Çünkü görüntülerde rüzgar, yıldızı hemen terketmeyip uzak mesafelere kadar yıldız etrafında spiraller çizmektedir. Ancak güçlü rüzgarın bu yıldızlarda Alfven küresini sürekli bozması gerektiği bilinmelidir. Alfven küresi ancak zaman zaman oluşmuş olabilir. Bu yıldızlarda yıldız rüzgarı yıldızı yüzeyden terketmiş olsa bile rüzgar kütlesinin büyüklüğü nedeniyle yavaşlama yasasına göre yıldız yine yavaşlama durumundadır. Bu yıldızlarda onbin yılda bir güneş kütlesine varan yıldız rüzgarıyla kütle kaybı (yılda güneş kütlesi biriminde),

$$\frac{dM}{dt} = \frac{10^{-12.4} R L}{M} \tag{16}$$

$$\frac{dM}{dt} = 1.35x10^{-7}\left[\frac{L}{10^5}\right]^{1.62} \tag{17}$$

$$\frac{dM}{dt} = 10^{-13.6}\left[\frac{R^2}{M}\right]^{1.43}, \quad \left(\frac{R^2}{M} > 10^{2.5} \text{ için}\right) \tag{18}$$

bağıntıları ile verilmektedir (bkz. Reimers, 1975; Germany ve Conti, 1984; Judge ve Stencel, 1991). Burada kütle M, yarıçap R ve ışınım gücü L güneş birimlerindedir. Bu bağıntılar yavaşlama yasasında yerine konularak yasa sıcak yıldızlar için özelleştirilebilir. Örneğin ilk bağıntıyla sıcak yıldızlar için yavaşlama yasası,

$$\frac{dP}{dt} = 10^{-12.4}\left(\frac{R_A}{R}\right)^2 \frac{P}{M^2} R L \tag{19}$$

yazılabilir. Bu ifadenin P_0'dan P_1'e kadar integrasyonu P'nin P_0'dan P_1'e yavaşlama zaman ölçeğini

$$t(yıl) = 2.5x10^{12}\left(\frac{R_A}{R}\right)^{-2} \frac{M^2}{RL}\left[\ln P_0 - \ln P_1\right] \tag{20}$$

olarak verir. Burada R, M ve L güneş biriminde, P ise gün birimindedir. Bu bağıntıya göre örneğin Schmidt-Kaler (1982)'den alınan $M = 23\ M_\odot$, $R = 11 R_\odot$, $L = 170000\ L_\odot$ anakol yıldızı için $R_A = R$ ise P'nin 1 günden 27 güne gelmesi için geçmesi gereken zaman $2.3x10^9$ yıl bulunur; $R_A = 10\ R$ olması halinde ise $2.3x10^7$ yıl bulunur. Bu yıldızların ömürlerinin 10^9 yıldan kısa olduğu bilindiğine göre son bağıntıda $t < 10^9$ yıl olması için $R_A > R$ olması gerekmektedir. Bu da sıcak yıldızlarda rüzgar maddesinin yıldız yüzeyinden serbest kalmadığını bu yıldızlarda da soğuk yıldızlardaki Alfven yarıçapı kavramı gibi bir kavramın geçerli olması gerektiğini ortaya koymaktadır. Aksi

taktirde Reimers (1975)'in çok yaygın kullanılan kütle kaybı bağıntısının yanlış olması gerekir.

2.6 Etkileşen Çift Yıldız Bileşenlerinde Dönme

Etkileşen çift yıldız bileşenleri anakol ve sonrasında ve normal yıldız iseler genelde yörüngeye kilitlenmiş dönme dönemleri yörünge dönemine eşit olan yıldızlardır ve aynı tayf türünden tek yıldızlara göre her zaman daha hızlı dönerler. Bileşenlerden birinden diğerine madde aktarımı halinde madde alan bileşen için yörünge kilitlenmesi söz konusu değildir. Bu bileşenler üzerlerine akan maddenin kırbaç etkisi ile hızlanarak çok daha hızlı dönerler. Etkileşen çift yıldız bileşenleri de tek yıldızlar gibi rüzgarla kütle kaybederler ve önceki bölümlerde açıklanan aynı mekanizmalarla yavaşlamaya zorlanırlar ancak yörüngeye kilitli oldukları için yavaşlayamazlar, yörünge açısal momentumu azalır ve sonuçta yörünge küçülür. Etkileşen çift yıldızlarda bu durumun irdelemesi Demircan (1999, 2000) tarafından yapılmıştır.

KAYNAKLAR

Demircan, O., 1999, in Magnetic Activity in Cool Stars, TÜBİTAK, p425.
Demircan, O., 2000, in Activity and Variability in Cool Stars, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Yayınları.
Eker, Z., 2000, in Activity and Variability in Cool Stars, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Yayınları.
Endal, A.S. and Sofia, S., 1979, ApJ, 232, 531.
Germany, C.D. and Conti, P.S., 1984, ApJ, 284, 705.
Judge, P.G. and Stencel, R.E., 1991, ApJ, 371, 357.
Kraft, R.P., 1965, ApJ, 142, 681.
Mestel, L., 1968, M.N, 138, 359.
Reimers, D., 1975, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege 6 Ser., 8, 369.
Rossiter, R.A., 1924, ApJ, 60, 15.
Schatzman, E., 1962, Ann d'Ap., 25, 18.
Schmidt-Kaler, Th., 1982, Physical Parameters of the Stars, Springer Verlag, Berlin.
Skumenich, A., 1972, ApJ, 171, 565.
Vogt, S.S. , Penrod, G.D. and Hatzes, A.P., 1987, ApJ, 321, 496.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.187-192

KR Cyg Örten Çiftinin Fotoelektrik Işıkölçümü

E.Sipahi, Ö.Gülmen
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, İzmir
e-mail: sipahi@astronomy.sci.ege.edu.tr

Özet

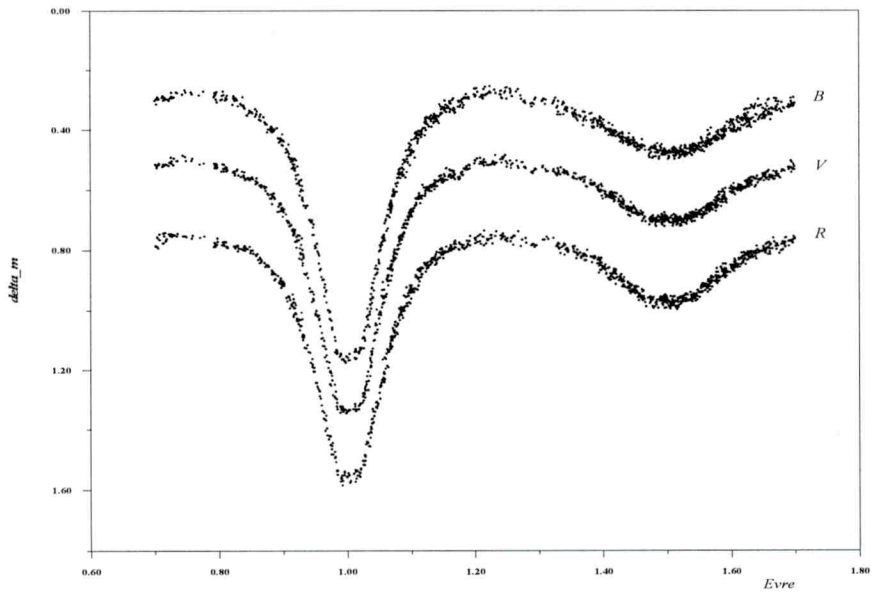
KR Cyg (HD 333645 = BD +30° 3915), dönemi yaklaşık 0.84 gün olan bir örten değişen yıldız dizgesidir. KR Cyg dizgesinin gözlemleri, Ege Üniversitesi Gözlemevi' nin 48 cm. lik Cassegrain teleskobu ile 1999 ve 2000 yılı gözlem sezonlarında fotoelektrik ışıkölçüm yoluyla yapılmıştır. Bu gözlemler sonucunda dizgenin B, V ve R renklerindeki tam ışık eğrileri elde edilmiştir. Bu ışık eğrileri Wilson-Devinney (1992) yöntemiyle çözülmüş ve dizgenin yeni yörünge öğeleri elde edilmiştir.

1. Giriş

KR Cyg dizgesi 1931 yılında Schneller tarafından keşfedilmiştir. Vetesnik (1965) dizgenin fotoelektrik gözlemlerini yaparak B, V süzgeçlerinde ışık eğrilerini elde etmiş ve bu ışık eğrilerini Russell and Merrill yöntemi ile çözmüştür. Gözlemlerden başyıldızın bir B9 ve yoldaşın bir F5 türü anakol yıldızı olduğunu ve dizgenin de β-Lyrae türü bir örten değişen olduğunu belirtmiştir. 1980 yılında Wilson, Vetesnik' in gözlemlerini kullanarak çözüm yapmış ve sistemin geometrik ve fiziksel parametrelerini elde etmiştir. Dizgenin ayrık bir çift olduğunu ortaya koymuştur.

2. Gözlemler

KR Cyg dizgesi 1999-2000 yılları gözlem sezonlarında Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde B, V, R süzgeçlerinde toplam 21 gece gözlenmiştir. Gözlemlerde bu dizge ile parlaklık ve renk bakımından uygunluk gösteren BD+29°3910 yıldızı mukayese yıldızı olarak alınmıştır. Mukayese yıldızının parlaklığında değişme olup olmadığı BD +29° 3915 yıldızı ile denetlenmiştir. Her gözlem gecesine ilişkin atmosfer sönükleştirme katsayıları mukayese yıldızının gözlemlerinden yararlanılarak elde edilmiş ve fark parlaklıklar bu katsayılarla atmosferin sönükleştirme etkisinden arındırılmıştır. Gözlem zamanları gerekli düzeltmeler yapılarak Güneş merkezine indirgenmiştir. B, V, R süzgeçlerinde elde edilen parlaklık farklarının evreye göre değişimleri Şekil 1 de verilmiştir.



Şekil 1. *KR Cyg dizgesinin 1999-2000 yıllarında elde* edilen ışık eğrileri.

3. Minimum Zamanları ve Dönem

Vetesnik (1965), 1963 yılında KR Cyg dizgesinin fotoelektrik ışıkölçümünü yaparak yedi baş minimum zamanı elde etmiştir. Bu minimumlarla daha önceki çalışmalarda elde edilenleri birleştirerek ışık öğelerini

$$\text{Hel. Min.I J.D} = 24\ 29106.3901 + 0.8451538xE$$

olarak saptamıştır. G.C.V.S (1985) katologunda ise dizgenin ışık öğeleri ;

$$\text{Hel. Min.I J.D} = 24\ 29106.4130 + 0.8451517xE$$

olarak verilmektedir. Yapılan gözlemlerde G.C.V.S kataloğundan alınan ışık öğeleri kullanılmıştır. 1999 ve 2000 gözlem sezonlarında Ege Üniversitesi Gözlemevi' nde yapılan gözlemlerden 4 baş minimum 4 de yan minimum zamanı elde edilmiştir. Bu minimum zamanları Çizelge 1 de verilmektedir.

Minimum zamanlarının hesaplanmasında Kwee & van Woerden yöntemi kullanılmıştır. 1999-2000 yılında elde edilen bu minimum zamanlarından elde edilen yeni ışık öğeleri,

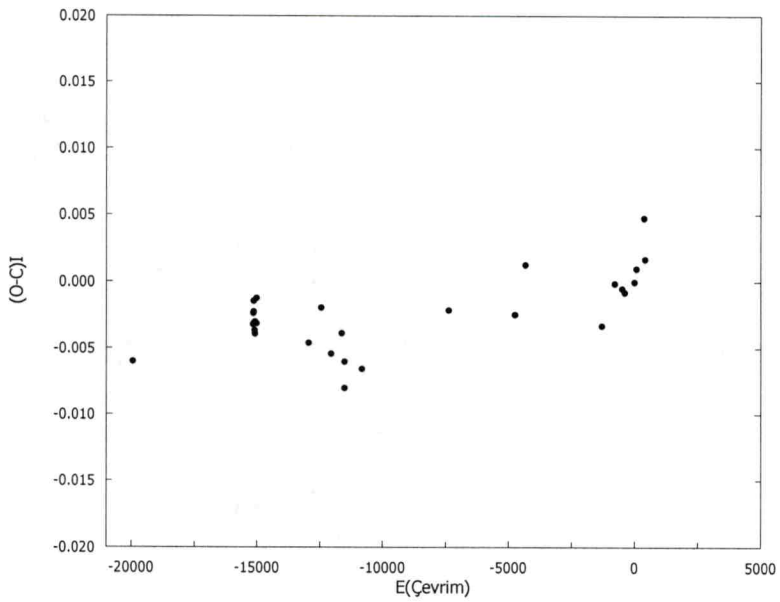
$$\text{Hel. Min.I J.D} = 24\ 51363.4877 + 0.8451520xE$$
$$\pm 4 \qquad \pm 13$$

olarak saptanmıştır. Şekil 1 deki evrelerin ve Çizelge 1 deki O-C lerin hesaplanmasında

Çizelge 1. *KR Cyg dizgesinin 1999-2000 yıllarında elde edilen minimum zamanları.*

HJD 24 00000+	Min Type	Filter
51363.4866	I	B, V
51429.4095	I	B, V
51454.3437	II	B, V
51691.4093	I	B, V
51718.4518	I	B, V
51721.4147	II	B, V
51726.4804	II	B, V
51737.4680	II	B, V

bu ışık öğeleri kullanılmıştır. KR Cyg dizgesinin tüm fotoelektrik minimum zamanları için O-C değişimi Şekil 2 de verilmektedir. Şekilden de görüleceği gibi dizgenin döneminde değişim yoktur.



Şekil 2. *KR Cyg dizgesinin O-C Eğrisi*

4. Wilson-Devinney Yöntemi ile Çözüm

KR Cyg örten çiftinin 1999 ve 2000 yıllarında elde edilen ışık eğrileri incelenip, bu eğrilerde yıldan yıla bir değişme görülmediği belirlenmiştir. Bu belirleme ile dizgenin çözümü için her iki yılın verileri birlikte kullanılmıştır. Bunun için her üç renkteki 1606 gözlem noktası ile 80 normal nokta elde edilmiştir. Çözümler bu ortalama (normal) noktalarla yapılmıştır. Çözümler sırasında kullanılan giriş parametreleri Çizelge 2 de verilmektedir.

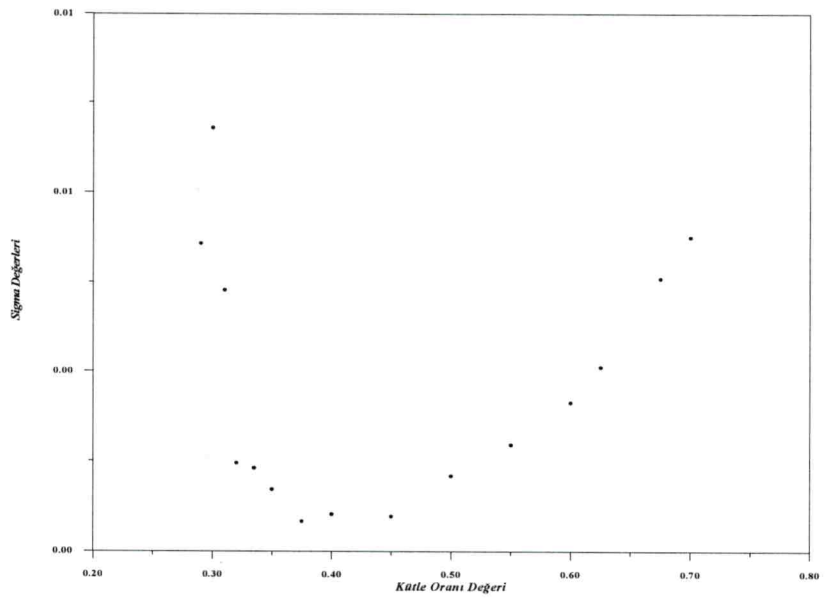
KR Cyg dizgesi üzerinde yaptığımız çözümlerde Wilson-Devinney programının 1992 versiyonu kullanılmıştır. Dizgenin kütle oranı Wilson (1980) tarafından 0.478 olarak verilmiştir. Kütle oranını fotometrik yolla belirleyebilmek için 1999 yılı gözlemleri kullanılarak q taraması yapılmıştır. Bu yöntemle q nun 0.1 ile 0.8 aralığında 0.1 aralıklarla alınan değerleri sabit tutulmuş ve Wilson-Devinney yöntemi ile çözümler elde edilmiştir. Elde edilen her çözüm için $\sum W(O-C)^2$ değerleri (gözlemlerle, hesaplanan yeğinliklerin farklarının karelerinin ağırlıklı toplamı) q değerlerine karşı Şekil 3 te işaretlenmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi eğri q = 0.32 değerinden küçük değerler için biraz bozulsa da düzgün bir dağılım göstermektedir. $\sum W(O-C)^2$ niceliği q $\cong$ 0.41 için minimum olmaktadır. q taramasınından elde edilen bu sonuç, çözümlerimizde kütle oranı için giriş değeri olarak kullanılmıştır.

Çizelge 2. *KR Cyg dizgesinin Wilson-Devinney çözümlerinde kullanılan giriş parametreleri*

Elementler	Kullanılan Değer	Kaynak
F_1	1	
F_2	1	
P_{shift}	0	
V_{Gam}	0	
I	86	
g_1	1	
g_2	0.3	
T_1	8550 K	Hill et al. (1975), Wilson et al. 1980)
T_2	3900 K	Hill et al. (1975), Wilson et al.(1980)
A_1	1	
A_2	0	
Ω_1	2.950	Wilson et al. (1980)
Ω_2	2.941	Wilson et al. (1980)
Q	0.41	
L_1	0.98	Wilson et al. (1980)
$X_b(B)$	0.648	Diaz-Cordoves et al. (1995)
$X_y(B)$	0.832	Diaz-Cordoves et al. (1995)
$X_b(V)$	0.573	Diaz-Cordoves et al. (1995)
$X_y(V)$	0.769	Diaz-Cordoves et al. (1995)
$X_b(R)$	0.456	Claret et al. (1995)
$X_y(R)$	0.727	Claret et al. (1995)

Çözümler, B, V ve R ışık eğrileri için ayrı ayrı yapılmıştır. Daha sonra bu üç süzgeç için ortak çözüm de yapılmıştır. Çözümlerde serbest bırakılan parametreler için elde edilen sonuçlar Çizelge 3 de verilmektedir.

Serbest parametreler için elde edilen değerleri kullanarak dizgenin kuramsal ışık eğrileri yöntemin LC programıyla elde edilmiş ve gözlemlerle karşılaştırılmıştır. Karşılaştırmalı ışık eğrileri Şekil 4 te verilmektedir. Gözlemlerle kuramsal eğrilerin uyuşması iyidir. Kullanılan q değerleri için bulunan potansiyel değerlerinin her iki yıldız için kritik Roche potansiyellerinden oldukça küçük olduğu görüldüğünden dizgenin bir ayrık çift olduğu sonucuna varılmıştır.



Şekil 3. *KR Cyg dizgesinin q-taraması.*

Çizelge 3. *KR Cyg dizgesinin Wilson-Devinney çözüm sonuçları*

Elementler	B	V	R	BVR
i	86.61	86.14	85.67	86.12
T_2	4932	4902	5074	4982
Ω_1	2.8556	2.8381	2.8066	2.8342
Ω_2	2.7549	2.7259	2.6518	2.7122
Q	0.419	0.411	0.398	0.409
L_1	0.96	0.93	0.91	0.95 (B) 0.93 (V) 0.91 (R)

Teşekkür

Bu çalışma Ege Üniversitesi Araştırma Fon Saymanlığı tarafından 99\FEN\017 nolu proje olarak desteklenmiştir. Ege Üniversitesi Rektörlüğü'ne içten teşekkürlerimizi sunarız.

KAYNAKLAR

Al-Naimiy, H.M.K., 1978, Ap&SS, 53, 181.
Claret, A ., Diaz -Cordoves, J. and Gimenez, A ., 1995, A&AS, 114, 247.
Diaz-Cordoves, J., Claret, A. and Gimenez, A ., 1995, A&AS, 110, 329.
Hill, G., Hilditch, R.W., Younger, F. and Fisher, W.A ., 1975, MNRAS., 79, 131

Vetesnik, M., 1965, BAC, 16, 326.
Wilson, R.E. and Rafert, J.B., 1980, A&AS, 42, 195.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.193-204

Algol Türü Örten Çift Yıldız TV Cassiopeia

A. Erdem
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü

Özet

Örten çift yıldız TV Cas'ın fotoelektrik ışık ölçümü Ege Üniversitesi Gözlemevinde 1993 ve 1994 gözlem sezonlarında yapılarak B ve V renklerinde ışık eğrileri ve minimum zamanları elde edilmiştir. Gözlenen minimum zamanları literatürde yayınlanan minimum zamanları ile birleştirilerek sistemin dönem analizi yapılmıştır. Yörünge döneminin sinüslü yapıda değiştiği saptanmıştır. Yörünge dönemindeki bu tür değişim, sistemde olası bir üçüncü bileşen nedeniyle oluşan ışık-zaman gecikmesi cinsinden tartışılmıştır. Ayrıca sistemin gözlenen fotoelektrik ışık eğrileri Wilson-Devinney (1992) yöntemi kullanılarak çözülmüştür. Çözümlerde Khalesseh & Hill (1992)'in gözledikleri dikine hız eğrisi de kullanılmıştır. Literatürde sistemin bileşenlerinin dönme ve dolanma dönemlerinin eşit olmadığı bildirilmektedir (Khalesseh & Hill 1992, Mukherjee et al. 1996). Bu nedenle, ışık eğrileri, iki farklı yaklaşım kullanılarak analiz edilmiştir: "eşdönmeyen ayrık konfigürasyon" ve "eşdönen yarı-ayrık konfigürasyon". Sistem için sunulan iki farklı modelin karşılaştırılması yapılarak $F_{h,c}$ dönme parametresinin yıldızların biçimlerini ve ışık eğrilerini nasıl etkilediği irdelenmiştir.

Anahtar kelimeler: Örten çift yıldızlar – TV Cas, ışık ölçüm, yörünge dönemi değişimi, ışık eğrisi analizi.

1. Giriş

TV Cas, geçen yüzyılın başından itibaren gözlenen ilginç bir çift yıldızdır. Astbury (1911) tarafından 1.8126 gün dönemli Algol türü bir örten çift yıldız olduğu keşfedilmiştir. Birçok araştırmacı tarafından fotometrik olarak incelenmiştir (Faghihi et al. 1999, Borkovits et al. 1998, Erdem 1996, Hegedus et al. 1996, Wolf & Diethelm 1992, diğerleri arasından). Birçok araştırmacı tarafından tayfsal olarak araştırılmıştır (Richards & Albright 1999, Mukherjee et al. 1996, Khalesseh & Hill 1992, diğerleri arasından). Radyo bölge gözlemleri, Umana et al. (1998); ROSAT HRI gözlemleri, Brandt et al. (1997) tarafından irdelenmiştir.

TV Cas üzerine yapılan bu çalışmalardan çıkarılan sonuçlar, aşağıya maddeler halinde özetlenmektedir: (i) Algol türü, kısa dönemli, yarı-ayrık bir örten çift yıldızdır, (ii) Tayf türü B9V olan ve yoldaşa göre daha büyük kütleli, daha sıcak, Roche lobunu doldurmamış ve hemen hemen küresel bir baş bileşene ve tayf türü G5IV-V olan ve baş bileşene göre daha küçük kütleli, daha soğuk, Roche lobunu doldurmuş ve daha geniş yüzeyli bir ikinci bileşene sahiptir, (iii) bileşenler eş-dönme göstermemektedirler, bileşenlerin eksenel dönme hızları, kendi yörünge dolanma hızlarına eşit değildir, (iv) sistemin yörünge dolanma dönemi değişmektedir ve bugüne kadar en az on bir O-C analizi yayınlanmıştır, sistemin O-C değişimi, sistemden kütle kaybı yada

bileşenlerarası kütle aktarımı, sistemde olası üçüncü bileşen nedeniyle oluşan ışık-zaman etkisi ve ikinci bileşenin manyetik aktivitesi mekanizmaları kullanılarak tartışılmıştır, (v) Radyo ve x-ışını gözlemleri, sistemin taçküre etkinliğinin güçlü olmadığını göstermektedir.

2. Gözlemler

Sistem, Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde 1993-1994 gözlem dönemlerinde fotoelektrik olarak 25 gece gözlenmiş ve B ve V renklerinin her birinde 995 er nokta ile ışık eğrileri elde edilmiştir. Mukayese yıldızı olarak BD +58° 24, denet yıldızı olarak BD +58° 22 yıldızları seçilmiştir (bkz. Çizelge 1). Gözlemlerde 48 cm lik Cassegrain teleskobu ile ona bağlı EMI 9781 A fotokatlandırıcı tübü kullanılmıştır.

Gözlemler süresince mukayese yıldızının parlaklığının değişmediği saptanmıştır. Mukayese yıldızının gözlemlerinden her bir gözlem gecesi için B ve V renklerinde ayrı sönükleştirme katsayıları hesaplanarak atmosfer sönükleştirme düzeltmeleri yapılmış ve gözlemler güneş merkezine indirgenmiştir. Sistem için bu çalışmada yapılan tüm gözlemleri temsil eden ışık ve renk eğrileri Şekil 1 ve Şekil 2 de gösterilmektedir.

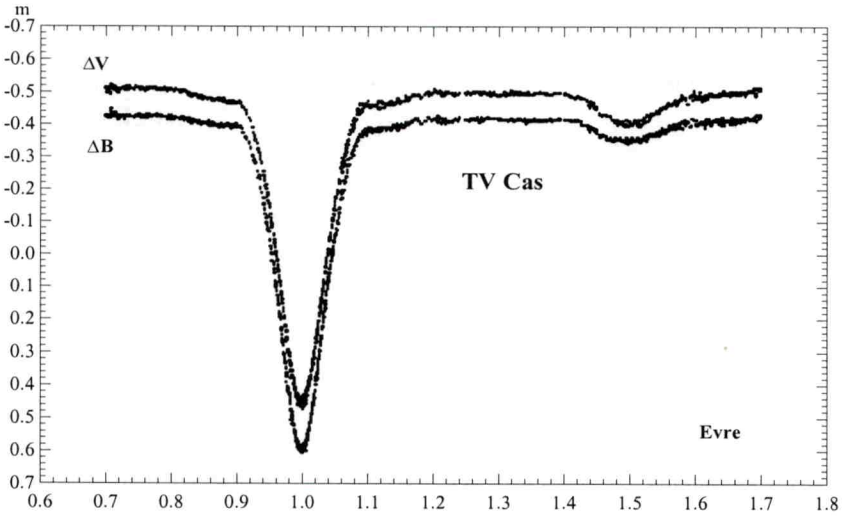
Çizelge 1. *Gözlenen yıldızlara ilişkin bilgiler*

Yıldız	HIP No	BD No	α (2000)	δ (2000)	M_V	Tayf türü
TV Cas	1550	+58° 30	00^{sa} 19^{dk} 19^{s}	+59° 08′ 21″	$7^{m}.3$	B9V
Mukayese	1428	+58° 24	00^{sa} 17^{dk} 50^{s}	+59° 03′ 27″	$7^{m}.7$	B2.5V
Denet	1259	+58° 22	00^{sa} 15dk 49^{s}	+59° 26′ 25″	$7^{m}.9$	B9

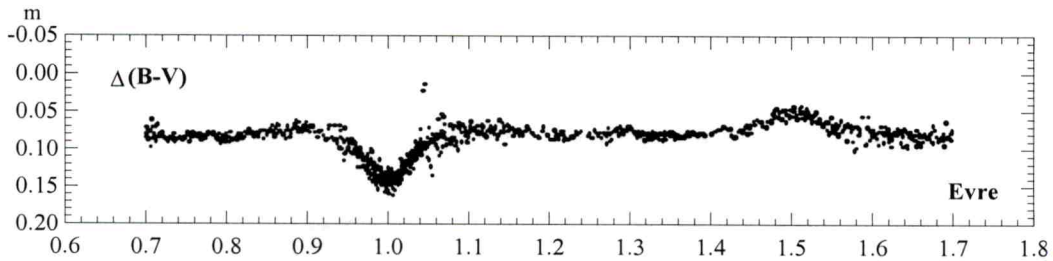
TV Cas'ın Şekil 1'deki Algol türü ışık eğrilerinin tutulmalar dışında düz gitmeyişi ya da parlaklık farkının sabit olmayışı, sistemde yansıma ve basıklık etkilerinin güçlü olduğunu belirtmekte ve TV Cas'ın yarı-ayrık bir sistem olduğu görüşüne destek vermektedir. Yan minimumda, özellikle V renginde, ışık eğrilerinin belirgin saçılması göze çarpmaktadır. Ayrıca bu evrede geceden geceye parlaklık değişimi de gözlenmiştir. Bu değişimden literatürde belirtildiği gibi sistemin ikinci bileşenindeki renkküre etkinliği sorumlu olabilir. Sistemin Şekil 2'deki Δ(B-V) göreli renk eğrisi ise sistemin baş minimum evresinde kızıllaşmakta ve yan minimum evresinde mavileşmekte olduğunu göstermektedir. Bu durum yoldaşın baş yıldıza göre daha geri tayf türünden olduğunu fotometrik olarak kanıtlamaktadır.

3. Yörünge Dönemi Analizi

TV Cas'ın gözlemleri boyunca sekiz Min I ve iki Min II zamanı elde edildi. Gözlenen minimum zamanları ile literatürde yayınlanan minimum zamanları



Şekil 1. *TV Cas'ın 1993-1994 gözlem dönemlerinde elde edilen B ve V renklerindeki ışık eğrileri.*



Şekil 2. *TV Cas'ın 1993-1994 gözlem dönemlerinde elde edilen Δ(B-V) göreli renk eğrisi.*

birleştirilerek sistemin O-C diyagramı oluşturuldu. O-C diyagramında ve analizde kullanılan veriler ve ağırlıkları, 609 görsel veri için ağırlık 1, 28 fotografik veri için ağırlık 2 yada 5, 124 fotoelektrik veri için ağırlık 10 biçimindedir.

O-C_1 artıkları, Frieboes-Conde & Herczeg (1973)'in aşağıda verilen ışık öğeleri kullanılarak hesaplanmıştır:

$$\text{Min I HJD} = 24\ 32827.7665 + 1^{g}.81260983\,E \qquad (1)$$

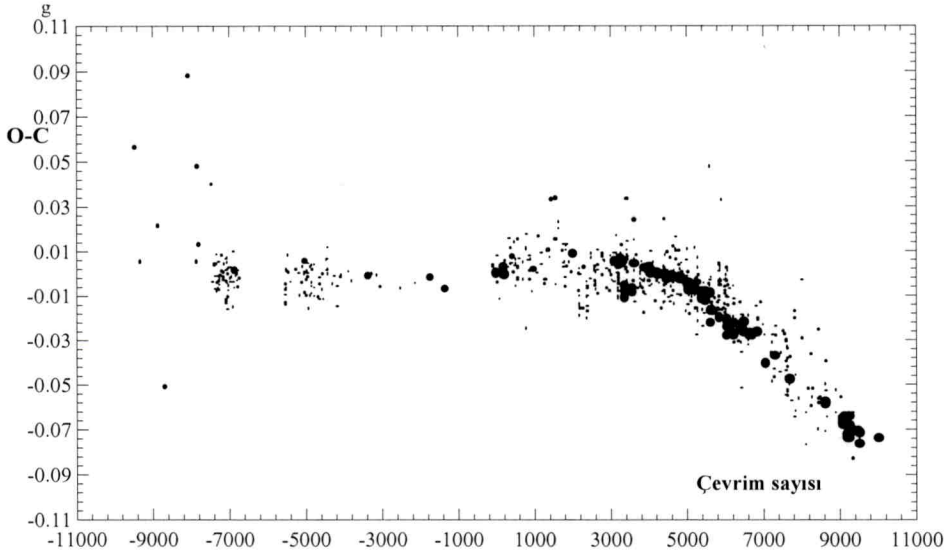
Gözlenen tüm minimum zamanlarının O-C_1 artıkları, Şekil 3'te çevrim sayısına göre çizilmiştir. Şekil 3, sistemin yörünge döneminin değiştiğini açık biçimde göstermektedir. Yörünge dönemi değişimini açıklamak için bu çalışmada kullanılacak mekanizma olarak sistemde olası bir üçüncü cisim nedeniyle oluşan ışık-zaman gecikmesi seçilmiştir.

3.1 Üçüncü cisim Açıklaması

Üçüncü cisim hipotezine göre, çiftin basık yörüngeli üç-cisim yörüngesinde dolanmasından kaynaklanan zaman gecikmesi, Kopal (1978) tarafından verilen aşağıdaki denklem kullanılarak hesaplanabilir:

$$\Delta t = \frac{a_{12}\sin i'}{c}\left\{\frac{1-e'^2}{1+e'\cos\nu'}\sin(\omega'+\nu')\right\} \qquad (2)$$

Burada a_{12} örten çiftin ortak kütle merkezinin üçlünün ortak kütle merkezi etrafında dolandığı salt yörüngenin yarı-büyük eksen uzunluğu (km biriminde), c ışık hızı (km/gün biriminde), çiftin varsayılan üçüncü bileşeniyle oluşturdukları üçlü sistemin yörüngesinin, T′ enberiden geçiş zamanı ve P_{12} yörünge dolanma dönemi olmak üzere, i′ eğikliği, e′ dışmerkezliği, ν′ gerçek ayrıklığı ve ω′ enberi boylamıdır.

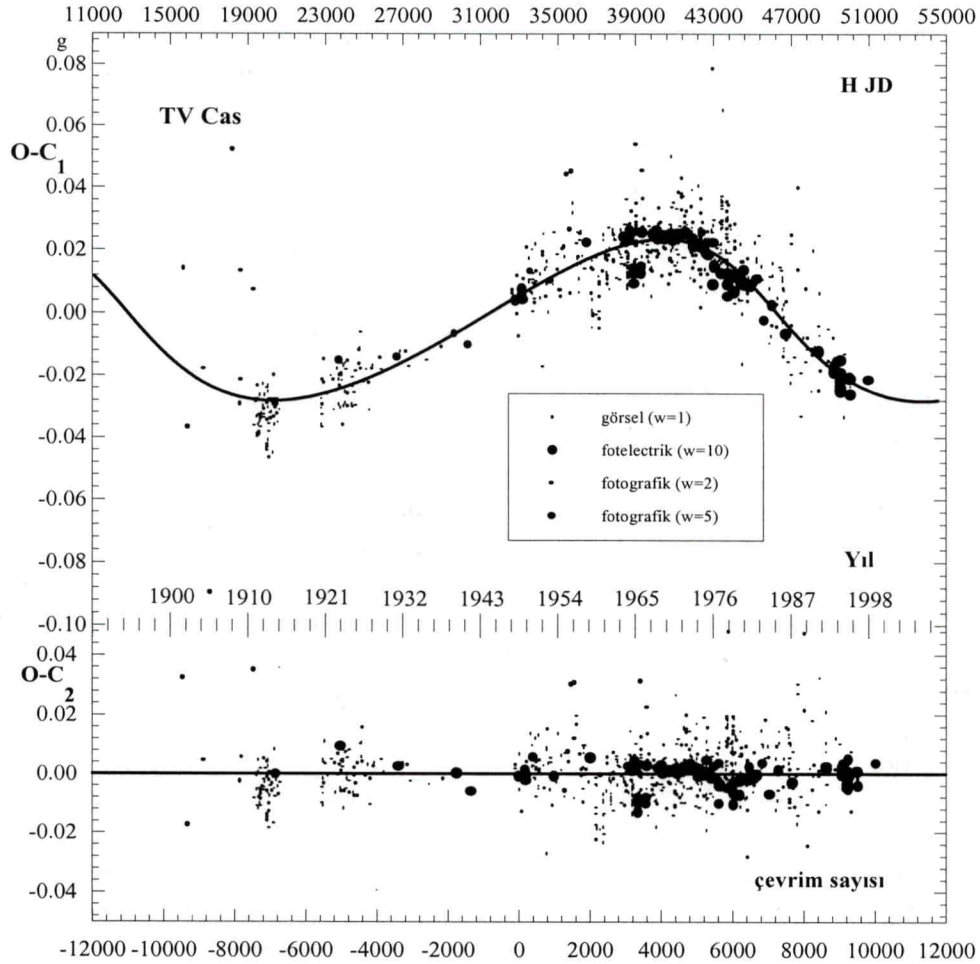


Şekil 3. *TV Cas'ın O-C diyagramı.*

Denklem 2, sistemin O-C verisine ağırlıklı en küçük kareler yöntemi kullanılarak fit edildi. Hesaplanan öğeler ve yanılgıları, Çizelge 2'de verilmektedir.

$O\text{-}C_1$ artıkları, bu veriye fit edilen en iyi teorik eğri ve bu eğriden olan farklar Şekil 4'te verilmektedir. Çizelge 2'de verilen öğeler kullanılarak örten çiftin üçlü dizgenin ortak kütle merkezi etrafında çizdiği yörüngesinin dönemi 92 yıl ve çiftin kütle merkezinin üçlü dizgenin kütle merkezine olan izdüşüm uzaklığı 4.72 AB olarak bulundu. Bu değerlere göre olası üçüncü cismin kütlesi, i′ = 30° için 1.70 $m_\odot$, i′ = 60° için 0.90 $m_\odot$ ve i′ = 90° için 0.77 $m_\odot$ olarak hesaplandı. Olası üçlü sistemin yörüngesi örten çiftin yörüngesi ile aynı düzlemi paylaşıyorsa; üçüncü bileşenin üçlünün ortak kütle merkezi etrafında çizdiği yörüngenin yarı-büyük eksen uzunluğu a_3 = 33 AB olur.

Bu değer, üçüncü cismin (eğer varsa) TV Cas'ın dış Langrange noktalarının çok dışında dolandığını ve yörüngesinde kararlı olduğunu gösterir. Olası üçüncü cisim bir anakol



Şekil 4. *TV Cas'ın Çizelge 2'deki ışık öğeleri kullanılarak hesaplanan O-C artıkları. Sinüs eğrisi, Çizelge 2'de verilen teorik ışık-zaman yörüngesi öğelerine göre çizilmiştir. Alt diyagram, gözlem verisinin teorik eğriden olan farklarını göstermektedir.*

Çizelge 2. *Üçlü sistemin yörünge öğeleri*

Öğe	**Değeri**	**Yanılgısı**
T_0 HJD	32827.7627	0.0009
P (gün)	1.81260495	0.00000011
$a_{12} \sin i'$ (km)	$7.058 \cdot 10^8$	$9.9 \cdot 10^6$
e'	0.33	0.02
ω' (rad)	2.88	0.09
T' HJD	45639	277
$n' = \frac{2\pi}{P_{12}}$ (rad/gün)	0.0001875	0.0000044

yıldızı ise Demircan & Kahraman (1991) tarafından verilen (Mbol = 4.67 – 9.79 log $m(m_{\odot})$; $m > 0.7\ m_{\odot}$ için) bağıntısı kullanılarak üçüncü cismin mutlak parlaklığı $5^{m}.8$ olarak bulunabilir. Oysa TV Cas'ın baş bileşenin parlaklığı ise $-0^{m}.3$ civarındadır. Bu nedenle, üçüncü cisim örten çiftten yaklaşık $7^{m}.0$ daha sönük olmalıdır. Eğer TV Cas'ın uzaklığı için Khalesseh & Hill (1992)'nin verdiği 270 pc değeri alınırsa; örten çift ile olası üçüncü cisim arasındaki açısal ayrıklık $0''.017 - 0''.14$ aralığında olmalıdır.

4. Işık Eğrisi Analizi

TV Cas'ın bu çalışmada elde edilen ışık eğrilerini çözmek için Wilson-Devinney yönteminin Wilson (1993) tarafından geliştirilen 1992 versiyonu kullanıldı. Wilson-Devinney yöntemi (ki bu yöntemden bundan sonra WD yöntemi olarak söz edilecektir), giriş öğeleriyle hesapladığı kuramsal ışık eğrisini gözlenen ışık eğrisiyle karşılaştırmakta ve gözlenen değer ile hesaplanan değer arasındaki fark anlamında O-C'leri minimum yapacak şekilde ayarlanabilir öğeler üzerinde diferansiyel düzeltme miktarlarını belirlemektedir. Bu yönteme göre yıldızların yüzeyleri eşpotansiyel yüzeyler olarak kabul edilir. Kuramsal ışık eğrisi; yörünge eğikliği (i), yörünge dış merkezliği (e), enberi argümanı (ω), dönme parametreleri ($F_{h,c}$), evre kayması (ϕ), yıldız yüzeyi potansiyelleri ($\Omega_{h,c}$), akı-ağırlıklı ortalama yüzey sıcaklıkları ($T_{h,c}$), kütle oranı ($q=m_c/m_h$), bolometrik logaritmik kenar kararma katsayıları ($Xbol_{h,c}$ ve $Ybol_{h,c}$), normalize edilmemiş tek renk ışıtmalar ($L_{h,c}$), tek renk logaritmik kenar kararma katsayıları ($X_{h,c}$ ve $Y_{h,c}$), çekim kararma üsleri ($g_{h,c}$), bolometrik albedolar ($A_{h,c}$) öğelerinin fonksiyonu olarak hesaplanır. Burada h ve c indisleri sırasıyla sıcak (hotter) ve soğuk (cooler) bileşenler için kullanılmıştır. Lekeli yıldızlarda lekelerin sayıları, yıldız yüzeyindeki konumlarını belirleyen enlem ve boylamları, lekelerin sabit olma ya da boylamsal olarak hareket edebilme niteliği, lekelerin büyüklük ve sıcaklık faktörleri de kuramsal ışık eğrisi oluşturulurken kullanılabilen öğelerdir. Ayrıca, yöntem, ışık ve dikine hız eğrilerinin eş zamanlı çözümlerini üretebilmektedir.

Yöntemde, TV Cas'ın bu çalışmada elde edilen B ve V renk bölgelerinin her birindeki 995 er gözlem noktasından oluşturulan 51 er normal nokta kullanıldı. Veri ağırlıkları, normal noktalar hesaplanırken kullanılan gözlem noktası sayısına göre seçildi. Baş bileşenin sıcaklığı için literatürde B9V tayf türüne karşılık gelen ve aynı zamanda Khalesseh & Hill (1992)'in tayfsal analizi sonucu bulunan 10500 K değeri alındı. Bolometrik logaritmik kenar kararma katsayıları ve tek renk logaritmik kenar kararma katsayıları, Van Hamme (1993)'in çalışmasından alındı. Çekim-kararma üsleri, Lucy (1967)'den $g_h = 1.0$ (radyatif atmosfer için) ve $g_c = 0.32$ (konvektif atmosfer için) olacak şekilde seçildi. Bolometrik albedolar, $A_h = 1.0$ (radyatif atmosfer için) ve $A_c = 0.5$ (konvektif atmosfer için) olarak alındı. Bu öğeler, tüm çözümlerde sabit tutuldu. WD yönteminde F dönme parametresi, açısal dönme hızının ortalama açısal yörünge hızına oranı olarak tanımlanır. Dairesel bir yörünge için bu iki açısal hız değeri aynıdır ve $F = 1$ dir. Buna "eşdönme" denir. Mukherjee et al. (1996), gözlemlerine çizgi profili yöntemini kullanarak, sistemin baş bileşeni için $F_h = 0.88$ değerini verdiler. Bu değer, baş bileşenin eşdönmeden daha yavaş döndüğünü göstermektedir. Khalesseh & Hill (1992)'in tayfsal çalışması da her iki bileşenin eşdönmeden daha yavaş döndüklerini göstermektedir. Özellikle ikinci bileşen, eşdönme değerinin üçte ikisi oranında daha yavaş dönmektedir.

Bu çalışmada ise bileşenler için $F_{h,c}$ dönme öğeleri aşağıdaki denklemler kullanılarak araştırıldı. $F_{h,c}$ dönme öğesi, bileşenlerin açısal dönme hızı $\omega_{h,c}$ ve açısal yörünge hızı ω_{orb} olmak üzere,

$$F_{h,c} = \frac{\omega_{h,c}}{\omega_{orb}} \tag{3}$$

olarak tanımlanır ise

$$\omega_{h,c} = \frac{v_{h,c}}{R_{h,c}} \quad \text{ve} \quad \omega_{orb} = \frac{2\pi}{P_{orb}} \tag{4}$$

olduğundan, ki burada $v_{h,c}$ bileşenlerin kendi ekseni etrafındaki çizgisel dönme hızları ve $R_{h,c}$ bileşenlerin ortalama yarıçaplarıdır,

$$F_{h,c} = \frac{v_{h,c} P_{orb}}{R_{h,c} 2\pi} \tag{5}$$

yazılabilir. Denklemde, Khalesseh & Hill'in bileşenler için verdikleri $\langle v\,\mathrm{rot}\rangle_{obs,h} = 75\,\mathrm{kms}^{-1}$, $\langle v\,\mathrm{rot}\rangle_{obs,c} = 60\,\mathrm{kms}^{-1}$, $P_{orb} = 1.813$ gün, $R_h = 3.15\ R_\odot$ ve $R_c = 3.29\ R_\odot$ değerleri alınırsa; $F_h = 0.853$ ve $F_c = 0.653$ olarak bulunur.

F dönme öğesinin çözümlere olan etkisini görmek ve aynı verinin farklı yaklaşımlar altındaki çözümlerini karşılaştırmak amacıyla iki farklı model kullanıldı: (i) Eşdönmeyen ayrık konfigürasyon ve (ii) Eşdönen yarı-ayrık konfigürasyon. Aşağıda önerilen bu modeller, tartışılmaktadır.

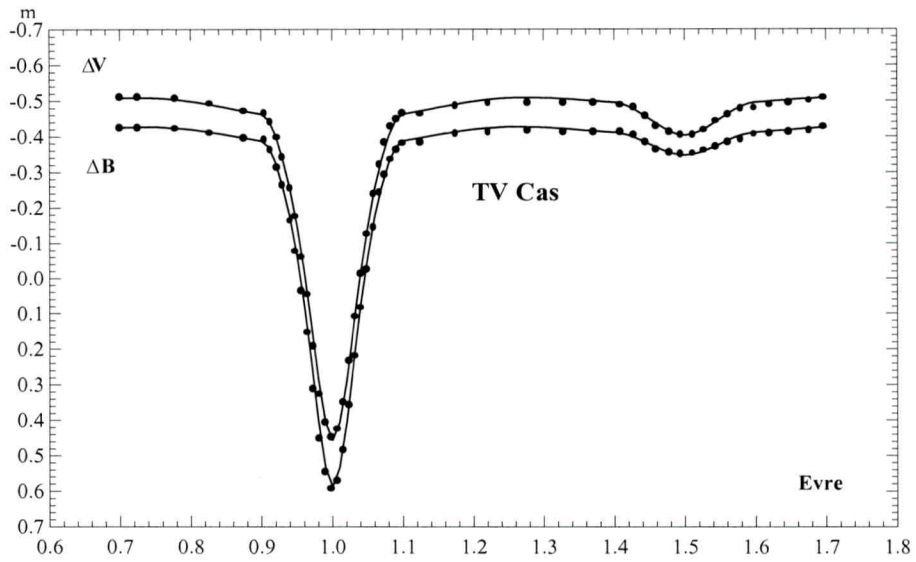
4.1 Eşdönmeyen Ayrık Konfigürasyon Yaklaşımı

TV Cas'ın ışık eğrilerinin literatürdeki çözümlerinin çoğu, sistemi, ikinci bileşenin kendi Roche lobunu doldurduğu, yarı-ayrık olarak vermektedir. WD yöntemi, yarı-ayrık konfigürasyonun dairesel yörüngeye sahip olduğunu ve özellikle bileşenlerin eşdöndüklerini ($F_1 = F_2 = 1$) varsayar. Bu nedenle, bu yaklaşımda, literatürdeki gözlemsel sonuçlardan elde edilen $F_1 = 0.853$ ve $F_2 = 0.653$ değerlerine bağlı kalabilmek için sistemin "ayrık konfigürasyonda" olduğu varsayıldı ve çözümlerde MODE 02 kullanıldı. WD yönteminin iterasyonları sırasında, q kütle oranının ve Ω_c eşpotansiyelinin yarı-ayrık konfigürasyona doğru gitmesini engellemek amacıyla kütle oranı, Khalesseh & Hill (1992)'in tayfsal analiz sonucu verdikleri, $q = 0.405$ değerinde sabit alındı. İkinci bileşen için, baş bileşene göre evrimin ileri safhasında olmasından ve bu yüzden kendi Roche lobunu doldurmaya en yakın aday olmasından dolayı, Ω_c eşpotansiyeli, $F_2 = 0.653$ için iç lob eşpotansiyel değerinden biraz büyük olacak şekilde $\Omega_c = 2.6750$ değerinde sabit tutuldu. Böylece, gözlemsel sonuçlara dayalı "eşdönmeyen ayrık konfigürasyon varsayımı" ve karacisim ışınımı, logaritmik kenar kararma ve basit yansıma yasalarının geçerliği varsayımı altında, WD 1992 programı, B ve V

süzgeçlerinde Khalesseh & Hill (1992)'in dikine hız verisi ile eş zamanlı olarak çalıştırıldı. Bulunan sonuçlar Çizelge 3'de; kuramsal eğrilerin gözlem noktalarıyla karşılaştırılması Şekil 5'te verilmektedir.

4.2 Eşdönen Yarı-Ayrık Konfigürasyon Yaklaşımı

Bu yaklaşımda sistemin bileşenlerinin eşdöndükleri varsayıldı ($F_h = F_c = 1.0$). Böylece, "eşdönme varsayımı" ve karacisim ışınımı, logaritmik kenar kararma ve basit yansıma yasalarının geçerliği varsayımı altında, WD 1992 programı, B ve V süzgeçlerinde ayrı çalıştırıldı. i, T_c, Ω_h, Ω_c, q ve L_h öğeleri çözümler sırasında serbest bırakılarak MODE 02 ayrık konfigürasyon denendi. Ancak, birkaç işlem sonrasında, Ω_c'nin iç Roche potansiyelinden daha küçük çıkması, çözümlerde uygulanacak konfigürasyonun "yarı-ayrık" olduğunu gösterdi. Böylece, MODE 05 "eşdönen yarı-ayrık konfigürasyon" yaklaşımı altında, i, T_c, Ω_h, q ve L_h öğeleri işlemler sırasında serbest bırakılarak Çizelge 3'ün ikinci ve üçüncü sütunlarında verilen çözümlere ulaşıldı. Kütle oranı (q=0.436±0.004 B çözümü; q=0.446±0.015 V çözümü), Khalesseh & Hill (1992)'in verdikleri tayfsal kütle oranı q=0.405'e yakın çıkmıştır. Kuramsal eğrilerin normal noktalar ile karşılaştırılması da Şekil 6'da verilmektedir.

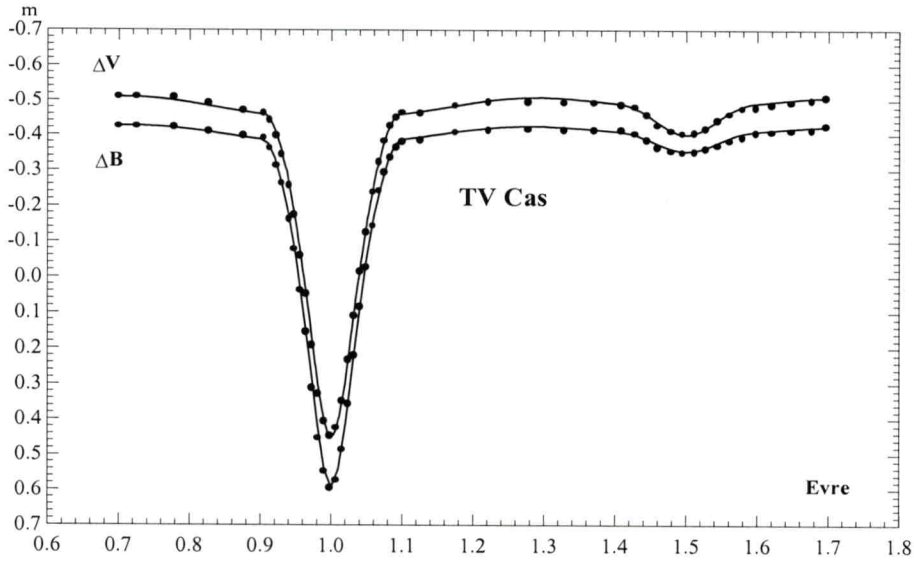


Şekil 5. *TV Cas'ın parlaklık biriminde gözlemsel normal noktaları ve ışık ve dikine hız eğrilerinin eş zamanlı çözümünden elde edilen eşdönmeyen ayrık konfigürasyon öğelerine göre çizilen kuramsal eğri.*

5. Sonuç ve Tartışma

TV Cas'ın O-C diyagramında görülen çevrimsel yapıdan sistemin yörünge döneminin göreli değiştiği varsayılarak olası üçüncü bileşen nedeniyle oluşan ışık-zaman gecikmesi mekanizması ele alınmış ve üçlü sistemin yörünge öğelerini hesaplamada Kopal (1978) yöntemi kullanılmıştır. Bulunan yörünge öğeleri ve üçüncü

bileşenin kütlesi fiziksel olarak kabul edilebilir değerde çıkmıştır. Ancak, literatürde üçüncü bileşenin varlığını gösteren herhangi bir doğrudan gözlemsel bulguya rastlanılmamıştır.



Şekil 6. *TV Cas'ın parlaklık biriminde gözlemsel normal noktaları ve B ve V ışık eğrilerinin bağımsız çözümlerinden elde edilen eşdönen yarı-ayrık konfigürasyon öğelerine göre çizilen kuramsal eğri.*

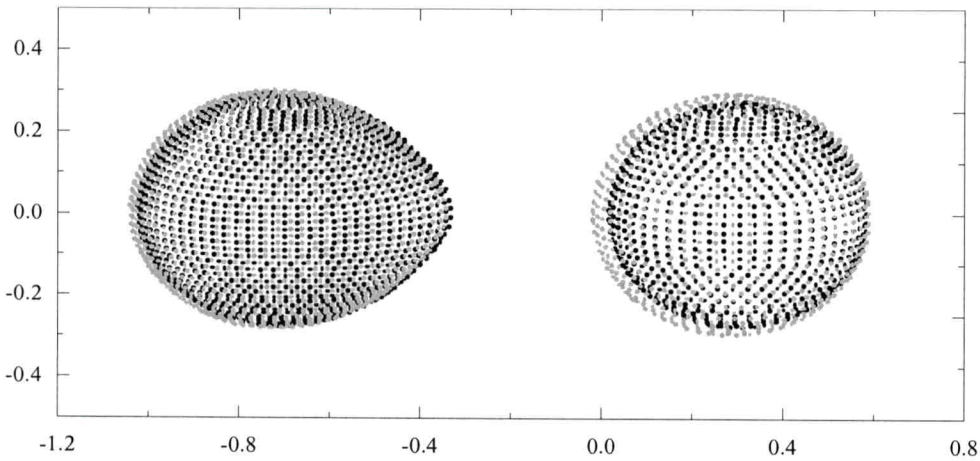
Işık eğrisi çözümlerinde iki farklı yaklaşım kullanılmıştır: "eşdönmeyen ayrık sistem" ve "eşdönen yarı-ayrık sistem". Analiz sonucunda F dönme öğesinin modellere olan etkisi, Çizelge 3'den görüleceği biçimde, özellikle yıldızların boyutlarında, çekim etkilerinde, yüzey parlaklıklarında, lob boyutlarında ve böylece hem ışık hem de dikine hız eğrilerinde kendini göstermektedir. Şekil 7'den görüleceği gibi, eşdönmeyen ayrık konfigürasyondaki yavaş dönen bileşenler, doğal olarak, daha küresel yapıdadırlar. Eşdönmeyen ayrık konfigürasyonda yavaş dönen bileşenler için r_h(pole)=0.2958, r_c(pole)=0.2904; eşdönen yarı-ayrık konfigürasyonda hızlı dönen bileşenler için r_h(pole)=0.2753, r_c(pole)=0.2891 bulunmuştur. Bu değerlerden görüleceği üzere, hızlı dönme, yıldızın basıklaşmasına neden olarak r(pole) yarıçapını küçültmektedir.

Teşekkür

Bu çalışma Ege Üniversitesi Rektörlüğü Araştırma Fonu, 1994/FEN/017 nolu proje olarak desteklenmiştir.

Çizelge 3. *TV Cas için WD 1992 yöntemi ile bulunan ışık eğrisi sonuçları*

Öğe	**B&V&2RV**	**B**	**V**
a ($R_\odot$)	11.22±0.09	10.70	10.70
e	0.025	0	0
ω (°)	90	90	90
V_γ (km/s)	-4.04±0.83	-4.1	-4.1
F_h	0.853	1.0	1.0
F_c	0.653	1.0	1.0
i (°)	79.14±0.05	78.73±0.06	78.7±0.2
T_h (K)	10500	10500	10500
T_c (K)	5366±36	5303±60	5527±51
Ω_h	3.7781±0.0141	4.0531±0.0215	4.2030±0.0834
Ω_c	2.6750	2.7499	2.7499
q	0.405	0.436±0.004	0.446±0.015
$L_h/(L_h+L_c)$	0.9331±0.0020 (B)	0.9537	0.8899
	0.8945±0.0027 (V)	±37	±9
$L_c/(L_h+L_c)$	0.0669 (B) 0.1055 (V)	0.0463	0.1101
X_h	0.689 (B) 0.589 (V)	0.689	0.589
X_c	0.851 (B) 0.789 (V)	0.851	0.789
Y_h	0.339 (B) 0.291 (V)	0.330	0.291
Y_c	0.041 (B) 0.171 (V)	0.041	0.171
$Xbol_h$	0.699	0.699	0.699
$Xbol_c$	0.645	0.645	0.645
$Ybol_h$	0.069	0.069	0.069
$Ybol_c$	0.184	0.184	0.184
A_h	1.0	1.0	1.0
A_c	0.5	0.5	0.5
G_h	1.0	1.0	1.0
g_c	0.32	0.32	0.32
r_h (pole)	0.2958	0.2753	0.2651
r_h (point)	0.3073	0.2849	0.2734
r_h (side)	0.2998	0.2795	0.2688
r_h (back)	0.3045	0.2831	0.2719
r_c (pole)	0.2904	0.2891	0.2909
r_c (point)	0.4049	---	---
r_c (side)	0.2957	0.3015	0.3035
r_c (back)	0.3286	0.3341	0.3361
$\Sigma W(O-C)^2$	0.01133	0.002	0.003



Şekil 7. *TV Cas için WD 1992 yöntemi ile bulunan "eşdönmeyen ayrık konfigürasyon (içi boş daire)" ile "eşdönen yarı-ayrık konfigürasyonun (içi dolu daire)" karşılaştırılması (0.75 evrede).*

KAYNAKLAR

Astbury, J.B., 1911, J. British, Astr. Assn., 22, 279.
Borkovits, T. and Biro, I.B., 1998, IBVS, 4633.
Brandt, W.N., Ward, M.J., Fabian, A.C. and Hodge, P.W., 1997, MNRAS, 291, 709.
Demircan, O. and Kahraman, G., 1991, A&SS, 181, 313.
Erdem, A., 1996, unpublished, Ph.D. thesis.
Faghihi, F., Riazi, N. and Dariush, A., 1999, IBVS, 4784.
Frieboes-Conde, H. and Herczeg, T., 1973, A&AS, 12, 1.
Hegedus, T., Biro, I.B. and Paragi, Z., 1996, IBVS, 4340.
Khalesseh, B. and Hill, G., 1992, A&A, 257, 199.
Kopal, Z.,1978, Dynamics of Close Binary Systems, D.Reidel. Co.
Lucy, L.B., 1967, Z. Astrphys., 65, 89.
Mukherjee, J., Peters, G.J. and Wilson, R.E., 1996, MNRAS, 283, 613.
Richards, Mercedes T. and Albright, Geory E., 1999, ApJS, 123, 537.
Umana, G., Trigilio, C. and Catalano, S., 1998, A&A, 329, 1010.
Van Hamme, W., 1993, AJ, 106, 2096.
Wilson, R.E., 1993, private communications.
Wolf, M. and Diethelm, R., 1992, IBVS, 3762.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.205-216

Eksen Dönmesi Gösteren Yıldızlar Kataloğu

Z. Bozkurt, Ö.L. Değirmenci
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, İzmir

Özet

Çift yıldızlar çoğunlukla eksentrik yörüngeler gösterirler. Özellikle ayrık çiftler durumunda yörünge hemen her zaman eksentriktir. Eksentrik yörüngeli çift yıldızlar eksen dönmesi yoluyla bileşenlerin iç yapılarına ilişkin önemli bilgiler ortaya koyarlar. Bundan dolayı eksentrik yörüngeli çift yıldızlar astrofizikte önemli bir yer tutarlar ve kuramsal yıldız modellerinin test edilmesi için gözlemsel veri sağlarlar.

Bu çalışma yüksek lisans tez çalışmasının bir özeti olarak hazırlanmıştır. Bu tezde, eksen dönmesi gösteren yıldızların bir kataloğu sunulmuştur. Literatür taraması yapılarak oluşturulan bu katalogda 135 yıldız listelenmiştir. Bunların 103 tanesi eksen dönmesi gösterdiği kesin olarak belirlenen ve kalan 32 tanesi de eksen dönmesi konusunda kesinlik kazanmamış olan sistemlerdir. Kesin listede yer alan çiftlerin yörünge parametreleri ve çift sistemi oluşturan bileşenlerin fiziksel parametreleri incelenerek eksentrik yörüngeli çiftlere ilişkin genel gözlemsel bulgular araştırılmıştır

Anahtar Kelimeler: Eksen dönmesi-Katalog

1. Giriş

Yıldızların iç bölgelerine deneysel olarak bakabilme olanağı sağlayan eksen dönmesi çalışmaları astrofizikte önemli bir yer tutar ve kuramsal yıldız modellerinin test edilmesi için gözlemsel veri sağlarlar.

Eksen dönmesi gösteren yıldızları bir katalog haline getirme çalışması ilk olarak Hegedüs (1988, 1989) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmalarda yıldızlar liste halinde yer almış onların parametreleri ayrıntılı olarak verilmemiştir. Petrova and Orlov (1999) daha detaylı bir katalog hazırlamışlardır. Bu katalogda 128 yıldız yer almaktadır. Ancak yazarların da belirttiği gibi katalogdaki bazı yıldızların eksen dönmesi gösterdiği kuşkuludur.

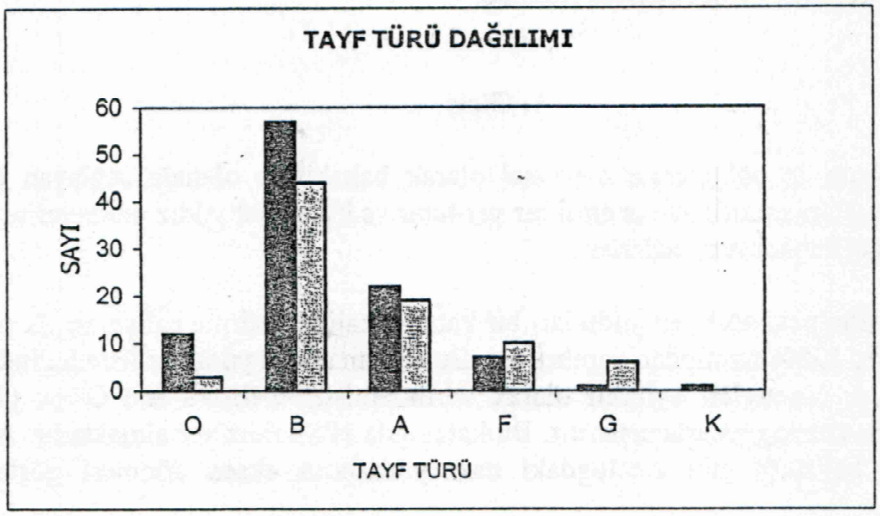
Bu tezin çalışmalarına Petrova and Orlov (1999)'un çalışmasından bağımsız olarak 1998 de başladık ve eksen dönmesi gösteren yıldızların ayrıntılı bir kataloğunu oluşturmayı amaçladık. Eksen dönmesi tam olarak kanıtlanmış olanlar ile hala kuşkulu olanları ayrı çizelgelerde topladık. Kesin çizelgede 102, kuşkulu olanların çizelgesinde 32 sistem verilmiştir. Kesin listede yer alan yıldızların temel parametreleri üzerine bazı istatistikler verilmiş ve bu parametreler arasında ilişki olup olmadığı incelenmeye çalışılmıştır.

2. Tayf Türü Dağılımı

Eksen dönmesi gösteren yıldızlarda tayf türü bilinen baş yıldız sayısı 100, yoldaş yıldız sayısı 82'dir. Bu yıldızlar için tayf türü dağılımına bakılacak olursa hem baş yıldız hem de yoldaş yıldız için B tayf türünde bir yığılma olduğu görülüyor. Ikinci sıradaki yoğunlaşma ise A tayf türündedir. Geri tayf türlerine gidildikçe yıldız sayısı azalmaktadır. Her iki bileşeni de B tayf türünden olan 39 yıldız vardır.

Çizelge 1. Tayf Türü Dağılımı

Tayf Türü	Sayı	
	Baş yıldız	Yoldaş yıldız
O	12	3
B	57	44
A	22	19
F	7	10
G	1	6
K	1	-



Şekil 1. Tayf türü dağılımı . Siyah kolonlar başyıldız, gri kolonlar yoldaş yıldıza ait.

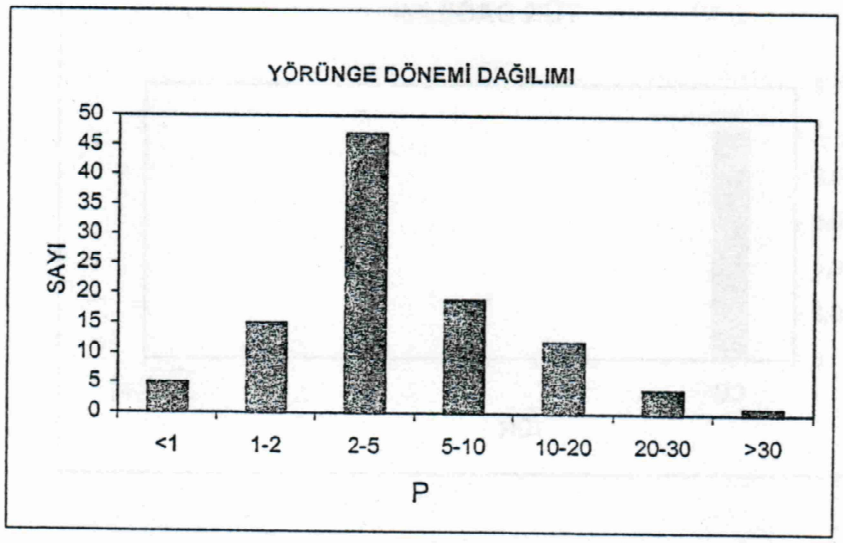
3. Tür Dağılımı

Eksen dönmesi gösteren çift sistemlerin türleri incelendiğinde bunların % 75.8'nin ayrık (detached) sistemler oldukları görülüyor. 9 tane yarı ayrık (semidetached), 4 tane kontakt (contact) sistem vardır. Ayrıca bileşenlerinden bir tanesi

den daha kısa dönemli 5 ve 30^g den daha uzun dönemli 1 yıldız mevcuttur. En uzun yörünge dönemine sahip yıldız 51^g dönemli PSR J0045-7319'dur.

Çizelge 3. Yörünge dönem dağılımı.

Dönem Aralığı (gün)	Sayı
P<1	5
1 ≤ P < 2	15
2 ≤ P < 5	47
5 ≤ P < 10	19
10 ≤ P < 20	12
20 ≤ P < 30	4
P ≥ 30	1



Şekil 3. Yörünge dönemi dağılımı.

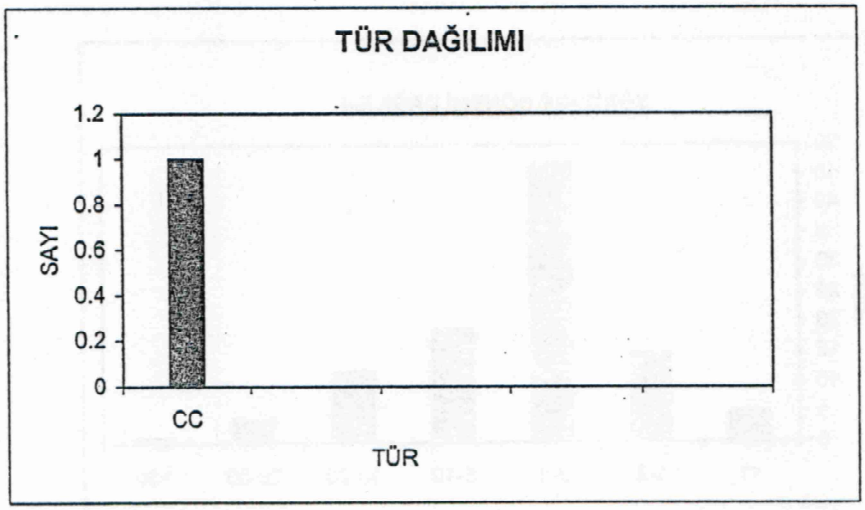
5. Dışmerkezlik (e) Dağılımı

Eksen dönmesi gösteren yıldızlar listesinde yer alan 103 yıldızdan 102 tanesinin dışmerkezlik değeri bilinmektedir. Bu yıldızlar içinde en büyük dışmerkezlikli e = 0.764 ile iota Ori, en küçüğü ise 0.0032 ile U Oph'dur. Yıldızların hemen hemen yarısı için

evrimini tamamlayarak beyaz cüce, nötron yıldızı veya kara delik gibi sıkışık (compact) cisim haline gelmiş 8 tane sistem varken, her iki bileşeni de sıkışık cisim olan sadece bir sistem vardır.

Çizelge 2. Tür dağılımı.

Tür	Sayı
D	69
SD	9
C	4
CO	8
CC	1



Şekil 2. *Tür Dağılımı. D= Detached (Ayrık), SD= Semidetached (Yarı-ayrık), C= Contact (Kontakt), CO= with compact object (sıkışık bileşen içeren sistem), CC= binary compact object (Her iki bileşeni de sıkışık cisim olan sistem).*

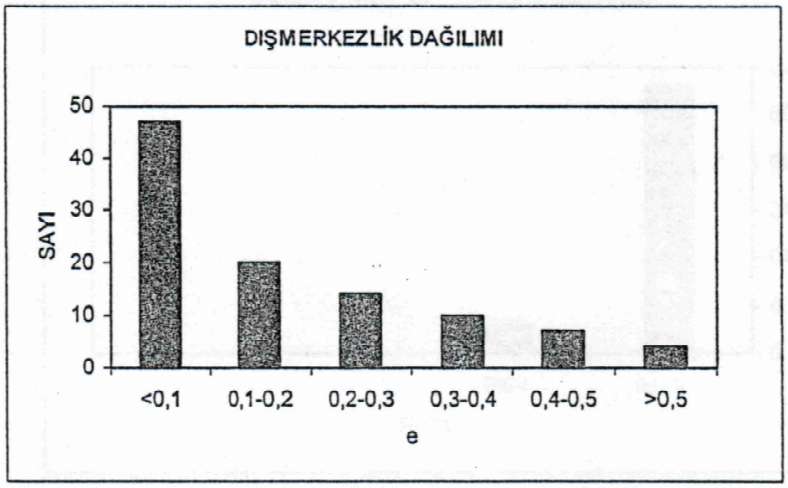
4. Yörünge Dönemi (P) Dağılımı

Eksen dönmesi gösteren yıldızlar için yörünge dönem dağılımı incelendiğinde yıldızların büyük bir çoğunluğunun $2^g \leq P < 5^g$ aralığında yer aldığı görülmektedir. 1^g

dışmerkezlik 0-0.1 aralığındadır. Daha büyük değerlere gidildikçe yıldız sayısı azalmaktadır. 0.5'ten büyük dışmerkezlikli sadece 4 sistem vardır vardır.

Çizelge 4. Dışmerkezlik dağılımı.

Dışmerkezlik aralığı	Sayı
$e < 0.1$	47
$0.1 \leq e < 0.2$	20
$0.2 \leq e < 0.3$	14
$0.3 \leq e < 0.4$	10
$0.4 \leq e < 0.5$	7
$e > 0.5$	4



Şekil 4. Dışmerkezlik dağılımı.

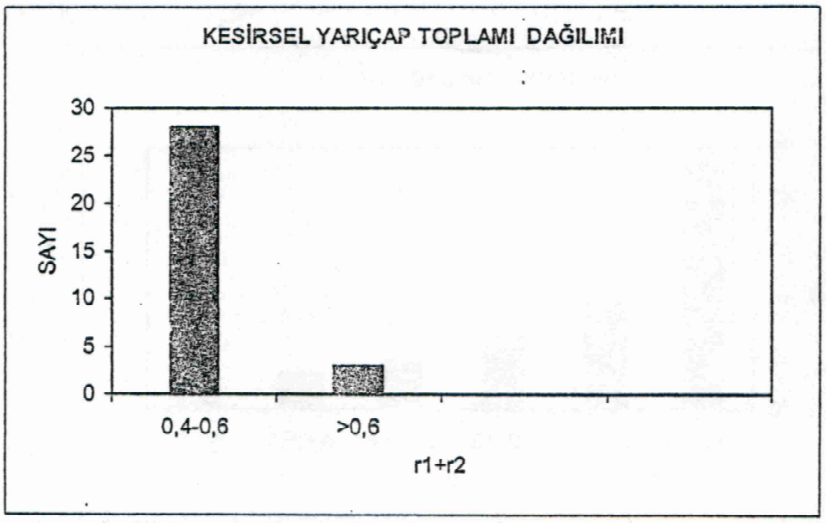
6. Kesirsel Yarıçaplar Toplamı (r_1+r_2) Dağılımı

Eksen dönmesi gösteren yıldızların kesirsel yarıçapları mevcut olanlar için bileşenlerin kesirsel yarıçaplarının toplamı alınarak yapılan incelemeye göre en büyük yığılmanın 0.2-0.4 aralığında yer aldığı görülüyor. İkinci yığılma 0.4-0.6 aralığındadır.

0.6 değerinden büyük 3 yıldız vardır. Kesirsel yarıçaplar toplamının büyümesi yıldızların birbirine yaklaşması yani ayrıklığın azalması demektir. 0.6 dan büyük olan sistemler neredeyse kontakt sistem oldukları için bu yıldızlarda eksen dönmesinin olması beklenemez.

Çizelge 4. r_1+r_2 *dağılımı.*

$r_1 + r_2$ Aralığı	Sayı
$r_1 + r_2 < 0.2$	12
$0.2 \leq r_1 + r_2 < 0.4$	35
$0.4 \leq r_1 + r_2 < 0.6$	29
$r_1 + r_2 \geq 0.6$	4



Şekil 5. Kesirsel yarıçaplar toplamı dağılımı.

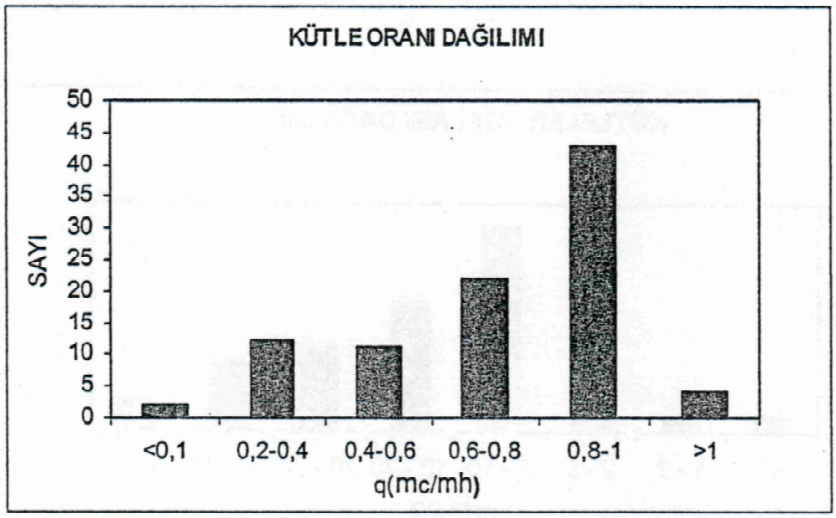
7. Kütle Oranı $q(m_2/m_1)$ Dağılımı

Eksen dönmesi gösteren yıldızların kütle oranlarına gore dağılımları incelendiğinde yıldızların büyük bir çoğunluğunun $0.8 \leq q \leq 1$ aralığında olduğu görülmektedir. $q > 1$ olan sadece 3 yıldız vardır. Bu, eksen dönmesi gösteren çift yıldız

sistemlerinde bileşenlerin kütle değerlerinin birbirine yakın olduğunu ve genellikle baş yıldızın yoldaşa göre daha kütleli olduğunu göstermektedir.

Çizelge 5. Kütle oranı dağılımı.

Kütle Oranı Aralığı	Sayı
$q < 0.1$	2
$0.2 \leq q < 0.4$	12
$0.4 \leq q < 0.6$	11
$0.6 \leq q < 0.8$	22
$0.8 \leq q \leq 1$	43
$q > 1$	4



Şekil 6. Kütle oranı dağılımı.

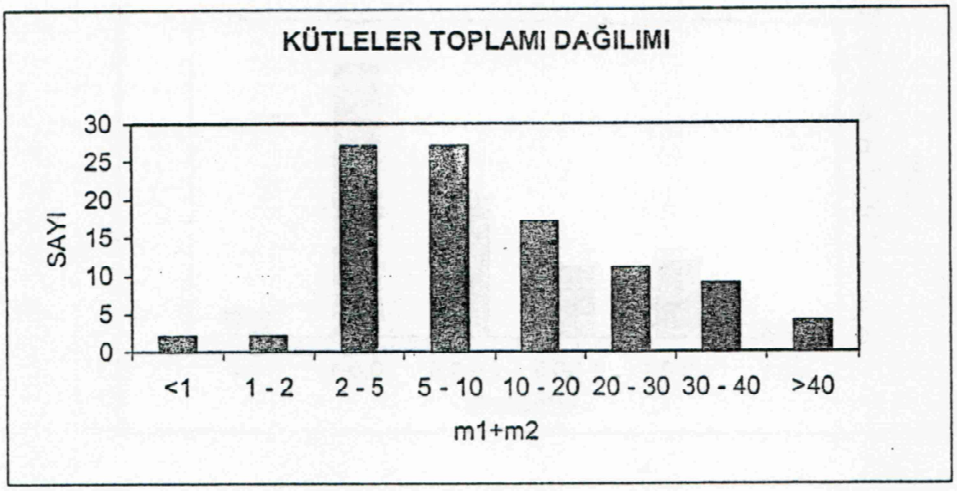
8. Kütleler Toplamı (m_1+m_2) Dağılımı

Eksen dönmesi gösteren yıldızlarda her iki bileşeninin de kütlesi bilinen sistemlerde kütleler toplamı dağılımına bakıldığında eksen dönmesi gösteren yıldızların genellikle 2-10 $M_\odot$ aralığında yer aldığı görülüyor. 10 $M_\odot$'ten sonra yıldız sayısı gittikçe azalmaktadır. 2 $M_\odot$'ten küçük ve 40 $M_\odot$ 'ten büyük kütleli yıldız sayısı çok

azdır. Bu sonuçlara gore eksen dönmesi gösteren sistemlerin orta kütleli sistemler olduğu söylenebilir.

Çizelge 6. Kütle toplamı dağılımı.

Kütle Aralığı ($M_\odot$)	Sayı
$m_1+m_2 < 1$	2
$1 \le m_1+m_2 < 2$	2
$2 \le m_1+m_2 < 5$	27
$5 \le m_1+m_2 < 10$	27
$10 \le m_1+m_2 < 20$	17
$20 \le m_1+m_2 < 30$	11
$30 \le m_1+m_2 \le 40$	9
$m_1+m_2 > 40$	4



Şekil 7. Kütleler toplamı dağılımı.

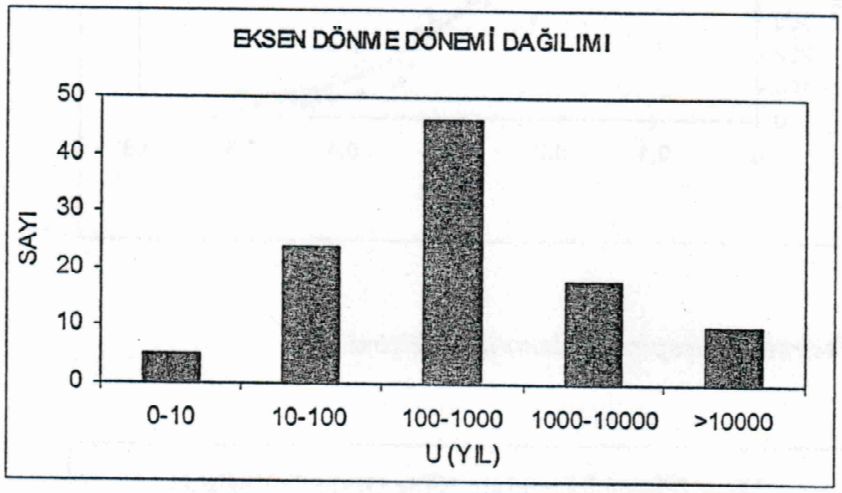
9. Eksen Dönme Dönemi (U) Dağılımı

Eksen dönmesi gösterdiğinden kuşku duyulmayan 103 yıldızın eksen dönme dönemi U (yıl) dağılımına bakıldığında en büyük eksen dönme dönemine sahip yıldız

160 000 yıl'lık dönem ile EW Ori'dir.7 yıldız için eksen dönmesi literatürde ters yönlü olarak verilmiştir.

Çizelge 7. Eksen dönme dönemi aralığı.

Eksen dönme dönemi aralığı (Yıl)	Sayı
$0 < U < 10$	5
$10 \leq U < 100$	24
$100 \leq U < 1000$	46
$1000 \leq U < 10000$	18
$U \geq 10000$	10



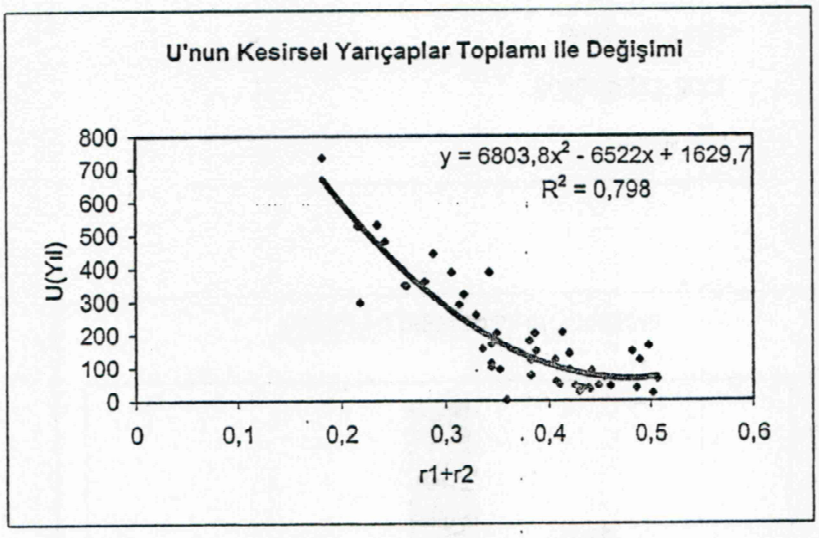
Şekil 8. Eksen dönme dönemi dağılımı.

10. (r_1+r_2) – U Değişimi

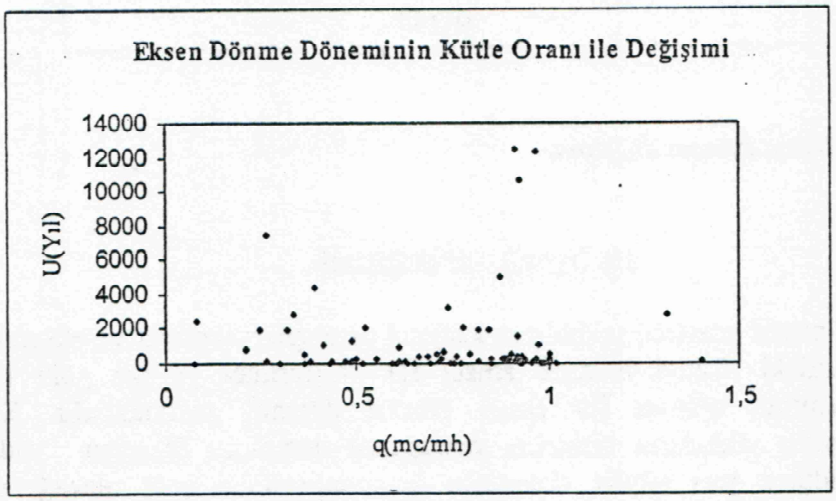
Eksen dönmesi gösteren yıldızların kesirsel yarıçapları toplamı ve eksen dönme dönemleri arasındaki ilişkiyi bulmak amacı ile oluşturulan grafiğe göre kesirsel yarıçaplar toplamının artması ile eksen dönme dönemi azalmaktadır. Kesirsel yarıçapların artması yıldızların birbirine yaklaşması demektir. Buradan yıldızların ayrıklıkları azaldıkça yarı büyük eksendeki kaymanın daha hızlı olacağı sonucu çıkartılabilir. Grafik $U < 800$ yıl ile $r_1+r_2 < 0.6$ aralığı için çizilmiştir.

11. Kütle Oranı $q(m_2/m_1)$-U Değişimi

Eksen dönmesi göstern yıldızları kütle oranları ve eksen dönme dönemleri arasındaki grafik Şekil 10'da verilmiştir. Kütle oranları genellikle 1'den küçüktür. Kütle oranı 1'den büyük olan 4 yıldız vardır. En büyük kütle oranına sahip yıldız V616 Mon 14.8 lik bir değere sahiptir. Bu değer diğer yıldızlara göre çok büyük olduğu için grafik oluşturulurken dikkate alınmamıştır. En küçük kütle oranı 0.0817 dir. Grafikte U<20000 yıl'dır. Uzun eksen dönme dönemine sahip yıldızların kütle oranlarının çoğunlukla 1 civarında olduğu görülüyor.



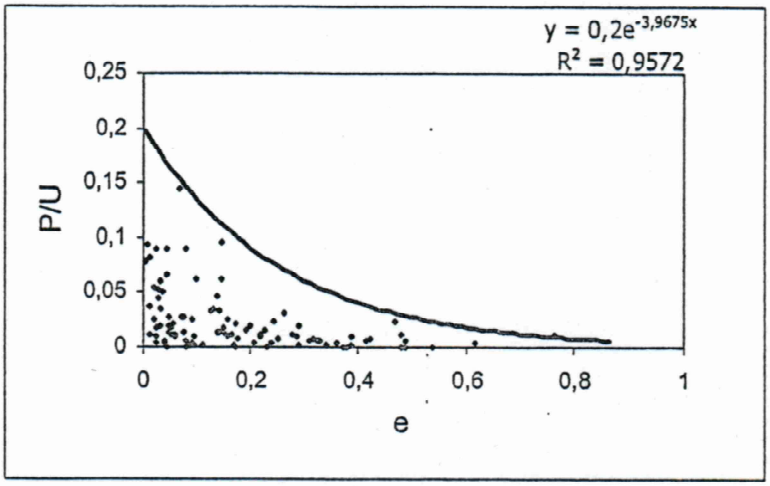
Şekil 9. U'nun kesirsel yarıçaplar toplamı ile değişimi.



Şekil 10. Eksen dönme döneminin kütle oranı ile değişimi.

12. Dışmerkezlik (e)-P/U Değişimi

Açısal hızın dışmerkezlikle değişimi incelendiğinde P/U'ların hemen hemen eksponansiyel bir zarf içinde yer aldıkları görülüyor. V616 Mon ve X Per dikkate alınmadı.



Şekil 12. Açısal hızın dış merkezlikle değişimi .

13. Sonuçlar

- Eksen dönmesi gösteren yıldızların büyük çoğunluğu ön tayf türlerinde ve özellikle B tayf tründedir.
- Yıldızların %75.8'i ayrık (detached) sistemdir.
- Listedeki yıldızların yörünge dönemleri 2-5 gün aralığında yoğunlaşmaktadır.
- Yörünge dışmerkezliği: çoğunlukla e< 0.1'dir.
- Kesirsel yarıçapları toplamı: $0.2 \leq r_1+r_2 \leq 0.4$ aralığında olan yıldızlar çoğunluktadır.
- Kütle oranı $q(m_2/m_1)$ dağılımı: yıldızların çoğunluğu için kütle oranı $0.8 \leq q \leq 1$ aralığındadır.
- Bileşenleri kütleleri toplamı ise genellikle $2M_\odot \leq m_1+m_2 \leq 10M_\odot$ aralığındadır.
- Eksen dönme dönemleri: genellikle $100 < U < 1000$ yıl aralığındadır.
- Kesirsel yarıçaplar toplamı arttıkça eksen dönme dönemi azalmaktadır.
- Eksen dönme dönemi uzun olan sistemlerin kütle oranı q çoğunlukla 1 civarındadır.
- Eksen dönmesinin açısal hızının dışmerkezlikle (e) değişimi incelendiğinde P/U'ların hemen hemen eksponansiyel bir zarf içinde toplandıkları görülmüştür.

Teşekkür

Bu çalışma Ege Üniversitesi Araştırma Fon Saymanlığı tarafından 98\FEN\052 nolu proje olarak desteklenmiştir. Ege Üniversitesi Rektörlüğü'ne içten teşekkürlerimizi sunarız.

KAYNAKLAR

Hegedüs, T., 1988, BICDS, 35, 15H
Hegedüs, T., 1989, BICDS, 36, 23H
Petrova, A.V., Orlov, V.V., 1999, AJ, 117, 587P

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.217-232

DR Vul Örten Çiftinin Eksen Dönme Sorunu ve Fotoelektrik Işıkölçümü

C. Çiçek, F. Soydugan
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü

1. Giriş

DR Vul (BD $+26^0$ 3835= HD 339770)' un değişen bir yıldız olduğu ilk kez Hoffmeister (1935) tarafından keşfedilmiştir. 1950 yılında Tsesevich, bu sistemin ayrık bir örten çift olduğunu ve yörünge dönemini belirledi. Erloksova (1959), 1942-1957 yılları arasında DR Vul' un ortalama bir ışık eğrisini oluşturmuştur. Bu şekilde oluşturulan ışık eğrisinin biçiminden DR Vul örten değişen yıldızının Algol türüne dahil olduğu anlaşılmıştır. Gözlemlerin duyarlığının düşük olması nedeniyle fotometrik yörünge belirlenememiştir. Erleksova (1959), fotografik gözlemlere dayanarak DR Vul 'un dönem değişimini araştırmış ve değişimin 25 yıl dönemli bir eksen dönmesinden kaynaklandığını ortaya çıkarmıştır.

Semeniuk (1968), DR Vul'un ilk fotoelektrik ışık ölçümünü yapmıştır. Belirlediği yeni minimum zamanlarını Erloksova (1959) nın belirlediği ortalama minimum zamanları ile birleştirerek bir O-C diyagramı oluşturmuştur. Bu diyagramdan eksen dönmesinin dönemini 38.5 yıl, yörünge dış merkezliğini e=0.092 olarak elde etmiştir. O'Connell (1972), DR Vul'un tam bir fotoelektrik ışık eğrisini elde etmiştir. O'Connell (1972), dönemi 2.2508645 gün, yörünge dış merkezliğini e=0.10 , yörünge eğikliğini $i=89^0.01$ ve yalnızca fotoelektrik minimum zamanları içeren O-C analizinden eksen dönme dönemini 37.8 yıl olarak elde etmiştir. DR Vul'un tayfsal sınıflaması da B8 V olarak verilmiştir.Todoran (1977), DR Vul'un yeni minimum zamanlarını daha önceki minimum zamanları ile birleştirerek eksen dönme dönemini 40.5 yıl ve yörünge dış merkezliğini e=0.084 olarak elde etmiştir. Erloksova (1980), Dr Vul'un eksen dönmesine ilaveten bir dönem değişimi gösteren O-C diyagramını oluşturmuştur.

Khauliullina ve Khaliullin (1988), DR Vul'un HD kataloğunda B8 V olarak verilen tayfsal sınıflamasını, fotometrik sonuçların analizinden daha ön bir tayf sınıfında BO V ve BO.5 V olarak bulmuşlardır. Ayrıca üçüncü cismin 8 m_o lik bir anakol yıldızı olduğunu göstermişlerdir. Yörünge dış merkezliği e=0.098 ve yörünge eğikliği de $i=88^0.3$ olarak elde edilmiştir. DR Vul'un eksen dönme sabiti $k_{21}=k_{22}=0.090$ olarak belirlenmiştir. Bu değer, Anakol yıldız modelleri için hesaplanan teorik değerler ile oldukça iyi bir uyuşum göstermektedir. Buna rağmen DR Vul'un tayfsal çalışması yeterince yapılmamış ve dikine hız eğrileri oluşturulmamıştır.

Bu çalışmada eksen dönmesi gösteren bir örten değişen çift yıldız olan DR Vulpeculae' nın 1993 ve 1994 yıllarında fotoelektrik ışıkölçümü yapılarak B ve V

renklerinde yeni ışık eğrileri elde edilmiş ve ayrıca dizgenin yeni minimum I ve minimum II zamanları belirlenmiştir. Dizgenin yayınlanmış minimum zamanları bu yeni minimum zamanları ile birleştirilerek dönem analizi yapılmış ve eksen dönmesinin dönemi belirlenmiştir. DR Vul'un fotoelektrik ışık eğrileri Wood (Wink 10) ve Wilson-Devinney yöntemleri ile çözülmüştür. Bu çözümler sonunda dizgeye ait yeni yörünge parametreleri ve çiftin bileşenlerinin yeni fiziksel parametreleri belirlenmiştir.

2. Materyal ve Yöntem

DR Vul örten çifti 1993 ve 1994 gözlem sezonunda toplam 39 gece fotoelektrik olarak gözlenmiştir. Gözlemler Ege Üniversitesi Rasathanesinin 48 cm lik (f/13) Cassegrain tipi aynalı teleskobu ve ona bağlı EMI 9781 A fotokatlandırıcı tüpü kullanılarak, UBV sisteminin B(λ=4300 A) ve V(λ=5500 A) süzgeçlerinde yapılmıştır. Gözlemlerde mukayese yıldızı olarak BD $+26^0$ 3827 ve denet yıldızı olarak da BD $+26^0$ 3837 kullanılmıştır. Gözlemlerde kullanılan bu yıldızların 1855 kordinatları, m parlaklıkları ve tayfsal sınıflamaları çizelge 1 de verilmiştir.

Çizelge 1. *Kullanılan değişen, mukayese ve denet yıldızlarının durumları*

Yıldız	α (1855)	δ (1855)	m_v	Sp.
BD + 26° 3835 (HD 339770)	$20^h\ 7^m\ 42^s.9$	$+26^0\ 18'.9$	$8^m.658$	B0 V
BD +26° 3827 (HD 192043)	$20^h\ 5^m\ 53^s.9$	$+26^0\ 18'.9$	$7^m.588$	B7 V
BD +26° 3837 (HD 339764)	$20^h\ 8^m\ 24^s.4$	$+26^0\ 35'.9$	$9^m.584$	A0

Gözlemler sırasında mukayese yıldızının parlaklığında herhangi bir değişme saptanmamıştır. DR Vul Eksen dönmesi gösteren bir örten çifttir. Eksen dönmesinden kasıt, çift dizgenin yörüngesinin zamanla dönmesidir. Eğer örten çiftin yörüngesinin dış merkezliği büyük ve eksen çizgisi gözlemciye doğru yönelmiş değilse minimum II, minimum I göre kayar. Minimum II deki bu kayma yörünge dış merkezliğine bağlıdır. Eksen dönmesi nedeniyle minimum I ve minimum II 0 ile 0.5 evreler etrafında salınım yapar. Bu salınımın dönemi eksen dönme dönemini belirtir. Bir çift dizgede eksen dönmesine neden olan etkiler şunlardır. Çiftin bileşenlerinin kendi eksenleri etrafında dönmelerinden dolayı biçimlerinin küresellikten bozulması, bileşenlerin biçimlerindeki birbirlerine uyguladıkları karşılıklı çekim nedeniyle oluşan elipsoidlik ve genel relativite teorisine göre eksen dönmesi. Bu etkiler nedeniyle bileşenlerin biçimi bozulur. Bileşenlerin eliptik bir biçim alması yoğunluk dağılımının değişmesine ve eksen dönme hızının artmasına yol açar (Martynov, 1971). Eksen dönmesi için mevcut olan formüller ayrıntılı bir biçim de bu tez çalışmasının da verilmiştir. Bu nedenle bu makale de eksen dönmesinin kısaca fiziksel yorumu ile yetinilmiştir. 1993 ve 1994 yıllarında yapılan gözlemlerde B renginde 11 adet minimum I, 6 adet minimum II ve V renginde 9 adet minimum I, 4 adet minimum II zamanı belirlenmiştir. Elde edilen fotoelektrik minimum zamanları çizelge 2 de verilmiştir.

Çizelge 2. *DR Vul'un Ege Üniversitesi Rasathanesinde 1993-94 yıllarında gözlenen fotoelektrik minimum zamanları*

Minimum Zamanı (Hel.J.D.)	Filtre	Minimum Türü	Minimum Zamanı (Hel.J.D.)	Filtre	Minimum Türü
24 49162.4627	B	Min I	24 49225.4893	V	Min I
24 49163.4670	B	Min II	24 49574.3833	B	Min I
24 49180.4704	B	Min I	24 49574.3833	V	Min I
24 49181.4774	B	Min II	24 49575.3798	B	Min II
24 49189.4755	B	Min I	24 49575.3777	V	Min II
24 49189.4755	V	Min I	24 49592.3907	B	Min I
24 49198.4777	B	Min I	24 49592.3914	V	Min I
24 49198.4770	V	Min I	24 49593.3872	B	Min II
24 49207.4819	B	Min I	24 49593.3865	V	Min II
24 49207.4812	V	Min I	24 49601.3953	B	Min I
24 49208.4874	B	Min II	24 49601.3953	V	Min I
24 49208.4881	V	Min II	24 49610.3998	B	Min I
24 49216.4854	B	Min I	24 49610.3998	V	Min I
24 49216.4854	V	Min I	24 49611.3921	B	Min II
24 49225.4893	B	Min I	24 49611.3942	V	Min II

2.1 Dönem Analizi

DR Vul'un 1993 ve 1994 gözlem sezonunda elde edilen mimimum zamanları, bu yıldızla ilgili literatür taraması ile elde edilen minimum zamanları ile birleştirilerek dönem analizi yapılmıştır. T_0=24466274^g.4848 ve P=2.2508645 gün (Khaliullina ve Khaliullin ,1988) başlangıç öğeleri ile yeni O-C değerleri hesaplanmıştır. Bunun için minimum I ve minimum II zamanlarını veren Martynov (1971) bağıntısı göz önüne alınmıştır.

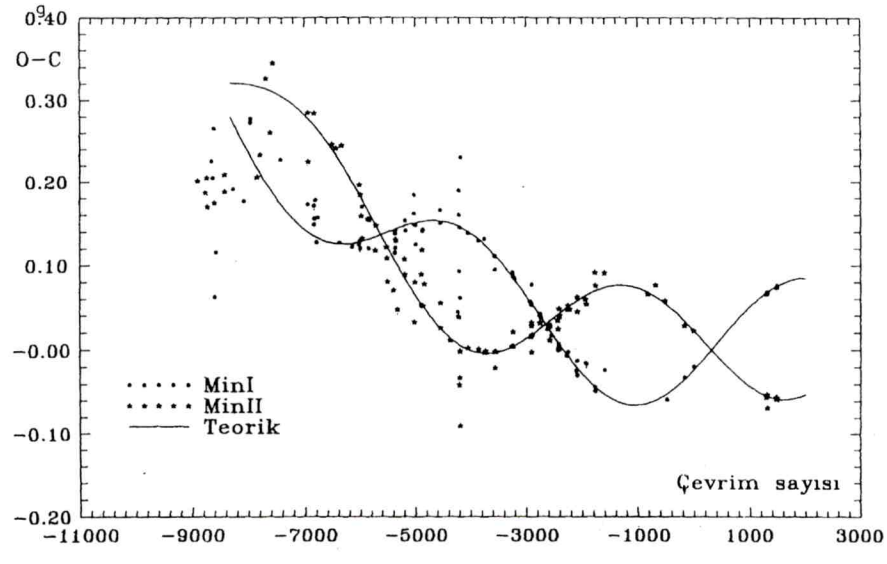
$$\text{HJD Min}=T_o+PE+\{\pm A\cos(w_o+\dot{w}E)\} \quad (1)$$

Burada P dolanma dönemi, w_0 başlangıç tarihi olarak alınan herhangi bir zamandaki enberi argümanı, $\dot{w}$ enberi argümanının yıllık açısal hızı, E başlangıç tarihinden itibaren geçen çevrim sayısıdır, w argümanı $w = w_o+ \dot{w}.E$ ve A (Genlik) ise

$$A=Pe(1+\text{cosec}^2 i)/ 2\pi \quad (2)$$

biçimindedir.

O-C farklarının çevrim sayısına göre grafiği çizildiginde sinüslü değişime ek olarak parabolik bir değişimde görülmüştür (Şekil 1) .



Şekil 1. *DR Vul'un O-C diyagramı*

Bu etkide gözönüne alındığında dizgenin minimum zamanlarını veren ışık ögeleri

$$\text{HJD Min}=244274^{g}.5038+2^{g}.25089080E+4.25*10^{-9}\,E^{2} \pm 0.0701\cos(0^{0}.06076E+71^{0}.30) \quad (3)$$
$$\pm 10 \qquad \pm 32 \qquad \pm 30 \qquad \pm 7 \qquad \pm 34 \qquad \pm .81$$

olarak elde edilmiştir. O-C analizi ile enberi argümanı w' nın çevrim başına artım miktarı $0^{0}.0676$ olarak, dönem ise 2.25089080 gün olarak bulunmuştur. Böylece,

$$U_{göz}=360^{0}\ P/\dot{w} =35.513 \text{ yıl} \quad (4)$$

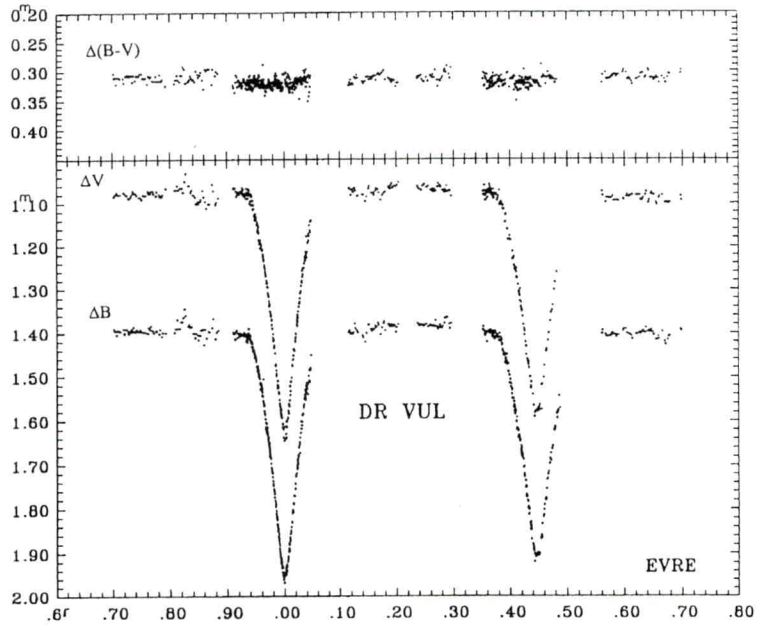
olarak belirlenmiştir.

Eksen dönmesinin için belirlenen dönem değerine relativistik eksen dönmesi de katkıda bulunur. DR Vul' ait dikine hız gözlemleri mevcut olmadığından yörünge yarı büyük eksen uzunluğu hesaplanmamış dolayısı ile relativistik eksen dönme dönemi elde edilmemiştir. Bulunan bu değer Khaliullina ve Khaliullin (1988) in elde ettiği değerler ile uyuşmaktadır. Ayrıca Çizelge 4.2 de verilen 1994 yılı V rengi Wood (Wink 10) çözüm sonuçları ve q=0.916 (Khaliullina ve Khaliullin,1988) değeri kullanılarak eksen dönme katsayısı $\bar{k}_2$ =0.0109 olarak bulunmuştur.

Ağırlıklı en küçük kareler yöntemiyle, yalnızca baş minimumlar kullanılarak hesaplanan lineer ışık ögeleri aşağıdaki biçimdedir.

$$\text{HJD Min I} = 2449162^{g}.4631 + 2^{g}.2509350\ E \qquad (5)$$
$$\pm 2 \qquad \pm 15$$

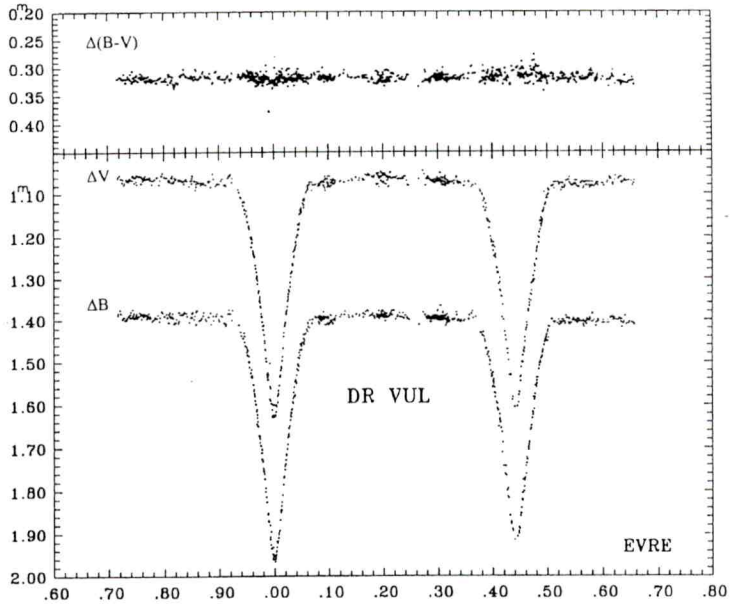
$T_0=2449162^{g}.4631$ ve $P=2^{g}.2509350$ anlık değerlerini, $E_i=T_i - T_0^a/P^a$ biçimindeki evre förmülünde kullanarak elde edilen evre değerleri ile elde edilen ışık eğrilerinde (şekil 2 ve şekil 3) minimum I tam sıfır evreye oturmaktadır. Minimum I zamanlarına ilişkin bu anlık öğelerle elde edilen O-C değerleri çizelge 3'de verilmiştir.



Şekil 2. *DR Vul'un 1993 yılı B, V fotoelektrik ışık ve B-V renk eğrileri.*

2.2 Işık Eğrileri

DR Vul'un 1993 ve 1994 gözlem yıllarında ile oluşturulan ışık eğrileri şekil 2 ve şekil 3 de gösterilmiştir. Sistemin bir yıl içinde ışık eğrisi yönünden önemli bir değişim göstermediği görülmüş ve buradan giderek bir yorum yapılmamıştır.



Şekil 3. *DR Vul'un 1994 yılı B, V fotoelektrik ışık ve B-V renk eğrileri.*

Çizelge 3. *DR Vul'un anlık öğelerle elde edilen O-C değerleri*

O	E	(O-C) II	O	E	(O-C) II
24 49162.4627	0	-0.0004	24 49225.4893	28	0.00001
24 49180.4704	8	-0.0002	24 49225.4893	28	0.00001
24 49189.4755	12	0.0011	24 49574.3833	183	-0.0008
24 49189.4755	12	0.0011	24 49574.3833	183	-0.0008
24 49198.4777	16	-0.0004	24 49592.3914	191	-0.0001
24 49198.4777	16	-0.0004	24 49592.3914	191	-0.0001
24 49207.4812	20	-0.0006	24 49601. 3953	195	0.00003
24 49207.4819	20	0.00008	24 49601.3953	195	0.00003
24 49216.4854	24	-0.0002	24 49610.3998	199	0.0008
24 49216.4854	24	-0.0002	24 49610.3998	199	0.0008

3. Bulgular

DR Vul'un elde edilen fotoelektrik ışık eğrileri Wood (Wink 10) (1982) ve Wilson-Devinney (1971,1992) yöntemleri kullanılarak çözülmüştür. Wood yönteminde dizgeyi oluşturan yıldızların biçimleri üç bileşenli elipsoidler olarak tanımlanmıştır. Bu yöntemde kullanılan model: yansıma etkisi, çekim kararması, basıklaşma ve dönmeden dolayı ortaya çıkan önemli geometrik ve fotometrik bozulmaları da ışık eğrisinin çözümünde göz önüne alır. Yöntemde B ve V renklerindeki fotoelektrik ışık eğrilerinin çözümün de kullanılan atmosfer model parametreleri log g, λ, ve T_e ' ye bağlı olarak

çizelgeler halinde verilmiştir. Işık eğrisi çözülecek olan dizgede üçüncü bir ışık var ise yöntem bunu da çözümler de gözönüne alır. Yalnız L_3, $L_1+L_2+L_3=1$ olacak biçimde ışıtmanın kesirsel bir değerinde olur. Çözüm yapılırken L_3 ve i aynı anda serbest bırakılamaz.

DR Vul'un Wood (WINK 10) yönteminde çözüme normal noktalara dönüştürülmüş fotoelektrik ışık eğrisi kullanılarak başlanmıştır. Baş yıldızın sıcaklığı BOV için 29000 K olarak Khaliullina ve Khaliullin (1988)' den alınmıştır . İterasyonlar sırasında sabit tutulan u_A ve u_B lineer kenar kararma katsayılarının literatür değerleri Al-Naimy (1978)'in çizelgeleri kontrol edilerek alınmıştır. Bileşenlerin ışınım dengesin de olduğu varsayımı ile β_A, β_B çekim kararma katsayıları için Von Zeipel (1924)' in 0.25 değerleri kullanılmıştır. Işınım dengesindeki atmosfere karşılık gelen albedolar 1 olarak seçilmiştir. Dizgenin bileşenlerinin politropik ölçekleri n_A,n_B=5 ve kütle oranı q=0.916 olarak Khaliullina ve Khaliullin (1988) den alınmıştır. 1993 yılı B rengi ve 1994 yılı B ve V renklerindeki ışık eğrileri de yukarda anlatılan yöntem ile çözülmüştür. Bulunan çözüm sonuçları standart hataları ile birlikte çizelge 4.1 ve 4.2' de verilmiştir.

Çizelge 4.1. *DR Vul'un 1993 yılı B rengindeki ışık eğrisi için Wood (WINK 10) yöntemiyle elde edilen çözüm sonuçları.*

ögeler	Sonuçlar	ögeler	Sonuçlar
i	88°.84 ± 0°.04	T_B(ekv.)	28034 ± 156 K
e sin w	0.0527 ± .0064	u_A	0.35
e cos w	-0.0837 ± .0005	u_B	0.40
r_A	0.220 ± .001	β_A	0.25
k	0.868 ± .010	β_B	0.25
a_A	0.226	w_A	1
b_A	0.222	w_B	1
c_A	0.218	L_A	0.498
a_B	0.195	L_B	0.354
b_B	0.192	L_C	0.148 ± .004
c_B	0.198	q	0.916
T_A(ekv.)	29000 K	r.m.s.	±.0049

1994 yılı için hesaplanan yeni ögelerle oluşturulan kuramsal ışık eğrisi ile B rengindeki gözlemsel eğri gayet iyi çakışmıştır (Şekil 4). 1994 yılı V renginde ise kuramsal eğrinin minimum II çukuru, gözlemsel eğrinin minimum II çukurundan daha az bir derinliğe sahiptir (Şekil 5).

Yakın Çiftlerin ışık eğrilerinin çözümlerinde kullanılan yöntemlerden birisi de Wilson-Devinney yöntemidir. Bu yönteme göre yıldızların yüzeyleri eş potansiyelli kabul edilir. Işık eğrisi: Yörünge eğikliği (i), Kütle oranı ($q=M_2/M_1$), yüzey potansiyelleri

(Ω_1,Ω_2), ortalama yüzey sıcaklıkları (T_1,T_2) normalize edilmemiş tek renk ışıtmalar (L_1,L_2),çekim kararma katsayıları (g_1,g_2), bolometrik albedolar (A_1,A_2) ve kenar kararma

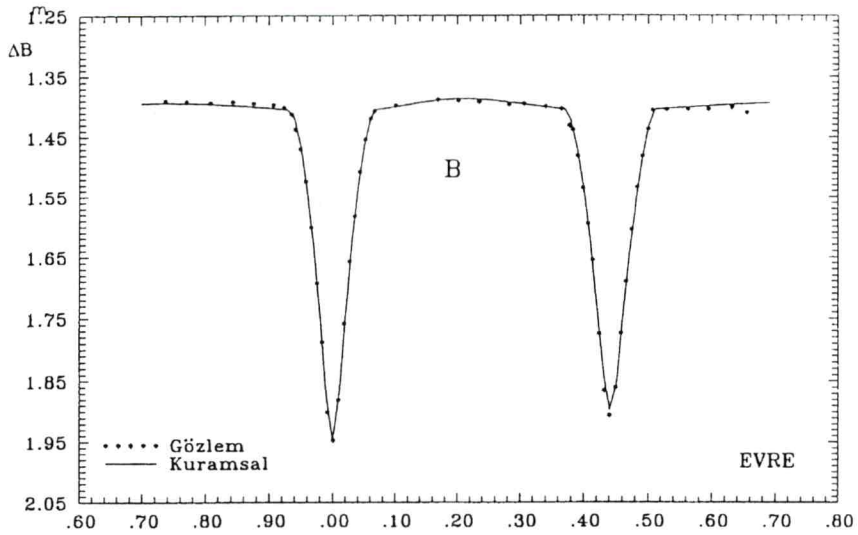
Çizelge 4.2. *DR Vul'un 1994 yılı B rengindeki ışık eğrisi için Wood (WINK 10) yöntemiyle elde edilen çözüm sonuçları.*

ögeler	B	V
i	88°.78 ± 0°.10	89°.09± 0°.04
e sin w	0.0292 ± .0043	0.0440 ± .0021
e cos w	-0.0915 ± .0004	-0.0904 ± .0018
r_A	0.220 ± .002	0.225 ± .006
k	0.882 ± .010	0.880 ± .030
a_A	0.226	0.231
b_A	0.222	0.227
c_A	0.217	0.224
a_B	0.198	0.202
b_B	0.195	0.199
c_B	0.193	0.197
T_A(ekv.)	29000 K	29000 K
T_B(ekv.)	28277 ± 116 K	28167 ± 641 K
U_A	0.35	0.30
U_B	0.40	0.30
β_A	0.25	0.25
β_B	0.25	0.25
w_A	1	1
w_B	1	1
L_A	0.486	0.484
L_B	0.361	0.358
L_C	0.153 ± .006	0.159 ± .009
q	0.916	0.916
r.m.s.	± 0.0034	± 0.0166

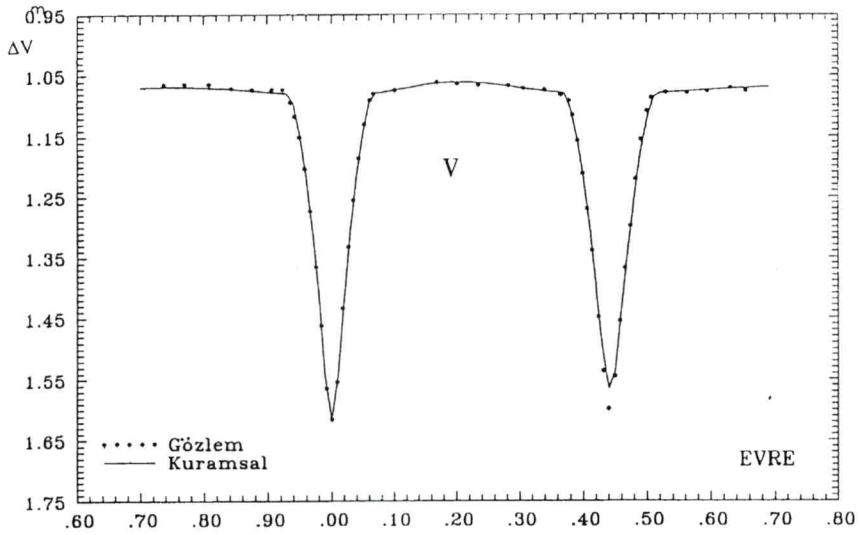
katsayıları (x_1,x_2) nin fonksiyonu olarak hesaplanır ve gözlenen eğrilerle en iyi uyuşmayı sağlayacak parametreler ard arda yapılan yaklaşımlarla bulunur.Yöntem LC (Light Curve) ve DC (Differential Corrections) programlarından meydana gelmiştir (Wilson,R.E).

Wilson-Devinney yöntemi için wood (WINK 10) 1994 B rengi çözüm sonuçları kullanılarak girdi kütüğü oluşturulmuştur. Kütle taraması yapılan q' nun her bir değerine karşılık yapılan çözüm sonunda elde edilen $\Sigma\, w(O-C)^2$ ler grafiğe geçirilmiştir (Şekil 6). Çözüm sonunda q değeri 0.939 olarak bulunmuştur. Bu şekilde yapılan ortak çözümün sonuçları (B&V) çizelge 5 de verilmiştir.

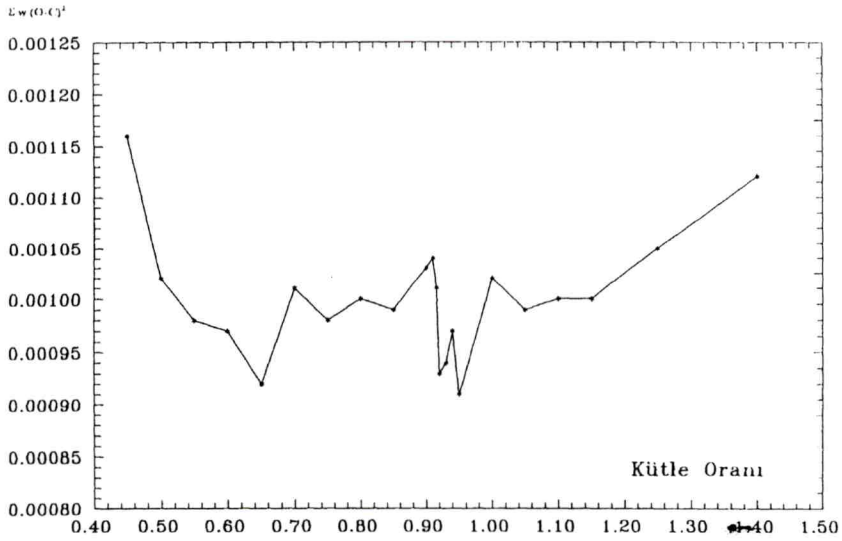
Çözüm sonuçları kullanılarak elde edilen kuramsal eğrilerin gözlemsel olarak elde edilen eğrilerle uyumu oldukça iyidir (Şekil 7,8,9,10). Ancak V rengi için yapılan çözüm sonuçlarının kullanılmasıyla elde edilen kuramsal eğri ile gözlemsel eğrinin minimum II



Şekil 4. *DR Vul'un 1994 yılı B rengi normal gözlem noktaları ve B rengi Wood (WINK 10) çözüm sonuçlarına karşılık gelen kuramsal ışık eğrisi.*



Şekil 5. *DR Vul'un 1994 yılı V rengi normal gözlem noktaları ve V rengi Wood (WINK 10) çözüm sonuçlarına karşılık gelen kuramsal ışık eğrisi.*



Şekil 6. *DR Vul'un 1994 yılı B rengi ışık eğrisi kullanılarak elde edilen kütle oranı tarama grafiği.*

derinlikleri çok az miktarda farklılık göstermektedir (Şekil 8,10). Bu olay V rengi için yapılan Wood (WINK10) çözümlerinde de görülmüştür (Şekil 5).

4. Sonuçlar

DR Vul' un Fotoelektrik gözlemler ile yeni minimum zamanları belirlenmiş ve literatürden toplanan minimum zamanları ile birleştirilerek dönem analizi yapılmıştır. Dönem analizi sonunda dizgenin ışık ögelerini veren ifade elde edilmiştir. Ayrıca lineer ışık ögeleri kullanılarak gözlemsel ışık eğrileri oluşturulmuştur. Dizgenin dolanma dönemi 2.25089080 gün olarak bulunmuştur. Eksen dönmesinin dönemi 35.513 yıl olarak elde edilmiştir. Eksen dönme sabiti $\bar{k}_2$=0.0109 olarak bulunmuştur. Bu değerde anakol yıldızları için hesaplanan $\bar{k}_2$ 'lerle uyuşmaktadır.

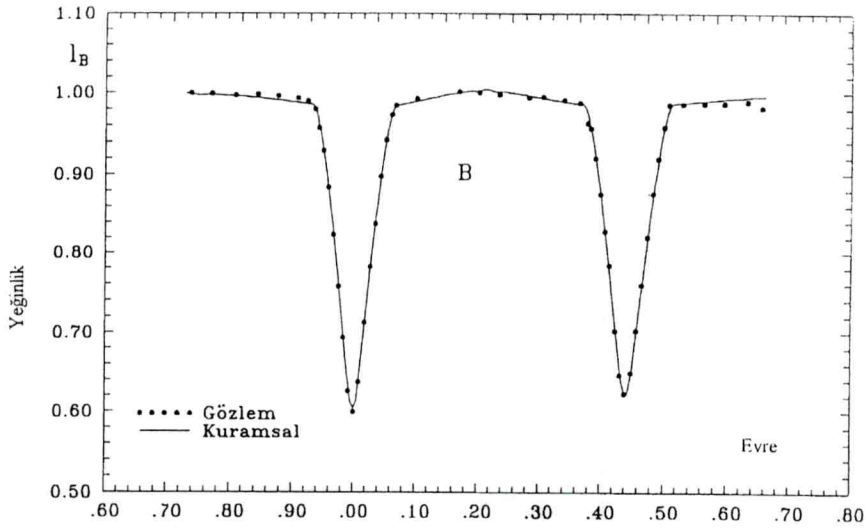
Dizgenin iki farklı yöntem ile yapılan fotometrik çözümleri ile elde edilen fiziksel parametreleri birbirlerine çok yakındır. Her iki yöntemde de V rengi çözümlerinde kuramsal ışık eğrisinin minimum II çukuru gözlemsel olarak elde edilen ışık eğrisinin minimum II çukurundan daha az derindir. Yoldaş yıldızın sıcaklığı artıkça minimum II derinliği artmalıdır.

Çizelge 6 da Wilson Devinney yöntemi ile elde edilen e ve w değerleri O-C analizi ve Wood(WINK 10) yönteminden elde edilen değerler ile birlikte verilmiştir. Bu

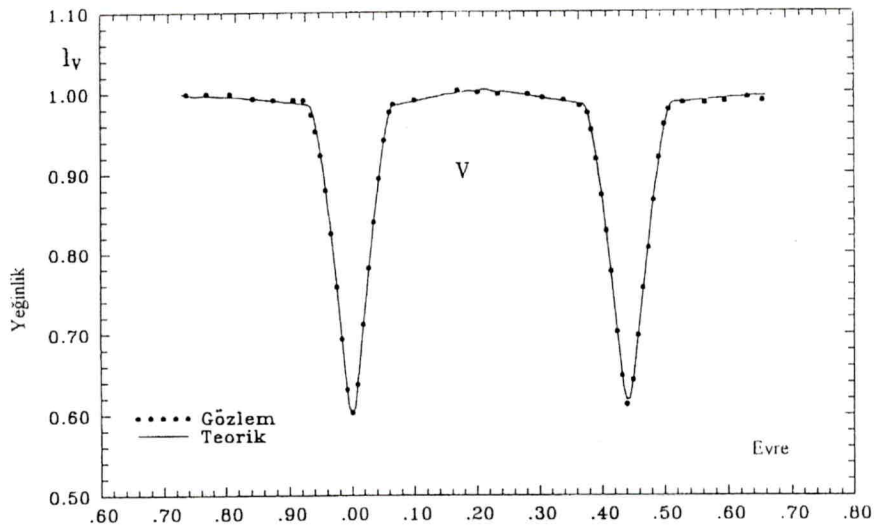
üç farklı biçimde belirlenen e ve w değerleri birbirine oldukça yakındır. DR Vul'un ayrık bir dizge olduğu bilinmektedir.

Çizelge 5. *DR Vul'un 1994 yılı B ve V renklerindeki ışık eğrilerinin Wilson-Devinney yöntemiyle yapılan ortak çözüm sonuçları.*

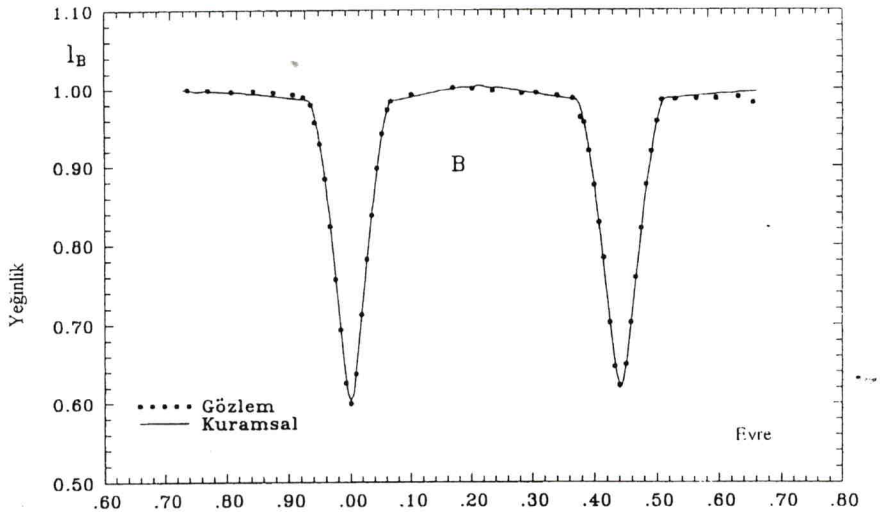
Ortak çözüm	**B&V**				
q için giriş değerleri	**0.934**	**0.934 sabit**	**q için giriş değerleri**	**0.934**	**0.934 sabit**
Parametreler			Parametreler		
e	0.0961 ±.0004	0.0956 ±.0008	$L_2/(L_1+L_2+L_3)$ (B)	0.362	0.362
w	162°.48 ±0°.86	162°.96 ±2°.46	$L_2/(L_1+L_2+L_3)$(V)	0.368	0.368
i	89°.24 ±0°.02	89°.20 ±0°.02	L_3 (B)	0.168 ±.003	0.168 ±.003
A_1	1	1	L_3 (V)	0.155 ±.002	0.154 ±.002
A_2	1	1	r_1(pole)	0.2192 ±.0005	0.2196 ±.0005
g_1	1	1	r_1(point)	0.2276 ±.0006	0.2280 ±.0006
g_2	1	1	r_1(side)	0.2215 ±.0005	0.2219 ±.0005
T_1	2.9000	2.9000	r_1(back)	0.2256 ±.0005	0.2260 ±.0006
T_2	2.8322 ±.0050	2.8336 ±.0049	r_2(pole)	0.1968 ±.0006	0.1970 ±.0006
Ω_1	5.5706 ±.0091	5.5570 ±.0097	r_2(point)	0.2026 ±.0006	0.2028 ±.0006
Ω_2	5.8826 ±.0268	5.8544 ±.0107	r_2(side)	0.1983 ±.0006	0.1985 ±.0006
q	0.939 ±.006	0.934	r_2(back)	0.2014 ±.0006	0.2017 ±.0006
$L_1/(L_1+L_2+L_3)$ (B)	0.470 ±.001	0.470 ±.001	$\Sigma w (O-C)^2$	.00202	.00211
$L_1/(L_1+L_2+L_3)$(V)	0.477 ±.001	0.478 ±.001			



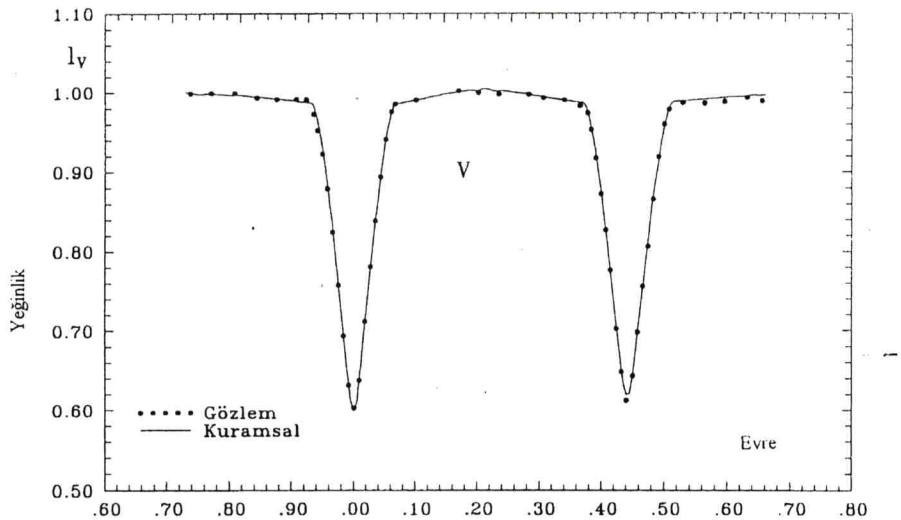
Şekil 7. *DR Vul'un 1994 yılı B rengi normal gözlem noktaları ve q=0.934 (sabit) için elde edilen B rengi Wilson-Devinney ortak çözüm sonuçlarına karşılık gelen kuramsal ışık eğrisi.*



Şekil 8. *DR Vul'un 1994 yılı V rengi normal gözlem noktaları ve q=0.934 (sabit) için elde edilen V rengi Wilson-Devinney ortak çözüm sonuçlarına karşılık gelen kuramsal ışık eğrisi.*



Şekil 9. *DR Vul'un 1994 yılı B rengi normal gözlem noktaları ve q=0.934 (serbest) için elde edilen B rengi Wilson-Devinney ortak çözüm sonuçlarına karşılık gelen kuramsal ışık eğrisi.*

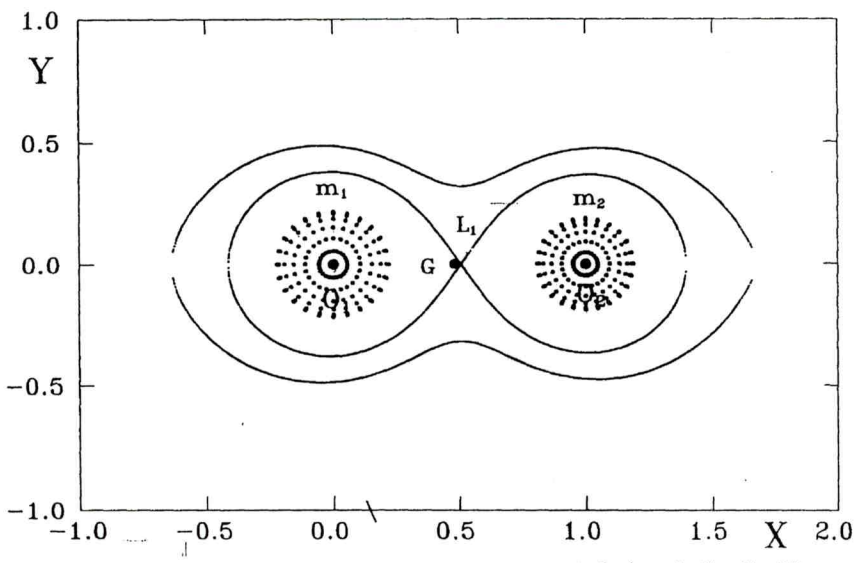


Şekil 10. *DR Vul'un 1994 yılı V rengi normal gözlem noktaları ve q=0.934 (serbest) için elde edilen V rengi Wilson-Devinney ortak çözüm sonuçlarına karşılık gelen kuramsal ışık eğrisi.*

Çizelge 6. *O-C analizi, Wood (WINK 10) ve Wilson-Devinney yöntemi ile elde edilen e ve w değerlerinin karşılaştırılması.*

ögeler	(O-C) 1994	Wood 1994 (B)	Wilson-Devinney 1994 (B)
w	$160^{\circ}.84$	$162^{\circ}.38$	$162^{\circ}.48$ $\pm 0^{\circ}.04$
e	0.097	0.096	0.0961 $\pm$.0004

Wilson Devinney yöntemi ile elde edilen potansiyel değerleri kullanılarak dizgenin Roche Lobu çizdirilmiş ve bileşenlerin Roche Loblarını doldurmadıkları görülmüştür (Şekil 11).



Şekil 11. *DR Vul'un 1994 yılı B ve V rengi ışık eğrilerinin birlikte kullanılması ile elde edilen Wilson-Devinney ortak çözümünden bulunan q=0.934 kütle oranı değerine karşılık gelen Roche konfigürasyonu.*

Çözümlerde elde edilen sıcaklık BO tayf türü için uygundur. DR Vul' daki üçüncü cismin ışıtması (L_3) çözümlerde dikkate alınmış ve yeni değerleri B ve V de elde edilmiştir. Dikine hız gözlemleri mevcut olmadığı için dikine hız çözümleri yapılmamıştır. Yörünge yarı-büyük eksen uzunluğu a hesaplanamadığı için dizgenin salt ögeleri elde edilmemiştir.

KAYNAKLAR

Al-Naimiy, H.M.K., 1978, Astrophys. Space Sci., 53,181.
Erloksova, G.E., 1959, Per. Zyjozdy (USSR), 12,298.
Erleksova, G.E., 1980, Bull. Inst. Astrophys. Acad. Sci. Tad.SSR, No.69, 70, 33.
Etzel, P.B. ve Wood, D.B., 1982 Wink Status Report No. 10
Hoffmeister, C., 1935, Astr. Nachr., 255,405.
Khaliullina, A.I. ve Khaliullin Kh.F., 1988, Sov. Astron.65, 108-116
Martynov,D.Ya., 1971, in "Zatmennje peremennyje zwezdy", ed. Zessewitch, Moscov, p.325.
O' Connell, D. J. K., 1972, Ric. Astr. Specola Vaticana, 8,14.
Semeniuk, I., 1968, Acta Astr., 18, 1.
Tsesevich, V.P., 1950, Astron. Tsirk., No. 100.
Todoran, I., 1977, Acta Astr., 27,1.
Wilson, R.E. ve Devinney, E. J., 1971, Astrophysical Journal, 166,605.

Wilson, R.E., 1992, Documentation of Eclipsing Binary Computer Model University of Florida, USA
Wood, D.B., 1974-1979 Wink Status Reports.
Zeipel,H. Von., 1924, Mon.Not.R. Astron. Soc. 84, 665.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.233-246

Cyg X-1'in Yeni Fotometrik Gözlemleri

S.Özdemir
Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü
Tandoğan - ANKARA
(e-mail: ozdemir@astro1.science.ankara.edu.tr
ozdemirsacit@icqmail.com)

Özet

Cyg X-1 (V1357 Cyg), yaklaşık 5.6 günlük döneme sahip, elipsoidal yapıda düşük genlikli ($\Delta m \sim 0.07^m$) ışık değişimi veren, büyük kütleli bir X-ışın çift (HMXB) sistemidir. Farklı gözlem sezonlarında elde edilmiş olan ışık eğrilerinde ***yeri değişen,*** bir "hörgüç" yapı görülmektedir (Lester vd. 1976, Guinan vd. 1979, Özdemir 1999). Bu "hörgüç"ün artan evrelere doğru kaydığı ileri sürülerek; oluşum mekanizması için, optik bileşene ait eksantrik yörüngenin ($e<0.06$) yaklaşık 4.5 yıllık dönemle gösterdiği eksen kayması olduğu iddia edilmektedir (Wilson ve Fox 1981). Bu çalışmada Cyg X-1'in son yıllarda elde edilen ışık eğrileri, gösterdiği bu "hörgüç" yapısı da dikkate alınarak incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: X-ışın çift yıldızları (özel: Cyg X-1), fotometri: Johnson UBV

New Photometric Observations of Cyg X-1

Abstract

Cyg X-1 (V1357 Cyg) is a high mass X-ray binary (HMXB) which has a low amplitude ($\Delta m \sim 0.07^m$) ellipsoidal light curve with a period of ~5.6 days. Photometric light curves carried out in different seasons show an ***immigrating*** small "hump" overlapped on its ellipsoidal light curve (Lester et. al. 1976, Guinan et. al. 1979, Özdemir 1999). Wilson and Fox (1981) has proposed that the "hump" immigrates to increasing phases and is originated from the apsidal motion of an eccentric orbit ($e<0.06$) of the optical component. In this work, most recent light curves of Cyg X-1 is studied by considering this "hump" structure.

Key Words: X-ray binaries (individual: Cyg X-1), photometry: Johnson UBV

1. Giriş

Daha önce Cyg X-1 üzerine yapılmış olan bir çok çalışmaya göre (Bolton 1972, Brucato ve Zappala 1974, Mason vd. 1974, Bolton 1975, Hutchings 1978), O9.7 Iab tayf sınıfına sahip olan optik bileşene ait dikine hız eğrisinden dışmerkezliğin yaklaşık 0.06

olduğu; ve buna bağlı olarak enberi noktasının boylamının (ω) 300° ile 365° arasında olduğu belirlenmiştir. Yapılan çalışmaların çoğunda ω, 330° civarında çıkmaktadır. ω'nın ışık eğrilerinden belirlenmesine yönelik bazı çalışmalarda da (Hutchings vd. 1973, Hutchings 1974a, 1978, Guinan vd. 1979), bu civarda ω değerleri bulunmuştur. Bütün bunlara dayanılarak ω'nın zamanla değişmediği fikri hakim olmuştur. Ancak bu konuda Wilson ve Fox (1981)'un yapmış olduğu çalışmaya göre, ω için 4.5 yıllık döneme sahip bir eksen kayması öngörülmektedir.

Cyg X-1'in optik karşılığı olan V1357 Cyg (HDE 226868), her çevrimde bir öncekiyle tam uyum sağlamayan, saçılma bandı büyük ($\Delta m \approx 0.05^{m}$'e kadar ulaşan) bir ışık eğrisi verir. Bu saçılmalar için şu an kabul gören genel görüş, sistemin geçici olarak (transient) gösterdiği ani ışık değişimleridir. Ancak sezonluk ışık eğrilerinin dikkatli analizi sonucu, elipsoidal ışık eğrisinin üzerine binmiş olan ve artan evrelere doğru kayan bir hörgücün olduğu dikkat çekmektedir (Wilson ve Fox 1981). Cyg X-1'in 1972 ile 1977 yılları arasında elde edilmiş olan ışık eğrilerini, eksantrik yörünge varsayımına göre çözerek elde ettikleri ω'ya ilişkin değişimi;

$$[\, d\omega / dt \,]\ (t - JD\ 2442500) + \omega_{o} = \omega; \qquad d\omega / dt = 0.216 \pm 0.44\ (^{o}/\text{gün}); \qquad \omega_{o} = 245^{o} \pm 27^{o} \tag{1}$$

ile formülize etmişlerdir.

Bu çalışmada, Wilson ve Fox (1981) tarafından öne sürülen eksen kayması etkisi de dikkate alınarak, Cyg X-1'in 1998 ve 2000 yıllarında elde edilmiş olan, UBV bandı ışık eğrileri analiz edilmiştir.

2. CYG X-1'in Genel Özellikleri

Cyg X-1, HMXBs sınıfına giren ve yoğun bileşeni kara delik olma ihtimali olan bir çift sistemdir. Bu nedenle bir X-ışın çifti olarak tanımlandıktan (Bowyer vd. 1965, Giacconi vd. 1967) sonra, üzerinde en çok çalışılan gökcisimleri arasına girmiştir. En parlak X-ışın kaynakları arasındadır. Keşfinden sonra Uhuru takımı tarafından (Oda vd. 1971) X-ışınında hızlı değişimler gösterdiği belirlenmiştir. 1971'de radyo karşılığı (Hjellming ve Wade 1971) 1972'de optik (HDE 226868) karşılığı bulunmuştur (Bolton 1972). X-ışın bölgesinde yumuşak ve sert tayf yapısıyla kendisini gösteren "yüksek" ve "düşük" hal durumlarına geçebilmekte, zamanının çoğunu düşük akı (sert X-ışın tayfı) durumunda geçirmektedir (Oda 1977). Bu haller arasındaki geçiş oldukça anidir ve radyo bölgede kendini gösteren bir etkinlikle çakışmaktadır. Daha sonra yapılan tayfsal sınıflandırmasında HDE 226868, bir O9.7 Iab olarak belirlenmiştir (Walborn 1973). Mavi ve mor bölgelerdeki tayfında görülen soğurma çizgileri normaldir. Görülen özel bir çizgi HeII λ4686 salmasıdır ve soğurma çizgilerine göre ~120°'lik evre kayması gösterir. Bu çizgi bir çok XRB'da da gözlenmektedir. Cyg X-1'de ise bu çizgi, görülemeyen ikincil bileşene doğru olan gaz akıntısının içinde oluşmaktadır (Smith vd. 1973). Bu gaz akıntısının soğurucu etkisi X-ışın bölgesinde oluşan bir çöküntü halinde kendisini gösterir.

B bandında ~0.^{m}05 genliğe sahip çift maksimumlu yapıdaki ışık eğrisi üzerine bir çok çalışma yapılmıştır (örn. Walker ve Quintanilla 1978). Bu çalışmalarda birikim diskinin varlığına dair doğrudan hiç bir delil bulunamamıştır. IUE ile alınan UV tayflara ait sürekliliğe yapılan Kurucz modellemesi T=25000 K'lik sıcaklık vermektedir (Treves vd. 1980). Canalizo vd. (1995)'nin optik bölgede yaptıkları detaylı bir tayfsal analizde ise, büyüme eğrisini kullanarak T_{ext}=32100±1600 K'lik uyarılma sıcaklığı bulunmuştur.

Yoğun bileşenin yoldaşından yakaladığı gazın, birikim diskinde ulaştığı yüksek sıcaklık nedeniyle X-ışın yayını olmaktadır. Yoğun bileşenin çekimsel etkisi sonucu şekli bozulan başyıldız, yörünge dönemi boyunca elipsoidal yapıda ışık değişimi göstermektedir. Bunun yanında ışık eğrilerinde süperdevin kendi bünyesel değişimi ve sistemde değişken yapıdaki gaz akımının soğurucu etkisiyle büyük saçılmalar görülmektedir (Lester vd. 1976). Sistemin L_x/L_{opt} oranı ~0.02'dir ve d=2.5 kpc'lik bir uzaklık için L_x~5.5x10^{37} erg s^{-1}'lik ışınım gücüne sahiptir.

Üst karşılaşma anında X-ışın akısında görülen kısa süreli (~saat mertebesinde) düşüşlere, bakış doğrultusundaki soğuk maddenin ani artışıyla meydana gelen "fotoelektrik soğurma" neden olmaktadır. X-ışın tayfı, tek bileşenli fotoelektrik soğurmaya sahip kuvvet yasasıyla en iyi temsil edilebilmektedir (Pravdo vd. 1980). Cyg X-1'e ait bazı parametreler Çizelge 1'de özetlenmiştir.

3. Gözlemsel Veriler

Cyg X-1/V1357 Cyg sistemi, Ankara Üniversitesi Ahlatlıbel Gözlemevi (AÜG)'nde (çoğunluğu 1998 yılında olmak üzere) 1996 ve 1998 gözlem sezonlarında 20, TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi (TUG)'nde 1998 sezonunda 5 gece olmak üzere toplam 25 gece (~81.2 saat) gözlenmiştir. Ayrıca 2000 yılında da sistem AÜG'de 13 gece daha gözlenmiştir (40.3 saat). Kullanılan gözlem donanımı: AÜG'de 30 cm'lik Maksutov, TUG'de 40 cm'lik Cassegrain teleskopları olup üzerlerindeki fotometreler tek kanallı, soğutmasız SSP-5 (fotokatlandırıcı tüp: Hamamatsu R1414-side on) fotometreleridir. Fotoelektrik gözlemlerin tamamı Johnson UBV filtrelerinde yapılmış ve gözlem sırası "*mukayese-değişen-gök-değişen-mukayese*" şeklinde gerçekleştirilmiştir. Yıldızlara ilişkin foton sayım değerlerinden "*gök*" sayımları çıkarıldıktan sonra yaygın olarak kullanılan yöntemle (Hardie 1962) atmosfer dışı diferensiyel "*değişen-mukayese*" parlaklıklarına geçilmiştir. Kullanılan mukayese yıldızı Kemp vd. (1987)'nin de kullandığı BD+34°3812 yıldızıdır. Her bir nokta başına düşen standart hata U, B ve V filtrelerinde sırasıyla 0.^{m}019, 0.^{m}013 ve 0.^{m}014'dir. Yapılan gözlemlere ait özet bilgi Çizelge 2'de verilmiştir.

V1357 Cyg'nin uzun süreli gözlemleri kullanılarak, sistemin saat ya da dakika mertebesinde değişim verip vermediği incelenmiştir. Sistemin gösterdiği 5.6 günlük elipsoidal yörünge değişiminin yanında ~294 günlük presesyon dönemine (Kemp vd. 1987) bağlı değişimin de küçük bir bölümü elde edilmiştir. Gözlemlerde Cyg X-1'in (1996'da az olmakla beraber) 1996, 1998 ve 2000 yıllarında verdiği ışık eğrileri elde

Çizelge 1. *Cyg X-1'e ait parametreler. Kaynak belirtilmediği sürece veriler Hüseyin vd. (1996; http://astroa.physics.metu.edu.tr/XRBC)'den alınmıştır.*

Uzaklık (kpc)	1.9-2.5	Spt. T.	O9.7 Iab
F_x (μJy^+)	235-1320	$\|V\|$ (^{m})	8.9
L_x (erg s^{-1})	$2x10^{37}$	M_v (^{m})	-6.5 [b]
L_x/L_{opt}	0.02	ΔmV (^{m})	~0.05
log N_H (cm^{-2})	21.5	B-V	0.84
M_x (M_Θ)	>10	U-B	-0.26
M_{opt} (M_Θ)	18	E(B-V) 1.06	
K_{opt} sin i (km s^{-1})	75	q	~0.50
$P_{yörünge}$ (^{gün})	5.56	T_{opt} (K)	~30000
i (^{o})	$62\ ^{+5}_{-37}$ [c]	T_{disk}* (K)	$1.4x10^7$
γ (km s^{-1})	-5.4	α_d** (^{o})	10-15 [a]

[a] Kemp vd. (1987) [b] Ninkov vd. (1987a)
[c] Dolan ve Tapia (1989) * X-ışın enerji tayfından belirlenmiştir
** Diskin yörünge düzlemine göre eğim açısı
($^+$) 1 $\mu Jy = 10^{-29}$ erg cm^{-2} s^{-1} $Hz^{-1} = 2.4x10^{-12}$ erg cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}

Çizelge 2. *Cyg X-1'in fotometrik gözlemleri.*

Tarih	Gözlemevi*	Gözlem Süresi (sa.)	Tarih	Gözlemevi*	Gözlem Süresi (sa.)
07.Haz.1996	AÜG	0.787	21.Haz.2000	AÜG	3.518
14.Haz.1996	AÜG	0.980	23.Haz.2000	AÜG	1.143
21.Haz.1996	AÜG	0.958	25.Haz.2000	AÜG	1.788
09.Tem.1996	AÜG	1.067	29.Haz.2000	AÜG	2.775
10.Tem.1996	AÜG	1.293	01.Tem.2000	AÜG	3.658
12.Tem.1996	AÜG	1.714	02.Tem.2000	AÜG	1.687
13.Tem.1996	AÜG	0.851	03.Tem.2000	AÜG	3.892
26.Tem.1996	AÜG	3.962	04.Tem.2000	AÜG	5.719
27.Tem.1996	AÜG	0.870	05.Tem.2000	AÜG	3.115
03.Ağu.1998	TUG	1.529	06.Tem.2000	AÜG	1.173
04.Ağu.1998	TUG	6.312	07.Tem.2000	AÜG	5.452
05.Ağu.1998	TUG	6.444	09.Tem.2000	AÜG	2.911
06.Ağu.1998	TUG	7.029	22.Ağu.2000	AÜG	3.535
07.Ağu.1998	TUG	5.984			
24.Ağu.1998	AÜG	3.708			
25.Ağu.1998	AÜG	4.836			
26.Ağu.1998	AÜG	4.931			
28.Ağu.1998	AÜG	5.454			
29.Ağu.1998	AÜG	5.412			
25.Eyl.1998	AÜG	1.567			
27.Eyl.1998	AÜG	5.045			
22.Eki.1998	AÜG	3.331			
01.Kas.1998	AÜG	3.865			
04.Kas.1998	AÜG	3.125			
11.Kas.1998	AÜG	0.195			

* AÜG: Ankara Üniversitesi Gözlemevi, TUG: TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi.

edilmiştir. Işık eğrilerini oluşturan gözlemsel noktalar, hata çubuklarından çok daha büyük saçılmalar göstermektedir. Bunun muhtemel nedeni sistemden kaynaklanan (özellikle X-ışın bölgesinde farkedilebilen) salınımlardır. Nitekim dakika mertebesindeki bu türden X-ışın salınımlarını ilk defa Oda vd. (1971) bildirmiştir. Bu saçılmalara rağmen ışık eğrilerinde her üç filtrede de genliği değişmeyen (~0.^{m}05) elipsoidal yapıdaki ışık değişimi hissedilmektedir.

4. Verinin Analizi

4.1. Fourier Fonksiyonu Fiti

Cyg X-1'in 1996, 1998 ve 2000 yıllarında Johnson UBV filtrelerinde yapılan fotometrik gözlemleri ile, 5.6 günlük yörünge dönemi boyunca verdiği elipsoidal ışık değişimin yaklaşık %70'lik bölümü elde edilmiştir. Diferensiyel fotometri tekniğine göre, mukayese ve değişen yıldızları gözlenerek elde edilen atmosfer dışına indirgenmiş "fark" parlaklıkları elde edilmiştir. Gerek gözlemsel gerekse sistemden kaynaklanan bünyesel saçılmalardan dolayı analizler 10'ar noktanın ortalamasından oluşan "normal gözlem noktaları" kullanılmıştır.. Böylelikle ortlaması alınan aralıktaki noktalara ait standart sapmalar küçültülmüştür. UBV bantlarındaki her bir ışık eğrisi, 0.75 evresine karşılık gelen parlaklık değerine normalize edilmiştir. Normalizasyon için 0.75 evresinin seçilme nedeni, 1998 yılına ait ışık eğrilerinde 0.25 evresinden hemen sonra ani bir parlaklık artışı görülmesidir. Normalize edilmiş normal gözlem noktalarından oluşturulan U, B ve V ışık eğrileri, "ışık eğrisi analizlerinde" kullanılmıştır (bkz. Şekil 1). Şekil 1'de ayrıca Cyg X-1'in (U-B) ve (B-V) renk eğrileri de gösterilmektedir. Renk eğrilerinin, aşırı saçılan noktalardan dolayı evreyle değişimi pek hissedilmemektedir. Işık eğrilerine yapılan Fourier fonksiyonu fitinde Beech (1985)'in verdiği formulasyon kullanılmış ve fonksiyonun ilk 5 terimi alınmıştır.

Bunu matematiksel olarak ifade etmek için bu değişimlere Fourier serisi fiti yapılabilir. Beech (1985)'in açıklamasını yaptığı Fourier fonksiyonu şu formdadır:

$$F(\Phi)=A_0+A_1\cos\Phi+B_1\sin\Phi+A_2\cos(2\Phi)+B_2\sin(2\Phi)+...+A_n\cos(n\Phi)+B_n\sin(n\Phi) \quad (4.1)$$

Burda A_0 ışık eğrisinin ortalama değerini göstermektedir. A_1 ve A_3 yansımanın A_2 ve A_4 basıklığın bir ölçüsüdür. Ancak A_3 ve A_4 bağımsız olmadıkları için bazen yanıltıcı olmakta; bu nedenle de sadece A_1 ve A_2'ye bakarak yorum yapılabilmektedir. Sinüslü terimlerin katsayıları (B_i) sadece asimetrinin bir ölçüsüdür. Bu nedenle A_1/A_2 oranına bakılarak basıklık veya yansıma etkilerinden hangisinin daha baskın olduğunu söylemek mümkündür.

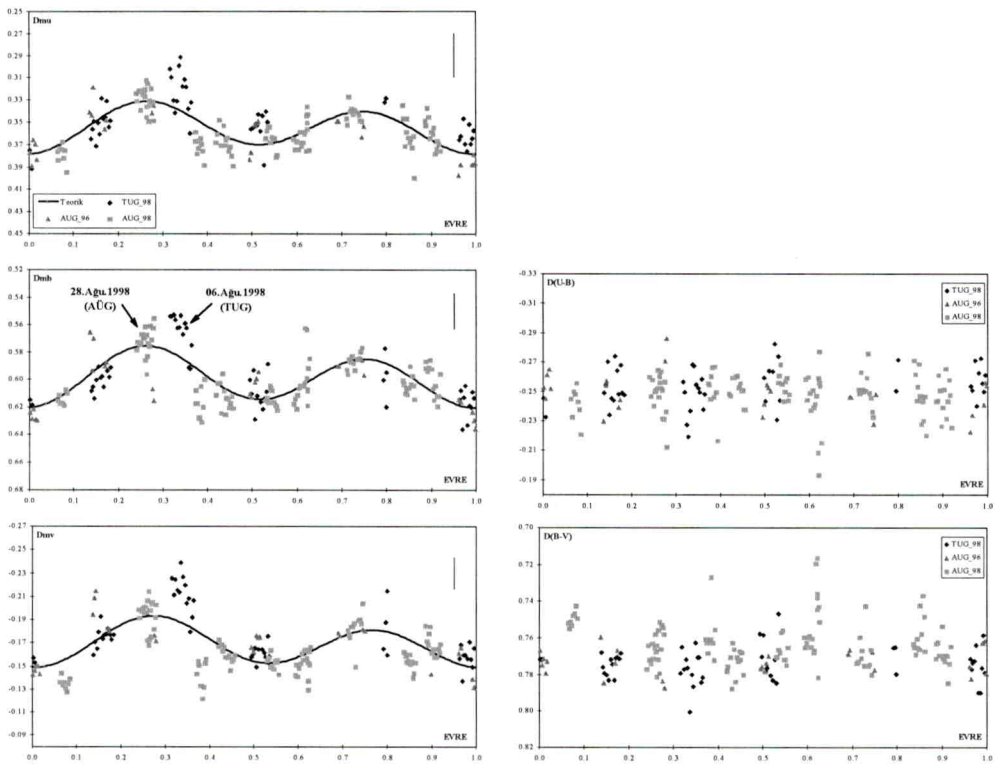
Teorik eğriler χ^2 değerini minimum yapacak şekilde fit edilmiştir. Bunun sonucunda elde edilen Fourier katsayıları Çizelge 3'de verilmiştir. Bu katsayılardan basıklığın göstergesi olan A_2, her üç filtredeki ışık eğrilerinde de yansıma etkisinin göstergesi olan A_1'den ~5 kat daha büyük çıkmaktadır. Bu ise, ışık eğrilerinin şekillenmesinde yansımanın değil, basıklığın önemli rol oynadığını göstermektedir. A_1/A_2 oranının U filtresinden V'ye doğru gittikçe (yani kısa dalgaboyundan uzun

dalgaboyuna doğru gittikçe) küçüldüğü açık bir şekilde görülmektedir. Bu durum UV bölgede yansıma etkisinin basıklık kadar etkin hale gelebileceğini göstermektedir. Ancak bu sonucu kesin bir şekilde doğrulayacak sayıda UV tayfının analiz edilmesi gereklidir. Asimetrinin göstergesi olan B_i katsayılarının sıfırdan farklı çıkması ise, ışık eğrilerinde asimetri olduğunu göstermektedir.

4.2. Wilson-Devinney Programıyla Çözüm ve ω'ya İlişkin Değerler

Işık eğrilerine bir diğer teorik fit, Roche geometrisini esas alan WD (Wilson ve Devinney 1971) programının 1992 sürümü kullanılarak yapılmıştır. Programda çift sistem bileşenlerinin Roche şişimini doldurma durumlarına göre 8 ayrı çözüm modu bulunmaktadır. Bu modlar arasında XRBs'nın ışık eğrisi analizi için hazırlanmış bir alt program da bulunmaktadır. Ancak bu mod (-1 modu) Cyg X-1'in elipsoidal yapıdaki ışık eğrisine uygulanamaz, çünkü "-1 modu", yörünge eğim açısının 90°'ye yakın olmasını ve böylelikle de sistemin gösterdiği X-ışın tutulmasına ait yarı-tutulma süresinin bilinmesini gerekli kılar.

Sistemin bileşenlerine ait bazı fiziksel parametreler, daha önceden bazı yazarlar tarafından (Avni ve Bahcall 1975, Gies ve Bolton 1986, Ninkov vd. 1987ab) hesaplanmıştır. Bu fiziksel parametreler sistemin ayrık çift ya da yarı ayrık çift sınıfına girdiğini göstermektedir. İlk girdi değerleri olarak bu parametreler alınarak BinaryMaker



Şekil 1. *Cyg X-1'in 1996 ve 1998 gölem sezonlarında AÜG ve TUG'de elde dilen UBV ışık eğrileri ve (U-B), (B-V) renk eğrileri. Fourier fiti sonucu elde edilen teorik eğriler ve her filtre için ortalama standart hata çubukları şekilde gösterilmiştir.*

Çizelge 3. *Cyg X-1'in 1998 yılına ait ışık eğrilerine yapılan Fourier fonksiyonu fit sonucunda elde edilen katsayılar.*

	A_0	A_1	A_2	B_1	B_2	A_1/A_2	χ^2
U	0.355	0.0043	0.019	-0.0045	0.0012	0.226	0.014
B	0.599	0.0031	0.0185	-0.0046	0.0015	0.168	0.013
V	-0.169	0.0025	0.0175	-0.0058	0.0045	0.143	0.016

(Bradstreet 1993) paketiyle her filtre için sentetik ışık eğrileri üretilmiştir. En iyi çözümü sağlayan değerler WD programına girdi parametresi olarak sokularak, her üç filtre için eşzamanlı çözümler elde edilmiştir. Bu uygulamada, yoğun bileşen etrafındaki diskin varlığı dikkate alınmamıştır. Sisteme ait elde edilen çözüm parametreleri Çizelge 4'de verilmiştir.

Daha önce yapılan çözümlerde (Avni ve Bahcall 1975, Gies ve Bolton 1986) yoğun bileşenin çeşitli mümkün olasılıkları (örn. nötron yıldızı veya kara delik olma durumu için, normal bir yıldız olma durumu için) gözönüne alınarak çeşitli çözümler üretilmiştir. Ancak ikincil bileşenin bir kara delik olduğu kesinleştiğinden (Tanaka ve Lewin 1995), bu çalışmadaki çözümlerde diğer olasılıklar dikkate alınmamıştır. Ayrıca optik ışık eğrilerine göre yapılan çözümlerde (Avni ve Bahcall 1975) Roche şişimi doldurma yüzdesi %98 civarında verilmekteyken, Nadzhip vd. (1996) elde ettikleri kırmızı öte ışık eğrilerinin çözümünden bu yüzdeyi %100 olarak hesaplamışlardır. Ancak ışık eğrilerindeki aşırı saçılmadan dolayı bu parametrenin kesin değeri hakkında bir şey söylemek mümkün değildir. Çünkü sistemin yörünge eğim açısına ait tahminler çok geniş bir aralık taramaktadır (Dolan ve Tapia 1989). Bunun sonucu olarak yapılan tüm çözümlerde farklı i değerleri için farklı sistem parametreleri üretilmektedir. Özellikle büyük eğim açılarına doğru gidildikçe, optik bileşene ait potansiyel büyültülerek bir çok farklı çözüm elde edilebilmektedir. Ancak bu durumda elde edilen çözümler, optik bileşenin ışınım gücü sınıfıyla (Iab) çelişir. Bu çalışmadaki çözümlerde küçük yörünge eğimlerinde ($i \approx 30^o$), en iyi fit sağlanmıştır. Gies ve Bolton (1986)'da da belirtildiği gibi sistem için, çok geniş bir parametre uzayında çözüm üretmek mümkündür. Çizelge 4'deki çözüm parametrelerine göre elde edilen teorik çözümler, gözlemsel değerlerle birlikte Şekil 2'de gösterilmektedir. Aynı şekilde sisteme ait Roche yüzeyleri de gösterilmiştir.

1998 yılı ışık eğrilerinde en göze çarpan özellik 0.25 evresinden hemen sonra görülen parlama yapısıdır. Bu parlama, TUG'da yapılan *6 Ağustos 1998* ve AÜG'de yapılan *28 Ağustos 1998* tarihli gecelere karşılık gelmektedir. En çok B ve V filtrelerinde hissedilmektedir. Buna benzer yapı daha önce yapılan bazı fotometrik gözlemlerde de vardır (Walker ve Quintanilla 1974, Lester vd. 1976). Evresi uygun olmadığından bu parlamayı, "birikim diskinde oluşan sıcak lekenin bakış doğrultumuza gelmesi" olayıyla açıklamak mümkün değildir. Ancak bu asimetrik yapı, Hutchings (1974b)'in yaptığı hesaplamalara göre, $e \neq 0$ olan bir yörüngede dolanan optik bileşenin verdiği elipsoidal ışık değişimiyle açıklanabilmektedir. Cyg X-1'in UBV ışık eğrilerinde

0.25 evresinden hemen sonra görülen bu parlama yapısı, Hutchings (1974b) tarafından öne sürülen eksantrik bir

Çizelge 4. *Cyg X-1'in UBV ışık eğrilerinin ve dikine hız eğrilerinin WD programıyla çözümü sonunda elde edilen sistem parametreleri. Çözümde ayrık sistemler için hazırlanmış olan "mod 2" kullanılmıştır. Hatası verilmeyen parametreler çözümde sabit alınmıştır.*

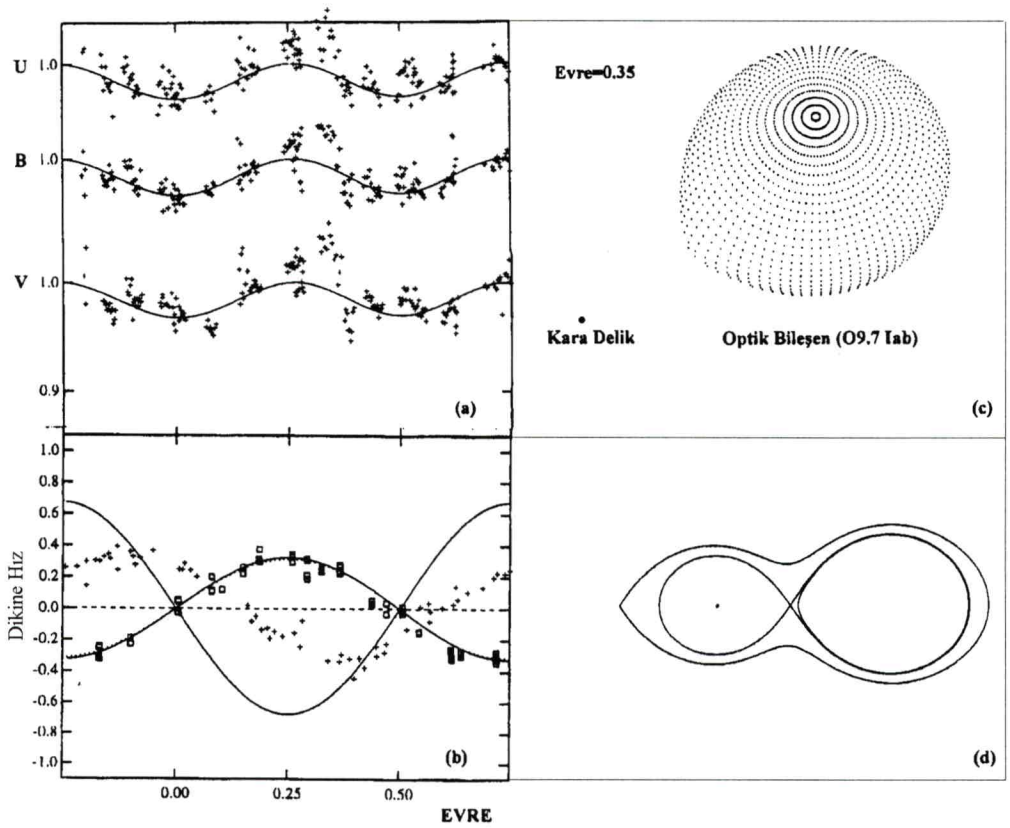
i (^{o})	32.00±11.48	a (R_Θ)	48.5±1.6
q (M_{opt}/M_x)	2.083 [a]	r_{opt} (pole)	0.4009±0.0008
T_{opt} (K)	30000 [b]	r_{opt} (point)	1.0000±0.0000
T_x (K)	10000 [c]	r_{opt} (side)	0.4226±0.0010
Ω_{opt}	5.633±0.011	r_{opt} (back)	0.4494±0.0013
Ω_x	100 [d]	γ (km s^{-1})	0.017±0.018
L_{opt} (U)	0.902±0.086	K_{opt} (km s^{-1})	71.7 [e]
L_{opt} (B)	0.902±0.086	K_x (km s^{-1})	68.0 [e]
L_{opt} (V)	0.908±0.087	f	% 99
L_x (U)	0.098±0.020	χ^2	11.2
L_x (B)	0.098±0.020	e	0.06 [f]
L_x (V)	0.092±0.020		
x_{opt}	0.385, 0.360, 0.315	ω (^{0}) (*1998 yılı*)	220±13.6
x_x	0.000, 0.000, 0.000	ω (^{0}) (*2000 yılı*)	35±17.1
A_{opt}	1.0		
A_x	1.0		

[a] Gies ve Bolton (1986)'dan belirlendi. [b] Tayf türüne karşılık gelen sıcaklık. [c] Gies ve Bolton (1986)'a göre T_x (optik) <14000K olmalıdır. [d] X-ışın bileşenini nokta kaynak olarak göstermek için varsayılan değerdir. [e] Ninkov vd. (1987ab) ve LaSala vd. (1998)'den belirlendi. K_x, tayftaki HeII 4686Å salma çizgisinin verdiği genliktir ve WD analizinde kullanılmamıştır. [f] Wilson ve Fox (1981)'den uyarlandı.

yörüngeyle açıklanmıştır. Hutchings (1974b) Cyg X-1'e ait V bandı ışık eğrisinde görülen benzer bozulmayı, e=0.03 alarak, ω'nın farklı değerleri (210°, 270° ve 285°) için modellemiştir. Burda enberinin boylamı ω'yı 0.5 evresinden itibaren ölçmüş; tayfsal ve fotometrik olarak belirlenen ω'nın hemen hemen çakıştığını belirtmiştir. Evrelendirmede X-ışın bileşeninin 0.5 evresinde arkada olduğunu (üst kavuşum) varsaymıştır. ω, serbest parametre olarak kabul edilerek, 1998 ve 2000 yılı ışık eğrileri çözüldüğünde, ω için sırasıyla 220^0 ve 35^0'lik açı değerleri elde edilmiştir (bkz. Şekil 3).

Cyg X-1'in ışık eğrisinde görülen bir başka özellik de ilk defa Lyutyi (1985) tarafından bildirilen, sistemin ϕ=0.0 evresindeyken gösterdiği küçük parlamadır. Bu yapıyı kronolojik olarak topladıkları ve kendi elde ettikleri ışık eğrilerinde görmüşlerdir. Bu özelliği, O9.7 süperdevinden daha sıcak bir bölgenin oluşturduğunu ve belki de başyıldızdan akan maddenin birikim diskine çarpması sonucu oluşan sıcak lekenin ϕ=0.0 evresindeyken meydana getirdiği parlamanın bu olayın nedeni olabileceğini ileri sürmüşlerdir. Ayrıca benzer parlama özelliğinin cataclysmic değişenlerde de

görüldüğünü bildirmişlerdir. ϕ=0.0 evresini kapsayan *4 Ağustos 1998* tarihli TUG, *26 Temmuz 1996* ve*4 Temmuz 2000* tarihli AÜG gözlemlerinde bu tür bir parlama hissedilmemektedir. Nitekim Lyutyi'nin öne sürdüğü parlamanın genliği ($<0.^{m}02$) son derece küçüktür.



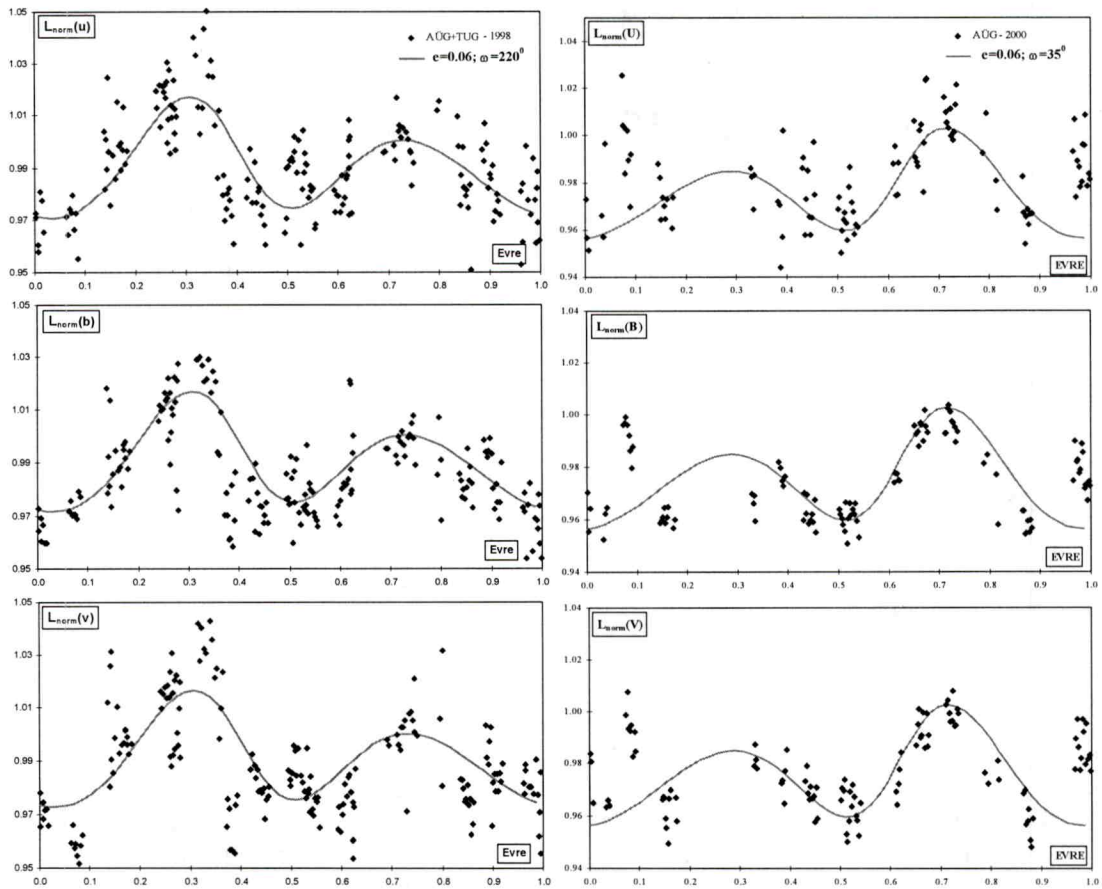
Şekil 2. *Cyg X-1'e ait teorik ve gözlemsel ışık ve dikine hız eğrileri (a ve b). Elde edilen teorik parametrelere göre sistemin yapısı (c ve d). Dikine hız eğrileri Ninkov vd. (1987ab) ve LaSala vd. (1998)'den alınmıştır. HeII 4686Å salma çizgisine (b panelindeki "+" sembolleri) göre elde edilen dikine hız eğrisinin evre kayması göstermesi ve genliğinin beklenenden daha küçük olması, bu salma çizgisinin yoğun bileşen civarında oluşmadığını göstermektedir.*

4. Bulgular, Tartışma ve Sonuç

Çeşitli sezonlarda elde edilmiş ışık eğrilerinde görülen "hörgüç" yapının, artan evrelere doğru kayması şu iki ihtimali akla getirmektedir: 1) Eksantrik yörüngenin enberi noktasının kayması; 2) Optik bileşenden akan maddenin birikim diskine çarptığı yerde oluşan sıcak lekenin, zamanla kayması. Her iki düşüncenin doğruluğunun ispatlanması için, tatmin edici geometrik ve radyatif modellerin geliştirilmesi gereklidir. Ancak ikinci olasılık pek mümkün görünmemektedir. Çünkü Wilson ve Fox

(1981)'un "hörgüç" yapının kayma periyodu için hesapladıkları 4.5 yıllık süre, birikim diskindeki bir lekenin kayma hareketiyle oluşamıyacak kadar uzundur.

Wilson ve Fox (1981)'un öngördüğü eksen kaymasına ait fomül (bkz. 1 nolu eşitlik) dikkate alındığında, 1998 yılında ω'nın 289^0, 2000 yılında ise 75^0civarında olması gerektiği hesaplanmaktadır. 1998 ve 2000 yıllarına ait ışık eğrisinin çözümünden



Şekil 3. *Cyg X-1'in 1998 (sol panel) ve 2000 yılına (sağ panel) ait ışık eğrilerinin, eksantrik yörünge varsayımına göre çözümü. 1998 yılına ait ışık eğrisi $\omega=220^0$, 2000 yılına ait ışık eğrisi $\omega=35^0$ için uyum sağlamaktadır.*

sırasıyla ω için 220^0 ve 35^0'lik değerler hesaplanmaktadır. Bu değerler Wilson ve Fox'un önerdiklerinden sırasıyla 69^0 ve 40^0 kadar farklıdır. Eğer formüldeki hatanın büyüklüğünü de dikkate alırsak, hesaplanan sonuçların 4.5 yıllık eksen kayması formülüyle uyumlu olduğu görülmektedir.

X-ışın çift yıldızlarında dışmerkezliğe sahip yörüngelerin görülmesi oldukça genel bir durumdur (bkz. Hüseyin vd. 1996). Çünkü evrim senaryoları gereği çift sistemin bileşenlerinden bir tanesinin süpernova patlaması vererek yoğun cisme (NS veya BH) dönüşmesi sonucu oluşan tedirginlik etkisiyle yörünge basık bir hale

gelebilmektedir (Van den Heuvel ve Bitzaraki, 1994). Cyg X-1 de bu şekilde oluşmuş sistemlere ait yeni bir aday olarak görülmektedir.

Çeşitli yazarlar tarafından sistemin farklı sezonlarda elde edilmiş olan dikine hız eğrilerinin, bu büyüklükte ($e \leq 0.06$) bir dışmerkezliğe sahip yörünge için ne derece saçılma gösterebileceği incelenmektedir. İlk sonuçlara göre faklı ω'lar için oluşturulan sentetik dikine hız eğrilerindeki (evre kaymasından dolayı oluşabilecek olan) saçılma miktarının, gözlemsel hata çubuklarından daha büyük **olmadığı** görülmektedir. Dolayısıyla bu kadar küçük bir dışmerkezliğe sahip olan yörüngeye ait eksen kaymasının, dikine hız eğrilerinden belirlenebilmesi pek olası görünmemektedir.

Bu sistemin yapısını ortaya koymada, **sezonluk** "eksiksiz" ışık ve dikine hız eğrilerinin elde edilmesi çok gerekli görünmektedir. 2000 yılına ait ışık eğrilerinde eksik kalan ve çok kritik bir yere karşılık gelen 0.25 evresi civarındaki boşluğun tamamlanması için gözlemler sürdürülmektedir.

Teşekkür

Bu çalışmada kullanılan bir kısım fotometrik verinin eldesi sırasında sağladığı desteklerden dolayı TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi (TUG)'ne teşekkürlerimi sunarım.

KAYNAKLAR

Avni, Y., ve Bahcall, J.N., 1975. Ellipsoidal light variations and masses of X-ray binaries. ApJ 197, 675-688

Beech, M., 1985. Ap&SpcSci. 117, 69-81

Bolton, C. T., 1975. Orbital elements and an analysis of models for HDE 226868 = Cygnus X-1. ApJ 200, 269

Bolton, C.T., 1971. Identifications of Cyg X-1 with HDE 226868. Nature, 235, 271

Bolton, C.T., 1972. Dimensions of the binary system HDE 226868 = CYG X-1. NPhS 240, 124-129

Bowyer, S., Byram, E.T., Chubb, T.A., Friedman, H., 1965. Cosmic X-ray Sources. Science 147, 394

Bradstreet, D.H., 1993. "BinaryMaker 2.0 Light Curve Synthesis Program". Contact Software

Brucato, R.J., ve Zappala, R. R., 1974. Observations of Hα in HDE 226868. ApJ 189, 71-80.

Canalizo, G., Koenigsberger, G., Pena, D., ve Ruiz, E., 1995. Spectral variations and a classical curve-of-growth analysis of HDE 226868 (Cyg X-1). Rev. Mex. Astr. Astrofiz. 31, 63-86

Dolan, J.F., ve Tapia, S., 1989. The orbital inclination of Cygnus XR-1 measured polarimetrically. ApJ 344, 830-834

Gerend, D. ve Boynton, P., 1976. ApJ 209, 562-573

Giacconi, R., Gorenstein, P., Gursky, H., Watres, J.R., 1967. An X-ray Survey of the Cygnus Region. ApJ 148, L119-L127

Gies, D.R., ve Bolton, C.T., 1986. The optical spectrum of HDE 226868 = Cygnus X-1.

II - Spectrophotometry and mass estimates. ApJ 304, 371-388
Guinan, E.F., Dorren, J.D., Siah, M.J., ve Koch, R.H., 1979. On the period and λ4860 light curve of Cygnus X-1. ApJ 229, 296-303.
Hardie, R., 1962. "Astronomical Techniques: Stars and Stellar Systems", Vol. II. Univ. Of Chicago Press, Chicago
Hjellming, R.M., ve Wade, C.M., 1971. Radio Emission From X-ray Sources. ApJ 168, L21-L24
Hutchings, J. B., 1974a. On the light curves and masses of the X-ray sources Cygnus X-1, SMC X-1, and Centaurus X-3. ApJ 193, L61-L63
Hutchings, J. B., 1974b. The synthesis of close-binary light curves. VI. X-ray and collapsar binaries. ApJ 188, 341-348.
Hutchings, J. B., 1978. Evidence for noncircular orbits in X-ray binaries. ApJ 226, 264-270
Hutchings, J.B., Crampton, D., Glaspey, J., ve Walker, G.A.H., 1973. Optical observations and model for Cygnus X-1. ApJ 182, 549-557
Hüseyin, O., Saygaç, A., Özdemir, S., Gözel, İ, Çalışkan, H., 1996. Düşük ve yüksek kütleli X-ışın çiftleri kataloğu. X. Ulusal Astronomi Kongresi, 2-6 Eylül 1996, İstanbul
Kemp, J.C., Karitskaya, E.A., Kumsiashvili, M.I., Lyutyi, V.M., Khruzina, T.S., Cherepashchuk, A.M., 1987. Long Period Optical Variability of the Cygnus X-1 System. Sov. Astron. 31, 170-179
LaSala, J., Charles, P.A., Smith, R.A.D., Balucinska-Church, M., Church, M.J., 1998. The orbital period of HDE 226868/Cyg X-1. MNRAS 301, 285-288
Lester, D.F., Nolt, I.G., Stearns, S.A., Straton, P., ve Radostitz, J.V., 1976. Three-color photometry of HDE 226868 - The optical counterpart of Cygnus X-1. ApJ 205, 855-860
Lester, D.F., Nolt, I.G., Stearns, S.A., Straton, P., ve Radostitz, J.V., 1976. Three-color photometry of HDE 226868 - The optical counterpart of Cygnus X-1. ApJ 205, 855-860
Lyutyi, V.M., 1985. Cygnus X-1 - A Search for Eclipse and Precession Effects. Sov. Astron. 29, 429-437
Mason, K. O., Hawkins, F. J., Sanford, P. W., Murdin, P., ve Savage, A., 1974. X-Ray absorption events in Cygnus X-1 observed with Copernicus. ApJ 192, L65-L70.
Nadzhip, A.E., Khruzina, T.S., Cherepashchuk, A.M., ve Shenavrin, V.I., 1996. Photometric JK observations of Cyg X-1: Binary parameters from optical and infrared data. Astron. Reports 40, 338-347
Ninkov, Z., Walker, G.A.H., Yang, S., 1987a. The primary orbit and the absorption lines of HDE 226868 (Cygnus X-1). ApJ 321, 425-437.
Ninkov, Z., Walker, G.A.H., Yang, S., 1987b. The He II 4686-A and H-alpha emission lines of Cygnus X-1. ApJ 321, 438-446
Oda, M., 1977. Cyg X-1 - A candidate of the black hole. Space Sci. Rev. 20, 757
Oda, M.; Gorenstein, P., Gursky, H.; Kellogg, E., Schreier, E., Tananbaum, H., Giacconi, R., 1971. X-ray Pulsations From Cygnus X-1 Observed From UHURU. ApJ 166, L1-L7
Özdemir, S., 1999. 'X-ışın çift yıldızlarının fotometrik ve tayfsal incelenmesi'. Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (Doktora Tezi)
Pravdo, S.H., White, N.E., Becker, R.H., Kondo, Y., Boldt, E.A., Holt, S.S.,

Serlemitsos, P.J., McCluskey, G.E., 1980. X-ray and ultraviolet spectroscopy of Cygnus X-1 = HDE 226868. ApJ 237, L71-L75

Smith, H.E., Margon, B., ve Conti, P.S., 1973. Spectroscopic Observations of the Cygnus X-1 Optical Candidate. ApJ 179, L125-L128

Tanaka, T., ve Lewin, W.H.G., 1995. "X-ray Binaries", Ed: Lewin, W.H.G., van Paradijs, J., ve van den Heuvel, E.P.J., Cambridge University Press, s. 126-174

Treves, A., Chiappetti, L., Tanzi, E.G., Tarenghi, M., Gursky, H., Dupree, A.K., Hartmann, L.W.,Raymond, J., Davis, R.J., Black, J., 1980. Ultraviolet, X-ray, and infrared observations of HDE 226868 equals Cygnus X-1. ApJ 242, 1114-1123

Van den Heuvel, E.P.J., ve Bitzaraki, O., 1994. X-ray binaries and recycled pulsars. Mem. Soc. Astr. Italiana 65, 237-245

Walborn, N.R., 1973. The Spectrum of HDE 226868 (=Cygnus X-1). ApJ 179, L123-L124

Walker, E.N., ve Quintanilla, A.R., 1974. Blue band photometry of Cygnus X-1 during 1973. MNRAS 169, 247-255

Walker, E.N., ve Quintanilla, R.A., 1978. Optical photometry of Cygnus X-1 - 1972-1976. MNRAS 182, 315-329

Wilson, R.E., ve Devinney, E.J., 1971. Realization of Accurate Close-Application to MR Cygni. ApJ 166, 605-619

Wilson, R.E., ve Fox, R.K., 1981. Evidence for apsidal motion in the Cygnus X-1 system and a third-body interpretation. AJ 86, 1259-1266

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.247-254

IU Aur Örten Çift Yıldızının Doğası

O.Demircan[1], S. Özdemir[2], H. Ak[2], H. Drechsel[3], P. Mayer[4]

[1] *Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü*
[2] *Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü*
[3] *Dr. Remeis Gözlemevi, Bamberg*
[4] *Charles Universitesi, Astronomi ve Astrofizik Bölümü, Prag*

Özet

B0 ve B1 tayf türlerinde iki büyük kütleli yıldızdan oluşan IU Aur örten çift yıldız sistemi, sisteme oldukça yakın ve oldukça basık ($e \cong 0.7$) bir yörüngede dolanan yine büyük kütleli ($m_3 \cong 17\ M_\odot$) üçüncü bir yıldızın çekim ve ışınım etkisinde bulunmaktadır. Örten çift sistemin tüm geometrik öğeleri üçüncü cismin çekim etkisi ile presesyon hareketi yapmaktadır. Bu çalışmada sistemin doğası yeni gözlemsel veriler kullanılarak Drechsel vd. (1994)'ten sonra yeniden irdelenmiştir.

1. Tarihçe

1965 yılında bir örten çift yıldız olduğu keşfedilen (Mayer 1965) IU Aur'un ışık eğrisinde ve minimum derinliklerinde değişimler olduğu Mayer (1971) tarafından; (O-C) eğrisinin üçüncü bir cismin varlığından kaynaklanan bir sinüs eğrisi olduğu Mayer (1976) tarafından ve yine (O-C) eğrisinden üçüncü cismin yörüngesinin elips olması gerektiği Mayer (1978) tarafından saptanmıştır. Eaton (1978) ışık eğrisi çözümlerinden presesyon nedeni ile yörünge eğiminin değiştiğini göstermiştir. Drechsel vd. (1994) üçüncü cismin tayfsal kanıtını bulmuş, Mason vd. (1997) ise speckle interferometre ile üçüncü cismi sistemden 0.147 açı saniyesi uzakta ayırabilmiştir. Hipparcos'a göre bu ayrıklık 0.130 açı saniyesidir ve yörüngesinin oldukça basık olmasını gerektirmektedir. Mayer (1990); yörünge basıklığını e=0.5 olarak bulmuştur. Mammano vd. (1969) 1969'da, sistemin büyük kütleli iki yıldızdan (B0p+B1p) oluştuğunu göstermişlerdir. Drechsel vd. (1994) ise daha sonra keşfedilen üçüncü cismin de büyük kütleli olması gerektiğini hatta büyük kütleli bir çift yıldız olması gerektiğini ileri sürmüşlerdir.

2. Fotometrik Çalışmalar

Sistemin fotometrik gözlemleri Bochkareva (1964), Mayer (1965); Rossati (1967), Mayer (1971, 1976, 1978, 1983); Eaton (1978, 1979); Papousek ve Vetesnik (1982); Pettersen (1979); Schaeffer (1981); Mayer ve Drechsel (1987); ve Liu, Leung ve Jan (1988) tarafından yapılmıştır.

3. Tayfsal Çalışmalar

Sistemin tayfsal gözlemleri Mammano vd. (1969, 1977), Batten (1970), Drechsel vd. (1994), Harries, Hilditch ve Hill (1998) tarafından yapılmıştır.

4. Yeni UBV Gözlemleri

IU Aur sisteminin UBV bantlarındaki fotometrik gözlemleri, Ankara Üniversitesi Ahlatlıbel Gözlemevi'nde, 15 Ekim 1997 ile 3 Mart 1998 tarihleri arasındaki 13 gece boyunca gerçekleştirilmiştir. Gözlemlerde kullanılan fotometre, içerisinde Hamamatsu 1414 fotokatlandırıcı tüpü yeralan SSP-5 fotometresidir. Fotometrede standart Johnson UBV bantlarına yakın filtreler yeralmaktadır. Her bir filtrede 1997 ve 1998 yıllarında sırasıyla, 244 ve 942 gözlem noktası elde edilmiştir.

Çizelge 1. *IU Aurigae'nın gözlemleri*

Tarih	Ortalama HJD (+2450000)	Evre Aralığı	Gözlemci*
Oct. 15, 1997	737.47439	0.93-0.08	HA
Nov. 13, 1997	766.31400	0.90-0.96	SO
Nov. 23, 1997	776.35576	0.47-0.48	HA
Dec. 19, 1997	802.35489	0.78-0.88	SO
Jan. 04, 1998	818.27657	0.56-0.67	SO
Feb. 14, 1998	859.35615	0.24-0.35	SO, HA
Feb. 21, 1998	866.31479	0.08-0.19	SO, HA
Feb. 23, 1998	868.29218	0.18-0.27	SO, HA
Feb. 25, 1998	870.36360	0.34-0.41	SO
Feb. 26, 1998	871.30024	0.84-0.93	SO, HA
Feb. 27, 1998	872.34305	0.40-0.52	SO
Mar. 01, 1998	874.30977	0.51-0.59	SO
Mar. 03, 1998	876.36964	0.65-0.72	HA

* Gözlemci: SO: Sacit Özdemir, HA: Hasan Ak

Mukayese ve denet yıldızları sırasıyla BD+34°1046 (HD35619) and BD+34°1049'dır. Fotometre başlığının kontrolü ve veri akış algoritması Müyesseroğlu (1992) tarafından hazırlanan bir programla yürütülmüştür. Elde edilen diferensiyel parlaklıklar atmosferik sönüm etkisinden kurtarılmış ve Güneş merkezine indirgenmişlerdir. Yapılan gözlemler Çizelge 1'de verilmektedir. Bir geceye ait tek bir nokta üzerindeki standart hata değerleri U,B ve V bantlarında sırasıyla $0.^{m}014$, $0.^{m}012$, $0.^{m}018$'dir.

5. Yeni Gözlemlerin Analizi

Yeni UBV gözlemleri WD (1992) programı ile eş zamanlı olarak çözülmüştür. Çözümler yarı-ayrık moda göre kütle oranı q = 0.69 tayfsal değer alınarak ve büyük kütleli bileşenin sıcaklığı T_1 = 32000 K (B0 V için) alınarak yapılmıştır. Çözüm için girdi parametreleri Mayer ve Drechsel (1987)'den alınmıştır. Analiz sonuçları aşağıda Çizelge 2'de verilmiştir.

Çizelge 2. *Yeni UBV gözlemlerinin analiz sonuçları*

Parametre	Değeri		
İ	82.536		
T_1	32000 K		
T_2	27746 K		
Ω_1	3.4839		
Ω_2	3.2205		
Q	0.6965		
L_1	0.5019 (U)	0.4698 (B)	0.4609 (V)
L_2	0.3331 (U)	0.3224 (B)	0.3254 (V)
L_3	0.1651 (U)	0.2078 (B)	0.2137 (V)

6. Sistemin Doğası

Drechsel vd. (1994)'ın K_1 = 232.3 ve K_2 = 342.0 km/s radyal hız genlikleri ile ışık eğrisi çözümleri birleştirilerek sistemin salt parametreleri bulundu (bkz. Çizelge 3). Bu salt parametreler Harries, Hilditch ve Hill (1998)'in bulduklarından oldukça farklıdır, çünkü bu yazarlar K_1 = 162.7 ve K_2 = 324.0 km/s genliklerini oldukça farklı bulmuşlardır. Bu çelişkinin çözümlenmesi için radyal hız eğrilerinin ayırma gücü

Çizelge 3. *Sistemin salt parametreleri*

Parametre	değeri (bu çalışma)		değeri (Harries, Hilditch ve Hill 1998)	
$m/m_\odot$	21.3	14.4	14.5	7.3
$R/R_\odot$	7.5	7.2	6.2	5.7
$\log (L/L_\odot)$	4.73	4.46	4.36	4.21
T (K)	32000	28000	29825	26830
q (m_2/m_1)	0.676		0.503	

yüksek tayflardan yeniden elde edilmesi ve bileşen sıcaklıklarının daha duyarlı tahmin edilmesi gerekmektedir.

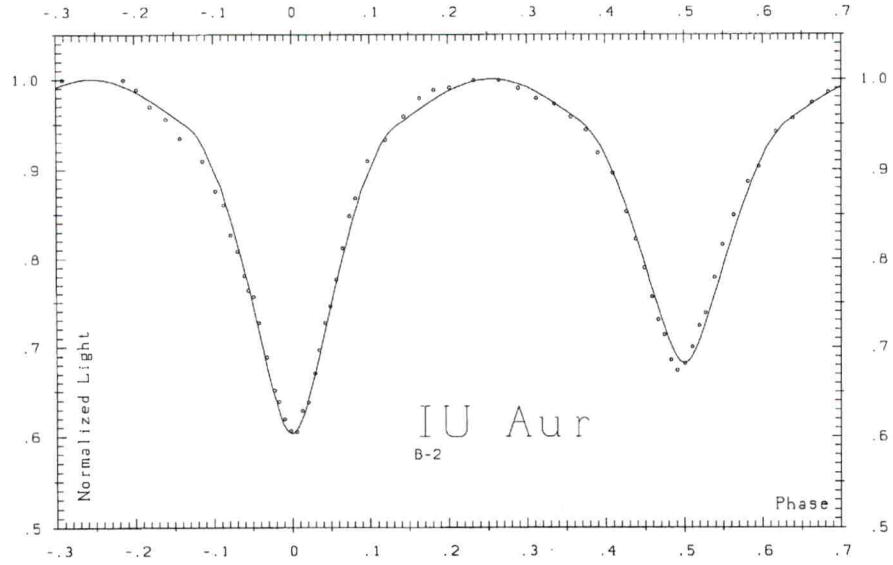
Sisteme bağlı büyük kütleli üçüncü bir yıldızın varlığı ışık eğrisi analizinde %20'lik L_3 katkısı ile desteklenmektedir. Harries, Hilditch ve Hill (1998) üçüncü cismin tayfsal kanıtını bulamamıştır. Minimum derinliklerinin ve yörünge eğiminin zamanla sistematik değişmesi (bakınız Şekil 3 ve 4) üçüncü cismin sistemde oluşturduğu presesyon hareketine yorumlanmaktadır. Yeni ışık eğrilerinden bulunan D_1, D_2 ve i değerlerinin Şekil 3 ve 4'teki değişim trendi izlediği görülmektedir. Üçüncü cisim; a) sisteme yakın b) büyük kütleli c) sistemin yörünge düzleminden farklı düzlemde hareket ettiği için sistem presesyon hareketi oluşturmuş olmalıdır. Drechsel vd. (1994) presesyon dönemini 335 yıl ve iki düzlem arasındaki açıyı da 29^0 olarak bulmuştur. Yörünge eğimi ve minimum derinlikleri bu dönemle salınım yapıyorsa, 1816 yılında her ikisi de minimumdan geçmiş olmalıdır çünkü 1984 yılında $i = 90^0$ olduğu bilinmektedir. 1816 yılında $\cos i \geq r_1+r_2$ koşulu gerçekleşmiş ise o yıllarda sistemde tutulmalar ortadan kalkmış olmalıdır. Bunun için $r_1+r_2 = 0.68$ olduğundan o yıllarda $i \leq 47^0$ olmuş olması gerekir. Eğer durum böyle ise 1816 + 335 / 2 = 2152 yılı civarında yine benzer durumun oluşması beklenir.

7. Dönem Değişimi ve Üçüncü Cisim

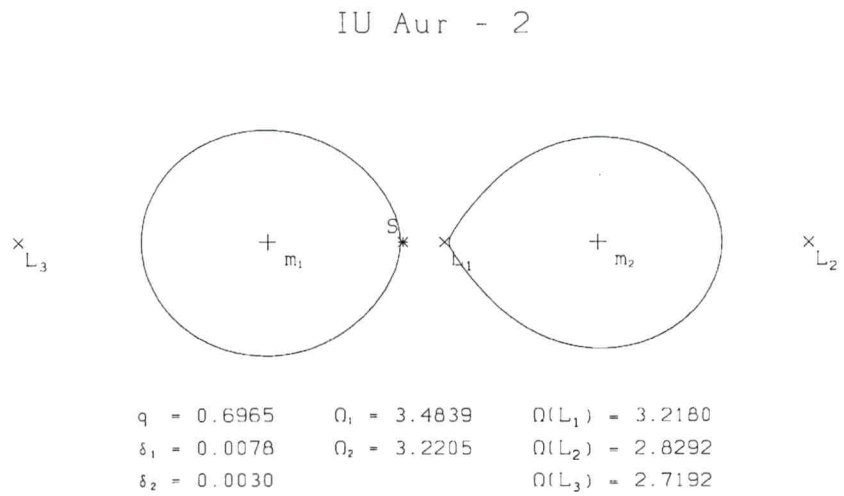
Sistemin tüm minimum zamanları toplanarak (O-C) diyagramı oluşturulmuştur. Işık elemanları Mayer (1965)'ten alınmıştır. Şekil 5a'da HJD'ye göre noktalanan (O-C) değerleri ilk bakışta sadece rasgele saçılma göstermektedir. Bu verilerden oluşturulan güç tayfı (power spectrum) $\nu = 0.003398$ Hz yani $P = 1/\nu = 294.28$ günlük bir dönem göstermektedir (bkz. Şekil 5.b). Bu döneme göre katlanan veriler (O-C) diyagramı ve basık yörünge kabulu altında çizilen kuramsal üçüncü cisim yörüngesi ise Şekil 6'da gösterilmiştir. Gözlemsel (O-C) verilerine yapılan en iyi kuramsam fit $e = 0.8$ yöresinde oluşmaktadır. Halbuki Mayer (1990) önceki eksik verilerden $e = 0.54$ bulmuştur. Bu sonuç Aur OBI oymağı uzaklığında IU Aur'u üçüncü cisimden 0.130 açı saniyesi kadar ayıracak üçüncü cismin daha basık bir yörüngede olması gereğini göstermiştir.

8. Tartışma ve Öneriler

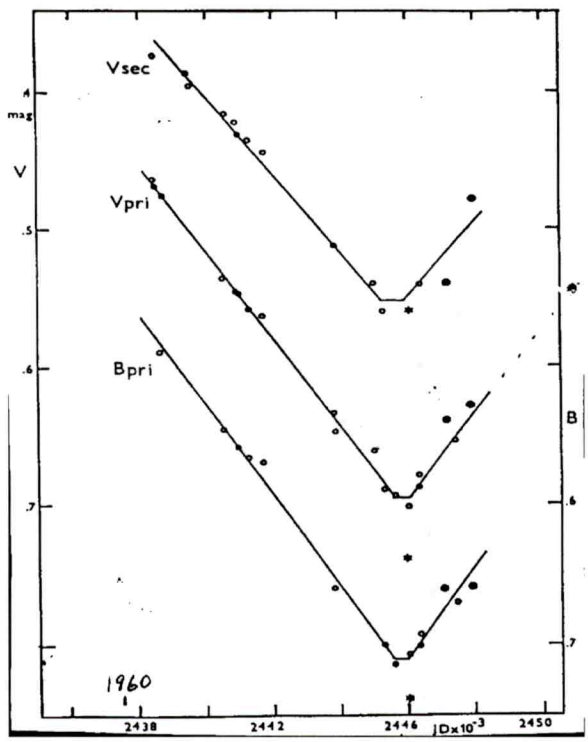
Aur OBI oymağının üyesi olan IU Aur sistemi büyük kütleli yarı-ayrık bir klasik algoldür. İkinci bileşen kütlesinin büyük bir kısmını kaybetmiştir. Daha küçük olan ikinci bileşen evrimde ileri olduğu için daha soğuktur. Işık eğrisinde birinci tutulma occultation, ikinci tutulma transittir. Sisteme çekimsel olarak bağlı büyük kütleli üçüncü yıldız sistem üzerinde presesyon hareketi oluşturmaktadır. Sistemin Aur OBI'nın üyesi olması büyük bir avantajdır. Aur OBI'nın uzaklığından yararlanılarak bileşenlerin sıcaklıkları, yarıçapları, ışınım katkıları, sistemin dinamiği ve evrimi ile ilgili kuramlar denetlenebilir.



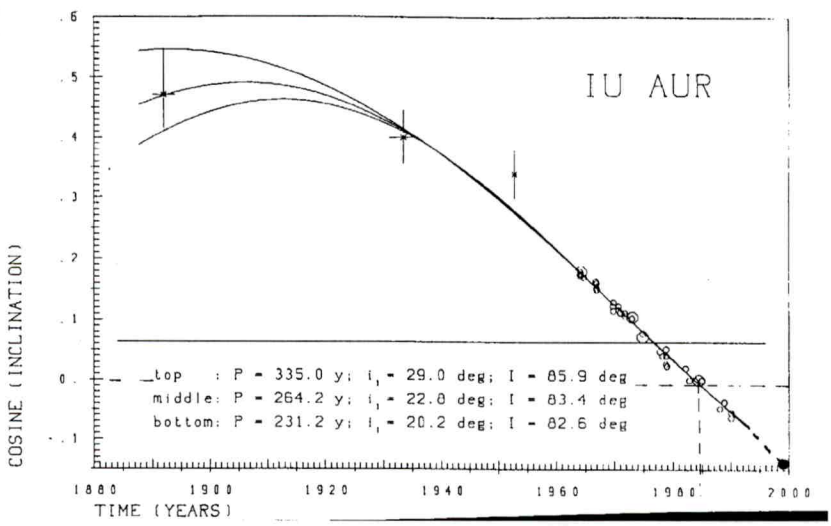
Şekil 1. *Yeni gözlemlerden oluşturulan B ışık eğrisi (normal noktalar) ve Çizelge2'deki parametreler ile çizilen kuramsal eğri (düz çizgi).*



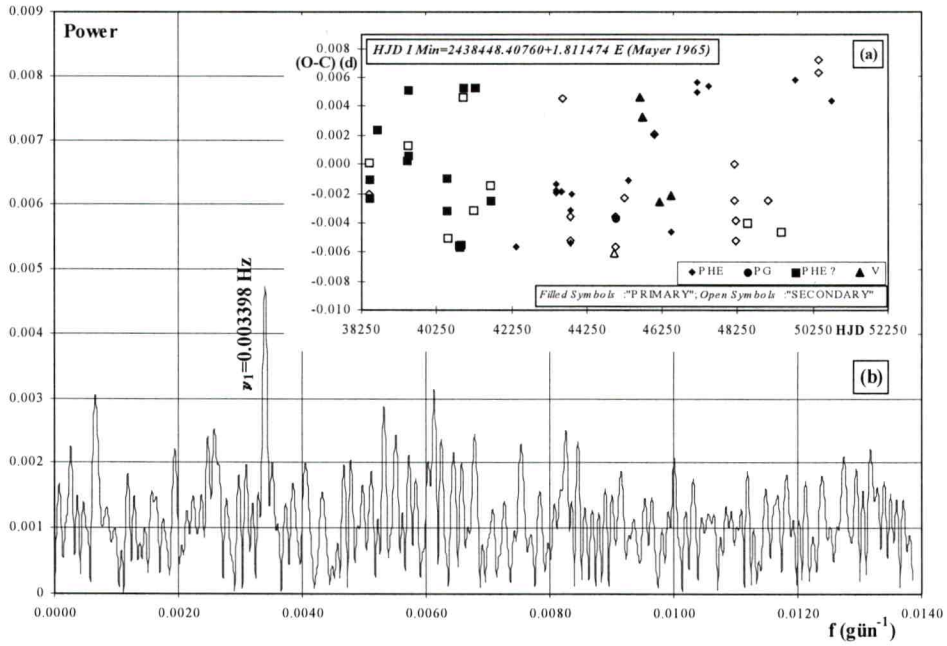
Şekil 2. *Çizelge2'de verilen ışık eğrisi çözümüne göre IU Aur'un geometrisi*



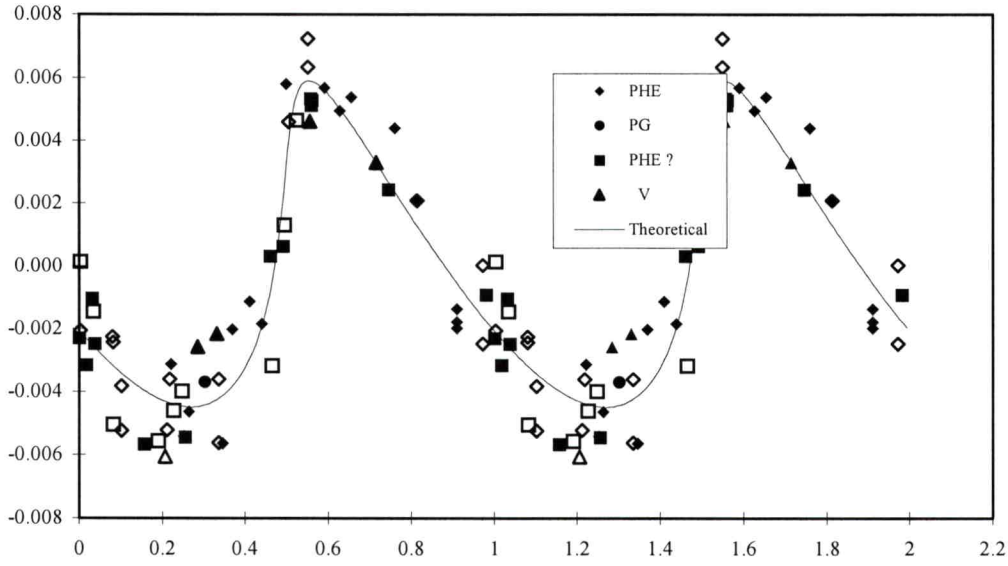
Şekil 3. *IU Aur'un minimum derinliklerinin değişimi. Yeni gözlemlerden elde edilen D_1, D_2 minimum derinliklerinin 1984'ten bu yana azalmaya devam ettiğini göstermektedir.*



Şekil 4. *IU Aur'un yörünge eğiminin değişimi. Yeni i değeri (şekildeki son yuvarlak sembol), değişim trendini izlemektedir.*



Şekil 5. *(a) HJD'ye karşı çizilen (O-C) dağılımı. (b) (O-C) verilerinin power spectrumu. Spectrum ν=0.003398 Hz'de (=294.28 gün'de) en güçlü dönemliliği göstermektedir.*



Şekil 6. *P = 294.28 günlük dönemle katlanmış (O-C) diyagramı ve kuramsal üçüncü cisim yörüngesi. En iyi uyum e = 0.8 için sağlanmaktadır. Buna göre i = 85^0 alınırsa m_3 = 14 $M_\odot$ bulunmaktadır.*

KAYNAKLAR

Batten, A.H., 1970, Pub. of Dom. Astrophy. Obs. 13, 119
Bochkareva, L.G., 1964, Peremennye Zvezdy 15, 324
Eaton, J.A., 1978, AcA. 28, 63
Eaton, J.A., 1979, IBVS 1614
Harries, T.J., Hilditch, R.W., ve Hill, G., 1998, MNRAS 295, 386
Liu, X., Leung, K.C., ve Tan, H., 1988, Chin. Astron. 12, 298
Mammano, A. vd., 1969, Bibl. And Progr. Notes on Ecl. Var. No.15
Mammano, A., Margoni, R., Stagni, R., 1977, A&A 59, 9
Mason, B.D. vd., 1997, AJ 114, 2112
Mayer, P., 1965, PASP 77, 436
Mayer, P., 1971, Bull. Astron. Inst. Czech. 22, 168
Mayer, P., 1976, Bull. Astron. Inst. Czech. 27, 308
Mayer, P., 1978, *Nonstationary Evolution of Close Binaries* Ed. A. N. Zytkow, Warszava, s.137.
Mayer, P., 1983, BAICz. 34, 335
Mayer, P., ve Drechsel, H., 1987, A&A 183, 61
Mayer, P., 1990, BAICz. 41, 231
Müyesseroğlu, Z., 1992, Ankara Üniversitesi Gözlemevi (yayınlanmamış bildiri)
Papousek, J. ve Vetesnik, M., 1982, IBVS 2070
Pettersen, B.R., 1979, A&A 80, 265
Rossati, F., 1967, Mem. Soc. Astron. Ital 38, 743.
Schaefer, B.E., 1981, PASP 93, 225
Wilson, R.E., 1992, Documentation of Eclipsing Binary Computer Model

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.255-264

VZ Cam'ın Işıkölçümü

C.Yeşilyaprak[1], M.Parmaksızoğlu[2], K.Uluç[2], Z.Aslan[1,2]
[1] *Akdeniz Üniversitesi, Fen – Ede. Fakültesi, Fizik Bölümü, Antalya*
[2] *TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi (TUG), Antalya*

1. Giriş

VZ Cam (HD 55966), M tayf türünden bir kırmızı devdir (M IIIa). Yarı düzenli (SR) değişen yıldızdır. Yarı düzenli değişen yıldızlarda ışınım değişimleri düzgün değildir. Işık eğrileri ve ışınım genlikleri de değişkendir. Kararlı değişim periyotları yoktur. Periyodu belirlenmiş SR yıldızlarının bir çoğu uzun periyotlu, bir kısmı ise birden fazla periyota sahiptir (Kholopov vd. 1985, Mantegazza 1988, Zsoldos 1993). Düzenli ve kesin sınırları belli olmamakla beraber, SR yıldızlarının periyotları 20^g ile 2500^g arasında değişir. Değişim genlikleri görsel bölgede yaklaşık 0.1^m ile 4^m arasındadır (Kholopov vd. 1985). Değişen Yıldızlar Kataloğu 'nda (GCVS) VZ Cam, SR olarak sınıflandırılmış, alt sınıf verilmemiştir.

SR yıldızlarındaki parlaklık değişimlerinin temel nedeninin çapsal zonklama olduğu sanılmaktadır. Çapsal olmayan salınımlar veya birden fazla kipte zonklamalar da, ışık eğrisindeki kararsızlığın ve düzensizliğin nedeni olabilir. Buna kanıt olarak 10 'dan fazla SR yıldızında kip değişimi olduğu gözlenmiştir. Örnek : R Dor yıldızında periyotları 332^g ve 175^g ile verilen 2 ayrı dönem gözlenmiştir. Uzun dönemde Mira, kısa dönemde SR yıldızlarının özelliklerini taşımaktadır. Zonklama kipindeki bu değişim ve farklılık, değişen yıldız olarak SR yıldızlarını ilginç kılmaktadır (Bedding vd. 1998, Hoffmeister vd. 1985). Mira yıldızları ile karşılaştırıldıklarında, SR yıldızları sayıca daha fazla, küçük genlikli ve kısa periyotludurlar (Whitelock 1996). Mira ve SR tipi yıldızların zonklama kipleri ve kip değişimleri hakkında da kesin bir fikir birliği yoktur. Kimi hesaplamalara göre Mira tipi yıldızlar temel harmonikte, SR tipi yıldızlar ise birinci ya da daha üst harmonikte zonklama hareketi yaparlar (Fox ve Wood 1982, Wood ve Sebo 1996). Kimi çalışmalara göre ise Mira tipi yıldızlar birinci harmonikte, SR tipi yıldızlar ise ikinci harmonikte ya da daha üst harmonikte zonklarlar (Feast 1996, Barthès 1998, Bedding vd. 1997, 1998).

SR yıldızlarının periyotlarının genelde 20 günden büyük olduğu bilinmekle beraber; Hipparcos Uydusu (ESA 1997) ile periyodu 20 günden daha küçük, hatta bir çoğunun periyodu 10 günden bile küçük SR yıldızları tespit edilmiştir. VZ Cam daha önce yaptığımız mutlak parlaklık - periyot ve kinematik çalışmalarda bulunan, hemen hemen 1 yıldır TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi 'ne (TUG) verdiğimiz gözlem projelerinin içinde bulunan SR yıldızlarından birisidir. Daha önceki gözlemlerden belirlenmiş SR yıldızları içinde kısa sayılabilecek 23.7 günlük bir periyota sahiptir (Ashbrook 1948, Brno Obs. 1975). 1967 yılından beri farklı kişiler tarafından belirli zamanlarda gözlenmiş ve periyot belirlenmesine karşın, elde edilmiş iyi bir ışık eğrisine literatürde rastlanmamıştır.

VZ Cam gibi kırmızı, yarı düzenli değişen yıldızları gözlememizdeki amaç; uzun dönemli bilinen değişimlerini ve şimdiye kadar üzerinde çok fazla çalışma veya

gözlem yapılmamış, saat ve gün ölçeğinde daha kısa dönemli değişimlerini incelemek; bu tip değişimler varsa, bunlarla SR yıldızlarının zonklama kipleri ve kip değişimleri arasında bir takım ilişkiler aramaktır. Özellikle VZ Cam 'ın seçilmesinin nedenleri ise, SR yıldızları içinde belirlenmiş kısa bir periyota sahip olması, henüz iyi bir ışık eğrisinin elde edilememiş olması ve yüksek dik açıklığa sahip olduğu için her zaman gözlenebilmesidir. Bu yıldızı gözleyerek hem bu tür bilgi eksiklikleri tamamlanmış olacak, hem de SR yıldızlarında kısa ve uzun dönemli değişimlerin, yıldızın zonklama kipi ve kip değişimleri üzerindeki, varsa etkileri hakkında bilgi edinilecektir.

2. Gözlemler

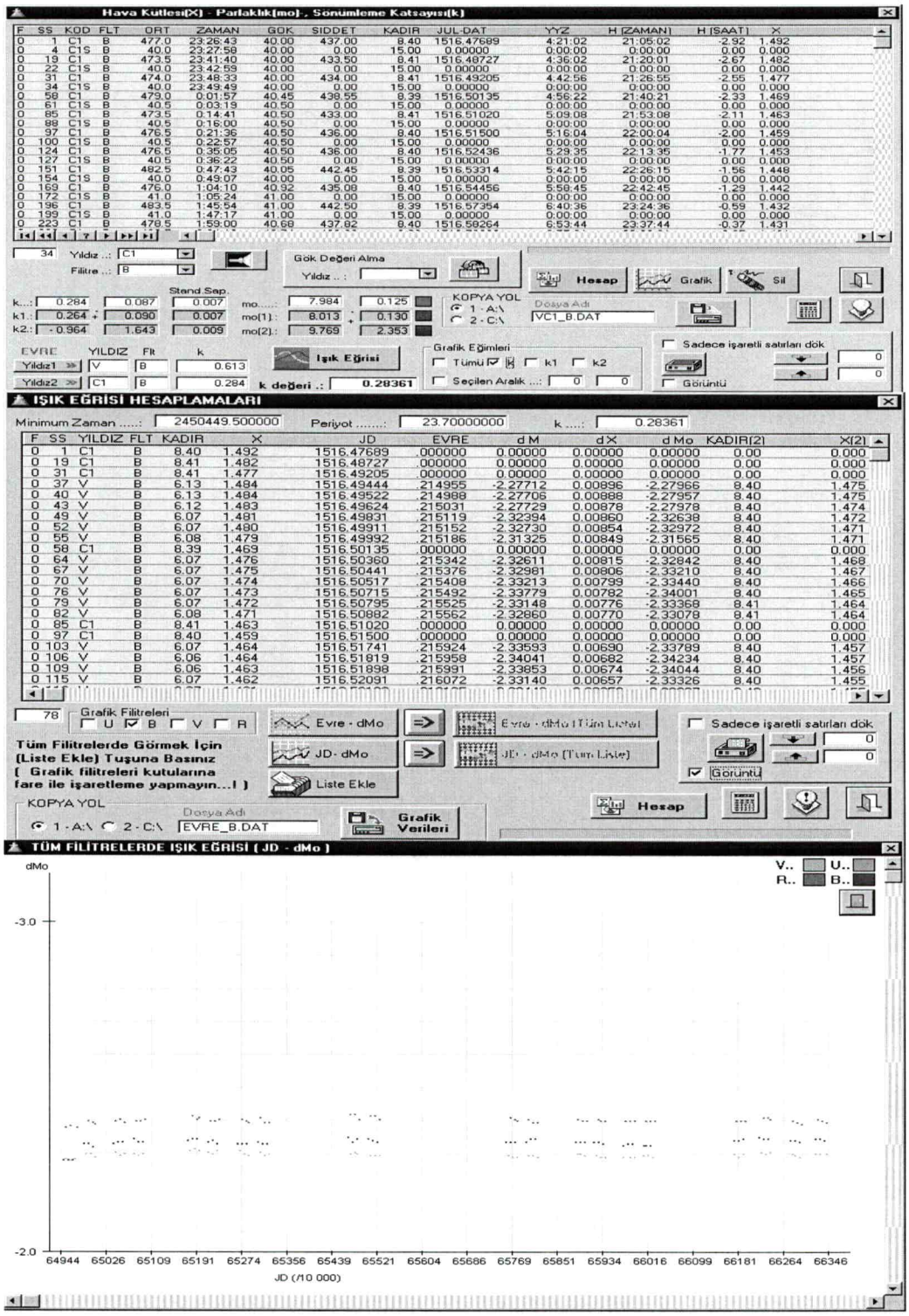
VZ Cam, mukayese ve denet yıldızına ait bazı bilgiler Çizelge - 1 'de verilmiştir. Bu yıldızın da içinde bulunduğu SR yıldız gözlemleri hemen hemen 1 yıldır verilen gözlem projeleri ile sürmektedir.

Çizelge 1. *VZ Cam, mukayese ve denet yıldızları*

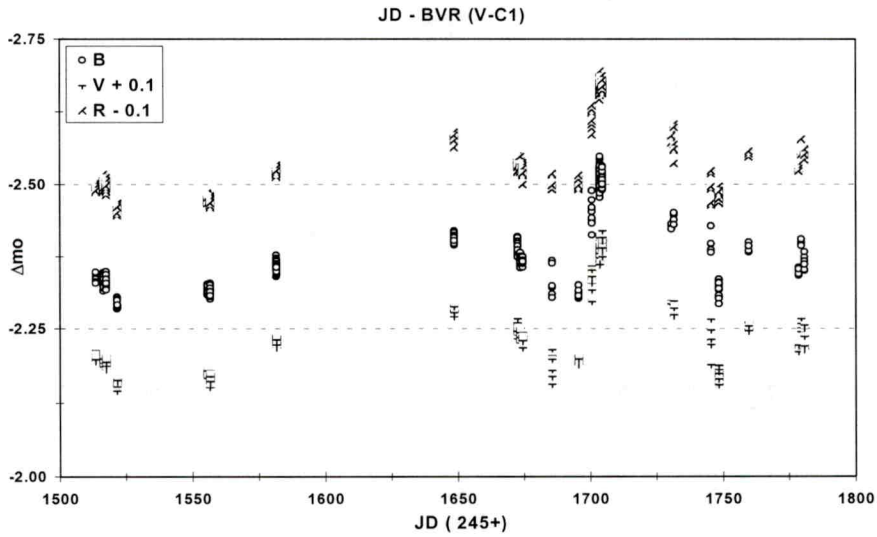
Yıldız	α (J2000)	δ (J2000)	m_v	B – V	Tayf Türü
VZ Cam	$07^h\ 31^m\ 04.5^s$	$82^o\ 24'\ 41.6''$	4.92	1.633	M4 IIIa
HD 52029	$07^h\ 16^m\ 00.5^s$	$82^o\ 26'\ 25.7''$	7.22	1.614	K5
HD 50969	$07^h\ 13^m\ 10.4^s$	$82^o\ 59'\ 37.1''$	8.04	1.091	K0

İlk dönemde fark ışıkölçümü şeklinde başlayan gözlemler, son dönemde fotometrik standart yıldızlar kullanılarak mutlak ışıkölçümü yapılarak devam etmektedir. Mutlak ışıkölçümü yaparken, kontrol amacı ile fark ışıkölçümünde kullandığımız mukayese ve denet yıldızlarıda beraber gözlenmektedir. Yaptığımız gözlemlerin çoğu uzun periyotlara sahip veya yarı düzenli yıldızlara ait olduğundan, gözlem zamanı planı ve tekniği de farklıdır. Bu tip bir yıldız gözlemi için bir gece içerisinde yaklaşık 1 saatlik gözlem zamanı yetmektedir. Sadece saat ve gün ölçeğindeki değişimleri incelemek amacı ile yapılacak gözlemlerde, bütün bir gözlem gecesine ihtiyaç olmaktadır. Bunun dışında aynı gece içerisinde bir kaç saat süreyle birden fazla uzun dönemli SR yıldızı gözlenebilmektedir.

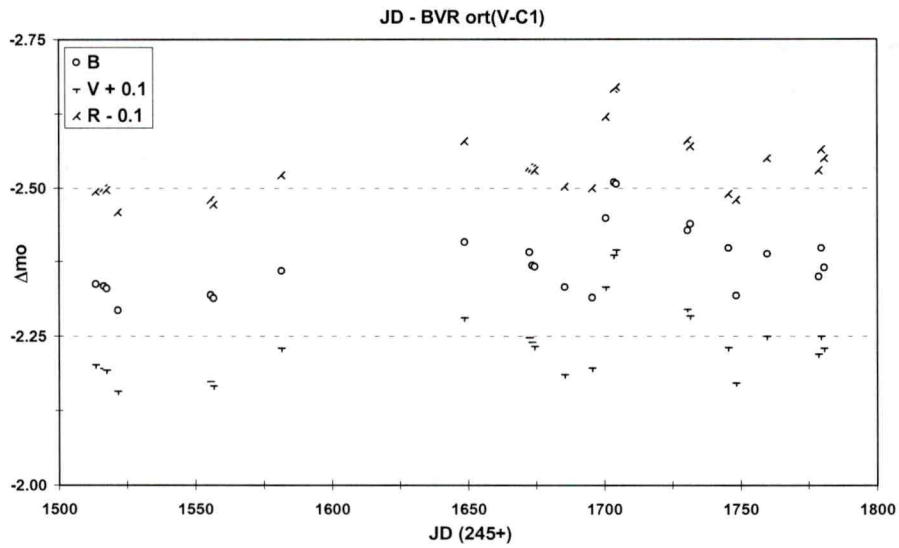
Bu gözlemlerin indirgenmesinde, bazı gecelerin özellikle kısa süreli yapılan ve hava kütlesi aralığının yetersiz olduğu gözlemlerde TUG 'a ait ortalama atmosferik sönümleme katsayıları (k_B = 0.282, k_V = 0.133, k_R = 0.125) kullanılmıştır. İndirgeme programı olarak, Akdeniz Üniversitesi Bilgi İşlem Merkezi 'nden Hüseyin Ay 'ın yüksek lisans tezinde yazdığı "Rasat" isimli bir program kullanılmıştır. Bu programın bazı bölümlerinin örnek görüntüleri Şekil-1 'de verilmiştir. Şimdilik fark ışıkölçümlerini indirgeyen bu programı kullanmak isteyen gözlemciler için TUG 'da bir kopyası bulunmaktadır.



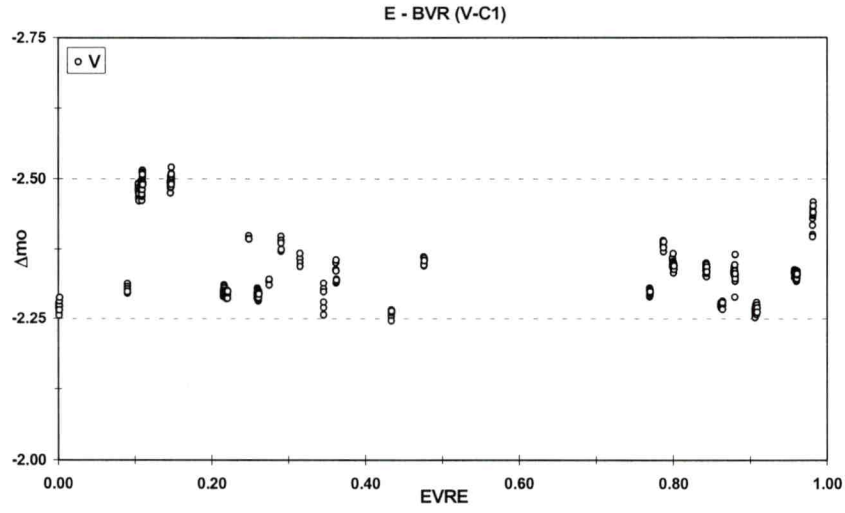
Şekil 1. *"Rasat" indirgeme programının bazı bölümlerine ait görüntüler*



Şekil 2. *JD 'ne göre ışık eğrisi*



Şekil 3. *JD 'ne göre ortalama değerlerden ışık eğrisi*



Şekil 4. *Evreye göre V bandında ışık eğrisi*

VZ Cam ' a ait şimdiye kadar yaptığımız gözlemlerden (24 gece), fark ışıkölçümü ile elde ettiğimiz 3 renkteki (B, V, R) JD ve evreye göre çizilen ışık eğrileri Şekil - 2, 3 ve 4 'de verilmiştir. Bu eğrilerde literatürde verilen 23.7 günlük bir çevrim sezilmemektedir. Ancak pertot belirlemek için bu gözlemlerin henüz yeterli olmadığı açıktır. Bu nedenle gözlemlere devam etmekteyiz.

Elde ettiğimiz ışık eğrilerinden belirlediğimiz değişim aralığı yaklaşık 0.25^m kadardır. VZ Cam için Hipparcos Uydusu 'nun gözlediği değişim genliği ise 0.6^m 'dir. Şimdiye kadar yaptığımız toplam 24 gecelik gözlemlerden, bir Değişen – Mukayese parlaklık farkında, gecelik ortalama etrafındaki standart sapmalar, 3 ayrı renkte, şöyledir: $\sigma_B = 0.010$, $\sigma_V = 0.009$, $\sigma_R = 0.009$. Bunların içinde değişen yıldızın gecelik değişimleri, mukayese yıldızındaki olası değişme ve gece hataları (sönümleme ve görüş değişimleri v.b.) vardır. Eğer mukayese yıldızı gerçekten sabit ise bu sapmalar yalnız ölçüm hatalarını ve değişendeki gecelik değişimleri içerecektir. Aynı hesabı Mukayese – Denet farkları için yaptık: gecelik ortalamalar etrafındaki standart sapmalar için $\sigma_B = 0.010$, $\sigma_V = 0.012$, $\sigma_R = 0.010$ elde edildi. Her gözlem gecesi için, Değişen – Mukayese ve Mukayese – Denet farklarının gecelik ortalamaları etrafındaki standart sapmalar Çizelge – 2 'de verilmiştir. İkinci grubun birinci grupla yaklaşık aynı çıkması mukayese ve denet yıldızının birinin ya da ikisinin de değişen olabileceğini düşündürmektedir (Şekil - 5); bir başka değişle, gerçek gözlem hatası yukarıda ve Çizelge - 2 'nin alt satırında verilen ortalama standart sapmalardan küçük olmalıdır. (V: Değişen, C1: Mukayese ve C2: Denet)

Mukayese – denet farkı örnek olarak B renginde, Şekil - 5 'de Julyen güne karşı noktalanmıştır. Diğer renklerdeki durum bunun benzeridir.

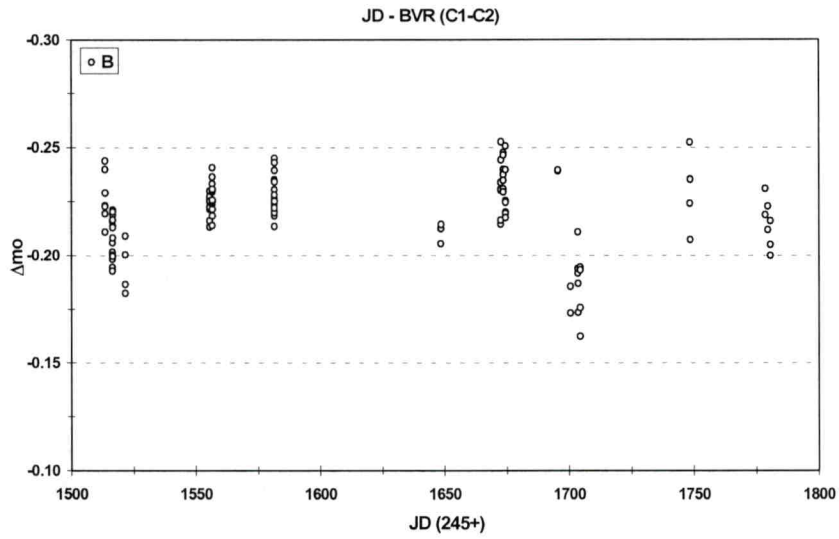
Çizelge 2. *3 renkte hesaplanan gecelik standart sapmalar*

	V – C1				C1 - C2		
TARİH	N	σ_B	σ_V	σ_R	N	σ_B	σ_V	σ_R
01.12.99	9	0.007	0.006	0.005	7	0.012	0.012	0.011
04.12.99	57	0.007	0.006	0.006	18	0.010	0.018	0.015
05.12.99	32	0.007	0.005	0.006	7	0.012	0.012	0.011
09.12.99	12	0.008	0.006	0.006	4	0.012	0.013	0.021
12.01.00	30	0.006	0.004	0.005	11	0.005	0.004	0.006
13.01.00	35	0.006	0.005	0.005	12	0.008	0.006	0.007
07.02.00	42	0.008	0.005	0.005	16	0.009	0.029	0.011
14.04.00	12	0.007	0.005	0.008	4	0.004	0.007	0.007
08.05.00	24	0.010	0.007	0.007	8	0.013	0.009	0.006
09.05.00	23	0.006	0.008	0.006	8	0.007	0.008	0.007
10.05.00	24	0.005	0.005	0.010	7	0.012	0.006	0.007
21.05.00	6	0.027	0.022	0.012	-	-	-	-
31.05.00	15	0.008	0.005	0.007	*	-	-	-
05.06.00	12	0.022	0.020	0.017	*	-	-	-
08.06.00	67	0.014	0.012	0.011	-	-	-	-
09.06.00	37	0.010	0.009	0.006	4	0.015	0.029	0.010
05.07.00	3	0.005	0.003	0.008	-	-	-	-
06.07.00	6	0.010	0.011	0.021	-	-	-	-
20.07.00	7	0.016	0.026	0.025	-	-	-	-
23.07.00	18	0.012	0.010	0.008	5	0.017	0.007	0.009
03.08.00	8	0.006	0.006	0.004	-	-	-	-
22.08.00	5	0.006	0.005	0.006	*	-	-	-
23.08.00	4	0.005	0.011	0.014	*	-	-	-
24.08.00	8	0.013	0.016	0.008	*	-	-	-
ORT :	-	0.010	0.009	0.009	-	0.010	0.012	0.010

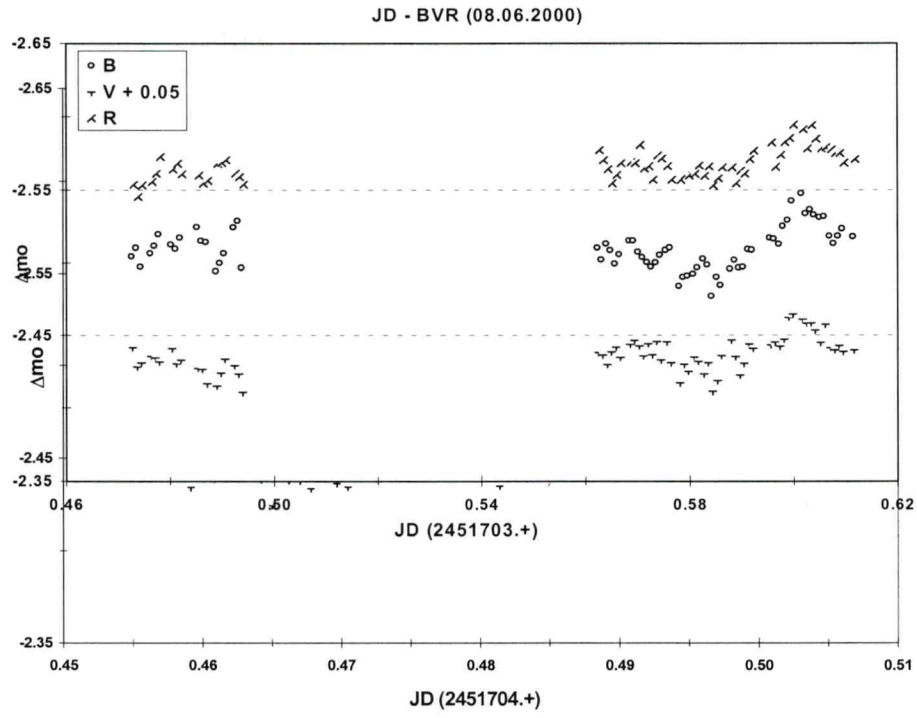
* Gözlem sayısı 4 'den az olan geceler

Mukayese – Denet farkına bakıldığında, bazı geceler arasında yaklaşık 0.05^m 'lik farklar görülmektedir. Bu fark gecelik hatalaradan büyüktür; yukarıda değinildiği gibi, mukayese veya denet yıldızının birisinin ya da her ikisinin de uzun dönemli değişen olabileceği ihtimalini ortaya çıkarmıştır. Kırmızı yıldızlara uygun hemen hemen aynı spektral tipe yakın ve aynı parlaklık ölçeğinde değişim göstermeyen mukayese olarak seçilebilecek yıldızların çok az olduğu bilinmektedir. Bulunanların da bölgeleri değişen yıldızdan oldukça uzak kalabilmektedir. Bu nedenle gözlemlerde fark ışıkölçüm ile birlikte mutlak ışıkölçüm için değişiklik yapılmıştır. Bu sayede hem önceki gözlemlerin değerlendirilmesi, hem de mukayese ve denet yıldızlarının değişip değişmediği daha kesin olarak anlaşılacaktır.

Saat ölçeğinde değişimleri incelemek için yaptığımız gözlemlerden sadece 2 ardışık geceye ait ışık eğrisileri Şekil - 6 'da verilmiştir.



Şekil - 5 *Mukayese – Denet farkının B bandındaki değişimi*



Şekil - 6 *Saat ölçeğinde ardışık 2 geceye ait ışık eğrileri*

Bu eğrilerde küçük de olsa bazı değişimler görülmektedir. Fakat bu gibi salınımların gözlem tekniğinden de oluşabileceği göz ardı edilmemelidir. Özellikle

gözlemde yıldız görüntüsü merkeze yerleştirildikten ve veri almaya başlandıktan sonra ardışık filitreler arasında yıldızın diyaframdaki yeri kontrol edilmezse, teleskobun takibinden kaynaklanan kaymalar oluşabilmektedir. 0.01^m 'den daha büyük değişimlerin yıldızdan kaynaklandığını düşünmekteyiz örneğin 08.06.2000 tarihli geceye ait eğrinin son kısmındaki salınım gibi. Buna benzer değişimler diğer gecelerde düzensiz de olsa görülmektedir. Bu nedenle özellikle kırmızı, yarı düzenli değişen yıldızlarda saat ölçeğindeki oldukça küçük genlikli değişimlerin daha hassas belirlenebilmesi için gözlem tekniğinin önemine inanıyoruz.

3. Sonuç

VZ Cam 'ın şimdiye kadar yaptığımız gözlemleri, gözlem sayısının azlığı nedeni ile periyot belirlenmesinde yeterli olmadığını göstermiştir. Ancak elde ettiğimiz ışık eğrisinden literatürde belirtilen 23.7 günlük çevrim de sezilmemektedir. SR yıldızı olarak, değişiminde düzensiz olacağı düşünüldüğünde, periyot belirlenmesi için daha sık fakat kısa süreli servis gözlemlerine devam edilmesi gerekmektedir. Bu nedenle bu tip yıldızların gözlenmesinde, TUG 'a verilen gözlem projelerinin kısa süreli servis gözlemlerine izin verecek şekilde, bir gecede birden fazla projeye gözlem zamanı tahsis ederek düzenlenmesinin daha yararlı olacağını düşünmekteyiz. Belirlediğimiz genlik değişimleri bilinen değerlerle uyuşmaktadır. Değişim genliğinin oldukça küçük ve düzensiz olduğu SR yıldızlarının kısa dönemli gözlemlerinde gözlem tekniğinin önemi daha da artmaktadır. 0.01 kadirden küçük gerçek değişimlerin CCD ile yapılan gözlemlerle algılanabileceği kanısındayız. Özellikle değişen kırmızı yıldızlar için kullanılan mukayese ve denet yıldızları, fotometrik standartlarla, mutlak ışıkölçümü ile de denetlenmelidir.

KAYNAKLAR

Ashbrook, J., 1948, A. J., 54, 14
Barthès, D., 1998, *A&A*, 333, 647
Bedding, T. R., Zijlstra, A. A., von der Lühe, O., Robertson, J. G., vd., 1997, *MNRAS*, 286, 957
Bedding, T. R., Zijlstra, A. A., 1998, *ApJ*, 506, L47
Brno Observatory and Plan. Contr., 1975, 18
ESA, 1997, *" The Hipparcos and Tycho Catalogue "*, (CD), ESA Pub., Noordwijk
Feast, M. W., 1996, *MNRAS*, 278, 11
Fox, M., Wood, P. R., 1982, *ApJ*, 297, 455
Hoffmeister, C., Richter, G., Wenzel, W., 1985, *" Variable Stars "*, Springer - Verlag, Berlin Heidelberg, p. 68
Kholopov, P. N., Samus, N. N., Frolov, M. S., Goranskij, V. P., Gorynya, N. A., Kireeva, N. N., Kukarkina, N. P., Kurochkin, N. E., Medvedeva, G. I., Perova, N. B., Shugarov, S.Y., 1985 - 88, *" General Catalogue of Variable Stars " (GCVS)*, 4th edition, Nauka Publishing House, Moscow
Mantegazza, L., 1988, *A&A*, 196, 109

Whitelock, P. A., 1996, *" Variable Stars and The Astrophysical Returns of Microlensing "*, Eds. R. Ferlet vd. (Editions Frontiers : Paris), p. 163
Wood, P. R., Sebo, K. M., 1996, *MNRAS*, 282, 958
Zsoldos, E., 1993, *A&A*, 268, 149

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.265-274

İki Ap Yıldızının Etkin Sıcaklık ve Yüzey Gravitelerine İlişkin Bir Çalışma

İ.H. Çay, M.T. Çay, H.G. Tektunalı

Özet

Birer A_P yıldızı olan HD 25267 ve HD 29305'in etkin sıcaklık (T_{eff}) ve yüzey gravitesi (log *g*), üç farklı şekilde (spektrofotometri, uvbyβ fotometrisi ve Geneva fotometrisi kullanılarak) tayin edilmiştir. Künzli ve ark. (1997)' nın kalibrasyonuna dayalı olarak belirleyip teklif ettiğimiz yeni bir düzeltme formülünü (XI. Ulusal Astronomi Kongresi posterleri) de kullanarak elde ettigimiz tüm sonuçlar literatürde benzer veya aynı şekilde elde edilmiş sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Abstract

Effective temparature (T_{eff}) and surface gravity (log *g*) of the A_p stars HD 25267 and HD 29305 have been determined by using three different methods (spectrophotometry, uvbyβ photometry and Geneva photometry). All the results, including the result obtained from our new correction formula based on the Künzli et al. (1997)'s calibration, are compared to the results which is obtained by the same methods or similar methods from the literature.

A_p Yıldızlarının Genel Özellikleri

A_p yıldızları, Hertzsprung – Russell diyagramında yaklaşık F0 spektrel tipinden başlayarak B4 spektrel tipinden daha erken tiplere kadar anakol civarında yer almaktadır. Tüm kimyasal özel (CP) yıldızlar gibi A_p yıldızları da korlarında Hidrojen yakmakta olan anakol yıldızlarıdır. Yaşları 10^6 – 10^9 yıl arasındadır. Genç açık kümelerde ve topluluklarda bulunmaları sebebiyle populasyon I yıldızları oldukları söylenebilir. Aynı spektrel tipten normal yıldızlara göre daha yavaş dönerler. v sin i = 0 - 10 km/sn arasındadır.

Spektrumlarında Si, Cr, Sr, Eu ve nadir toprak elementlerinin anormal çizgi şiddetlerinin varlığı ile karakterize edilirler.

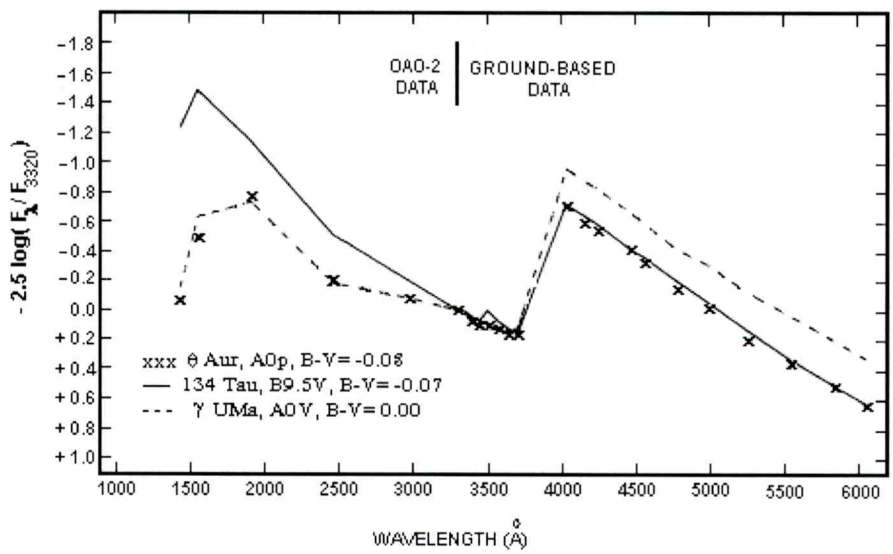
Manyetik alanları 10^2 – 10^4 gauss mertebesindedir. Manyetik alanlarında, spektrel çizgi şiddetlerinde, lüminozite ve renklerinde değişimler görülür. Değişimler gün mertebesinden 10 yıl mertebesine varabilir. Değişimleri en iyi açıklayan model *eğik dönme (oblique rotator)* veya *katı dönme (rigid rotator)* modelidir. Modele göre, yıldızın manyetik ekseni dönme ekseni ile çakışmaz ve manyetik alan yüzeyle birlikte hareket eder. Spektrum değişimleri ise değişim gösteren elementlerin yıldız yüzeyinde parçalı dağılımına sahip olması ile açıklanabilir. Bu yıldızlardaki bolluk anormallikleri *radyatif difüzyon teorisi* ile (Michaud, 1970) açıklanmaktadır.

1) Spektrofotometrik Metodla A_p Yıldızlarının Etkin Sıcaklıklarının ve Yüzey Gravitelerinin Tayini

Ana hatlarıyla metod, yıldıza ait spektrofotometrik tarama ile enerji dağılımı en iyi çakışan model atmosfere ait atmosferik parametrelerin yıldızın parametreleri olarak kabul edilmesi ilkesine dayanır. A_p yıldızlarıyla çalışıldığında durum biraz daha karmaşıktır.

A_p yıldızlarına ait ilk araştırmalar bu yıldızların görsel bölge enerji dağılımlarının normal yıldızların görsel bölge enerji dağılımlarıyla yaklaşık olarak aynı olduğunu göstermiştir (Jugaku & Sargent, 1968). Bu sonuca dayanarak A_p yıldızlarının etkin sıcaklıkları, normal yıldızlara ait modellerin görsel bölge enerji dağılımları ve bunlara ait kalibrasyonlar kullanılarak belirlenmiştir. Bununla birlikte, morötesi gözlemlerin başlamasıyla elde edilen verilerden, moröteden kırmızı öteye tüm enerji dağılımı bir bütün olarak ele alındığında, A_p yıldızlarının enerji dağılımlarının normal yıldızlarınkinden çok farklı oduğu ortaya çıktı; A_p yıldızlarının görsel bölge spektrumları, morötesi bölgede çok sayıda çizgiye sahip olan nadir toprak elementleri, demir-piki elementleri gibi ağır elementlerin aşırı bolluğunu sergiler. Bu, morötesi bölgede opasitenin artması anlamına gelir. Artan opasiteyle morötesi bölgede bloklanan akı spektrumun görsel ve kırmızı bölgelerine geri dağıtılır.

Böylece görsel bölgeden çıkan bu fazladan enerji, yıldızın bu bölgede daha sıcak bir yıldızın enerji dağılımını taklit etmesine sebep olur. Bu durum şekil 1 de gösterilmiştir. Bir A_p (A_pSi) yıldızı olan θ Aur' un (B-V = -0.08) enerji dağılımı, 3300 – 6000 Å bölgesinde 134 Tau' ya (B-V = -0.07) oldukça benzemektedir. Bununla beraber, 3000 Å ün kısa dalgaboyu tarafında θ Aur' un yayınladığı akı 134 Tau' nun yayınladığı akının altına düşüp normal bir yıldız olan γ UMa' nınkiyle hemen hemen aynı hale gelmektedir.



Şekil 1 *θ Aur, 134 Tau ve γ UMa' nın enerji dağılımlarının karşılaştırılması. (Leckrone, Fowler ve Adelman, 1974) [21].*

Sonuç olarak, morötesi gözlemlerden önce yapıldığı gibi sadece görsel bölgeyi gözönüne alarak normal yıldızlarla veya modellerle yapılacak bir karşılaştırma, A_p yıldızının sıcaklığının gerçek değerinden yüksek olarak bulunmasına sebep olacaktır. Yıldızın doğru etkin sıcaklığını elde etmek için görsel bölge enerji dağılımlarının karşılaştırılmasından bulunan bu sıcaklığa bir düzeltme uygulamak gerekir. Bu amaçla Stepien ve Dominiczak (1989), enerji dağılımları morötesinden kırmızıya kadar bilinen bir grup A_p yıldızının 1200 - 3180 Å ve 3180 - 8100 Å dalgaboyu aralığında integre edilmiş gözlemlenen akılarını bunlara en iyi uyan modellerin aynı dalgaboyu aralığında integre edilmiş akıları ile karşılaştırarak,

$$T_{eff} = 1600 + 0.80\ T_M$$

bağıntısını elde etmişlerdir. Burada T_M, Kurucz (1979) un sentetik spektrumları ile karşılaştırmadan elde edilen model sıcaklığıdır.

Metodun HD 25267 ve HD 29305 Yıldızlarına Uygulanması

Her iki yıldız için de görsel bölge enerji dağılımları "*Catalog of Spectrophotometric Scans of Stars*" (Breger, 1976) dan alınmıştır. Ayrıca "*Ultraviolet Bright – Star Spectrophotometric Catalogue*" (ESA, 1976) dan alınan morötesi enerji dağılımları da gösterilmiştir. Gözlemsel enerji dağılımlarıyla karşılaştırmak üzere model enerji dağılımları Kurucz'un ATLAS model atmosfer programıyla elde edilmiştir.

ATLAS, yerel termodinamik denge (LTE) varsayımı altında, radyatif ve konvektif dengede teorik model atmosferler hesaplayan, FORTRAN IV dilinde yazılmış bir programdır. Modeller hesaplanırken program,

a) Atmosfer kararlıdır,
b) Atmosferde enerji akısı derinlikle değişmez,
c) Atmosfer homojendir,
d) Atmosfer yıldızın yarıçapına göre incedir, bu sebeple düzlem paralel tabakalar halinde gözönüne alınabilir,
e) Normal doğrultuda tabakaların birbirine göre hareketi yoktur,
f) Atomik bolluklar atmosfer boyunca belirli ve sabittir,

varsayımlarını kabul eder [Kurucz, 1970].

Stepien ve Dominiczak'ın kalibrasyonunu uygulamak üzere karşılaştırma yapılacak model enerji dağılımları [M/H]= 0 ve log g = 4 alınarak hesaplanmıştır. Bir A_p yıldızı için [M/H] > 0 almak daha uygun gibi görünse de, düzeltme formülü bloklanma etkisini içeriyor olduğundan [M/H] = 0 alınmalıdır. log g = 4 kabul etmek ise A_p yıldızlarının anakol civarında olması beklendiğinden uygundur.

HD 25267 nin gözlemsel enerji dağılımı ile en iyi çakışan model enerji dağılımına ait etkin sıcaklık 12700 °K dir (Şekil 2). Bu sıcaklık değeri düzeltme formülünde yerine konursa,

$$T_{eff} = 1600 + 0.80\ (12700) = 11760\ °K$$

bulunur.

Benzer şekilde HD 29305 için yapılan karşılaştırmalarda 13000 °K lik modelin en iyi uyumu sağladığı görülmüş (Şekil3) ve düzeltme formülü uygulandığında,

$$T_{eff} = 1600 + 0.80\ (13000) = 12000\ ^{\circ}K$$

elde edilmiştir.

2) Strömgren uvbyβ Fotometrisi Metoduyla Etkin Sıcaklık ve Yüzey Gravitesinin Tayini

Napiwotzki ve ark. (1993), Moon ve Dworetsky (1985), Lester ve ark. (1986) ve Balona (1984) nın etkin sıcaklık ve yüzey gravitesi kalibrasyonlarını inceleyerek B, A ve F yıldızları için uvbyβ sisteminde yeni bir sıcaklık ve gravite kalibrasyonu teklif etmişlerdir. Ayrıca, A_p yıldızlarının normal yıldızlardan farklı renk ve metalisiteye sahip olmaları sebebiyle bu yıldızlar için ayrı bir kalibrasyon yaparak, sıcaklık tayin etmek için c_1 ve [u–b] (Strömgren, 1966; Crawford & Manwewala, 1976) ye dayalı iki ayrı formül vermişlerdir:
c_1 indeksi için,

$$\theta = 0.2489+0.2689\ [c_1]$$

[u-b] indeksi için,

$$\theta = 0.2162+0.2301\ [u\text{-}b]$$

dir.

Napiwotzki ve ark. (1993), çalışmalarında kullandıkları yıldızların Balmer çizgi profilleri ile Kurucz (1979) un teorik Balmer çizgi profillerini çakıştırarak elde ettikleri log *g* değerlerini diğer kalibrasyonlarla karşılaştırarak, en iyi log *g* değerini,

$$\log g = \log g_{MD} - 2.9406 + 0.7224 \log T_{eff}$$

olarak bulmuşlardır. Burada log g_{MD} , yıldızın Moon ve Dworetsky (1985) den elde edilen log *g* değeridir.

Metodun HD 25267 ve HD 29305 Yıldızlarına Uygulanması

Sözkonusu yıldızlara ait (b-y), c_1, m_1 değerleri "*uvbyβ Photoelectric Photometric Catalogue*" (Hauck & Mermilliod, 1990) dan alınmıştır ve bu değerler aşağıdaki tablodaki gibidir. log g_{MD} değerleri ise Moon ve Dworetsky (1985) nin programından HD 25267 için 3.83 ve HD 29305 için 4.10 olarak alınmıştır.

	HD 25267	HD 29305
b – y	-0.067	-0.037
c_1	0.611	0.646
m_1	0.142	0.122

HD 25267 için $[c_1]$ indeksine göre;

$$[c_1] = c_1 - 0.19\ (b\text{-}y) = 0.624$$

ve

$$\theta = 0.2489 + 0.2689\ [c_1] = 0.417$$

bulunur. Buradan itibaren

$$T_{eff} = \frac{5040}{\theta} = 12081\ °K$$

ve

$$\log g = 3.83 - 2.9406 + 0.7224\ (4.082)$$

$$\log g = 3.838$$

elde edilir.

[u – b] indeksine göre;

$$[m_1] = m_1 + 0.33\ (b - y)$$

ve

$$[u - b] = [c_1] + 2[m_1]$$

olmak üzere tablodaki değerlerden itibaren [u – b] = 0.864 hesaplanır.

$$\theta = 0.2162 + 0.2301\ (0.864) = 0.415$$

ve

$$T_{eff} = 12148\ °K$$

bulunur. T_{eff} in bu değerinden itibaren

$$\log g = 3.83 - 2.9406 + 0.7224\,(4.085) = 3.840$$

elde edilir.

Aynı işlemler HD 29305 için tekrarlanırsa [c_1] indeksine göre T_{eff} = 11856 °K, $\log g$ = 4.102 ve [u – b] indeksine göre T_{eff} = 12086 °K, $\log g$ = 4.108 bulunur.

3) Geneva Fotometrisi Metodu ile Etkin Sıcaklık ve Yüzey Gravitesinin Tayini

Geneva fotometrisi yardımıyla A_p yıldızlarının etkin sıcaklıklarının tayinine ilişkin bir metod Hauck ve North (1993) tarafından verilmiştir. Hauck ve North (1993) makalelerinde, soğuk A_p yıldızları için Geneva fotometrisinin B2-G renk indeksini, 9500 °K den yüksek sıcaklıklı A_p yıldızları için de North ve Nicolet (1990) in teklif ettiği metodu kullanan iki etkin sıcaklık hesabı vermektedir. Hauck ve North (1993), bir grup A_p yıldızı için North ve Nicolet (1990) in metoduyla buldukları sıcaklık (T_{North}) değerlerini aynı yıldızların literatürdeki etkin sıcaklıkları ile karşılaştırarak,

$$T_{eff} = 816 + 0.86\,(T_{North})$$

bağıntısını elde etmişlerdir. Aynı makalede, B2-G renk indeksinin kullanılması yıldızlararası kızarması bilinen veya ihmal edilebilen yıldızlarla sınırlı olduğundan, sıcaklıkları 9500 °K den yüksek olması beklenen ve Geneva fotometrisinin kızarmadan bağımsız X ve Y parametreleri (Cramer &Maeder, 1979) için $X < 1.7 + 3Y$ ve $Y > -0.07$ koşulunu sağlayan yıldızlarda, B2-G yi kullanan metod yerine X ve Y parametrelerine dayalı T_{North} u kullanan yukarıdaki bağıntının kullanılmasının daha iyi ve kolay olduğu belirtilmektedir.

Bu çalışmada, yıldızların sıcaklıklarının 9500 °K den yüksek olması beklendiğinden ve X ve Y parametreleri gerekli koşulu sağladığından T_{North} u kullanan 2. metod uygulanmıştır.

Metodun HD 25267 ve HD 29305 Yıldızlarına Uygulanması

Her iki yıldız için de Δ, d ve g parametreleri "*Catalogue of Stars Measured in the Geneva Observatory Photometric System (Fourth Edition)*" (Rufener, 1988) kataloğundan alınarak X ve Y parametreleri

HD 25267 için: X = 1.031 ve Y = 0.055
HD 29305 için: X = 1.0818 ve Y = 0.0027

olarak hesaplanmıştır.

T_{North} un bulunması için North ve Nicolet (1990) te verilen üç farklı metal bolluğuna ait tablodan [M/H] = 0.0 olanı üzerinde yıldızlara ait X ve Y değerleri için iki boyutlu kübik spline interpolasyonu yapılmıştır. Her ne kadar [M/H] = + 1.0 olan tablo

A_p yıldızları için gerçeğe daha uygun gibi görünse de bulunan T_{North} a uygulanacak düzeltme blanketing etkisini hesaba katacağından [M/H] = 0.0 olan tablo kullanılmıştır (Hauck ve North, 1993).

İnterpolasyon sonucunda, HD 25267 için $\theta_{North} = 0.3872$ ve buradan itibaren,

$$T_{North} = 13017\ °K$$

$$T_{eff} = 816 + 0.86\ (13017)$$

$$T_{eff} = 12011\ °K$$

bulunur.

Yüzey gravitesi için herhangi bir düzeltme formülü bulunmadığından, log *g* nin hesaplanması için bu çalışmada [M/H] = +1 olan tablonun kullanımı daha uygun görülmüştür. Sıcaklık için yapılana benzer şekilde [M/H] = +1 olan tablo üzerinde log *g* değerleri üzerinden interpolasyon yapıldığında,

$$\log g = 4.083$$

olarak elde edilir.

Benzer şekilde HD 29305 için $\theta_{North} = 0.403$ ve

$$T_{North} = 12490\ °K$$

$$T_{eff} = 816 + 0.86\ (12490)$$

$$T_{eff} = 11560\ °K$$

ve

$$\log g = 4.446$$

elde edilir.

Kurucz' un yeni modelleri ve birçok standart yıldız kullanılarak Geneva fotometrik parametrelerinin, B ile orta–G spektrel tipleri arasında anakol ve anakolun hemen üzerindeki yıldızlar için T_{eff} , log *g* ve [M/H] açısından geliştirilmiş bir kalibrasyonu Künzli ve ark. (1997) tarafından verilmiştir. Bu yeni kalibrasyonun A_p yıldızlarına uygulanabilmesi için gerekli bir düzeltme formülü tarafımızdan verilmişti (bkz. XI. Ulusal Astronomi Kongresi Posterleri). Metod, Künzli ve ark. nın normal yıldızlar için hazırladığı programı A_p yıldızı için [M/H] = 0 alarak kullanıp elde edilecek sıcaklığa,

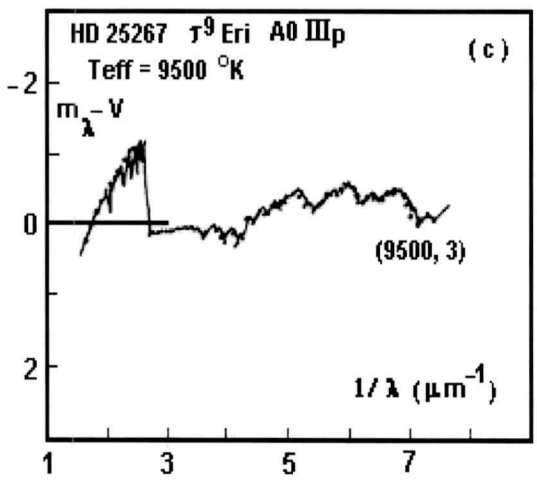
$$T_{eff} = 0.95 T_{Künzli} - 363$$

düzeltmesini uygulamaktan ibarettir. log g nin tayini için bir düzeltme olmadığından programda [M/H] = +1 alarak elde edilecek log g değerini kabul etmek uygundur.

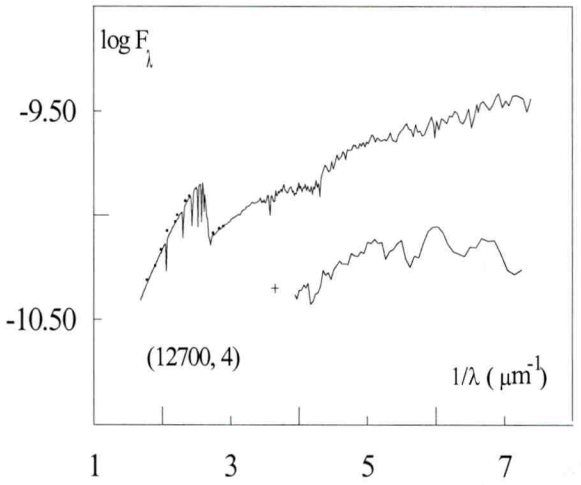
Tartışma ve Sonuç

Aşağıdaki tabloda bu çalışmada HD 25267 için elde edilen sonuçlar ve literatürde benzer veya aynı metodlarla elde edilmiş sonuçlar karşılaştırılmaktadır.

Tablodan, enerji dağılımlarının modellerle karşılaştırılması sonucunda Theodossiou' nun verdiği T_{eff} ve log g değerleriyle bu çalışmada elde edilen değerler arasında büyük fark olduğu görülmektedir. Şekil 4.a. Theodossiou dan alınmıştır. Şekilden görülebileceği gibi karşılaştırma yapılırken morötesinde bloklanan akının görsel bölgeye geri dağılımı gözönünde bulundurulmamıştır. Dolayısıyla morötesi bölgedeki düşüklük, düşük T_{eff} ve log g ye sahip bir modelle çakışmaya sebep olmuştur. Şekil 4.b. bu çalışmadaki karşılaştırmayı göstermektedir.



Şekil 4. a.



Şekil 4. b.

Diğer metodlarla bulunan sonuçlar arasında görülen ufak farklılıklar, sıcaklık ve yüzey gravitesi hesaplanırken farklı veri tabanlarının ve kalibrasyonların kullanılmasından kaynaklan-maktadır.

HD 29305 için bulunan sonuçların karşılaştırılması ise aşağıdaki tablodaki gibidir.

Literatürde aynı bir A_p yıldızına ait sıcaklıklar arasındaki farklar 2500 °K mertebesine varabilmektedir. Bu çalışmada bulunan sıcaklıklar arasındaki maksimum farklar HD 25267 için ΔT_{eff} = 388 °K ve HD 29305 için ΔT_{eff} = 526 °K dir.

Metod		Makale	Makaledeki değerler		Bu çalışmadan elde edilen değerler	
			T_{eff} (°K)	log g	T_{eff} (°K)	log g
Spektrofotometrik taramaların modellerle karşılaştırılması		Theodossiou & Danezis (1985, 1991)	9500	3	11760	4.0
Strömgren uvbyβ fotometrisi + Napiwotzki ve ark.'nın Kalibrasyonu	**[c_1] indeksine göre**	Faraggiana ve ark. (1996)	12079	-	12081	3.838
	[u-b] indeksine göre	Faraggiana ve ark. (1996)	12011	-	12148	3.84
Geneva fotometrisi + Hauck & North' un düzeltmesi		Faraggiana ve ark. (1996)	11890	4.07	12011	4.083
Geneva fotometrisi + bu çalışmada teklif edilen düzeltme		-	-	-	11970	4.03

Metod		Makale	Makaledeki değerler		Bu çalışmadan elde edilen değerler	
			T_{eff} (°K)	Log g	T_{eff} (°K)	log g
Spektrofotometrik taramaların modellerle karşılaştırılması		Theodossiou & Danezis (1985, 1991)	13500	3	12000	4.0
Strömgren uvbyβ fotometrisi + Napiwotzki ve ark.' nın Kalibrasyonu	**[c_1] indeksine göre**	Faraggiana ve ark. (1996)	-	-	11856	4.102
	[u-b] indeksine göre	Faraggiana ve ark. (1996)	-	-	12086	4.108
Geneva fotometrisi + Hauck & North' un düzeltmesi		Faraggiana ve ark. (1996)	-	-	11560	4.446
Geneva fotometrisi + bu çalışmada teklif edilen düzeltme		-	-	-	11567	4.39

KAYNAKLAR

Breger M., 1976, Catalog of Spectrophotometric Scans of Stars, Ap.J.S., 32, 7.

Cramer N., Maeder A., 1979, Luminosity and T_{eff} Determination For B-Type Stars, A&A, 78, 305.

Crawford D. L., Mandwewala N., 1976, Interstellar Reddening Relations in The UBV, uvby, and Geneva Systems, PASP, 88, 917.

Faraggiana R., Gerbaldi M., Delmas F., 1996, The Lambda 6708 Feature in A_p Stars, Ap&SS, 238, 169.

Hauck B., Mermilliod M., 1990, uvbyβ Photoelectric Photometric Catalogue, A&AS, 86, 107.

Hauck B., North P., 1993, Effective Temperature of A_p and A_m Stars From Geneva Photometry, A&A, 269, 403.

Jamar C., Macau-Hercot D., Monfils A., Thompson G. I., Houziaux L., Wilson R., 1976, Ultraviolet Bright-Star Spectrophotometric Catalogue, ESA SR-27.

Jaschek C., Jaschek M., 1990, The Classification of Stars, Cambridge Unv. Press.

Kaler J. B., 1989, Stars and Their Spectra. Cambridge University Press.

Kurucz R. L., 1979, Model Atmospheres For G, F, A, B and O Stars, Ap.J.S., 40, 1.

Kurucz R. L., 1970, ATLAS: A Computer Program For Calculating Model Stellar Atmopheres, SAO Special Report, No. 309.

Künzli M., North P., Kurucz R. L., Nicolet B., 1997, A Calibration of Geneva Photometry For B to G Stars In Terms of T_{eff}, log g and [M/H], A&AS, 122, 51.

Lecrone D. S., 1976, Properties of A_p Stars in The Ultraviolet IAU Coll. No.32, eds. W. W. Weis, H. Jenkner, H. J. Wood, Universitätssternwarte Wien, s. 465.

Leckrone D. S., Fowler J. W., Adelman S. J., 1974, The Enhancement of Ultraviolet Line Opacities in The Atmopheres of Peculiar A Stars, A&A, 32, 237.

Michaud G., 1970, Diffusion Processes in Peculiar A Stars, Ap.J., 160, 641.

Moon T. T., Dworetsky M. M., 1985, MNRAS, 217, 305.

Napiwotzki R., Schönberner D., Wenske V., 1993, On The Determination of Effective Temperature and Surface Gravity of B, A, and F stars Using Strömgren uvbyβ Photometry A&A, 268, 653.

North P., 1993, Chemically Peculiar Stars in Clusters: Upper and Lower Age Limits of CP Stars, Peculiar Versus Normal Phenomena in A-Type and Related Stars, IAU Coll. No. 138, eds. M. M. Dworetsky, F. Castelli, and R. Farggiana, s. 577.

North P., Nicolet B., 1990, A New Calibration of Geneva Photometry In Terms of T_e, log g and Mass For B Stars, A&A, 228, 78.

Rufener F., 1988, Catalogue of Stars Measured in The Geneva Observatory Photometric System (Fourth Edition), Observatorie de Genevé-CH-1290 Sauverny Switzerland.

Stepien K., Dominiczak R., 1989, Effective Temperatures of A_p Stars, A&A, 219, 197.

Strömgren B., 1966, Spectral Classification Through Photoelectric Narrow-Band Photometry, ARA&A, 4, 433.

Theodossiou E., 1985, MNRAS, 214, 327.

Theodossiou E., Danezis E., 1991, The Stellar Temperature Scale For Stars of Spectral Types From O8 to F6 and The Standard Deviation of The MK Spectral Classification, Ap&SS, 183, 91.

Wolf S. C., 1983, The A-Stars: Problems and Perspectives (NASA, Monograph Series on Nonthermal Phenomena in Stellar Atmospheres).

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.275-292

MM Herculis, Lambda Andromedae ve II Pegasi'nin 1999 Yılı Hα Gözlemleri

G. Taş
Ege Üniversitesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü
E-mail: tas@alpha.sci.ege.edu.tr, tas@astronomy.sci.ege.edu.tr

Özet

Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde uzun yıllardır yapılan fotometrik gözlemlerin yanı sıra, kromosferik aktif yıldızların en iyi örneklerinden MM Herculis, Lambda Andromedae ve II Pegasi'nin 1999 yılında tayfsal gözlemleri de yapılmıştır. II Peg hem tayfsal hem de fotometrik olarak çok çalışılmış bir yıldız olmasına rağmen diğer pek çok RS CVn sisteminden farklı olarak tayfında görülen doğrudan salmanın kökeni gibi sorular çözümlenmeyi bekemektedir. MM Her, gün katına yakın dönemiyle sönük bir sistemdir. Bu sistemin yapılmış yalnızca bir kaç tayf çalışması vardır. λ And ise uzun dönemli bir sitemdir. Bu güne kadar yapılan kapsamlı ve uzun süreli bir tayfsal çalışması yoktur. Literatürde Hα bölgesinde değişim göstermediği ifade edilmektedir.

1. Giriş

Güneş kromosferindeki manyetik ısınmanın en önemli göstergelerinden biri nötr hidrojenin Hα çizgisidir. Bu çizginin RS CVn türü yıldızlarda soğuk bileşen üzerindeki aktivite yapılarının iyi bir belirteci olduğu düşünülmekte (Nations and Ramsey, 1980) ve onların tayfında en baskın olarak gözlenen çizgi olmaktadır. Fotosferik aktivitenin yanı sıra hem orta ve üst kromosferdeki hem de geçiş bölgesindeki atmosfer koşullarına duyarlı olması Hα çizgisinin önemini arttırmaktadır. Çok büyük bir çeşitliliğe sahip olan güneş aktivite olayları da (örneğin plajlar, flareler, büyük alevler) Hα'da gözlenmektedir. Hα çizgisinin diğer bir önemi çok duyarlı bir flare belirteci olmasıdır (Byrne et al., 1995).

RS CVn türü sistemler için Hα gözlemlerinin önemi göz önüne alınarak, sistemin aktivite doğasını anlayabilmek üzere, RS CVn türü üç sistem, MM Her, λ And ve II Peg, 1999 yılında Catania Gözlemevi'nde tayfsal olarak gözlenmiştir. Her bir yıldızın Hα profilleri incelenerek sisteme ilişkin fiziksel özellikler belirlenmeye çalışılmıştır. MM Her'in literatürdeki üçüncü tayfsal çalışması olan bu gözlemlerle, onun aktivite düzeyi çalışılmıştır. λ And'ın literatürde uzun dönemli tayfsal çalışması yoktur ve bu yıldızın Hα'da değişim göstermediği önerilmektedir. II Peg tayfında doğrudan salma gösteren ender RS CVn sistemlerindendir ve bu salmayı oluşturan mekanizma hala tartışılmaktadır. Hα profillerinin incelenmesinin yanı sıra II Peg ve MM Her sistemlerinin dikine hız eğrileri de elde edilmiştir.

2. Gözlemler

Tayfsal gözlemler 19 Temmuz-30 Temmuz 1999 ve 16 Ağustos-5 Eylül 1999 tarihleri arasında olmak üzere iki ayrı gözlem aralığında, *Catania Astrophysical Observatory*'nin (Etna-İtalya) 91-cm çatal kurgu Cassegrain teleskobuna bağlı *Echelle Spektrografı* ile yapıldı. 1200 lines/mm echellette grating ve 79 lines/mm gratingden oluşan echelle cross-dispersion konfigürasyonuna sahip tayfçeker kullanılarak, orta çözümlemeli tayf elde edilmiştir. Slit genişliği, 550 μm ve kullanılan grating açısı (Hα için) 223:40 dır. Gözlemler, 5 order (tayf dizisi) üzerinde, 5860 Å ile 6700 Å dalgaboyu aralığını kapsayan bir tayf bölgesinde yapılmıştır. Bu dalgaboyu aralığı *Hα, Na doubleti ve He I* çizgilerini içermektedir. Kullanılan CCD, 1100x1100 (SITE Thinned back-illuminated) boyutlarındadır ve her bir pixelin boyutu 24 x 24 μm, pixel başına ayırma gücü ise 0.16 Å dür. Sistemin çözümleme gücü, $\lambda / \Delta\lambda \approx 14\,000$ ve Hα için $\Delta\lambda = 0.44$ Å dür. S/N, hava ve gökyüzü koşullarına bağlı olarak ≈30-100 arasındadır. Tayfsal gözlemlere ilişkin ayrıntılı bilgi Çizelge 1'de verilmiştir.

Tayfsal gözlemler için üç değişik standart yıldız seçimi yapılmıştır: 1) Aynı ya da çok benzer tayf türü ve ışınım gücü sınıfından değişim göstermeyen yıldızlar, değişen yıldızla karşılaştırma yapmak üzere seçilmiştir. MM Her, iki bileşeni de tayfda görülebilen bir sistem olduğu için her iki bileşene de uygun birer standart belirlenmiştir.

Çizelge 1. *Tayfsal gözlemlerde kullanılan değişen ve standart yıldızların gözlemsel özellikleri.*

Yıldız	Tayf türü	V (mag)	Poz süresi (s)	Poz sayısı
MM Her	G2 V/ K0 IV	9.55	3600-4200	16
51 Peg	G2.5 IV	5.49	1200	3
31 Aql	G8 IV	5.16	1200	7
II Peg	K2-3 V-IV	7.2	2700	24
ε Cyg	K0 III	2.5	300	9
λ And	G8 IV-III	3.7	600	28
μ Peg	G8 III	3.51	600	6
Alpha Ari	K2 III	2.00	180	8
Alpha Aql	A7 V	0.77	60	16

MM Her'in sıcak bileşeni için 51 Peg, soğuk bileşeni için 31 Aql; II Peg için ε Cyg; λ And için ise μ Peg standart yıldızlar olarak seçilmiştir. 2) Atmosferdeki su buharından kaynaklanan etkilerin tayflardan arındırılması için yüksek dönme hızına (245 kms^{-1}) sahip olan α Aql (Altair) tellürik çizgi standartı olarak seçilmiştir. Böylece dönmeyle genişlemiş tayf çizgilerinden dar, atmosfer kökenli çizgiler arındırılabilmiştir. Altair'in tayfındaki subuharı çizgileri Moore et al. (1966)'daki çizelgelerden belirlendikten sonra yıldız tayflarından temizlenmiştir. 3) Dikine hız değişimlerini elde etmek için dönme hızı iyi belirlenmiş bir yıldız, dikine hız standartı olarak kullanılmıştır. Bu standart

Astronomical Almanac yardımıyla belirlenmiştir. Gözlemlerde dikine hız standartı olarak kullanılan yıldız α Ari (Hamal) dir.

Gözlem zamanları, yıldızların tüm evrelerini iyi bir şekilde kaplayacak şekilde ayarlanmış ve her evrede bir tayf alınmasına özen gösterilmiştir. Gözlemlerde elde edilen tayfların indirgenme işlemleri için *Image Reduction and Analysis Facilities* (IRAF) kullanılmıştır. İndirgeme için izlenen adımlar şunlardır: Bias, saçılmış ışık ve flat düzeltmesi, dalgaboyu kalibrasyonu, sürekliliğe normalizasyon.

Analiz işlemleri ise *The Interactive Data Language* (IDL) kullanılarak yapılmıştır. Kozmik ışın ve atmosferik etkilerden arındırılmış yıldız tayflarından standart tayfları çıkarılarak, yıldızların aktivitesi ve Hα çizgilerindeki değişimler araştırılmıştır. Bunun için öncelikle, seçilen standart yıldızlara değişen yıldızların dönme hızı uygulanarak dönmeden kaynaklanabilecek genişleme etkileri aynı hale getirilmiştir. Değişen yıldızların yörünge konumları da standarta uygulanarak tayf çizgilerindeki kayma düzeltilmiştir. Böylece standart yıldızlar kullanılarak, değişen yıldızlar için sentetik bir tayf elde edilmiştir.

MM Her'in sıcak ve soğuk bileşeni için 1999 yılında Catania Gözlemevi'nde yapılan tayfsal gözlemlerden elde edilen, sırasıyla, 10 ve 18 kms^{-1} lik dönme hızları, 51 Peg ve 31 Aql'ya uygulanmıştır. MM Her'in yörünge ve fiziksel parametreleri Evren (1987)'den alınmıştır. MM Her'in herbir gözlem noktasının evresi, Taş (2000)'den alınan yeni ışık ögelerine göre hesaplanmıştır;

$$\text{Min I= JD (Hel) } 24\,45551.4274+7^{g}.960326xE$$

Sıfır evrede, aktif ve daha soğuk olan bileşen bizim bakış doğrultumuzdadır.

II Peg'in ışık ögeleri ve fiziksel parametreleri Berdyugina&Tuominen (1998)'den alınmıştır;

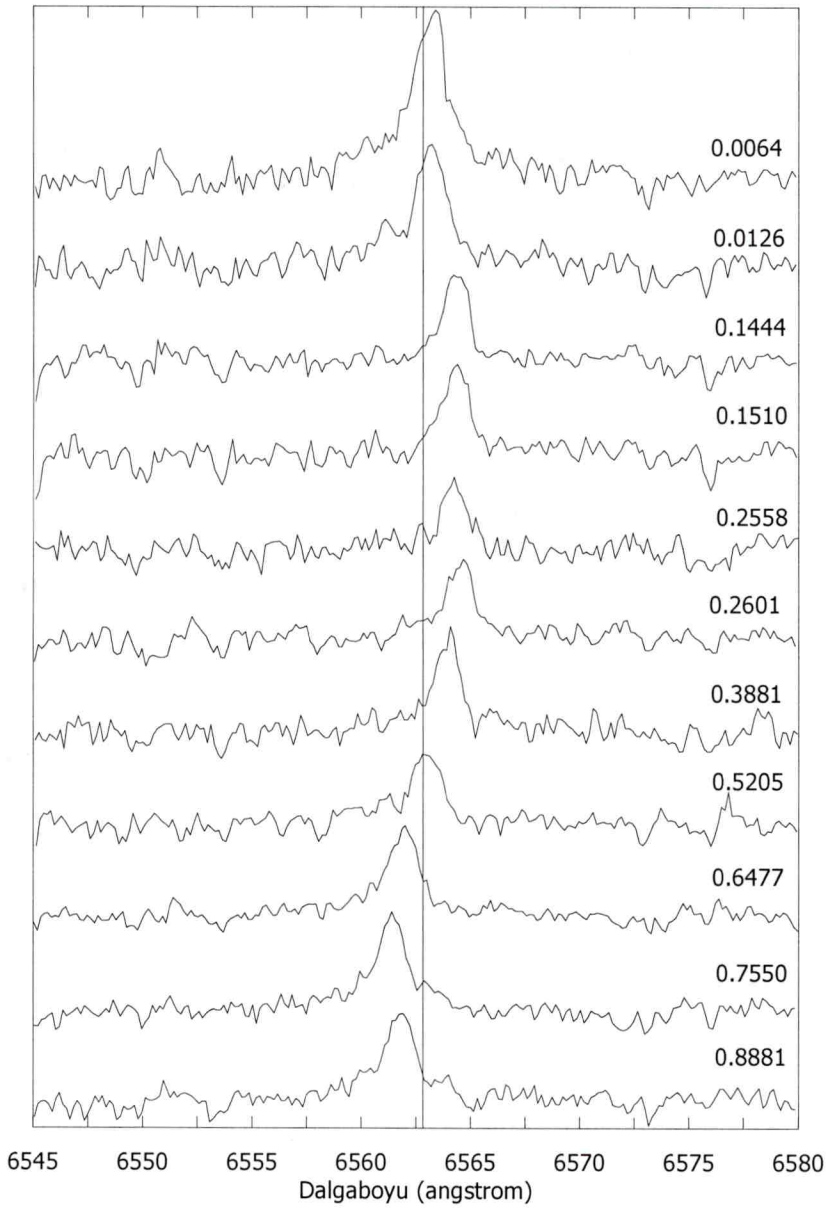
$$\text{JD (Hel)} = 2449582.9268+6^{g}.724333xE$$

Standart yıldıza uygulanmak üzere kullanılan II Peg'in dönme hızı, vsini = 23.1 km/s, Fekel (1997)'den alınmıştır.

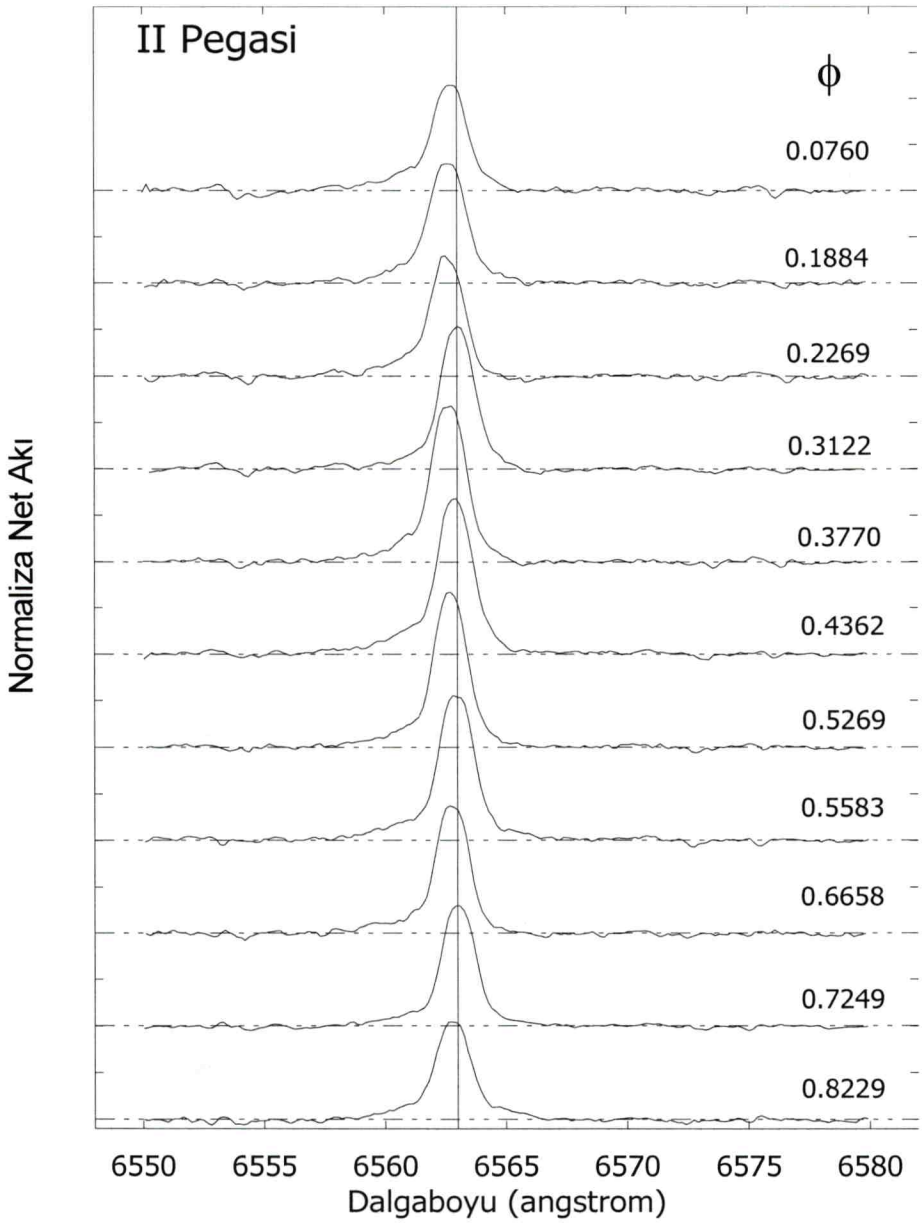
λ And'ın dönme hızı, vsini=6 km/s, Strassmeier et al. (1993)'dan alınmıştır. λ And eşzamanlı dönmeyen bir çift sistemdir ve bu yüzden hem fotometrik hem de yörünge dönemine göre gözlemsel veri tartışılmıştır. Bu amaçla kullanılan ışık ögeleri sırasıyla;

$$T(0)=2443829.2,\ P(\text{fotometrik})=53^{g}.95 \text{ (Henry et al., 1995)}$$

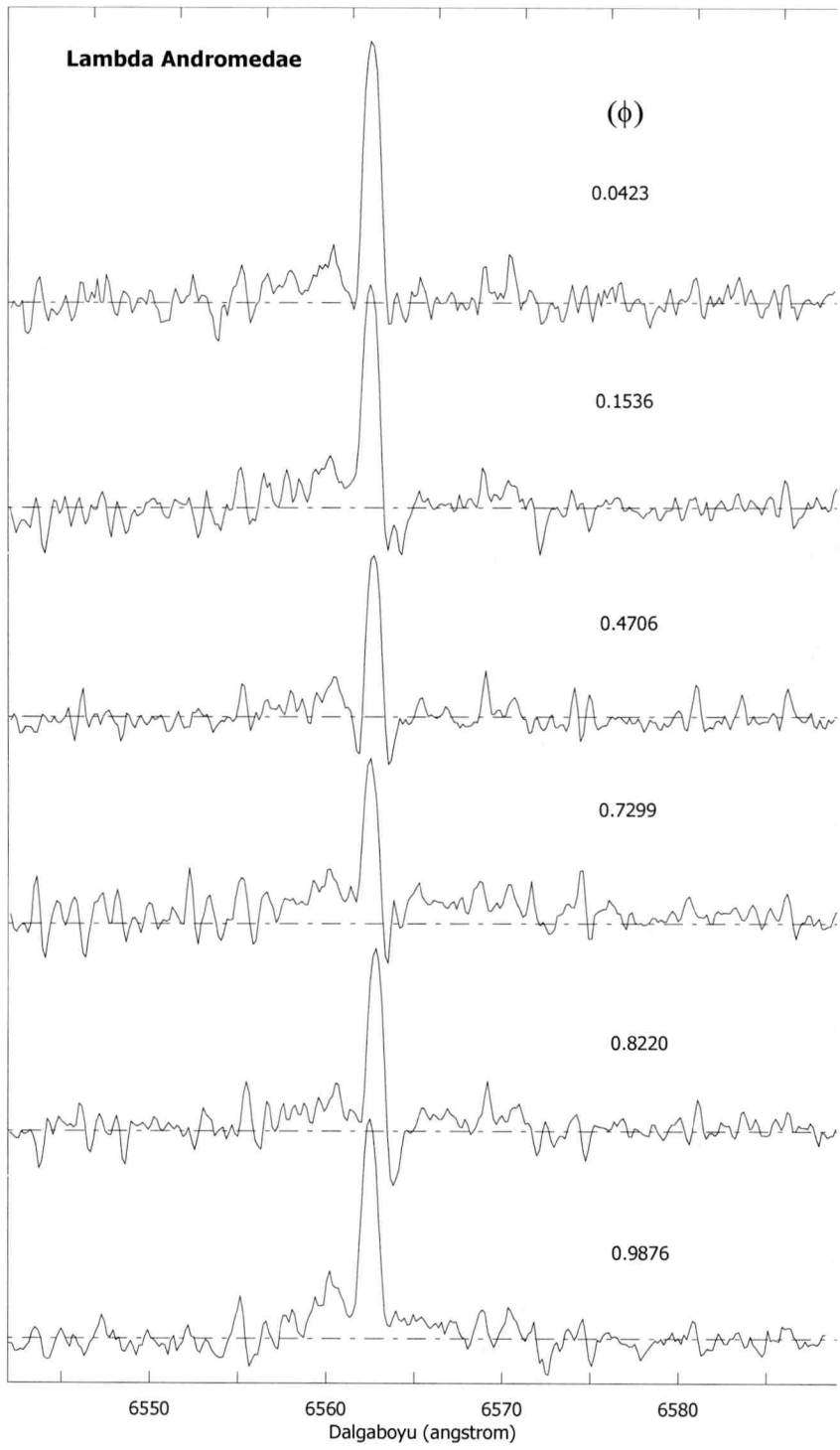
T (ikinci bileşen arkada)=29199.994, $P(\text{yörünge})=20^{g}.5212$ (Strassmeier et al., 1993)'dan alınmıştır.



Şekil 1. *MM Her'in 1999 yılında elde edilen tüm Hα profilleri.*



Şekil 2. *II Peg'in 1999 gözlemlerinden elde edilen bazı Hα profilleri.*



Şekil 3. *Lambda Andromedae'nın elde edilen Hα profillerinden bazı örnekler.*

Kayma ve genişleme etkilerinden arındırılmış sentetik tayf ile değişen tayfı arasındaki fark alınarak sistemlerin aktif bileşenlerinin aktivite karakterleri çalışılmıştır.

Tayfsal gözlemlerle elde edilen bazı Hα profillerinin fotometrik dönemden hesaplanan evreye göre değişimi MM Her, II Peg ve λ And için sırasıyla Şekil 1, 2 ve 3'de gösterilmektedir. Yatay eksen dalgaboyu (Å biriminde) ve düşey eksen net normalize akı değerleridir. Herbir profilin sağ üstünde yazan sayılar o tayfın alındığı evreyi göstermektedir. Hα profilinin rest konumu tam olarak 6562.816 Å'e karşılık gelmektedir ve şekillerde düşey bir çizgiyle gösterilmiştir. Tayf profilleri, sistemin kütle merkezine ve Güneş'e göre olan hızına göre düzeltilerek, güneş merkezli hale getirilmiştir. Çizgi profillerinin maksimumunun, Hα'nın rest konumu çevresindeki hareketinin nedeni ise bileşenlerin yörünge hareketidir.

Elde edilen tayfsal veri, IRAF'ın program paketlerinden biri olan ***fxcor*** kullanılarak, dikine hız hesabında kullanılmıştır. Fxcor, cross-correlation yöntemiyle çalışmaktadır. Bu yöntem Gunn et al. (1996) tarafından ayrıntılı olarak anlatılmaktadır.

Fxcor kullanılırken, aktiviteden kaynaklanacak çizgi bozulmalarının dikine hız hesabına yapacağı etkiyi ortadan kaldırmak için, aktiviteye duyarlı çizgiler hesaplamaya katılmamaktadır. Bunun için bu çalışmada Hα, Na I ve He I çizgilerine ilişkin dalgaboyu aralıkları ayıklanmış ve beş tayf dizisinde de geriye kalan dalgaboyu aralıklarında bulunan tüm çizgiler üzerinden dikine hız hesaplanmıştır. Bu yöntem son zamanlarda bazı araştırmacılar tarafından yaygın olarak kullanılmaktadır (örneğin Fekel et al. 1999).

3. Sonuçlar

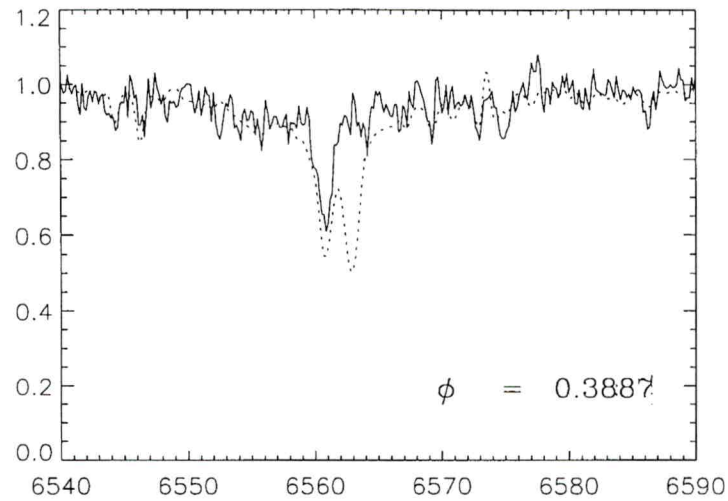
3.1 MM Her

a) MM Her'in Hα profil özellikleri

Çok sönük olan MM Her için uzun poz süresi verilmesi gerekliliği, onun tayfının fazlasıyla atmosferik etkiyle karşı karşıya kalmasına neden olmuştur. Ayrıca tayfsal çözümleme gücü, böylesi sönük bir sistem için düşük kalmış ve süreklilikte gürültü oranı çok yüksek olmuştur. Tayfdaki gürültünün yüksek olması MM Her'in tayf profillerini incelemeyi zorlaştırmaktadır. Daha yüksek çözümleme gücüyle yapılacak tayfsal gözlemler, tayf profillerinden yıldızın atmosferine ilişkin modellemeler yapmayı ve Hα karakteristiklerini belirlemeyi sağlayabilir. Ancak şekildeki çizgi profillerine bakıldığında Hα'nın kendini salma olarak gösterdiği görülür. Bu görünüş, MM Her'in soğuk bileşeni üzerindeki aktivite yapılarının varlığını kuvvetli bir şekilde gösterir. Bu salma artığının nedeni kuvvetli aktiviteye yorumlanmaktadır (Montesinos et al. 1988). İkinci bileşene ait bazı çizgi profillerinde de zayıf salma özelliği görülmekle beraber (Şekil 4) bu özellik ikincinin aktif olup olmadığı konusunda ayrıntılı bilgi vermemektedir.

Şekil 4'de MM Her'in 0.3887 evresinde elde edilen tayf profilini göstermektedir. Kesikli çizgi standart yıldıza, sürekli çizgiler ise değişen yıldıza ait profilleri temsil etmektedir. Sağ tarafta içi salmayla dolu olarak görülen soğurma profili MM Her'in baş bileşenine, solda ve çok az salmayla dolu olarak görülen profil ise ikinci bileşenine ilişkindir. Şekilden görüldüğü gibi ikinci bileşen tam olarak soğurma profili

vermemektedir. Ancak bu özelliğin sürekli görülüp görülmediğinin belirlenebilmesi için ikinci bileşenin de tayfda görülebileceği evrelerde daha fazla tayfsal gözlemin yapılmasına gereksinim vardır.

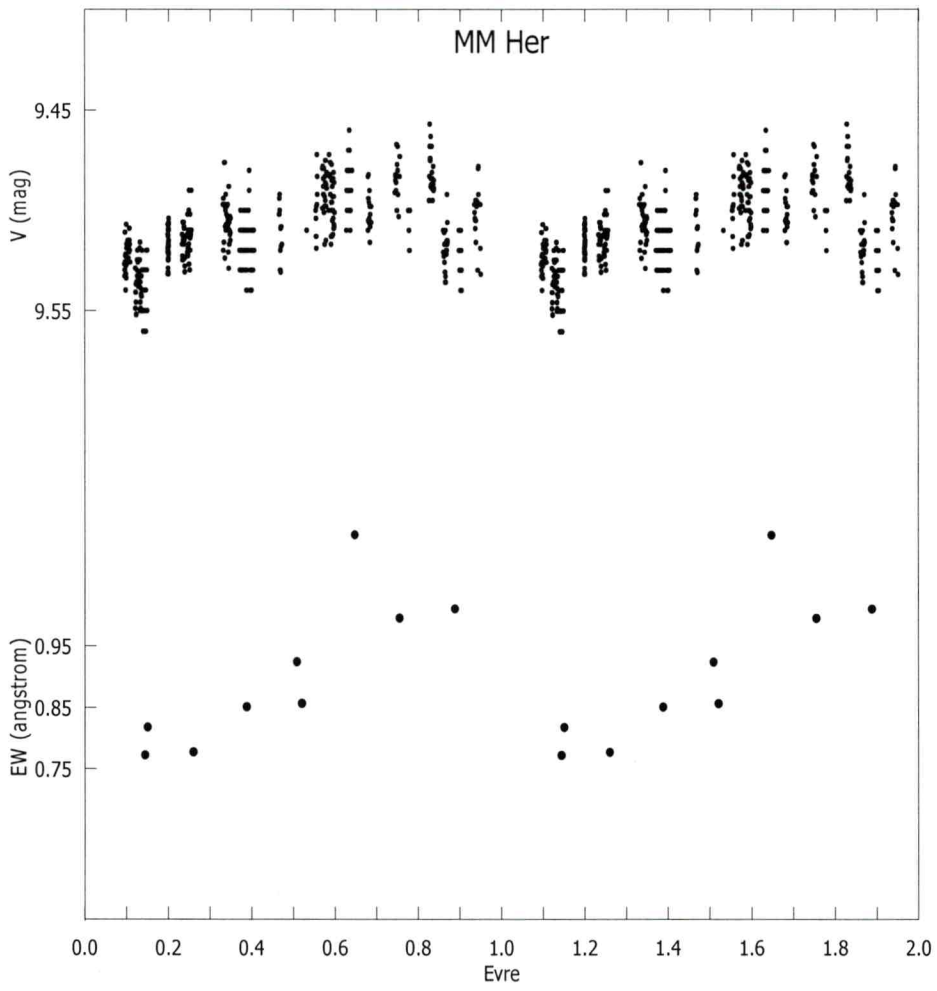


Şekil 4. *MM Her'in 0.3887 evrede alınmış tayfının (sürekli çizgi), sentetik tayfla (kesikli çizgi) karşılaştırması. Tayf profilinin daha kısa dalgaboyuna yerleşmiş sol bileşeni, MM Her'in sıcak bileşeni tarafından üretilmketedir.*

b) MM Her'in Hα eşdeğer genişlik değişimi

MM Her'in standart yıldızla çizgi profilleri farkı alındıktan sonra elde edilen ve baş bileşenin aktifliğinin göstergesi olan salma profilinden hesaplanan eşdeğer genişlik (EW) değerleri, evreye karşı noktalanmış ve 1999 yılı için MM Her'in EW değişimi bulunmuştur. Bu değişimin genliği 0.25 Å dür. MM Her sisteminin 1999 yılında EÜ Gözlemevi'nde yapılmış fotometrik gözlemlerinden elde edilen tutulmalardışı ışık değişimi küçük genlikli bir değişim göstermektedir ($0^m.05$). Sistemin aktiflik durumunu belirleyebilmek için EW değişimi ile ışık eğrisinde görülen değişim karşılaştırılmıştır. Şekil 5'de, 1999 gözlem sezonunda elde edilen EW değişimi ile tutulmalardışı V ışık değişimi gösterilmektedir.

Tayfta yıldızın çizgi profillerinin salma özelliği göstermesi yıldızın üzerinde aktivite yapıları bulunduğuna işaret etmektedir. EW değişimini veren eğrinin maksimumu, aktivitenin en kuvvetli olduğu evreye karşılık gelmelidir. Dolayısıyla ışık eğrisiyle EW değişiminin zıt yönlü olması beklenir. MM Her'in EW değişimi için yukarıda sözedilen zıt ilişkinin tersine yaklaşık aynı yönlü bir değişim göze çarpmaktadır. Bunun anlamı, Hα'da gözlenen aktivite maksimum olduğunda, sistem en parlaktır. Buradan, MM Her'in üzerindeki fakula yapılarının, Hα bölgedeki etkisinin lekeler kadar hatta daha fazla olduğu sonucuna ulaşıyoruz. MM Her üzerindeki fakula etkisi ilk Evren and Taş (1999) ve Taş et al. (1999) tarafından ifade edilmişti.

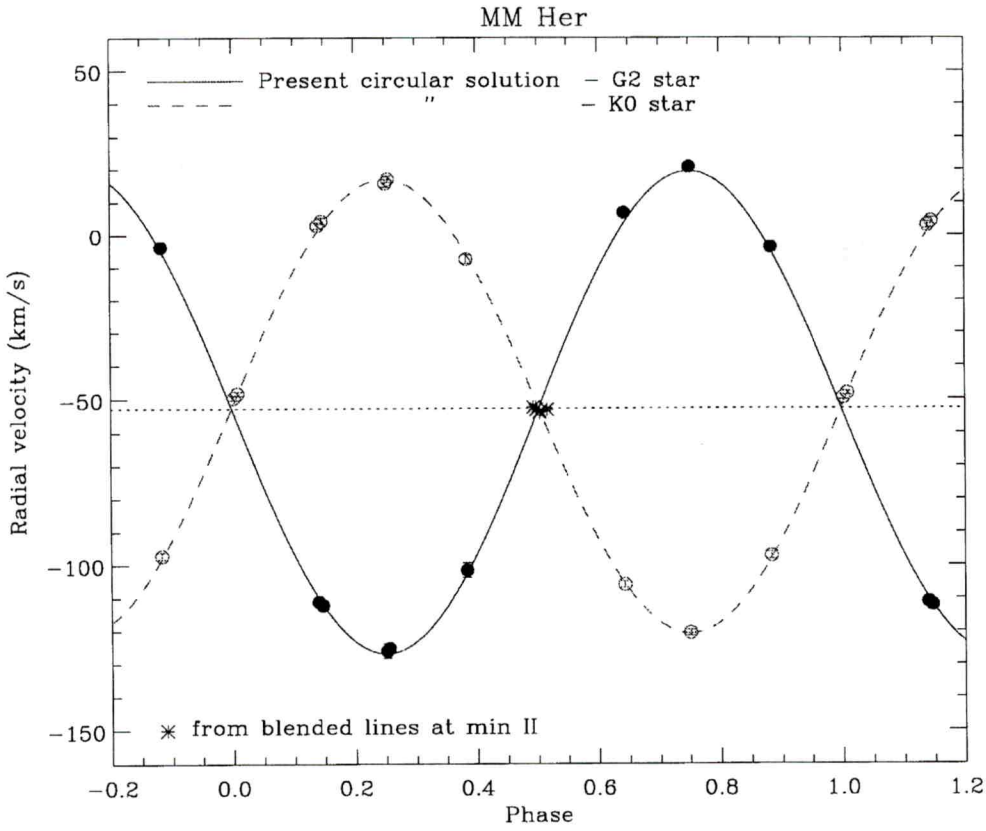


Şekil 5. *MM Her'in V süzgecindeki tutulmalardışı ışık değişiminin ve Hα profillerinden elde edilmiş eşdeğer genişlik (EW) değişimleriyle karşılaştırılması.*

c) MM Her'in dikine hız değişimi

MM Her'in evreye karşı dikine hızlarının noktalandığı dikine hız eğrisi Şekil 6'da görülmektedir. 0.0 evrede yalnız baş bileşen bakış doğrultumuzda olup bize en yakındır.

Bu eğriye sinüs fit uygulanarak sisteme ilişkin yeni parametreler bulunmuştur. MM Her'in dikine hız hesabına ilişkin bu çalışmadan başka literatürde Imbert (1971) ve Hall and Ramsey (1992)'ye ait olmak üzere iki çalışma daha vardır. Bu çalışmada bulunan yeni yörünge ögeleri Çizelge 2'de verilmektedir. Çizelgede γ, sistemin kütle merkezinin hızını; K, dikine hız eğrisinin genliğini; a, bileşenlerin yarı büyük eksen uzunluğunu; M, kütleyi göstermektedir. Parametrelerin gösteriminde kullanılan h alt indisi, sıcak bileşeni; c alt indisi ise soğuk bileşeni göstermek için kullanılmıştır.



Şekil 6. *MM Her'in dikine hız eğrisi.*

3.2 II Pegasi

II Peg, tayfında doğrudan salma özelliği gösteren çok aktif bir RS CVn yıldızıdır. Bu özelliğin nadiren görüldüğü sistemlere örnek olarak UX Ari ve V711 Tau verilebilir. II Peg'in tayfsal gözlemlerinden elde edilen 24 tayfı vardır. S/N oranı yaklaşık 100 dür. Gözlemlerde verilen poz süresi 2700 s dir. II Peg'in literatürde verilen tayf türü ve ışınım gücü sınıflarına uygun olarak belirlenen dört standart yıldız (HR 753,

Çizelge 2. *MM Her'in dikine hız değişiminden elde edilen yörünge ögeleri.*

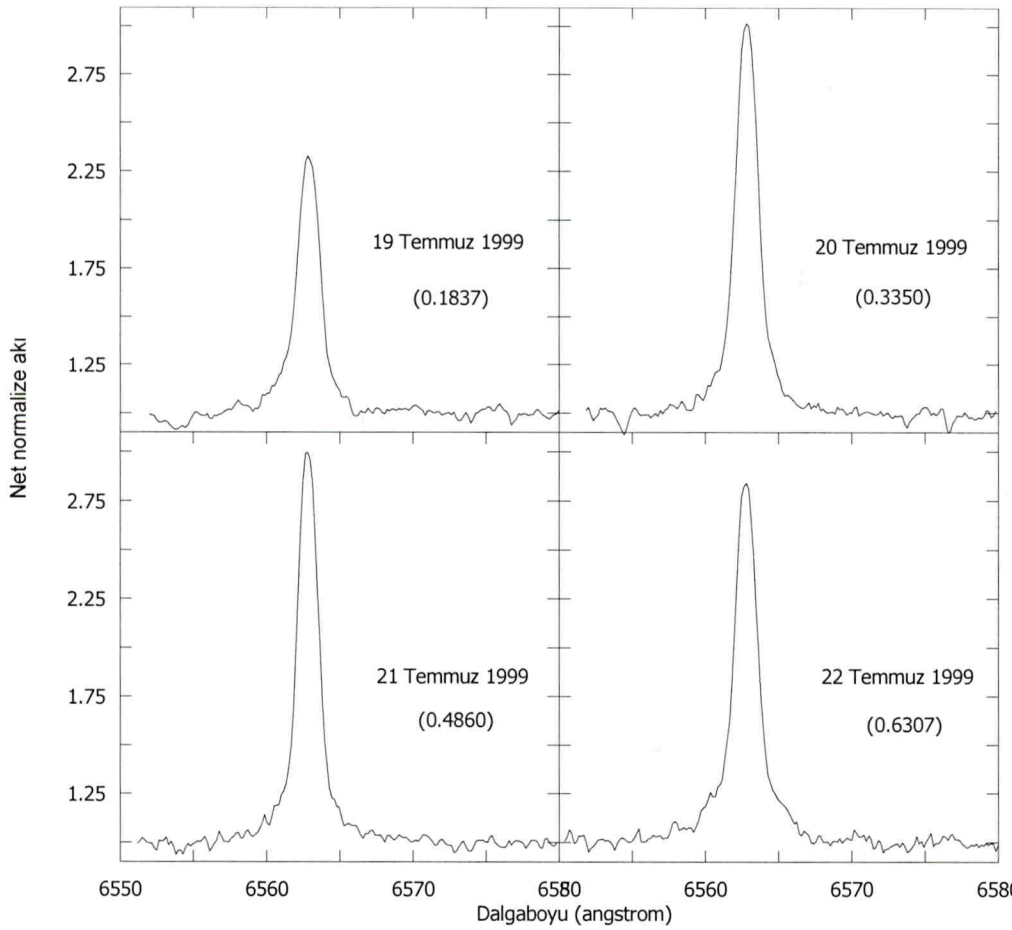
γ (kms^{-1})	-52.79 ± 0.41
K_h (kms^{-1})	73.11 ± 0.66
K_c (kms^{-1})	68.84 ± 0.43
M_h/M_c	0.942 ± 0.012
$a_h sini$ (km)	$8.002 \times 10^6 \pm 7.17 \times 10^4$
$a_c sini$ (km)	$7.536 \times 10^6 \pm 4.75 \times 10^4$
$M_h sin^3 i$ ($M_\odot$)	1.144 ± 0.018
$M_c sin^3 i$ ($M_\odot$)	1.215 ± 0.023

δ Cep, ε Cyg ve 31 Aql) gözlenmiş ve bunlardan II Peg'in gözlemleriyle en iyi uyumu veren ε Cyg standart olarak kullanılmıştır. II Peg'in tayfı incelendiğinde görülen bazı çok belirgin özellikler vardır: çok büyük bir salma profili, geniş kanatlar ve mavi dalgaboyu tarafına doğru asimetri yapan bir çizgi profili. Çizgi profillerinin asimetrisi çoğunlukla madde atımı ya da disk varlığına atfedilen bir özelliktir.

II Peg'in karakteristik profil özelliklerinin yanı sıra 1999 yılı gözlemleri süresince tüm diğer profillerden daha farklı özelliğe sahip beş tayf profili vardır. Bunlar 20 Temmuz ile 22 Temmuz arasında alınan tayflardan elde edilmiştir. Diğer tayf profillerine göre bu tarihler arasında II Peg'in salma kanatları çok kuvvetli bir şekilde *salmayla şişmiş* görünmektedir. Bu günlere ilişkin tayf kesitlerinden hesaplanan EW değerleri çok büyüktür ve aktivitenin yüksek derecede olduğuna işaret ederler. Literatürde böylesi tayfsal bir özelliğin flare belirteci olabileceği önerilmektedir. Bu yüzden yüksek EW li noktalar flare olayına işaret ediyor olabilir. Şekil 7'de flare öncesi ve flare anına ilişkin profiller gösterilmektedir. Flare olayının oluşumu öncesi ve sonrasını bu şekilden incelemek olasıdır. Şekilde 19 Temmuz gözleminde II Peg'in Hα profilinin kanatları sürekli zeminle beraberdir. 20 ve 21 Temmuz'da kanatların hem mavi hem de kırmızı tarafı salmayla şişerek sürekliliğin üzerine çıkmıştır. 22 Temmuz'da bu şişme maksimum düzeydedir. Bu günlere ilişkin eşdeğer genişlik değerleri de II Peg'in aktivitesinin normal düzeyde seyrinden daha yüksektir. Şekil 8'de leke aktivitesinden dolayı ortaya çıkan EW değişiminin yanı sıra daha enerjik bir olayın göstergesi olan yüksek EW değerleri açık olarak görülmektedir. Bu değerler aynı evrelerde elde edilen diğer EW'den daha yüksek kalmaktadır ve dolayısıyla *uzun süreli ve düşük yeğinlikli bir flare* olarak düşünülebilir (Catalano, 1999).

II Peg'in tayfsal gözlemleriyle elde edilen Hα profillerinin standartla karşılaştırması yapıldıktan sonra elde edilen excess salma profillerinden EW değerleri hesaplanmış ve Şekil 8'de fotometrik evreye göre işaretlenmiştir. Her bir EW değeri doğrudan aktivite göstergecidir ve dolayısıyla aktivitenin maksimum olduğu evrede EW değerleri en büyük olacaktır. 1999 yılında II Peg'in eşzamanlı fotometrik ve tayfsal gözlemleri yapılmıştır. Böylece bu yıldızın tayfsal ve fotometrik özellikerini karşılaştırmak olası olmuştur. II Peg, 1999 yılında oldukça aktif görünmektedir, ışık eğrisinin genliği $0^m.48$'dir. Şekil 8'de fotometrik olarak en sönük olduğunda EW değişiminin maksimum olduğu görülür. Işık eğrisini söndüren etki kuvvetli leke aktivitesidir. Fotometrik ve tayfsal değişimin karşılaştırmasından EW değişiminin evreye bağlı olduğunu ve bu değişimin nedeninin lekeler olduğunu söyleyebiliriz. Fotometrik ve tayfsal veri arasında bulunan ilişki, II Peg'in, tayfsal olarak (EW değişiminin genliği 1.49 Å) olduğu kadar fotometrik olarak da 1999 yılında çok yüksek aktivite düzeyine sahip olduğunu göstermektedir.

II Peg'in tayfsal verisinden IRAF'ın fxcor paketi kullanılarak dikine hız hesabı yapılmıştır. Tek çizgili tayfsal bir sistem olan II Peg'in dikine hız değerleri fotometrik evreye göre Şekil 9'da noktalanmıştır. En küçük kareler yöntemi kullanılarak bu noktalara fit uygulanmıştır. II Peg'in elde edilen yeni yörünge ve fiziksel parametreleri Çizelge 3'de verilmiştir.

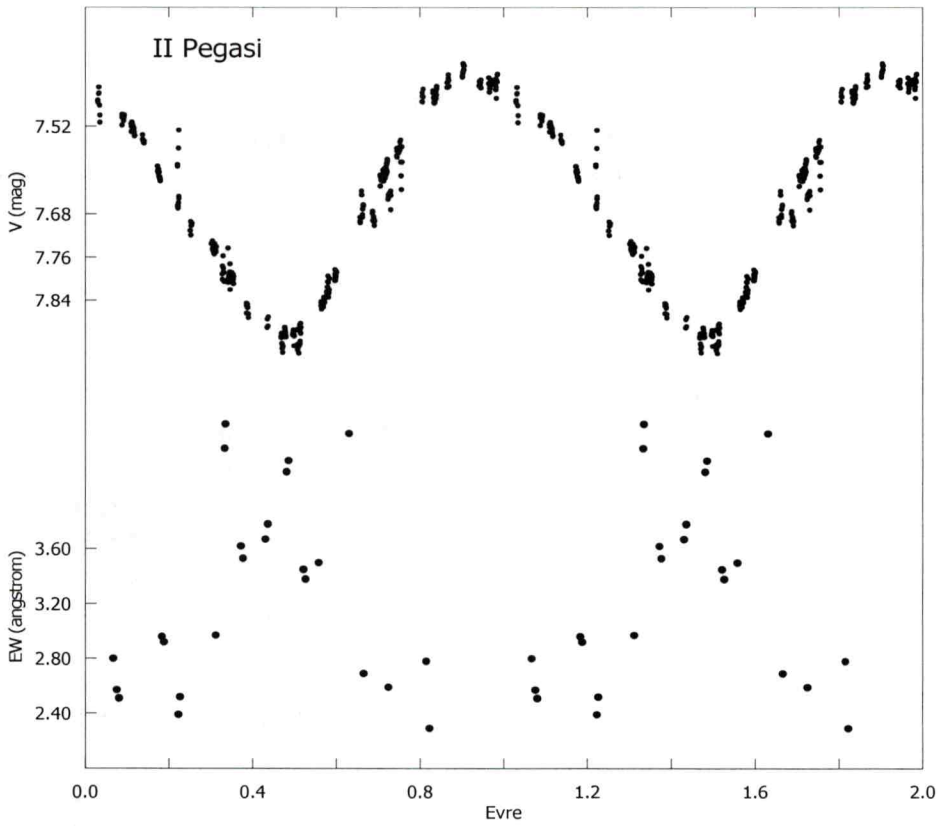


Şekil 7. *II Pegasi'nin flare öncesi ve flare günlerine ilişkin tayflarından kesitler. Her kutu içinde, tayfın alındığı gün ve evresi belirtilmiştir.*

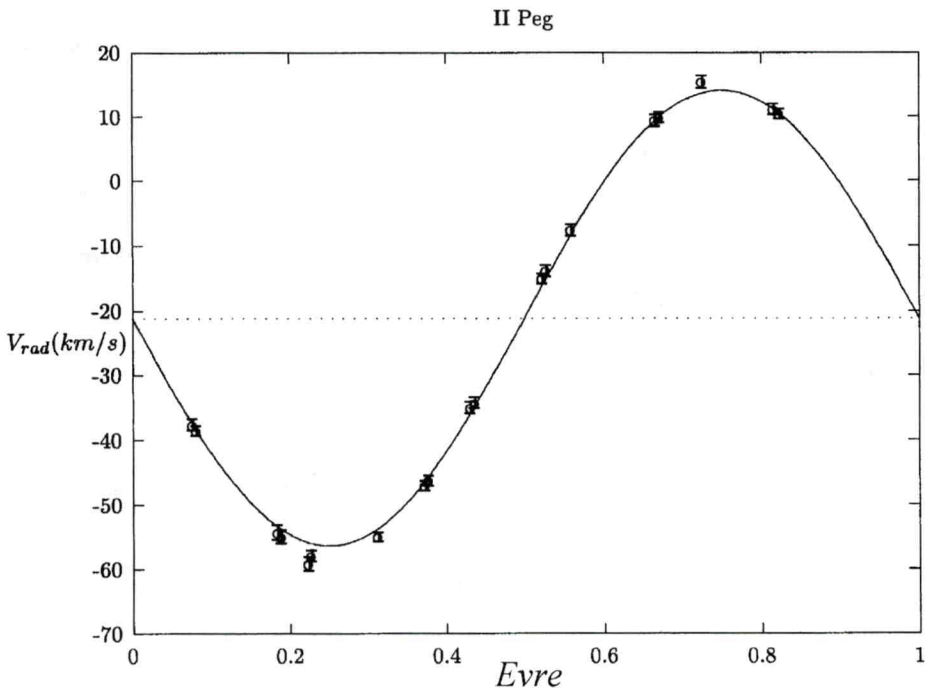
Çizelge 3. *II Peg'in dikine hız değişiminden elde edilen yörünge ögeleri.*

γ (kms^{-1})	-21.2 ± 0.7
K (kms^{-1})	36.3 ± 0.2
Asini (km)	3.36×10^6
f (m)	0.033

Tek çizgili tayfsal bir çift olan II Peg'in aktif ve büyük yarıçaplı bileşeni, diğer RS CVn türü sistemlerden farklı olarak, daha sıcak olandır. Soğuk olan küçük yarıçaplı bileşen tayfda görülmez. Kütle oranı için bulunan değer bize ikincinin çok küçük kütleli bir yıldız olduğunu göstermektedir. Berdyugina et al. (1998), ikinci bileşeninin 0.4 $M_\odot$ kütleli M0-M3 V tayf türünden bir yıldız olabileceğini ifade etmektedir.



Şekil 8. *II Pegasi'nin ışık (üst panel) ve EW (alt panel) değişiminin karşılaştırılması.*



Şekil 9. *II Peg'in dikine hız değişimi.*

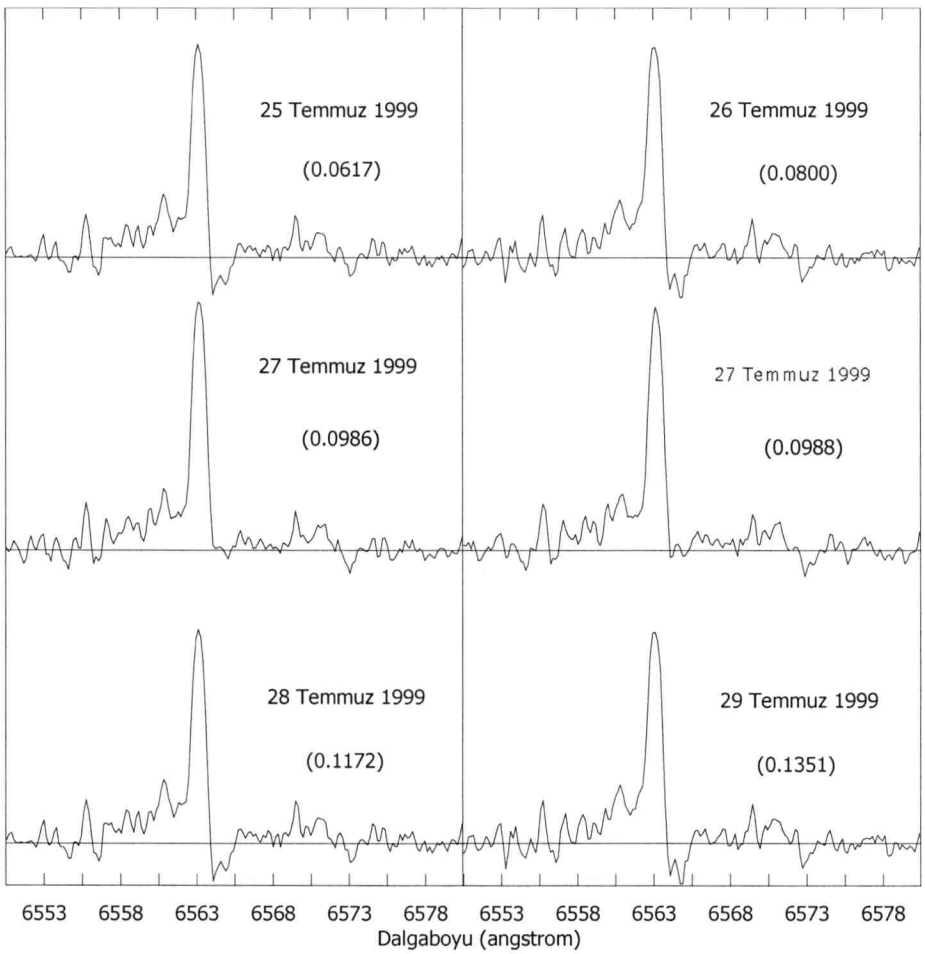
3.3 Lambda Andromedae

λ And, tek çizgili tayfsal bir çifttir. Uzun dönemli ve eş yönlü dönmeyen bir RS CVn çifti olan bu sistemin bugüne kadar yapılan çok fazla Hα çalışması yoktur. Tüm evreleri çok iyi içerecek bir gözlem programı ile ancak tayfsal ve fotometrik değişimin karşılaştırması mümkün olacaktır. Ancak λ And'ın yaklaşık 20.5 günlük yörünge ve 54 günlük fotometrik dönemi, uzun süreli bir gözlem programı gerektirmektedir. λ And bu amaçla 1999 yılında uzun süreli olarak gözlem programına alınmasına rağmen bazı elverişsiz geceler nedeniyle tüm evreleri kaplayacak şekilde tayfsal olarak gözlenememiştir. 18 gözlem gecesinde 28 tayf elde edilmiş ve her tayf için 600 s. poz süresi verilmiştir. İndirgeme işlemlerinde kullanılmak üzere gözlenen standart yıldız μ Peg'dir. S/N oranı ise 100 civarıdır. λ And Hα bölgede çok aktif bir görüntü sunmaz. Ancak standarla tayfı arasında fark alındıktan sonra kromosferik aktiviteden kaynaklanan salma açık bir şekilde görülür. Genelde çizgiler asimetri göstermemektedir. Fakat bazen kanatlarda sürekli zemin üzerine şişme şeklinde kendini gösteren özellik profillerde asimetri oluşturuyor. Genellikle bu şişme kanatların mavi tarafında ortaya çıkmaktadır. Kanatlarda sürekli zeminin üstüne yükselen salma bazen yer değiştiriyor ya da her iki kanatta da görülüyor. Bazen de daha ilginç bir hal alıyor ve salma soğurma içine gömülüyor, kanatlardaki salmayla dolu şişkinlik yok oluyor ve kanatlar sürekliliğin altına iniyor. Bu özellik, Şekil 10'da gösterilmektedir. Şekilde yatay eksen dalgaboyu ve her çizgi kesitinin sağ üstünde yazılı olan sayılar ise o tayfın alındığı evreyi göstermektedir. λ And'da bu özelliğin rapor edildiği bir başka yayın ve uzun dönemli gözlem olmadığı için bu özelliğin evreye bağlı olup olmadığını söylemek şu an için mümkün değildir. Buna benzer bir özelliği λ And'ın yaklaşık iki katı döneme sahip olan diğer uzun dönemli bir RS CVn yıldızı HR 7428 de göstermektedir; ancak bu özellik HR 7428'de daha baskın olarak görülmektedir. Hem λ And hem de HR 7428, kütle atımı ya da yıldızı çevreleyen bir diskin olduğu düşünülen sistemlerdir. Ancak sürekli zemin üzerine şişen ve zamanla soğurma içine gömülen salma görüntüsünün oluşma nedeni henüz bilinmemektedir (Catalano 1999).

27 Temmuz'a ait iki nokta, diğer Hα profillerinden farklı olarak çok daha büyük EW değerine sahiptir. Bu gecede yapılan gözlemler, yüksek enerji çıkışına ilişkin *flare* gibi bir olayla ilişkili olabilir (Catalano, 1999). Flare öncesi ve sonrasını içeren çizgi profilleri Şekil 11'de gösterilmiştir. Şekilde 25 ve 26 Temmuz ile 28 ve 29 Temmuz günleri elde edilen profiller, flare olayının gerçekleştiği 27 Temmuz gününe ait iki profille beraber sunulmaktadır. Şekildeki yatay sürekli çizgiler sürekli zemini belirtmektedir. Hα profilleri ise indirgeme işlemi sonrası elde edilen salma artığıdır. Düşey eksen net normalize akı eksenidir.

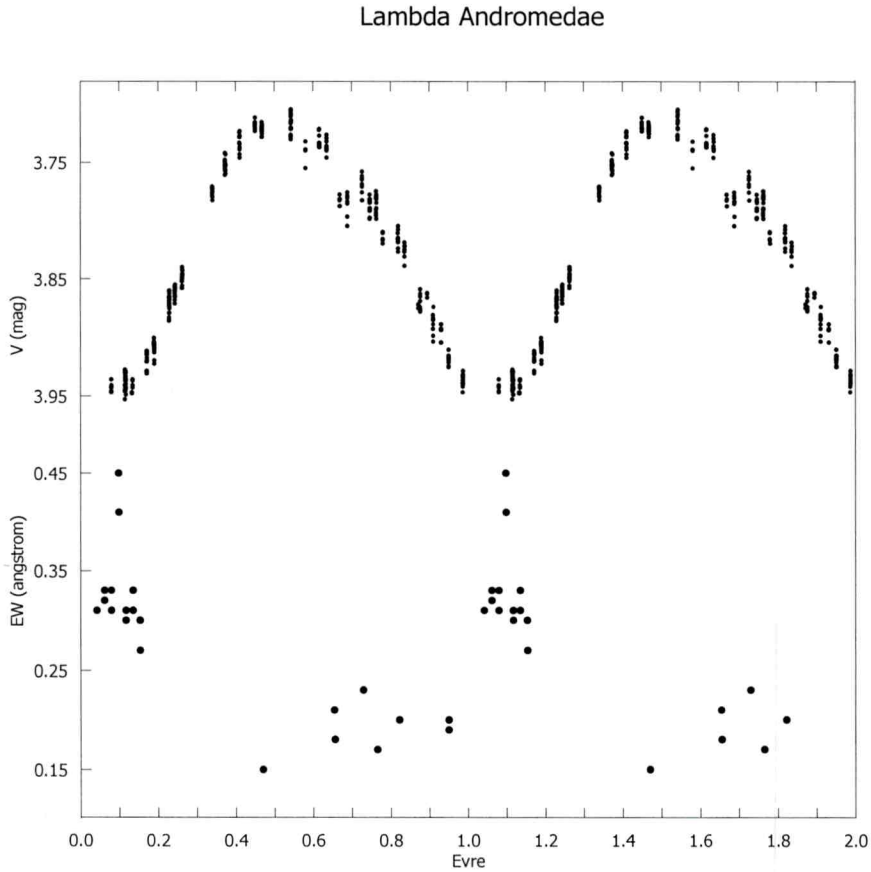
25 ve 26 Temmuz 1999 günleri elde edilen profiller λ And'ın diğer Hα profilleri gibi mavi tarafa doğru asimetriktir. 27 Temmuz günü Hα profilinin kırmızı kanat tarafı da salmayla dolarak sürekli zemine kadar yükselmiştir. Mavi tarafdaki salmanın miktarı da artmıştır. Bu tayfa ilişkin EW değeri de diğer tayflardan farklı olarak çok yüksektir. 27 Temmuz gecesi arka arkaya iki tayf alınmış olması bu yüksek değerlerin yıldızda gerçekleşen fiziksel bir olaya ait olduğunu, aletsel ya da atmosferik bir etki olmadığını desteklemektedir. Sonraki iki gece (28 ve 29 Temmuz 1999) Hα profilinin kanadının

kırmızı tarafı tekrar sürekli zemin altına gömülmekte ve kanatların şişmesine neden olan salma yok olmaktadır.



Şekil 10. *Lambda Andromedae'nın flare öncesi, sonrası ve flare anlarına ilişkin tayf kesitleri.*

λ And'ın indirgeme sonrası elde edilen salma profillerinden hesaplanan EW değerleri ile 1999 yılında EÜ Gözlemevi'nde yapılmış fotometrik gözlemlerinin karşılaştırması Şekil 11'de sunulmaktadır. Bugüne kadar λ And'ın Hα bölgede değişim gösterdiğine dair literatürde bir bilgi yoktur. Ancak Şekil 12'den de görüleceği gibi λ And küçük genlikli bir değişim (EW'in genliği 0.18 Å) göstermektedir. Tıpkı II Pegasi de olduğu gibi V ışık eğrisinde en sönük olduğunda EW değerleri maksimum değerlere sahiptir. Bu bize λ And'ın Hα bölgede gösterdiği değişimin yıldız yüzeyi üzerinde bulunan ve fotosferden yaklaşık 800 ile 1200 K arasında daha soğuk bölgeler olan lekelerle ilişkili olduğunu ve evreyle değiştiğini göstermektedir.



Şekil 11. *λ And'ın ışık ve EW değişimi.*

Teşekkür

Yurtiçi-Yutdışı Birleştirilmiş Doktora Programı çerçevesinde bana Catania Gözlemevi'nde çalışmalar yapma olanağı sağlayan TÜBİTAK'a ve bu çalışmanın yapılması için gözlemevlerinde çalışma olanağı veren Catania Gözlemevi müdürü Prof. M. Rodono'ya, gözlemlerin indirgenmesi ve analizi konusunda yardımcı olan Dr. A. Frasca ve G. Marino'ya, analiz sonuçları üzerinde değerli yorumlar yapan ve bana yol gösteren Prof. S. Catalano'ya çok teşekkür ederim.

KAYNAKLAR

Astronomical Almanac 1999, s. H42.
Berdyugina, S.V. & Tuominen, I., 1998, A&A, 336 (no. 2), L26.
Berdyugina, S.V., Jankov, S., Ilyin, I., Tuominen, I., Fekel, F. C. 1998, A&A 334, 863.
Byrne et al., 1995, A&A, 299, 115.
Catalano, S. Catania Astrophysical Observatory (priv. Comm.)
Evren, S. and Taş, G. 1999, IBVS No. 4687.
Evren, S., 1987, Astrophysics and Space Science, 137, 151.

Fekel, F.C., 1997, PASP, 109, 514.
Fekel, F. C., Strassmeier, K.G., Weber, M., Washuettl, A. 1999, A&AS 137, 369.
Gunn, A.G., 1996, Irish Astr. J., 23 (2), 137.
Hall, J.C. and Ramsey, L.W., 1992, AJ, 104, 1942.
Henry et al., 1995, ApJ&SS, 97,513.
Imbert, M. 1971, A&A 12, 155.
Montesinos, B., Gimenez, A., Fernandez-Figueroa, M. J. 1988, MNRAS 232, 361.
Moore et al., 1966, The Solar Spectrum 2935 to 8770 Second Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wavelenghts, Monograph 61. US Dept. of Commerce National Bureau of Standards, p. 282-283.
Nations, H.L. and Ramsey, L.W., 1980, AJ, 85, 1086.
Strassmeier et al., 1993, A&AS, 100, 173.
Taş, G. 2000, IBVS No. 4901.
Taş, G., Evren, S. and İbanoğlu, C., 1999, A&A, 349, 546.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.293-298

28 And , HR 6775 Yıldızlarının Atmosfer Analizi

H. Çalışkan[1], S.J.Adelman[2], D. Koçer[1], H.G. Tektunalı[1], İ.H.Çay[1], M.T.Çay[1]
1. İstanbul Universitesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü
2. The Citadel Fizik Bölümü A.B.D

Özet

Bu çalışmamızda bir δ Scuti tipi değişen yıldız olan 28 And'ın (A7 III) ve HR 6775 (F7 V) yıldızlarının bolluk analizini incelemeye çalıştık. Gözlemler, Saul J. Adelman tarafından Dominion Astrophysical Observatory'de 1.22 m lik teleskopa monte edilen Coude spektrografı ile yapılmış ve 2.4 A/mm lik spektrogramlar elde edilmiştir. Element bolluk ölçümleri 28 And için oldukça zayıf bir metal bolluğu vermiştir. HR 6775 için ise yine zayıf bir metal bolluğu bulunmuş ve bu sınıftaki yıldızlar için oldukça küçük bir mikrotürbülans değerine ulaşılmıştır.

Bundan sonraki çalışmalarımızda da A ve F yıldızlarının bollukları incelenip, kıyaslama ve bolluk anormallikleri arasında bir ilişki bulma işlemleri devam edecektir.

Abstract

Elemental abundances of 28 And (A7 III) and HR6775 (F7 V) which have modest rotational velocities are derived consistent with previous studies of this series of papers. The values for 28 And, a δ Scuti variable, show that it is slightly metal poor, but not a classical Am star. 99 Her, which is somewhat more metal poor, has a rather small microturbulence for its spectral type.

Anahtar Kelimeler: yıldızlar, bolluklar; 28 And, HR6775

1. Giriş ve Genel Bilgiler

Bu çalışmamızda bir δ Scuti türü bir değişen yıldız olan 28And (HD 2628; HR114; GN And) ve geç tür F tipi bir anakol yıldızı olan HR6775 (HD 165908, 99 Her)'ın atmosfer bolluk analizi ortaya çıkarılmıştır. A7 III türünden bir yıldız olan 28 And'ın metalce oldukça zayıf olduğu fakat klasik A_m yıldızı olmadığı belirlenmiştir. HR6775 ise metalce zayıftır ve ait oldugu gruba göre düşük bir mikrotürbülans hızına sahiptir.

2. Amaç

Bu çalışma daha önce analizlerine başlanılan, keskin çizgili geç A ve F, normal ve A_m yıldızlarının analizlerinin bir devamıdır. Normal yıldızlar üzerindeki çalışmalar, element bolluklarında bir standart belirlemeye yardımcı olmaktadır. Böylece sıcak

yıldızlar ve güneş arasındaki bağıntı incelenebilir. A_m yıldızları üzerindeki çalışmalar ise, güneş bolluğuna uymayan anormalliklerin açıklanması için kullanılmaktadır.

3. Materyal ve Metod

Gözlemler, Prof. Dr. Saul J. Adelman tarafından Dominion Astrofizik Gözlemevin'de 1.22 m lik teleskopa monte edilen Retikon ve CCD spektrogramalrı ile 2.4 Å/mm lik dispersiyonda elde edilmiştir. Spektrel aralık, 55 Å luk 17 bölüm halinde 3830-4770 Å arasındadır. Sinyal gürültü oranı 200+ dır. Her iki yıldız için de Hγ bölgesini içeren 20 Å/mm lik spektrumlar elde edilmiştir. Hill, Fisher ve Poeckert (1982)'nin grafik programı REDUCE spektrumların indirgenmesi ve ölçülmesi için kullanılmıştır. Analizlerde Işık saçılım düzeltmesi %35 olarak yapılmıştır (Gulliver, Hill & Adelman 1996).

Spektrumlardaki geniş metal çizgileri kuramsal Gauss profilleriyle çakıştırılmıştır. Çakıştırmalarda dönme hızı varsayımları sadece tek olan şiddetli çizgilere göre yapılmıştır. Bunlar λ4481 e yakın çizgilerdir. Bu değerler 28 And için 14 km/sn, HR6775 için, 5 km/sn olarak alınmıştır. Çizgiler genel olarak Moore (1945)'un "A Multiplet Table of Astrophysical Interes" kataloğundan tanımlanmıştır. Si II için Reader ve Corliss (1980) ve Moore (1965)'un; Ti II için; Huldt ve ark. (1982) ve FeI. için Nave ve ark. (1994)'ın çizelgeleri kullanılmıştır.

Yıldız radyal hızları, yerin yörünge hızı için düzeltme yapıldıktan sonra yıldız ve laboratuvar dalgaboyları kıyaslanarak bulunumuştur.

4. Bulgular

Rodriguez ve arkadaşları(1993), 28And'ın, tek periyotlu, radyal olmayan bir zonklama yaptığını ve periyodunun 0.06934 gün olduğunu bulmuşlardır. Solano ve Fernley'e göre (1997), V parlaklığındaki genlik 0.050 kadir'dir. Smalley ve Dworetsky (1993), bu yıldızın sıcaklığını ve yüzey çekimini uvby-β fotometrisi'nden T_{eff} = 7240 ^{o}K, log g =3.62 olarak bulmuşlardır. Lane ve Lester (1987) ise, element bolluk analizi yapmışlar ve spektrofotometri kullanarak T_{eff} =7100 ^{o}K, log g =3.6 olarak hesaplamışlardır. Bolluk analizlerinde Ca I ve Ca II çizgilerinin güneş değerinden düşük bolluklar verdiğini fakat Sc nin normal olduğunu bulmuşlardır. Ti normalken Cr, Mn ve Fe in 0.45 dex'lik bir ortalama değer ile az olduğu ortaya çıkmıştır. Bu durumda 28And klasik bir A_m yıldızı değildir. Bu çalışmada temel olarak, yıldızdaki zonklama kararsızlıklarının bizim bolluk analizimizi etkilemediğini kabul ettik. Fe bolluğu bulgumuz, 28And'ın metalce fakir olduğunu göstermiştir. Hesaplanan dönme hızı, keskin çizgili tek yıldızlarda analizleri engelleyecek derecede çizgilerin blend olmasına neden olduğu için çalışmamızda, çizgi yoğunluğunun az olduğu uzundalgaboyu bölgesindeki çizgiler önemli bir yer tutmaktadır.

Her iki yıldızın çizgileri; C I, Mg I, Mg II, Al I, Si II, S I, Ca I, Ca II, Ti I, Ti II, V I, V II, Cr I, Cr II, Mn I, Mn II, Fe I, Fe II, Co I, Ni I, Zn I, Sr II, Y II, Zr II, Ba II, La

II, Ce II, Nd II, Sm II, Eu II, Gd II, ve Dy II varken 99 Her'de ilave olarak Na I, Sr I, Zr I, Pr II, ve Tb II çizgileri bulunmuştur. Aşağıda her iki yıldıza ait çizgi sayısı ve bolluk değerleri Güneş değerleri ile kıyaslanmış olarak verilmiştir.

Ölçülen ve Güneş Bolluklarının Kıyaslanması (log N/H)

Element	28 And	Sayı	HR 6775	Sayı	Güneş
CI	-3.59	1	-3.51 ±0.42	2	-3.45
NaI	...	0	-5.95 ±0.11	2	-5.67
MgI	-4.60 ±0.22	3	-5.01 ±0.33	3	-4.42
MgII	-4.52 ±0.22	2	-4.25	1	-4.42
AlI	-6.35 ±0.11	2	-6.65 ±0.03	2	-5.53
SiII	-4.71 ±0.24	4	-4.81 ±0.36	4	-4.45
SI	-5.17 ±0.22	2	-5.43	1	-4.67
CaI	-5.89 ±0.24	12	-6.07 ±0.21	22	-5.64
ScII	-8.99 ±0.10	7	-8.92 ±0.18	11	-8.77
TiI	-7.12 ±0.31	10	-7.39 ±0.24	66	-6.98
TiII	-7.10 ±0.30	39	-7.22 ±0.27	51	-6.98
VI	-8.15 ±0.27	4	-8.24 ±0.28	34	-8.00
VII	-8.05 ±0.30	15	-8.01 ±0.28	25	-8.00
CrI	-6.52 ±0.22	28	-6.61 ±0.29	142	-6.33
CrII	-6.34 ±0.23	17	-6.51 ±0.31	19	-6.33
MnI	-6.85 ±0.26	15	-7.04 ±0.28	35	-6.61
MnII	-6.24 ±0.07	2	-6.61 ±0.09	3	-6.61
FeI	-4.71 ±0.26	247	-4.94 ±0.25	417	-4.50
FeII	-4.64 ±0.19	29	-4.76 ±0.29	46	-4.50
CoI	-7.57 ±0.16	2	-7.31 ±0.30	26	-7.08
NiI	-6.04 ±0.17	21	-6.22 ±0.27	55	-5.75
NiII	-5.73 ±0.25	3	-5.78 ±0.20	3	-5.75
ZnI	-7.84	1	-7.84 ±0.07	2	-7.40
SrI	...	0	-8.94	1	-9.03
SrII	-8.95	1	-9.61 ±0.07	3	-9.03
YII	-9.85 ±0.04	2	-10.02±0.10	3	-9.76
ZrI	...	0	-9.30	1	-9.40
ZrII	-9.51 ±0.26	10	-9.53 ±0.30	21	-9.40
BaII	-9.77 ±0.23	2	-10.22±0.36	4	-9.87
LaII	-10.87±0.23	3	-10.42±0.39	16	-10.83
CeII	-10.20±0.30	20	-10.37±0.31	57	-10.42
PrII	...	0	-11.51±0.25	3	-11.29
NdII	-10.62±0.26	7	-10.61±0.26	26	-10.50
SmII	-10.53±0.07	3	-10.58±0.30	28	-10.99
EuII	-11.33±0.19	2	-11.87±0.32	4	-11.49
GdII	-10.91	1	-10.22±0.34	7	-10.88
TbII	..	0	-11.63±0.26	2	-11.9:
DyII	-11.08	1	-12.23	1	-10.86

Oluşturduğumuz Model'de 28And için T_{eff}=7350 K, log g= 3.65, mikrotürbülans hızı, Fe I ve Fe II çizgilerinden 3.5 km/s olarak bulunmuştur. Bu yıldızın bolluğu güneş değerleri civarındadır. C, Al, S, çok az bir miktarda güneş değerlerinden düşük, Co, Zn

ve Sm ise fazla değerlerdedir. Ortalama bolluk azlığı –0.16 ±0.24 dex'tir. 28 And için bizim bulduğumuz ortalama radyal hız değeri, -11.44±4.60 km/sn dir.

HR 6775 (HD 165908, 99 Her) ise, metal açısından fakir F türü bir Anakol yıldızıdır. Bu yıldız için Tomkin ve ark. (1995) T_{eff} = 6020 K, log g = 4.48, [Fe/H] = -0.56, ve [C/Fe] = 0.10 değerlerini bulmuşlardır. Stephens ve.ark. (1997) T_{eff} için 5955 K bulurken [Fe/H] = -0.47 değerini kullanmışlardır (Taylor 1995). log g değerini ise; 4.38 ve ξ = 1.27 km/ s olarak kullanmıştır. Baumueller & Gehren (1997) ise, T_{eff} = 5868 K, log g = 4.03, [Fe/H] = -0.62 ve ξ= 1.90 km/ s (Axer ve.ark. 1994, Fuhrmann ve ark. 1995) ve LTE için [Al/Fe] = 0.08 ve NLTE için 0.18 değerlerini vermişlerdir. Gratton ve.ark.(1996) ise T_{eff} = 6000 K, log g = 4.20, ve [Al/H] = -0.54. değerlerini bulmuştur. Bizim bulduğumuz T_{eff} ise 6100K, log g= 4.40, [Fe/H]=-0.35 dir. Ortalama radyal hız değeri ise ; 3.05 ± 0.69 km/sn dir.Bu değer Abt ve Biggs (1972) tarafından 0.4 ile 1.0 km/sn arasında belirlenmiştir. Bu farklılığın nedeni, bu yıldızın çif yıldız olmasından kaynaklanmaktadır. Periyodu 55.54 yıldır (Kamper ve Beardsley 1986). Yıldızların tek tek kütleleri; 0.95 ve 0.52 $M_{güneş}$; mutlak V parlaklıkları; sırasıyla 4.2 ve 7.5 kadirdir. Bu yüzden HR6775 sanki tek yıldızmış gibi davranmaktadır. En yeni olarak Söderhjelm (1999) toplam kütlesini, 1.25$M_{güneş}$ bulmuştur. Eğer baş yıldız güneşten daha küçük bir kütleye ama daha büyük bir sıcaklığa sahipse evrim senaryosu farklı olacaktır.

5. Tartışma ve Sonuç

28 And yıldızının element bolluğu güneşinki ile ± 0.30 dex lik benzerlik gösterir. Sadece C,Al,S, Co ve Zn az bolluk, Sm ise fazla bolluk gösterir. Ca ve Sc, güneşin bolluk değerlerinden 0.20 dex lik bir azlık gösterdiği için 28 And bir A_m yıldızı değildir. Metallilik güneşinkinin %70 i kadardır. HR6775 in ölçülen bolluğu ise genel olarak 28 And'ınkinden daha düşüktür. O da güneşin %60 ı bir metallilik göstermiştir. Ca değeri az, Sc değeri normaldir. En kaydadeğer bolluk azlığı Al ve S, Zn ve Sr dedir. 28 And (A7 III) ve HR6775 (F7 V), daha önceki çalışmalarımızda incelediğimiz σ Boo (F2 V) gibi metalce zayıf yıldızlardır. Oysa θ Cygni (F4 V), ι Psc (F7 V), ve A_m yıldızları 15 Vul ve 32 Aqr, metalce zengin yıldızlardır (Adelman ve ark. 1997). Bu yüzden geç A ve F yıldızları arasında, muhtemelen erken A yıldızları kadar olmasa da bir metallilik derecesi vardır. Ek çalışmalarla bulunacak pek çok bolluk değerleri sayesinde bolluk anormallikleri arasında bir bağıntı olup olmadığı incelenmeye devam edilecektir.

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Araştırma fonu tarafından desteklenmiştir. Proje No. 1278/050599

KAYNAKLAR

Abt H. A., Biggs E. S., 1972, Bibliography of Stellar Radial Velocities, Kitt Peak National Observatory, Tucson, AZ

Adelman,S.J, Caliskan,H., Kocer, D., Bolcal,C., 1997, MNRAS, 288, 470

Axer M., Fuhrmann K., Gehren T. 1994, A&A 291, 895

Baumueller D., Gehren T. 1997, A&A, 325, 1088
Fuhrmann K., Axer M., Gehren T., 1995, A&A, 301, 492
Gratton R. G., Carretta E., Castelli F., 1996, A&A, 314, 91
Gulliver A. F., Hill G., Adelman S. J., 1996, in 5th Vienna Symposium on Stellar Atmospheres and Spectrum Synthesis, eds. S. J. Adelman, F. Kupka, & W. W. Weiss (San Francisco, Astron. Soc. Pacific), ASP Conference Series, 108, p. 232
Hill G., Fisher, W. A., Poeckert R., 1982, Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria, 16, 27
Huldt S., Johansson S., Litzen U., Wyart J.-F., 1982, Phys. Scripta, 25, 401
Kamper K. W., Beardsley W. R. 1986, AJ, 91, 419
Lane M. C., Lester J. B., 1987, ApJS, 65, 137
Moore C. E., 1945, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Princeton University Observatory
Moore C. E., 1965, NSRDS-NBS 3, Section 1, US Government Printing Office, Washington, DC
Nave G., Johansson S., Learner R. C. M., Thorne A. P., Brault J. W., 1994, ApJS, 94, 221
Reader J., Corliss C. H., 1980, NSRDS-NBS 68, Part 1, US Government Printing Office, Washington, DC
Rodriguez E., Rolland A., Lopez de Coca P., Garrido R., Mendoza E. E., 1993, A&A, 273, 473
Smalley B., Dworeskty M. M., 1993, A&A, 271, 515
Söderhjelm, S.,1999, A&A, 341, 121
Solano E., Fernley J., 1997, A&A, 122, 131
Stephens A., Boesgaard A. M., King J. R., Deliyannis C. P., 1997, ApJ, 491, 339
Taylor B. J., 1995, PASP, 107, 734
Tomkin J., Woolf V. M., Lambert D. L., 1995, AJ, 109, 2204

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.299-302

Normal A ve F Yıldızları ile Am Yıldızlarının Atmosfer Analizi

M.T. Çay, D. Koçer, H.G. Tektunalı, H. Çalışkan, İ.H. Çay

Özet

B, A, F türü normal yıldızlar ve bu spektrel aralığa giren A_m – A_p özel yıldızlarının atmosferlerinin kimyasal yapısının ortaya çıkarılması, bu yıldızların evrimi, bu yıldızlarla ilgili ileri sürülen kuramların gerçekliği ve daha ileri aşamalar olarak da galaksinin kimyasal kompozisyonunun durumu açısından son derece önemlidir.

Bu amaçlara ulaşabilmek için kaliteli gözlem verileri elde edilebilen bu tür parlak ve keskin çizgili yıldızlara, model atmosfer tekniği uygulanarak, Dominion Astrophysical Observatory (DAO) gözlemleri yardımıyla, atmosfer parametreleri belirlenmekte, model yapılmakta ve atmosferin kimyasal kompozisyonu ortaya çıkarılmaktadır.

Bu amaçla seçilen 3 yıldızın (101 Her , 11 Del ve Gamma Ser) spektrumları Prof. Dr.S. J. Adelman tarafından DAO'da 2.4 Å/mm dispersiyonda 3800 – 4900 Å aralığında elde edilmiş son derece kaliteli spektrumlardır.

101 Her, 11 Del ve Gamma Ser yıldızlarının atmosfer analizlerini yapabilmek amacıyla bu yıldızlara ait spektrumlar REDUCE programı ile indirgenmiş, eşdeğer genişlikleri ölçülmüş ve çizgi tanıları yapılmıştır.

Abstract

Exposing the atmospheric chemical compositions of B, A, and F type normal stars and A_m – A_p type peculiar stars which are included in this spectral range is a very important study in terms of understanding the evolution of these stars, testing the reliability of the theories about these type stars, and, for future studies, learning about the state of the chemical composition of the Galaxy.

For these purposes, using the Dominion Astrophysical Observatory (DAO) observations of bright and sharp-lined star's which supply high quality observation materials, we determine the atmospheric parameters of these stars and expose the chemical composition by modelling their atmospheres.

In this work, spectra of three selected stars (101 Her , 11 Del and Gamma Ser) which were taken by Prof. Dr. S. J. Adelman at DAO, have been used. These high quality spectra have been taken between 3800- 4900 Å range and at 2.4 Å/mm dispersion.

We have used the REDUCE routine for the reduction of the spectra and measurement of the equivalent widths then performed line identifications by using

various atomic line lists.

1. A_m Yıldızları

Bir A_m yıldızı, kendisi için tek bir spektrel tip belirlenemeyen A- veya (erken) F-tipi yıldızdır. Özellikle Ca II nin K çizgisinin şiddeti, Balmer çizgileri ve metalik çizgilerin şiddetine göre olması gerekenden zayıftır.

A_m yıldızlarının özellikleri şu şekilde özetleyebiliriz (Conti, 1970):

1) A_m yıldızlarının atmosferleri ya Ca (Sc) eksikliği, ya da ağır elementlerin aşırı bolluğuyla veya her ikisiyle de karakterize edilebilir.
2) Bu anormallikler muhtemelen gerçek bolluk farklılıklarının göstergesidir ve bilinen fiziksel atmosferik etkilerle açıklanamaz.
3) He ne kadar A_m yıldızları yüksek bir mikrotürbülansa sahipse de bu A_m yıldızları için anormal birşey değildir. Bu yıldızlarla aynı spektrel bölgedeki diğer yıldızlar da aynı karakteristiği paylaşır
4) A_m yıldızlarının atmosferleri sadece kompozisyonları açısından anormaldir.
5) Bir grup olarak ele alındığında A_m yıldızları, çoğu halde yakın çift bir sistemin üyesi olmalarına bağlı olarak, yavaş dönmektedir.
6) A_m yıldızları çoğunlukla evrimleşmemiş yıldızlardır. Anormallikler bu yıldızların genç dönemlerinde edinilmiş olabilir.
7) A_m olayı HR diyagramında sınırlı bir bölgede, sadece F0 ve A0 arasında bulunur.
8) Ca (Sc) ve diğer metallerin davranışı iki farklı (ama birbiriyle ilişkili) prosesin A_m olayında içerildiğini göstermektedir.

A_m yıldızlarında gözlenen bolluk anormalliklerini açıklamak üzere ileri sürülen teoriler üç genel katagoride toplanabilir:

1) Bolluk anormallikleri ya yıldızın içinde yada yüzeyindeki nükleosentezlerin sonucudur.
2) Bolluk anormalliler grainler veya kütle kaybeden evrimleşmiş yıldızlardan akresyonla oluşmuştur.
3) Bolluk anormallikleri difüzyon prosesi sebebiyle yıldızın içinde elementlerin ayrılmasıyla oluşur.

Gerek bu yıldızların yaşları gerekse belirlenebilir manyetik alanlarının olmayışı sebebiyle ilk iki teoriye kuvvetli karşı çıkışlar vardır. Difüzyon teorisi ise şu andaki en iyi açıklamayı sağlamaktadır.

Yukarıda özetlenen özellikleri ile A_m yıldızları günümüzde de araştırma konusu olarak önemini ve ilgi çekiciliğini korumaktadır. Bu yıldızlar hakkındaki yeni gözlemsel verilerin, ileri sürülen teoriler ile değerlendirilip tartışılması halen anlaşılamamış pek çok özelliğin anlaşılır hale gelmesinde önemli katkıları olacağı şüphesizdir.

2. Seçilen Yıldızlar

B, A, F türü normal ve özel yıldızların nitel ve nicel atmosfer analizi, gerek bu yıldızların gösterdiği olağandışılıklar gerekse yıldızların ve kümelerin evrimlerinin belirlenmesi yönünden son derece önemlidir.

Bu amaçla atmosfer analizlerini yapmak üzere seçtiğimiz üç yıldızın özellikleri şöyledir:

101 Her (HR 6794) yıldızı A8III spektrel sınıfından ve vsini değeri 54 km/sn olan bir geç tip normal A yıldızıdır. A4 – A9 aralığında atmosfer analizi amaçlı çok az sayıda keskin çizgili normal yıldız gözlemleri yapılabilmiştir. Bu nedenle söz konusu yıldız için elde edilecek atmosfer analizi çok önemlidir ve iyi bir kıyas yıldızı olabilecektir.

11 Del (HR 7928) yıldızı A7IIIp olarak sınıflandırılan bir özel yıldızdır. vsini değeri 41 km/sn olup, düşük amplitüdlü δ Del yıldızları için bir prototip olarak düşünülmekte ve atmosfer analizi sonucu element bolluğu sonuçlarının A_m yıldızı olup olmadığı konusunda fikir verecektir.

Gamma Ser (HR 5933) yıldızı F6V spektrel sınıfından ve vsini değeri 8 km/sn olan F tipi normal yıldızdır. Çok keskin çizgili bir normal yıldız olması ve çizgilerin blend olma durumunun minimum olması nedeniyle F türü yıldızlar için iyi bir kıyas yıldızı olacaktır. Bu açıdan atmosfer element bolluğu sonuçları çok önemlidir. Bu yıldız için spektrum indirgenmesi işlemi tamamlanmış, yıldıza ait akı dağılımı ve H_γ profili yardımıyla etkin sıcklık T_{et} = 6300 °K ve yüzey çekimi log g = 4.25 olarak belirlenmiştir. Çizgi tanısı ve boluk analizi işlemleri devam etmektedir.

3. Gereçler ve Yöntem:

A.B.D. The Citadel Fizik Bölümü profesörlerinden Dr. Saul J. Adelman, Dominion Astrophysical Observatory (DAO), Kanada'da yaptığı B, A ve F tipindeki yıldızların gözlemlerinden elde ettiği spektrumları kullanarak 1978 yılından bu yana element bolluklarını belirlemeye başlamıştır. Başlangıçta gözlemler için bilgisayar programları kullanılarak fotoğrafik ışıkölçerlerden yararlanılmıştır. Daha sonra Retikon ve CCD alıcılardan faydalanılarak gözlemlerde sinyal-gürültü oranı 200 e kadar çıkarılmıştır. Elde edilen spektrumların dispersiyonu 2.4 Å/mmm dir.

DAO'da elde edilen spektrumlar REDUCE yazılımı yardımıyla şiddet-dalgaboyu formuna getirildikten sonra çizgilere uygun fitler yapılarak çizgi profilleri elde edilmekte, aynı zamanda eşdeğer genişlikleri hesaplanmaktadır.

Bu analizlerde mümkün olduğunca sistematik hatalar yokedilmeye çalışılmaktadır. Bu yüzden de şimdiki çalışmalarda seçilen spektrel bölge, özellikle de Balmer çizgileri, çok daha gelişmiş "Spektrel Sentez" teknikleri ve hesapları ile incelenmektedir. Bu yeni "Spektrel Sentez" hesap ve teknikleri, sadece keskin çizgili yıldızlar üzerinde çalışılması kısıtlamasını da kaldırmaktadır.

REDUCE programından elde edilen dalgaboylarından itibaren Adelman 1987, Dworetsky 1971, Guthrie 1985, Hauck & Mermilliod 1980, Huldt at al. 1982, Hill & Poeckert 1982, Johansson 1978, Moore 1945, Moore 1965, Nave at al. 1994, Reader & Corliss 1980 gibi kaynaklar kullanılarak çizgi tanısı yapılmakta ve blend olmayan çizgiler belirlenip, radyal hız hesabı gerçekleştirilmektedir.

Buna paralel olarak seçilen yıldızların önce fotometrik veriler yardımıyla etkin sıcaklık, yüzey gravitesi (Napiwotzki at al. 1993) ve ardından WIDTH programı yardımıyla mikrotürbülans hızı hesaplanmakta ve ATLAS yazılımı ile atmosfer modeli yapılmaktadır. Bu ilk atmosfer parametreleri daha sonra BALMER yazılımı da kullanılıp gözlemsel ve kuramsal H_γ profilleri çakıştırılarak sonuç atmosfer parametreleri belirlenmektedir.

WIDTH, SYNTHE programları ile, önceki adımlarda elde edilen veriler kullanılarak çizgi çakışmaları ve bolluk hesapları yapılmakta ve sonuçlar önceki değerlerle kıyaslanmaktadır.

4. Sonuç

Bu 3 yıldızın atmosfer analizi sonuçları A – F aralığı normal ve özel yıldız atmosfer analizi çalışmalarındaki boşlukları kapatacak ve elde edilen daha duyarlı veriler ve sonuçlar ile hazırlanmakta olan "Spektrel Çizgi Atlası", özel yıldızların evrimi ve galaksinin kimyasal yapısına katkıda bulunacaktır.

KAYNAKLAR

Conti, P. S., 1970a, ApJ, 160, 1077
Conti, P. S., 1970b, PASP, 82, 781
Adelman, S. J., 1987, PASP, 99, 515.
Dworetsky, M. M., 1971,PhD Thesis, Univ. of California at Los Angeles.
Guthrie, B. N. G., 1985, MNRAS, 216, 1.
Huldt, S., et. al., 1982, Phys. Scripta, 25, 401.
Johansson, S., 1978, Phys. Scripta, 18, 217.
Moore. C. E., 1945, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Prencton Univ..
Moore. C. E., 1965, NSRDS-NBS 3, Section 1, US Government Printing Office, Washington, DC.
Nave, G., et. al., 1994, ApJS, 94, 221.
Reader, J., Corliss, C. H., 1980, NSRDS-NBS 68, Part 1, US Government Printing Office, Washington, DC.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.303-308

BY Draconis Türü Üçlü Dizge DH Leonis'in Tayfölçümü

E. Işık
Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü, Antalya 07058
photos@pascal.sci.akdeniz.edu.tr

Özet

Güçlü X-ışın ve radyo salması gösteren etkin renkküreli, üç bileşenli ((K0V+K7V)/K5V) DH Leo dizgesinin Hα bölgesinde yüksek çözünürlüklü *echelle* tayfları alınmıştır. Yapılan dikine hız ölçümleri sonucunda tek çizgili tayfsal çiftin iki bileşeninin ve bu ikiliye göre üçüncü bileşenin günmerkezli hızları bulunmuştur. Ayrıca çiftin kütle oranı hesaplanmıştır. Renkküresel etkinlik belirteci olan Hα salmasının çiftin yörünge dönemi boyunca değişimi incelenmiştir. Bu bildiride yalnız ilk sonuçlar sunulmuştur; ayrıntılı çözümlemelerin sonuçları daha sonra yayınlanacaktır.

1. Giriş

Güneş'tekine benzer türde etkinlik belirtileri gösteren BY Draconis türü yakın çift yıldız DH Leonis'in bazı fiziksel özellikleri Çizelge 1'de (Aslan ve ark. 1992) verilmiştir. DH Leonis (Pyör = 1.0701 gün; Aslan 1963) tek çizgili bir tayfsal çift olarak anılmasına karşın gerçekte üç yıldızdan oluştuğu anlaşılmış bir dizgedir (Barden 1984). Ancak, üçüncü bileşenin tayf çizgileri şimdiye dek yapılan çalışmalarda güçlükle ayrımsanabilmiştir.

Bu çalışmada ilk olarak üçlü dizgenin yörünge dinamiğinin incelenmesi amaçlanmıştır. Şimdiye dek bu konuda DH Leo üzerine yapılmış çalışmalarda ulaşıldığından daha yüksek bir verim alınabilen bir çapraz korelasyon (cross correlation) yöntemiyle, incelenen tayf bölgesinde renkküresel etkinlik belirteci olmayan tüm çizgiler kullanılarak yapılan dikine hız ölçümlerinin işlenmesi sonucunda bu dizgede üçüncü bileşenin yörüngesine ve kütlesine ilişkin ilk kez bu denli yüksek duyarlıklı çözümlere ulaşılması öngörülmüştür. İkinci olarak, yakın çiftin tayftaki Hα salma kesitlerinden türetilen eşdeğer genişliğin zaman degişiminin incelenmesi, bunun eşzamanlı yürütülmeye çalışılacak ışıkölçüm gözlemleriyle evre ve genlik uyumunu denetlemek, böylelikle etkin yıldızın renkküresindeki leke ve plaj bölgelerinin bireysel katkılarını bulmak amaçlanmıştır. Böylece etkin bileşenin yüzey eşdağılımsızlıklarının haritası çıkarılabilir.

Çizelge 1. *Bazı fiziksel nicelikler*

Bileşen	Tayf türü– ışıtma sınıfı	Yüzey sıcaklığı (kelvin)	Yarıçapı (güneş)
Birinci	K0V	5100	0.97
İkinci	K7V	4100	0.67
Üçüncü	K5V	4400	0.67

2. Gözlemler

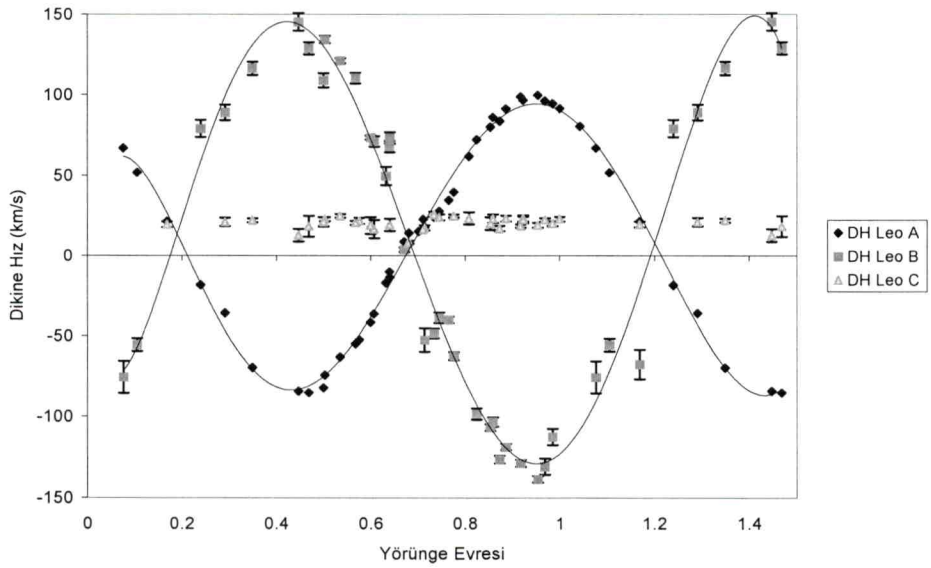
DH Leo'nun yörünge döneminin tam gün katına çok yakın olması nedeniyle (~1.07 gün; Bolton, Aslan, ve ark. 1981) gözlemlerin tüm yörünge evrelerini kapsaması için 13-27 Nisan 2000 tarihleri arasında 14 gece boyunca Sicilya'daki Catania Astrofizik Gözlemevi'nde eşzamanlı tayfölçüm ve ışıkölçüm yapılmıştır. 91 cm çaplı teleskoba fiber optik kablo ile bağlı *echelle* türü tayfçeker ve ona takılı CCD kamera kullanılarak gözleme elverişli olan 13, 15, 16, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27 Nisan gecelerinde 5850-6700 Å dalgaboyu aralığında tayflar alınmıştır. Alınan tayf görüntüleri, düz-alan ve Th-Ar karşılaştırma lambalarının tayflarıyla birlikte işlenmiş, dalgaboyu ayarlaması (kalibrasyonu) ve süreklilik normalizasyonu, IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) kullanılarak yapılmıştır.

3. İlk Sonuçlar

a. Yörünge dinamiği

Daha önce tek çizgili bir tayfsal çift olduğu gözlenen DH Leo'nun gerçekte üç bileşene sahip olduğu anlaşılmış durumdadır (Barden 1984). Şimdiki çalışmada bileşenlerin dikine hızları, gözlenen tayfsal aralıktaki tüm çizgilerin bir dikine hız-standart yıldızının çizgileriyle eşleştirilmesi ve bu eşlemeye Fourier çapraz korelasyonu uygulanmasıyla hesaplanmıştır. Etkinlik düzeyiyle büyük değişim gösteren Hα (bkz. Şekil 2) ve korelasyon düzeyini düşürdüğü saptanan Na I D1&D2 çizgileri, eşlemenin dışında tutulmuştur. Tayfsal çözünürlüğün ve yeterince yüksek olmayan sinyal/gürültü oranının (60-80) izin verdiği duyarlıkta bulunan dikine hızların çiftin yörünge evresine göre değişimi, Şekil 1'de görülmektedir. Ölçülen ve hesaplanan tüm dikine hız verilerinin hataları, çapraz korelasyonlarda ortaya çıkan hatalardır ve dikine hızların salt hatalarına karşılık gelmeyebilir. Evre hesabında en son belirlenmiş yörünge kavuşum zamanı ve dönemi (Bolton ve ark. 1981) kullanılmıştır. Ancak gözlenen ile hesaplanan yörünge dönemleri arasında bir fark olduğu açıkça görülmektedir. Bu farkın neden kaynaklandığı, önceki çalışmalarda belirlenmiş uzay hızı değerleri ile karşılaştırılarak yorumlanacaktır.

Şekil 1'de görülen dikine hız değişimleri için henüz bir yörünge çözümü yapılmamış olmasına karşın, ilk yaklaşım olarak yörünge dışmerkezliği ile yörünge boylamının (ω) sıfır varsayılmasıyla en büyük ve en küçük hızlardan çift bileşenlerinin kavuşum anı hızları, buradan da çiftin kütle merkezinin bakış doğrultusundaki hızı hesaplanmıştır. Uzak bir yörüngede olduğu düşünülen üçüncü bileşenin (Şekil 1'deki üçgenler) gözlenen hızlarının ağırlıklı ortalamasının, Barden'ın (1984) bulduğundan farklı olduğu görülmektedir. Bu fark ve buna bağlı olarak üçüncü bileşenin ikili dizgenin kavuşum zamanını dönemli olarak değiştirmesi, evrelerde gözlenen kaymaya neden olmuş olabilir. Bunun denetlenmesi için ileride TUG'dan uzun dönemli tayfsal gözlemlerinin yapılması düşünülmektedir. Ayrıca manyetik etkinlik çevriminin dönem değişimine etkisi de uzun dönemli ışıkölçüm gözlemlerinin birleştirilmesiyle ortaya çıkarılabilir.



Şekil 1. *DH Leonis'in dikine hız eğrileri*

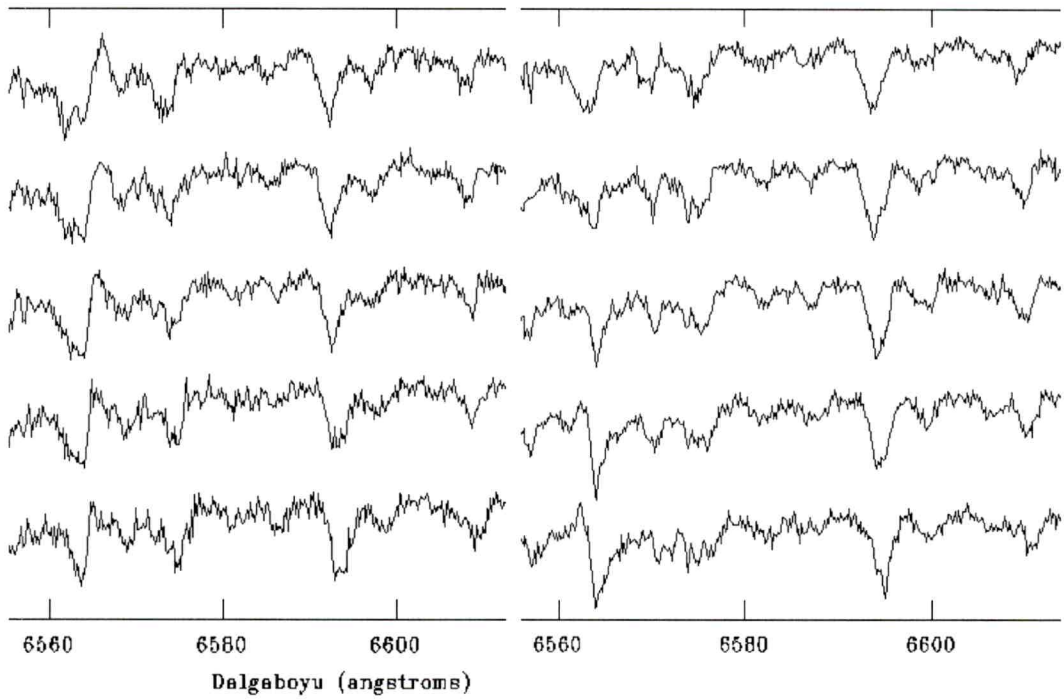
Dikine hız değişimlerinden bulunan ilk kaba değerler Çizelge 2'de verilmiştir. Tüm dikine hızlar günmerkezli konsayı düzeneğine indirgenmiştir. Bileşenlerin tek tek ortalama hızlarının Barden'in bulduğundan farklı olduğu görünse de üçlü dizgenin kütle merkezinin hızı, eski veriye oldukça yakın (yak. 1 km/s farklı) olarak (13 km/s) bulunmuştur. Bu da nitel olarak üçüncü bileşenin farklı bir yörünge evresinde olduğunu, ancak dizgesel (systemic) hızın değişmediğine işaret eder.. Çiftin bulunan kütle oranı da önceki çalışmada bulunanla eş değerde görünmektedir. Yörünge çözümü yapıldıktan sonra daha kesin sonuçlara ulaşılacaktır.

Çizelge 2. *Dikine hızlardan bulunan kaba değerler*

γ (A+B) (km/s)	γ (C) (km/s)	K_1 (km/s)	K_2 (km/s)	M_2/M_1
7.1 (3)	20.3 (3)	92.6 (3)	138 (5)	0.67 (2)

b. Hα etkinliğine bakış

Sürekliliğe göre normlanmış tayf kesitlerinde, 6563 Å yöresinde yer alan Hα çizgisinde soğurma ile salmanın gece içindeki değişimi (dansı!) Şekil 2'de görülebilmektedir. Burada üç yıldızın toplam ışınımı gözlendiğinden, ilk bakışta ancak bileşenlerin etkin bölgelerinin konumlarında ve görünür etkinlik düzeylerinde dönemli bir değişim olduğu söylenebilir. Etkin olmayan bileşenden gelen soğurmanın ters yanına



Şekil 2. *DH Leonis'in iki gecelik Hα (~6563 Å) bölgesi tayfları. Evre (zaman) artışı, yukarıdan aşağı doğrudur. Sol yanda kırmızıya kaymış Ha salmasının yeğinliği giderek azalmakta, sağ panelde gecenin sonuna doğru mavi taraftan ortaya çıkmaktadır.*

kaymış olan salmanın, etkin ve ısıtılmış renkküre bölgelerinin en çok göründüğü evrelerde, üzerine bindiği soğurmayı hemen hemen aştığı gözlenmektedir.

Renkküresel Hα etkinliğinin nicel olarak incelenmesi tayfsal çıkarma yöntemiyle yapılacaktır. Bu yöntemde, etkinlik göstermeyen standart yıldızların alınan tayfları, belli – ama tek çizgili olarak sınıflandırılan üçlü bir dizge için pek de belli olamayan (!) – ışıtma oranlarında, dönmeye bağlı yapay çizgi genişlemeleri de katılarak toplanmasıyla elde edilen "benzeşik" bir tayf, DH Leo'nun tayfından çıkarılacaktır. Böylece elde edilen Hα kesitlerinden, salt renkküre kaynaklı salmanın eşdeğer genişliği ölçülebilecektir.

Teşekkür

Beni İtalya'ya davet eden ve yaptığım gözlemlerde bana rehberlik eden Prof. S. Catalano ile A. Frasca'ya ve ayrıca değerli eleştiri ve önerilerinden dolayı danışmanım Prof. Z. Aslan'a teşekkürlerimi sunarım. Bu çalışma, TÜBİTAK-BAYG'ın Yurt Dışı Bilimsel Etkinlikleri Destekleme Programı'nın parçalı desteğinde gerçekleştirilmiştir.

KAYNAKLAR

Aslan, Z. 1963 M.Sc. thesis, University of Sussex.
Aslan, Z., Derman, E., Akalın, A., Özdemir, T., 1992, *Astron. & Astrophys.* 257, 580
Barden, S. C., 1984, *Astron. J.* 89, 683
Bolton, C. T., Aslan, Z., Kamper, K. W., Lyons, R. W., 1981, *Astron. J.* 86, 1267

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.309-318

α Centauri'nin Güneş Benzeri Yıldızları: Klasik ve Sismik HR Çizgesi Birbirini Tamamlayıcı mı?

M. Yıldız
Ege Üniversitesi Astronomi ve U.B. Bölümü
Bornova 35100 İzmir
e-posta: yildiz@astronomy.sci.ege.edu.tr

Özet

Güneş benzeri bileşenlere sahip olması ve bize en yakın yıldız sistemi olmasından dolayı α Centauri üzerine bir çok çalışma yapılmaktadır. Atmosfer üstü konuşlandırılacak teleskopların hepsinde birinci hedef olan bu sistemin bileşenlerinde titreşim sıklıkları (oscillation frequencies) yeter sayıda ve kalitede kaydedilebilirse, sistemin yaşı ve bileşenlerin ortalama yoğunluğunun doğrudan gözlemlerden bulunması öngörülmektedir. Bu çalışmanın asıl amacı, bu beklentiyi sorgulamaktır.

1. Giriş

Yıldızların temel özelliklerini belirlemekte karşılaştığımız bazı güçlükleri aşamadığımızdan, çoğu durumda kuramsal ile gözlemsel sonuçlar arasında önemli farklar kaçınılmaz olmakta ve kimi zaman da farkları gidermek için çok uç ve yanıltıcı yaklaşımlar (özellikle yıldızların yaşları ve kimyasal içeriklerine ilişkin) sergilenmektedir. Bu duruma yol açan asıl etken ise, bir yıldızın gözlemsel olarak saptayabildiğimiz ışınımgücü, etkin sıcaklık gibi temel niceliklerinin, bir çok başka niceliklere bağlı olmasına karşın, kuramsal çalışmalarda yapılacak işi basitleştirmek için, kimi zaman da iş yapabilmek için, sadece bir kaç niceliğe bağımlılıklarının gözönünde tutulmasıdır. Tek yıldızlar söz konusu olduğunda, temel nicelik kütle belirlenemediğinden durum daha da belirsizleşmektedir. Yıldız sismolojisindeki Güneş üzerine başarılı çalışmaların ardından, eğer uzaydan yapılacak gözlemlerde yeterli sayıda titreşim sıklığı elde edilebilirse, en azından Güneş benzeri yıldızların yaş ve ortalama yoğunluğunu sismik HR çizgesi olarak adlandırılan çizgeden bulma umudumuz var. Bu amaçla gönderilen WIRE (Schou ve ark., 2000) uydusundan ilk sonuçlar alınmaya başlandı ve farklı evrelerde bir çok proje (COROT, MOST, MONS, EDDINGTON) ise devam etmektedir.

Bu çalışmanın asli amacı bize en yakın yıldız sistemi ve bu özelliğinden dolayı bütün bu projelerde birinci hedef olan α Centauri'deki Güneş benzeri yıldızların iç yapı modellerini ve modellerin sıklıklarını elde ederek sismik HR çizgesinin klasik HR çizgesine ne kadar alternatif olabildiğini tartışmaktır. Burada belirtmekte yarar var, bu sistemin birinci bileşeninin kritik bir kütleye ($1.16M_{\odot}$) sahip olmasından dolayı henüz nihai sonuca ulaşılamamıştır. Ancak, beklentilerimizin, tamamıyle olmasa da, bir kısmının gerçekleşeceğini iddia edebiliriz.

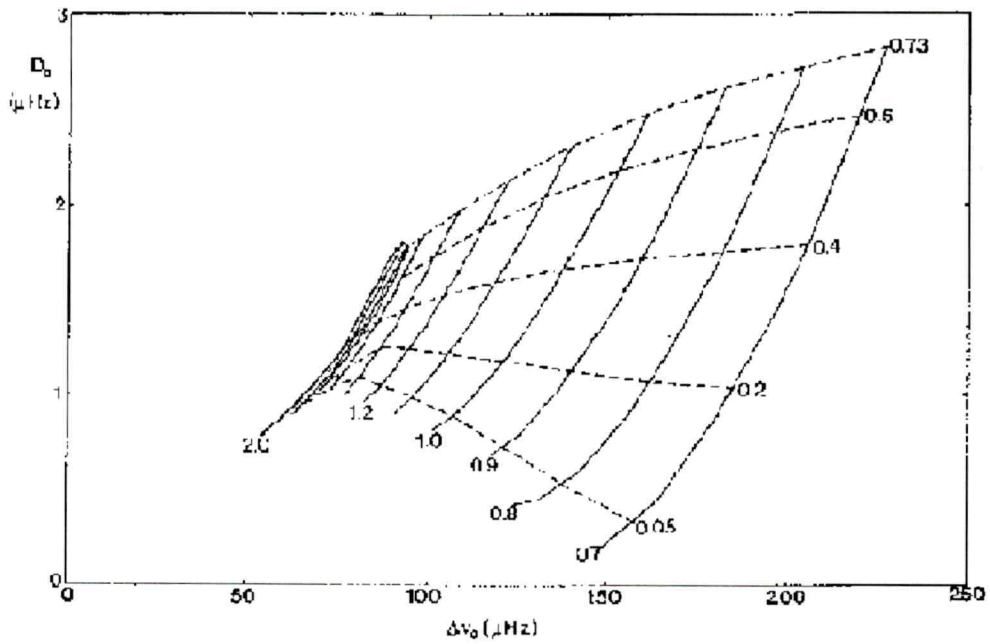
Klasik HR çizgesinde, belki tek bir kümeninki hariç , herhangi bir noktada birbirinden farklı bir çok yıldız bulunabilir. Aynı noktada bulunan iki yıldızın

ışınımgüçleri (L) ve etkin sıcaklıkları, dolasıyla yarıçapları (R) da, eşit olmasına rağmen bu nicelikler, farklı duyarlılıklarda da olsa, yıldızların kütleleri (M), hidrojen (X) ve ağır element bollukları (Z), konvektif parametreleri (α) (eğer yıldızın dış kısımları konvektif ise) ve yaşlarının (t) foksiyonudurlar:

$$L_1(M_1, X_1, Z_1, \alpha_1?, t_1) = L_2(M_2, X_2, Z_2, \alpha_2?, t_2), \quad (1)$$

$$R_1(M_1, X_1, Z_1, \alpha_1?, t_1) = R_2(M_2, X_2, Z_2, \alpha_2?, t_2) \quad (2)$$

İki yıldızın ışınımgücü ve yarıçaplarının eşit olması, açıktır ki, bu nicelikleri belirleyen, M, X, Z, α ve t gibi diğer niceliklerin (bundan sonra bu nicelikleri bağımsız değişken olarak adlandıralım) eşitliğini gerektirmez. Bu iki yıldızın bağımsız değişkenleri, en azından bazıları, farklı olabilir. İster tek isterse çift yıldız sistemi olsun,



Şekil 1. *Modellerin sıklıkları arasındaki küçük ve büyük ayrılmaların evrimle nasıl değiştiğini gösteren sismik HR çizgesi. Yatay eksen büyük, dikey eksen ise küçük ayrılmaları temsil etmektedir. Sağ taraftaki rakamlar merkezdeki hidrojen bolluğunu, alt taraftaki rakamlar da Güneş kütlesi cinsinden modellerin kütlelerini göstermektedir (Christensen-Dalsgaard, 1988).*

yıldız(lar)ın yaşını ve konvektif parametresini ancak kuramla gözlemin uyumlulaştırılabilmesi durumunda ve gözlemlerden bulunan niceliklerin hassaslığı ölçüsünde bulabiliriz. Tek bir yıldızın ışınımgücü ve yarıçapını (ya da etkin sıcaklığı) çok iyi bir duyarlılıkla belirlemiş olsak bile, kimyasal kompozisyonu aynı duyarlılıkta

belirleme şansımız yok. Güneş'in kimyasal kompozisyonunu bile, hala 10% hatayla biliyoruz. Böyle bir durumda, yıldızın yaşı ve konvektif parametresinin yanı sıra, kütle de ancak kuramla gözlemin uyumlulaşması ölçüsünde tahmin edilebilir ve bulunacak sonuç biricik olmak durumunda değildir. Görsel ve tutulma gösteren çift yıldızlarda ise biraz daha şanslıyız, en azından yıldızların kütlelerini doğrudan gözlemlerden bulabiliriz. Ancak, eğer sistemdeki yıldızların en azından birisi ön tip yıldızsa biricik çözüm söz konusu olabilir.

Aslında, ışınımgücü ve yarıçap burada ihmal ettiğimiz dönmenin de bir fonksiyonudur, ancak, yıldızlar eğer çok genç değilse, açısal momentum kaybının, dönmenin etkisini ortadan kaldıracak yeterlikte olduğunu kabul edebiliriz. Bu kabullenme ışınımsal dengenin olduğu bölgelerde açısal momentum aktarımının nasıl gerçekleştiği konusunda bir aşama kaydedene kadar devam etmek durumundadır.

Öte yandan, en azından Güneş benzeri yıldızlarda, titreşim sıklıkları arasındaki farklardan yıldızın ortalama yoğunluğu ve yaşını bulma umuduyla, uzaya teleskop konuşlandırma projeleri gündemde yerini almıştır. Eğer bu projeler asli işlevlerini yerine getirebilirse, *sismik* HR çizgesi (Şekil 1) olarak adlandırılan ve dikey eksenin sıklıklar arasındaki küçük, yatay eksenin ise büyük ayrılmaların oluşturduğu bu çizgeden yıldızların evrimine dair çok önemli ipuçları elde etmek mümkün olacaktır. Belirlenmesi umulan asli nicelikler, sıklıklar arasındaki küçük

$$\delta\nu_{nl} = \nu_{n,l} - \nu_{n-1,l+2} \approx (4l+6)D_0 \tag{3}$$

ve büyük

$$\Delta\nu_{nl} = \nu_{n,l} - \nu_{n-1,l} \tag{4}$$

ayrılmalardır ve evrimle D_0 ve $\Delta\nu_{nl}$'in nasıl değiştiği Şekil (1)'de gösterilmiştir (Christensen-Dalsgaard, 1988). Bu çizgede yer alan aşağıdaki rakamlar yıldızların kütlelerini gösterirken, sağdaki rakamlar merkezdeki hidrojen bolluğunu göstermektedir. Denklem (3) ve (4)'deki n ve l, sırasıyla, titreşimlerin yarıçap üzerindeki düğüm sayısını ve harmonik derecesini, yani, titreşim eksenine göre yıldızı yatay dilimleyen çizgi sayısını temsil etmektedir. Ortalama yoğunlukla ilişkili olan büyük ayrılma (yatay eksen) evrimle daha az bir azalma gösterirken, küçük ayrılma, yıldızın merkezinde hidrojen elementinin helyum elementine dönüşmesi sonucunda ses hızındaki düşmenin etkisiyle, daha keskin bir azalma göstermektedir. Burada, önemli olan bir noktaya da değinmekte yarar vardır: Kütlesi Güneş kütlesinin yaklaşık 1.3 katı olan yıldızları bu çizge de ayırd etmek oldukça güç olduğundan yukarıda anılan bütün projelerde öncelikli hedefler Güneş benzeri yıldızlardır.

Gözlemsel olarak üstesinden gelinmesi gereken asıl sorun, yapılacak gözlemlerden elde edilecek sıklıkların modlarının tayin edilmesidir. Güneş benzeri titreşim yapan yıldızların yer bazlı gözlemlerinde başarılamayan şey de budur (Kjeldsen ve ark., 1999). Gözlemsel olarak mod tayini kesin olarak yapılamadığı sürece, $\delta\nu_{nl}$ (ya da D_0) ve $\Delta\nu_{nl}$ de belirsiz olarak kalacaktır.

2. α Centauri'deki Yıldızların Özellikleri

Bize en yakın yıldız sistemi olmasına karşın, α Centauri üzerine yapılan hemen her çalışmada hem bileşenlerin temel özelliklerine hem de yörüngenin konumuna ilişkin tartışmalar devam etmektedir. Bu tartışmalara yol açan neden ise sistemin döneminin çok uzun olmasıdır (80 *yıl*). Bu sistem üzerine yapılan en son çalışmalardan birisi olan ve Pourbaix ve arkadaşlarının (1999) (PNVN) hemen hemen yüzyıllık veriyi kullanarak yaptıkları çalışmada elde edilen sonuçlar Çizelge 1'de verilmiştir. Son sütunda verilen kütlelelerdeki belirsizlik sadece standart sapmayı vermektedir. Radyal hız verilerinin düşük kaliteli olmasından dolayı kütlelerdeki hata ihmal edilebilir değildir. Bizim yaptığımız modellerde özellikle ikinci bileşenin kütlesi ışınımgücüne göre fazla olduğundan, bu yıldızın kütlesini $0.95M_{\Theta}$ kabul ettik.

Bir sisteminin yaşını ancak modeller ile gözlemlerden elde edilen sonuçların belirli bir zamanda uyumlulaştırılmasıyla bulabiliriz. Hem gözlemsel hem de kuramsal sonuçların ihmal edilemeyecek kadar hataya sahip olmasından dolayı bir sistemin bulunan yaşındaki hata payı genellikle oldukca fazladır. Eğer bu sistem, ikisi de konvektif zarfa sahip bir çift yıldız sistemi ise klasik yöntemlerle (sismik sonuçları gözönünde tutmadan) yaşa dair kesin bir bilgi elde edemeyiz. Bu nedenledir ki, bu sistem üzerine yapılan kuramsal çalışmalarda atfedilen yaşlar, sıfır yaş anakol ile neredeyse birinci bileşenin anakol ömrünün sonuna denk gelen, oldukca geniş bir

Çizelge 1. *α Centauri'deki yoldaş yıldızların gözlemlerden elde edilen fiziksel özellikleri (Pourbaix ve ark.. 1999).*

Star	M_v	L/L_{Θ}	T_e	$[Fe/H]$	M/M_{Θ}
α Cen A	4.34	1.58	5830	0.25	1.16 ± 0.03
α Cen B	5.70	0.50	5255	0.25	0.97 ± 0.03

zaman aralığında değişmektedir: Guenther ve Demarque (2000) bu sistem üzerine yaptıkları son çalışmalarında sistemin yaşını 7.6 *milyar yıl* olarak tespit ettiklerini belirtirken, Dappen ve ark. (1988) sistemin çok genç (1 *milyar yıl*'dan daha genç) olabileceğinin, konvektif parametrenin sıradışı azlığı durumunda ($\alpha = 0.45$), gözardı edilmemesi gerektiğini vurgulamaktadırlar.

Öte yandan, yörünge basıklığı ve dönemi ve ağır element bolluğu da yaşa ilişkin göstergeler olarak ele alınabilir. Bileşenlerin karşılıklı etkileşimlerinden dolayı bir çift yıldız sisteminde yörünge zamanla daireselleşirken, yörünge dönemi de azalmaktadır. Yörünge dönemi 80 *yıl,* yörünge basıklığı ise 0.52 (PNVN) olan bir sistem çok yaşlı olmasa gerektir. Benzer bir sonuç ağır element bolluğundan da çıkarılabilir. Yıldızların evrimlerinin bir sonucu olarak, gökada diskinde hem helyumun hem de ağır element bolluğunun zamanla artmasını bekleriz. Güneş komşuluğunda, Güneş'in oluşumundan bugüne kadar, Güneş bolluğuna göre, helyum bolluğundaki artış ağır element bolluğundaki artışın yaklaşık 4 katı kadar olduğu gözlenmiştir (Tosi, 1995):

$$\frac{\Delta Y}{\Delta Z} \approx 4 \tag{5}$$

α Centauri bileşenleri için bolluk analizi Neuforge-Verheecke ve Magain (1997) tarafından yapılmış ve her iki bileşen için yaklaşık $Z = 0.03$, yani Güneş'inkinin 1.5 katı bulunmuştur. Sonuç olarak, α Centauri sisteminin bu bakımdan da en azından Güneş'ten daha genç olduğunu beklememiz daha doğaldır.

3. α Centauri bileşenleri için modeller

Denklem 1 ve 2, dönmeyi gözönünde tutmazsak, modellerin gözlemlere kalibre edilmesinde hareket noktası olabilecek en genel yaklaşımdır. Burada gözlemlerden elde edilen kütlelerdeki belirsizlikleri tartışmak istemediğimizden, en azından şimdilik, verilen bir kütle için ışınımgücü ve yarıçapını, hidrojen ve ağır element bollukları, konvektif parametre ve zamanın fonksiyonları olarak inceleyeceğiz:

$$L = L(X, Z, \alpha, t), \qquad R = R(X, Z, \alpha, t). \tag{6}$$

Bu durumda, herhangi bir başvuru (reference) modelimizden yola çıkarak

$$L_{goz} = L_{bas} + \frac{\partial L}{\partial X}\delta X + \frac{\partial L}{\partial Z}\delta Z + \frac{\partial L}{\partial \alpha}\delta\alpha + \frac{\partial L}{\partial t}\delta t \tag{7}$$

$$R_{goz} = R_{bas} + \frac{\partial R}{\partial X}\delta X + \frac{\partial R}{\partial Z}\delta Z + \frac{\partial R}{\partial \alpha}\delta\alpha + \frac{\partial R}{\partial t}\delta t \tag{8}$$

yazabiliriz. *goz* ve *bas* ilgili niceliğin, sırasıyla, gözlenen ve başvuru modelindeki değerlerini temsil etmektedir. Yukarıdaki iki denklem her iki yıldız için ayrı ayrı yazılabileceğinden, modelleri gözlenen ışınımgücü ve yarıçapa eşitleyebilmek için dört denklemi tek bir yaş ve kimyasal içerikle çözmemiz gerekmektedir. Bir çift yıldız sisteminde yıldızların kimyasal içerik ve yaşlarını aynı alabiliriz, ancak konvektif parametreler farklı olabilir.

Modellerin içerdiği fizik daha önceki bir çalışmamızda verilmiş olduğundan burada tekrarlanmayacaktır (Yıldız, 2000). Her iki yıldız için başvuru modellerimiz PNVN'nin X, Z ve α değerleri kullanılarak elde edilmiş ve bu modellerden ışınımgüçleri ve yarıçapların zamana göre kısmi türevleri hesaplanmıştır. Daha sonra, X, Z ve α'nın her defasında birisi değiştirilerek bu niceliklere göre de ışınımgüçleri ve yarıçapların kısmi türevleri bulunmuştur. Bulunan değerler Çizelge 2'de sunulmuştur. Birinci yıldızın kütlesinin kritik bir kütle olduğunu daha önce belirtmiştik. $1.16 M_{\odot}$'sine sahip modellerde, çok küçük te olsa bir konvektif özek (core) oluşmaktadır. Merkez sıcaklığı, hidrojen ile oksijen çekirdekleri arasındaki nükleer tepkimeler etkili olacak bir değere ulaştığı zaman (yaklaşık 2 *milyar yıl*), özek aniden büyümekte ve sonra tekrar eski büyüklüğüne kavuşmaktadır. Bu kararsızlık sayısal bir kararsızlık olabileceği gibi henüz bilmediğimiz yeni bir kararsızlık şeklide olabilir.

Çizelge 2 *α Centauri bileşenleri için elde edilen modellerin hidrojen ve ağır element bollukları, konvektif parameter ve zamana göre kısmi türevleri. Işınımgücü ve yarıçaplar Güneş biriminde, zaman ise milyar yıl olarak kabul edilmiştir.*

Star	$\frac{\partial L}{\partial X}$	$\frac{\partial L}{\partial Z}$	$\frac{\partial L}{\partial \alpha}$	$\frac{\partial L}{\partial t}$	$\frac{\partial R}{\partial X}$	$\frac{\partial R}{\partial Z}$	$\frac{\partial R}{\partial \alpha}$	$\frac{\partial R}{\partial t}$
α Cen A	-9	-41	0.022	1.34	-1.6	-9.5	-0.15	0.471
α Cen B	-4.16	-14.7	0.025	0.312	-0.76	-3.5	-0.07	0.14

Denklem (7) ve (8)'i iki bileşen için ayrı ayrı yazdığımızda dört denklem elde etmemize karşın (bu denklemlerin lineer bağımsız olmadıklarını da belirtelim), beş bilinmeyenimiz (X, Z, t, α_a ve α_b) vardır. Sonuç olarak, niceliklerden birisini biliniyor varsaymak durumundayız. Bu durumda, gözlemlerdeki belirsizlikler dahilinde çok sayıda birbirine eşdeğer modeller yapmak mümkündür.
Örnek olarak, sistemin yaşını 2 *milyar yıl* alalım. Gözlenen Z/X değerinide gözönünde tutarak elde ettiğimiz birinci çözüm şöyledir (Model 1)

$$X = 0.672, \quad Z = 0.03, \quad \alpha_a = 1.25 \quad \text{ve} \quad \alpha_b = 1.44 .$$

Elde edilen bu sonuca göre, Güneş'in oluşumundan α Centauri'nin oluşumuna kadar geçen zamanda (yaklaşık 2.5 *milyar yıl*) helyum bolluğundaki artış ağır element bolluğundaki artışın 2.3 katıdır. Bu modelin temel özellikleri Çizelge 3'te verilmiştir.

Kuramsal sonuçlar gibi, gözlemden elde edilen sonuçlar da mükemmel değildir: sistemin yaşını bilsek bile, çözüm biricik olmaz. Herhangi bir nedenle, mesela ıraksınım açısındaki belirsizlikten dolayı, gözlemsel ışınımgücü $0.1L_\odot$ kadar az belirlendiğini varsayarsak (aynı şeyi, mesela saydamsızlıktaki belirsizlikten dolayı, uyarladığımız modelin ışınımgücü için de söyleyebiliriz, yani $\Delta L_{\text{mod}} = -0.1L_\odot$),

$$L_{goz,a} - L_{\text{mod},a} = 0.1L_\odot = \frac{\partial L_a}{\partial X}\delta X + \frac{\partial L_a}{\partial Z}\delta Z$$

$$L_{goz,b} - L_{\text{mod},b} = 0.1L_\odot = \frac{\partial L_b}{\partial X}\delta X + \frac{\partial L_b}{\partial Z}\delta Z$$

başka bir çözüm daha buluruz:

$$\delta X = -0.07, \quad \delta Z = 0.0125 \quad \text{ve} \quad \delta\alpha_a = -0.05,$$

Buradan da,

$$X = 0.602, \quad Z = 0.0425 \quad \text{ve} \quad \alpha_a = 1.20$$

buluruz. Bu çözümde elde ettiğimiz verilere göre, helyum bolluğundaki artış ağır element bolluğundaki artışın (yine Güneş'in başlangıç Y ve Z'sine göre) 3.7 katı olmaktadır.

Tersi bir durumda, yani gözlemsel ışınımgüçlerinin olduğundan daha az bulunmuş olduğunu varsaydığımızda ise,

$$X = 0.742, \quad Z = 0.0175 \quad \text{ve} \quad \alpha_a = 1.30$$

buluruz ki, bu 'çözüm' helyum ve ağır elementlerin zamanla azaldığı anlamına gelir ve sistemin gözlenen kimyasal bolluğuyla da uyumsuz olduğundan kabul edilebilir değildir. Bu son örneği vermemizin nedeni, kimyasal içeriği bilinmeyen gerek çift gerekse tek yıldızlar üzerine yapılan bir çok kuramsal çalışmada bir noktada bulunan uygunluğun sıklıkla çözümmüş gibi algılanmasıdır. Görüldüğü gibi, modelin özelliklerini gözlenene uyarlarken eğer elimizde, kütlelerin yanı sıra, sadece ışınımgücü ve yarıçaplar (ya da etkin sıcaklıklar) varsa ve her iki bileşen de konvektif zarfa sahipse buradan sistemin kimyasal içeriğine dair bir bilgi çıkarmamız mümkün değil. Spektroskopik yöntemlerle bulunan bolluklardaki hata payları da oldukça yüksektir. Z/X oranındaki hata, α Centauri için yüzde 25'tir (PNVN).

Eğer sistemimizin yaşını, 2 *Milyar yıl* yerine, 1 *Milyar yıl* kabul edersek

$$X = 0.6625, \quad Z = 0.029 \quad \text{ve} \quad \alpha_a = 1.169$$

buluruz. Çizelge 3'te modelin temel özellikleri Model 2 olarak verilmiştir.

Model 1 ve 2 klasik HR çizgesinde aynı noktayı paylaşmaktadır, çünkü modellerin ışınımgüçleri ve etkin sıcaklıkları arasındaki fark hatalardan çok daha azdır. Her iki modelde aynı merkez sıcaklığına sahipken, merkez yoğunluklari birbirinden farklıdır. Nükleer tepkimelerin sıcaklığa çok duyarlı olmasından dolayı, ışınımgücünü eşitlediğimizde merkez sıcaklığını da eşitlemiş oluyoruz. Böyle bir durumda, farklı kimyasal içerikli ve gözlenebilen nicelikleri aynı iki model elde ettiğimizde merkez yoğunluklar da farklı olmaktadır. Bir modelin yarıçapı, ışınımgücü kadar hassas olmasa da, α'nın yanı sıra, kimyasal içeriğe de bağlıdır. Konvektif zarflı yıldızlarda, Çizelge 2'den de anlaşılacağı gibi, modelin hidrojen ve ağır element bolluğu ne kadar fazlaysa yarıçapı da o kadar düşüktür. Öte yandan, sifir yaş anakoldaki bir yıldızın yarıçapı en azdır ve zamanla artar. Bu nedenlerden ötürü, Model 2'nin, yarıçapla ters ilişkili olan α'sı Model 1'inkinden daha azdır.

Çizelge 3'ün son iki satırında, her iki model için, Denklem 3 ve 4'te verilen sıklıklar arasındaki küçük ve büyük ayrılmaların ortalama değerleri sunulmuştur.
Modellerin ortalama yoğunluklarıyla orantılı olan sıklıklar arasındaki büyük ayrılmalar, olması gerektiği gibi birbirine eşittir. İlginç olan durum şudur ki, D_0'ın evrimle azalmasını beklerken, eşdeğer iki modelden genç olanın D_0'ı daha az olabilmektedir. Bu bir bakıma doğaldır, çünkü sıklıklar arasındaki farkı belirleyen şey ses hızının yıldız

Çizelge 3 *Farklı yaş ve kimyasal içerikli, fakat çok yakın ışınımgücü ve etkin sıcaklıklara sahip iki α Centauri A modelinin temel özellikleri. 0, c ve s alt indisleri, sırasıyla, yıldızın ilgili niceliğinin başlangıç, merkez ve yüzey değerlerini temsil etmektedir. CGS birimi.* $M = 1.16 M_{\odot}$

	Model 1	Model 2
$L / L_{\odot}$	1.576	1.589
$R / R_{\odot}$	1.246	1.242
T_e	5799	5821
X_0	0.672	0.663
Z_0	0.030	0.029
α_a	1.250	1.169
X_c	0.520	0.541
Z_c	0.031	0.030
X_s	0.698	0.695
Z_s	0.028	0.027
ρ_c	100.6	97.65
$T_c(10^6 K)$	16.31	16.31
$P_c(10^{17})$	1.939	1.879
$\Gamma_{1,c}$	1.667	1.667
t(milyar yıl)	2.0	1.0
$D_0(\mu Hz) : l = 0$	2.395	1.705
$\Delta \nu_0(\mu Hz)$	106	106

içerisinde nasıl değiştiğidir. Bu da, sadece zamana değil kimyasal içeriğe de bağlıdır. Yine de bu sonuç üzerinde, yukarıda anılan (sayısal ya da gerçek) kararsızlığın etkili olup-olmadığından emin olmak gerekiyor. Ancak şu da açıktır ki, bir yıldızın gözlemsel olarak sismik HR çizgesinde yerini belirlememiz yıldızlar hakkındaki bilgilerimize yeni boyutlar katacaktır ama yıldızlara ilişkin bütün sorunların bu sayede çözüleceğini de beklememek gerekiyor.

4. Sonuç

Bir çift yıldız sistemindeki bileşenlerin her ikisi de konvektif zarfa sahipse, kimyasal içeriği çok kesin olarak bilemediğimizden, gözlemlerle modellerin uyumlulaştırılmasıyla sistemin yaşını elde edemeyiz, çünkü beş bilinmeyene karşı, dört denklemimiz vardır. Belki, bilinmeyenleri birbiri cinsinden ifade ederek bilinmeyen sayısı azaltılabilir ve bir çözüm bulunabilir. Her ne kadar, birinci bileşenin modellerinde karşılaşılan kararsızlık elde edilen sonuçlar üzerinde kuşku yaratıyor olsa da, sismik gözlemlerden sıklıklar arasındaki büyük ve küçük ayrılmalar elde edilse bile sorunun tamamen çözülmeyeceğini söyleyebiliriz. Işınımgüçleri ve yarıçapların yanı sıra, sıklıklar arasındaki küçük ve büyük ayrılmaları aynı olan ve farklı kimyasal içerikli ve yaşta bir çok model elde etmek olası görünüyor.

S) İ.Küçük Konvektif parametre $\alpha = 0.45$ çok düşük. Böyle mi alındı? Çünkü diğer bileşenler için bulunanlar daha büyük, $\alpha = 1.40$ gibi, ve daha akla yatkın.

Y) M. Yıldız Bu konuya açıklık getirebilmek için iki ilişkiyi gözönünde tutmamız gerekir. Birincisi, yıldızların yarıçapları sıfır yaş anakolda iken en azdır ve zamanla artar; ikincisi de, bir modelin yarıçapı ile konvektif parametresi ters orantılıdır. Verilen bir kütle için, farklı yaşlara sahip fakat aynı büyüklükte iki modelimiz varsa, genç olanın konvektif parametresi daha küçüktür. Dappen ve arkadaşlarının yaptıkları çalışmada, 1 *Milyar yıl*'dan daha genç modellerin de α Centauri'nin gözlenen özelliklerine uyarlanabileceğini saptamışlar. Bu uyarlamanın bir sonucu olarak, konvektif parametre, sizin de dikkat ettiğiniz gibi çok düşük çıkmaktadır. Ancak, bizim yaptığımız 1 *Milyar yıl* yaşa sahip olan modelin konvektif parametresi $\alpha = 1.169$ 'dur. Dappen ve arkadaşlarının α 'yı çok küçük bulmalarının en belirgin sorumlusu o dönemde kullanılan saydamsızlıktır (opasite). Ama, bugün de önemini koruyan bir sorun daha var: diferansiyel dönme de, en azından evrimin belirli süreçlerinde, yıldız yapısı üzerinde etkilidir.

Teşekkür

W. Dziembowski'ye birinci bileşenin modellerinde karşılaşılan kararsızlık üzerine açıklamaları ve M. Monteiro'ya modellerin sıklıklarını hesaplama inceliğini gösterdiği için içten teşekkür ederim. Bu çalışma, kısmen, Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Araştırma Fonu tarafından desteklenmiştir (99/FEN/015).

KAYNAKLAR

Christensen-Dalsgaard, J., 1988, IAU 123, Advances in Helio-and Ateroseismology, J. Christensen-Dalsgaard ve S. Frandsen (edl.), Kluwer Academic Pub., s. 295

Dappen, W.,Dziembowski, W.A., Sienkiewicz, R., 1988, IAU 123, Advances in Helio- and Asteroseismology, J. Christensen-Dalsgaard ve S. Frandsen (edl.), Kluwer Academic Pub., s.233

Guenther, D., Demarque, P., 2000, ApJ 531, 533

Kjeldsen, H., Bedding, T.R., Fransen, S., Dall, T.H., 1999, MNRAS 303, 579
Neuforge-Verheecke, C., Magain, P., 1997, A&A 328, 261
Pourbaix, D., Neuforge-Verheecke, C., Noels, N., 1999, A&A 344, 172
Schou, J., ve ark., 2000, Helio-and Asteroseismology at the Dawn of the Millennium, SOGO'2000 Euroconference, basımda
Tosi M., 1995, astro-ph/9512096
Yıldız, M., 2000, Variable Stars as Essential Astrophysical Tools, C. İbanoğlu, (ed.), Kluwer Academic Press, s.169

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.319-322

δ Scuti Türü 63 Her Yıldızının Modelleştirilmesi

H. Kırbıyık, N. Kızıloğlu, R.Civelek
Orta doğu Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü
06531, Ankara

63 Her δ Scuti tipinde bir yıldızdır. δ Scuti yıldızlarının tayfları A5-F5 aralığında ve kütleleri 1.5-2.5 güneş kütlesi aralığındadır. Bu yıldızların çoğunun radyal salınım yaptığı sanılmaktadır. Ancak bu grup yıldızların radyal olmayan salınım da yaptığı bulunmuştur (Dziembowski, 1975). Evrim bakımından, δ Scuti yıldızları ya anakolda ya da anakoldan biraz uzaklaşmış durumdadırlar.

63 Her farklı frekanslarda salınım yapan değişken yıldız olarak gözlenmiştir. Tayf türü A8V dir. Etkin sıcaklığı 7800 ±200 K ve M_v = 1.7 ± 0.25 (Hauck ve Mermilliod, 1980). İlk kez Breger gözlemiş (1969) ve periyodunu 0.077 gün (150 μHz) bulmuştur. Daha sonra Elliot (1974) gözlemiş ve periyodunu 0.079 gün (146.5 μHz) olarak belirlemiştir. Sonradan birçok gözlemci aynı yıldızı gözlemiştir (Baglin ve diğ. 1973; Reed ve Welch (RW) 1988; Belmonte ve diğ. 1991; Breger ve diğ. 1994). RW 89.4, 131.5, 220.7 μHz; Belmonte ve diğ. 46.3, 56.1, 73.7, 89.3, 131.0, 149.8, 232.3 μHz ve Breger ve diğ. 89.3, 131.0, ve 232.3 μHz frekanslarında salınım yaptığını tesbit etmişlerdir. Gözlemlerin, özellikle üç tanesinin 89.3, 131.0 ve 149.8 μHz hemen tüm gözlemcilerde ortak olduğu görülmektedir. 131.0 μHz lik frekansın genliği diğerlerinden fazla bulunduğundan bu frekans "temel radyal mode" olarak yorumlanmıştır. Buna göre küçük frekansların gözleniyor olması, radyal olmayan "çekimsel mode" ları düşündürmektedir. Ayrıca periyot oranlarından 149.8 ve 232.3 μHz salınımlarının da "radyal olmayan mode" olarak yorumlanabileceği belirtilmiştir.

Mangeney ve arkadaşları (1991) 63 Her yıldızının kuramsal açıklamasını yapmaya çalışmışlardır. 1.80 ve 1.85 güneş kütleleri için model hesaplamaları yapmışlar ve 1.85 güneş kütleli model için gözlenen "radyal temel mode" olan 131. μHz frekansını elde etmişlerdir. Düşük harmonik derece değerleri için yaptıkları hesaplamalarda, gözlemsel değerlere karşı gelen frekanslar bulduklarını belirtmektedirler. Ancak, 131.0 μHz den başka 149.8 μHz lik salınımın da radyal temel mode olabileceği savını ileri sürmüşlerdir. Ancak, 131.0 μHz lik salınımın genliğinin diğerinden (149.8 μHz) dört kez daha fazla olduğu gerçeğini de unutmamak gerekir.

Yaptığmız bu çalışmada 1.85, 1.90 ve 1.95 güneş kütleli yıldızlar evrimleştirildi ve 63 Her yıldızının gözlemsel parametrelerine uygun modeller elde edildi. Modellemede güncel fizik ve parametrelerin dahil edilmesine dikkat edildi. Frekansların hassas bir şekilde elde edilmesi için yaklaşık 5000 kabuk ("zone") kullanıldı.

Salınım denklemleri, dengedeki yıldızın yapı denklemlerinin pertürbasyonuyla elde edildi ve adyabatik olarak ele alındı. Klasik lineer kurama göre çözüldü. Radyal ve radyal olmayan salınımlar için uygun sınır şartları kullanılarak denklemler çözüldü ve çözümlerde onbinde bir veya daha küçük duyarlılık arandı.

Sonuç

1.90 kütleli modelimizin 63 Her yıldızını en iyi temsil ettiğini bulduk. Bu model için düşük harmonik derecelerinde, $l = 0,1,2,3$, frekans hesaplamaları yapıldı. Gözlenen sekiz frekanstan altı tanesi kuramsal olarak elde edildi (bak Çizelge). Gözlemcilerce ikinci harmonik radyal salınım olarak tanımlanan 220.7 μHz ve radyal olmayan salınım diye tanımlanan beş tane frekans, $l = 3$ için elde edildi. Ancak belirtmek gerekir ki salınım hesaplamalarında yıldızın dönmesi dahil edilmedi. Bundan sonraki çalışmalarımızda dönmeyi katarak hesaplamaları tekrar yapmayı düşünmekteyiz. Çünkü, yıldızdaki eksenel dönmenin frekansları etkileyeceğini düşünüyoruz.

Çizelge 1. *Dengedeki modelin özellikleri ve temel mode, birinci harmonik, ikinci harmonik salınımfrekanslarıyla ilgili bilgiler. ν_{nl} n sıralı ve harmonik derece l ye karşı gelen frekanstır. Diğer semboller her zamanki anlamdadır.*

Mod no.	M ($M_\odot$)	T (Gy)	L ($L_\odot$)	R ($R_\odot$)	T_{eff} (K)	X_H (merkez)	ν_{00} (μHz)	ν_{10} (μHz)	ν_{20} (μHz)
1	1.85	0.714	15.13	2.12	7829	0.322	157.8	204.4	252.2
2	1.85	0.729	14.57	2.19	7615	0.310	149.7	193.5	239.5
3	1.90	0.663	16.66	2.24	7783	0.288	146.0	189.0	233.8
4	1.90	0.669	16.79	2.25	7791	0.284	145.5	188.5	233.2
5	1.90	0.709	16.70	2.34	7636	0.251	137.6	178.1	220.7
6	1.95	0.614	18.34	2.33	7839	0.294	141.3	184.3	231.9
7	1.95	0.656	17.77	2.34	7760	0.254	140.1	181.5	225.6
8	1.95	0.657	17.43	2.37	7666	0.253	137.0	177.5	220.0

Çizelge 2. *Model 5 için gözlenen ve hesaplanan frekans değerlerinin özeti. Frekanslar μHz ve periyot ile Q-değerleri de gün cinsindendir. "0" gözlenen ve "c" hesaplanan anlamınadır.*

frekans	ν_0 (B)	ν_0 (RW)	ν_0 (Belm.)	ν_0 (Br ve diğ.)	ν_c	n/l	P_c [d]	Q^d
ν_1			46.3		46.6	-15/3	0.248	0.095
ν_2			56.1		56.9	-12/3	0.203	0.078
ν_3			73.7		73.0	-9/3	0.158	0.061
ν_4		89.4	89.3	89.3	89.5	-7/3	0.129	0.049
ν_5		131.5	131.0	131.0	131.5*	-3/2	0.088	0.034
ν_6	150.0		149.8		149.1	-3/3	0.077	0.029
ν_7		220.7			220.7	2/0; 0/3	0.052	0.020
ν_8			232.3	232.3	231.9**	2/0	0.050	0.019

B: Breger 1969; RW: Reed & Welch 1988; Belm.: Belmonte ve diğ. 1991; Br ve diğ.: Breger ve diğ. 1994.
*: model 7 sonucu.
**: model 6 sonucu.

KAYNAKLAR

Baglin A., Breger M., Chevalier C., Hauck B., le Contel J., Sareyan J.P., Valtier J.C., 1973, A& A 23, 221

Belmonte J.A., Chevreton M., Mangeney A., Praderie F., Saint-Pe O., Pget P., Alvarez M., Roca Corets T., 1991, A&A 246, 71

Breger M., 1969, ApJ 74, 166

Breger M., Ostermann W.M., Jiang Shi-yang, Li Zhi-ping, Akan M.C., Evren S., Ibanoğlu C., Keskin V., Tunca Z., 1994, A&A 289, 162

Dziembowski W., 1975, Mem. Soc. Roy. Sci., Liége, Serie 6, 8, 287

Elliot J.E., 1974, AJ 79, 1082

Hauck B., Mermilliod M., 1980, A& A 40,1

Mangeney A., Dappen W., Praderie F., Belmonte J.A., 1991, A&A 244, 351

Reed L.G., Welch G.A., 1988, AJ 95, 1510

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.323-328

Kuazarların Radyo Özelliklerinin İstatistiksel Bir Yöntemle Araştırılması

A.İ. Karafistan
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Özet

İyi bilinen radyo özellikleri olan birisi yakın birisi uzak kuazarları içeren iki örnek *istatistiksel "Ana bileşenlere ayırma"* yöntemi ile incelenerek radyo morfolojisi ve fiziksel parametreler arasında bağlantılar aranmıştır. Sonuç olarak 36 yakın kuazar için tayf bölgesinin kırmızıya kayma (red shift) ve ışınım gücü arasında doğru orantılı bir bağlantı bulunmuştur. Bu bağlantı, 43 uzak kuazar için daha az belirgin olmakla birlikte, bu örnekte ışınım gücü ve doğrusal büyüklük arasında ters orantılı bir bağlantının varlığı ortaya çıkıyor. Buna karşılık, bu analiz yukarıdaki iki örneğe uygulandığı zaman, eğilim açısı ve diğer fiziksel parametreler arasında herhangi bir bağlantı vermiyor.

1. Giriş

Yakın geçmişte bir çok araştırmacı kuazarların radyo morfolojisi, yani şekli ile yakından ilgilenmişlerdir. Önceleri, kırmızıya kayma ve ışınım gücü arasında bulunacak bir bağlantının, değişik kozmolojik modelleri ayırt etmekte kullanılabileceği bekleniyordu. Buna karşılık, kritik bir yoğunluğa bağlı bazı kozmolojik modellerle evrim senaryosunun uygun olamayacağı gösterildi. Problemin bir başka yanı da, kuazarların gözlenen optik ve radyo özellikleri arasında bir bağlantı aramaktı. Eldeki kuazar verilerine bakıldığı zaman, tayfın küçük kırmızıya kaymalarına karşılık gelen doğrusal büyüklüklerin büyük olduğu gözlenir. Özellikle küçük büyüklüklerdeki optik soğurma kuazarlarda biçimsel bir evrim olarak yorumlanmıştı. Işınım gücü ve kırmızıya kaymanın doğrusal büyüklük üzerindeki etkilerinden önce kendi aralarındaki bağlantıları belirlemek gerekiyordu -bazı durumlardaki akı yoğunluğuna bağlılıkları gibi. Dolayısıyla, değişkenler arasındaki bağlantıları yorumlamadan önce, kuazar manifoldunun boyutu, ve varsa örneklemedeki seçim meyilleri (bias) sorunlarının çözülmesi gerekiyordu. Bu amaçla 36 yakın ($z \leq 1.5$) ve 47 uzak ($z > 1.5$) kuazarı istatistiksel ana bileşenlere ayırma yöntemi ile inceledikten sonra değişkenler arasında bağlantılar aradık.

2. Ana Bileşenlere Ayırma Metodu (PCA)

Astronomide ilk olarak 1970 yıllarında kullanılmış matematiksel bir analiz yöntemidir. Verilerdeki değişkenler arasındaki varyans-kovaryans yapıyı açıklar. Diğer bilim dallarında, tıpta ve özellikle psikiyatride olduğu kadar son yıllarda astronomide ve deniz bilimlerinde de yeni uygulamaları var. Tam anlamıyla istatistiksel bir analiz metodu değil. Seçim meyillerine bağlı, 'bias' diye bilinen etkileri manifoldun p 'boyut sayusu'

olarak belirleyen çok değişkenli bir analiz yöntemi diyebiliriz. Değişkenler arasındaki bağımlılıklardan dolayı kuazar verilerinin oluşturduğu uzayın boyutu izdüşümlerle küçülebilir. PCA olarak adlandıracağımız analiz sonuçlarından boyut için p alt sınırı bulunur. Gözlenebilir kuazarların gerçek dağılımı da bu p sayısına bağlı olacaktır. Gerçek verilere uygulamada önce standart bir korelasyon matrisi oluşturulur. Tüm değişkenler eşit ağırlıklarda temsil edildikten sonra m gözlemlerine karşılık gelen x_i (i=1,...m) vektörü özdeğerlere ayrıştırma metodu ile ξ_j (j=1...p) faktörüne dönüştürülür. Dönüştürme işlemi birim vektöre normalize edilmiş faktörlerin sadece uzunluklarını değiştirir, yönlerini değiştirmez. 'Faktör yükleri' olarak bilinen bu vektörler PCA sonucu elde edilen özvektörler ve özdeğerlerin çarpımından elde edilir. Bu vektörlerin faktör eksenlerine göre doğrultuları ise faktörler arasındaki korelasyon derecesini belirler. Başka bir deyişle, paralel veya buna yakın eğimli faktörlerin temsil ettiği değişkenler birbirine oldukça bağımlıdır. Çok bağımlı iki değerin vektör temsilindeki açılarının kosinüsü mutlak değer olarak +1, bağımsız yani vektör olarak ortogonal olanlar içinse de sıfırdır. Bu gerçeği elimizdeki kuazar verilerine uygulayarak bazı değişkenler arasındaki bağımlılık derecesini araştırdık.

3. Kuazarlardaki radyo yapısına uygulama

Buradaki çalışmada Hewit & Burbidge (1980), Barthel & Miley (1988) gibi kataloglardan, kırmızıya kayma ve büyük-ölçek yapısı bilinen kuazarlar seçilerek çıkartılmış kısa bir katalogdur. Seçim koşulu olarak aşağıdaki gözlenebilir büyüklükler aranmıştır;

Lin: (Kpc) En büyük doğrusal büyüklük anlamına gelen morfolojik bir değerdir. En büyük açısal büyüklüğün (LAS: yay saniyesi), yani radyo kaynağının uçları arasındaki doğrudan ölçülebilen açısal uzaklık, ve buna karşılık gelen açısal çap uzaklığının çarpımından elde edilir. Burada kuazarların salma çizgilerindeki kırmızıya kayma ve kullanılan kozmolojik modelin özelliklerinin de dikkate alınması gerekir (Friedmann evreninde H_0=75k m/sn.pc^{-1}, q_0=0.5).

Eğilme (Ben: derece olarak) radyo özeği ile optik kaynağın dış uçları arasındaki açıdır. Burada radyo morfolojisine bağlı bu iki parametreden başka ışınım gücü P (5 GHz^{-1}'de K-düzeltmesi yapılmış WHz^{-1} olarak monokromatik ışınım gücü) ve radyo tayf indeksi α'yı da sayabiliriz.

Eşit olmayan dağılımlarından dolayı α hariç, bütün değişkenlerin logaritmaları alındı. İstatistiksel işleme geçmeden önce de giriş matrisi şu şekilde standartlaştırıldı; her değişkenden ortalama değeri çıkarılarak standart sapmaya bölmek suretiyle normalleştirildi. Yukarda belirtilen 5 parametre ile ilgili gözlemler, 36 yakın kuazar (yani $z \leq 1.5$) ve 43 uzak kuazar ($z > 1.5$) için kataloglardan elde edildi. Son olarak da eğilme açısını içermeyen ilk iki örnekten 54 yakın ve 79 uzak kuazara kadar veriler elde edilmiştir. Çizelge I ve 2'de sırasıyla 36 yakın ve 43 uzak kuazar için yukarıdaki 5 parametrenin ortalama değer ve standart sapmaları verilmiştir. Çizelge 3 ise birleştirilmiş örneği temsil ediyor. Bu örneklere önceden test edilen iki ayrı PCA yöntemi uygulanmış ve standartlaştırılmış korelasyon

Table 1: Sample of 36 Nearby Quasars ($z \leq 1.5$)

j	1	2	3	4	5
Variable (x)	log(1+z)	log(P)	log(Lin)	log(ben)	α
mean $\bar{x}$	0.238	26.897	2.104	0.800	0.936
s.d; (σ)	0.085	0.543	0.414	0.486	0.217
Eigenvalues:	2.309	1.481	0.681	0.390	0.139
γ	0.792	0.918	0.786	0.647	0.647
Residuals:	0.04	0.25	0.25	0.29	0.13
in %	10%	78%	76%	94%	

Table 2: Sample of 43 distant Quasars ($z > 1.5$)

j	1	2	3	4	5
Variable (x)	log(1 + z)	log(P)	log(Lin)	log(ben)	α
mean $\bar{x}$	0.460	27.288	1.801	1.163	0.984
s.d. (σ)	0.045	0.387	0.290	0.415	0.189
Eigenvalues:	1.852	1.281	0.801	0.582	0.484
γ	0.590	0.672	0.639	0.544	0.688
Residuals:	0.03	0.17	0.25	0.13	
in %	7%	47%	78%	34%	

Table 3: Combined sample of 79 Quasars

j	1	2	3	4	5
Variable (x)	log(1 + z)	log(P)	log(Lin)	log(ben)	α
mean $\bar{x}$	0.359	27.1110	1.939	0.998	0.962
s.d. (σ)	0.130	0.502	0.381	0.482	0.202
Eigenvalues:	2.410	1.246	0.648	0.417	0.279
γ	0.725	0.808	0.709	0.627	0.787
Residuals:	0.07	0.22	0.21	0.29	
in %	17%	66%	61%	97%	

matrisleri oluşturarak izdüşüm ve öz değerler elde edilmiştir. Çizelgelerde özdeğerler ve toplam varyansın kümülatif yüzdesi de alt satırlarda veriliyor. Özdeğerlere bakıldığı zaman

her üç örnekte de sadece iki faktörün özdeğerlerinin birden büyük olduğu görülür. Bazı analizcilere göre bu (Gutman, 1954) şu şekilde yorumlanıyor; sadece birden büyük özdeğerler normalize edilmiş parametreden daha büyük varyans içerdiği için dikkate alınmalı. Faktör teorisi bu şekilde üç ayrı veri grubuna uygulandığı zaman, varyansların değişkenler arasındaki korelasyonlardan ve alt uzaydaki iki faktörden kaynaklandığı anlaşılıyor. Asimptotik bir formül kullanarak birden küçük özdeğerleri ihmal etmenin etkisi, öz değerin varyansı ile karşılaştırarak şu şekilde araştırılabilir;

$$\mathrm{Var}[\lambda] = 2\lambda^2/n \qquad (3.1)$$

Örneğin, $z \leq 1.5$ olan kuazarlarda, $\lambda = 1.+0.18$'den hareket ederek, $p=2$'nin manifoldun gerçek boyutu olduğu doğrulanabilir. Her ne kadar bu iki bileşen verilerdeki varyansın büyük bir kısmını belirlemeye yeterli ise de üçüncü bir bileşenin önemi de her değişkenin kommünalitesi, γ_j^2 ile araştırılabilir. $1-\gamma_j^2$ iki faktörün, ana veriler takımında arta kalan varyansın, tüm değişkenliği ne derece ölçemediğini gösterir. Kommünalite ve ortalama olarak kalan (rezidüel) varyans $\sqrt{(1-\gamma)\sigma}$ Çizelge 1,2,3'teki son satırlarda verilmiştir.

4. Sonuçlar

Sonuçlar her iki faktör ve üç ayrı veri grubu için şekillerde verilmiştir. Faktörlerin yönleri öz vektörlerinki ile ayni, uzunlukları ise özdeğerlerin karekökünе (veya varyanslara) eşittir. Faktör yükleri değişkenlerin eğimlerini temsil ettiğinden paralel veya ters yönde eğimi olan vektörler birbirine çok bağımlı değişkenleri temsil ediyor anlamına gelir.

Şekil 1: Yukarıdaki açıklamadan 36 yakın kuazardaki kırmızıya kayma ve aydınlatma gücünün birbirine bağımlı olduğu anlaşılıyor. Buna karşılık **Şekil 2**'de verilen 43 kuazarda bu bağlantı o kadar açık olmamakla birlikte kırmızıya kayma ve doğrusal büyüklük arasında bir ters korelasyon var gibi. Bu iki şekilden ayrıca şu sonuca varabiliyoruz:

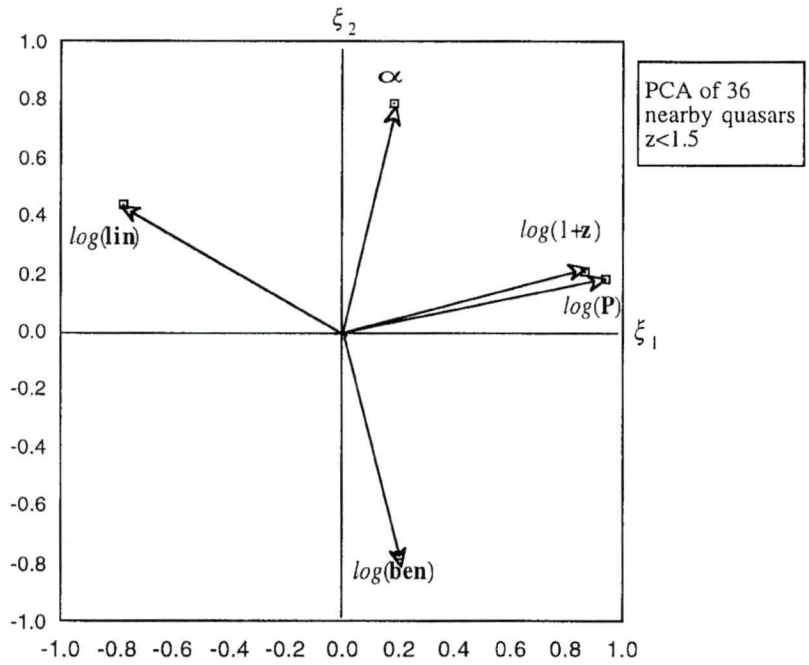
1) z⊥ben Başka bir deyimle kırmızıya kayma ve eğilme açısı birbirinden bağımsız.
2) P⊥ben Işınım gücü ve eğilme de bağımsız parametrelerdir.

Faktör yükleri yukarda gördüğümüz grafiksel kullanımları yanında değişik ölçülebilir büyüklükler arasında bağlantılar kurmamızı da sağlar. Bu amaçla, örneklerdeki seçim etkilerini ayırt edebilmek için değişik sayılarda değişken içeren birkaç örneğe PCA uygulanmıştır. Beş parametresi de ölçülen 43 uzak kuazar için şu bağlantı bulunuyor:

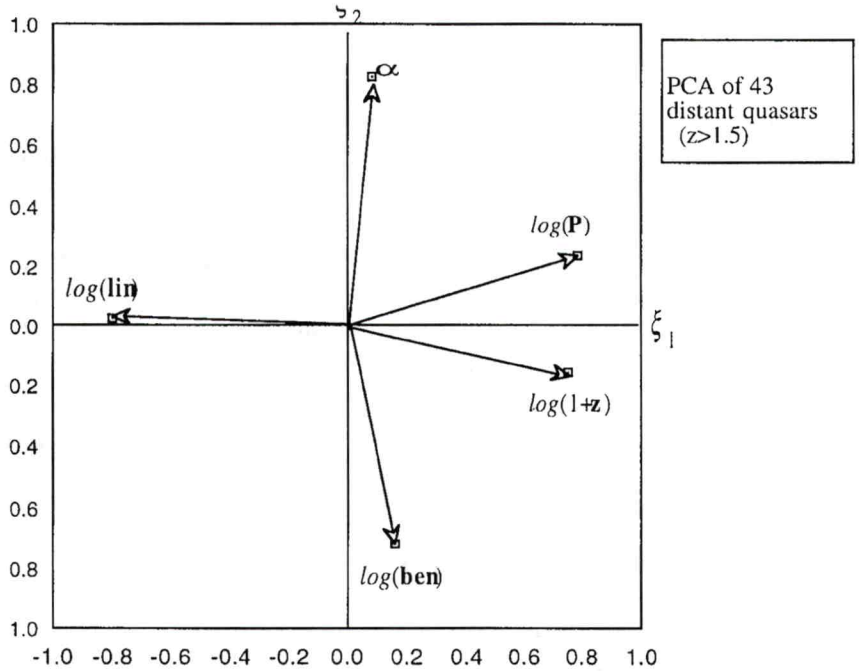
$$\mathrm{Log(Lin)} = 11.10 - 4.46\ \log(1+z) - 0.26\ \log(P) \qquad (4.1)$$

Bu parametrelerden eğilme çıkarılmışsa da bağlantı şu şekli alıyor;

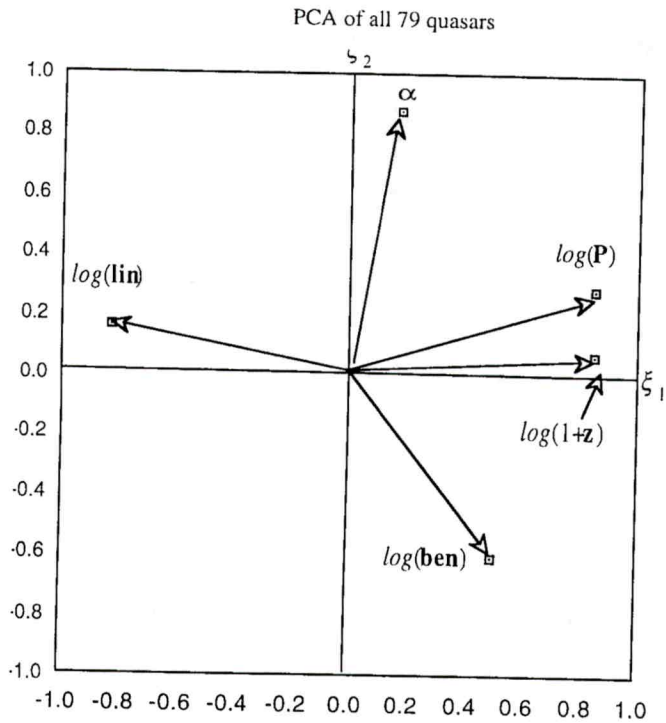
$$\mathrm{Log(Lin)} = 6.36 - 4.94\ \log(1+z) - 0.22\ \log(P) \qquad (4.2)$$



Şekil 1.



Şekil 2.



Şekil 3.

Bu sonuçlardan uzak kuazarlarda doğrusal büyüklük Lin ve z arasında ters bir korelasyon, Lin ve P arasında ise daha az belirgin bir bağlantı olduğu anlaşılıyor. Işınım gücü ve doğrusal büyüklük arasındaki ters korelasyondan hareket ederek, akı ile sınırlanmış bir örnekte neden küçük kaynaklar arasında daha parlak olanların seçildiği anlaşılabilir. Tüm bunlardan çıkarılan sonuç ise 5 parametrenin de bilindiği durumlarda p=2'nin manifoldun boyutu olması; sadece üç parametrenin dikkate alınmasında ise (eğilme bilinmiyorsa) p=1 olabilmesidir. Büyüklük ve z arasındaki bağlantı ise kozmolojide Einstein-de Sitter evreni, yani (q_0=0.5) ile açıklanabilir.

KAYNAKLAR

Barthel, P.D., Miley, G.K. 1988 –Nature 333, No:6171, 319.
Hewitt, A., Burbidge, G. 1980 – Astrophys. J. Suppl. 43, 57.
Karafistan A.İ. 1998 – Application of Principal Component Analysis to radio Properties of Quasars., Astron. Nachr. 319,5, 319-324.
Miley. G.K.: 1971, MNRAS 152, 477.
Murtagh, F., Heck A. 1987 – Multivariate data analysis, D. Reidel Publishing Company.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.329-360

Nötron Yıldızlarında Manyetik Alan Evrimi. Boyut Analizi ve Benzerlik Teorisi.

İ.M.Yusifov[1,3], M.E. Özel[2] and İ. Küçük[1]
yusifov@erciyes.edu.tr; ozel@btae.mam.gov.tr ; kucuk@erciyes.edu.tr
[1] *Erciyes Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakultesi,*
Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 38039, Kayseri , TÜRKİYE
[2] *Marmara Araştırma Merkezi, Uzay Teknolojileri Grubu, PO 21, 41470,*
Gebze-Kocaeli, TÜRKİYE
[3] *Azerbaycan Bilimler Akademisi, Fizik Enstitüsü, Bakü 370143, AZERBAYCAN*

İçindekiler

Özet
Abstract
1. Giriş
2. Nötron Yıldızlarının Bulunması ve Manyetik Alanın Değerlendirilmesi
3. Manyetik Alanın Evrimi
4. Süpernova Kalıntısı - Nötron Yıldızı ilişkisi
5. Milisaniye Dönemli Atarcalar ve Çift Sistemlerdeki Nötron Yıldızları
6. Magnetarlar ve diğer egzotik Nötron Yıldızlar
7. Benzerlik Teorisi, Boyut Analizi ve Dinamo Mekanizması
8. Sonuç
9. Kısaltmalar Listesi
10. Kaynaklar

Özet

Bu gözden geçirmede, nötron yıldızlarının manyetik özellikleri incelenmektedir. Nötron yıldızların manyetik alanının oluşumu ve evrimi konusunda geniş literatür taraması yapılmış, mevcut teoriler karşılaştırılmıştır. Eleştiride, nötron yıldızlarının manyetik alanının konusunda son yıllardakı gelişmeler, bu arada Supernova Kalıntısı ve nötron yıldızlı ilişkisi, nötron yıldızlarının çift sistemlerdeki evrimi kısaca tartışılmaktadır.

Abstract

In the present review, the magnetic properties of neutron stars are analyzed. A review of literature on the generation and evolution of neutron stars magnetic fields are considered, various existing theories are compared. The main problems considered are the recent progress on the neutron stars magnetism, Supernova Remnant – neutron stars associations and evolution of neutron stars in binary systems.

1. Giriş

Arkada bıraktığımız bilim ve teknolojinin çok büyük hızla geliştiği yüzyılın astronomi alanında en büyük buluşlarından birisi, nötronun keşfinden (1932) kısa bir süre sonra, önce kuramsal olarak öngörülen ve daha sonra 'pulsarlar' veya 'atarcalar' olarak tanınan Nötron Yıldızlarının (NY) bulunmasıdır. (Bundan sonra, bilinen NY'ının çoğu radyo bölgesinde ilk kez 'atarca' olarak tanımladıkları için, atarca veya NY kelimeleri, özel olarak belirtilmemişse, eşanlamlı olarak kullanılacaktır).
Supernova (SN) patlamalarının sonucu olarak NY'ın yaratılması olasılığı 66 sene önce Baade & Zwicky (1934) tarafından öngörülmüştür. 1939'da Oppenheimer & Volkof kuramsal çerçeveyi vermiş, ancak, öngörülenin kanıtlanması için, 1967'de atarcaların bulunmasına kadar (Hewish, Bell et al., 1968), 34 sene beklemek gerekmiştir. Bu gün bilinen atarcaların sayısı 1000'i aşmıştır (Camilo et al., 2000). Veri tabanı olarak hazırlanmış en geniş katalogdaki (Taylor et al., 1995) atarcaların sayısı ise 706'dir. Son 30 sene içinde atarca fiziği ve astrofiziği problemlerini tartışmak için defalarca bilimsel toplantılar yapılmış, binlerce makale yazılmıştır. Bu araştırmaların tek ve çift yıldızların fiziğine ve evrimine, görelilik teorisine ve yüksek yoğunluklarda madde fiziğine çok önemli katkıları olmuştur. Bu derlemede, sadece NY manyetik alanı (MA)'nının oluşumu ve evrimi konusunda literatür taramasının sonuçları, son 30 yıldaki kuramsal gelişmelerle son yıllarda yogun MA'lar konusundaki yeni gelişmeler özetlenmiştir.

2. NY'larının Bulunması ve Manyetik Alanı Değerinin Tahmini

İlk NY'lar, periyodu 1 saniye civarında olan sürekli radyo atılımları şeklinde kaydedildi ve bu nedenle de bu cisimlere 'Pulsing Radio Source' anlamında 'pulsar', Türkçede ise 'atarca' adı verildi.

İlk dönemlerde bu türlü periyodik ışımayı açıklamak için çok farklı modeller ileri sürüldü ise de çok kısa bir zamanda, periyodları 0.033 ve 0.059 s (saniye) olan Crab ve Vela pulsarlarının bulunması ile bu tür bir ışımanın ancak kendi ekseni etrafında dönen, çok güçlü MA'na sahip bir NY'ının yapabilecegi anlaşıldı. (İlk bulgular, ve ilk araştırmalar konusunda daha ayrıntılı bilgi için, Manchester & Taylor (1977) ve oradaki kaynaklara bakılabilir). Yapılan sürekli gözlemler sonrasında atarcaların dönme periyodu (P)'nin önce düşünüldüğü gibi sabit değil, sürekli artışlar ve ani atlamalar ('glitch') gibi değişkenlikler gösteren bir yapıya sahip olduğu anlaşıldı. Bu çalışma için önemli olan değişim, doğrudan NY'larının ışımasına neden olan ve bu gözden geçirmede geniş şekilde üzerinde durulacak olan, periyodun sürekli artma hızıdır. Literatürde bu değişim, P, peryot olmak üzere, dP/dt yani periyodun türevi, $\dot{P}$ (P_{dot} okunur) olarak ifade edilir.

1998 yılına kadar gözlenen radyo atarcalarının periyodu 0.0015sn'den 5sn'ye kadar, $\dot{P}$ değeri ise 10^{-20} sn/sn'den 10^{-13}sn/sn'ye kadar değişiyordu (Taylor et al. 1995). Küresel kümelerde olan 1 – 2 atarca hariç, tüm atarcalar için $P_{dot}>0$'dır, yani periyod değeri P artmakta ve açısal hız $\Omega = 2\pi/P$ ise düşmektedir.

Periyodik ışımayı ve periodun sürekli artımını açıklamada, atarcalar için 'dönen manyetik NY' modeli önerildi. Bu modelin ilk çizgileri Pacini (1967) ve Goldreich & Julian (1969)'da, daha gelişmiş şekli ise Sturrock (1971) ve Ruderman & Sutherland (1975) tarafından geliştirilmiştir. Bu model "dönen projektör" modeli gibi de tanınmaktadır. Bu modelin geniş şekilde tartışılacak özelliklerini şöyle gibi özetleyebiliriz.

Modele göre, genel olarak atarcaların ışıması, tepesi manyetik kutupta olan ve ekseni manyetik eksen ile çakışan bir koni içinde gerçekleşir (Şekil 1). Yerdeki alıcılar, ancak koni yere dönük durumda iken (yani $|\alpha - \beta| < \rho$ olduğunda) atarcanın ışımasını kayıt edebilir. Atarcanın bir gözlemci tarafından görülebilme olasılığı, bu koninin çizdiği uzay açısının 2π'ye olan oranına eşittir ve değeri α ve ρ açıları ile (Şekil 1) belirlenmektedir. Bu olasılık genel olarak 'hüzmelenme faktörü' (beaming faktör, BF) olarak adlandırılır ve

$$f = 2\sin\alpha \sin\rho \tag{1}$$

ile verilir (Guseinov & Yusifov, (1991)). $|\alpha - \beta|$ açısı, 'etki açısı' (impact angle) olarakda bilinir ve $|\alpha - \beta| > \rho$ olduğunda gözlemciye doğru bir ışıma gelmediginden atarca gözükmez. α, β ve ρ açılarını kutuplanma (polarizasyon) verilerinin yardımı ile hesaplamak mümkündür. Bunu amaçlayan incelemeler için Yusifov (1983), Guseinov & Yusifov (1985), Lyne & Manchester (1988), Renkin (1990), Malov (1990), Yusifov (1990)'a bakılabilir. İstatistik değerlendirmelerde gerekli olan hüzmelenme faktörü, adı geçen makalelerde değerlendirilmiş olan α, β ve ρ açıları yardımı ile (1) deki gibi bulunabilir. Hesaplamalar sonucunda BF'nin 0.25 – 0.3 arasında değiştigi görülmektedir. (Yapılan en son değerlendirmelere BF 0.1 civarındadır, Tauris & Mancheester 1998).

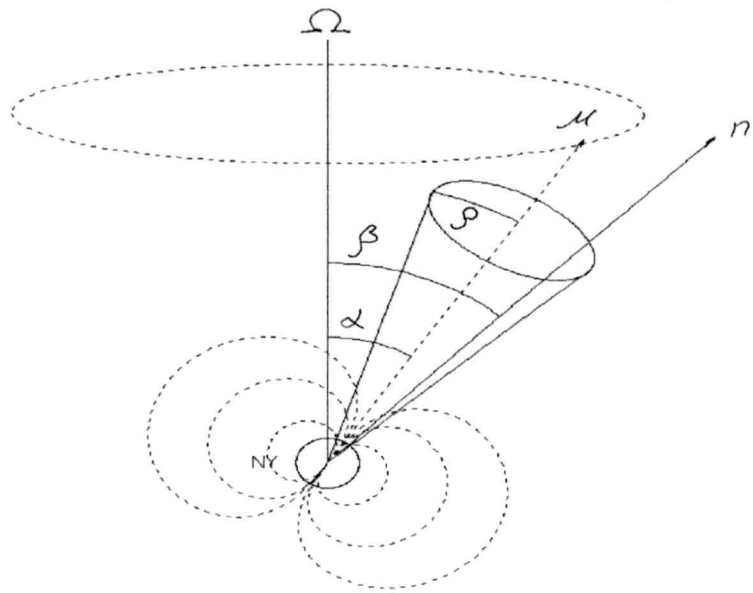
Merkezinden geçen bir eksen etrafında dönen NY'nın kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{I\Omega^2}{2} \tag{2}$$

formulü ile hesaplanabilir. Burada I eylemsizlik momenti ve Ω ise açısal hızdır. Eğer atarca, manyetik dipol momenti $\mu = 0.5\, B_o R^3$ olan bir NY gibi göz önüne alınırsa, manyetik-dipol ışıması (MDI) gücü

$$L_{md} = -\frac{2}{3c^3}\ddot{\mu}^2 = -\frac{B^2 R^6 \Omega^4}{6c^3}\sin^2\alpha \tag{3}$$

ile verilir. Burada B, MA'nın kutuplardakı değeri; R, NY'nın yarı çapı, c, ışık hızı ve α, manyetik eksen μ ve dönme ekseni Ω arasındakı açıdır. NY'nın kinetik enerji kaybı, (2) eşitliğinden



Şekil 1. *Atarcaların " dönen projektör" modelinin geometrisi. Burada NY'nın dönme ekseni Ω, μ manyetik eksen ve n ise yere (gözlemciye) yönelik 'görüş dogrultusu' (line of site)'dır. ρ ışıma konisinin yarıçapı, α ve β ise manyetik eksenin ve 'görüş dogrultusu'nun dönme ekseniile yaptıkları açıdır.*

$$\dot{E}_k = I\Omega\dot{\Omega} \tag{4}$$

hesaplanabilir. Bu enerji MDI olarak harcanırsa, (3) ve (4)'ün eşitliğinden, açısal hızdakı değişim için,

$$\dot{\Omega} = -\frac{B^2 R^6 \sin^2\alpha}{6Ic^3}\Omega^3 \tag{5}$$

denklemi bulunur. Bu, 'frenleme denklemi' olarak adlandırılır. Genelde kinetik enerji kaybının nedeni sadece MDI olmadığından (aynı zamanda, parçacık ışıması, kütleçekimsel (gravitasyonal) ışıma gibi kayıplar da vardır), (5) denklemi daha genel olarak

$$\dot{\Omega} = K\,\Omega^n \tag{6}$$

şeklinde yazılır. Burada *K*, yıldızın parametrelerine bağlı bir sabittir; n ise frenleme indisi (breaking index) olarak adlandırılır. Boşlukta dönen bir NY'nın yaptığı MDI'sı için, n = 3 tür. $\Omega = 2\pi/P$ olduğu gözönüne alınırsa, (5) denklemi

$$\dot{P} = \frac{8\pi^3 R^6 B^2 \sin^2\alpha}{3Ic^3} P^{-1} \tag{7}$$

gibi de yazılabilir.

Bu denklemden yararlanarak ve $\alpha = 90^{o}$ kabul ederek, atarcaların MA değeri için

$$B \approx \left(\frac{3Ic^3 P \dot{P}}{8\pi^2 R^6} \right)^{1/2} \approx 3.2 \cdot 10^{19} \left(P \dot{P} \right)^{1/2} \qquad (8)$$

formülü elde edilir (Manchester & Taylor, 1977). Sağ taraftaki rakamsal ilişki için, $R=10^6$cm ve $I=10^{45}$gram·cm^2 kabul edilmiştir. Bu yaklaşımlarda, unutmamak gerekir ki, (7) ve (8) formulleri sadece MDI için geçerlidir. (8) formulü ile son zamanlara kadar olan verilerle yapılan değerlendirmelere göre atarcaların MA değerleri 10^9 ve 10^{13} Gauss arasında değişmektedir.

NY'ın MA'ı konusunda başka bir bilgiyi ise X-ışın atarcalarından almak mümkündür. X-ışın kaynakları araştırmaları 1970li yıllarda fırlatılan "Uhuru", "HEAO", "Ariel", "Einstein" gibi uydularla başlatılmış ve şimdilerde ROSAT ve ASCA gibi daha da geliştirilmiş uydularla sürdürülmektedir (Becker & Itoh, 1998). Gözlemler gösterdi ki, bazı X-ışın kaynaklarından gelen ışıma periyodik olarak değişmektedir ve bu değişmelerin periyodu 1s ile 1000s arasındadır. Verilerin incelenmesi (Trümper et al., 1978) bazı kaynaklarda, daha önceden tahmin edilen bazı tayfsal detayları (Gnedin & Sunyaev 1974) ortaya çıkardı. Bu detayların oluşum mekanizması şöyle anlatılıyor.

Elektrodinamikten biliyoruz ki (Landau & Lifshiz 1974, Canuto 1978), güçlü manyetik alanda elektronlar kesikli enerji seviyelerinde hareket ederler ve bu seviyeler arasındaki enerji farkı $h\omega_g$'dir. Burada h Plank sabit ve ω_g ise öz frekans (gyro-frekans) olup

$$\omega_g = \frac{eB}{mc} \qquad (9)$$

ile verilir. Burada e ve m elektronun yükü ve kütlesidir. Bu enerji seviyeleri 'Landau seviyeleri' olarak da adlandırılır. Bir elektron üst seviyeden bir düzey aşağıya indiğinde $h\omega_g$ kadar ışıma yapar. MA değeri atarcalarınki kadar yüksek ($\sim 10^{12}$ Gauss) olursa, ω_g'den alınan çizgi, X-ışın bantında olur. Takip eden gözlemler (Trümper et al., 1978) gerçekten de böyle bir çizgiyi X-ışın atarcası Her X-1'in X-ışın tayfında ortaya çıkarmıştır. Ve çok güçlü manyetik alanın öz frekansı olarak yorumlanmıştır (Sunyaev 1978). Daha sonra Landau geçişlerine uygun çizgiler bir kaç başka X-ışın atarcasında da bulundu (Tanaka 1992). Bu gözlemler, MA'ın NY üzerindeki değerlerini veren en önemli sonuçlardır. X-ışın atarcalarında MA'la ilgili değerlendirmeler ve diğer yöntemler için Lipunov (1992) ve Chanmugam (1992)'ye bakılabilir. X-ışın atarcalarının ve diğer X-ışın kaynaklarının fiziği konuları ile ilgilenen okurların daha geniş bilgi için ilgili literature bakmaları (Lipunov 1992, van den Heuvel & Rappaport 1991, Wijers et al. 1996) gerekir.

Yukarıdaki değerlendirmeler, bir NY'nın Evren'deki en güçlü manyetik alana ($\sim 10^{12}$-10^{13}Gauss) sahip olduğunu göstermektedir. İyi tanıdığımız gök cisimlerindeki MA'lar, Yerde, ~0.6Gauss, Güneşte 10, güneş lekelerinde $\leq 4 \cdot 10^3$Gauss ve Ap tipi yıldızlarda ise 10^4Gauss ve onun üstünde olabilir. Bir NY, bu "astronomik" MA'a nasıl sahip olabiliyor?

NY oluşumu, büyük kütleli yıldızların evrim sonu iç katmanlarının çökmesi sonucu gibi düşünülmektedir.Yıldızın dış katmanları ise bir supernova (SN) patlaması ile genişleyerek uzaya atılır. Bilindiği gibi, bir yıldız hidrostatik denge altında yüksek derecede iyonlaşmış plazmadan ibarettir. Bu ortamda bir MA varsa, o zaman yüklü parçacıklar ve MA birbirine bağlı durumdadır ve bu durumda MA 'donmuş' ('frozen') sayılır. Böyle ortamlarda manyetik alan akı'sının korunması gereklidir (Alfven, H. & Fälthamuar 1963):

$$BR^2 = \text{const}, \tag{10}$$

Burada R, ortamın büyüklük ölçeği, B ise ortalama MA'dır. Normal (guneş benzeri) bir yıldızın yarıçapının 10^{11}cm, ortalama MA'ı 100 Gauss olduğu göz önüne alınırsa, bu yıldız yarıçapı 10km = 10^6cm olan bir yarıçapa sahip NY'na dönüştüğünde, denklem (10)'dan NY'nın MA'ının 10^{12}Gauss civarında olacağı görülebilir. Çökme zamanı, MA artması yanı sıra, açısal momentin korunması ilkesi ($I\omega$ = const) gereğince, yıldızın açısal hızı da artar. Genç NY'nın (atarcaların) büyük bir açısal hıza (çok küçük periyota, mesela: Crab, 0.033s; Vela, 0.059s gibi) sahip olmaları bu şekilde açıklanabilir.

NY'da güçlü MA'nın oluşmasının diğer bir yolu da Dinamo Mekanizmasıdır (Thompson & Dunkan, 1993). Bu konuda kısa bir bilgi 7. paragrafta verilmektedir.
Bu şekilde oluşmuş bir NY'nın periyod ve MA evrimi ise aşağıda özetlenmektedir.

3. Manyetik Alanın Evrimi

NY MA'ının evrimine, bir atarca gelişimi örneği üzerinde bakalım. Normal yıldızların evriminin incelenmesi Hertzsprung-Russel (H-R) diyagramında yapıldığı gibi, atarcaların da evriminin analizi, $\dot{P}$-P ve ya $B-P$ diyagramlarında yapılır .
Atarca evriminin incelenmesi için Şekil 2 (Chanmugam 1992), Şekil 3 (Guseinov & Yusifov, 1986b) ,Şekil 4 (Bell 1998) ve Şekil 5'e (Kaspi 1999a) bakalım. Farklı işaretlerle kalabalığın olmaması için, farklı dönemleri ve gelişmeleri anlatmak için $\dot{P}$-P diyagramı üç kez verilmiştir (Şekil 3, 4 ve 5).

Yukarıda gördük ki, bir NY, yüksek kütleli bir yıldızın yaşamının sonundakı SN patlaması ile oluşur. Genelde genç bir NY, kısa bir period ve yüksek bir MA'a sahip bir atarcadır. Doğumda NY'ları $\dot{P}$-P ve ya $B-P$ diyagramının yukarı sol köşelerinde bulunurlar (Şekil 2, 3, 4 ve 5). Yukarıda belirtilen MDI nedeni ile atarcalar, zaman içinde kinetik enerjilerini kaybederler; periyod değerleri artar ve zaman geçtikçe, şekil üzerinde soldan sağa doğru (B = sabit hatları üzerinde) kayarlar. İncelemeler, atarcaların

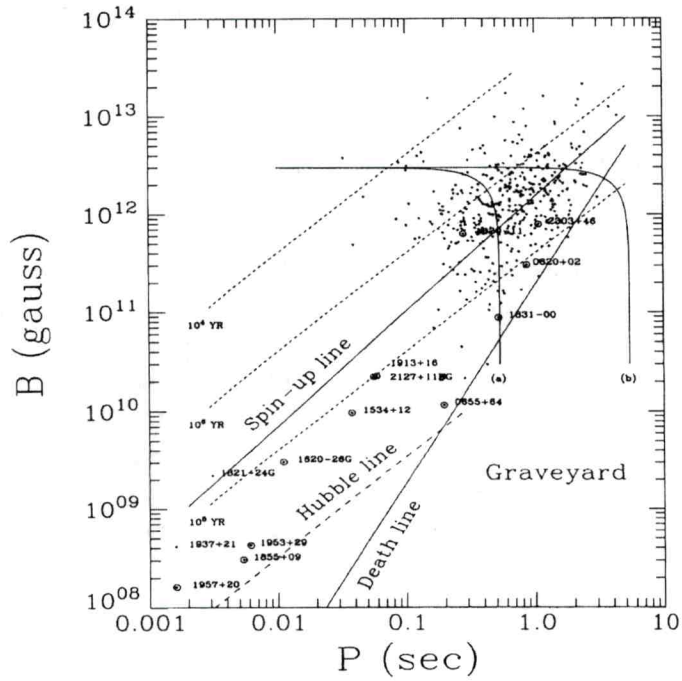
bu diyagramlardaki dağılımını anlamak için, sadece periyodun artışının yeterli olmadığını gösterdi. Periyodu 0.3s ve $\dot{P}$'u 10^{-16}- 10^{-18} sn/sn arasında olan atarcaların evrimini anlamak için, MA'ın da zamana bağlı olarak azalması gerekmektedir. Bunun için farklı modeller önerilmiştir. (Bu konuda detaylı bilgi için Manchester & Taylor (1977), Guseinov & Yusifov (1983), Chevalier & Emmering (1986), Guseinov & Yusifov (1986), Guseinov & Yusifov (1987) ve Lyne & Graham-Smith (1990)'in eserlerine bakılabilir). Bu teorilerin birine göre (Gunn & Ostriker,1970) atarcaların kutup manyetik alan değeri zamana bağlı olarak

$$B = B_o e^{-t/\tau_d} \tag{11}$$

şeklinde azalır. Burada B_o başlangıçtakı MA, t zaman , τ_d ise azalma ölçeği (decay time)'dir. Magnetohidrodinamik yaklaşımda, τ_d dağılma (difüzyon) denkleminin çözümünden elde edilecektir. Chanmugam (1992)'a göre

$$\tau_d = 4L^2\sigma / \pi c^2 \tag{12}$$

yazılabilir. Burada L, ortamın boyutu; c, ışık hızı, σ ise ortamın elektrik iletkenliğidir.



Şekil 2. *Atarcaların manyetik alan – periyod (B – P) diyagramı (Chanmugam 1992). Tek atarcalar nokta ile gösterilmiş, çift sistemdekiler daire içine alınmışlardır. Küresel kümelerdeki atarcalar ise G'le işaretlenmişler. Kesik çizgiler, sabit B halinde, sadece MDI yapan atarcaların yaşlarını göstermektedir. 'Graveyard' bölgesi, atarcaların bütün enerjilerini tükettiklerinde ulaşacakları 'mezarlık'tır. Diğer çizgiler metinde anlatılmaktadır.*

Genel kabul gören teorilere göre (mesela, Manchester &Taylor, 1997), NY'nın içeriği süperiletken proton-nötron sıvısından ibarettir, ancak kabukta süperiletkenlik yoktur. Bu nedenle de σ'yı ve dolayısıyla τ_d'ni kuramsal olarak hesaplamak çok zordur. Bu nedenle, çoğu kez yarıempirik değerlendirmeler yapılabilir.

Eğer NY tümüyle süperiletken ($\sigma \to \infty$) bir yapıda olsaydı, o zaman MA değişmezdi, yani $\tau_d \to \infty$ ve $\dot{P}$-P ve ya $B - P$ diyagramlarinda evrim, B = sabit izleri üzerinde giderdi. (Bu izler Şekil 4'te kesik çizgilerle gösterilmiştir). Bu türlü evrim 2 çelişkili sonuca yol açır:

(1) Evrim yukarıda anlatılan çizgiler üzerinde devam ederse, Şekil 2 ve 3'te, 0.2sn $< P < 0.8$sn ve 10^{10} Gauss$<B<$ 10^{11} Gauss veya $10^{-18} < \dot{P} < 10^{-16}$ sn/sn aralığında olan atarcaların oluşmasını anlamak çok zordur.

(2) Diğer zorluk ise atarcaların Samanyolu düzlemine dik dağılımında (örneğin, Manchester & Taylor 1977, sayfa 162) ortaya çıkır.

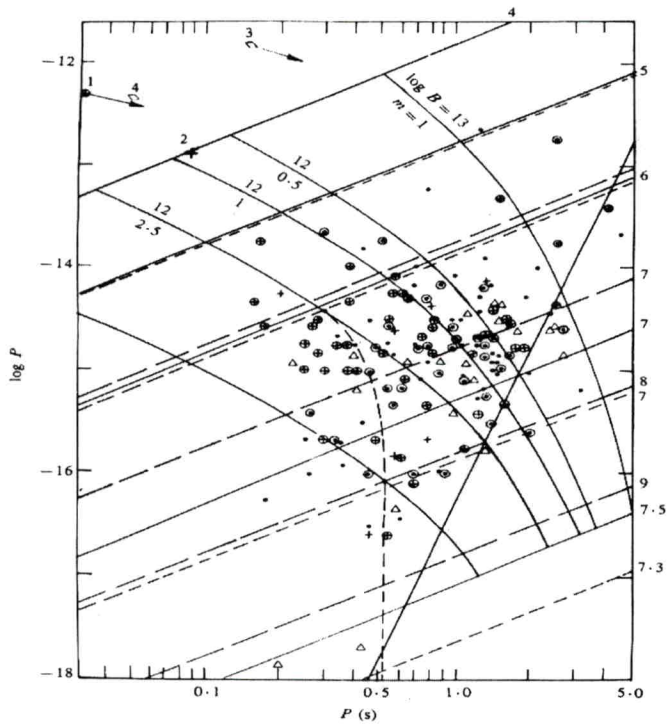
Bu zorlukları şöyle açıklayabiliriz:

Yukarıda anlatıldığı gibi, atarcalar büyük kütleli O-B yıldızların evriminin son ürünü gibi oluşurlar. Bu yıldızlar, Samanyolunun Topluluk I (Population I, İnce Disk) ailesindendir. Bunların ortalama z-değerleri ≤100 parsekdir (Guseynov, Kasumov & Yusifov 1982a, 1982b). Gözlemler ve yapılan istatistiksel incelemelerden (Lyne et al. (1985), Lyne & Lorimer (1993), Guseynov & Yusifov (1982), Guseynov, Yusifov et al. (1997)), yaşlı atarcaların ortalama z'sinin 300 – 400 parsek ve ortalama hızları'nın ise 200 – 400km/s olduğu anlaşılmaktadır. Atarcaların bu türlü büyük hızlara sahipken daha büyük z'lere ulaşamamalarının ancak bir nedeni olabilir: Bu NY'nın yaşam süreleri 10^6 –10^7 yıldan fazla değildir (z/v değerine, "kinetik yaş" da denilir).

Buna uygun bir örnek olarak, Şekil 2'de ilk MA'ı $2 \cdot 10^{12}$ Gauss, τ_d ise 10^6 ve 10^7 yıl olan ilki durum için atarcaların evrim izleri gösterilmektedir. Bu çözüm, yukarıda belirtilen her iki problemi de giderir. (3) – (7) formullerinden anlaşıldığı gibi, atarcaların MDI'ı veren sadece MA kutup değerleri değil, magnetik dipol momentin (MDM) dönme eksenine dik bileşeni $\mu_\perp$'dür. $\mu_\perp$'nün azalmasını sadece (10) formulünde B'nin azalması gibi değil, zamana bağlı olarak α'nın (ve ya sin α'nın) azalması ile birlikte gözönüne almak gerekir. (Bu tür bir evrim modeli Candy & Blair (1983) ve Guseynov & Yusifov (1986)'da sunulmuştur). Bu modele göre α açısı

$$\sin\alpha = \sin\alpha_o e^{-t/\tau_d} \tag{13}$$

gibi evrimleşirse, (7) formulünden görüldüğü gibi, B = sabit olsa bile, (11) ve (13) formulleri Şekil 3, 4 ve 5'de aynı evrim izleri verir. α açısının evrimi olasılığı Renkin (1990) Lyne & Manchester (1988), Malov (1990), Guseynov & Yusifov (1985)'te polarizasyon verilerinin incelenmesi sırasında ortaya çıkmıştır. Bu araştırmalar sırasında anlaşıldı ki, genç atarcaların α açılarının dağılımı 0° ve 90° arasında bulunsa da, yaşlı atarcaların α açılarında 10° 'den küçük değerler çoğunluk oluştururlar.



Şekil 3. *Atarçaların P -P diyagramı, (Guseynov & Yusifov, 1986a,b). Dogru çizgilerin sonunda Log T, evrim çizgilerinin üzerinde ise kütle ve Log B konulmuştur. Farklı semboller farklı uzaklıkta ve farklı ışıması olan atarçaları işaret etmektedir ve bu eleştirinin konusu ile ilgisi yok.*

milisaniyelik (ms) ve çift sistemlerdeki atarcaların incelenmesi (Kulkarni et al., 1991) gösterdi ki, MA'ın evriminin (11) formulü ile uyumlu olarak gitmemekte ve MA'ın bozunma süresi (decay time) 10^9 yıl ve daha fazla da olabilmektedir (Bhattacharya (1990;1995)). Öte yandan, son zamanlarda yapılan bazı hesaplamalar ve değerlendirmeler de NY MA'nın uzun ömürlerine işaret etmektedir. Mesela teklif olunan yeni mekanizmaya ("Novel Mekanizm") göre (Srinivasan et al., 1990), MA, zamana baglı olarak, $B \propto t^{-¼}$ ($t^{-1/4}$) gibi azalmaktadır ve 10^{10} yılda ancak ~10 faktörü kadar azalır. Bazı hesaplamalar (Sang et al., 1990) ise 10^8 -10^9 yılda MA'nın çok az değiştiğini göstermektedir ve 10^{10} yılda yaklaşık olarak ancak 100 kez azalır. Araştırmacılar arasında belirli bir fikir birliği yoktur (Bhattacharya 1995) ve bu alanda araştırmalar sürdürülmektedir.

MA'nın sönmesinden bahis eden en son makalelerden biri de Jahan-Miri (2000)'dir. Burada NY içindeki MA'ın süper iletken proton vorteksleri ile bağlı olması düşünülmektedir. Ve bu proton vorteksler de süperakıcı nötron vortekslarla sıkı ilişkidedirler. NY yavaşladığı zaman nötron vorteksler yıldızın dönme ekseninden dışarıya doğru kaymaktadırlar (NY'da nötron vorteks dinamiğinin teorisi Alpar v.b., 1989a,b.; Alpar, Cheng ve Pines 1989; Alpar ve Pines 1989'da verilmektedir) ve onlarla sıkı bağlı olan proton vorteksler de dışarıya kayıyorlar. Bu da sonuçta MA'ın azalmasına neden oluyor. Makalede gösterilmiştir ki, (11) formülündeki τ_d , $10^7 - 10^8$

yıl civarında olursa atarcaların $\dot{P}$-P diyagramındaki dağılımını anlamak mümkün olmaktadır. Çift sistemlerdeki atarcaların MA'ın azalmasını da Jahan-Miri bu yolla izah etmektedir. α açısının evrimi konusunda polarizasyon verilerinin en son incelenmesi Tauris & Mancheester 1998'de yapılmıştır. Makalede 300'e kadar atarcanın polarizasyon verileri incelenmiştir. Alınan sonuçlar göstermiştir ki, atarcaların α açısı zamana bağlı olarak (13) formülündeki gibi değişmektedir ve τ_d değeri bunlarda 10^7 yıl civarındadır. Büyük olasılıkla, evrim zamanı hesabı için her iki parametre (MA ve α açısı) değişmektedir. Burada şunuda belirtmek gerekir ki, benzeri sonuçlar (yani MA ve α açısı için $\tau_d = 10^7$ yıl) daha az polarizasyon verileriyle Guseynov & Yusifov, 1985a,b ve 1986a,b'da da elde edilmiştir. Uygun evrim izleri Şekil 3'te kesik çizgilerle verilmiştir. Ama her yeni buluş, yeni bir sürpriz ortaya çıkardığı için, henüz burada da son nokta konulmuştur denemez.

MA'ın veya MDM'in zaman içinde karşılaşabileceği bir başka evrim de, yerin dönme ekseninde olduğu gibi, 'yalpalama' (presesyon)'dur (Alpar & Ögelman 1987). Yalpalama, dönme ekseninin uzayda periyodik olarak bir koni çizmesidir. Bu da manyetik eksenin uzayda periyodik bir şekil çizmesine neden olur. Böyle bir olayı, Crab benzeri çift atkılı bir atarcanın atkılarının genlik oranı $R(t) = P_2/P_1$'nin değişmesi ile incelemek mümkündür. Bu yönde bazı araştırmalarda (Özel & Mayer-Hasselvander, 1984; Kanbach, 1990 ve Özel, 1991) Crab atarcasının γ-ışın atkıları için, yalpalamanın

$$R(P_2 / P_1) = ASin[2\pi(t - t_o)/P_r] + B \qquad (15)$$

şekilde dönemsel bir değişim gösterdiği yolunda ipuçları bulundu. Burada A ve B sabitler, t zaman, t_o=1971 başlangıç zamanı, P_r ise P_2/P_1 oranının değişimine ait periyoddur. Periyot P_r için Özel (1991) 10.75 yıl, Kanbach (1990) ise buna yakın bir rakam, 13.5 yıl bulmuştur. Daha sonra, 1992 – 1996 yıllarda Compton Gamma Işın Gözlemevi uydusu (CGRO)'nun EGRET alıcısı ile yapılan gözlemlerde (Tompkins et al., 1997) ise, bu dönemde, R(t) oranının sabit olduğu gösterilmiştir.
Öte yandan, optik gözlemler (Čadez et al. 1997) Crab'da 60s'lik bir başka yalpalamanın olduğunu göstermektedir.

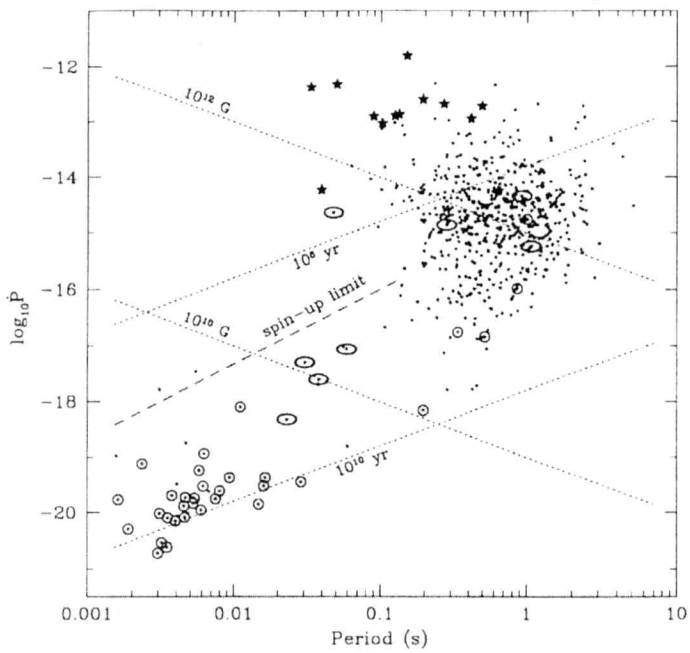
Çift yıldız sistemlerinde yalpalama olayının açıklaması ve gözlenmesi daha kolaydır. Gerçekten de, uzun süre yapılan gözlemler sonucu, iki çift NY sisteminde (PSR B1913+16 ve PSR B1534+12) yalpalama olayı net bir şekilde ortaya çıkarılmıştır (Kramer, 1998 ve Stairs et al., 1999). Genel olarak, çift sistemlerdeki atarcalar $\dot{P}$-P ve ya $B - P$ diyagramlarında (Şekil 2, 3, 4 ve 5) aşağı sol köşede yerleşirler. Bunların evrimi, olağan, tek yıldızların evriminden farklıdır (bu konuda kısa bilgi, aşağıda verilecektir).

4. Süpernova Kalıntısı (SNR) – NY ilişkisi

Halihazırda, genel olarak NY'nın, büyük kütleli O-B yıldızlarının evrimlerinin sonunda SN olarak patlaması sırasında oluştuğu düşünülmektedir (Shklovski 1978, Guseinov, Kasumov & Yusifov 1982b). SN olayında, yıldızın iç katmanları (çekirdeği)

NY'na çökünce, yıldızın dış katmanları ise büyük hızla (~10000km/s) uzaya yayılarak SN kalıntısı (SNR) olarak bilinen yapıları oluşturur.

SNR ile NY arasındakı çok tartışılan ilişki, bu gözden geçirmede bütün yönleri ile ele alınmayacak kadar geniş bir konudur. Burada sadece NY'nın MA'na ilgisi olan konular tartışılacaktır. (Daha geniş, detaylı bilgi almak isteyenler Shklovski (1978),



Şekil 4. *Atarcaların $\dot{P}$ -P diyagramı, (Bell 1998). Şekilde yörüngesi yaklaşık bir daire olan çift atarcalar daireyle, elliptik yörüngeli atarcalar ellips'le ve bir SN kalıntısı ile ilişkilendirilebilen atarçalar ise yıldızla işaretlenmişlerdir (Diğer işaret ve çizgiler için metne bakınız).*

Guseinov, Kasumov & Yusifov (1975), Guseynov & Yusifov et al. (1987), Gaensler & Johnston (1995) ve orada olan referanslara bakabilirler).

Önceki paragraflarda yeni oluşmuş bir NY'nın genelde 10^{12} Gauss civarında MA'a sahib olduğu ve o en azından bir kaç milyon yıl, kendini 'atarca' olarak gösterdiği anlatılmıştır. Bağımsız araştırmalar, (Chavalier, 1977; Shklovski, 1978; Frail et al.,1994) bir SNR'in yaşam süresinin ~10^4 - 10^5 sene civarında olduğunu gösteriyor. Bu durumda, basit bir yaklaşımla, tüm SNR'lerin içinde birer atarca bulunmalıdır. Ama, yukarıda anlatılan BF nedeni ile, oluşan NY'ın ancak %25 - %30'u atarca gibi gözükebilir. Şu anda Green (1996)'in kataloğunda 200'den fazla SNR vardır. Bu durumda, bizim de bu katalogda, yaklaşık 70 SNR'in içinde birer NY'ını atarca gibi görmek şansımızın olduğu söylenebilir.

Bu düşüncelerden yola çıkarak son 5-10 sene içinde gözlemciler bir çok kez SNR'lerin içinde atarca taramaları yaptılar (Manchester, 1998; Kaspi et al., 1996; Wolszczan et al., 1991; Lorimer et al., 1998). Ancak, beklentiler doğrulanmadı, SNR'lerin çok azında atarca bulabildiler.

Bu problemin çözümüne bir diğer yaklaşım ise genç (yaşı 10^4 yıldan küçük) atarcaların etrafında manyetik frenleme (sinkrotron) ışımasının (SNR'lerin) aranmasıdır. Bu aramalarda da (Routledge & Vaneldic, 1988; Frail et al., 1994; Stappers et al., 1999) önemli bir sonuca varılamadı. En son bilgilere göre (Frail, 1998; Kaspi, 1999) şu anda SNR – NY ilişkisi kesinleşmiş olan çiftlerin sayısı 30'u aşmaz. Öte yandan, Gaensler & Johnston (1995) gösteriyor ki, bunların da çoğunda fiziksel ilişki yoktur ve sadece geometrik bir izdüşüm (projection) sözkonusudur. (SNR'lerle ilişkisi olduğu bilinen atarcalar, Şekil, 3'te yıldızla işaretlenmiştir).

Bu konu, araştırmacılar arasında halen çok tartışılan bir konudur ve problemi anlamak için farklı yaklaşımlar, teoriler öne sürülmüştür. Bu teorilerin birine göre, atarcalar hic de bizim başlangıçta anlattığımız gibi, güçlü MA'a sahip NY gibi oluşmazlar (Blandford et al. 1983, Thompson & Dunkan 1993, Muslimov & Page 1996). Bazı genç NY'nın MA'ı çok düşük ($<10^8$ Gauss) ve uygun olarak MDI da çok az olabilir ve bu nedenle bazı SNR'larda atarca gözlenmemektedir. Takip eden 10^4-10^5 sene içinde, bu NY'nın MA'ı güçlenir, 10^{12} Gauss civarına gelir ve o zaman bir normal atarca gibi ışıma vermeye başlarlar. Bundan 10^6 - 10^7 (belki de 10^8 -10^9) sene sonra ise ölürler. Başka bir deyişle, evrim süresince, atarcalar Şekil 2, 3 ve 4'te bir süre (~10^7 yıl) soldan sağa ve yukarıdan aşağı (bazan aşağıdan yukarı da olabilir) kayarlar ve belirli bir sınırı aştıktan sonra ışıması tam kesilir. Işımanın kesilmesinin nedeni, atarcanın kutuplarındaki, $e^{\pm}$ çiftinin oluşmasına neden olan, elektrik alanın belirli bir limit değerinden aşağı düşmesidir. Bu sınırları belirleyen faktörler detaylı olarak Ruderman & Sutherlend (1975) ve Cheng & Ruderman (1993) tarafından araştırılmıştır. Işıma kesim sınırını belirleyen denklemlerden biri

$$\sqrt{\dot{E}} \approx \frac{B_{12}}{P^2} \approx 0.2$$

şeklinde yazılabilir.Burada $\dot{E}$, (4) formülü ile hesaplanan enerji kaybı, B_{12} =B/10^{12}G, P ise periyotdur. Bu formulle belirlenen sınır çizgilerinden birisi 'Ölüm Çizgisi', Şekil 2'de Death Line' ve Şekil 4'te 'DL' ile işaretlenerek, verilmiştir.

5. Milisaniye Dönemli Atarcalar ve Çift Sistemlerdeki NY'lar

SNR'lerde ilk atarca taramalarından sonra, daha genç (yani küçük periyotlu), daha zayıf (küçük MA sahib) atarcaları arama problemi ortaya çıktı. O sırada, yıldızların çok yoğun olduğu küresel kümelerde atarca arama çok vaatkar gözüküyordu. Bunun için, daha küçük periyodlara ve daha küçük akılara duyarlı alıcılarla daha detaylı taramalar yapıldı. Çok geçmeden beklentiler gerçekleşti (Backer et al., 1982; Manchester et al., 1991; Biggs, Lyne, Camilo et al., 1996a; Camilo et al., 1996b; Ray et al. 1996; Manchester et al., 1996; Sayer et al., 1997; Lorimer et al., 1999). Ama, yeni bulunan küçük periyotlu (bir kaç milisaniye) atarcalar $\dot{P}$-P ve ya B – P

diyagramlarının sol-üst köşelerini tutmak yerine, sol-alt köşeleri doldurmağa başladılar. Çift sistemlerde bulunan atarcalar da aynı köşeyi tercih ettiler. O bölgede periyot da, MA da çok küçüktü.

Yukarıda anlatılan period ve MA evrimi senaryosunda atarcalar, bu alana kesinlikle gelemezler. Bu nedenle, bu alan hemen kuramcıların saldırı alanına dönüştü. Atarcaları bu köşeye sokan fiziksel süreçleri detaylı incelemek isteyenler şu kaynaklara bakabilir: Alpar, 1982; Van deen Heuvel & Rappaport, 1991; Lipunov, 1992; Verbunt, 1996; Wijers et al., 1996. Burada, sadece NY'nın MA ve onun evriminin araştırmacılar arasında genel olarak kabul görmüş kuramı konusunda kısa bir bilgi verilecektir.
Bilindiği gibi, Samanyolun'daki yıldızların yarıdan çoğu çift veya çoklu sistemlerdir (Allen, 1963). Evrim süreci, tek yıldızlara göre daha karmaşık olsa da, bu sistemlerde de büyük kütleli yıldızlar evrimleri sonunda SN gibi patlarlar. Bu patlama sonunda sistem parçalanırsa, her parça kendi özelliklerine (kütle, hız ve s.) uygun şekilde bağımsız olarak evrimini sürdürür. Eğer sistem parçalanmazsa, üyeler aralarındaki mesafe, ikinci yıldızın yaşı ve kütlesine bağlı olarak, yüksek kütleli HMXB (High Mass X-ray Binary, $m_2 \geq 5M_o$) ve düşük kütleli LMXB (Low Mass X-ray Binary, $m_2 < 1M_o$) çifti olmak üzere evrimlerine devam ederler. Bazı koşullar dahilinde, evrimlerinin sonunda HMXB sistem, yüksek kütleli atarcalı sisteme HMBP'a (High Mass Binary Pulsar), LMXB sistem ise, düşük kütleli atarçalı sisteme LMBP'a (Low Mass Binary Pulsar) ulaşır (Bhattacharya & van den Heuvel, 1991; Lipunov, 1992; Phinney & Kulkarni, 1994; Verbunt, 1996).

Evrimin farklı dönemlerinde NY'nın üzerine farklı şiddetlerde, farklı mekanizmalar ile kütle aktarımı gerçekleşir. Aktarılan kütle bir açısal momentum taşıdığı için, NY'nın açısal hızının artmasına, başka deyişle periyodun küçülmesine neden olur. Periyodun küçülmesi belirli bir denge periyodu P_{eq}'ya (Bhattacharya & van den Heuvel, 1991) kadar devam eder ve o değerde sabitleşir. Bu periyot, adı geçen referansta

$$P_{eq} = 1.89\left(\frac{B}{10^9 G}\right)^{6/7}\left(\frac{M_{NY}}{1.4M_o}\right)^{-5/7}\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}}\right)^{-3/7}\left(\frac{R_{NY}}{10km}\right)^{16/7},(ms) \qquad (16)$$

formulü ile hesaplanır. Burada M_{NY}, NY'ın kütlesi, $\dot{M}$ =dM/dt, maddenin diğer bileşenden NY'nın üzerine aktarılma hızı, R_{NY}, NY'ın çapı (km olarak),ve

$$\dot{M}_{\text{Edd}} \quad 1.5\cdot 10^{-8}\left(\frac{R_{NY}}{10^6 cm}\right)\left(\frac{M_o}{yil}\right)$$

kütle aktarma hızının Eddington limiti (M_o, günes kütlesi)'dir.Diğer parametreler sabit kalırsa, minimum periyotun MA'a bağlılığı için

$$P_{eq} = AB^{6/7} \qquad (17)$$

eşitliği alınır. Buna uygun hat, Şekil 2'de gösterilmiştir. Bu çizgiye genel olarak hızlanma hattı (spin-up line) da denir. Küçük periyodlu atarcaların oluşması bu şekilde açıklanır. Ancak, bu atarcalarda gözüken düşük MA değerleri ($\sim 10^8$ - 10^9Gauss) halen tam olarak anlaşılamamaktadır. Önerilen modellerin birine göre (Bisnovatiy-Kogan & Komberg, 1975; Romani, 1990), çift sistemdeki NY'nın MA'nın azalmasının nedeni, ikinci yıldızdan aktarılan maddedir. Bu madde NY'ın yüzeyinin sıcaklığını artırır ve sonuçta bu da MA'nın azalmasına neden olur. Bu modele göre MA'nın azalması, aktarılan maddenin kütlesi ile doğru orantılıdır. Bu senaryoya karşı çıkanlar da vardır (Verbunt et al., 1990). Problemin tam çözümü hala önümüzdedir.

Anlattığımız $\dot{P}$-P ve ya $B - P$ diyagramlarının sol aşağı köşesinde çift sistemlerle yarışan tek atarcalar da vardır. Onların evrimi şöyle anlatılmaktadır (Alpar, 1982):

NY'lı çift sistemlerde evrimin sonunda eğer 2. bileşen küçük kütleli bir yıldız (mesela beyaz veya kırmızı cüce) ise, sistem evrimini LMXB veya LMBP gibi devam ettirir. Eğer 2. yıldız evriminin sonuna büyük kütleli bir yıldız haline geliyorsa (HMBP), evrimini o da bir SN olarak bitirir. İkinci bileşenin de patlamasından sonra çift sistemlerin çok az bir kısmının evrimi birlikte devam eder. Gerçekten de, 1000'den fazla bilinen atarcanın arasında sadece 4'ü NY + NY (biri eski, birisi yeni olmak üzere) sistemi oluşturur (Verbunt 1996). Genel olarak, evrim süresi (yaşı) az olduğu için HMBP'ın MA'ı az azalmakta ve yörüngeleri ellips olarak kalmaktadır. $\dot{P}$-P diyagramında normal atarcalar ve ms'lik atarcalar arasında ortalama bir yer almaktadırlar (Şekil 4). LMBP'da ise evrim süresi büyük olduğu için kabarma kuvvetleri (tidle) elliptik orbiti dairesel hale getirmektedir.

Sistem parçalandığında ise, biri eski biri yeni olmak üzere iki serbest NY oluşur. Yeni NY, eğer ışıma diyagramı onu görmeye imkan verirse büyük olasılıkla, yerini $\dot{P}$-P diyagramının yukarı sol köşesinde (Crab ve Vela'ya yakın bir yerde) bulacaktır.

İlk patlamadan oluşan NY, çift sistemdeki evriminin sonunda sahip olduğu MA ve periyoda uygun olarak, hızlanma (spin up) çizgisine yakın bir alanda yer alacaktır. Evrim süresi içinde MA az değişmişse, bu yer $\dot{P}$-P diyagramının ortasına yakın, normal NY'n kapsadığı kümede olabilir (Camilo 1996). Eğer çift sistemde uzun evrim süresinde MA'ı 10^9 Gauss civarına düşmüşse, büyük ihtimalle diyagramın aşağı sol köşesinde yer alır. Bunun örneği, ilk bulunan milisaniye atarça olan PSR B1937+214'dır (Backer et al., 1982).

Böylece son 3 – 5 seneye kadar, $\dot{P}$-P diyagramının her köşesi anlaşılmış, atarcaların evriminin nereden başlayıp nerede bittiği, nerede tek, nerede çift yıldız evrimli atarcaların oluşacağı, hızlanma çizgisi (spin up) ve Ölüm çizgisi (Death Line) gibi sınırlar ve s., her şey yerine oturmuş gözüküyordu. Kuramçılar hemen hemen "üff, geçmiş olsun" deyip dinlenmeyi düşünüyorlardı ki, üç sürpriz geldi ve, "bu hamurun hala çok su kaldıracağını" gösterdi.

Sürprizlerden **biri** Ölüm çizgisinin sağ tarafında da atarcanın (Şekil 4'te daireyle işaretlenen) bulunmasıydı (Young et al. 1999). Bu atarca (PSR J2144 – 3933), MA konusunda bir sorun çıkarmasa da, bu olay o demektir ki, şimdiye kadar genel olarak kabul olunan evrim teorilerinin verdiği sınır çizgisi, yani "Death Line" konusunun yeniden incelenmesini gerektirmektedir. Bu türden yeni yaklaşımlar Zhang et al. (2000) ve Arons (1999) tarafından yapıldı ve çizginin yeri tazelendi. Mesela, Arons (1999)'a göre, atarcanın ömrünü uzatmak için, onun dipol momentinin merkezini NY'n merkezine göre $(0.7\text{-}0.8)R_{NY}$ kadar kaydırmak yeterlidir. Bu atarcanın ortaya çıkardığı başka bir sorun ise, onun ışıma diyagramının genişliğinden ileri gelir. İleride söz edilen atarcaların ortalama hüzmeleme katsayısı (BF) (%20 - %30) değerlendirildiğinde, atarcaların ışıma açısı genişligi $\sim 10^{o} - 20^{o}$ kabul olunmuştur. PSR J2144 – 3933'de ise bu açı çok küçüktür ($<1^{o}$). Yani BF orta değerden 10 kez daha küçüktür ve bu tür atarcaların sayısı toplamda 10 kez daha fazla olabilir. Gelecek istatistik değerlendirmelerde bu değerleri göz önüne almak gerekir.

İkinci sürpriz, magnetarlardır.

6. Magnetarlar ve Diğer Ekzotik NY'ları

İlk atarca radyo dalgalarında bulunduysa da, sonraki araştırmalar, elektromanyetik dalgaların her bantında yapıldı. Bu araştırmalar yeni buluşlara getirdi ve farklı bantlarda alınan verilerin NY fiziğinin ve ışıma mekanizmalarının anlaşılmasında çok önemli katkıları oldu. Bu alanda son bir kaç senenin en önemli buluşu ise magnetarlar oldu. Bir 'magnetar' nedir? ROSAT, ASKA ve diger X-ışın uyduları ile yapılan gözlemler (Mereghetti & Stella 1995, Kouveliotou, C., et al., 1998, Mereghetti et al. 1998, Mereghetti 1999) yeni bir tür NY'nın bulunmasını getirdi. Bunların özellikleri radyo atarcaları gibi bilinen NY'dan da X-ışın atarcalarından da farklı olduğu için Olağan-dışı (Anomal X-ray Pulsar (AXP)) olarak adlandırıldılar ve bu farklılıklar aşağıdaki gibi özetlenebilir (Mereghetti 1999):

a) normal radyo atarcalardan ancak bir kaçında X-ışıması vardır. Ve genel olarak bu ışıma gücü (luminosity)(3)'le verilen $\dot{E}_k$'dan çok küçüktür. AXP'ın X-ışıması ise >> $\dot{E}_k$'dır.

b) dönme (spin) periodları ~6-12s arasındadır (radyo atarcalarında bu aralık 0.015 – 8s ve X-ışın atarcalarında 0.1 – 10^3s arasındadır.)

c) çift sistemlerde değillerdir.

d) X- ışıması ($\sim 10^{34}$-10^{36} erg/s), HMXRB'lere göre ($>10^{36}$ erg/s) düşüktür.

e) ışımasında değişkenlik (fluctuation) çok azdır.

f) periyodu devamlı artmaktadır (atarcalardaki gibi).

g) bazıları SNR'lerle ilişkilidir.

Radyo ışımaları olmasada, bu cisimler standard $\dot{P}$-P diyagramına konduklarında (Şekil 4) görüldü ki, bunların MA'ı, şimdiye kadar bilinen NY'nın MA'dan 10 – 100 kat daha fazladır. Bu nedenlede onlara **'magnetar'** adı verildi (Duncan & Thompson 1992). Bunlar diyagramda yukarı sağ köşede bulunduğu pozisyon nedeni ile hemen araştırıcıların ilgi odağı oldu. Bunun nedeni özetle şudur:

Şimdiye kadar, genelde kabul olunmuş teorilere göre (Ruderman & Sutherland 1975, Cheng & Ruderman 1993, Manchester & Taylor 1977, Guseynov & Yusifov 1983, Yusifov et al. 1995) atarcalar $\dot{P}$-P diyagramında yukarı sol köşede (P~0.01s, $B_o = 10^{12}$G) oluşurlar ve MDI ışıması nedeniyle sağa ve aşağıya doğru kayarlar. Kayma yönünü (6) denklemindeki frenleme (breaking) indisi (n) vermektedir. 1998'e kadar bu parametre ancak 5 atarca için ölçülmüş bulunmaktaydı:

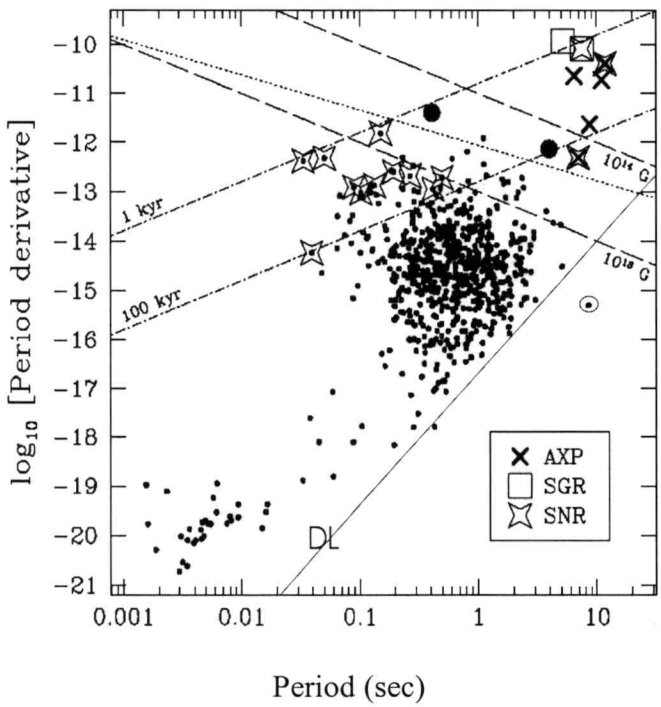
PSR B0531+21	2.51 ± 0.1
PSR B0540-69	2.28 ± 0.02
PSR B1509-58	2.84 ± 0.001
PSR B0833-45	1.4 ± 0.2
PSR J1119-6127	3.0 ± 0.1

Bunlara uygun evrim yönleri Şekil 4'te ok işaretleri ile gösterilmişlerdir. Göründüğü gibi, mevcud evrim teorilerine göre genç atarcaların evriminden magnetarların oluşmasını anlamak zordur. Şu anda bu olayı anlatan 2 teori mevcuttur. Bu teorilerin birine göre, magnetarlar hic de diyagramda göründüğü gibi aşırı güçlü MA'a sahip değillerdir (Alpar, 1999, Marsden et al., 1999, Chaterjee, 1999). Onların normal, 10^{12}Gauss civarında MA'ı vardır, çok büyük $\dot{P}$'larının nedeni ise bu NY'ın çevresinde olan ortamla sıkı ilişkide olmasıdır. Normal NY yaklaşik olarak boşlukta (vakuumda) dönerler ve sadece (3) formulü ile hesaplanan MDI uygun olarak evrimini yaparlar. AXP ise yoğun ortamlardadırlar ve onların evrimi bir tür olarak, çift sistemlerdeki NY'n evrimine benzer (Lipunov 1992). Evrim, bir kaç aşamadan oluşur ve bu aşamaların biri 'itici fıçkırma' ("propeller") aşamasıdır. Bu aşamada NY, dönme momentini yoğun olarak yörüngesindeki maddeye aktarır ve hızla frenlenir (yavaşlar, yani perioyodu artar) ve çok kısa bir süre içinde (astronomik anlamda), ~10^5 yılda, diyagramın yukarı sol köşesinden yukarı sağ köşesine geçiş yapar. Periyodları bir kaç yüz sn olan X-ışın atarcaları zaten buna benzer bir yolla oluşmuşlardır (Lipunov 1992, van den Heyvel 1991). Genelde, tek NY'n yörüngesinde boşluk olduğu halde, nasıl olmuş da AXP'ler o türlü yoğun ortamlar bulmuşlardır? Yukarıda anlatıldığı gibi çoğu NY'ları büyük ortalama hıza (200-500km/s) sahip, bazılarının hızı ise çok daha büyük (500-1000km/s) olabilir. Bu tür çok yüksek hızlı NY'ları bir süre sonra içinde oluştuğu SNR'in kabuğuna ulaşabilir, hatta onun dışına da çıkabilir. Burlarda ortam çok daha yoğun olduğu için, AXP olayı gerçekleşir.

Diğer bir grup teoriye göre ise (Duncan & Thompson 1992, Thompson & Duncan 1993, (TD93), Thompson & Duncan 1996, Baring & Harding 1998, Gotthelf & Vasisht 1999, Zhang & Harding 2000, Colpi et al., 1999) bazı NY'ları gerçekten de çok güçlü MA'a sahip bir magnetar gibi oluşur. Evrimi normal MDI teorisindekine benzer bir şekildedir. Normal atarcalarda enerji kaynağı, NY'ın (2) formulü ile verilen kinetik enerjisi, magnetarlarda ise onun MA'ıdır. Bu NY'nın radyo bantında ışımasının olmaması ise şu şekilde anlatılıyor (Baring & Harding 1998, BH98):

Ruderman & Sutherlend (1975) ve diğer geniş kabul görmüş radyo ışıma mekanizmalarına göre (mesela 'kutupsal bölge', 'polar cap' modeli), kutuplardaki güclü elektrik alan, NY'ın kabuğundan elektronları koparır ve onları çok yüksek enerjiye kadar hızlandırır. Güclü MA'nda hareket eden bu elektronlar γ ışını yayınlar.

Bu γ foton elektron-pozitron (e^-e^+) çiftine dönüşür. Çift e^-e^+ ise tekrar hızlanır ve yine γ fotonları yayınlarlar. Bu süreç tekrarlanar. Bu parçacıklar seli, eğik MA hatları boyunca hareket ederek atarcanın ışımasını sağlarlar. En son anda, γ fotonu, AXP'ın aşırı yoğun MA'ında ($10^{14} - 10^{15}$G) radyo ışıması verecek bir e^-e^+ çifti yerine, $\gamma_1 + \gamma_2$ foton çiftine parçalanırlar. Enerjilerinin az olması nedeni ile bu yeni fotonlar artık yeni bir e^+e^- çiftine parçalanamazlar ve bu nedenle de AXP radyo ışıması yoktur. Bu mekanizma ile atarcaları iki grupa ayıran çizgi Şekil 4'te noktalarla gösterilmiştir (BH98; Kaspi et al., 1999a). BH98 modeline göre, bu çizgiden yukarıda yerleşen NY'ından radyo ışıması beklenilmez. Ama, Şekil 4'te 1999'da bulunan iki atarça (içidolu büyük daireyle işaretlenmiş olan PSR J1119-6127 ve J1814-1744; Kaspi et al., 1999a), bu çizgiden yukarıda yerleştiler ve teklif edilen teorinin yetersiz oldugunu gösterdiler. Bu teorilerden hangisinin doğru olduğu yeni ve daha detaylı araştırmalar sonucu ortaya çıkacaktır.



Şekil 5. *Atarcaların $\dot{P}$-P diyagramı (Kaspi et al. 1999a). Şekilde radyo atarcalarla magnetarlar karşılaştırılmaktadır. Sabit MA ve atarçaların $\tau_c = P/2\dot{P}$ formulü ile hesaplanan tipik yaşları (characteristic age) farklı çizgilerle gösterilmiştir. Diger işaretler metinde verilmiştir. 'Ölüm çizgisi' DL olarak işaretlenmiştir.*

Magnetarların AXP'lardan farklı başka bir görünüşü ise yumuşak (düşük enerjili) γ-ışın tekrarlayıcıları SGR'ler (Soft Gamma-ray Repeater)'dir. Bunlar kısa süreli (~0.1 – 10 sn) ve yüksek şiddetli γ-ışın patlamalarıdır. SNR'lerle ilişkide olmaları ve diğer özelliklerinin de AXP'lara yakın olmaları, SGR'lerin de magnetar olması

olasılığını artırmaktadır. Şu anda (makale hazırlanan dönemde) magnetarların toplam sayısı 10'dur (Chakrabarty, 2000), P_{dot}'u bilinen AXP'lerin sayısı 5, SGR'in ise sayısı 2'dir ve Şekil 5'te gösterilmişlerdir.

Kuramcılar arasında geniş tartışılan problemlerden biri de "ölü" NY'dır, IONS (Isolated Old Neutron Stars). Eğer II tip SN olayının 20 – 30 senede bir gerçekleşmesi ve Saman Yolunun (SY) yaşının $\sim 10^{10}$ yıl olması göz önüne alınırsa, SY'da beklenen NY'nın sayısı $\sim 10^{9}$ mertebesinde oluyor. Bu sayı, halihazırda gözlenen NY'ın (atarçaların) sayısından yaklaşık bir milyon kez fazladır.

Yukarıda söylendiği gibi, NY evrim süresinde $P\text{-}P_{dot}$ diyagramında soldan sağa ve yukarıdan aşağı kayıyorlar ve $\sim 10^{7}$ sene sonra ölüm çizgisini geçip kutupsal bölgede $e^{\pm}$ çifti oluşmadığı için ışımasını kayıp ederek "ölü" NY'na dönüşüyorlar. Modern bilim ve teknoloji "ölü"'lerden yararlanmaya olanak sağlar. Burada tabii ki, söz konusu organ nakli değildir.

Yıldızlararası ortamın (ISM) üzerine çökmesi (accretion) sonucu IONS'lar yeniden ışımaya başlaya bilerler (X-ışın bandında). Bu olasılık 30 sene önce sunulmuş ve gerekli hesaplamalar yapılmıştır (Zeldovich & Shakura 1969, Ostiker, Rees & Ssilk 1970). Bu ışıma NY'ın dönme periyodu, MA'ı ve NY'ın ortamdaki hızıyla sıkı ilişkilidir ve uygun koşullarda onları gözlemek olanağı vardır. Işımanın yeterince yoğun olması için, NY'ın ortamdakı hızının küçük (~20 km/sn) olması, MA ve periyodun ise onun bir "accretor" gibi çalışma olanağını sağlıyor olması gereklidir. X-ışın detektörlerinin az hassasiyetli olması nedeni ile 1990'larda ROSAT uydusu fırlatılana kadar bu NY'ın gözlenmesi olanaksızdı.

ROSAT uydusundan alınan sonuçlar ise çok şaşırtıcı oldu (buna **üçüncü** sürpriz deyelim). Gözlenen IONS'ın sayısı, kuramsal değerlendirmelerden beklenenlerden 10 – 100 kez daha az idi (Treves, et al., 2000 ve oradaki referanslar). Ve bu problem bir çok sorun ortaya çıkardı, acaba yanlışlık nerede: NY'ın sayısında mı? (ve ya SN olayının frekansı); NY'ın (atarçaların) hızları mı doğru değerlendirilemiyor? MA ve periyot evriminde mi hata yapılmış? ISM'un parametreleri mi yanlış değerlendiriliyor? v s.
NY araştırmalarında son yılların ilerlemelerinden (başarılarından) birisi de "Geminga-tipi" , radyo ışımasız genç NY'larının (Radio-Qquiet Neutron Stars) (RQNS) bulunmasıdır (Frali, 1998; Kaspi, 1999b; Meregehetti, 1999). Bunlar G296.5+10.0, RCW103, Pupis A ve Cas A SNR'lerin içinde bulunan noktasal (pointlike) X-ışın kaynaklarıdır. Bu NY'larının SNR'lerle ilişkide olması onların genç olmasını gösterir. Ancak, SNR'lerin içinde olan normal atarcalardan farklı olarak, onların etrafında pleronun ('içi dolu' SNR) olmaması, RQNS'ların farklı yapı veya oluşma mekanizmasına sahip olduklarını göstermektedir. (Burada belki şunu da belirtmek yerinde olur ki, 400MHz'ten yüksek frekanslarda yapılan gözlemlerin sonucu olarak uzun süre radyo-ışımasız gibi düşünülen Geminga atarcasından, 100MHz'den düşük frekanslarda yapılan gözlemlerde bu atarcadan radyo ışıma bulunmuş ve onun en zayıf ışımalı bir radyo atarca olması gerektiği sonucuna varılmıştır, Shitov & Pugachev, 1998).

RQNS ve IONS'ların incelenmesinde ortaya çıkan ilginç bir sorun ise, onların birbirine çok benzer olmasıdır. Her ikisinde de radyo ışıma yoktur, X-ray ışımasına göre

ise onları bir birinden ayırmak zordur. Ama fiziki olarak ise biri çok genç diğeri çok yaşlıdır ve onlardan birinin diğerinden fark edilmesinin NY'ın evriminin anlaşılmasında çok önemi vardır. Bu ve benzeri problemleri detaylı incelemek için araştırıcılar umutlarını Chandra, XMM, Astro – E gibi yeni ve daha hassas uyduların verilerine bağlamaktadırlar.

Paragrafı kapatmadan önce SNR-NY ilişkisini bir daha ele alalım. Bu ilişkide ilginç bulgulardan biri de, atarcalar SN patlamasında oluşsalar da genç SNR'lerin çoğunun içinde atarca görünmemesiydi. AXP, magnetar ve RQNS'ların bulunması bu probleme yeni bir açıdan bakış olanağı vermektedir (Gotthelf 1998, Chakrabarty et al. 2000).

Eğer yukarıda belirtildiği gibi AXP (magnetar)'lar radyo atarcalarından farklı görünüyorlarsa, o zaman bazı genç SNR'lerin içinde atarca bulunmamasında hiç bir gariplik yoktur. Onların içindeki NY'ları RQNS, AXP ve ya magnetar da olabilir. Gerçektende, yukarıda belirtildiği gibi, AXP'ların bazıları SNR'lerin içindedirler, niçin başkalarının da içinde olmasınlar (Baring & Harding 1998, Gotthelf 1998)? RQNS'lar ise zaten SNR'lerle ilişkilerinden belirlenmişlerdir. Denebilir ki, Crab ve Vela tür atarçalar iyi gözüken, ama çok az sayıda olan NY'larıdır ve **genel olarak SNR'lerin içinde AXP, magnetar ve RQNS tipli NY'lar bulunmaktadırlar.** Ama hepsinde mi? Crab , AXP, RQNS'ların oluşma olasılıkları ne kadar farklıdır? Bu oranı belirleyen nedir? Bu sorulara halen yanıt yok.

7. Benzerlik Teorisi, Boyut Analizi ve Dinamo Mekanizması.

Farklı problemlerin çözümünde farklı metotlar kullanılmaktadır: Monte-Carlo simulasyon, istatistik metotlar, Fourier analizi, kompleks değişkenler, integral ve diferansyel denklemler v s. Türkçe bilimsel literatürde az yer verilmiş konulardan biri de Boyut Analizi (BA) ve Benzerlik Teorisidir (BT). Ders kitaplarında çok kısa bir şekilde (1-2 sayfa) bahis edilse ve her fiziksel hesaplamada göz önüne alınsa da, BA ve BT konusunda literatür yok derecesindedir. Bu nedenle, bu gözden geçirmede bir az bu konuyu ele almaya karar verdik ve ileride göreceğimiz gibi, bu bizim yukarıda bahsettiğmiz konular ile de sıkı ilişkilidir.

Bilimsel araştırmalarda, üzerinde deney yapılması imkansız, doğrudan çözülmesi zor olan problemler her zaman olmuştur. Bunlar arasında atmosfer ve iklimin modelleşmesi, hidrodinamik ve magnetohidrodinamik (MHD) ve füzyon ile ilgili problemler ve saire sayılabilir.

Her hangi bir problemin çözümünde, olayın fiziği anlaşıklı ise, uygun denklemler yazılır ve mümkünse analitik olarak çözülerek fiziki parametreler arasındaki bağlantılar bulunur. Çoğu zaman analitik çözümü bulmak zor oluyor. Bazen işlemin fiziği iyi anlaşılmıyor ve uygun denklemler mevcut olmuyor. Böyle durumlarda, bilgisayarlarda rakam modelleme ve rakam deneyleri yapılır. Bazan, bu türlü hesaplama sonuçlarının doğruluğunu kontrol etmek de zor olur. Böyle durumlarda, olayla ilgili fiziki parametreler arasında bağlantı bulmanın tek metodu BA ve BT'dir. Bazan da

türev, integral ve daha karmaşık işlemler içeren denklemler elde edilir ve problemler çözüldükten sonra da, bu çözümün doğruluğunu kontrol etmek zordur. Böyle durumlarda da BA ve BT çok yardımcı olabilir. Çoğu zaman, istatistik analizlerden farklı ampirik bağlantılar bulunur. Boyut analizini kullanarak bu tür bağlantılar daha doğru formüller haline getirilebilir. Bu yöntem farklı alanlarda başarıyla kullanılmış ve önemli sonuçlar alınmıştır. Konuyla ilgili ayrıntılı bilgiler, Langahar (1951), Sedov (1967), Kurt (1972), Dibay & Kaplan (1976) ve Sedov & Volkovets (1993) gibi kitaplardan alınabilir.

Astrofizikte istatistik metotlar çok geniş olarak kullanılmaktadır ve bazen işlemin fiziği kötü bilindiği için BA ve BT metodları bu alanda çok yararlı oluyor. Burada BA ve BT konusunda kısa bir bilgi verilecek ve onun bazı astrofizik uygulamalarından bahis edilecektir. Metodun astrofizikte uygulanması konusunda geniş bilgi Kurt (1972) ve Dibay & Kaplan (1976)'da verilmiştir.

Boyut Analizi metotları ve Benzerlik Teorisi fiziki olayların modelleştirilmesi ile sıkı alakadadır. Geometride benzer figürler kavramı var. Fizikte ve astrofizikte de farklı boyutlarda olan benzer olaylar az değil. Güneş sistemi ve çift yıldızlar, küresel kümeler ve gök adaları ve saire. Bu türlü benzer olayların biribirine geçiş kuralarını inceleyen bilim dalına Benzerlik Teorisi denilir.

Teoriyi uygulamak için gerekli olan ilk adımlardan biri benzerlik kriterlerinin bulunmasıdır. Bu kriterler, olayın fiziki parametrelerinden oluşturulmuş boyutsuz komplekslerdir (BK) (mesela $h\nu / kT$ gibi). BK farklı birim sistemlerinde (CGS veya SI gibi) aynı değere sahiptirler. BK bulmanın iki yolu vardır. Bunlardan birisi – uygun denklemlerin yardımı ile BK'lerin ciddi şekilde çıkarılması. Zaten, Benzerlik Teorisinin yaptığı da budur. İkinci yol ise, Boyut Analizi metodudur. Bu metotla BK'ler, Π teoreminin yardımı ile, bakılan olayın gerekli fiziki parametrelerinden elde edilmektedir. Fiziki parametrelerin seçilmesi büyük oranda serbesttir ve ya araştırıcının insiyatifine bağlıdır. Kısaca Π teoremini şöyle açıklayacağız:

Farzedelimki, her hangi bir olayın veya gök cisminin A_1, A_2,...,A_n fiziksel parametreleri arasında her hangi bir

$$f(A_1, A_2,...,A_n) = 0 \tag{18}$$

bağlılığı aranmaktadır. Bu parametrelerin arasında A_1, A_2,...,A_k (k tanesi) bağımsızdır. Π teoremine göre, bu n parametrelik fonksiyon daha düşük sayıda, n – k parametrelik, boyutsuz Π_k komplekslerin

$$f(1,1,....; \Pi_{k+1}, \Pi_{k+2},...,\Pi_n) = 0 \tag{19}$$

fonksiyonu olarak yazılabilir. Bu teoremin ispatı BA ve BT metotlarına ait kitaplarda verilmektedir. n – k = 1 olduğunda ise problem daha da basitleşir. Bu durumda sadece bir tek boyutsuz kompleksi bulmak yeterlidir. Çoğu zaman Π kompleksleri

$$\Pi_k = A_1^{x_1} A_2^{x_2} ... A_n^{x_n} \tag{20}$$

formunda aranır ve gereken denklemler

$$\sum_{j=1}^{n} a_{mj} x_j = 0, \qquad \text{m=1, 2, } \cdots \text{, k} \tag{21}$$

gibi boyutsuzluk koşullarından bulunurlar. Burada a_{mj}, ileride örneklerde göstereceğimiz gibi boyut matrisinin elementleridir. (20) formülünden alınan Π kompleksinin değeri ise gözlemlerden ve ya model hesaplamalarından bulunur.

BA ve BT'nin bazı astrofizik uygulamalarına bakalım. Bunun için örnekler Dibay & Kaplan (1976)'dan alınmıştır. Bu örneklerde, yıldızların bazı fiziksel parametreleri arasında bağlılıklar araştırılmaktadır. Hesaplamalarda CGS birim sistemi kullanılmıştır ve kullanacağımız parametrelerin birimlerini aşağıdaki gibi yazalım: kütle, [M]= gr; yarıçap, [R]=cm; dönme hızı, [Ω]=sn^{-1}; periyot, [P]=sn; ışık hızı, [c]=cm sn^{-1}; ışıma gücü, [L] = erg sn^{-1}=gr cm^2 sn^{-3}; manyetik alan, [B]=$erg^{½}$ $cm^{-3/2}$= $gr^{½}$ $cm^{½}$ sn^{-1}; gravitasyon sabiti, [G]=cm^3 gr^{-1} sn^{-2}. $gr^{1/2}$. Metodun doğru çalıştığını kontrol etmek için basit bir örneğe bakalım. Küçük kütleli bir cisim, kütlesi M olan başka bir cisim etrafında dönmektedir. Yörüngenin yarıçapı R ve periyot P arasındaki bağlantıyı bulalım. Tabii ki gerekli parametreler arasında evrensel çekim G'de olmalıdır. Bu örnek için (18) formülünü

$$f(G, M, P, R) = 0 \tag{22}$$

gibi yazabiliriz. Burada bağımsız boyutlar 3'dür: gr, cm ve sn. Π teoremine göre bir boyutsuz kompleks ola bilir ve (19) formülü f(Π) = 0 şeklinde oluyor. Araştırdığımız probleme uygun (20) BK'i

$$\Pi = G^{x_1} M^{x_2} P^{x_3} R^{x_4} \tag{23}$$

gibi elde edilir. Bu kompleksi bulmak için (21) denklemler sistemine uygun a_{mj} boyut matrisin yazalım:

	[G]	[M]	[P]	[R]
gr	-1	1	0	0
cm	3	0	0	1
sn	-2	0	1	0

Açık şekilde yazsak, bu problem için (21) denklemler sistemi şu şekilde oluyor:

$$\begin{aligned} -1\ X_1 + 1\ X_2 + 0\ X_3 + 0\ X_4 &= 0 \\ 3\ X_1 + 0\ X_2 + 0\ X_3 + 1\ X_4 &= 0 \\ -2\ X_1 + 0\ X_2 + 1\ X_3 + 0\ X_4 &= 0 \end{aligned} \tag{24}$$

Buradan bulunan X_1 , X_2 , X_3 , X_4 değerleri (23)'de yerine konulsa

$$\Pi = G\ M\ P^2 R^{-3} \tag{25}$$

boyutsuz kompleksini alırız. Bu ise $\Pi=4\pi^2$ konulduğunda, iyi bilinen Kepler kanunudur:

$$\frac{P^2}{R^3} = \frac{4\pi^2}{GM} \tag{26}$$

Yukarıda anılan kitaplarda, yıldızların ışıması, evrimi, zonklaması; yıldız küme ve gökadalarının evrimi konusunda çoklu örnekler vardır. Basit yollarla bu objelerin farklı fiziki parametreleri arasında basit bağlantılar bulunup gözlem sonuçları ile karşılaştırılmaktadır. Burada, bizim konumuz ile ilgili olarak, gök cisimlerin MA ile diğer fiziki parametreleri arasında bir bağlantının bulunmasını ele alalım. Örnekte gök cisimlerinin kütlesi, açısal hızı, MA'ı, ışıma gücü (lüminosite) vs. arasında bir bağlılık aranmaktadır. a_{mj} matris elementlerini bulmak için gerekli parametreleri ve onların birim ve boyutlarını bir tablo halinde yazalım:

	[B]	[Ω]	[M]	[R]	[L]	[G]	[c]
Gr	½	0	1	0	1	-1	0
Cm	-½	0	0	1	2	3	1
Sn	-1	-1	0	0	-3	-2	-1

Burada toplam 7 ve bağımsız 3 parametre var. Π teoremine göre bu tablodan 4 boyutsuz parametre bulabiliriz. X_1 – X_7 değişenleri için (21) denklemler sistemi yazılsa, orada 4 değişken serbest oluyor. O parametrelerin değerlerini seçerken, çözümün basit ve fiziksel olarak mantıklı olmasını dikkate almak gerekmektedir. Bu örnek için Dibay & Kaplan (1976)'ın aldığı boyutsuz kompleksler aşağıdakiler gibidir:

$$\Pi_1 = \frac{\Omega^2 R^3}{GM} \quad , \quad \Pi_2 = \frac{LR}{\Omega GM}$$

$$\Pi_3 = \frac{B^2 R^4}{GM^2} \quad , \quad \Pi_4 = \frac{cBR}{G^{1/2} M\Omega}$$

Problemimize uygun (19) formülü f (Π_1, Π_2, Π_3, Π_4) = 0 şekilde oluyor. Güneş ve diğer fiziki parametreleri iyi bilinen gök cisimler için değerlendirmeler yapıldığında

görürüz ki, $\Pi_1 << 1$, $\Pi_2 << 1$, ve $\Pi_3 << 1$, $\Pi_4 \sim 1$ olmaktadır. Yani sadece bir kompleks önemli oluyor. O zaman (19) formülü

$$f(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4) \cong f(\Pi_4) = 0 \tag{27}$$

şeklini alır. Bu 4. boyutsuz kompleksi daha anlaşılır hale getirmek için aşağıdaki formüllerden yararlanalım. Bir yıldızın

eylemsizlik momenti: $I = \xi M R^2$ (28)

açısal momenti: $\Phi = I\Omega$ (29)

ve dipol momenti: $\mu = 0.5\, B R^3$ (30)

formülleri ile hesaplanabilir. Burada ξ - yıldızın yapısına uygun bir sabitdir. (28), (29) ve (30) formülleri 4. boyutsuz kompleksinde kullanılırsa

$$\Pi_4 = 2\xi \frac{c\mu}{G^{1/2}\Phi} \tag{31}$$

elde ederiz. Diğer bir yazılışla

$$\mu = A \frac{\sqrt{G}}{c}\Phi \tag{32}$$

alabiliriz. Burada A "1" mertebesinde olan boyutsuz bir sabitdir. (32) formülünün çıkarılmasında hiç bir şart konulmadığı için, bu formül tüm gök cisimleri için geçerli olmalıdır. Yani, sadece boyut analizinden gök cisimlerin dipol ve açısal momenti arasında evrensel bir bağlantı bulunmuştur. Burada belki de, (32)'ye benzer bir bağlılığın atom fiziğinde elementer parçacıklar ve atomların manyetik ve spin momentleri arasında da bulunduğunu anımsamak yararlı olacaktır:

$$\mu_a = A' \frac{e}{m_a c}\Phi_a \tag{33}$$

Burada e, elektronun yükü, μ_a, m_a, ve Φ_a, sırasıyla atom veya uygun parçacığın manyetik momenti, kütlesi ve spin momenti, A' ise yine de "1" mertebesinde bir sabitdir. (32) formülünün gözlem verileri ile karşılaştırılması çok önemli olduğu için problem farklı araştırmacılar tarafından incelenmiştir. Arde et al. (1995) makalesinde, 171 adet O,B,A tipi yıldız, 54 adet F,G,K,M tipi yıldız, 33 adet beyaz cüce ve 430 civarında atarca kullanılmıştır. Bu cisimlerin μ ve Φ değerleri hesaplandıktan sonra bu parametrelerin Yerin uygun parametrleri μ_o ve Φ_o ile olan oranları hesaplanmıştır. Her bir adı verilen alt örnek cisimler grubu için değişme sınırları bulunmuş ve bu verileri bir araya getirerek, onlar arasında (32)'ye çok yakın olan

$$\mu = a\, \Phi^{1.29} \tag{34}$$

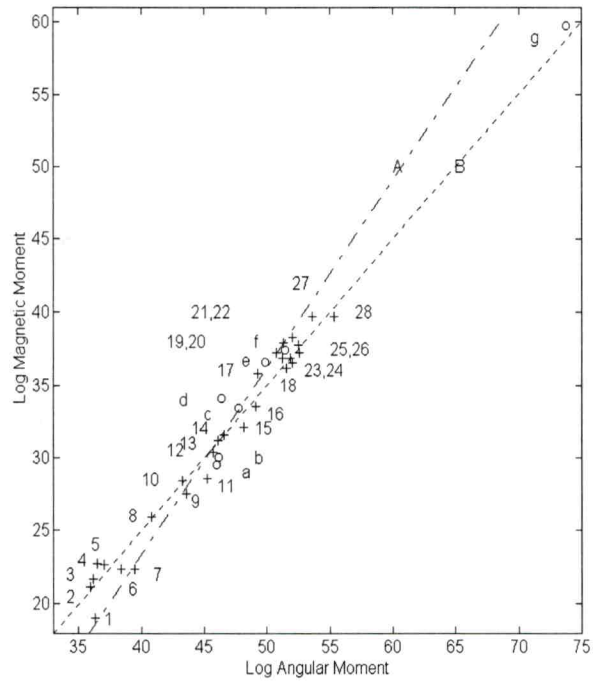
bağlantısı elde edilmiştir. Vasilyev (2000) ise daha yeni ve biraz da farklı veriler kullanarak, bu bağlantı için, (32) formülü ile çok daha uyumlu olan

$$\mu = \frac{\sqrt{G}}{3c}\Phi \tag{35}$$

bağlantısını bulmuştur. Bu verileri karşılaştırmak ve probleme bir az daha global açıdan göz atmak için Samanyolu'nun da μ ve Φ değerlerini hesaplayarak bunları Şekil 6'da topladık. Şekilde görüldüğü gibi, Vasiliev'in bulduğu (35) bağlantısı (şekilde B çizgisi), verilerle Arde et al.(1995)'in bağlantısı (şekilde A çizgisi)'dan daha iyi uyuşmakta ve yeni eklenen Samanyolu'na uygun "g" noktasına daha yakın geçmektedir. Böyle bir genel bağlantının varlığı şunu gösteriyor: bu astronomik cisimlerin fiziği bibirinden çok farklı olsa da (gezegen, atarca, beyaz cüce, dev yıldızlar ve hatta Samanyolu), bunların manyetik (μ) ve dönme (Φ) özellikleri arasında global bir bağlantı vardır. (32) bağıntısının tüm gök cisimleri için geçerli olması ise, tüm gök cisimlerinde MA oluşma mekanizması birbirine paralellik gösterir: mesela manyetik akı'nın korunması ilkesi uyarınca benzer dinamo mekanizmaları vardır.

Dinamo mekanizması (DM)'ının gerekçesi, Yer ve Güneş'in MA'larının incelenmesi ile anlaşılabilir. Paleontolojik bilgilere göre, Yerin MA'ı bir kaç milyar sene'dir mevcutdur. Ama, Yerin iç katmanlarının geçirgenliğini göz önüne alıp (12) formulünü kullanırsak, Yerin MA'ı için sönme zamanı (decay time) $10^4 - 10^5$ yıl olarak bulunur. Ayni formulü kullanıp Güneş için sönme zamanı hesaplansa 10^9 sene gibi bir değer elde edilir. Öte yandan, biliyoruz ki, Güneşin MA'nın 22 yıllık bir periyodik değişkenliği vardır. Yani, Güneş ve Yer gibi bazı gök cisimlerinde MA'nı yeniden yaratan bir mekanizma vardır. Genel olarak, buna 'dinamo mekanizması' denir. (Bu mekanizma konusunda detaylı bilgiler Parker (1979), Hoyng (1992), Krause (1994) ve Mestel (1994)'den alınabilir). Dinamo mekanizmasının özeti, gök cisimleri için MHD denklemlerin uygulanmasıdır. Sonuçda ulaşılan dinamo denklemi, MA'ın farklı koşullarda, farklı mekanizmalarla güçlenip, yeniden yaratılabileceğini göstermektedir.

Literatürde genel olarak $\alpha\Omega$, α^2 veya $\alpha^2\Omega$ gibi farklı DM'ları tartışılmaktadır. Yer benzeri yüzeyi soğumuş gök cisimlerinde, α^2 dinamosunun çalıştığı, Güneş tipi gök cisimlerinde ise $\alpha\Omega$ dinamosunun çalıştığı düşünülmektedir. $\alpha^2\Omega$ ise her iki mekanizmanın eşit oranda birlikte çalıştığını göstermektedir. α^2 dinamoya göre cisimlerin manyetik özellikleri ile dönme özellikleri arasında linear bir bağlantı beklenmemektedir. $\alpha\Omega$ mekanizması ise böyle bir bağlantının beklendiğini ilerisürmektedir. Bu iki dinamo mekanizmasından gerçekte hangisinin çalıştığını ayırd etmek için, gök cisimlerinin manyetik özellikleri (μ) ve dönme özellikleri (açısal moment, Φ) arasında ampirik bir ilişki aranır. Eğer bu ilişki varsa, büyük ihtimalle $\alpha\Omega$, eğer yoksa α^2 dinamo mekanizması işlemektedir, denilebilir. Bu nedenle, Şekil 6'daki ilişki genelde gök cisimlerinde, $\alpha\Omega$ DM'sının çalıştığını gösteren bir işaret gibi gözükebilir. Fakat farklı DM'ların çalıştığı düşünülen gezegenlerin, güneş ve farklı yıldızların Şekil 6'te (34) veya (35) bağlantısı ile verilebilen aynı hat üzerinde bulunması ilginç gözükmektedir. Şekil 6'i incelerken diğer bir diğer bir momenti de



Şekil 6. *Gök cisimlerinin açısal ve dipol momentleri arasındakı bağlılık. "+" işaretli veriler Vasiliev (2000)'den alınmıştır "ve 1-Ay; 2-Pluto; 3-Titan; 4-Mercür; 5-Io; 6-Venus; 7-Mars; 8-Yer; 9-Uran; 10-Neptun; 11-Satürn; 12-Jupiter; 13-PSR 4U0115+13; 14-PSR Her X-1; 15-PSR 0531+21; 16-Güneş; 17-78 Vir; 18-ωHer; 19-CS Vir; 20-52 Her; 21-53 Cam; 22-BD+33953; 23-αPscA; 24-γAri S; 25-α^2 CVn; 26-CU Vir; 27-β CrB; 28-HR 5597 için uygundur. "o" işaretli veriler Arde et al. (1995)'den alınmış ve farklı gök cisimlerin μ - Φ dağılımlarının ortalama değerlerine uygundur: burada, a – çift sistemlerdeki 32 atarca; b – 429 izole olunmuş atarca; c – kataklizmik degişen sistemlerdeki 19 Beyaz Cüce (BC); d – izole olunmuş 14 BC; e – 54 soguk (F,G,K,M tipi) yıldız; f – 171 sıcak (O,B,A tipi) yıldız. g – Samanyolu (yeni konuldu). A çizgisi (29), B ise (30) formulüne uygundur.*

gözden kaçırmamak gerekir. Samanyoluna uygun "g" noktası gözönüne alınmazsa, Log μ ve LogΦ'in değişme diyapazonu 20 mertebesinde (order of magnitude) ve dispersiyonu ise 3 civarındadır. Yani, aynı tür gök cisimleri için μ ve Φ birbirinden 1000 kez farklıdır denilebilir. Mesela Ay ve Merkür için Φ yaklaşık aynı olsa da, μ'nün değeri birbirinden 5000 kadar farklıdır. Aynı dağılım yıldızlar için de gözükmektedir. Şimdi, eğer yukarıda adı geçen ve diğer farklı dinamo mekanizmalarının aynı açısal momente (Φ) sahip gök cisimleri için verdiği manyetik moment (μ) 100 veya 1000 kez birbirinden farklı olursa, dinamo teorisinin şimdiki durumunda ve elde olan veriler ile bunu Şekil 6'deki diyagramdan ayırt etmek çok zor olmaktadır.

Güneşin ve bazı soğuk yıldızların Manyetik Etkinlikleri (ME) dinamo mekanizmasının yardımı ile anlaşılsa da diğer yıldızların ME'ni DM'la anlamak zordur ve bu alanda veri biriktirme (toplanması) ve analizi işlemleri sürdürülmektedir.

İnceleme sonucu anlaşılmıştır ki, dinamo işlemi, dış katmanları olan ve dönen yıldızlarda çalışmaktadır. Gözlemler ve yıldız modellerinden biliriz ki, konvektif dış katmanları ancak güneş ve benzeri soğuk yıldızlarda vardır. Dinamo Mekanizması Rossbi Sayısı adlanan bir boyutsuz parametre ile karakterize edilir.

$$R_o = \frac{P_{rot}}{\tau_{con}} \tag{36}$$

Burada P_{rot} yıldızın dönme periyodu, τ_{con} ise konvektif girdapların dönme zamanıdır. Mesela, güneşte konvektif katmanların dibinde $R_o \approx 2$, yüzeyine yakın ise $R_o \approx 5\ 10^3$ gibi değerlendirilmektedir (TD93).

O-B tipli sıcak yıldızlarda, konvektif katmanlar yıldızın merkezine yakın yerleşmiştir. Bu yıldızlar için Rossbi değeri $R_o \approx 0.1$ gibi değerlendirilmektedir (TD93). Yıldızların MA'ı, manyetik etkinlikleri konusunda daha geniş bilgi Catalano 1993, Zwaan 1994 İbanoglu 1996'dan bulunabilir. Varılan önemli sonuçlardan biri de odur ki, sıcak (O-B tipli) yıldızlarda dinamo mekanizması çalışmamaktadır.

Öte yandan şu anda Beyaz Cüce (BC) veya Ap tip yıldızların MA'nı ilkel (başlangıç) MA'dan manyetik akı'nın korunması ilkesine göre (formul (10)) oluştuğu düşünülmektedir (Landstreet, 1994). Bilindigi gibi, NY'ında da MA'ın oluşması konusunda bir sonuca varılamamıştır. Kesin bilinen şeylerden biri de odur ki, NY'ında ve BC'de taşınımlı (konvektif) katmanların olmaması nedeni ile, bu cisimlerde $\alpha\Omega$ DM'sı çalışmamaktadır. Ve bu cisimlerin de Şekil 6'de, diğer yıldızlar için $\alpha\Omega$ bağlantılı DM'yı kanıtlayan hat üzerinde olmaları beklenmeyen bir sonuçtur. Bunu anlamak için Arde et al.(1995), gök cisimlerinde MA'nın, dinamodan farklı ve her yerde geçerli (termomagnetik, termoelektrik veya manyetik akı'nın korunması gibi ilkeler uyarınca) bir mekanizmayla oluşmaktadır sonucuna varmışlardır. Aynı zamanda, unutmamak gerekir ki, güneş tipli yıldızlarda $\alpha\Omega$ dinamo mekanizması normal olarak çalışmaktadır.

Arde ve arkadaşlarının (1995)'de vardıkları başka bir sonuç, bazı gök cisimlerin açısal momenti aynı olsa da onların manyetik momentlerinin 100 – 1000 kez farklı olduğu şeklindedir. Mesela soğuk yıldızlarla Güneş sisteminin açısal momenti az fark eder, ama onların manyetik momenti Güneş sisteminkinden ~500 kez daha fazladır. Bu da, soğuk yıldızlarda DM'nın ~500 kez daha efektif olduğunu göstermektedir. Sıcak yıldızlara ayrıca bakıldığında, μ -- Φ bağımlılığı başka cisimlere rağmen çok zayıftır. Bu da sıcak yıldızlarda DM'nin hiç çalışmadığını ve onların MA, manyetik alanın korunması (10) kuramınca oluştuğunu göstermektedir. Burada bir diğer olasılığı da gözardı etmemek gerekir. Bu da farklı gök cisimlerinde, MA aynı dinamo mekanizmayla oluşsa da, evrimlerinin farklı dönemlerindedirler. Ve sonra evrim süresince değişim yavaş olduğu için, μ ve Φ arasındakı (34) veya (35) bağlılığı tüm evrim süresince geçerli olarak kalır. Buna örnek olarak Thompson & Duncan (1993)'ün atarcalar için uyguladığı dinamo mekanizması gösterilebilir. Bu yazarlara göre, atarcaların MA (10) formülünden görüldüğü ve başta düşünüldüğü gibi, MA akı'sının korunması ilkesinden kaynaklanmayabilir. Makalede, atarcaların MA'nın, SN olayının ilk 3 - 30 saniyesinde dinamo mekanizmasıyla güçlenmesi incelenmekte ve dinamo

mekanizması ile güçlenen NY MA'ları, magnetarlardaki kadar ($\sim 10^{15}$G) yüksek olabileceği gösterilmektedir. Bunun için ise, oluşma anında NY'nın dönme periyodunun 1 – 10 millisaniye mertebesinde olması gerekmektedir. Bu konu da, halihazırda, tam olarak çözülmemiş bir konudur.

Yukarıda sözü geçen başka araştırmalarda ise (Blandford et al. 1983, Muslimov & Page 1996), NY'ında MA'nın güçlenmesi için 10^4-10^5 yıl gerektigini göstermişlerdir. Hangi mekanizmanın doğru olduğunu ise gelecek araştırmalar gösterecektir.

8. Sonuç

NY'ında MA'nın oluşumu ve evrimi konusunda geniş bir literatür taraması yapılmış, mevcut teoriler gözden geçirilerek karşılaştırılmıştır. NY'nın ve atarcaların fiziği, bunların MA'ı konusunda farklı teoriler, olumlu gelişmeler olsa da, halen yeterince çözülmemiş problemler ve bu konuda çalışmak isteyenler için yeterince "iş" olduğu görülmektedir.

Teşekkür

Kongreyi düzenleyen Organizasyon komitesine teşekkür ederiz.

9. Kısaltmalar Listesi

AXP:	Anomal X-ışın Pulsarlar	MHD:	Magneto Hydrodinamics
BC:	Beyaz Cüce	NY:	Nötron Yıldızı
DM:	Dinamo Mekanizması	SN:	Supernova
MA:	Manyetik Alan	SNR:	Supernova Kalıntısı
MDI:	Manyeto Dipol Işıma	Φ:	Açısal Moment
MDM:	Manyetik Dipol Moment	ME:	Manyetik Etkinlik

KAYNAKLAR

Alfven, H. & Fälthamuar, C.-G., "Cosmical Electrodinamics, Oxford, 1963.
Allen, C.W., "Astrophysical Quantities", London, Athlone Press 1963.
Alpar, M.A., 1999, astro-ph/9912228.
Alpar, M.A., et al. 1982, Nature, 300, 728.
Alpar, M.A., Andersen, P.W., Pines, D. & Shaham, J., 1984, Ap.J., 276, p.325.
Alpar, M.A., Cheng, K.S., & Pines, D., 1989, Ap.J., 346, p.823.
Alpar, M.A., Kızıloglu, Ü. and van Paradijs, J.E. (eds), 1995, "The Lives of the Neutron Stars", NATO ASI Ser. C450, Kluver Academic Publisher.
Alpar, M.A. & Ögelman, H., 1987, Astron. & Ap., 185, 196.
Alpar, M.A., & Pines, D., 1989,in "Timing of Neutron Stars", Ögelman, H. & E.P.J. van den Heuvel (Dordrecht: Kluver), p. 441.

Arge, C.N., Mullan, D.J. & Dolginov, A.Z., 1995, Ap.J., 443, 795.
Arons, J., 1983, Ap. J., 266, 215.
Arons, J., 1999, astro-ph/9911478.
Baade, W., & Zwicky, F., 1934, Proc. Nat. Acad. Sci., 20, 254.
Backer, D.C., et al. 1982, Nature, 300, 615.
Baring, M.G. & Harding, A.K., 1998a, Ap.J., 507, L55.
Baring, M.G. & Harding, A.K., 1998b, in "Workshop on the Relatenship Between NS and SNR", Jun 1-4, 1998, Elba (Itali), http://www.arcetri.astro.it/~elba98.
Becker, W. & Itoh, M. Editors, "Japanes-German Workshop on High Energy Astrohysics",Kyoto 1998, MPE Report 270.
Bell, J.F., in "The Many Faces of Neutron Stars", ed. Buccheri, R., van Raradijs, J. & Alpar, M.A., NATO ASI Ser. C515, Kluver Academic Publisher, 1998, 159-177.
Bhattacharya, D. & van den Heuvel, E.P.J., 1991, Phys. Reports, 203, 1.
Bhattacharya, D., in "The Magnetospheric Structure and the Emission Mechanisms of Radio Pulsars", ed. Hankins T.H., et al., IAU Colluquium No 128, Poland,1990.
Bhattacharya, D., in "The Lives of the Neutron Stars", Alpar M.A., et al. (eds), NATO ASI Ser. C450, Kluver Academic Publisher, 1995, pp. 153-162.
Biggs, J.D. & Lyne, A.G., 1996, MNRAS, 282, 691 – 698.
Bisnovatiy-Kogan, G.S., Komberg, B.B., 1975, Sov. Astron., 18, 217 – 221.
Blandford, R.D., Applegate, J.H. & Hernquist, L., 1983, MNRAS, 204, 1025.
Buccheri, R., van Paradijs, J. and Alpar, M.A. (eds), 1998, "The Many Faces of the Neutron Stars", NATO ASI Ser. C515, Kluver Academic Publisher.
Camilo, F., 1996, IAU Colloquium No 160, Jodrell Bank Preprint No CP2/96.
Camilo, F., Nice, D.J.,& Taylor, J.H., 1996a, Ap.J., 461, 812 – 819.
Camilo, F., Nice, D.J., Shrauner, J.A. & Taylor, J.H., 1996b, Ap.J., 469, 819 – 827.
Camilo, F., et al., 2000, astro-ph/9911185.
Candy, B.N., & Blair, D.G., 1983, MNRAS, 205, 281.
Canuto, V., in " Physics and Astrophysics of NS and BH", Ed. Giassoni, & Ruffini, R., Proc. Of the International School of Physics, villa Monastero, 14 July 1975, Italy, 448.
Catalano, S., 1993, in "Physics of Solar and Stellar Coronae", Linski, J.F. & Serio, S., (eds.), Kluver Academic Publisher, 1993, pp. 447 – 456.
Chakrabarty, D., et al., 2000, astro-ph/0001026.
Chanmugam, G., 1992, Ann. Rev. Astr. and Astrophy. 30, 143 – 184.
Chatterjee, P., et al., 1999, astro-ph/9912137.
Chen, K & Ruderman, M., 1993, Ap.J. 402, 264 – 270.
Cheng, A.F. & Ruderman, M., 1980, Ap.J. 235, 576 – 586.
Cheng, K.S., Ho, C. & Ruderman, M., 1986, Ap.J. 300, 522 – 539.
Chevalier, R.A., 1977, Ann.Rev. Astron. and Ap., 15, 175 – 196.
Chevalier, R.A., & Emmering, R.T., 1986, Ap.J., 304, 140 – 153.
Clark, D.H. & Stephenson, F.R., "The Historical Supernovae", Pergamon 1977.
Colpi, M., Geppart, U. & Page, D., 1999, astro-ph/9912066.
Čadez, A., Galičič, M. And Calvani, M., 1997, Astron. & Ap. 324, 1005.
Dibay, E.A. & Kaplan, C. A., "Astrofizik Birimlerde Boyut ve Benzerlik", Moskva, 1976.
Duncan, R.C., & Thompson, C., 1992, Ap.J., 392, L9.
Frail, D.A., Goss. W.M. and Whitteoak, J.B.Z., 1994, Ap.J., 437, 781.

Frail, D.A., in "The Many Faces of Neutron Stars", ed. Buccheri, R., van Raradijs, J. & Alpar, M.A., NATO ASI Ser. C515, Kluver Academic Publisher, 1998, 179.
Gaensler, B.M. & Johnston, S., 1995, MNRAS, 277, 1243 – 1253.
Gnedin, Y.N., & Sunyaev, R.A., 1974, Astron. & Ap., 36, 379.
Goldreich, P., & Julian,W.H., 1969, Ap. J., 157, 869.
Gotthelf, E.V., 1998, in "Workshop on the Relatenship Between NS and SNR", Jun 1-4, 1998, Elba (Itali), http://www.arcetri.astro.it/~elba98.
Gotthelf, E.V., and Vasisht, G., 1999, astro-ph/9911344.
Green, D.A., 1996, http://www.mras.cam.ac.uk/surveysn/snnrs.
Gunn, J.E. & Ostriker, J.P., 1970, Ap.J., 160, 979.
Guseinov O.H., Kasumov F.K., Yusifov I.M. Supernova, pulsars and their evolution. – Transac. III EAK,Tbilisi,1975
Guseinov O.H.,Kasumov F.K.,Yusifov I.M. Galactic distribution, birthrate and evolution of pulsars. –1982a, Astron.Zh., 59,51, (in Russian)
Guseinov O.H.,Kasumov F.K.,Yusifov I.M. Star formation function and the genetics of pulsar origin. -1982, Astron.Zh., 59,312, (in Russian)
Guseinov O.H.,Yusifov I.M. General track of pulsar evolution, 1983, Astrophys.Sp.Sci., 94,249
Guseinov O.H., & Yusifov, I.M., On emission orientation of pulsars. 1985a, Astron.Zh., 62, 240 (in Russian)
Guseinov O.H., & Yusifov, I.M., 1985b, Pulsar Beam Orientation, Sov.Astron.J., 29, 136.
Guseinov O.H. & Yusifov I.M. Evolution of pulsars , 1986a, Astron.Zh.,63, 265 (in Russian)
Guseinov O.H., & Yusifov, I.M., Pulsar Evolution, 1986b, Sov.Astron.J., 30, 161.
Guseinov O.H.& Yusifov I.M.Characteristic times of pulsars and their age. 1987, Astrofizika, 27, 53
Guseinov O.H. & Yusifov, I.M. et al., Spatial distribution of pulsars and supernova remnants, 1987, Austr. J. Phys., 40, 837.
Guseinov O.H. & Yusifov I.M. On the shape of the pulsar emission diagram, 1991, Astron.Zh., 68, 529 (in Russian)
Guseinov O.H., Yusifov, I.M. et al., Pulsar Velocities: New Approach, 1997, Astron. Rep.,41, 257.
Hewish, A., Bell, S.J., et al., 1968, Nature, 217, 709.
Hoyng, P. İn "The Sun: A Laboratory for astrophysics", NATO ASI Ser. C373, Kluver Academic Publisher, 1991, pp. 99 – 138.
İbanoğlu,G. , 1996, in " X. Ulusal astronomi Kongresi", 2 – 6 Eylül 1996, İstanbul, Türkiye, pp. 1 – 21.
Jahan-Miri, M., 2000, Ap. J., 532, 514 – 529.
Kanbach, G., 1990, in "The EGRET Science Syposium", ed. C.E. Fichtel et al., NASA Conf. Pub. No. 3071, 101.
Kaspi, V.M., 1999a, astro-ph/9912281.
Kaspi, V.M., 1999b, astro-ph/9912284.
Kaspi, V.M., Manchester, R.N., Johnston, S., Lyne, A.G. and D'Amico, N., 1996, Astron. J., 111, 2028.
Kouveliotou, C., et al., 1998, Nature, 393, 235.
Kramer, M., 1998, astro-ph/9808127.

Krause, P., in "Cosmical Magnetizm", ed. Lynden-Bell, NATO ASI Ser. C422, Kluver Academic Publisher, 1991, pp. 161.
Kulkarni, S.R., et al., 1991, Ap.J., 367, 221 –227.
Kundt, W., 1998, Fundamentals of Cosmic Physics, 20, 1, "Astrophysics of Neutron Stars".
Kurt, R., "Dimensional Analysis and Group Theory in Astrophysics", Pergamon Press, 1972.
Lndstreet, J.D., in "Cosmical Magnetizm", ed. Lynden-Bell, NATO ASI Ser. C422, Kluver Academic Publisher, 1994, pp. 55 – 65.
Lang, K.R., "Astrophysical Phormulae", Springer, 1980.
Langhaar, H.L., "Dimensional Anallysis and Theory of Models", Willey and Son, 1951.
Landau, L.D., & Lifshiz, E.M., " Kvant Mekanigi", Moskova, 1974 (Rusca).
Lipunov, V.M., " Astrophysics of Neutron Stars", Springer, 1992 .
Lorimer, D.R., Lyne, A.G. & Camilo, F., 1998, astro-ph/9801096.
Lorimer, D.R., et al. 1999, astro-ph/9910569.
Lyne, A.G. & Graham-Smith, F., "Pulsar Astronomy", Cambridge,1990.
Lyne, A.G. & Lorimer, D.R., 1993, Nature, 369, 127.
Lyne, A.G. & Manchester, R.N., 1988, MNRAS, 234, 477 – 508.
Lyne, A.G. Manchester, R.N., & Taylor, J.H., 1985, MNRAS, 213, 613 – 639.
Malov, I.F., 1990, in IAU Colluquium No 128, Poland, 1990, 15
Manchester, R.N., in "Workshop on the relatenship Between NS and SNR", 1998, Elba Island (Italy), June 1 of 1998, http://www.arcetri.astro.it/~elba98.
Manchester, R.N. & Taylor, J.H., "Pulsars", Freeman and Company, 1977.
Manchester, R.N. et al., 1991, Nature, 352, 219.
Manchester, R.N., Lyne, A.G., et al. 1996, MNRAS, 279, 1235 – 1250.
Manchester, R.N. 1999, astro-ph/9911319.
Marsden, D., et al., 1999, astro-ph/9912207.
Mereghetty, S., 1999, astro-ph/9911252.
Mereghetty, S. & Stella, L. 1995, Ap.J. 442, L17.
Mereghetty, S., Israel, G.L. & Stella, L., 1998, MNRAS, 296, 689.
Mestel, L., in "Cosmical Magnetizm", ed. Lynden-Bell, NATO ASI Ser. C422, Kluver Academic Publisher, 1994, pp. 181.
Muslimov, A. & Page, D., 1996, Ap.J., 458, 347 – 354.
Narayan, R. & Ostriker, J.P., 1990, Ap.J., 352, 222 – 246.
Oppenheimer, J.R. & Volkoff, G., 1939, Phys. Rev., 55, 374.
Ostriker, J.P, Rees, M.J. & Silk, J., 1970, Ap. Lett., 6, 179.
Özel, M.E., 1991, Europhys. Lett., 14, 275 – 280.
Ozel, M.E. & Mayer – Hasselvander, H.A., 1984, in "Data Analysis in Astrophysics", ed. V.Di Gesu et al., New York, Plenum, pp. 81.
Pacini, F.,1967, Nature, 216, 567.
Parker, E.N., 1979, " Cosmical Magnetic Fields", Clarendon Press (Oxford).
Phinney, E.S. & Kulkarni, S.R., 1994, Ann. Rev. Astron. Ap., 32, 591 – 639.
Rankin, J.M., 1990, Ap.J., 352, 247 – 257.
Ray P.S., Thorsett, S.E., et al. 1996, Ap.J., 470, 1103 – 1110.
Romani, G.W., 1990, Nature, 347, 741.
Routledge, D. & Vaneldic, J.F., 1988, Ap.J., 326, 751.
Ruderman, M.A., & Sutherland, P.G., 1975, Ap.J., 196, 51.
Sayer, R.W., Nice, D.J. & Tayler, J.H., 1997, Ap.J., 474, 426 – 432.

Sedov, L.I., "Mekanikte Benzerlik ve Boyut Metotları", Moskva, 1967 (Rusca).
Sedov, L.I. & Volkovets, A.G., Similarity and Dimensional Methods in Mochanics, 1993.
Shitov, Yu.P. & Pugachev, V.D., in "Neutron Stars and Pulsars", Shibazaki, N., et al., (eds.), Universal Acadeny Press, INC. – Tokyo, Japan, 1998, pp. 247.
Shklovski, I.S., "Stars: Their Birth, Life and Death", Freeman & Co.,1978.
Stappers, B.W. Geansler, B.M., Johnston, S., 1999, astro-ph/9904056.
Stairs, I.H., 1999, astro-ph/9911198.
Sturrock, P.A., 1971, Ap.J., 164, 529.
Sunyaev, R.A., in " Physics and Astrophysics of NS and BH", Ed. Giassoni, & Ruffini, R., Proc. Of the International School of Physics, villa Monastero, 14 July 1975, Italy, 697 – 763.
Tanaka, Y., in "X-Ray Binaries and Resicled Pulsars", ed. E.P.J. van den Heuvel and S.A. Rappaport, NATO ASI Series C377, Kluwer Academic Publishers, 1991, pp. 37.
Taylor, J.H., Manchester, R.N., Lyne, A.G. and Camilo, F., 1995, ftp://pulsar.princeton.edu/pub/catalog.
Tauris, T.M. & Manchester, R.N., 1998, MNRAS, 298, 625.
Thomkins, W.F., Jones, B.B., Nolan, P.L., Ramanamurthy, P.V. and Thompson, D.J., 1997, Ap.J., (accepted).
Thompson, C. & Duncan, R.C., 1993, Ap.J., 408, 194 – 217.
Thompson, C. & Duncan, R.C., 1996, Ap.J., 473, 322.
Treves, A., Turolla, R., Zane, S., & Colpi, M., 2000, PASP, 112, 297 – 314.
Trumper et al., 1978, Ap.J. Let., 219, L105.
van den Heuvel, E.P.J. and Rappaport, S.A., editors, "X-Ray Binaries and Resicled Pulsars", NATO ASI Ser. C377, Kluver Academic Publisher, 1991, pp. 37.
van den Heuvel, E.P.J., in "X-Ray Binaries and Resicled Pulsars", ed. E.P.J. van den Heuvel and S.A.Rappaport, NATO ASI Ser. C377, Kluver Academic Publisher, 1991, pp.233 - 256.
Vasiliev, B.V., 2000, astro-ph/0002048.
Verbunt, F., in "Evolutionary Processes in Binary Stars", ed. Wijers R.A.M.J., Davies, M.B. and Tout C.A., NATO ASI Series C477, Kluwer Academic Publishers, 1996, 201.
Verbunt, F., Wijers, R.A.M.J., Burm, H.M.G., 1990, Astron. Ap., 234, 195 –202.
Wijers R.A.M.J., Davies, M.B. and Tout C.A., Editors, "Evolutionary Processes in Binary Stars", NATO ASI Series C477, Kluwer Academic Publishers, 1996, 201– 222.
Wolszczan, A., Cordes, J.M. & Dewey, R.J., 1991, Ap.J.,372, L99.
Young, M.D., et al., 1999, Nature, 400, 848.
Yusifov I.M., Luminosity function and spatial distribution of pulsars in the Galaxy. - Astron.Circ.1981, N 1164 (in Russian)
Yusifov I.M. On emission orientation of pulsars. -1983,Astron.Circ., N 1268 (in Russian)
Yusifov I.M. On the shape of the pulsar emission diagram, 1990, in "The Magnetospheric Structure and the Emission Mechanisms of Radio Pulsars", Hankins T.H., Rankin, J.M., Gil,J.A., (eds.) IAU Colluquium No 128, Poland, Lagov,1990, 147.

Yusifov, I.M., et al, Evolution of Pulsars on the $\dot{P}$-P Diagram, in "The Lives of the Neutron Stars" Alpar M.A., et al. (eds), NATO ASI Ser. C450, Kluver Academic Publisher, 1995, 201.

Yusifov, I.M., Özel, M.E., Elliptic Radiation Beam and Luminosity of Pulsars, 1996, in " X. Ulusal astronomi Kongresi", 2 – 6 Eylül 1996, İstanbul, Türkiye, pp. 360.

Zeldovich, Ya., & Shakura, N., 1969, Soviet. Atron., 13, 175.

Zhang B. & Harding, A.K., 2000, astro-ph/0004067.

Zhang B., Harding, A.K. & Muslimov, A.G., 2000, astro-ph/0001341.

Zwaan, C., 1994, in "Solar Surface Magnetizm", Rutten, R.J. & Schrijver C.J. (eds.), Kluver Academic Publisher, pp. 3 – 26.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.361-366

11 Ağustos Tam Güneş Tutulması Hazırlık ve Gözlemsel Çalışmalar

(Çağrılı Bildiri)

E. Sözen, A. Özgüç, T. Ataç, L.Altaş
Boğaziçi Üniversitesi;Kandilli Rasathanesi ve Deprem Araştırma Enstitüsü
Çengelköy, İstanbul.

Özet

B.Ü. Kandilli Rasathanesi, 11 Ağustos 1999 Tam Tutulmasında gözlemsel çalışmaların yanında tutulma için ülkemize gelen profesyonel ve amatör yabancı astronomlar için gözlem sitelerinin yerlerinin belirlenmesi ve düzenlenmesi çalışmalarını da yürüttü. Makalede gözlem sitelerinin seçimi işlemleri ana hatlarıyla anlatılmaktadır. Gözlemsel çalışmalar Astronomical Institute of the Slovak Academy of Science ile ortak olarak Türkiye'de ve Macaristan'da yapıldı ve başlıca beyaz-ışık iç ve dış korona, Korona polarizasyonu, ve helmety akımları olmak üzere beş deney gerçekleştirildi. Makalede program çerçevesinde yapılabilenler anlatılmaktadır

1. Site Seçimi

Gözlem sitelerinin seçimine 1997 yılında başlandı. Tam tutulma çizgisinin Türkiye üzerindeki kısmı Karadeniz kıyısında Cide kasabasıyla güney doğu Anadolu'da Cizre arasındaydı. Önce tam tutulma çizgisi üzerinde yerleşim yerlerine yakın bölgelerin meteorolojik koşullarına bakıldı. Karadeniz kıyısında Cide çok güzel plajları olan bir kıyı köyü olmasına karşın bulutluluk oranını çok yüksek olması nedeniyle seçilmedi. Kastamonu ve Amasya'da yapılan gözlemlerde tatmin edici olmadı. Çizgi üzerinde Osmancık kasabası gözlem yapmak için daha uygun bulundu, kasabanın etrafı telle çevrili güreş alanı gözlem alanı olarak seçildi. Hemen yakınındaki Tokat şehrinin Kara Denizden gelen cepheler nedeniyle gözlem için güvenilir olmayan çok değişken bir bulutluluk yapısı olduğu görüldü. Daha güneyde Sivas'ın iklim koşulları gözlemler için çok uygun bulundu. Ağustos ayında bulutluluk çok az ve ışık saçılması düşük açık bir havası olduğu gözlendi. Sivas'ta üç gözlem sitesi saptandı, birisi şehirden 5 km. dışındaki Üniversite kampusu, diğeri tam tutulma çizgisi üzerindeki Emreköy ve buradan 10 km. uzaklıkta Hafik kasabası. Bizden önce zaten bazı Japon gurupları kasabada rezervasyonlar yaptırmıştı. Site seçiminde bir sonraki durağımız Elazığ oldu. Şehrin 5 km. kuzey batısındaki Harput tepesi gözlem için ideal bir yerdi şehirden 200 m. kadar yüksek olduğu için şehrin oluşturduğu bütün hava kirliliği aşağıda kalıyordu ışık saçılması da yoktu. Bu tepenin Balak Gazi mevki gelecek olan amatör astronomlara bırakıldı. Kandilli Rasathanesi kendisi için gözlem alanı olarak biraz daha yukarıda su deposunun bulunduğu Tayyar Baba mevkiini seçti. Bu alanı bizimle temas kurarak bilgi isteyen üç Japon gurubu, **1.** Meisei Üniversitesinden Dr. Hiei ve takımı, **2.** Tokyo Gözlem-evinden Dr. Ichimotove takımı ve **3.** Ve Kyoto Üniversitesinden Dr. Ueno'nun takı-mıyla paylaştı. Daha güneyde Diyarbakır şehrinin de hava koşullarının gözlem için mükemmel olduğu saptandı ve şehrin 55 km. doğusundaki Bağdere (Basnik) köyü gözlem sitesi olarak seçildi. NASA Reference Publication No 1398 yazarlarından J. Anderson bu köyü gözlem sitesi olarak kullandı. Dikkate aldığımız en

güneydeki şehir Batman oldu. Türkiye Petrollerinin Tesislerindeki helikopter alanı gözlemler için korunaklı, uygun bir site olarak tanıtıldı.

Bütün bu seçimlerimizi kendi http://www.boun.edu.tr./~koeri/eclipse_99 sitemizde tanıttık ve soruları ve istekleri cevaplandırarak gelmek isteyen amatör ve profesyonel gözlemcilere yardımcı olmaya çalıştık.

2. 11 Ağustos 1999 Tam Güneş Tutulmasında Gerçekleştirilen Deneyler

2.1 Giriş

Boğaziçi Üniversitesi Kandilli Rasathanesi ve Deprem Araştırma Enstitüsü Astronomi Laboratuarı ve Astronomical Institute of Slovak Academy of science 11 Ağustos 1999 Tam güneş tutulması için bir ortak çalışma organize etti. Bu çerçevede Kandilli takımı, V. Rušin ve takımı, Tatranská Lomnika, Slovakya, beş deney gerçekleştirdi. Gözlemlerin bir kısmı Türkiye'de Harput (38.68°N, 39.23°E, yükseklik 1300m.) ve Osmancık (40.98°N, 34.82°E, yükseklik 410m.) gözlem sitelerinde bir kısmı Macaristan'da, Balaton Gölü (46.98°N, 17.97°E, yükseklik 187m.) gözlem sitesinde yapıldı.

2.2 Gerçekleştirilen gözlemler

Tutulma öncesinde, tasarlanan gözlem aletlerinin denenmesi, hatalarının giderilmesi ve poz müddetlerinin belirlenmesi için birçok kez gece ay gözlemi yapıldı.

2.2.1 Fotometri ve Beyaz-Işık İç Korona Yapısı

Deneyde Güneş ışığı, üzerine bir heliostatla yönlendirilen (bu heliostat NOAO Tucson, arizona kuruluşundan ödünç alınmıştır, teşekkür ederiz) odak uzaklığı 300 cm., ve açıklığı 20 cm. olan bir mercek kullanıldı. 1/60, 1/8, ve 2 saniyelik pozlarla 18 X 24 cm boyutlarında hem siyah-beyaz hem de slayt birçok kare çekildi. Elde edilen görüntüler bize beyaz-ışık koronasının en iç kısmının yüksek ayırmalı verilerini sağladı. Bilindiği gibi bu bölge bir koronografla, bir uzay aracına yerleştirilmiş olsa bile görüntülenemez.

2.2.2 Fotometri ve Beyaz-ışık Dış Korona Yapısı

- Hem siyah-beyaz hem de renkli filme 1/30 ila 5 saniye arasında değişik poz zamanlarında 2 adet F = 500 mm tele mercekle fotoğraflar çekildi.

- Açıklığı A = 10 cm., odak uzaklığı F = 100 cm. lik bir mercekle, 4-5 $R_{\odot}$ da beş kare resim çekildi (1/50, 1/15, 1/2, ve 1 saniye pozlarla). Kodak Gold 160 ASA renkli film kullanıldı. Bu gözlem Macaristan'da yapıldı.

- Açıklığı 8 inç F sayısı f/6.3 Schmidt-Cassegrain (TÜBİTAK tan ödünç alınan 2000 mm. Odak uzaklıklı teleskopa reducer takılarak odak uzaklığı 1260 mm ye düşürüldü) bak şekil (1), teleskopa monte edilen SRL kamera ile 1/6000 ila 1 saniye arasında çeşitli pozlarla, Kodak Royal Gold 200 ASA renkli film kullanılarak 36 kare film çekildi. Bu çalışma Helmety akımlarının ince yapısı hakkında veri elde etmek için yapıldı.

- Osmancık ve Harput'ta 200 mm. Ve iki adet 300 mm. Telefoto mercekli SRL kameralarla beyaz ışıkta birçok tutulma fotoğrafı çekildi.

- Ekvatoryal takipçili odak uzaklığı F = 70 Cm., açıklığı D = 8 cm. dürbüne monte edilen SRL kamerayla birinci kontakla son kontak arasında toplam 36 kare görüntü alındı. Bu çekimde tutulmanın fazına göre 1/1000 ila 1 saniyelik poz verildi. Tam tutulma sırasında elmas yüzük ve Güneş koronası çok güzel kaydedildi. Kodak Gold 200 ASA renkli filimle çekilen bu fotoğraflarda koronal ışıma ve kırmızı halka açıkça görülmektedir.

- Tam tutulma gözleminin bütün olayları ve tam tutulma da video ile kaydedildi. Kısmi tutulma sırasında 5ND filtre kullanıldı (Bu çekimde ve diğerlerinde kullanılan nötral filtreler optik laboratuarında üretildi). Tam tutulma sırasında korono 1.5 $R_{\odot}$ ye kadar uzanmaktadır ve yüksek kaliteli bir kayıt olduğu için gereğinde bazı bilimsel araştırmalarda kullanılabilir.

2.2.3 Atmosferde Saçılan Işığın Spektrumu

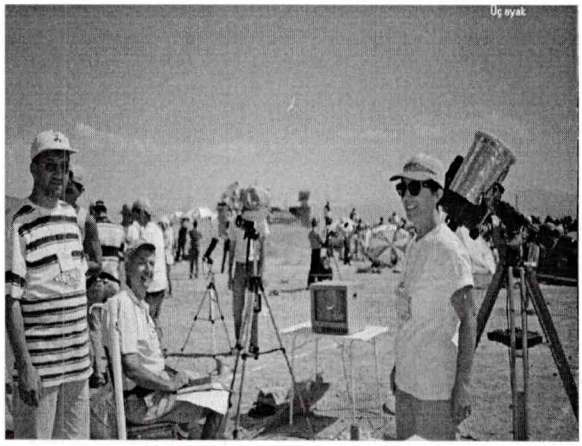
Mercek kullanılmadan şebeke spektrografla, ikinci kontaktan hemen sonra, spektrumun H_{α} bölgesinde, 3 nm/mm dispersiyonda 40 ve 120 saniyelik pozlar kullanılarak iki fotoğraf çekildi. Bu çalışma, güneşten 30 derece uzaklıkta atmosferde saçılan ışığın spektrumundan faydalanarak, korona içinde kromosferik çizgilerin emisyonunun gerçekten, ölçüldüğü gibi çok kuvvetlimi yoksa kromesferik emisyonun dünya atmosferinde saçılması sonucunda mı bize böyle yüksek değerde ölçümler verdiğini araştırmak amacıyla yapılmıştır. Çalışmalar sürdürülecektir.

2.2.4 Güneş Koronasının Spektrumu

Bu çalışmada bir D/F = 200/1000 mm. teleobjektif ve şebeke spektrograf kullanılmıştır. 480 nm. ile 570 mn arasında 1nm/mm. dispersiyonla 40 saniyelik poz verilerek iki korona spektrumu kaydı alındı. Birinci kayıt, ikinci kontaktan hemen sonra 1,5 $R_{\odot}$ yüksekliğinde slit güneş yüzeyine teğet yerleştirilmiş olarak alındı, ikincisi ise slit ayı (doğal olarak Güneşi de) ortadan kesecek şekilde yerleştirildi böylelikle coronanın spektrumu coronanın birbirini karşıt iki tarafından da çekildi. Slitin konumu bir ikinci kamera tarafından ayrıca görüntülendi. Kazanılan veriler 1- koronada kromosferik çizgilerin varlığını incelemek ve 2 – Grotrian metodunu kullanarak K ve F – korona emisyonlarını birbirinden ayırmak.

2.2.5 Koronal ışık polarizasyonu.

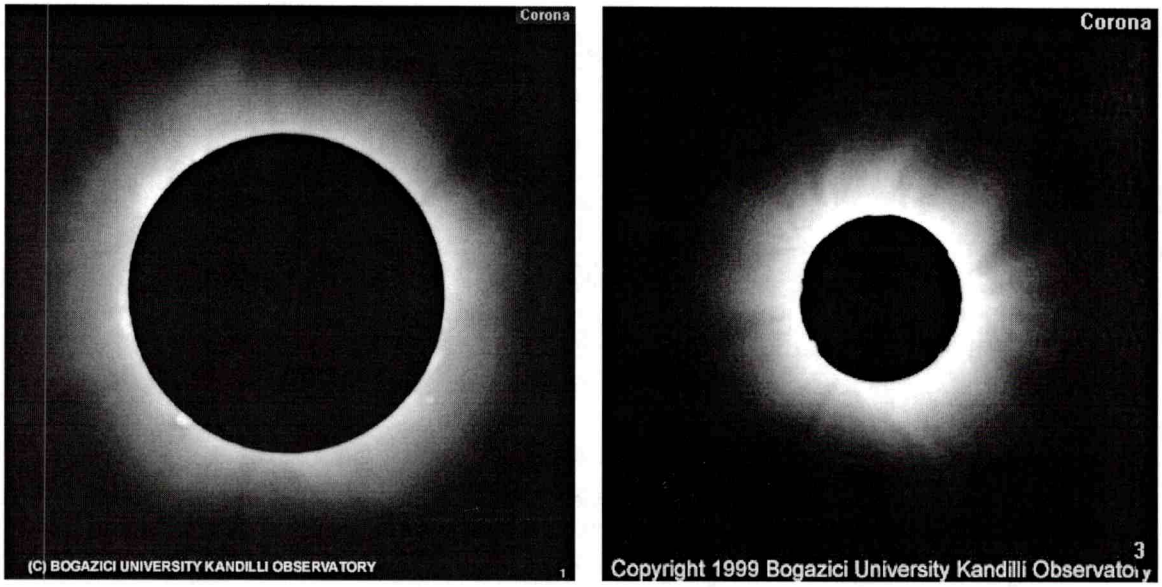
Bu deneyde odağına yakın 52 mm. çapında döner bir cam polarizer konulmuş D = 10 cm., odak uzaklığı f = 100 cm olan ekvatoryal montürlü bir dürbün kullanıldı bak şekil (2). 0, 60, ve 120 derece polarizasyon açılarında corona görüntüleri alındı. Çalışmada Kodak Tmax 400 siyah-beyaz, üzerinde önceden ekspose edilmiş yoğunluk sıkalası bulunan film kullanıldı. Bu çalışma bizimde üyesi olduğumuz JOSO (Joint Organization for Solar Observations) nun 1998 oluşturduğu "Eclipse 99" Çalışma Gurubunun organize ettiği 11 Ağustos 1999 tam güneş tutulmasında eş güdümlü korona gözlemleri, TECONet (Trans-European Coronal Observing Network) çerçevesinde yapılan bir çalışmadır. şekil (4, 5) de üç farklı polarizasyon açısında koronanın görüntüleri görülmektedir. Resimlerin çakıştırılarak birleştirme işlemleri Adope Photoshop programı yardımıyla Dr. Tamer Ataç tarafından yapılmıştır.



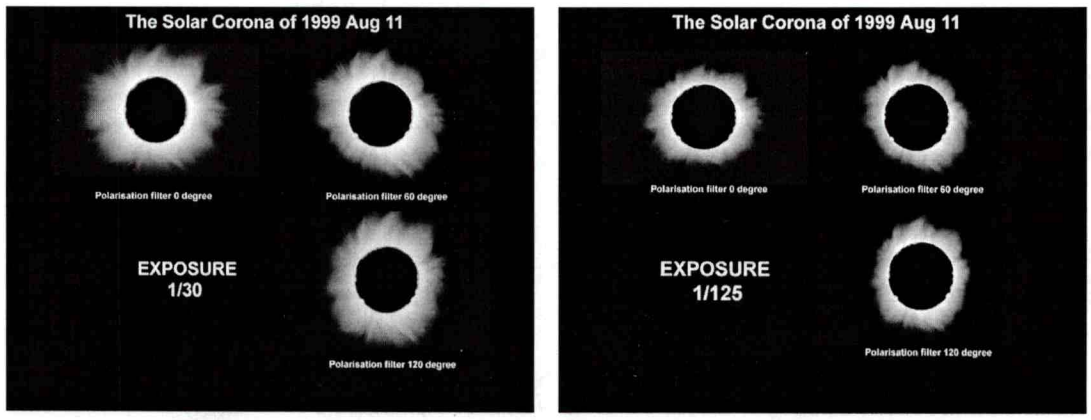
Şekil 1. *Shmidt-Cassegren reflektör*



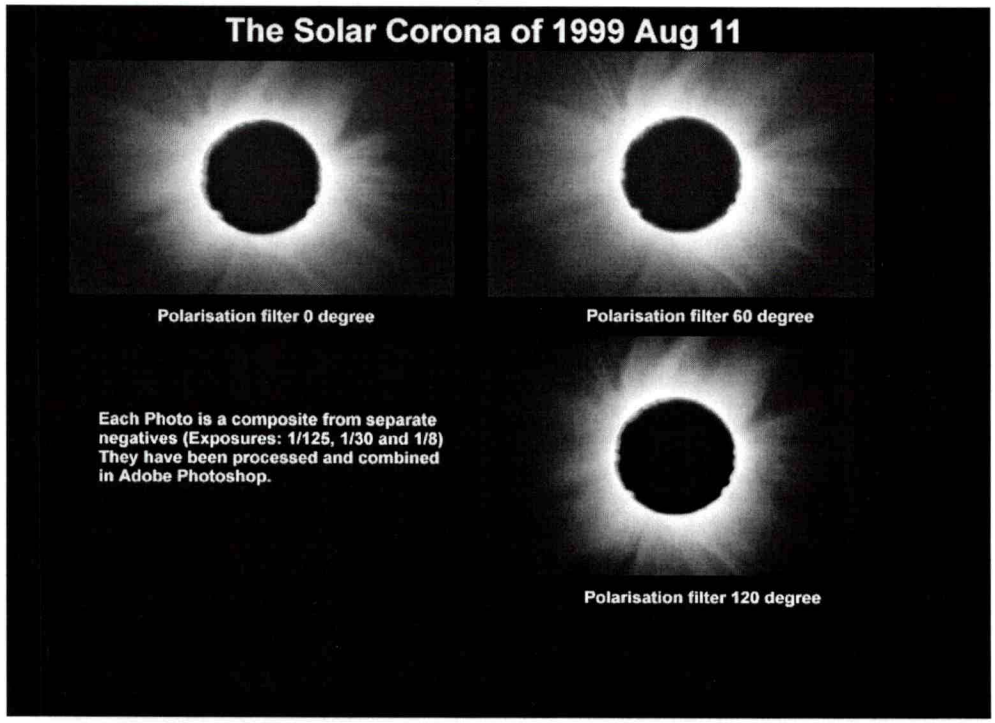
Şekil 2. *Celestron (polarizasyon çekimi)*



Şekil 3. *Beyaz Işık Korona Görüntüleri*



Şekil 4. *Polarize Corona Görüntüleri*



Şekil 5. *Aynı polarizasyon açılarında farklı pozlardaki karelerin üst üste çakıştırılarak elde edilmiş korona görüntüleri.*



Şekil 6.. *Baily Beads Görüntüleri*



Şekil 7. *Prominanslar*

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.367-374

11 Ağustos 1999 Tam Güneş Tutulmasında Beyaz Işık Koronası

M. T. Özkan[1], A. Ökten[1], T. Ak[1], T. Özışık[1], V. Kulijanishvili[2], N.Al[1]
[1]*İ.Ü. Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü*
[2]*Abastumani Astrofizik Gözlemevi, Gürcistan*

Özet

Bu çalışmada Turhal da gerçekleştirilen 11 Ağustos 1999 tam güneş tutulması sırasında yapılan beyaz ışık polarizasyon gözlemlerinin bazı sonuçları verilmektedir. Güneş koronasının bir polaroid vasıtası ile aralarında 60 derece fark bulunan üç farklı pozisyonda fotoğrafları alınmıştır. Elde edilen tüm filmler bir görüntü işleme metodu ile analiz edilmiştir. Çalışmada bu analiz sonuçlarını göz önüne alarak koronal ışığın şiddeti ve polarizasyon değişimleri ile koronal delikler incelenmektedir.

1. Giriş

Bilindiği gibi tam güneş tutulmaları güneşin koronasının daha ayrıntılı incelenmesi için iyi bir fırsat verir. Son güneş tutulması önemli bir şansı da beraberinde getirdi. Çünkü ayın gölge konisi 18 orta Avrupa ve Batı Asya ülkesinden geçmiştir. Bu durum çok geniş bir alan üzerinden gözlem yapma imkanı sağladı. Bugünlerde arz atmosferinin etkisi olmaksızın uzaydan gözlem yapma imkanımız olmasına rağmen, halen arz tabanlı gözlemlerin önemi büyüktür. Uzay tabanlı teleskopların yani koronografların 1.3 güneş yarıçapından diske daha yakın iç koronayı, yapımlarından dolayı, gözleme imkanları yoktur. Arz tabanlı yapılan tutulma gözlemlerinin sağladığı bu avantajın yanı sıra büyük odak uzaklıklı aletler de yüksek ayırma güçlü gözlem yapma imkanını sağlar. Büyük boyutta cam plak veya film kullanılmak suretiyle de 3-5 güneş yarıçapına kadar olan koronal bölge gözlemi yapma imkanı vardır. Gerektiğinde radyal filtrelerde kullanmak suretiyle bu çap uzatılabilmektedir.

Korona sıcak ve çok seyrek bir plazmadır. Koronal hüzmeler 5-10 güneş yarıçapına kadar uzanır. Parlaklığı, görünen güneş diskinin parlaklığı ile mukayese edildiğinde çok zayıftır. Bundan dolayı da normal şartlar altında arzdan gözlem yaptığımızda görülemez. Koronanın ışığı fotosferden yaklaşık bir milyon kez daha zayıftır. Ancak tam tutulmalar sırasında ayın fotosferi örtmesinden dolayı görülebilir.

Korona ile ilgili hala bir çok soru cevap beklemektedir. Bunlardan bazılarına sayarsak:

- Koronanın ısıtılma mekanizması nedir?
- Sıcak korona ve soğuk prominensler nasıl birlikte var olabiliyorlar?
- Güneşin üzerindeki ve çevresindeki koronal yapının dağılımı ve oluşumu.
- Partiküller güneş rüzgarını oluşturacak şekilde nasıl ivmelenmektedir?
- Güneş çevrimleri üzerinden koronal yapının gelişimi nasıl?

İstanbul Üniversitesi Gözlemevi olarak bu tutulmaya dört deneyle hazırlandık. Bunun için birbirlerinden 400 km uzaklıklı iki gözlem istasyonu kurduk. Turhal ve Elazığ. İki deney Turhal'da diğer iki deney de Elazığ'da yapıldı. Turhal'da beyaz-ışık ve

darband polarizasyon gözlemi, Elazığ'da da beyaz-ışık polarizasyon ve CCD kutup tüycükleri (plumes) gözlemi yapıldı. İki deneyin, Turhal'daki beyaz ışık polarizasyon gözlemi ile Elazığ'daki CCD gözleminin indirgemeleri tamamlanmıştır. Diğer iki deney üzerinde çalışmalar devam etmektedir.

Bu çalışmada Turhal'da yapılan beyaz-ışık polarizasyon gözleminden elde edilen bazı sonuçlar verilmektedir.

2. Gözlemler

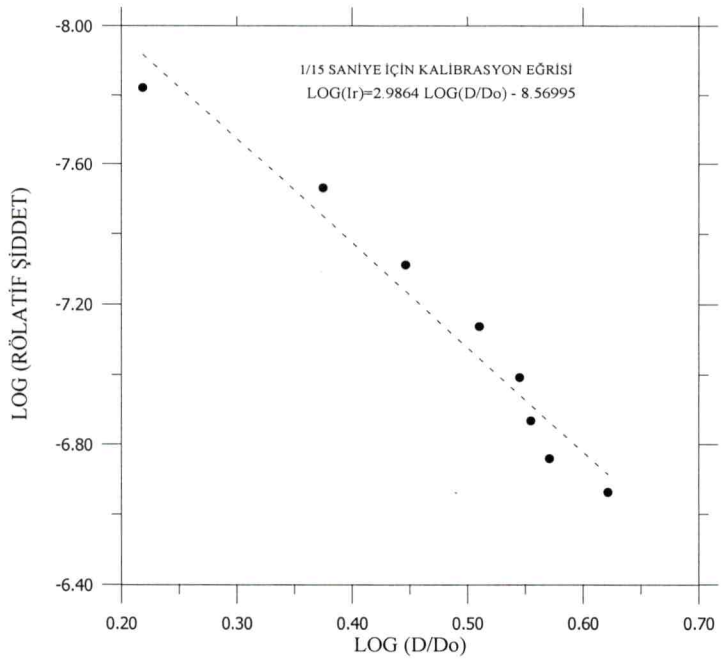
Bu deneyde Bölümümüzün açıklığı 13 cm, odak uzaklığı 150 cm olan seyyar teleskobu kullanılmıştır. Teleskop teknisyen M. Kara tarafından gözleme hazırlanmıştır. Gerek teleskobun ayak kısmı gerekse fotograf makinasının ve polarizörün takılacağı adaptörlerin hepsi Bölümün mekanik atölyesinde yapılmıştır. Daha geniş bir koronal bölgeyi gözlemek amaciyle 6x6 cm boyutlarında film alabilen bir fotograf makinası kullanılmıştır. Kullanılan fotograf makinası Rusya'dan ödünç getirtilmiştir. Polarizör Abastumani Astrofizik Gözlemevi'nde hazırlanmış ve satın alınmıştır. Film olarak Kodak T-Max 100 ASA filmleri kullanılmıştır. Gözlem sırasında daha önce dolunay yardımı ile belirlenen poz süreleri kullanılmıştır. Buna göre dört farklı poz süresi belirlenmiştir. Bunlar: 1/60, 1/15, 1/4, ve 1/2 saniyedir. Tam tutulma süresince her bir poz süresinden bir set olmak üzere toplam 12 adet görüntü alınmıştır. Bir set 3 pozdan oluşmaktadır. Seti belirleyen polarizörün açısıdır. Bu tutulma için polarizör açıları 0°, 60°, ve 120° olarak belirlenmiş ve bu esaslar çerçevesinde gözlem gerçekleştirilmiştir. Turhal'da gözlem yapılan yer merkezi hatta çok yakın olduğundan tutulma süresinden 2 saniye kadar kaybedilmiştir. Turhal'da tam tutulma 135 sn sürmüştür. Bir pozun alınması için ortalama 11 sn'lik bir süre olmasına rağmen 1/2 ve 1/4 sn pozlar tutulma sırasında hem pozun sarılması hem de polarizer açısının ayarlanması nedeniyle teleskobun sallanmasından dolayı titreşimli çıkmıştır.

3. Gözlemlerin İndirgenmesi

Gözlem sırasında çekilen filmler Bölümümüz film laboratuarında banyo edilmiştir. Filmler daha sonra Bulgaristan Bilimler Akademisine bağlı Astronomi Estitüsü'nde 20 mikronluk adımlarla PDS marka mikrodensitometrede taranmış ve dijital hale getirilmiştir. Dijitize edilmiş her bir filmin formatı 2100x2100 pikselden oluşmaktadır. Bir piksel 2.75" ne karşılık gelmektedir. Tutulma sırasında kullanılacak olan filmlerin emisyonunun karakteristik eğrisinin belirlenmesi için tutulma öncesi bir dizi kalibrasyon gözlemi yapılmıştır. Bu gözlemler sırasında 10^{-5} geçirgenlikli güneş filtresi ve çeşitli büyüklükte diyaframlar kullanılmıştır. Bu sayede tutulma filmlerinden ölçülen yoğunluk değerlerine karşılık gelen rölatif şiddet değerleri hesaplanmıştır. Şekil 1 de 1/15 saniye için, normalize edilmiş yoğunluk değerlerine karşılık gelen relatif şiddet değerlerinin grafiği çizilmiş ve bu noktalardan lineer bir fit geçirilmiştir. Çalışma süresince şiddet değerleri logaritmik ölçekte kullanılmıştır.

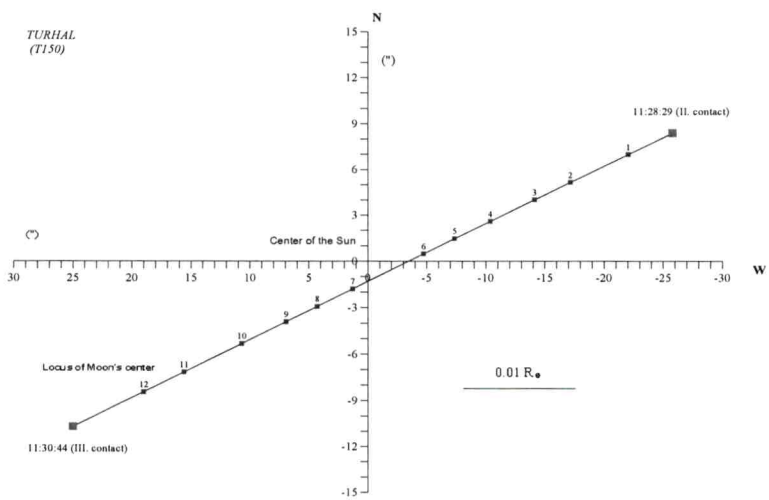
Tutulma sırasında ayın diski gözlendiğinden, gözlenen disk merkezinin gerçek güneş merkezine indirgeme işlemi Şekil 2 de görüldüğü tarzda yapılmıştır. Sabit bir dik

koordinat sisteminin merkezine güneş alınmış ve tutulma sırasında ayın disk merkezinin güneş merkezine göre rölatif hareketi hesaplanmıştır. Şekildeki düz hat ayın merkezinin sabit güneşe göre hareketini, hat üzerindeki noktalar da



Şekil 1. *1/15 saniye için, normalize edilmiş yoğunluk değerlerine karşılık gelen relatif şiddet değerleri.*

fotoğrafların çekildiği anları göstermektedir. Böylece fotoğrafın çekildiği an için merkezleme yapılmış ve bu bilgiler ışığında indirgemeler için gerekli IDL programları hazırlanmıştır. İndirgemelerde güneş merkezli konsantrik daireler üzerinde çalışıldığından elde edilecek sonuçlarda hassasiyeti arttırmak için yapılmıştır.



Şekil 2. *Tam tutulma süresince ayın merkezinin güneş merkezine göre konumu*

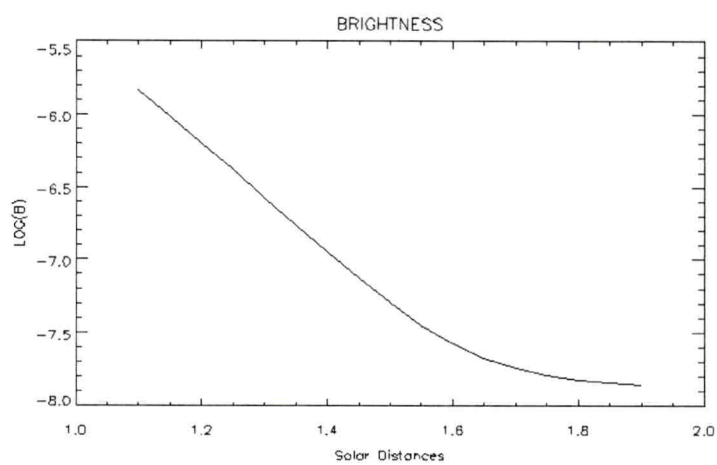
Bu çalışmada 1/60 ve 1/15 saniyeli pozlar üç polarizasyon açısı gözönüne alınarak rölatif şiddete çevrildikten sonra kompozit yapılmıştır. Ancak bu pozlar 1.1 - 1.9 güneş yarıçapına kadar olan koronal bölgenin çalışılabilmesini sağlamıştır. Çizelge 1 'de deneyle ilgili genel bilgiler verilmiştir.

Çizelge 1. *Yapılan deneyle ilgili genel bilgiler.*

• İstasyon : Tokat - Turhal
• D = 13 cm, f = 150 cm
• Film Formatı 6x6 cm
• Kodak T-Max 100 ASA Siyah-Beyaz Film
• Açılar: 0°, 60°, 120°
• Pozlar:1/2, 1/4, 1/15, 1/60 sn.
• Toplam 12 poz çekildi.
• PDS'de 20 μm'lik adımlarla hepsi tarandı
• 32 adet kalibrasyon için tarandı

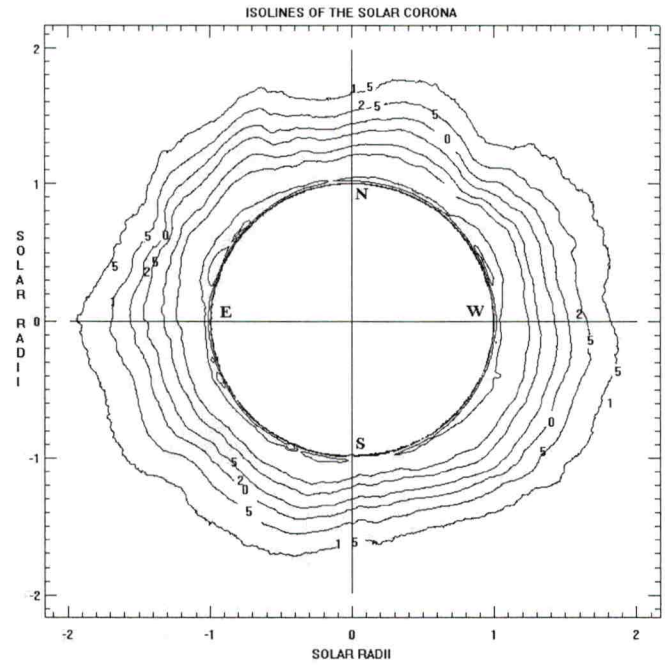
4. Tartışma ve Sonuçlar

Fotosferik ışığın serbest elektronlardan saçılması koronal ışığın temel mekanizmasıdır. Korona genelde serbest elektronlardan ve iyonlardan oluşmuştur. Beyaz ışık koronasının polarizasyon ölçümleri 1.2 $R_{\odot}$ 'den itibaren uzaklıkla fiziksel koşulların nasıl değiştiği hakkında ana bilgi kaynağıdır. Polarizasyon ölçümleri aynı zamanda güneş koronasının fotometrik incelenmesine ilave bilgiler de verir. Polarizasyon parlaklığı F-koronanın parlaklığına bağlı değildir. Polarize olmuş radyasyon ve polarizasyon parlaklığı görüş doğrultusu boyuncaki koronal yoğunluğun tahmini için yegane araçtır. Polarizasyon ölçümleri aynı zamanda koronal hüzmelerin 3-Boyutlu geometrisini tayin etme imkanı sağlar.

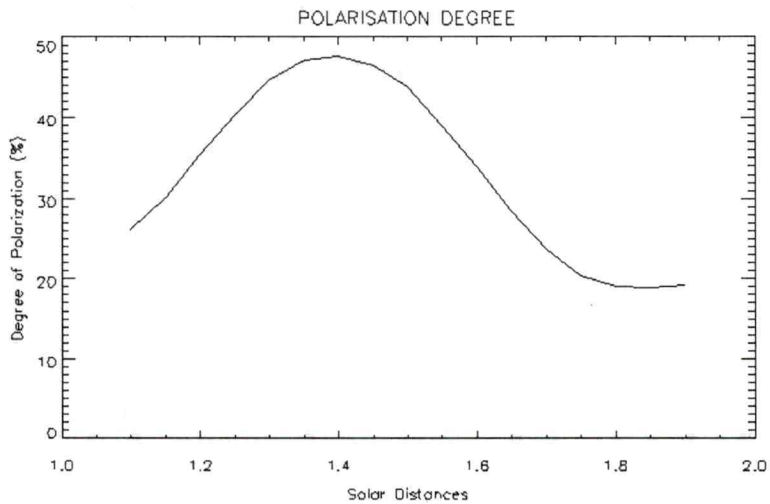


Şekil 3a. *1.1$R_{\odot}$'den itibaren radyal uzaklıkla koronal parlaklığın değişimi.*

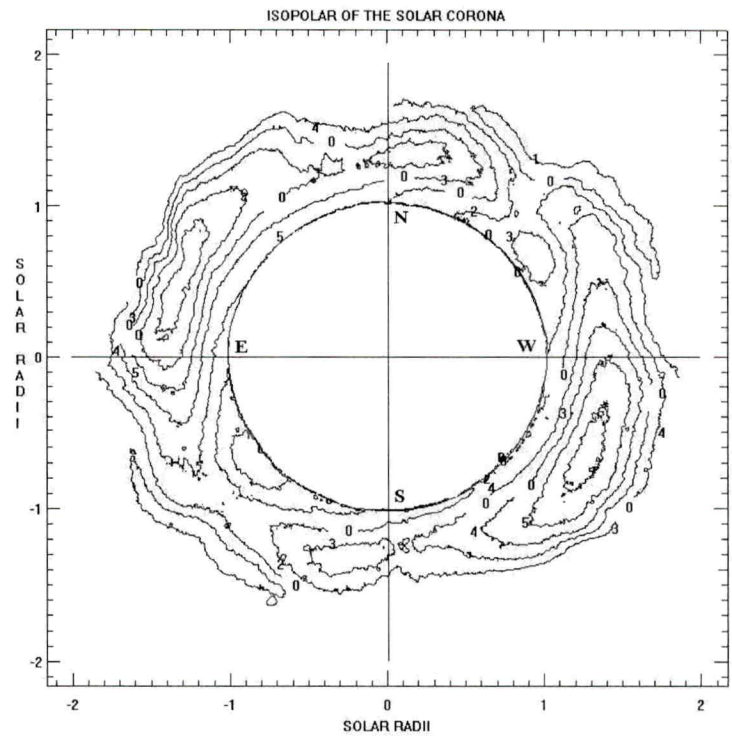
Şekil 3a koronal parlaklığın radyal doğrultu ile nasıl değiştiğini verir. Parlaklık 1.1 $R_{\odot}$ 'den 1.9 $R_{\odot}$ 'e 2 faktörü kadar azalma göstermektedir. Bu durum güneş koronasının parlaklık değişiminin genel davranışını yansıtmaktadır. Parlaklığın eş yoğunluk eğrisi Şekil 3b 'da verilmiştir.



Şekil 3b. *Beyaz ışık koronal şiddetin eş yoğunluk eğrileri.*



Şekil 4. *Polarizasyon derecesinin radyal uzaklıkla değişimi.*



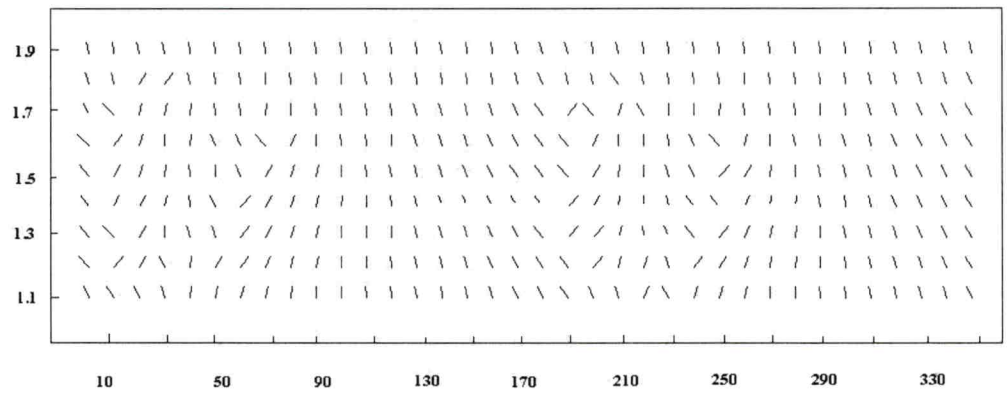
***Şekil 5**. Polarize olmuş koronal ışığın eş yoğunluk haritası.*

Polarizasyon derecesinin $R_{\odot}$ 'le değişimi Şekil 4 'de verilmiştir. Polarizasyon derecesi 1.4 $R_{\odot}$ 'e kadar % 25 'lerden % 47 'lere kadar artmakta ve tekrar 1.9 $R_{\odot}$ 'de % 19 değerlerine düşmektedir. Polarizasyonun en yüksek olduğu yerler helmet hüzmelerinin en yoğun oldukları bölgelere karşılık gelmektedir. Bu durum Şekil 5 'deki eş yoğunluk haritasında kendini daha iyi göstermektedir.

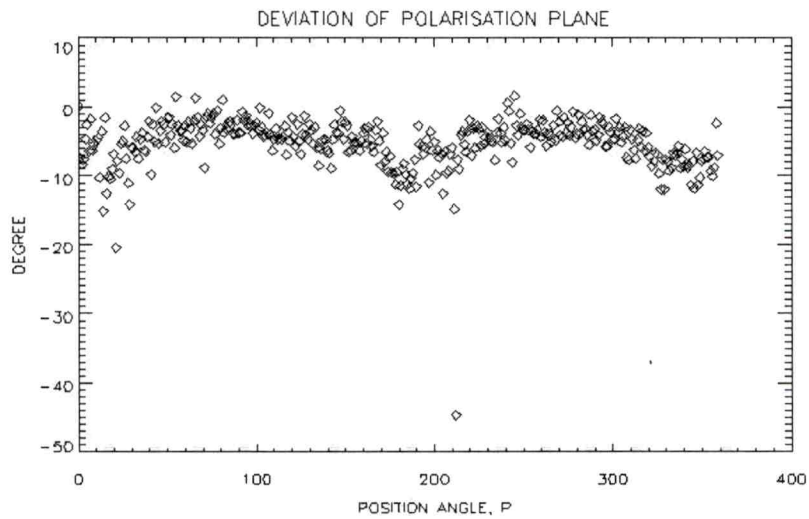
Polarizasyon düzleminin radyallikten sapmasına baktığımızda, ki bu Şekil 6 'da verilmiştir. Güneşin batısından kuzey kutbuna doğru her 10° 'lik pozisyon açısı için radyal doğrultu boyunca 1.9 $R_{\odot}$ 'e kadar hesaplanan bu açı, polarizasyonun radyallikten sapmasını göstermektedir. Koronal delik gibi nispeten az yoğun ve açık manyetik alanlı bölgelerde bu açı sıfıra yakın değerler vermektedir. Bu durum kendini her iki kutup bölgesinde de göstermektedir.

Bunun yanında Şekil 7 de polarizasyon düzleminin sapma açısının pozitif ve negatif olmak üzere pozisyon açısına göre dağılımı görülmektedir. Sapma açıları genelde 0° ila -10° arasında dağılım göstermiştir. Ayrıca 0°, 180°, ve 360° derecelerde çukurluklar vardır. Açının negatif olması sapmaların ekvatora doğru olduğunu, pozitif olması ise açının kendine yakın kutba doğru olduğunu gösterir. Çukur kısımlar güneşin batı ve doğusundaki ekvator bölgelerine karşılık gelmektedir. Diğer bölgelerde ise hem açının değeri düşük olmakta hem de polarizasyon düzleminin yönü ekvatora dönük olmaktadır.

Bu çalışmada ayrıca düşük yoğunluklu ve açık manyetik alanlı yapılar olan koronal deliklerde araştırılmıştır. Söz konusu koronal deliklerin disk üzerindeki yerleri

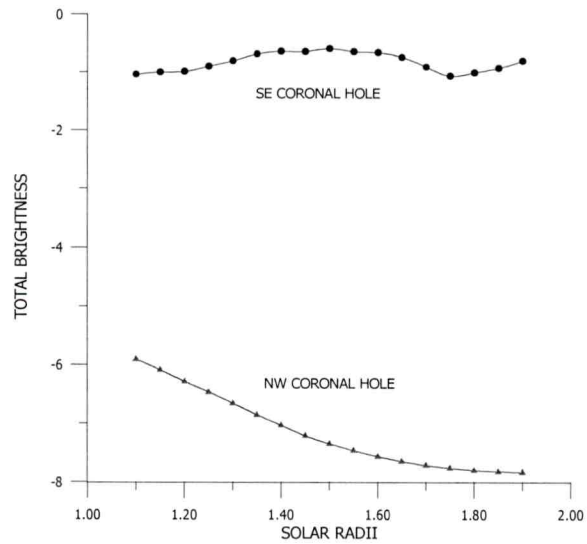


Şekil 6. *Pozisyon açısının fonksiyonu olarak polarizasyon düzleminin radyal doğrultudan sapmasının şematik gösterimi.*

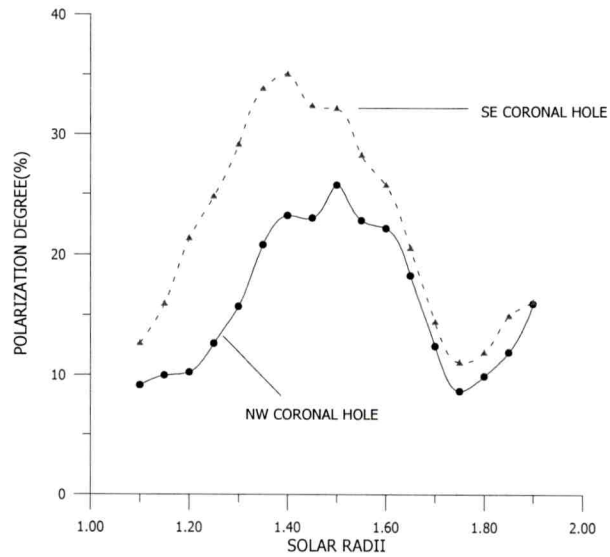


Şekil 7. *Pozisyon açısının bir fonksiyonu olarak polarizasyon düzleminin radyallikten sapması.*

Kitt Peak λ10830 Å spektrohelyogramlarından tutulma günü için çıkarılmıştır. Böylece güneşin 315° pozisyon açısında yani kuzey batı kenarına yakın ve 115° pozisyon açısında güney doğu bölgesinde bulunan iki büyük koronal delikte polarize ışığın nasıl davrandığına bakılmıştır. Bu koronal deliklere karşılık gelen parlaklık ve polarizasyon dereceleri Şekil 8 ve Şekil 9 da verilmiştir. Şekil 8 'de açık bir biçimde görülmektedir ki, kuzey batıdaki koronal deliğin şiddeti daha azken güney batıdakinin şiddeti son derece yüksektir. İkisi arasındaki şiddet veya parlaklık farkı en az 2 faktörü kadar değişir. Bunun nedeni kuzeydeki koronal deliğin merkezsel boylamının 75° 'ye kadar uzanması, diğerinin ise merkezsel boylamının 55° 'lerde olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Diğer bir deyişle güney koronal delik tutulma sırasında ay tarafından örtüldüğü için delik, korona ışığının hakim olması neticesinde görülememekte ve şiddet değerleri büyük çıkmaktadır. Aslında bu durum Şekil 9'daki grafikten de görülebilir. Çünkü güney koronal deliğe karşılık gelen şiddet büyük olduğundan polarizasyon



Şekil 8. *Kuzey batı ve güney doğu koronal deliklerin parlaklıklarının karşılaştırılması.*



Şekil 9. *Kuzey batı ve güney doğu koronal deliklerin polarizasyon derecelerinin karşılaştırılması.*

yoğunluğunun az olması nedeniyle ışığı polarize edememekte ve neticesinde de polarizasyon derecesi küçük çıkmaktadır. Aslında bu durumdan daha emin konuşabilmek için bu deliklerdeki yoğunlukların hesaplanması gerekir. Bu da ileride yapılacak bir çalışmanın konusudur.

Teşekkür

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Araştırma Fonu tarafından desteklenmiştir. Proje No: UP-16/160399 ve UP-15/160399.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.375-386

Güneştacının Manyetohidrodinamik Dalgalarla Isıtılması

E.R. Pekünlü, Ö. Çakırlı, E. Özetken
EGE Üniversitesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü
Bornova, İZMİR

Özet

Güneştacının sıcaklığı, ışıkküre, renkküre ve geçiş bölgesi sıcaklıklarından çok daha yüksektir. Sakin bölgelerin sıcaklığı $3 \times 10^6\ K$ denli olabilmektedir. Bu denli sıcak plazma hem optik ince ışınım hem de geçiş bölgesine doğru ısısal iletkenlik yoluyla erke yitirir. Güneştacının sürekli olarak $3 \times 10^6\ K$ sıcaklıklarda kalabilmesi için yitirilen erkenin yine sürekli olarak yerine konması gerekmektedir. Güneştacına bu erkeyi sağlayacak olan süreçlerin içinde manyetikhidrodinamik (MHD) dalgalar ön plana çıkmaktadır. Güneştacı plazmasının uzayda eşdağılım gösterdiği, viskoz kuvvetlerin ve ısısal iletkenliğin erke saçıcı süreçler olarak önem kazandığı varsayımını yaptık. Diğer bir varsayım da bu plazmanın çiftuçay(dipol) manyetik ilmikler içerdiği varsayımıdır. MHD dalgalarının manyetik ilmikler boyunca yayıldığı durumu incelediğimizde iki dalga biçeminin (mode) varlığını gördük. Geçerliliğini çözüm sonrasında gösterdiğimiz WKB yaklaşımı *hızlı* ve *yavaş* dalga biçemlerinin dağılma bağıntısını verdi. Yavaş dalga biçeminin güneştacı plazmasında yayılamadığını gösterdik. Bu gerçek uzun bir süredir bilinen bir gerçektir. *Hızlı* biçeminse, güneştacı plazmasında yayılırken, mekanik erkesini çevreye ısı erkesi olarak saçtığı gösterildi. *Hızlı* biçemin erke akı yoğunluğu $3 \times 10^5\ ergs\ cm^{-2}\ s^{-1}$ düzeylerinde bulundu. Bu değer, güneştacının optik ince ışınım ve ısısal iletkenlikle yitirdiği erke niceliğidir. Bu nedenle, MHD dalgalarının güneştacını ısıtabilecek erke yoğunluğuna sahp olduğunu savunuyoruz.

Anahtar sözcükler : Güneş – MHD dalgaları : güneştacı – dalga sönümlenmesi

1. Giriş

Longair (1992) güneştacı plazmasının sıcaklık kesitini vermektedir. Bu kesite göre, ışıkkürenin sıcaklığı *5780 K* dır. renkküreye doğru ilerledikçe sıcaklık düşer ve ışıkküreden yaklaşık *500 km* yukarıda sıcaklık minimuma düşer. Dışarıya doğru yükselmeye devam edersek sıcaklık artmaya başlar. Renkküre ile güneştacı arasında oldukça dar bir bölgede, geçiş bölgesinde sıcaklık uzay değişimi çok büyük değerler alır. Sıcaklık güneştacında $1\text{-}5 \times 10^6\ K$ denli yüksek olabilir.

Bu denli sıcak plazma hem optik ince ışınım hem de geçiş bölgesine doğru ısısal iletkenlik yoluyla erke yitirir. Güneştacı sıcaklığının gözlenen düzeylerde kalabilmesi için erke yitiklerinin yerine yenileri konmalıdır. Uzun süredir yanıtı aranan, "Güneştacı hangi süreç veya süreçlerle ısıtılmaktadır ?" sorusuna henüz doyurucu yanıt bulunamamıştır. Bu çalışmada dolaysız olarak değinilmeyecek olmasına karşın ilgili bir durum da güneş rüzgarında görülmektedir. *Hızlı* güneş rüzgarının varlığı, güneştacı tabanından gezegenlerarası ortama taşınan plazmanın, konveksiyon veya klasik ısısal

iletkenlikten oldukça yüksek erke akısına gereksinim duyduğunun göstergesidir. Sönümlenmeye uğramamış olan Alfven dalgalarının gerekli erke akısını sağlayacağı savunulmuştur (Tappin *ve ark.* 1999 ; McKenzie *ve ark* . 1995 ; Doyle *ve ark.* 1999 ; Banarjee *ve ark.* 1998 ; Saba & Strong 1991 ; Hassler *ve ark.* 1990).

MHD dalgalarıyla ısıtılma sürecinin üç aşaması vardır : mekanik erke taşıyıcısı olan *dalgaların üretilmesi,* üretilen erkenin *taşınımı* ve bu erkenin çevreye ısı erkesi olarak *saçılması.* Biz bu çalışmada yalnızca dalgaların yayılması ve erkelerini çevreye ısı erkesi olarak saçmaları sorunuyla ilgileneceğiz. Erke taşınımı büyük ölçekli (plazmanın bir bütün olarak $\boldsymbol{v}$ hızıyla taşınımı, basıncın yaptığı iş) ve küçük ölçekli (ısısal iletkenlik, viskozite, elektriksel dirençlilik, Hall etkisi, *vb.*) süreçlerle olur. Küçük ölçekli süreçler ve bu süreçleri momentumun ve erkenin korunumu eşitliklerinde betimleyen terimler *erke saçıcı* (dissipative) olarak adlandırılır. Bu süreçler plazmanın entropisini arttırır ve mekanik erkenin ısı erkesine dönüşümüne neden olur (Braginskii, 1965).

2. Erke Saçıcı Süreçler

Küçük ölçekli erke saçıcı süreçlerden, güneştacı plazması için ilgili olan dört tanesiyle ilgileneceğiz: viskozite, ısısal iletkenlik, elektriksel dirençlilik ve Hall etkisi. Bu amaçla, manyetik indüksiyon, erkenin korunumu ve momentumun korunumu eşitlikleri yardımıyla boyutsuz parametreleri (veya 'sayıları') tanımlayacağız. Manyetik alanın uzay ve zaman evrimini veren manyetik indüksiyon eşitliği aşağıdaki gibi tanımlıdır :

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) + \eta \nabla^2 \boldsymbol{B} \qquad (1)$$

burada $\boldsymbol{v}$ plazmanın ortalama toplu hızı ; $\eta = (\mu\, \sigma)^{-1}$ manyetik sızma katsayısı ; μ manyetik geçirgenlik ; σ^{-1} the electriksel dirençlilik. Eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim *konvektif*, ikinci terimse *sızma* terimidir.

Manyetik Reynolds sayısı, $R_m = l_0\, V_0 / \eta$, konvektif terimin sızma terimine oranıdır. Bu sayı, plazma akışkanıyla manyetik alanın birbiriyle ne denli sıkı eşleştiğinin ölçüsüdür. (Priest 1984). Güneş atmosferinde $R_m \gg 1$,diğer bir deyişle, adı geçen iki nicelik birbiriyle sıkı sıkıya bağlıdır , yani, plasma manyetik alana 'donmuştur'. Manyetik alan ve plazma birlikte $\boldsymbol{v}$ hızıyla devinirler.

Diğer yandan, değişik kuvvetlerin etkisi altındaki plazmanın devinimini betimleyen eşitlik aşağıdadır:

$$\rho \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \rho(\boldsymbol{v}.\nabla)\boldsymbol{v} = -\nabla p + (\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B}/\mu + \rho\nu \left[\frac{4}{3} \nabla(\nabla.\boldsymbol{v}) - \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{v} \right] \qquad (2)$$

burada ρ kütle yoğunluğu the mass density ; p basınç ; $\rho\nu$ viskozite katsayısıdır. (2) numaralı eşitlikte, atıl terimin (eşitliğin sol tarafındaki terim) viskoz terime oranı, *Reynolds sayısını,* $Re = l_0\, V_0 / \nu$ verir. *Manyetik Prandtl Sayısı,* $P_m = R_m / Re = \nu / \eta$

olarak tanımlanır. *Prandtl Sayısı,* $Pr = \nu / \kappa$, viskoz terimin ısısal iletkenlik terimine oranıdır.

Erke saçıcı süreçlerden viskoziteyle ısısal iletkenliğin göreli önemi $\beta^{-1} Pr$, burada $\beta = n_e T_e / (B^2 / 2\mu_0)$ idiğer bir boyutsuz parametre olup, plazma basıncının manyetik basınca oranını simgeler (Melrose 1989). Manyetik olarak etkin ancak *flare* yapmayan güneştacı bölgesinde, $\beta \sim 0.016$. Bu durumda, viskoziteyle ısısal iletkenliğin göreli önemi, $\beta^{-1} Pr \sim 1$ olarak belirlenir. Yani, bu iki erke saçıcı süreç eşit öneme sahiptir. Şimdi, viskoziteyle elektriksel dirençliliği karşılaştıralım.

Viskoziteyle elektriksel dirençliliğin göreli önemini *Prandtl Sayısı,* P_m belirler. Eğer güneştacı etkin bölgesinin ilgili parametrelerini yerine koyarsak, $P_m = \nu/\eta \sim 10^{10}$ değerini elde ederiz. Bu sonuç, elektriksel dirençliliğin neden olduğu erke saçılmasının viskoziteninki yanında boşlanabileceğini söyler. Son olarak, viskoz etkilerle Hall etkisini karşılaştıralım. Bu iki etkinin göreli önemini, bir başka boyutsuz parametre olan $\tau_e \omega_{ce} P_m^{-1} \sim 10^{-3}$ belirler. Burada, τ_e ve ω_{ce} sırasıyla elektronların çarpışma zamanı ve elektron cyclotron frekansıdır. Bulunan değer, viskozite yanında Hall etkisinin boşlanabileceğine işaret eder (Ruderman *ve ark.* 1996).

3. MHD Dalgalarının Güneştacındaki Varlığına İlişkin Gözlemler

Güneştacınınoptik ince salma çizgileri MHD dalgalarıyla ilişkili ısısal olmayan genişlemeye ilişkin bilgi sunar (*örneğin*, Hollweg 1973 ; Hassler *ve ark.* 1990). MHD dalgalarının neden olduğu ısısal olmayan genişlemeyi diğer genişletici etkilerden arındırabilmek için oluşum sıcaklığı $> 10^6 K$ olan güneştacı çizgilerinin güneş diski dışında kalan bölgelerde ($>1.10 R_\odot$) gözlenmesi gerekir. Ancak yukarıdaki sıcaklıklar ve yükseklikliklerde ısısal olmayan genişlemeler diğer etkilerin neden olduğu genişlemelere baskın gelebilir. Geçiş bölgesi salma çizgilerinin ısısal olmayan genişlemelerine ilişkin ilk kanıtlar *Skylab* (Doschek et al. 1976 ; Feldman et al. 1976 ; Mariska, Feldman & Doschek 1979) ve *OSO 8* gözlemlerinden (Shine et al. 1976 ; Roussel-Dupre, Francis & Billings 1977) geldi. Ancak, hem *Skylab* hem de *OSO – 8* gözlemleri, düşük sıcaklıklı geçiş bölgesi çizgilerini (*örneğin*, oluşum sıcaklıkları $< 5 \times 10^5 K$ düzeyindeki C IV , N IV , O V) diske yakın ($< 20''$) bölgelerde incelemişti. Bu gözlemler, MHD dalgalarının neden olduğu ısısal olmayan genişlemeleri, genişlemeye neden olabilecek diğer süreçlerden ayırmada kullanabilecek denli sağlıklı değildi.

Güneştacında MHD dalgalarının varlığına ilişkin inandırıcı kanıtlar, 1990 lı yıllarda yapılan gözlemlerden elde edilmiştir. Örneğin, Hassler *ve ark.* (1990) Colorado Üniversitesine ait bir roketle yapılan EUV gözlemlerinden ısısal olmayan genişlemelere ilişkin çok değerli bilgiler derlemişlerdir. Güneş diskinin özeğinden yarıçap boyunca disk dışına doğru $1.2 R_\odot$ lik uzaklıklarda ve $20'' \times 60''$ açısal çözümleme gücüyle tayflar alınmıştır. Geçiş bölgesi ve güneştacı çizgilerinden, Mg X λλ 609 & 625 , Fe XII λ1242, O V λ 629, N V λλ 1238 & 1242 incelenmiştir. Altı çizgi de disk dışındaki bölgede ısısal olmayan genişleme göstermiştir. Bilindiği gibi, çizgi genişlemesine neden olan süreçler arasında opasite, sistematik madde akımları, ısısal Doppler etkisinin uzaya bağlı değişimleri ve MHD dalgaları yeralır. Hassler *ve ark.* (1990) bu etkilere ilişkin ön

hesaplamalar yapmış ve ısısal olmayan genişlemeye MHD dalgalarının neden olduğu sonucuna varmışlardır.

Benzer bir çalışmayı *Solar Maximum Mission (SMM)* uydusunun *Flat Cyrstal Spectrometer (FCS)* ile Saba & Strong (1991) yürütmüştür. Güneştacında *flare* yapmayan bir manyetik ilmiğin yakın komşuluğundaki bölgede altı X – ışın çizgisinin tayfı incelenmiştir. Bu çizgiler, H – benzeri O VIII çizgisinin $1s - 2p\ ^2P_{1/2,3/2}$ geçişi ve He – benzeri çizgiler olan Ne IX , Mg XI , Si XIII , S XV ve Fe XXV iyonlarının $1s^2 - 1s\ 2p$ geçişlerinden oluşan çizgilerdir. Bu altı çizgiden dördü olan O VIII , Ne IX , Mg XI , Si XIII iyonların çizgi akı oranlarıyla salma ölçekleri oranları karşılaştırılmış ve $\overline{T}_e$ ortalama sıcaklığı saptanmıştır : $\overline{T}_e = 3.0 \pm 0.1 \times 10^6 K$. Eğer ölçülen çizgi genişliklerinin tamamen ısısal Doppler devinimlerinden kaynaklandığı varsayımı yapılırsa, $\overline{T}_e \geq 6 \times 10^6 K$ sıcaklıklarında ve devasa yoğunluklarda plazmaya gereksinim vardır. Hassler *ve ark.* (1990) bu denli sıcak ve yoğun plazmanın FCS ve BCS kanallarında algılanmış olacağını ileri sürmektedirler. Örneğin, eğer ölçülen çizgi genişliğinin sıcaklık dengi olan $6 \times 10^6 K$, plazmanın 'gerçek' sıcaklığını anlatıyor olsaydı, Si XIII kanalında gözlenenden en az *100* kat fazla erke akısı algılanmış olacaktı. Bu akının gözlenememiş olması, çizgi genişliklerine ısısal olmayan, MHD süreçlerinin, veya bakış doğrultusu boyunca ısısal olmaya devinimlerin neden olduğu sonucuna işaret etmektedir.

Gauss dağılımı varsayımı altında, optik ince bir çizgi kesitinin yarı maksimum genişliği aşağıdaki bağıntıyla verilir (Doyle *et al* 1999) :

$$FWHM^2 = 4 \ln 2 \left(\frac{\lambda}{c}\right)^2 \left(\frac{2kT_i}{M} + \frac{1}{2}\left\langle \delta v^2 \right\rangle^2\right) \qquad (3)$$

burada λ dalgaboyu ; c ışık hızı ; k_B Boltzmann sabiti ; T_i iyon sıcaklığı ; M iyon kütlesi ve $< \delta v^2 >$ çizginin ısısal genişlemesine neden olan tedirginliğin rms hızı. Saba & Strong (1991) Alfven dalgalarının manyetik alan kuvvet çizgilerine dik yönde tedirginlik yaratmaları ve bu tedirginliğin çizgi genişlemesine neden olması durumunda, taşınan erkenin, optik ince ışınım ve ısısal iletkenlik yoluyla yitirilen erkeyi yerine koyacağını savunmaktadır, diğer bir deyişle,

$$F_{Alf} = \rho \left\langle \delta v^2 \right\rangle V_A \approx 3.1 \times 10^5 erg\ cm^{-2}\ s^{-1} \approx F_{th} .$$

Daha sonra, Doyle *et al* (1999) SUMER, LASCO & UVCS verilerini birleştirerek ve Banarjee *ve ark.* (1998) SOHO'nun SUMER verilerini kullanarak, Si VIII iyonunun çizgi genişliğini güneştacı deliği bölgesinde ölçtüler. Si VIII iyon çizgi genişliğinin güneş kenarından dışarıya doğru gidildikçe arttığı saptandı. Eşzamanlı yapılan elektron yoğunluğu gözlemleri, $\left\langle \delta v^2 \right\rangle^{1/2} \propto \rho^{-1/4}$ bağıntısını verdi. Bu gözlemsel gerçek, "sönümlenmemiş Alfven dalgalarının *rms* hızının, ortamın yoğunluğunun karesiyle orantılı olduğunu" ileri süren kuramsal öngörüyü destekler niteliktedir. Ölçülen elektron yoğunluğu ve yine ölçülen rms hızları kullanılarak Alfven

dalgalarının erke akısı hesaplanabilir (*örneğin*, Banarjee *ve ark.* 1998). Banarjee *ve ark.* (1998) güneş kuzey uçlağı bölgesindeki güneştacı deliğinin 120″ (güneş diskinden dışarı doğru) lik bölgesinde $N_e = 4.8 \times 10^7\ cm^{-3}$, $< \delta v^2 > = 2 \times (43.9\ km\ s^{-1})^2$ değerlerini kullanarak, $B = 5\ gauss$ için $F_{Alf} = 4.9 \times 10^5\ erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$ akı değeri buldular. Bu değer, hızlı güneş rüzgarı için gerekli olan değerden biraz azdır.

Kısacası, Doyle *ve ark.* (1999), güneştacı tabanındaki genlik değeri $30 - 50\ km\ s^{-1}$ olan Alfven dalgalarının, açık kuvvet çizgileri boyunca akan güneş rüzgarının ivmelenmesine destek verecek olan, doğrusal olmayan *solitary* dalgalar üretebileceğini savunmaktadır.

4. Flare Göstermeyen Etkin Bölgelerde MHD Dalgaları

Bir önceki bölümde MHD dalgalarının varlığına ilişkin gözlemsel kanıtlara değindik. Bu bölümde, sıkıştırılabilir, viskoz, ısısal olarak iletken özelliklere sahip güneştacı plazmasında yayılan manyetikses dalgalarının ilgili bölgelerde yayılması ve erkelerini çevreye ısı erkesi olarak aktarmaları sorununa değineceğiz.

Ruderman (1991) manyetik arakesit bölgelerinde viskoz sönümlenmeye uğrayan yüzey dalgalarını incelemiştir. Ruderman bu çalışmasında ısısal iletkenliği dikkate almamıştır. Ayrıca Ruderman zayıf sönümlenme varsayımını kullanmıştır. Oysaki ısıtılma sorunun özü, MHD denklemlerini çözerken sönümlenmenin doğası üzerine önceden varsayımda bulunmamayı gerektiriyor. Dalga sönümlenmesinin varlığı veya yokluğu denklemlerin çözümünden doğal olarak ortaya çıkmalıdır.

Van der Linden & Goosens (1991), ısısal kararsızlıkları inceledikleri çalışmalarında ısısal iletkenliği dikkate alırken viskoziteyi boşladılar. Cargill & Hood (1989) da ısısal iletkenliği alıp viskoziteyi bırakmışlardır. Porter *ve ark.* (1994a,b) birinci makalelerinde (Porter *ve ark.*, 1994a) hem ısısal iletkenliği hem de viskoziteyi dikkate almışlar, plazmayı eşdağılımlı, manyetik alanı da tekdüze varsaymışlardır. İkinci makalelerinde (Porter *ve ark.*, 1994b) plazmayı eşdağılımsız almışlar ancak manyetik alan tekdüzeliği varsayımını sürdürmüşlerdir.

5. Temel MHD Eşitlikleri

Dalga yayılmasını ve dalga erkesinin çevreye ısı erkesi olarak saçılmasını inceleyen eşitlikler, kütle, momentum ve erkenin korunumu eşitlikleriyle birlikte, manyetik indüksiyon ve manyetik akının korunumu eşitlikleridir.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{v}.\nabla\rho + \rho\nabla.\boldsymbol{v} = 0 \tag{4}$$

$$\rho\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \rho(\boldsymbol{v}.\nabla)\boldsymbol{v} = -\nabla p + (\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}/\mu + \rho\nu\left[\frac{4}{3}\nabla(\nabla.\boldsymbol{v}) - \nabla\times\nabla\times\boldsymbol{v}\right] \tag{5}$$

$$\frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma p}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} = (\gamma - 1)\nabla.\boldsymbol{q} \tag{6}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{7}$$

$$\nabla . \boldsymbol{B} = 0 \tag{8}$$

burada $\gamma = 5/3$ adyabatic indeks ; $\boldsymbol{q} = -\kappa \nabla T$ ısı akı vektörü ; κ ısısal iletkenlik katsayısı olup diğer terimler alışılageldik anlamlar içermektedir. Düzlem dalga çözümüyle ilgilendiğimiz için, hidrodinamik ve elektromanyetik değişkenlerin hepsinin, $\boldsymbol{v}_1 (r,t) = \boldsymbol{v}_1 \exp [\, i (\boldsymbol{k} . \boldsymbol{r} - \omega t \,]$ biçiminde değiştiğini varsayacağız; burada $\boldsymbol{v}_1$ *rms* hızı gözlemlerden elde edilmiştir ve yukarıdaki eşitliklerde $< \delta v^2 >$ olarak gösterilmiştir ; $\boldsymbol{k}$ dalga vektörü ; ω dalga frekansı ; t zaman ; $\boldsymbol{r}$ dalga kaynağından olan uzaklıktır.

Doğrusal yaklaşımda, tedirginlik değerlerinin denge durumu değerlerinden çok küçük olduğu varsayılır : bu nedenle, $p_1 \ll p_0$; $B_1 \ll B_0$; $\rho_1 \ll \rho_0$; $v_1 = <\delta v^2>$ varsayımını kullanacağız. Şimdi, $p = p_0 + p_1$; $B = B_0 + B_1$; $\rho = \rho_0 + \rho_1$ ve v_1 niceliklerini *(4) – (8)* eşitliklerinde yerlerine yazarsak sonuç :

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \boldsymbol{v}_1 . \nabla \rho_0 + \rho_0 \nabla . \boldsymbol{v}_1 = 0 \tag{9}$$

$$\rho_0 \frac{\partial \boldsymbol{v}_1}{\partial t} + \rho_0 (\boldsymbol{v}_1 . \nabla) \boldsymbol{v}_1 = -\nabla p_1 + (\nabla \times \boldsymbol{B}_1) \times \boldsymbol{B}_0 / \mu + \rho \nu \left[\frac{4}{3} \nabla (\nabla . \boldsymbol{v}_1) - \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{v}_1 \right] \tag{10}$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_1 . \nabla) p_0 - c_s^2 \left[\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_1 . \nabla) \rho_0 \right] = 0.6 \nabla . \boldsymbol{q} \tag{11}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v}_1 \times \boldsymbol{B}_0) \tag{12}$$

$$\nabla . \boldsymbol{B}_1 = 0 \tag{13}$$

(9) – (13) eşitlikleri bir tek eşitliğe indirgenebilir. Bunun için, *(10)* eşitliğinin zamana göre türevi alınır ve sırasıyla *(9), (11), (12)* eşitliklerinden $\partial \rho_1 / \partial t$; $\partial p_1 / \partial t$ ve $\partial B_1 / \partial t$ terimleri *(10)* eşitliğinde yerlerine yazılır. Zaman ve uzay işlemcileri de denkleri dikkate alınarak kullanılır : (*örneğin,* Priest 1984) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega \qquad ; \qquad \nabla \rightarrow ik \tag{14}$$

(9) – (13) eşitliklerinin çözümünün olabilmesi için ω ile $\boldsymbol{k}$ arasında bulunan ilişkiye *dağılma bağıntısı (dispersion relation)* denir. Bu koşul bize $\boldsymbol{k}$ da dördüncü dereceden bir eşitlik verir. Bunun anlamı, dördüncü dereceden olan bu denklemden ayrılabilir iki tane ikinci derece denklem elde edilebileceğidir. İkinci dereceden olan bu denklemler *hızlı* ve *yavaş* manyetikses dalgalarının dağılma bağıntılarıdır. Bunlardan birisi *yavaş* dalga biçeminin,

$$k^2 \left[-1.6\, c_s^2 V_A^2 - 2\Sigma^2 + 2\,\Sigma\Omega + i(\Omega V_A^2 - \Sigma V_A^2 + 3.2\, c_s^2 \Sigma) \right] + i\,2\omega\beta k + \omega^2 \left[1.6\, c_s^2 + i(\Sigma - \Omega) \right] = 0 \tag{15}$$

diğeri de *hızlı* dalga biçeminin,

$$k^2\left\{-\beta^2+V_A^2\left[\left(1.6c_s^2\right)^2-\Sigma^2+2\Sigma\Omega-\Omega^2\right]+i3.2c_s^2V_A^2(\Sigma-\Omega)\right\}$$
$$+k2\omega\beta\left(\Sigma-\Omega-i1.6\ c_s^2\right)-\omega^2\left[\left(1.6c_s^2\right)^2+\Sigma^2+2\Sigma\Omega-\Omega^2-i3.2c_s^2(\Omega-\Sigma)\right]=0 \quad (16)$$

dağılma bağıntılarıdır. Burada, $V_A(z)=B(z)/(\mu\rho(z))^{1/2}$ Alfven hızı olup yükseklikle değişmektedir. $\rho(z)=\rho_0 exp(-z/\Lambda_p)$ güneştacı plazmasının kütle yoğunludur ;yoğunluk da yükseklikle değişmektedir ; $p(z)=p_0 exp(-z/\Lambda_p)$ yükseklikle değişen basınç ; $B(z)=B_0 exp(-z/\Lambda_B)$ manyetik alan; $\rho\nu=2.21\times10^{-16}T^{5/2}/ln\Lambda=0.06\ kg\,m^{-1}s^{-1}$ viskozite katsayısı ; $\Lambda=19.3$ $\Lambda_p=50T(z/r_{sun})^2 m$ ve $\Lambda_B=1.5-2.5\times10^8 m$ basınç ve manyetik alan ölçek uzunlukları; $\Omega=1.3\omega\frac{\rho\nu}{\rho(z)}$; $\Sigma=\frac{0.6}{\rho(z)}\kappa_\perp^i\,\mu\nabla_\perp B\mid V_A\mid^{-1}$; μ invaryant olduğu varsayılan birinci adyabatik değişmez ; $\beta=\frac{0.6}{\rho(z)}\kappa_{//}^e\nabla_{//}T$ *plasma* β parametresiyle karıştırılmaması gereken ve elektron ısısal iletkenliğini betimleyen bir terimdir ; $\kappa_\perp^i=2\frac{n_iT_i}{m_i\omega_i^2\tau_i}$; $\kappa_{//}^e=3.16\frac{n_eT_e\tau_e}{m_e}$; $\kappa_{//}^e\nabla_{//}T=-T^{3/4}/A(s)$; $A(s)=10^{13}\,sin^2\phi\ m^2$; burada ϕ çiftuçay manyetik alanın orijininden geçen yerel koşut düzlemle, eğri manyetik alan çizgisi üzerinde bulunan bir '*s*' noktasını orijine birleştiren doğru arasındaki açıdır (*örneğin*, Vesecky *ve ark.* 1979) . *A(s)* imanyet,k akı tüpünün arakesit alanıdır. Flare olayları sırasında akı tüplerinin ayakuçlarında iki tane sert X – ışın bölgeleri oluşmaktadır. Bu bölgelerin alanı hemen hemen daima $10^{13}\ m^2$ denlidir (Wülser *ve ark.* , 1992 ; Canfield *ve ark.* , 1991) .

$\kappa_{//}^e\nabla_{//}T$ için bir bağıntı bulabilmek için çiftuçay manyetik alan kuvvet çizgisi ögesini tanımlayan bir bağıntı bulmalıyız. Bu bağıntıyı Roederer (1970) vermektedir :

$$ds=\left(dr^2+r^2\,d\lambda^2\right)^{1/2}=r_0\cos\lambda\left(4-3\cos^2\lambda\right)^{1/2}d\lambda \quad (17)$$

(17) eşitliğinin yaklaşık çözümü aşağıdaki gibidir :

$$s=\frac{23}{16}r_0\sin\lambda-\frac{r_0}{16}\sin3\lambda \quad (18)$$

(18) eşitliğini $sin\lambda$ nın azalan kuvvetlerine göre düzenlersek,

$$\sin^3\lambda+5\sin\lambda-\frac{4s}{r_0}=0 \quad (19)$$

(19) kübik eşitliğinin üç kökü vardır ; birisi gerçel, ikisi karmaşıktır. Gerçel kök aşağıdaki gibidir :

$$\sin\lambda = \sqrt[3]{\frac{2s}{r_0} + \sqrt{\frac{4s^2}{r_0^2} + \frac{125}{27}}} + \sqrt[3]{\frac{2s}{r_0} - \sqrt{\frac{4s^2}{r_0^2} + \frac{125}{27}}} \tag{20}$$

$\sin^2\phi$ peşinde olduğumuzdan ve bu değer de $\cos^2\lambda$ ya eşit olduğundan (*örneğin*, Vesecky *ve ark*, 1979) aşağıdaki bağıntıyı yazabiliriz

$$\sin^2\phi = \cos^2\lambda = 1 - \left\{ \left[\frac{2s}{r_0} + \left(\frac{4s^2}{r_0^2} + \frac{125}{27} \right)^{1/2} \right]^{1/3} + \left[\frac{2s}{r_0} - \left(\frac{4s^2}{r_0^2} + \frac{125}{27} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \right\}^2 \tag{21}$$

manyetik ilmikteki koşut ısı akısı (*e.g.*, Vesecky et al, 1979)

$$\kappa^e_{//} \nabla_{//} T = -F_c / A \tag{22}$$

olarak verilir. Burada F_c ısı iletkenliğinin neden olduğu ısı akısıdır ; $F_c \propto T^{3/4}$ (*örneğin*, Vesecky *ve ark*, 1979). *(21)* eşitliğini *(22)* de kullanırsak ısı akı terimi aşağıdaki gibi elde edilir :

$$\kappa^e_{//} \nabla_{//} T = -5.0 \times 10^{-9} / \left\{ 1 - \left[\sqrt[3]{\frac{2s}{r_0} + \sqrt{\frac{4s^2}{r_0^2} + 4.6}} + \sqrt[3]{\frac{2s}{r_0} - \sqrt{\frac{4s^2}{r_0^2} + 4.6}} \right]^2 \right\} \tag{23}$$

Diğer yandan, $\cos^2\lambda = z^2 / r^2$; böylece, *(19)* eşitliğinden , ilmiğin yüksekliği r_0 ,manyetik alan kuvvet çizgi uzunluğu s , ve güneştacı tabanından olan yükseklik z arasında bir bağıntı bulmuş oluruz :

$$s = \frac{r_0}{4} \left\{ \left[1 - \left(\frac{z}{r_0} \right)^{1/3} \right]^{3/2} + 5 \left[1 - \left(\frac{z}{r_0} \right)^{1/3} \right]^{1/2} \right\} \tag{24}$$

(24) eşitliğinin *(23)* eşitliğinde kullanılmasıyla koşut ısı akı terimi nin z uzaklığıyla değişimi elde edilir :

Yavaş biçem manyetikses dalgaları güneştacı plazmasında yayılamazlar. Bu dalgaların dağılma bağıntısından (*15* numaralı eşitlik) elde edilen k dalga vektörünün hem sanal hem de gerçel kısmı olabildiğince küçüktür. Kısa dalgaboylu dalga biçemleri varolsa bile bunların k_i değerleri çok küçük olduğundan bu dalgalar çok fazla yayılamazlar. Bu biçem çok kısa uzaklıklarda sönümlenirler. Bu nedenle bu dalga biçemi üzerinde fazla durmayacağız.

$\kappa_\perp / \kappa_{//} \ll 1$ koşulu nedeniyle *(16)* numaralı dağılma bağıntısından Σ terimlerini boşlayacağız. Bu durumda dalga vektörü,

$$k = \frac{\omega}{V_a^2\left(1.6\,c_s^2 + \Omega^2\right)} \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{1.6\,c_s^2}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{\sqrt{a^2+b^2}+a}\right) - \Omega\beta - \Omega\left(\sqrt{\sqrt{a^2+b^2}+a}\right) \\ + i\left[1.6\,c_s^2\,\beta + \dfrac{1.6\,c_s^2}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{\sqrt{a^2+b^2}-a}\right) + \dfrac{\Omega}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{\sqrt{a^2+b^2}+a}\right)\right] \end{array} \right\} \tag{25}$$

olur. Burada, $a = 2.56\,V_a^2\,c_s^4 - V_a^2\,\Omega^2 - \beta^2$ ve $b = 3.2\,V_a^2\,c_s^2\,\Omega$.

K dalga vektörünün gerçel kısmının tersi dalganın dalgaboyunu ; sanal kısmın tersiyse dalgaların sönümlenme ölçek uzunluğunu verir. Dalganın mekanik erkesinin taşındığı grup hızı da $\partial\omega / \partial k$ olarak tanımlanır. Manyetikses dalgalarının mekanik erke akı yoğunluğu aşağıdaki gib tanımlıdır (*örneğin*, Priest, 1984)

$$F = \rho\left\langle \delta v^2 \right\rangle \frac{\partial \omega}{\partial k} \tag{26}$$

$\partial\omega / \partial k$ *(16)* numaralı dağılma bağıntısından elde edilmiştir ; diğer simgeler daha önce tanımlanmıştır. Dalgaların, bizim bulduğumuz F erke akı yoğunluğu *Çizelge 1* in son sütununda verilmiştir. Güneştacını ısıtmak için gerekli erke akı yoğunluğu yaklaşık olarak $3 \times 10^5\ ergs\ cm^{-2}\ s^{-1}$ olarak hesaplanmıştır (*e.g.*, Withbroe ve Noyes, 1977). Bizim çalışmamızda, hızlı biçem manyetikses dalgalarının grup hızı genliği $1 / k_r$ nin genliğine denkl çıkmıştır. Bu değer, *Çizelge 1* in dördüncü sütununda yeralmaktadır. Dördüncü sütundaki erke akı yoğunluğu değerleri, manyetikses dalgalarının, güneştacının optik ince ışınım ve ısısal iletkenlik yoluyla yitirdiği erke niceliğini karşılayabilecek düzeyde olduğunu göstermektedir.

Şekil 1 Hızlı biçem manyetikses dalgalarının sönümlenme ölçek uzunluklarının yükseklikle olan değişimini göstermektedir. Bu ölçek uzunluk ilmiğin boyuna ve dalga dönemine bağlı değildir.

6. Sonuç

Bu çalışmanın amacı, plazması eşdağılım göstermeyen, manyetik alanı tekdüze olmayan güneştacı plazmasının manyetikses dalgalarıyla ısıtılmasının olası olup olmadığını araştırmaktır. Bu bağlamda MHD dalgaları "zayıf doğrusal olmayan" yaklaşımda incelenmiştir. *rms* hızları ($\sqrt{\left\langle \delta v^2 \right\rangle}$) $25 - 60\ km\ s^{-1}$ düzeylerinde olan MHD dalgaların varlığı gözlemsel olarak kanıtlandığından, MHD eşitliklerinde v_1^2 terimini boşlamadık. Bu yaklaşım, çözümlemeye " zayıf doğrusal olmayan" nitelik kazandırmıştır. Bu yaklaşımda dördüncü dereceden bir dağılma bağıntısı yerine iki tane ikinci dereceden dağılma bağıntıları elde edildiğinden yöntem yenilik sunmaktadır. v_1^2 terimi yalnızca yavaş biçem manyetikses dalgasının dağılma bağıntısında bulunmaktadır. Bu dalga biçemi yayılma göstermez. v_1^2 teriminin ikinci, üçüncü,... dereceden değerleri de dalganın "sahte" dalga biçemi olduğunu göstermektedir. Bu sonuç, Oliver *ve ark.* (1993) bulduğu sonuçla uyuşmaktadır.

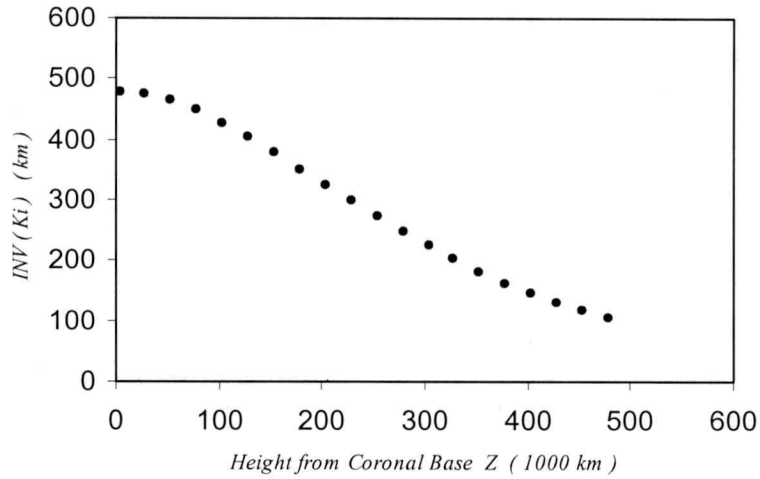


Figure 1a. *Variation of damping length scale of magnetosonic waves propagating in coronal magnetic loops with varying heights. R = 500 000 km - top*

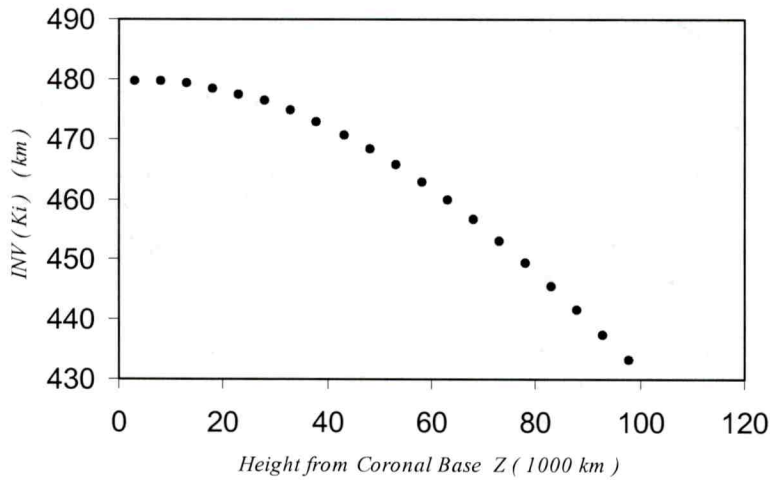


Figure 1b. *Variation of damping length scale of magnetosonic waves propagating in coronal magnetic loops with varying heights. R = 100 000 km*

Hızlı biçem manyetikses dalgalarının dağılma bağıntısı v_I^2 terimini içermemektedir. Bu biçem güneştacı plazmasında yayılır ve mekanik erkesini çevreye ısı erkesi olarak saçabilir. Dalgaların sönümlenme ölçek uzunluğu hem ilmik boyundan hem de dalga döneminden bağımsızdır. Hızlı biçem manyetikses dalgalarının erke akı yoğunluğu güneştacının yitirdiği erkeyi yerine koyabilecek denlidir. Eğer gerekli olan en az erke yoğunluğu 3×10^5 *ergs* $cm^{-2} s^{-1}$ denli ise, bu dalgalar, manyetik yeniden birleşme sırasında ortaya çıkan elektriksel akımlar, nano flare, mikro flare gibisinden diğer ısıtılma süreçlerine de yerayırmaktadır (*bkz. Çizelge 1*).

Bu çalışmanın sunduğu yeniliklerden bir diğeri de koşut ısı erke akısının bulunmasında kullanılan varsayımlardır. Önceki çalışmalar ısı gradyentini bir değişen

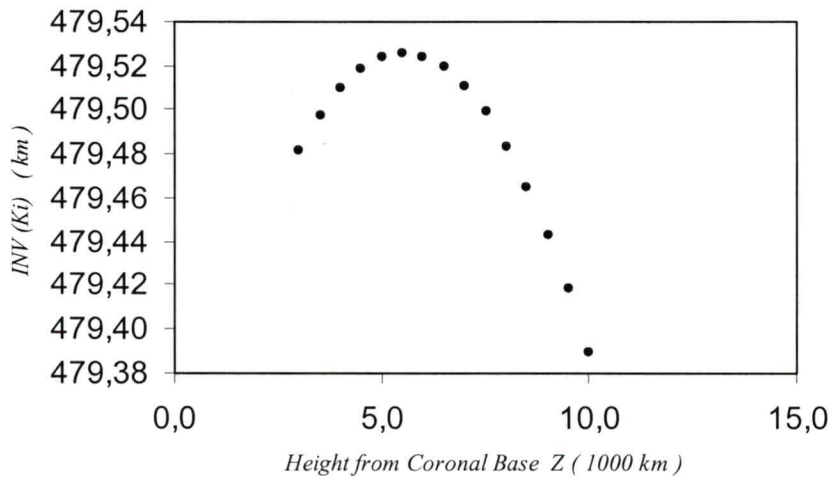


Figure 1c. *Variation of damping length scale of magnetosonic waves propagating in coronal magnetic loops with varying heights. R = 10 000 km*

olarak değil, bir sabit olarak almışlardır. $\nabla_{//} T = dT / ds \approx \overline{T} / \left(\sqrt{2}L\right)$ bağıntısında L ilmiğin yarı uzunluğu, $\overline{T} = T_e / 2$ ortalama sıcaklık bağıntısında T_e de elektron sıcaklığıdır. Sıcaklık ortalamasıyla ısı akı iletkenliğini inceleyen bir yaklaşım gerçekçi olmaktan uzaktır. Bu yaklaşım dalga erke akısının uzay değişimine ilişkin öngörüde bulunamaz. Bizim çalışmamızda geçen (23) eşitliği, dalga erke yoğunluğunun uzay değişimini vermektedir.

Sonuç olarak şunu söyleyebiliriz : eğer UV ve X – ışın çizgilerinde gözlenen ısısal olmayan genişlemenin kaynağı MHD dalgalarıysa, hızlı manyetikses dalgalarının erke akısı flare yapmayan etkin bölgeleri ısıtacak denli yüksektir (*bkz Çizelge 1* son sütun). Bu çalışmadam çıkan sonuçlardan bir diğeriyse şudur : güneştacını ısıtan tek süreç MHD dalgaları değildir. Diğer ısıtıcı süreçler de değişik etkinliklerde işlerliktedir. $\kappa_\perp / \kappa_{//} \approx 10^{-14}$ hipotezine karşın, dikine ısı iletkenliğinin alınmaması için bir neden olmamalıdır. $\kappa_\perp$ teriminin de dikkate alınmasıyla manyetikses dalgalarının dağılma bağıntısı gerçeğe yakın durumda incelemeye alınabilir. Bunun açık bir problem olduğunu biliyoruz ve gelecekte bu sorunun çözümüne eğileceğiz.

Teşekkür

Prof . Dr. Zeynel Tunca ve Ar. Gör. Kadri Yakut'a Çizelge ve grafiklerin hazırlanması sırasında verdikleri yardımdan ve aydınlatıcı tartışmalarından dolayı teşekkür ederiz.

KAYNAKLAR

Banarjee, D. et al., 1998, Astron. Astrophys., 339, 208-214.
Braginskii, S.I., 1965, Transport processes in plasma, in Rev. of Plasma Physics, ed. M.A. Leontovich, Vol I, pp. 205-309, Consultants Bureau, NY.
Canfield, R.C. et al , 1991, The Astrophysical Journal, 367, pp. 671-676.
Cargill, P.J., & Hood, A.W., 1989, Solar Physics, 124, 101.
Doschek, G.A. et al., 1976, The Astrophysical Journal Suppl., 31, 417.
Doyle, J.G., Teriaca, L., Banarjee, D., 1999, Astron. Astrophys., 349, 956-960.
Feldman, U. et al., 1976, The Astrophysical Journal Suppl., 31, 445.
Hassler, D.M. et al., 1990, The Astrophysical Journal , 348, L77-L80.
Hollweg, J.V., 1973, The Astrophysical Journal , 181, 547.
Longair, M.S., 1992, High Energy Astrophysics, Vol. 1, p. 358, CUP, Cambridge.
Mariska, J.T., Feldman, U. & Doschek, G.A., 1979, The Astrophysical Journal , 73, 361.
McKenzie, J.F., Banaszkiewicz, M., Axford, W.I., 1995 Astron. Astrophys., 303, L45-L48
Melrose, D.B., 1989, Instabilities in Space and Laboratory Plasma, CUP, Cambridge.
Porter, L.J., Klimchuk, J.A., & Sturrock, P.A., 1994a, The Astrophysical Journal, 435, pp. 482-501
Porter, L.J., Klimchuk, J.A., & Sturrock, P.A., 1994b, The Astrophysical Journal, 435, pp. 482-501
Priest, E.R., 1984, Solar Magnetohydrodynamics, D.Reidel Pub. Co., Dordrecht.
Roederer, J.G., 1970, Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation, Springer-Verlag, NY.
Ruderman, M.S., 1991, Solar Physics, 131, 11.
Ruderman, M.S. et al., 1996, Journal of Plasma Physics, Vol. 56, part 2, pp. 285-306.
Roussel-Dupre, R., Francis, M.H., & Billings, D.E., 1977, in Proc. OSO-8 Workshop, Univ. of Colorado, Boulder.
Saba, J.L.R. & Strong, K.T., 1991, The Astrophysical Journal, 375, 789-799.
Shine, R.A., 1976, The Astrophysical Journal Lett. , 210, L 107.
Tappin, S.J., Simnett, G.M., Lyons, M.A., 1999, Astron. Astrophys., 350, 302-309.
Ulmschneider, P., 1996, private communication.
Van der Linden, R.A.M. & Goosens, M., 1991, Solar Physics, 131,79.
Vesecky, J., Antiochos, S.K. & Underwood, J.H., 1979, The Astrophysical Journal, 233, pp. 987-997.
Withbroe, G.L. and Noyes, R.W., 1977, Ann. Rev. Astron.&Astrophysics, 15, 363.
Wülser, J.P., Zarro, D.M. & Canfield, R.C., 1992, The Astrophysical Journal, 384, pp. 341-347.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.387-404

Güneştacı'nda Manyetosonik Dalgaların Viskoz Saçılması

D. Ö. Hürkal, B. Kalomeni, E. R. Pekünlü, K. Yakut
E.Ü. Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü

Özet

Uzay değişimi gösteren manyetik alan içeren ve viskozitenin boşlanamayacağı güneştacı plazmasında dalga yayılması ve manyetosonik dalgaların saçılması incelenmiştir. Doğrusal MHD yaklaşımda dağılma bağıntısının 'hızlı' ve 'yavaş' olmak üzere iki dalga biçemi ortaya koyduğu gösterilmiştir. Ortamın fiziksel parametrelerine bağlı olarak biçemlerin sönümlenme ölçek uzunluklarının farklı davrandığı görülmüştür. Bu sönümlenme ölçek uzunlukları belli yüksekliklerde ani bir azalma göstermektedir. Bu azalmanın nedeni evre karışımı (phase mixing) ve/veya rezonans soğurması olabilir.

Anahtar Sözcükler: Manyetosonik dalgalar, Güneştacı, dağılma bağıntısı, sönümlenme ölçek uzunluğu.

1. Giriş

Güneş atmosferinin, fizikçiler için uzun zamandır 'çözümsüzlüğünü' koruyan sorunlarından biri 'olağandışı' sıcaklık kesitidir. Bilindiği gibi, ışıkküreninin sıcaklığı 5780 K dir. Işıkküreden yaklaşık 500 km. yukarıda 'minimum sıcaklık' bölgesine ulaşılır. Daha sonra sıcaklık renkküre boyunca, ancak daha yavaş bir şekilde yükselmeye başlar. Sıcaklığın en hızlı değişimi geçiş bölgesinde görülür. Güneştacında sıcaklık artmaya devam eder ve üst bölgelerde $1 - 5 \times 10^6$ K ye ulaşılır (Longair, 1992).

Böylesi sıcak bir plazma optik ince ışınım ve aşağıdaki geçiş bölgesine doğru ısısal iletkenlikle erke yitirir. Güneştacının gözlenen sıcaklığını sürdürebilmesi için bu yitikler bir ısı kaynağı ile yenilenmelidir. 'Güneştacı hangi süreç veya süreçlerle ısıtılıyor?' sorusuna henüz doyurucu bir yanıt bulunamamıştır.

Benzer bir sorun, yüksek hızlı güneş rüzgarında ortaya çıkmaktadır. Yüksek hızlı güneş rüzgarına ilişkin gözlemler, güneştacı tabanından dışarıya, konveksiyon veya klasik ısısal iletkenlikten başka süreçlerle ve önemli niceliklerde erke akısının üretilmesi gerektiğine işaret etmektedir. Sönümlenmeye uğramamış Alfvén dalgalarının bu gerekli erke akısını sağladığı düşünülmektedir (Tappin ve ark., 1999 ; McKenzie ve ark., 1995 ; Doyle ve ark., 1999 ; Banarjee ve ark., 1998 ; Saba & Strong, 1991 ; Hassler ve ark., 1990).

Açıktır ki tüm mekanik erke taşıyıcıları, erkelerini Güneş özeğindeki çekirdek tepkimelerinden sağlar. Daha sonra bu erke Güneş yüzeyine ışınım ve konveksiyonla taşınır. Mekanik erke, yüzey konveksiyon kuşağında üretilir. Bu kuşağın üst sınırının yakınlarında yoğunluk daha az olduğu için burada plazma devinimleri daha büyüktür ve dalgalar dar bir yüzey katmanında üretilir.

Konveksiyon katmanındaki plazma devinimleri geniş bir zaman ve uzay çalkantı tayfında incelenir. Bu tayf uzay ve zaman ölçek uzunlukları olabildiğince geniş bir aralığa düşen plazma devinimlerini kapsar.

Erke, büyük ölçekli süreçlerle (v hızıyla taşınım ve basınçtan ortaya çıkan iş) ve küçük ölçekli süreçlerle (ısısal iletkenlik, viskozite, özdirenç, Hall etkisi vb.) taşınır. Küçük ölçekli süreçler erke ve ısı eşitliklerinde 'erke saçıcı' süreçler olarak adlandırılır. Bu süreçler plazmanın entropisini artırır ve mekanik erkeyi ısı erkesine çevirir. Erke saçıcı süreçlerde dalga devinimleri veya potansiyel erke, gelişigüzel ısısal devinimlere dönüştürülür.

2. Dağılmaya Neden Olabilecek Süreçlerin Göreli Önemi

Bu bölümde dört erke saçıcı süreç, viskozite, ısısal iletkenlik, özdirenç ve Hall etkisinin önemi incelenecektir. Bu amaç için manyetik indüksiyon eşitliği, devinim eşitliği ve erke eşitliğiyle tanımlanan boyutsuz parametreleri sunacağız. Manyetik alanın zamana ve uzaya bağlı evrimini veren eşitliğe 'indüksiyon eşitliği' denir.

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) + \eta \nabla B^2 \qquad (1)$$

v manyetik alana donmuş olan plazmanın hızı; η manyetik sızma katsayısı; μ manyetik geçirgenliktir. İndüksiyon eşitliğinin sağ tarafındaki ilk terim 'konvektif terim'; ikincisi ise 'sızma terimi' olarak adlandırılır.

Manyetik Reynolds sayısı, $R_m = l_0 V_0 / \eta$ konvektif terimin yayılma terimine oranıdır. Bu oran, manyetik alan ile plazmanın ne denli birlikte devindiğinin ölçüsüdür. Güneş atmosferinde $R_m >> 1$ dir ve bu eşleşme güçlüdür; yani plazma, manyetik alan içerisinde 'donmuş' durumdadır. Bu da manyetik alanla plazmanın birbirlerine göre göreli hızlarının olmadığı anlamına gelir.

Diğer taraftan, değişik kuvvetler altındaki plazma yumağının devinimi, devinim eşitliğiyle tanımlanır:

$$\rho \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \rho(\boldsymbol{v}.\nabla)\boldsymbol{v} = -\nabla p + (\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \frac{\boldsymbol{B}}{\mu} + \rho\nu \left[\frac{4}{3} \nabla(\nabla.\boldsymbol{v}) - \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{v} \right] \qquad (2)$$

ρ, birim oylumdaki kütle yoğunluğu; p basınç; $\rho\nu$ viskozite katsayısıdır. Eylemsizlik teriminin viskoz terime oranını alırsak Reynolds sayısını elde ederiz: $R_e = l_0 V_0 / \nu$. Manyetik Prandtl sayısı $P_m = R_m / R_e = \nu / \eta$ biçiminde tanımlanır. Prandtl sayısı $P_r = \nu / \kappa$, viskozun ısısal sızmaya oranının bir ölçüsüdür.

Viskozite ve özdirencin göreli önemi manyetik Prandtl sayısı P_m ile tanımlanır. Güneş tacının manyetik olarak etkin bir bölgesi için parametre değerlerini $P_m = \nu / \eta$ da yerine yazarsak $P_m \sim 10^{10}$ elde ederiz. Bu yaklaşım, özdirenç yüzünden oluşan 'dağılma' nın viskozite yüzünden oluşan 'dağılma' ile karşılaştırıldığında boşlanabileceğini gösterir.

Şimdi, viskozite ile Hall etkisinin göreli önemine bakalım. Bu durum, etkin bölgede 10^{-3} düzeyinde olan boyutsuz parametre $\tau_e \omega_{ce} P_m^{-1}$ ile tanımlanır. τ_e ve ω_{ce} elektron çarpışma zamanı ve elektron cyclotron frekansıdır. Yukarıda verilen 10^{-3} değeri, viskozite etkisiyle karşılaştırıldığında Hall etkisini boşlayabileceğimizi göstermektedir.

Viskozite ve ısısal iletkenliğin göreli önemi $\beta^{-1} P_r$ ile tanımlanır. β; $\beta = n_e T_e / (B^2 / 2\mu_0)$ ile tanımlanan bir başka boyutsuz parametredir ve plazma basıncı ile manyetik basıncın göreli önemini ölçer. Dalga yayılması ve 'dağılması' ile ilgilendiğimiz etkin güneştacı bölgesind $\beta \sim 0.016$ dır. Bu durum, viskozite ve ısısal iletkenliğin aynı önemde olduğunu gösterir. Bununla birlikte ısısal iletkenliğin kapsamı, dağılma bağıntısını analitik olarak izlenemeyecek duruma getirir. Bu nedenle, dağılma bağıntısının en genel çözümünü gelecekteki çalışmada yapacağız.

3. Güneştacında MHD Dalgalarının Varlığına İlişkin Gözlemsel Kanıtlar

Önceki bölümde, dört erke saçıcı süreçten ikisinin güneştacının ısıtılmasında etkili olduğunu gösterdik. Ancak, MHD dalgaları güneştacında yayılabiliyor mu? Bu dalgaların Güneş atmosferinde var olduklarına ilişkin hiç gözlemsel kanıt var mı?

Güneştacı plazmasının optik ince salma çizgileri, MHD dalgalarının neden olduğu hız dalgalanmalarına ilişkin bilgi sağlar (Hollweg, 1973 ; Hassler ve ark., 1990). MHD dalgalarının neden olduğu çizgi genişlemesini yalıtmak için, bu tür genişlemenin baskın duruma geldiği kenar üzerindeki ($> 1.10\ R_\odot$) yüksek sıcaklıklarda oluşan güneştacı çizgilerinin (oluşum sıcaklığı $> 10^6\ K$) gözlenmesi gerekir. Geçiş bölgesine ilişkin salma çizgilerinin genişlediğini gösteren ilk kanıt, SKYLAB [14, 15, 16] ve OSO 8 gözlemlerine (Shine, 1976 ; Roussel – Dupree ve ark., 1977) dayanmaktadır. Ancak SKYLAB ve OSO 8 gözlemleri, geçiş bölgesinde ($< 5\times10^5\ K$ de oluşan C IV, N IV, OV ile birlikte) ve kenara çok yakın bölgelerde (kenar üzerinde < 20″) oluşan orta sıcaklıklı çizgilerle sınırlandırılmıştır. Bu sıcaklık ve yüksekliklerde yapılan gözlemler, MHD dalgalarının neden olduğu çizgi genişlemesini, diğer süreçlerin neden olduğu genişlemeden ayırdedemez.

1990 lar boyunca, Güneş atmosferindeki MHD dalgalarının varlığına ilişkin inandırıcı kanıtlar elde edilmiştir. Örneğin Hassler ve ark. (1990), Colorado Üniversitesi' nin fırlattığı roketle elde edilen verileri kullanmıştı. Bu veriler 20″ × 60″ uzay çözümlemeli EUV tayfıyla, güneş yarıçapı boyunca ve diskten 1.2 $R_\odot$ uzaklığa dek elde edilmişti. Tayf, geçiş bölgesini ve güneştacı salma çizgileri olan Mg X λλ609 & 625, Fe XII λ1242, OV λ 629, NV λλ1238 & 1242 çizgilerini içermekteydi. Bu altı çizgi kenar üzerinde çizgi genişlemesi göstermektedir. İyi bilindiği gibi, çizgi genişlemesine neden olan bazı etkiler vardır. Bunlar; opasite, sistematik akıntılar, ısısal Doppler genişliğinin uzaysal değişimi ve MHD dalgalarıdır. Hassler ve ark. (1990) ilk hesaplarında bu etkilerin katkılarını ölçmüşler ve çizgi genişlemesine neden olan en büyük etmenin MHD dalgaları olduğu sonucuna varmışlardır.

Benzer bir çalışma, Solar Maximum Mission (SMM) verileri kullanılarak Saba & Strong (1991) tarafından yapılmıştır. SMM üzerindeki Flat Cyrstal Spectrometer, flare olayı göstermeyen bir manyetik etkin bölge ilmiği yakınlarında altı tane güneştacı X-ışın çizgisinin tayfını almıştır. Bu çizgiler, H benzeri O VIII iyonunun $1s$ - $2p\ ^2P_{1/2,\ 3/2}$ geçişleriyle ve He benzeri iyonlar olan Ne IX, Mg XI, Si XIII, S XV ve Fe XXV nin $1s^2$ - $1s\ 2p$ geçişleriyle oluşur $\overline{T}_e$ nin belirlenmesi için dört iyonun (O VIII, Ne IX, Mg XI, Si XIII) ikişer ikişer çizgi akıları oranı, bunların salma fonksiyonlarıyla karşılaştırılmıştır. $\overline{T}_e$, ortalama elektron sıcaklığıdır ve $\overline{T}_e = 3{,}0 \pm 0{,}1 \times 10^6\ K$ olarak bulunmuştur. Eğer ölçülen çizgi genişlikleri, ısısal Doppler devinimlerinden kaynaklanıyor olsaydı $\overline{T}_e \geq 6 \times 10^6\ K$ sıcaklıkta ve büyük niceliklerde plazma gerekecekti. Böylesi yüksek sıcaklıklı plazmanın salacağı erke akısı yüksek erkeli FCS ve BCS (Brent Cyrstal Spectrometer) kanallarından algılanabilecekti. Ölçülen çizgi genişliklerine karşılık gelen sıcaklık $6 \times 10^6\ K$ denli yüksek olsaydı tayfçekerler, Si XIII kanalında ölçülen akı değerinden 100 kat fazla akı ölçeceklerdi. Bu akının yokluğu, 'artık' genişlemenin MHD dalgaları veya bakış doğrultusu boyunca gözlenen, ısısal olmayan devinimlerden kaynaklandığını göstermektedir.

Kesitinin Gauss dağılımı gösterdiği varsayılan optik ince bir çizginin yarı maksimumunun genişliği aşağıdaki bağıntıyla verilmektedir:

$$FWHM^2 = 4 \ln 2 \left(\frac{\lambda}{c}\right)^2 \left(\frac{2kT_i}{M} + \frac{1}{2}\left\langle \delta v^2 \right\rangle^2\right) \qquad (3)$$

λ, dalgaboyu; c ışık hızı; k_B, boltzman sabiti; T_i iyon sıcaklığı; M, iyonun kütlesi ve $<\delta v^2>$ de çizginin ısısal olmayan genişlemesine neden olan tedirginliğin *rms* hızıdır. Saba & Strong (1991) çizgi genişlemesinin manyetik alana dik yöndeki devinimlerden kaynaklandığı varsayılırsa, bu devinimlere neden olan Alfvén dalgalarının erke akısının, $F_{ALF} = \rho < \delta v^2 > V_A \approx 3{,}1 \times 10^5\ ergcm^{-2}\ s^{-1} \approx F_{th}$, optik ince ışınımla ve geçiş bölgesine ısısal iletkenlikle yitirilen ısısal erkeyi, sağlayabileceğini öne sürmüştür.

Daha sonra, Doyle ve ark.(1999) SUMER, LASCO & UVCS verilerini ve Banarjee ve ark. (1998) SOHO' nun SUMER verilerini kullanarak uçlak bölgesi güneştacı deliklerinde Si VIII in çizgi genişliğini incelediler. Si VIII in çizgi genişliğinin güneş kenarı üzerinde sürekli arttığı bulundu. Elektron yoğunluğunun eşzamanlı ölçümleri $< \delta v^2 >^{1/2} \propto \rho^{-1/4}$ olduğunu göstermiştir. Bu gözlemsel gerçek, sönümlenmemiş Alfvén dalgalarının *rms* hızlarının yoğunluğun dördüncü kuvvetiyle ters orantılı olduğu yönündeki kuramsal öngörüyü desteklemektedir. Ölçülen elektron yoğunluğu ve *rms* hızları kullanılarak Alfvén dalgasının akı yoğunluğu ölçülebilir (Banarjee ve ark., 1998). Kuzey uçlak güneştacı deliği (North Polar Coronal Hole) için kenardan 120″ yukarıda alınan verilerden, $N_e = 4{,}8 \times 10^7\ cm^{-3}$, $<\delta v^2> = 2 \times (43.9\ kms^{-1})^2$ kullanılarak, $B = 5\ gauss$ için $F_{ALF} = 4.9 \times 10^5\ ergcm^{-2}\ s^{-1}$ bulunmuştur. Bulunan bu akı değeri, yüksek hızlı güneş rüzgarı üreten güneştacı deliği için gerekenden biraz daha düşüktür.

Kısaca; Doyle ve ark. (1999), güneştacı deliğinin tabanındaki genliği *30 - 50* kms^{-1} olan Alfvén dalgalarının, açık manyetik alanlarda güneş rüzgarının ivmelendirilmesine büyük ölçüde katkıda bulunan ısısal olmayan dalga tipi oluşturabileceğini öne sürmektedir.

4. Durgun Etkin Bölgedeki MHD Dalgaları

Önceki bölümde, Güneştacında MHD dalgalarının varlığına ilişkin gözlemsel kanıtları gördük. Bu bölümde, sıkıştırılabilir, viskoz güneştacı plazmasında manyetosonik dalga yayılması ve erke saçılmasıyla ilgileneceğiz.

Önceki yıllarda Ruderman (1991) manyetik bir arakesitte bulunan yüzey dalgalarının viskoz sönümlenmesini incelemişti. Bunu yaparken ısısal iletkenliği göz önüne almadı ve dağılma bağıntısını çözmek için küçük sönümlenme yaklaşımını kabul etti. Ancak, MHD dalgalarının kendi içinde tutarlı çözümünü yaparken, dalgaların sönümlenmesiyle ilgili varsayımlar yapmak doğru değildir. Sönümlenmenin varlığı veya yokluğu çözümden gelmelidir. Van der Linden & Goosens (1991), MHD eşitliklerine ısısal iletkenliği de kattılar ; ancak ısısal kararsızlıkları araştıran modellerinde viskoziteyi göz önüne almadılar. Cargill & Hood (1989), araştırmalarında ısısal iletkenliği kullanmışlar ve onlar da viskoziteyi dikkate almamışlardı. Porter ve ark. (1994 a, b), viskozite ve ısısal iletkenliği göz önüne almışlar ancak ilk çalışmalarında (1994 a) eşdağılım gösteren bir plazma ve tekdüze bir manyetik alanın varlığını kullanmışlardır. İkinci çalışmalarında (1994 b) plazmanın eşdağılımsız olduğunu varsaymışlar ancak manyetik alanın tekdüzeliğini korumuşlardır.

Geçmişteki araştırmalar ile bizim araştırmamız arasındaki en büyük fark, bizim araştırmamızda plazmanın eşdağılımsız ve manyetik alanın da uzay değişimi gösteriyor olmasıdır. Bizim incelememizde plazma yoğunluğu ρ ve plazma pasıncı P nin, aşağıda gösterildiği gibi, koronal tabandan yüksekliğin (z) fonksiyonu olduğu kabul edilmiştir.

$$\rho_0(z) = \rho_0 \exp(-z/\Lambda) \qquad ; \qquad P_0(z) = P_0 \exp(-z/\Lambda) \qquad (4)$$

Burada $\rho_0 = \overline{\mu}\, m_p n = 0{,}6 \times 1.6 \times 10^{-27} \times 3 \times 10^{15} = 2.8 \times 10^{-12}\ kgm^{-3}$ koronal tabandaki kütle yoğunluğu; $\overline{\mu}$, ortalama molekül ağırlığı, m_p, proton kütlesi; n, sayı yoğunluğu; Λ_p, basınç ölçek yüksekliğidir ve şu şekilde tanımlanır:

$$\Lambda = 50\, T\, (r/r_\odot)^2\, m = 50 \times 2 \times 10^6 ((6.96 \times 10^8 + z)/(6.96 \times 10^8)^2\, m \qquad (5)$$

T, sıcaklık; $r_\odot$, güneş yarıçapı ve r, Güneş' in özeğinden olan uzaklıktır.

Özellikleri yukarıda tanımlanan plazma, çiftyuçay (dipol) benzeri manyetik alan içinde tuzaklanmıştır. Manyetik alan aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$B(z) = B_0 \exp(-z/\Lambda_B) \qquad (6)$$

Λ_B, manyetik alan ölçek uzunluğudur ve değeri 2×10^{8} m olarak alınabilir (Priest, 1984); B_0 , güneştacı tabanındaki manyetik alan değeridir ve $0{,}005$ T ile verilir (Ruderman ve ark., 1996), v_A Alfvén hızıdır. Bu hız, ölçek uzunluklar ve z cinsinden aşağıdaki biçimde yazılabilir:

$$V_A(z) = V_{A0} \exp\left(-\frac{2-\delta}{2\Lambda_B} z \right)$$

$V_{A0} = 2.5 \times 10^{6}\ ms^{-1}$ koronal tabandaki hızdır ve δ ölçek uzunluklar oranıdır:

$$\delta = \Lambda_B / \Lambda_P \quad [24].$$

Şimdi, viskozitenin önemli olduğu varsayılan güneştacı plazmasında dalga yayılmasını ve manyetosonik dalgaların dağılma özelliklerini inceleyelim. Bu inceleme, doğrusallaştırılmış MHD bağlamında yapılacaktır.

5. Temel MHD Eşitlikleri

Bir plazmada dalga yayılması ve saçılmasının incelenmesi için gerekli temel eşitlikler; kütlenin sürekliliği, momentum ve erke ve indüksiyon eşitliğidir.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{v}.\nabla\rho + \rho\nabla.\boldsymbol{v} = 0 \qquad (8)$$

$$\rho\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \rho(\boldsymbol{v}.\nabla)\boldsymbol{v} = -\nabla p + (\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}/\mu + \rho\nu\left[\frac{4}{3}\nabla(\nabla.\boldsymbol{v}) - \nabla\times\nabla\times\boldsymbol{v}\right] \qquad (9)$$

$$\frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma p}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} = 0 \qquad (10)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) \qquad (11)$$

$$\nabla.\boldsymbol{B} = 0 \qquad (12)$$

adyabatik indis, $\gamma = 5/3$ dür.

Düzlem dalga çözümleri yaptığımızdan, tüm hidrodinamik ve elektromanyetik değişkenlerin $exp\ [\ i(\boldsymbol{k}\ .\ \boldsymbol{r}\ -\ \omega\ t)]$ yani $V_1\ (r,t) = V_1\ exp\ [\ i(\ \boldsymbol{k}\ .\ \boldsymbol{r}\ -\ \omega\ t\ )]$ biçiminde değiştiğini varsayıyoruz. Burada V_1, gözlemlerden elde edilen *rms* hızıdır ve yukarıda $< \delta v^{2} >$ şeklinde verilmiştir. $\boldsymbol{k}$, dalga vektörü; ω, dalganın frekansı; t, zaman ve $\boldsymbol{r}$ de kaynaktan olan uzaklıktır.

Doğrusal yaklaşımda tedirginlik niceliklerinin denge değerlerinden oldukça küçük olduğu varsayılır: $P_1 << Po$; $B_1 << B_0$; $\rho_1 << \rho_0$; $v_1 = < \delta v^{2} >$. Şimdi, *(8) - (12)*

eşitliklerine $P = P_o + P_1$; $B = B_0 + B_1$; $\rho = \rho_0 + \rho_1$ ve v_1 nicelikleri yazılırsa şu sonuçlar elde edilir:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \boldsymbol{v}_1.\nabla\rho_0 + \rho_0\nabla.\boldsymbol{v}_1 = 0 \qquad (13)$$

$$\rho_0\frac{\partial \boldsymbol{v}_1}{\partial t} + \rho_0(\boldsymbol{v}_1.\nabla)\boldsymbol{v}_1 = -\nabla p_1 + (\nabla\times\boldsymbol{B}_1)\times\boldsymbol{B}_0/\mu + \rho\nu\left[\frac{4}{3}\nabla(\nabla.\boldsymbol{v}_1) - \nabla\times\nabla\times\boldsymbol{v}_1\right] \qquad (14)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_1.\nabla)p_0 - c_s^2\left[\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_1.\nabla)\rho_0\right] = 0 \qquad (15)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}_1}{\partial t} = \nabla\times(\boldsymbol{v}_1\times\boldsymbol{B}_0) \qquad (16)$$

$$\nabla.\boldsymbol{B}_1 = 0 \qquad (17)$$

(13) - *(17)* eşitlikleri, *(14)* eşitliğinin zamana göre diferansiyeli alınarak ve *(13)*, *(15)*, *(16)* eşitliklerinde $\partial\rho_1/\partial t$, $\partial P_1/\partial t$ ve $\partial B_1/\partial t$ yerine yazılarak tek bir eşitliğe indirgenebilir. Zaman ve uzay işlemcileri aşağıdaki gibi dönüştürülebilir:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega;\quad \nabla \rightarrow ik \qquad (18)$$

(13) - *(17)* eşitlikler dizgesinin anlamlı bir sonuç vermesini sağlayan koşul, ω ve k arasında bir bağıntı veren ve adına ***dağılma bağıntısı*** denen koşuldur. Bu koşul, dördüncü dereceden k içeren dağılma bağıntısı elde etmemizi sağlar:

$$\left[c_s^2\,\alpha i\omega - \frac{4}{3}\alpha^2\omega^2 - \frac{4}{3}\alpha i\omega V_A^2\right]k^4 + \left[-\frac{7}{3}\alpha i\omega^3 + V_A^2\omega^2 - c_s^2\omega^2\right]k^2 + \omega^4 = 0 \qquad (19)$$

$i = \sqrt{-1}$; $\alpha = \nu\rho/\rho_0$ dir.

(19) eşitliği k^2 de iki tane eşitliğin varlığına işaret eder. Her bir eşitlik bir dalga biçeminin dağılma bağıntısıdır. Bu biçemler evre hızlarına göre 'hızlı' ve 'yavaş' olarak adlandırılır. $k^2 = K$ yazarak *(19)* eşitliğini ikinci dereceden bir eşitliğe indirgeyebiliriz.

$$\left[c_s^2\,\alpha i\omega - \frac{4}{3}\alpha^2\omega^2 - \frac{4}{3}\alpha i\omega V_A^2\right]K^2 + \left[-\frac{7}{3}\alpha i\omega^3 + V_A^2\omega^2 - c_s^2\omega^2\right]K + \omega^4 = 0 \qquad (20)$$

(20) eşitliğinin *De Moivre* formülüyle çözümü her ikisi de karmaşık olan iki K değeri verir. Karmaşık kısımlar daima pozitiftir. Pozitif sanal kısım, her iki dalga biçeminin de güneştacında yayılırken sönümlendiğine işaret eder. k nın sanal kısmının tersi, yani $1/k_i$, sönümlenme ölçek uzunluğudur.

$$k_{\mu}^{2} = \frac{-c_s^2\,\omega^2 + V_A^2\omega^2 - \frac{7}{3}\alpha i\omega^3\,\mu\sqrt{r}\left[\left(\frac{1}{2}+\frac{x}{2r}\right)^{1/2} + i\left(\frac{1}{2}-\frac{x}{2r}\right)^{1/2}\right]}{\left(\frac{8}{3}\alpha^2\omega^2 + 2c_s^2\,V_A^2\right) + i\left(\frac{8}{3}\alpha V_A^2\omega - 2c_s^2\alpha\omega\right)} \qquad (21)$$

Burada, $x = -\frac{1}{9}\,\alpha^2\,\omega^6 + (c_s^2\,\omega^2 \pm v_A^2\,\omega^2)^2$; $y = i\,(\frac{2}{3}\,\alpha\,\omega^5 c_s^2 + \frac{2}{3}\,\alpha\,v_A^2\omega^5)$; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ve artı işareti 'hızlı' biçemi; eksi işareti 'yavaş' biçemi temsil etmektedir.

(21) eşitliğinden dalga vektörünün komplex olduğu görülür: $k = k_r + i\,k_i$. Sönümlenme ölçek uzunluğu, tanım olarak, k_i nin tersidir: $1 / k_i$.

Hesaplarımızda üç özgür parametre kullandık: sıcaklık *(T)* , manyetik alan ölçek uzunluğu (Λ_B) ve dönem *(P)* . Isısal olmayan çizgi genişlemeleri nedeniyle güneştacında *Zeeman* yarılması yöntemiyle manyetik alan ölçümü yapmak oldukça zor olduğundan Λ_B ye ilişkin varsayım yapmak zorundayız (Priest, 1984). Λ_B için üç farklı değer önerilir: 10^7, 10^8, 10^9 *m*. Diğer taraftan, sıcaklık ölçümleri Λ_B ölçümlerinden daha güvenilirdir. Bununla birlikte sıcaklık için iki değer belirtilmiştir: $T = 1.3 \times 10^6$ *K* (Shine, 1976) ve $T = 3 \times 10^6$ *K* (Saba & Strong, 1991). Güneştacı çizgilerinin sergilediği dönemsel yeğinlik dalgalanmaları *141 s*, *235 s*, *312 s* (Oliver ve ark., 1993) dönemli MHD dalgalarının varlığını göstermektedir. Bu nedenle, yukarıdaki gözlemsel ölçümlere dayanarak *100 s*, *200 s*, *300 s* ve *400 s* dönemli dalgaların varlığını varsaydık.

6. Sonuçlar ve Tartışma

(19) eşitliğinin, biri 'hızlı' biçemin diğeri 'yavaş' biçemin dağılma bağıntısını veren iki çözüm ortaya koyduğunu göstermiştik.

6.1. Yavaş Biçem

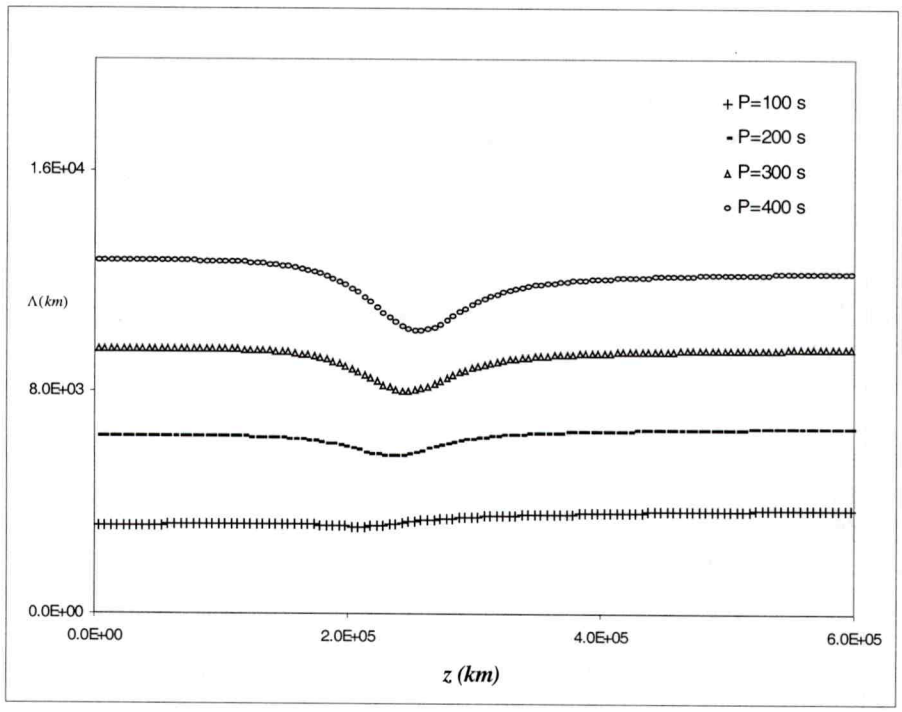
Şekil 1a, 'yavaş' biçemin sönümlenme ölçek uzunluğuna karşı güneştacı tabandan olan yükseklik çizgesini göstermektedir. Sönümlenme ölçek uzunluğu, dalganın başlangıç genliğinin $1 / e$ katına düştüğü yüksekliktir. 'Yavaş' biçem dalganın, sıcaklığı $T = 3 \times 10^6$ *K* ve manyetik ölçek yüksekliği $\Lambda_B = 10^8$ *m* olan bir plazma içerisinde yayıldığı varsayılmaktadır. Bu parametrelere sahip güneştacı plazmasının en gerçekçi durum olduğuna inanılmaktadır. Şekilde, en kısa dönemli dalga alttaki dalgadır. Dönemdeki artış, sönümlenme ölçek uzunluğunda da artışa yol açar. Dönem arttıkça, çizgedeki minimum daha baskın duruma gelir. Bunun yanısıra dönem artışı, minimumların sağa kaymasına neden olur. Sönümlenme ölçek uzunluğunun azalması dalganın mekanik erkesinin güneştacında yaklaşık *250000 km* içerisinde daha hızlı tüketildiği anlamına gelir. Bu sürecin fiziği aşağıdaki biçimde açıklanabilir. Açık alan çizgileri boyunca yayılan manyetosonik dalgaların sürekli tayfı ya konveksiyon

bölgesinden gelen plazmanın bulgurlanma devinimiyle veya manyetik yeniden birleşmeyle veya ilmiklerin ayakuçlarının yer değiştirmesiyle oluşturulabilir. Üretilen kısa dalgaboylu dalgalar zayıf manyetik alan çizgileri boyunca, uzun dalgaboylu dalgalar da güçlü manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca yayılır (Priest, 1994). Bu da komşu alan çizgilerindeki dalga evrelerinin uzayda karışmasına neden olur. Priest (1994) tedirginliklerin, ayak uçlarındaki alan çizgilerinin titreşim evrelerini karıştırması durumunda, yukarı doğru yayıldıkça evre farklarının daha da artacağını belirtmiştir. Alan çizgilerine dik yönde keskin gradyentler oluşur. Viskoziteyle birleşen bu keskin gradyent, dalgaların erkelerini boşaltmalarına neden olur. *Şekil 1 b* deki dönem aralığı *Şekil 1 a* daki ile aynıdır. Ancak minimumlar daha düşük z değerlerine doğru kaymıştır ve *Şekil 1 a* dakinden daha derindir. Güneştacı tabanın üzerinde sönümlenme ölçek uzunluğu, minimum değerine kısa bir düşme gösterir ve sonra aşağı yukarı başlangıç değerine çıkar. Fiziksel olarak bu olayın anlamı şudur: erkesinin büyük bir bölümünü yitirdikten sonra manyetosonik dalgalar daha kararlı bir duruma gelir ve başlangıç genliğinin *1 / e* katına düşmesi daha büyük uzunluklarda olur. Bu fiziksel gerçeği anlayabilmek için *Şekil 1 d* yi çizdik. Bu şekilde biri diğerinden farklı üç bölüm yer almaktadır. Soldaki bölümde sabit sönümlenme ölçek uzunluğunda *1 / e* katına düşme gösterilmiştir. Orta bölümde dalga genliği sönümlenmeye uğramamıştır ve son olarak, sağ bölümde farklı bir ölçek uzunluğunda 1 / e katına düşüş gösterilmiştir. Bu şekil bir bütün olarak ele alındığında sönümlenme ölçek uzunluğunun yüksekliğe bağlı davranışını betimlediği görülür. Özet olarak, basınç ve manyetik ölçek uzunluklarının yüksekliğin işlevi olduğu güneştacı ortamında, sönümlenme ölçek uzunluğu değişim gösterir.

Şekil 1 c de $T = 1.3 \times 10^6\ K$ ve $\Lambda_B = 10^9\ m$ parametreli ortamda sönümlenme ölçek uzunluğu değişim göstermemektedir. Bu olay, bir manyetosonik dalganın *1 / e* katına düşmeden uzun bir yol katedebileceği anlamına gelir. Sonuçlar *Çizelge 1, 2* ve *Şekil 1, 2* de verilmektedir.

Çizelge 1a. *$T=3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^8$ için sönümleme ölçek uzunluğu.*

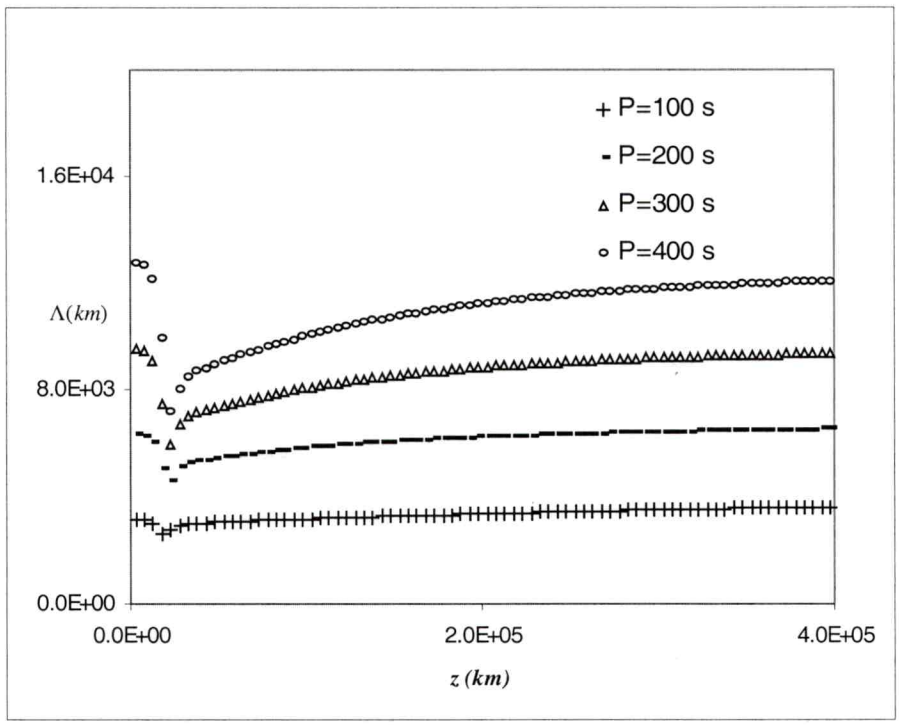
p (s)	100	200	300	400
z (m)				
3.0E+06	3186	6344	9509	12675
5.0E+07	3207	6352	9510	12672
1.0E+08	3238	6354	9496	12646
1.5E+08	3246	6296	9388	12491
2.0E+08	3157	5968	8850	11752
2.5E+08	3328	5771	7997	10146
3.0E+08	3512	6295	8847	11105
3.5E+08	3594	6467	9236	11800
4.0E+08	3649	6532	9355	12008
4.5E+08	3691	6571	9415	12104
5.0E+08	3723	6598	9453	12164
5.5E+08	3746	6617	9479	12203
6.0E+08	3761	6629	9495	12227
6.5E+08	3768	6636	9503	12240
7.0E+08	3771	6637	9505	12243



Şekil 1a. *Yavaş biçem dalgaların sönümleme ölçek yüksekliği. $T=3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^8$*

Çizelge 1b. *$T=3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^7$ için sönümleme ölçek uzunluğu.*

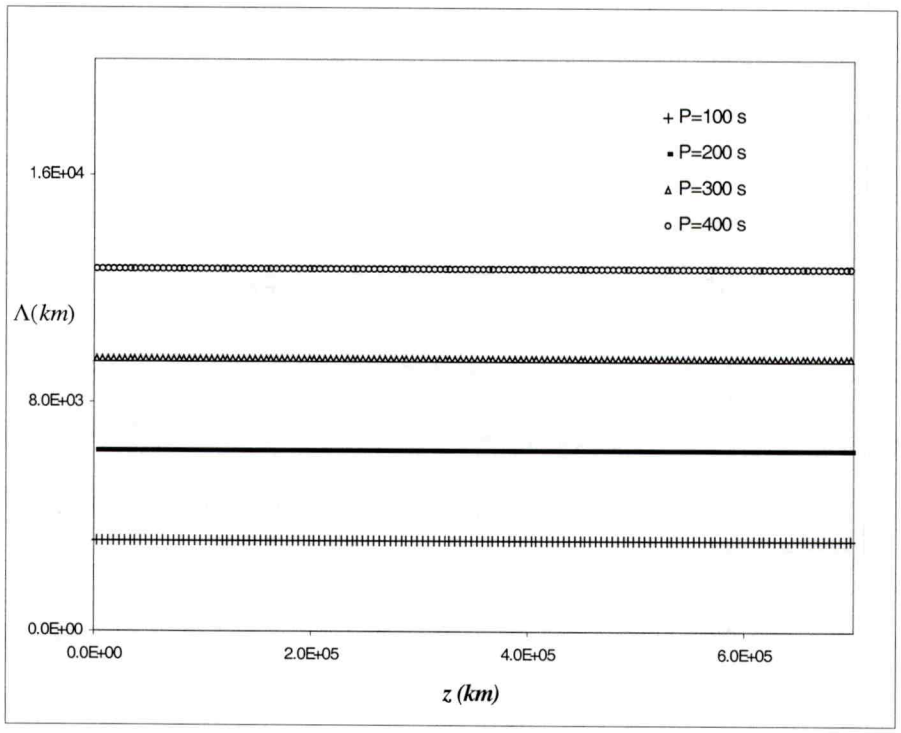
p (s)	100	200	300	400
z (m)				
3.0E+06	3183	6340	9502	12666
5.0E+07	3076	5458	7361	8956
1.0E+08	3201	5840	8063	9965
1.5E+08	3296	6076	8528	10676
2.0E+08	3382	6231	8835	11166
2.5E+08	3461	6341	9043	11504
3.0E+08	3534	6423	9187	11739
3.5E+08	3597	6486	9289	11905
4.0E+08	3649	6534	9363	12023
4.5E+08	3691	6571	9416	12106
5.0E+08	3723	6598	9453	12164
5.5E+08	3746	6617	9479	12203
6.0E+08	3761	6629	9495	12227
6.5E+08	3768	6636	9503	12240
7.0E+08	3771	6637	9505	12243



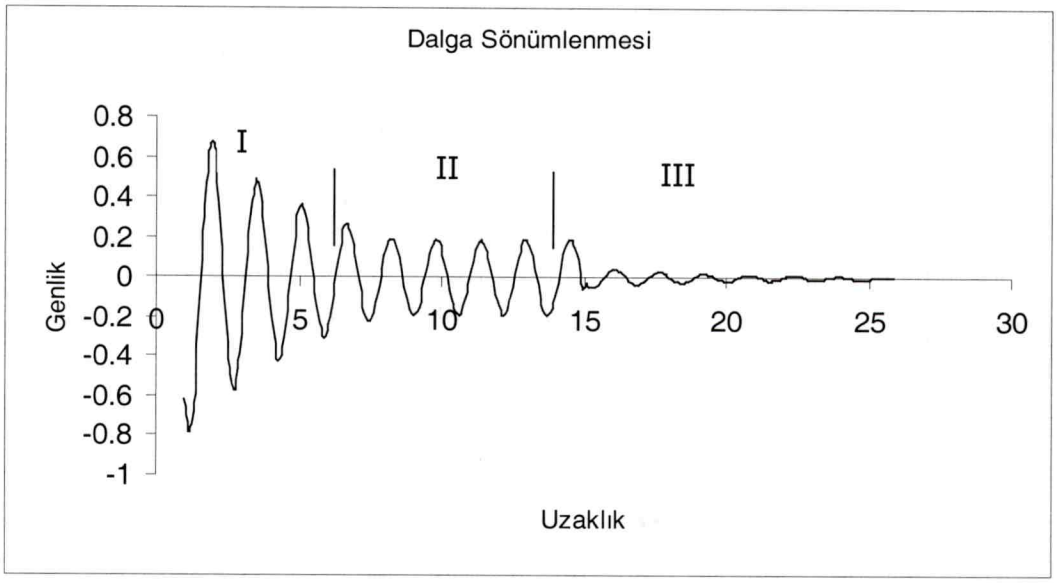
Şekil 1b. *Yavaş biçem dalgaların sönümleme ölçek yüksekliği. $T=3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^7$*

Çizelge 1c. *$T=1.3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^9$ için sönümleme ölçek uzunluğu.*

p (s)	100	200	300	400
z (m)				
3.0E+06	3168	6335	9503	12671
5.0E+07	3169	6337	9505	12673
1.0E+08	3169	6337	9506	12674
1.5E+08	3170	6338	9506	12675
2.0E+08	3171	6339	9507	12675
2.5E+08	3173	6339	9507	12676
3.0E+08	3174	6340	9508	12676
3.5E+08	3175	6340	9508	12676
4.0E+08	3176	6341	9508	12676
4.5E+08	3176	6341	9508	12676
5.0E+08	3177	6341	9508	12676
5.5E+08	3177	6341	9509	12676
6.0E+08	3178	6341	9508	12676
6.5E+08	3178	6341	9508	12676
7.0E+08	3178	6341	9508	12676



Şekil 1c. *Yavaş biçem dalgaların sünümleme ölçek yüksekliği.* $T=1.3x10^6$ *ve* $\Lambda_B=10^9$



Şekil 1d. *Dalga genliğinin uzaklıkla değişimi.*

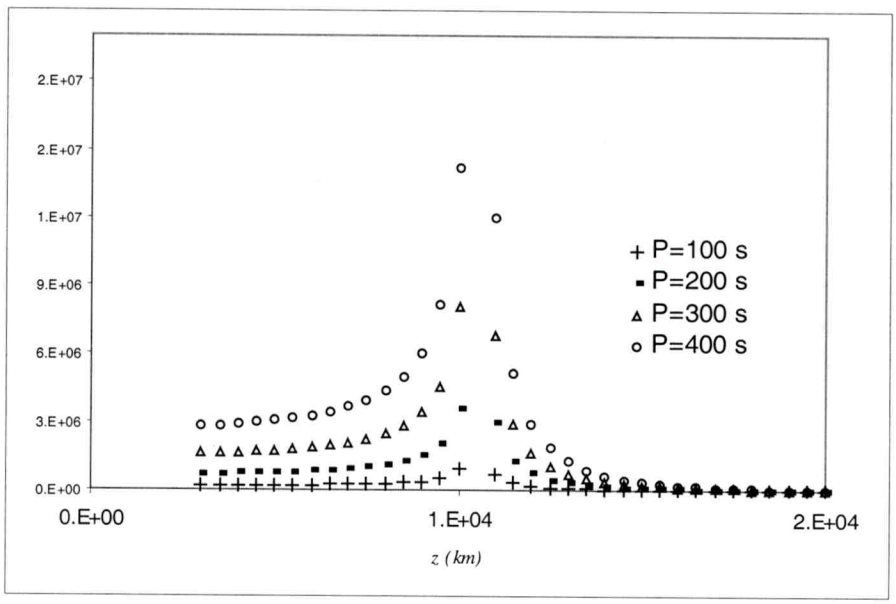
6.2. Hızlı Biçem

Şekil 2 a, 'hızlı' biçemin sönümlenme ölçek uzunluğuna karşı güneştacı tabanından olan uzaklığın çizgesini göstermektedir. 'Hızlı' biçemin, sıcaklığı $T = 3 \times 10^{6}\ K$ ve manyetik ölçek yüksekliği $\Lambda_B = 10^{7}\ m$ olan bir plazma içerisinde yayıldığı varsayılmıştır. Sönümlenme ölçek uzunluğunun davranışı oldukça ilginçtir. Belli bir değerle başlar ve dalga, güneştacı tabanından *10000 km* yüksekliğe ulaşıncaya dek yavaş yavaş artar. Daha sonra sönümlenme ölçek uzunluğu aniden artışa geçer ve $2.65 \times 10^{5}\ km$ değerine ulaşır. Bu davranışın yorumunu şu şekilde yapabiliriz: Güneştacı tabanından *10000 km* yükselikte fiziksel parametreler güneştacı boyunca aynı kalsaydı, bu dalgalar sönümlenmeyecek ve gezegenlerarası ortama yayılacaktı. Ancak dalgalar bu göreli olarak ince bölgeden geçtikten sonra çabuk bir biçimde erkelerini boşaltırlar. Aynı davranış *Şekil 2 b* de gösterilmektedir. Fakat bu kez 'hızlı' biçem dalganın, sıcaklığı $T = 3 \times 10^{6}\ K$ ve manyetik ölçek yüksekliği $\Lambda_B = 10^{8}\ m$ olan bir plazma içerisinde yayıldığı düşünülmektedir. Parametrelerdeki bu değişiklik 'kararlılık bölgesi'nin güneştacı tabanından $1.5 \times 10^{5}\ km$ yüksekliğe kaymasına neden olur. Fiziksel anlamda, 'kararlılık bölgesi' nde evre karışımı diğer bölgelerdekinden daha az etkilidir. 'kararlılık bölgesi' nin üzerinde manyetosonik dalgaların evre hızı, iyon cyclotron frekansının büyüklüğü ile aynı düzeylerdedir. Bu durumda bir zoruna titreşim koşulu ortaya çıkar ve dalgaların mekanik erkesi tek taraflı olarak ortamdaki iyonlara aktarılır. Gerçekten de manyetosonik dalgalar, iyon cyclotron zoruna titreşim sınır yüzeyine komşu olan plazma havuzunun parametre uzayı bölümünde ortaya çıkan MHD dalgalarıdır (Nishikawa & Wakatani, 1994 ; Shohet, 1971 ; Boyd & Sanderson, 1969). 'Kararlılık bölgesi' olarak isimlendirdiğimiz bölge, *Şekil 2 a* da yaklaşık $1.0 \times 10^{4}\ km$ ve *Şekil 2 b* de yaklaşık $1.5 \times 10^{5}\ km$ de ortaya çıkmaktadır. Bu yükseklikler manyetosonik dalgaların evre hızı ile iyon cyclotron frekansının eşitlendiğini sandığımız yükseklikleridir. Bu zoruna titreşim bölgesinde manyetosonik dalgaların mekanik erkesi boşalır ve sonuç olarak sönümlenme ölçek uzunluğu kısalır.

Sönümlenme ölçek uzunluğundaki düşmenin fiziksel nedeni üzerine yukarıdaki paragrafta ortaya koyduğumuz düşünce, Maxwell - Boltzmann eşitliği bağlamında çözülerek denetlenebilir. Bu yaklaşımda, iyon cyclotron frekansı ile manyetosonik dalgaların evre hızı arasındaki ilişki, kendi içinde tutarlı olarak dağılma bağıntısında görülür. Bundan sonraki çalışmada bu konuyu ele alacağız

Çizelge 2a. *$T=3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^7$ için sönümleme ölçek uzunluğu.*

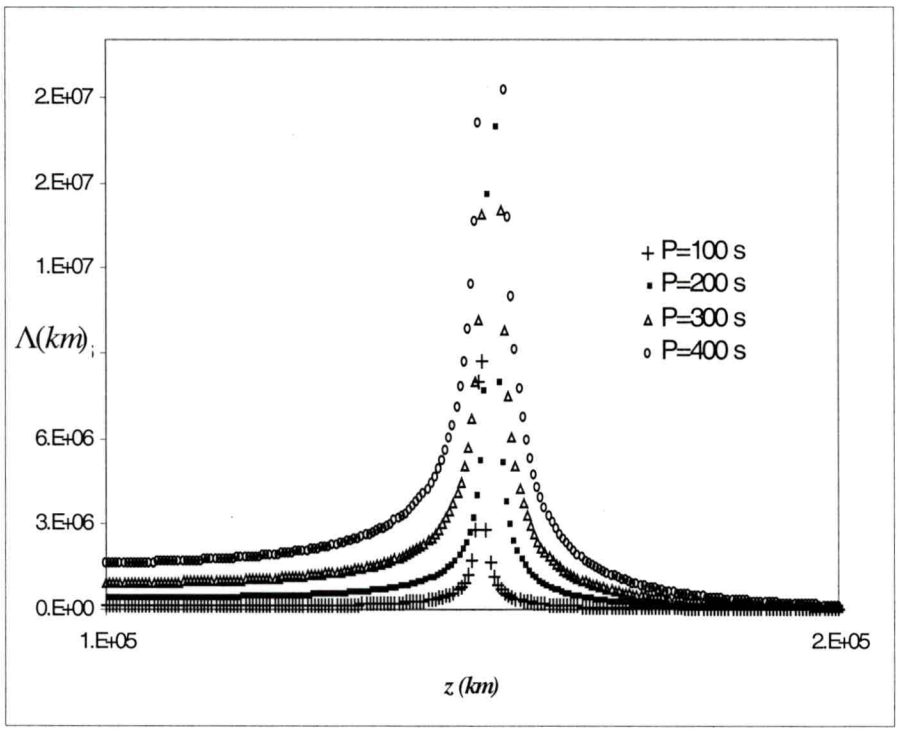
p (s)	100	200	300	400
z (m)				
3.0E+06	1.8E+05	7.1E+05	1.6E+06	2.8E+06
5.0E+07	1709	2403	2938	3390
1.0E+08	2036	2855	3487	4022
1.5E+08	2330	3258	3976	4583
2.0E+08	2584	3605	4395	5065
2.5E+08	2799	3897	4747	5468
3.0E+08	2976	4136	5036	5798
3.5E+08	3117	4328	5266	6062
4.0E+08	3228	4478	5446	6267
4.5E+08	3312	4592	5583	6424
5.0E+08	3373	4676	5683	6538
5.5E+08	3416	4734	5753	6617
6.0E+08	3443	4771	5797	6668
6.5E+08	3457	4790	5820	6694
7.0E+08	3461	4796	5826	6701



Şekil 2a. *Yavaş biçem dalgaların sönümleme ölçek yüksekliği. $T=3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^7$*

Çizelge 2b. *$T=3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^8$ için sönümleme ölçek uzunluğu.*

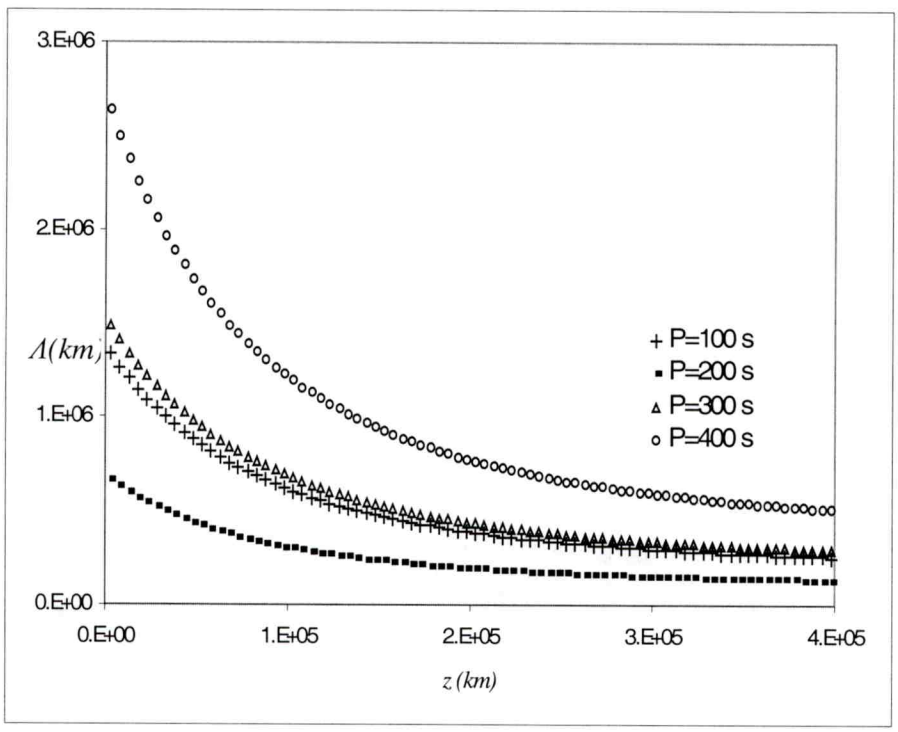
p (s)	100	200	300	400
z (m)				
3.0E+06	1.7E+05	6.6E+05	1.5E+06	2.6E+06
5.0E+07	1.2E+05	4.6E+05	1.0E+06	1.8E+06
1.0E+08	1.1E+05	4.2E+05	9.3E+05	1.6E+06
1.5E+08	1.7E+06	3.3E+06	6.7E+06	1.1E+07
2.0E+08	1.1E+04	4.0E+04	8.8E+04	1.6E+05
2.5E+08	3370	5931	9292	13665
3.0E+08	3046	4339	5423	6420
3.5E+08	3128	4357	5319	6142
4.0E+08	3229	4483	5454	6279
4.5E+08	3312	4593	5584	6425
5.0E+08	3373	4676	5683	6538
5.5E+08	3416	4734	5753	6617
6.0E+08	3443	4771	5797	6668
6.5E+08	3457	4790	5820	6694
z7.0E+08	3461	4796	5826	6701



Şekil 2.b *Yavaş biçem dalgaların sönümleme ölçek yüksekliği. $T=3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^8$*

Çizelge2c. *$T=1.3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^9$ için sönümleme ölçek uzunluğu.*

p (s)	100	200	300	400
z (m)				
3.0E+06	1.3E+06	5.3E+06	1.2E+07	2.1E+07
5.0E+07	8.6E+05	3.5E+06	7.8E+06	1.4E+07
1.0E+08	6.1E+05	2.4E+06	5.5E+06	9.8E+06
1.5E+08	4.7E+05	1.9E+06	4.2E+06	7.5E+06
2.0E+08	3.9E+05	1.5E+06	3.5E+06	6.2E+06
2.5E+08	3.3E+05	1.3E+06	3.0E+06	5.3E+06
3.0E+08	3.0E+05	1.2E+06	2.7E+06	4.7E+06
3.5E+08	2.7E+05	1.1E+06	2.4E+06	4.3E+06
4.0E+08	2.5E+05	1.0E+06	2.3E+06	4.1E+06
4.5E+08	2.4E+05	9.7E+05	2.2E+06	3.9E+06
5.0E+08	2.3E+05	9.4E+05	2.1E+06	3.7E+06
5.5E+08	2.3E+05	9.2E+05	2.1E+06	3.7E+06
6.0E+08	2.3E+05	9.0E+05	2.0E+06	3.6E+06
6.5E+08	2.3E+05	9.0E+05	2.0E+06	3.6E+06
7.0E+08	2.3E+05	9.0E+05	2.0E+06	3.6E+06



Şekil 2.c *Yavaş biçem dalgaların sönümleme ölçek yüksekliği. $T=1.3x10^6$ ve $\Lambda_B=10^9$*

KAYNAKLAR

Banarjee, D. ve ark., 1998, A&A, 339, 208.
Boyd, T.J.M. & Sanderson, J.J., 1969, Plasma Dynamics, Thomas Nelson and Sons LTD, London.
Cargill, P.J. & Hood, A.W., Solar Physics, 124, 101.
Doyle, J.G., Teriaca, L., Banarjee, D., 1999, A&A, 349, 956.
Hassler, D.M., ve ark., 1990, The Ap. J., 348, L77.
Hollweg, J.V., 1973, The Ap.J., 181, 547.
Longair, M.S., 1992, High Energy Astrophysics, Vol. 1, 358, CUP, Cambridge.
McKenzie, J.F., Banaszkiewicz, M., Axford, W.I., 1995, A&A, 303, L45.
Nishikawa, K. & Wakatani, M., 1994, Plasma Physics, Springer – Verlag, Berlin.
Oliver, R., Murawski, K. & Ballester, J.L., 1993, A&A , 273, 647.
Porter, L.J., Klimchuk, J.A. & Sturrock, P.A., 1994a, The Ap. J., 435, 482.
Porter, L.J., Klimchuk, J.A. & Sturrock, P.A., 1994b, The Ap. J., 435, 502.
Priest, E.R., 1984, Solar Magnetohydrodynamics, D. Reidel Pub. Co., Dordrecht.
Priest, E.R., 1994, in Plasma Astrophysics, Benz, A.O. & Courvoisier, T.J. (eds.), Springer – Verlag, Berlin.
Roussel – Dupre, R., Francis, M.H. & Billings, D.E., 1977, in Proc. OSO – 8 Workshop,
Univ. Colorado, Boulder.
Ruderman, M.S., 1991, Solar Physics, 131, 11.
Ruderman, M.S. ve ark., 1996, J. Plasma Physics, 56, part 2, 285.
Saba, J.L.R., & Strong, K.T., 1991, The Ap. J., 375, 789.
Shine, R.A., 1976, The Ap. J. Lett., 210, L107.
Shohet, J.L., 1971, The Plasma State, Academic Press Inc, NY.
Tappin, S.J., Simnett, G.M., Lyons, M.A., 1999, A&A, 350, 302.
Van der Linden, R.A.M., & Goosens, M., 1991, Solar Physics, 131, 79.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.405-414

Güneş'in Global İklim Üzerine Etkisi

A. Kılçık, A. Ökten
İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi
Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü

Özet

Özellikle son yıllarda dünyanın global sıcaklığında ciddi değişimler gözlenmektedir. Bu çalışmada bu değişimlerin sebepleri ve global iklimde getireceği sonuçlar incelenmeye çalışılmış olup, bu değişimlerde güneşin rolü araştırılmıştır. Bu amaç için Kuzey Yarımküre'de çeşitli enlem ve boylamlara dağılmış 12 ülke göz önüne alınmış ve 1958-1980 dönemi için yıllık ortalama global sıcaklık değeri elde edilmiştir. Elde edilen global sıcaklığın yıllık değişimleri ile güneş aktivitesinin dönemsel göstergelerinden biri olan güneş leke sayıları (Wolf sayısı) arasında bir ilişki olup olmadığı araştırılmıştır. Yapılan çalışma sonucunda global sıcaklıkla güneş leke sayıları arasında bariz bir ilişki bulunamamıştır.

1. Giriş

Bugün biliyoruz ki, varlığımızı borçlu olduğumuz güneş tamamen sakin bir yıldız olmayıp yayınladığı enerji miktarında peryodik değişimler göstemektedir. Bunlar 27 günlük rotasyon periyoduna bağlı değişimler, 11 ve 80 yıllık güneş leke çevrimlerine bağlı değişimler vb. Bu değişimlerin dünya ve yakın uzay çevresine etkisi bilinmektedir. Buna örnek olarak; özellikle yüksek enlemlerdeki iletkenlerde -petrol boru hatlarında, elektrik trafolarında, volkanik kayalarda- güneş aktivitesine bağlı olarak aşırı voltajların ölçülmesi, radyo dalgaları yoluyla yapılan haberleşmelerde aksaklıkların meydana gelmesi gibi... hatta bazı bilimadamlarına göre güneşin dünya iklimi üzerinde de bir etkisi olduğu savunulmaktadır. Özellikle 1645-1715 Maunder Minimumu döneminde güneş aktivitesinin çok düşük olması ve buna paralel olarak Avrupa ve Kuzey Amerika'da küçük bir buzul çağının yaşanması bu düşünceyi destekler niteliktedir. Bahsedilen dönemde global sıcaklığın bugünkü değerinden yaklaşık 1 $^{\circ}$C daha düşük olduğu belirlenmiştir.

19. yüzyılın sonlarında güneş lekeleri ve iklim arasında ilişki olduğunu savunan birçok düşünce vardı. Bu düşünce 1843 yılında bir amatör astronom olan Heinrich Schwabe'nin bir bildirisi ile başladı. Fakat, yapılan istatistik çalışmalar sonucunda korelasyon katsayısının istatistiksel güven sınırlarının altında kalmasından dolayı bu düşüncelerden vazgeçildi. Bundan yaklaşık 100 yıl sonra ve özellikle de 1970'li yıllardan sonra dünya ikliminde büyük dengesizliklerin gözlenmesi bu konuyu yeniden gündeme getirdi ve birçok bilimadamı dünya ikliminde meydana gelen bu düzensiz değişimlerin sebeplerini yeniden araştırmaya başladı. Son yıllarda yapılan çalışmalara göre iklimde meydana gelen bu düzensiz değişimlerin asıl sebebinin atmosferik sera gazları konsantrasyonundaki düzensiz artışlar olduğu belirtilmektedir.

2. İklim Değişiminin Sebepleri

2.1. Sera Gazlarının Etkisi

Uzun dönemli iklim verileri endüstriyel gelişmenin başlangıcına kadar sıcaklıkta düzenli değişimlerin olduğunu göstermektedir. Ne zaman ki, endüstriyel gelişim hız kazanmaya başladı, buna paralel olarak atmosferik sera gazlarının konsantrasyonu tırmanışa geçti ve akabinde iklim değişimlerinde düzensizlikler başladı. Başlıca sera gazları; *su buharı*, *karbondioksit*, *metan*, *diazot monoksit* ve *kloroflorokarbonlardır*. Endüstriyel gelişime ilaveten insan aktivitesi -fosil yakıtlarının kullanımı, ormanların hızla yokedilmesi, toprağın uygunsuz kullanımı, hava trafiğindeki artış gibi...- de sera gazları konsantrasyonunu arttırmaktadır. Her bir sera gazının ısı tutma kapasitesi farklıdır. En büyük ısı tutma kapasitesine sahip olan gazlar hidroflorokarbonlar ve perflorokarbonlardır, metan'ın ısı tutma kapasitesi karbondioksitten 21 kat daha fazla ve diazot monoksitinki ise karbondioksit'inkinin 270 katıdır. Ancak diğer gazların atmosferdeki miktarı ve atmosferde kalış süreleri CO_2 den çok daha az olduğu için global ısınmada en büyük rolü karbondioksitin oynadığı tahmin edilmektedir.

Geçtiğimiz 100 yıllık dönem içerisinde dünyanın ortalama yüzey sıcaklığı yaklaşık olarak 0.5 $^{\circ}C$ artmıştır. Yine aynı dönemde dünya atmosferindeki CO_2 miktarı fosil yakıtlarının kullanılmasının bir sonucu olarak % 30, CH_4 oranı iki katından daha fazla ve N_2O miktarı da yaklaşık % 15 oranında artış göstermiştir. Sera gazlarındaki bu artış atmosferin ısı tutma kapasitesini arttırmıştır ve buna paralel olarak da sıcaklıklarda genel bir artış başlamıştır. Birçok bilimadamına göre iklim değişimine sebebiyet veren asıl etken güneşten ziyade atmosferik sera gazları konsantrasyonundaki bu düzensiz artışlardır. Hala birçok faktör en az sera gazı kadar iklim sistemini tedirgin etmektedir.

2.2. Aerosolların Etkisi

Yine aynı dönemde amosferdeki aerosolların miktarıda endüstriyel gelişimin bir sonucu olarak artış göstermiştir. Aerosoller havada asılı bir şekilde duran katı ve sıvı parçacıklar olup volkanik patlamalar ve endüstriyel etkiler sonucu atmosfere karışır ve atmosferin soğutma mekanizmaları olarak görev yaparlar; uzun dönemli volkanik aktiviteyi düşündüğümüzde 20. yüzyılda volkanik aktivitede bir azalış olduğu göze çarpmaktadır. Ancak aerosolların atmosferde kalış süreleri birkaç yıl kadar olup bölgesel dağılım gösterirler. Dolayısıyla da kısa dönemli bölgesel soğuma yaratırlar. Ancak sera gazları ve aerosolların iklim üzerindeki etkileri tam olarak anlaşılmış değildir ve gözlenen sıcaklıklar sera gazları artışına göre yapılan tahminlerden daha düşük çıkmaktadır. Bu sebepten dolayı da bazı bilimadamları global ısınmanın sebebinin sera gazları olmadığını ve bu olayın güneşe bağlı olarak peryodik olduğunu savunmakta ve milyonlarca yıllık dönem içerisinde benzer değişimlerin olduğunu iddia etmektedirler.

2.3 Güneşin Etkisi

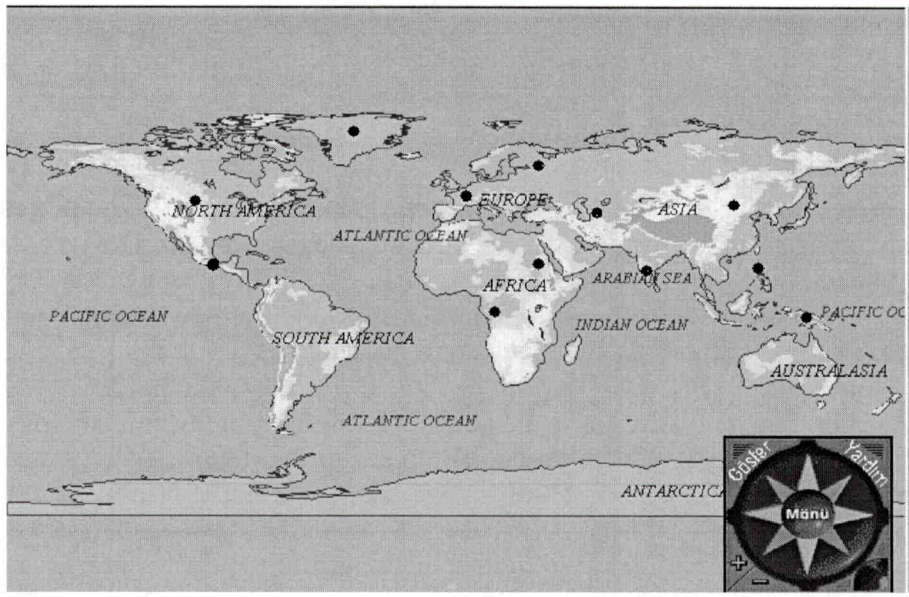
Sera gazları konsantrasyonu gibi güneş aktivitesi de geçen yüzyılda sistematik olarak artmıştır. Bunu güneş leke sayılarındaki artışta açıkca görmekteyiz. Tüm dalgaboylarında güneşten dünyaya enerji gelir. Dünya atmosferi güneşten gelen elektromağnetik ışınımın tamamının deniz seviyesine inmesini engeller. Sadece görsel ve radyo bölgesinin yüzeye ulaşmasına izin verir. Diğer dalgaboylarında gelen enerji dünya atmosferi tarafından absorblanır, ve atmosfer böylece ısıtılır. Dolayısıyla güneşin toplam ışımasında meydana gelen bir değişim dünyanın ortalama yüzey sıcaklığında meydana gelebilecek bir değişime eşlik eder. Özellikle güneş aktivitesinin etkin olduğu dönemlerde güneş rüzgarları ile gelen yüklü parçacıklar dünya yüzeyine kadar ulaşabilir, bu da dünyanın yüzey sıcaklığını geçici de olsa etkiler (bir kaç saat gibi). Dolayısıyla iklim sistemi güneşin yayınladığı toplam enerji miktarına bağlıdır. Güneşin toplam radyasyonundaki % 0.1 lik bir değişimin sıcaklıkta 0.06-0.20 °C lık bir değişime neden olacağı tahmin edilmektedir (Judith Lean &David Rind, 1996).

İklim değişiminin diğer mevcut sebepleri arasında son yıllardaki stratosferik ozonun tüketilmesi, insan aktivitesi, dünya yüzeyindeki bitki örtüsünün değişimi ve okyanuslardaki sirkülasyonu sayabiliriz. Son zamanlarda birçok bilimadamı iklim değişimini açıklayabilmek için tüm bu etkilerin birlikte düşünülmesi gerektiğini savunmaktadır.

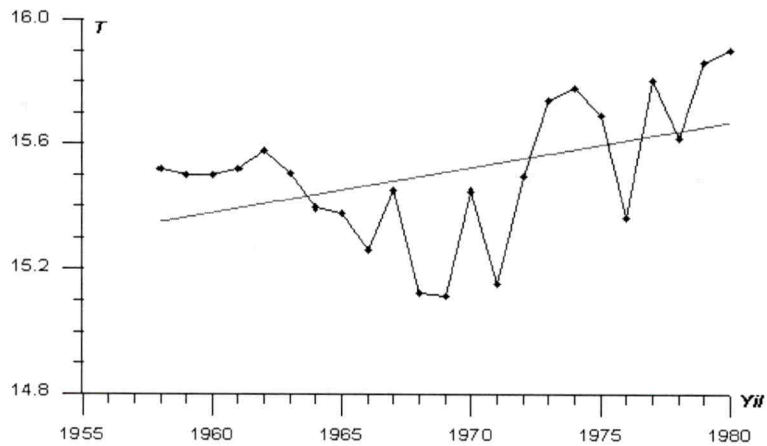
3. İklim Değişimi ve Dünyanın Geleceği

Eğer sera gazlarındaki artış bu oranda devam ederse 2050 yılına kadar global sıcaklığın 1 °C ve 2100 'e kadarda 2 °C kadar artacağı tahmin edilmektedir. Geçtiğimiz 100 yıllık dönemde global sıcaklıktaki yaklaşık 0.5 °C 'lik artışa karşılık deniz seviyesi yüksekliği yaklaşık 20 cm artırmıştır. Eğer sıcaklık değişimi aynı oranda devam ederse 2100 yılına kadar deniz seviyesinin 20 cm, artış % 50 daha fazla olursa deniz seviyesindeki artış yaklaşık 45 cm, artış % 100 olduğu taktirde 2100 yılında deniz seviyesinin 110 cm daha yükseleceği tahmin edilmektedir. Yine sıcaklık artışına paralel olarak Grönland ve Antartika'daki buzullarda erimeler olacağı, büyük buzul dağlarının açık denizlerde yüzeceği, şiddetli yağış ve fırtınaların meydana geleceği tahmin edilmektedir. Bugün Kanada ve Yeni Zellanda gibi bazı ülkeler iklim değişiminin sebeplerini öğrenmek ve soruna çözüm bulmak için çok büyük çaba ve para harcamaktadırlar. Eğer tahminler doğru ise bu sıcaklık artışının sebepleri ve sorunun çözümü sadece birkaç ülke için değil tüm dünya için ciddi bir problemdir.

Bu çalışmada Kuzey yarım kürede yaklaşık 45'er derecelik enlem ve boylam aralıklarına dağılmış 12 ülkeye ait (Şekil 1) 1958-1980 yıllarını içeren aylık ortalama sıcaklık değerleri NOAA Internet sayfasından alınmış olup bu değerlerden itibaren her bir ülkeye ait yıllık ortalama sıcaklık değerleri hesaplanmıştır (Çizelge 1).



Şekil 1. *İstasyonların dünya üzerindeki dağılımı.*



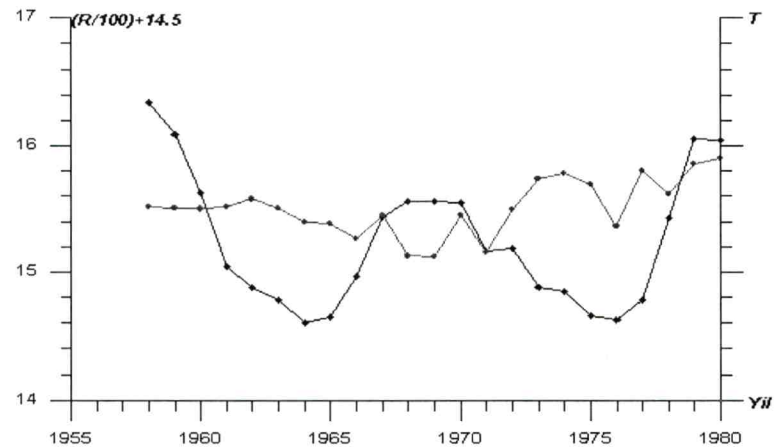
Şekil 2. *Global sıcaklığın zamanla değişimi*

Hesaplanan yıllık ortalama sıcaklık değerlerinden itibaren 12 ülkeye ait sıcaklıkların ortalaması alınarak kuzey yarımküre için ortalama bir global sıcaklık değeri elde edilmiştir (Çizelge 2).

Bu değerlerin yıllık değişimleri hesaplandığında 23 yıllık global sıcaklıkta 0.38 $^{\circ}$C lik bir artış olduğu tespit edilmiştir (Çizelge 3). Söz konusu dönem için global sıcaklık değerleri incelendiğinde 1967-1968 yıllarına kadar global sıcaklıkta ciddi bir azalma (yaklaşık 0.4 $^{\circ}$C), 1968 'den sonra ise ciddi bir artış gözlenmektedir (Şekil 2).

Çizelge 1. *Çin Aylık Ortalama Sıcaklık Değerleri .*

Yıl	Ocak	Şubat	Mart	Nisan	Mayıs	Haz.	Tem.	Ağu.	Eylül	Ekim	Kasım	Aralık	Ort.
1958	-3,15	-0,19	6,62	13,49	17,47	22,01	24,54	22,15	18,92	11,72	5,54	1,47	11,72
1959	-2,86	0,92	7,39	13,41	17,24	21,51	24,31	23,71	18,87	13,61	4,79	-0,20	11,89
1960	-2,63	2,73	7,30	11,79	16,88	21,93	23,97	23,01	19,40	12,29	5,29	-1,34	11,72
1961	-2,77	0,44	6,35	13,49	17,80	22,52	24,59	23,22	18,87	12,73	6,53	-0,50	11,94
1962	-3,19	1,14	5,39	11,75	17,87	21,42	24,24	23,18	18,97	12,56	4,32	0,36	11,50
1963	-3,70	0,19	7,14	12,19	18,57	21,75	23,78	23,56	19,35	12,27	6,17	-0,09	11,77
1964	-2,20	-3,45	6,19	13,79	18,03	21,13	23,88	23,21	18,73	12,88	5,73	-0,64	11,44
1965	-1,46	0,60	5,27	11,94	18,14	21,45	23,78	22,43	18,44	13,36	6,05	-1,57	11,54
1966	-1,64	2,03	6,77	12,29	17,74	21,55	23,81	23,71	17,97	12,93	5,41	-1,90	11,72
1967	-3,14	-1,02	6,28	12,34	19,23	21,78	24,06	23,92	18,10	12,52	3,98	-3,34	11,23
1968	-2,86	-3,02	6,67	12,53	17,87	21,73	24,01	22,54	18,58	11,98	6,42	1,59	11,50
1969	-3,71	-2,91	5,51	12,62	18,66	21,02	23,75	22,82	18,76	13,18	4,07	-1,34	11,04
1970	-3,50	0,87	2,86	12,10	18,18	21,14	23,72	23,38	18,54	12,64	5,15	-0,25	11,24
1971	-2,70	-0,52	5,10	12,85	17,71	21,69	24,36	22,82	18,38	12,10	6,30	-0,49	11,47
1972	-1,66	-2,19	7,04	12,04	18,00	22,10	23,75	22,89	17,84	12,41	5,66	-0,28	11,47
1973	-1,84	1,78	6,91	13,64	17,43	21,44	23,72	23,28	18,70	12,09	5,91	-0,47	11,88
1974	-2,50	-0,99	5,11	13,32	18,26	21,20	23,79	22,57	18,65	12,17	6,10	-1,88	11,32
1975	-1,30	0,88	6,91	13,21	17,19	21,95	23,79	23,62	19,96	13,38	5,65	-2,20	11,92
1976	-2,07	1,94	4,88	11,62	17,71	20,81	22,91	22,40	18,28	12,66	3,08	-1,09	11,10
1977	-5,40	-1,10	7,00	13,16	17,59	21,50	24,14	22,84	19,08	13,74	5,38	0,90	11,57
1978	-2,75	-0,82	5,83	13,37	18,11	22,21	24,28	23,41	18,92	12,46	6,09	0,80	11,83
1979	-1,21	2,13	5,70	12,10	17,40	21,85	23,57	22,90	17,91	13,36	4,41	1,21	11,78
1980	-2,62	-0,95	5,38	11,68	17,98	22,12	23,77	22,38	18,02	12,69	7,80	-0,43	11,48
Ort.	-2,65	-0,07	6,07	12,64	17,87	21,64	23,94	23,04	18,66	12,68	5,47	-0,51	11,57



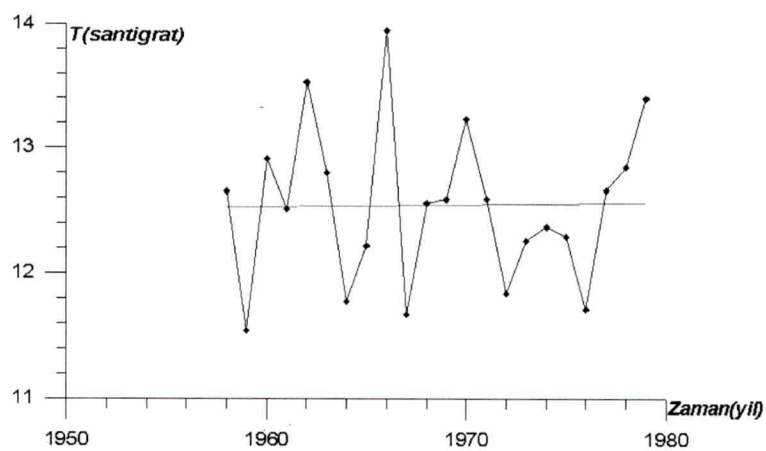
Şekil 3. *Rölatif sayı ve global sıcaklığın zamanla değişimi.*

1968-1980 yılları arasında ortalama global sıcaklıkta 0.78 °C'lık bir artış bulunmuştur. Ayrıca indirgenen 33 yıllık ve 23 yıllık dataya fourier analizi uygulanarak güneş

Çizelge 2. *Ülkelere göre yıllık ortalama sıcaklık değerleri*

Yıl	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Ort.
1958	26,20	28,26	11,72	24,88	5,12	22,66	9,58	-6,39	26,74	27,13	11,27	-0,92	15,52
1959	25,86	27,43	11,89	24,47	4,36	22,70	9,55	-7,45	26,60	27,09	12,05	1,47	15,50
1960	25,95	28,28	11,72	24,56	4,08	22,65	9,36	-6,15	26,55	27,12	11,28	0,61	15,50
1961	24,97	27,09	11,94	24,53	6,17	22,54	9,29	-7,33	26,31	26,93	12,04	1,72	15,52
1962	25,25	27,92	11,50	24,64	6,63	22,99	9,52	-6,27	26,83	26,80	10,57	0,55	15,58
1963	25,87	28,25	11,77	24,96	6,56	22,76	9,61	-6,65	26,41	26,59	10,14	-0,19	15,51
1964	25,77	27,16	11,44	24,84	4,84	22,55	9,26	-6,88	26,93	26,98	11,26	0,58	15,39
1965	25,18	27,80	11,54	25,11	6,11	22,67	9,35	-6,26	26,01	26,79	10,66	-0,41	15,38
1966	25,97	28,26	11,72	25,16	5,64	22,06	9,10	-7,57	26,46	27,26	11,42	-2,35	15,26
1967	25,62	27,19	11,23	24,83	5,85	22,51	9,53	-7,50	26,38	26,73	11,38	1,66	15,45
1968	25,82	27,46	11,50	24,80	5,30	22,00	9,23	-7,73	26,51	26,87	11,00	-1,27	15,13
1969	24,82	28,57	11,04	25,29	3,49	22,64	9,38	-7,17	26,76	27,22	10,89	-1,54	15,12
1970	25,27	27,85	11,24	24,93	5,42	22,18	9,47	-6,76	26,78	27,33	11,10	0,57	15,45
1971	25,48	27,43	11,47	24,31	6,28	22,66	9,29	-8,11	26,75	26,54	10,97	-1,23	15,15
1972	25,54	27,91	11,47	25,59	4,35	22,81	9,18	-6,45	26,18	27,03	10,64	1,66	15,49
1973	25,54	28,41	11,88	25,61	5,96	22,33	9,77	-6,26	27,13	27,28	10,99	0,24	15,74
1974	25,18	27,86	11,32	25,65	5,24	22,39	9,64	-5,00	26,74	26,84	11,17	2,29	15,78
1975	25,19	27,89	11,92	25,07	6,56	22,37	9,32	-6,61	26,78	27,04	11,11	1,64	15,69
1976	25,30	28,29	11,10	25,17	4,36	21,62	9,35	-5,14	26,42	26,81	11,45	-0,36	15,36
1977	26,22	27,64	11,57	25,35	6,06	22,61	9,98	-5,09	26,69	27,04	11,21	0,37	15,80
1978	27,10	28,12	11,83	25,13	5,95	22,52	9,54	-5,77	27,03	26,88	10,67	-1,57	15,62
1979	27,07	28,68	11,78	25,62	6,12	22,54	9,41	-5,33	26,77	26,99	10,95	-0,27	15,86
1980	27,16	28,66	11,48	25,51	5,66	22,90	9,89	-4,45	27,03	26,83	10,55	-0,42	15,90
Ort.	25,75	27,93	11,57	25,04	5,48	22,51	9,46	-6,45	26,64	26,96	11,08	0,12	15,51

1-Nijerya, 2- Sudan, 3- Çin, 4- Hindistan, 5- Kazakistan, 6- Meksika, 7- K. Amerika, 8- Görönland, 9. P. Yenigine, 10- Filipinler, 11- Fransa 12- Rusya (batı kesimi).



Şekil 4. *Türkiye için yıllık ortalama sıcaklığın zamanla değişimi*

Çizelge 3. *Ülkelere göre yıllık ortalama sıcaklık farkları*

Yıl	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Ort.
59-58	-0,34	-0,84	0,18	-0,41	-0,76	0,03	-0,03	-1,06	-0,14	-0,03	0,79	2,39	-0,02
60-59	0,08	0,85	-0,17	0,09	-0,28	-0,05	-0,19	1,30	-0,04	0,03	-0,77	-0,86	0,00
61-60	-0,98	-1,19	0,22	-0,03	2,10	-0,10	-0,06	-1,18	-0,24	-0,19	0,76	1,11	0,02
62-61	0,28	0,83	-0,44	0,10	0,46	0,45	0,23	1,06	0,52	-0,13	-1,47	-1,17	0,06
63-62	0,62	0,34	0,26	0,32	-0,06	-0,24	0,09	-0,38	-0,42	-0,21	-0,43	-0,74	-0,07
64-63	-0,09	-1,09	-0,32	-0,12	-1,73	-0,21	-0,35	-0,23	0,52	0,39	1,12	0,77	-0,11
65-64	-0,59	0,64	0,09	0,27	1,27	0,12	0,09	0,62	-0,92	-0,19	-0,60	-0,99	-0,02
66-65	0,79	0,46	0,19	0,05	-0,47	-0,62	-0,25	-1,31	0,45	0,47	0,77	-1,94	-0,12
67-66	-0,35	-1,07	-0,49	-0,33	0,21	0,45	0,43	0,07	-0,08	-0,53	-0,05	4,01	0,19
68-67	0,20	0,27	0,28	-0,03	-0,55	-0,50	-0,30	-0,23	0,13	0,14	-0,37	-2,93	-0,32
69-68	-1,00	1,11	-0,47	0,49	-1,81	0,63	0,15	0,55	0,25	0,35	-0,11	-0,27	-0,01
70-69	0,44	-0,72	0,20	-0,36	1,93	-0,46	0,09	0,42	0,02	0,11	0,21	2,10	0,33
71-70	0,21	-0,42	0,23	-0,62	0,86	0,48	-0,17	-1,35	-0,03	-0,79	-0,13	-1,80	-0,29
72-71	0,06	0,48	0,00	1,28	-1,93	0,15	-0,12	1,66	-0,57	0,49	-0,33	2,90	0,34
73-72	0,00	0,50	0,41	0,02	1,60	-0,47	0,59	0,19	0,95	0,25	0,35	-1,42	0,25
74-73	-0,36	-0,55	-0,57	0,04	-0,72	0,05	-0,12	1,26	-0,38	-0,44	0,18	2,05	0,04
75-74	0,01	0,02	0,60	-0,58	1,33	-0,02	-0,33	-1,61	0,03	0,20	-0,06	-0,65	-0,09
76-75	0,12	0,40	-0,82	0,09	-2,20	-0,75	0,03	1,48	-0,36	-0,23	0,34	-2,00	-0,33
77-76	0,92	-0,65	0,48	0,18	1,70	1,00	0,63	0,04	0,27	0,22	-0,24	0,73	0,44
78-77	0,88	0,48	0,26	-0,22	-0,11	-0,09	-0,44	-0,68	0,33	-0,16	-0,53	-1,94	-0,18
79-78	-0,03	0,57	-0,05	0,49	0,17	0,02	-0,12	0,44	-0,26	0,11	0,27	1,30	0,24
80-79	0,09	-0,03	-0,29	-0,11	-0,46	0,36	0,48	0,88	0,27	-0,17	-0,39	-0,16	0,04
Değ.	0,95	0,39	-0,23	0,64	0,55	0,24	0,31	1,94	0,29	-0,30	-0,71	0,50	0,38

aktivitesinde olduğu gibi 11 yıllık bir periyodisitenin varlığı araştırılmış, ancak böyle çevrimsel bir özellik bulunamamıştır. Analiz yaklaşık 30.6 yıllık bir periyodisite vermektedir.

Literatürde 1940'larda başlamış olup 1970'lere kadar devam eden bir soğuma döneminin olduğu belirtilmektedir dolayısıyla da daha uzun dönemli bir çevrimsel özellik olabilir. Yapılan analizler sonucunda güneş leke çevrimleri ile global sıcaklık arasında doğrudan bir ilişki olduğunu söylemek mümkün görülmemektedir (Şekil 3).

1958-1979 yılları için sadece Türkiye yıllık ortalama sıcaklık değerleri hesaplanmıştır (Çizelge 4). Buna göre 1958-1979 yılları arasında Türkiye ortalama sıcaklığının yaklaşık 0.75 °C artış gösterdiği bulunmuştur (Çizelge 5). Ancak Türkiye datalarında saçılmanın çok fazla olduğu görülmektedir (Şekil 4). Bu dataya fourier analizi uyguladığımızda ise yaklaşık 4.1 ve 8.4 yıl periyodisiteli iki çevrim vermektedir. Global sıcaklıkta olduğu gibi Türkiye dataları ile de güneş aktivitesi ile iklim arasında bir ilişki olduğunu söylemek mümkün görülmemektedir.

Çizelge 4. Türkiye yıllık ortalama sıcaklık değerleri

Yıl	Ocak	Şubat	Mart	Nisan	Mayıs	Haz.	Tem.	Ağu.	Eylül	Ekim	Kas.	Aralık	Ort.
1958	2,97	4,72	6,68	10,86	16,84	19,76	22,70	23,47	17,89	13,11	8,35	4,44	12,65
1959	3,26	-1,85	4,53	11,44	15,28	19,42	23,30	22,53	16,35	11,04	7,67	5,56	11,54
1960	3,48	2,94	5,46	10,24	16,53	19,49	22,98	22,18	19,00	15,67	10,15	6,86	12,91
1961	1,49	1,96	4,96	12,30	16,54	20,56	23,38	23,64	17,16	13,48	9,35	5,27	12,51
1962	2,56	2,60	8,16	10,72	16,97	20,85	24,46	24,64	19,70	14,25	11,63	5,80	13,53
1963	3,79	5,62	4,32	10,15	14,44	19,99	23,66	24,02	19,81	14,39	9,13	4,28	12,80
1964	-2,32	1,31	6,43	10,26	14,57	20,40	23,29	21,97	18,28	14,17	8,40	4,56	11,78
1965	1,83	1,10	6,32	9,72	15,20	21,14	23,61	23,21	19,82	10,93	8,25	5,50	12,22
1966	4,72	6,86	6,92	12,17	15,52	20,45	24,43	24,49	18,78	15,83	11,91	5,28	13,95
1967	1,00	-0,84	4,45	10,08	15,62	19,02	22,72	23,36	18,64	13,71	7,49	4,78	11,67
1968	0,45	2,35	5,38	12,88	18,05	19,77	23,79	21,91	18,66	13,37	9,30	4,77	12,56
1969	1,35	2,92	6,54	8,91	16,96	21,38	21,99	23,64	19,65	13,25	8,38	6,06	12,59
1970	4,41	5,55	8,20	13,57	15,64	20,83	24,20	23,12	18,83	12,35	9,30	2,82	13,23
1971	4,34	3,16	7,07	10,46	16,64	20,29	23,50	22,96	19,96	11,90	8,53	2,25	12,59
1972	-2,21	-0,03	5,83	12,96	15,67	20,53	23,76	23,00	19,45	14,08	7,21	1,86	11,84
1973	0,32	4,98	5,22	10,53	16,62	19,46	23,68	22,89	19,99	14,58	5,61	3,23	12,26
1974	-1,26	2,56	7,44	9,51	16,20	21,43	23,41	22,39	18,21	16,71	8,50	3,34	12,37
1975	1,18	1,33	7,15	12,96	15,57	20,83	24,35	23,06	19,35	12,91	7,55	1,28	12,29
1976	0,68	-0,96	4,80	10,74	15,31	19,80	22,48	21,84	18,14	14,11	9,15	4,46	11,71
1977	0,93	6,66	6,47	11,26	16,11	20,40	23,78	23,86	19,27	11,03	9,92	2,23	12,66
1978	2,59	5,94	7,57	10,66	16,44	20,19	24,30	22,26	18,51	14,44	6,18	5,08	12,85
1979	3,60	5,45	8,28	11,42	16,46	21,06	22,85	24,13	20,28	13,88	9,27	4,11	13,40
Ort.	1,78	2,92	6,28	11,08	16,05	20,32	23,48	23,12	18,90	13,60	8,69	4,26	12,54

4. Sonuç

Yapılan çalışma sonucunda 1958-1980 yılları arasında global sıcaklıkta 0.38 °C lık bir artış bulunmuştur. Sıcaklık dataları incelendiğinde global sıcaklığın 1968 yılına kadar yaklaşık 0.40 °C azaldığı görülmüş olup bu durum literatürde 1940-1970 yılları aralığını içeren küçük bir soğuma dönemi olarak verilmektedir.

1968-1980 yılları arasında ise global sıcaklıkta 0.78 °C lik bir artış bulunmuştur. İndirgenen gerek 33 yıllık, gerek 23 yıllık global sıcaklık datasına Fourier Analizi uygulandığında ise analiz yaklaşık 30.6 yıllık bir peryodisite vermektedir. Sıcaklıktaki yaklaşık 30 yıllık azalma dönemini (1940-1970) göz önüne alırsak böyle bir çevrimin olmadığını ancak daha uzun dönemli bir çevrimin olabileceği söylenebilir. Literatürde güneş leke çevrimi uzunluğu ve global sıcaklığın karşılaştırılması sonucunda global sıcaklıkta yaklaşık 80 yıllık bir çevrim olduğu iddia edilmektedir.

1958-1980 yıllarını kapsayan dönem için sıcaklık ve leke sayıları karşılaştırılmış ancak güneş leke sayıları ve sıcaklık arasında bir ilişki bulunamamıştır.

Çizelge 5. *Türkiye yıllık ortalama sıcaklık farkları*

Yıl	Ocak	Şubat	Mart	Nisan	Mayıs	Haz.	Tem.	Ağu.	Eylül	Ekim	Kas.	Aralık	Ort.
59-58	0,29	-6,58	-2,15	0,58	-1,57	-0,34	0,60	-0,94	-1,54	-2,07	-0,68	1,12	-1,11
60-59	0,21	4,79	0,92	-1,20	1,25	0,08	-0,32	-0,35	2,65	4,63	2,48	1,30	1,37
61-60	-1,98	-0,98	-0,49	2,06	0,01	1,07	0,41	1,46	-1,84	-2,19	-0,80	-1,59	-0,41
62-61	1,06	0,64	3,20	-1,58	0,43	0,29	1,07	1,00	2,54	0,77	2,28	0,53	1,02
63-62	1,23	3,02	-3,85	-0,57	-2,52	-0,86	-0,80	-0,62	0,11	0,14	-2,50	-1,52	-0,73
64-63	-6,10	-4,31	2,11	0,11	0,13	0,41	-0,36	-2,05	-1,53	-0,22	-0,73	0,29	-1,02
65-64	4,14	-0,20	-0,11	-0,53	0,63	0,74	0,32	1,24	1,54	-3,24	-0,15	0,94	0,44
66-65	2,89	5,76	0,60	2,45	0,32	-0,69	0,82	1,28	-1,04	4,90	3,66	-0,22	1,73
67-66	-3,71	-7,70	-2,47	-2,09	0,10	-1,43	-1,71	-1,13	-0,14	-2,12	-4,42	-0,50	-2,28
68-67	-0,55	3,18	0,93	2,80	2,43	0,75	1,06	-1,45	0,02	-0,34	1,82	-0,01	0,89
69-68	0,90	0,57	1,16	-3,97	-1,09	1,62	-1,80	1,73	0,99	-0,12	-0,92	1,29	0,03
70-69	3,06	2,63	1,66	4,66	-1,32	-0,56	2,21	-0,52	-0,82	-0,90	0,91	-3,24	0,65
71-70	-0,07	-2,39	-1,14	-3,11	1,00	-0,54	-0,69	-0,16	1,13	-0,46	-0,77	-0,57	-0,65
72-71	-6,55	-3,19	-1,24	2,50	-0,97	0,24	0,25	0,04	-0,52	2,18	-1,32	-0,39	-0,75
73-72	2,54	5,01	-0,61	-2,43	0,95	-1,06	-0,08	-0,11	0,54	0,50	-1,60	1,37	0,42
74-73	-1,58	-2,42	2,22	-1,02	-0,42	1,97	-0,27	-0,50	-1,78	2,13	2,89	0,10	0,11
75-74	2,43	-1,22	-0,28	3,45	-0,63	-0,60	0,94	0,67	1,14	-3,80	-0,94	-2,06	-0,08
76-75	-0,50	-2,29	-2,35	-2,22	-0,26	-1,03	-1,87	-1,23	-1,21	1,19	1,60	3,19	-0,58
77-76	0,25	7,62	1,67	0,51	0,80	0,60	1,30	2,03	1,13	-3,07	0,77	-2,23	0,95
78-77	1,67	-0,72	1,10	-0,60	0,33	-0,22	0,53	-1,60	-0,76	3,41	-3,74	2,85	0,19
79-78	1,01	-0,48	0,71	0,76	0,02	0,88	-1,46	1,87	1,78	-0,56	3,09	-0,96	0,55
Değ.	0,63	0,73	1,60	0,56	-0,38	1,30	0,14	0,66	2,40	0,77	0,92	-0,33	0,75

1958-1979 aralığı için Türkiye yıllık ortalama sıcaklıkları hesaplanmış ve Türkiye ortalama sıcaklığında 0.75 °C lik bir artış olduğu bulunmuştur. Ancak Türkiye datalarına bakıldığında büyük bir saçılma olduğu görülmektedir. Türkiye datalarına fourier analizi uygulandığında 4.1 ve 8.4 yıllık iki çevrim vermektedir. Güneş aktivitesinde ise böyle bir çevrimsel özelliğin olmadığı bilinmektedir.

KAYNAKLAR

Arthur B. Robinson, Sallıe L. Baliunas, Willie Soon ve Zachary W. Robinson.: 1998, "Environmental Effects of Increased Atmospheric Carbon Dioxide" (http://www.oism.org/pproject/s33p36.htm

climate-Britannica.com
http://www.britannica.com/bcom/eb/article/printable/2/0,5722,24772,00.html

Cliver, E.W. ve Briakoff, V. (1998) Geo.Res.L. 25,7,1035-1038

EPA Global Warming Site: Climate
(http://www.epa.gov/globalwarming/climate/index.html)

George C.Reid.: 1995, Rev. Geophysics 33 Suppl.
(http://www.agu.org/revgeophys/reid00/reid00.html)

Hansen, J., R. Ruedy, J. Glascoe, and M. Sato, 1999.

GISS analysis of surface temperature change. *J. Geophys. Res.* 104, 30997-31022

http://www.ngdc.noaa.gov/

IPCC(Intergovermental Panel on Climate Change) report 1995,1997,1999,2000 http://www.ipcc.ch/press/press.htm

Judith Lean ve David Rind.: 1996, Conesquences: Volume 2, Number 1 The Prospect of Global Warming http://www.circles.org/Pittsburg/kristy/prospect.html)

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.415-446

Sentetik Fotometri ve Galaksimizin Astrofiziği

(Çağrılı Bildiri)

Y.Karataş
İ.Ü. Fen Fak. Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 34452. Üniversite – İSTANBUL
karatas@istanbul.edu.tr

Özet

Galaksimizdeki yıldızların astrofiziksel parametreleri T_e (Etkin Sıcaklık), [M/H] (Metal Bolluğu), log g (Yüzey Çekim İvmesi) ve M (Mutlak Kadir) dir. T_e, [M/H], log g ye temel parametre, mutlak kadire ise yardımcı parametre olarak bakılabilir. Galaksimizin astrofiziğini anlamada temel yöntem, O – M spektrel tip aralığındaki belirli sayıda yıldızın fotometrik niceliklerini (U-B, B-V, R-I, δ(U-B)), T_e, [M/H] ve log g cinsinden kalibre etmek ve Galaksimizde gözlenen çok sayıda yıldızın astrofiziksel parametrelerini etkin bir şekilde belirlemektir. Böylelikle de, Galaksimizin oluşumunu ve evrimini ortaya çıkarmaktır. Gözlemlerden itibaren fotometrik nicelikleri, astrofiziksel parametrelere göre $+1 \leq [M/H] \leq -10$ aralığında homojen bir şekilde kalibre etmek zor, hatta imkansızdır.

SENTETİK FOTOMETRİ ile, gözlemlerin olmadığı veya imkansız olduğu durumlarda, fotometrik niceliklerin astrofiziksel parametrelere göre kalibrasyonu yapılabilmektedir. Sentetik fotometri, yıldız atmosfer modellerinden ve bir fotometri sisteminin duyarlılık fonksiyonlarından itibaren kadir ve renklerin hesaplandığı bir algoritmadır. Sentetik fotometrinin sahası genişlemektedir. Bunlardan bu bildiriye konu olacak olanları şu şekilde verilebilir:

1) Sentetik fotometri, farklı fotometri sistemleri arasında spektrofotometrik verilerden itibaren renk bağıntılarını elde edebilir. Elde edilen renk bağıntılarının katsayılarının, metal bolluğu ve yaş ile değişip değişmediğini etkin bir şekilde kontrol edebilir. (Buser, 1978; Buser ve Karataş, 2000).

2) Gözlemsel fotometri sistemlerini karakterize eden duyarlılık fonksiyonlarının $S(\lambda)$, fotometri sistemlerini iyi bir şekilde karakterize edip etmediğini kontrol edebilir. (Buser, 1978; Lejeune ve Buser, 1996).

3) Fotometrik renk diyagramları, gözlemlerin zor veya imkansız olduğu, $+1 \leq [M/H] \leq -10$ aralığında homojen bir şekilde kalibre edilebilir (Buser ve Fenkart, 1990; Buser ve Kurucz, 1992).

4) Teorik yaş eğrilerine ait M_{bol} - T_e bağıntıları, gözlemsel $M(V) - (B-V)_o$ diyagramına sentetik fotometri ile dönüştürülmektedir. Sentetik $M(V) - (B-V)_o$ diyagramının önemi, *z*, galaksi düzleminden itibaren uzaklığın bulunmasında ve dolayısıyla metal bolluğu gradiyentinin araştırılmasından dolayıdır. Üstelik, sentetik

fotometri M(V) – $(B-V)_o$ diyagramını metal bolluğu ve yaşa göre kalibre edebilir. Bu bildiride, teorik Yale yaş verilerinden itibaren UBV ve RGU fotometri sistemlerinde, sentetik M(V) – $(B-V)_o$ ve M(G) – $(G-R)_o$ diyagramlarının yaş ve metal bolluğuna göre kalibrasyonu verilecektir (Buser, Karataş, Lejeune, 2000).

5) Sentetik fotometri, gözlemlerden itibaren metal bolluğuna duyarlı olduğu ileri sürülen bir fotometrik indeksin (δ(U-B), δ(C-M), v.b.) metal bolluğuna duyarlı olup olmadığını etkin bir şekilde kontrol etmek suretiyle, metal bolluğuna en iyi duyarlı olan fotometrik indeksi ortaya koyar (Buser ve Fenkart, 1990; Buser ve Kurucz, 1992; Lejeune ve Buser, 1996).

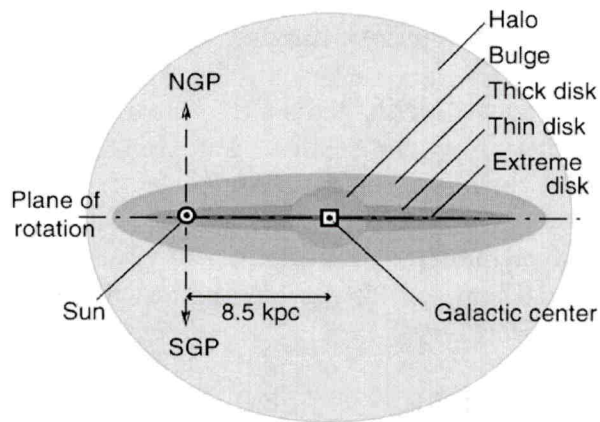
6) Sentetik fotometri, Sandage (1969)'in gözlemsel $(U-B)_o$ - $(B-V)_o$ iki renk diyagramında tanımladığı zarfın, $B-V > 0.8$ değerlerinde güneş bolluklarına doğru taraflı olduğunu gösterir (Ryan, 1989).

7) Farklı fotometri sistemlerine ait sıcaklığa duyarlı renk indekslerinin metal bolluğuna bağımlı olup olmadığına sentetik fdotometri ile karar verilebilir. Gözlemlerden elde edilen renk indeksi – sıcaklık bağıntısı, gözlemlerin olmadığı değerlere doğru sentetik fotometri ile extrapole edilebilir (Buser ve Kurucz, 1992; Lejeune ve Buser, 1996).

8) Metal bolluğuna göre kalibre edilen sentetik fotometri kullanılarak, Galaksimizde ilginç özellikler gösteren yıldızların sınıflaması yapılabilir (Preston, 1994).

Sentetik Fotometri'ye, farklı araştırma alanlarında bağlantıyı kurabilen bir tür evrensel dönüştürücü olarak bakılabilir. Sentetik fotometrinin başarısı, yıldız atmosferlerinin ve gözlemsel fotometri sistemlerini karakterize eden duyarlılık fonksiyonlarının ne kadar iyi bir şekilde modellendirildiğine bağlıdır.

1. Giriş



Şekil 1.

Şekil 1 de tasvir edilen galaksimizdeki yaklaşık 400 milyar yıldız, aşağıdaki yöntemler ile incelenmektedir. Bunlar;

Fotometrik,	UBVRI, U-B, B-V, R-I, δ(U-B)
Spektroskopik,	T_e, log g , Eşdeğer Genişlik → [M/H]
Uzay Dağılımı,	z , (z = d sin b, V-M(V) = 5 log d +5)
Kinematik,	V_{rad} → U,V, W, V_{rot}

Bu dört yöntem birlikte kullanılarak galaksimizin yapısı, oluşumu ve evrimi araştırılmaktadır.

Kinematik yöntemi bir kenara bırakırsak, 400 milyar yıldızın belirli log g için, [M/H], T_e ve M_v parametrelerini spektroskopik yoldan elde etmek, özellikle sönük yıldızlar için zor, pratik ve etkin değildir. Fotometrik yöntemin pek çok bakımdan spektroskopik yöntemlere üstünlüğü vardır. Gözlemsel veriler çok hızlı bir şekilde elde edilmekte, çok sönük kadirlere gidilebilmekte ve yıldızlararası kızarma belirlenebilmektedir. Buradaki problem, fotometrik verilerden itibaren, log g, [M/H], T_e ve M_v yi elde edebilmektir. Bunun için, UBVRI, RGU, C M T_1 T_2, uvby-β, vb. fotometri sistemlerine ait fotometrik indeksleri, galaksimizin temel astrofiziksel parametreleri olan [M/H], T_e , log g ve M_v ile birleştirerek, belirli sayıda yıldız için uygun kalibrasyonları elde etmek ve çok sayıda yıldızın parametre değerlerini etkin bir şekilde belirlemektir. Bunun önemi şöyle bir örnekte daha iyi anlaşılabilir; Örnek olarak, fotometrik yoldan çok sayıda yıldız için elde edilecek metal bolluğu bilgisi ile mutlak kadirden elde edilecek z (galaksi düzleminden itibaren uzaklık) arasında oluşturulacak metal bolluğu gradiyenti, d[M/H] / dz galaksimizin çökerek oluştuğunu, bir metal bolluğu gradiyentinin olmayışı ise galaksimizin cüce galaksiler ile birleştiğini gösterir. Galaksimizin oluşumunun ortaya çıkarılmasında fotometrik araştırmaların ne kadar önemli olduğu açıkça görülmektedir. Metal bolluğu gradiyenti ifadesinde z , galaksi düzleminden itibaren uzaklık olup, mutlak kadir bilgisini gerektirir. Mutlak kadir, metal bolluğunun bir fonksiyonu olup, çeşitli fotometri sistemlerinde metal bolluğu ve yaşa göre Sentetik Fotometri ile kalibre edilmektedir.

Şekil 1 de Güneş'ten itibaren galaksimizin farklı bölgelerinde elde edilen fotometrik verilerin analizi ve yorumu, farklı log g ve popülasyon bileşenleri için, renk – renk, renk – mutlak kadir bağıntılarının metal bolluğuna göre güvenilir kalibrasyonunu gerektirmektedir. Böyle kalibrasyonlar, RGU fotometrisinde, güneş bolluğunda ince disk yıldızları (Buser, 1978) , metalce fakir kalın disk ve halo popülasyonları (Buser ve Fenkart, 1990) ve dev yıldızlar için (Buser, Karataş, Lejeune, 2000), Sentetik Fotometri ile oluşturulmuştur. Son yıllarda böyle kalibrasyonlar çeşitli fotometri sistemlerinde Sentetik Fotometri ile oluşturulmaktadır. Sentetik Fotometri bugün önem kazanan bir alan olmuş ve gelecekte de diğer galaksiler ve galaksilerdeki popülasyon sentezi çalışmalarında etkin bir şekilde kullanılarak, galaksilerin oluşumları ve evrimleri araştırılacaktır.

İstenen güvenilir ve kullanışlı kalibrasyonlar, son yıllarda oluşturulan yıldız evrimi ve atmosferlerine ait bilgimizdeki önemli gelişmeler ile yapılabilir hale gelmiştir. Daha önemlisi teorik yaş verileri ve teorik spektrumlardan ibaret gittikçe gelişen geniş kütüphaneler birleştirilmekte ve gözlemler ile artan bir şekilde karşılaştırılmaktadır

Böyle kalibrasyonları gözlemlerden itibaren, O – M spektrel tip aralığında istenen parametre değerleri için, homojen bir şekilde oluşturmak zor ve pratik değildir. Örneğin, U-B, B-V iki renk diyagramında, metal bolluğuna göre ifade edilmiş bir standart bağıntıya gerek vardır. Böyle bir standart bağıntı üzerindeki yıldızların konumlarına bakılarak, metalce zengin veya fakir oldukları, hangi popülasyona ve spektrel tipe ait oldukları söylenebilmektedir. Bunun için, U-B, B-V iki renk diyagramı, Hyades açık kümesinin ortalama metal bolluğu, $<[M/H]> = 0$ varsayılarak kalibre edildi (Johnson, 1966). Daha sonra yapılan çalışmalar, Hyades anakolunun ortalama metal bolluğunun güneşten zengin olduğunu ($<[M/H]> = + 0.12$) gösterdi. Buna benzer örnekleri artırmak mümkün. İşte bu nedenlerden dolayı galaksimiz ve diğer galaksilerdeki yıldızların astrofiziğini anlamak için tüm bu kalibrasyonlara SENTETİK FOTOMETRİ ile yaklaşılmaktadır.

2. Sentetik Fotometri

Sentetik Fotometri, atmosfer modellerinden elde edilen spektrel enerji dağılımı ve bir fotometri sisteminin duyarlılık fonksiyonlarından itibaren kadir ve renklerin hesaplandığı bir algoritmadır. Bu algoritma şu şekilde verilebilir :

$F(\lambda)$: Akı , erg / cm^2 san ^{o}A

$$m_{i,x} = -2.5 \log \int_{-\infty}^{+\infty} F(\lambda)\, S_i(\lambda) [T(\lambda)]^x d\lambda + k_i \qquad (1)$$

$[T(\lambda)]^x$: Yıldızlararası geçirgenlik fonksiyonu olup, x : [0,6] , yıldızlararası maddenin birim miktarı

$S_i(\lambda)$: Fotometri sisteminde i bandının duyarlılık fonksiyonu

k_i : bir sabit olup, i bandının sıfır noktasını tanımlar

$$\text{Renk indeksi} = m_i - m_j \qquad (2)$$

2.1 Yıldız Atmosfer Modeli ve Kütüphaneler

Yukarıdaki (1) nolu bağıntıda yer alan akının hesabı yıldız atmosfer modellerine dayanmaktadır. Bir yıldız atmosfer modeli yapmak için, $2000 \leq T_e \leq 200.000$ ^{o}K, $0 \leq \log g \leq 5$, $+ 1 \leq [M/H] \leq -5$ aralıklarında, konveksiyon, opasite, mikrotürbülans parametrelerinin iyi bir şekilde ifade edilmesi gerekmektedir. Bir yıldız atmosfer modeli yapmak için kabul edilenler:

Düzlem paralel bir geometri
Hidrostatik denge
L.T.E (Lokal Termodinamik Denge)
Radyatif ve Konvektif enerji iletimi.

Konveksiyonu karakterize eden, l / H , (karışım uzunluğu / yükseklik ölçeği parametresi) : 1, 1.5, 2 alınmaktadır.

Opasite olarak,
i) Atomlar ve pozitif iyonlar : He, HeI, HeII ,CI - CIV, NI – NVI, NeI – NeVI, MgI-MgII, AlI, SiI-SiII, CaII, FeI
ii) Negatif iyonlar : H^- , He^-
iii) Moleküler iyonlar : H_2^+
iv) Saçılma : H saçılması, He saçılması, H_2 saçılması
Mikrotürbülans hız olarak,
V= 0, 1, 2, 4, 8 km/sn alınmaktadır.

Bu bilgiler ışığında hazırlanan atmosfer modellerinden (Çizelge 1a-b ve 2) itibaren akı değerleri, Sandiego'daki Süper Bilgisayar Merkezinde ATLAS 5, 6, 7 programları kullanılarak Kurucz tarafından elde edilmektedir. Böyle bir teorik atmosfer modelini temsil eden log g = 4 için, etkin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak log F_λ - λ görsel bölge spektrumu (Şekil 2) görülmektedir.

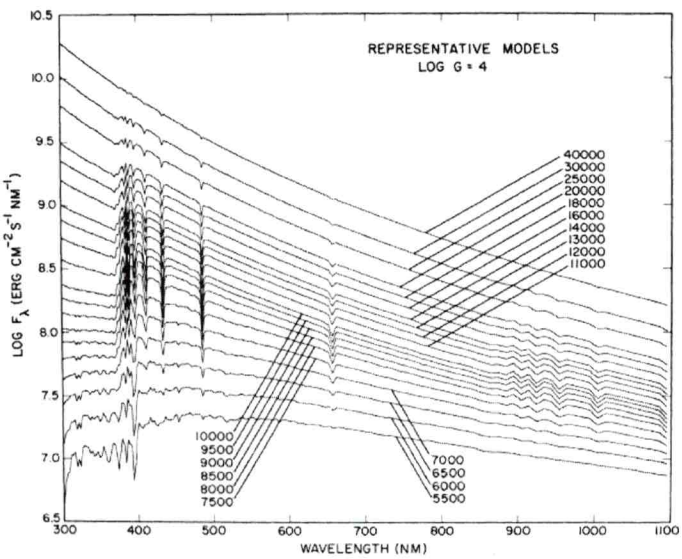


FIG. 18.—The visible flux as a function of T_{eff}

Şekil 2. *T_e sıcaklığının bir fonksiyonu olarak log F_λ - λ görsel bölge spektrumu.*

Buser, 1978 – 1999 yılları arasında RGU, UBVRI, CMT_1T_2, JHKLM fotometri sistemlerinin duyarlılık fonksiyonları ve Kurucz'un geliştirdiği atmosfer modellerinden itibaren, (1) ve (2) nolu bağıntıları kullanarak log g ve [M/H] parametrelerine göre,sentetik fotometri verilerini elde etmiştir.

2.2 Buser – Kurucz Atlası (BKATLAS)

BKATLAS, iki tane akı spektrum kütüphanesinden ibarettir. Bunlar K1200 ve BKLATE kütüphaneleridir. K1200 kütüphanesi, O ile G tipi erken spektrel tipten yıldızlar için Kurucz (1979a) tarafından hesaplanmıştır. BKLATE kütüphanesi geç tipten F-G-K tipi yıldızlar için Gustafsson ve ark. (1975), Eriksson ve ark. (1975)

Çizelge 1a.

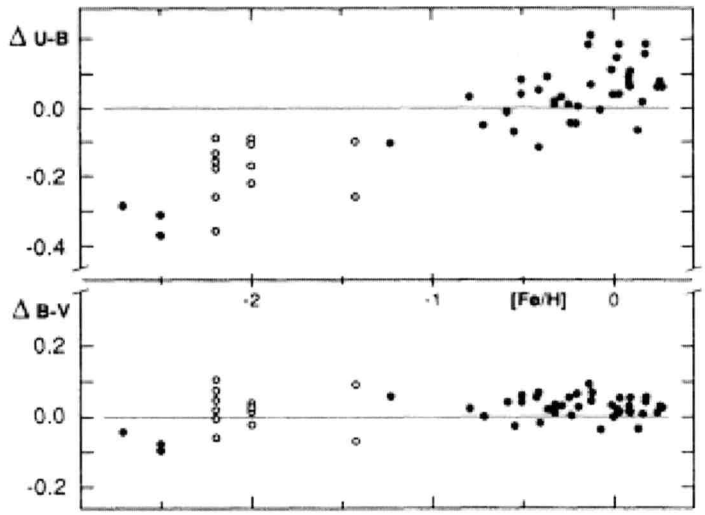
Spektrum Kütüphanesi	Atmosfer Modelleri	Kaynaklar
K1200	A/ATLAS6	Kurucz (1970, 1979a)
K1200	APR/ATLAS6/Tamamı ile konvektif	Kurucz (1979b)
K1200	AIC/ATLAS6/Geliştirilmiş konvektif	Kurucz (1979b)
BKLATE	UMAG/UMA /dev yıldızlar	Gustafsson ve ark. (1975), Bell ve ark. (1976)
KLATE	UMAD/UMA/cüce yıldızlar	Eriksson ve ark.(1979)

Çizelge 1b.

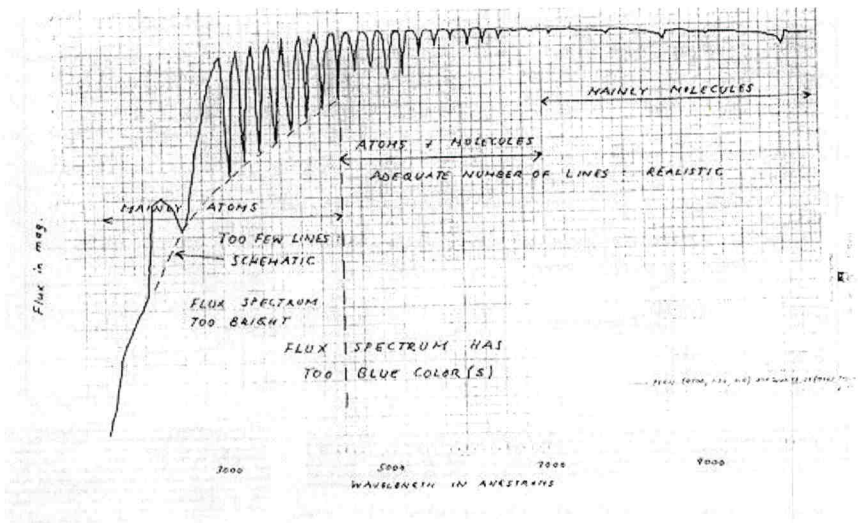
Spektrum Kütüphanesi	Spektrum Sayısı	Model İsmi	Te	log g	[M/H]
K1200	284	A	5500 – 50.000	0.00 – 5.00	0.0 / -1.0 / -2.0
K1200	325	APR	8000 – 20.000	1.00 – 4.50	1.0 / 0.5 /-0.5/-1.0
K1200	591	AIC	5500 - 8500	0.00 – 4.50	1.0 – 10.0
BKLATE	94	UMAG	3750 - 6000	0.75 – 3.00	0 – 3.0
BKLATE	140	UMAD	4000 - 6000	3.75 – 5.25	0.5 – 3.0

tarafından tarif edilen Uppsala (UMA) model atmosfer verilerinden hesaplanmıştır. UMA verileri dev ve cüce yıldızlar için mevcuttur. Bu veriler aşağıdaki çizelgede özetlenmiştir.

UMA dev modelleri için elde edilen sentetik (U-B) ve (B-V) renkleri ile küresel kümelerdeki G – K tipi dev yıldızların gözlemsel (U-B) ve (B-V) renkleri arasında $\Delta(U\text{-}B) = (U\text{-}B)_{göz} - (U\text{-}B)_{sent}$ ve $\Delta(B\text{-}V) = (B\text{-}V)_{göz} - (B\text{-}V)_{sent}$ farkları alınarak Şekil 3 e işaretlendiğinde, özellikle, U-B renk indeksinde artan metal bolluğuna göre sentetik renklerde bir morötesi farklılığı görüldü. Bir başka ifade ile, sentetik U-B renkleri gözlemlerden daha mavi olduğu görüldü. Buna 'Missing Ultraviolet Opacity (eksik morötesi opasitesi)' adı verilir. Bu olay Şekil 4 de daha iyi anlaşılabilir. Şekil 4 de, log g = 1.5 e ait soğuk dev yıldızın sentetik spektrumu görülmektedir



Şekil 3.



Şekil 4.

Bell ve Gustafsson (1978), Şekil 4 de verilen, $4000 < T_e < 6000$ ve $0 < [M/H] < -3$ metal bolluğu aralığında F - G - K tipi dev yıldızlara ait UMA (Upssala Model Atmosferleri) modellerinin akı dağılımlarını hesaplamada, 50.000 tane atomik çizgi ve çok miktarda moleküler çizgiye ait laboratuar verilerine dayanan opasite kaynaklarından oluşan bir liste kullandılar. BG'ye ait sentetik spektrumlar geç tipten alan ve küresel küme dev yıldızlarının vizüel ve yakın kırmızı ötesi gözlemlerine ait analizlerde başarılı olduğu kanıtlanmış iken, $\lambda < 4500$ A^0 de mavi, moröte dalgaboyu aralığındaki akı dağılımları ve sentetik renkler, eksik çizgilerden dolayı ciddi bir şekilde bozulur. $\lambda < 4500$ A^0 de, çok az sayıdaki çizgiden dolayı akı spektrumu çok parlak olmakta ve mavi renkler vermektedir. Bu sebepten, BG'ye ait bu kısımdaki akı dağılımları ve sentetik renkler, gözlemlere göre artan metal bolluğu ile sistematik morötesi farklılığı (Missing Ultraviolet Opacity) göstermektedir. Bunun için, bu soğuk dev yıldızların sentetik spektrumları, Buser ve Kurucz tarafından Kurucz ve Peytreman

(1975)'a ait 1 milyon atomik çizgi kaynak listeleri kullanılıp yeniden hesaplanarak, BG'ye ait renklerdeki, 'Eksik Morötesi Opasitesi ' nin sistematik etkileri önemli bir şekilde azaltıldı. Çizelge 1 de yer alan UMA modellerinde 'Eksik Morötesi Opasite' nin sistematik etkileri önemli bir şekilde azaltılmıştır.Lejeune, Cuisinier ve Buser (1997), Kurucz (1995), Fluks ve ark. (1994) ve Bessell (1989, 1991) e ait atmosfer model spektrumlarına dayanan sentetik spektrumlardan ibaret geniş ve ayrıntılı birleştirilmiş bir kütüphane yayınladılar. Bu kütüphane Çizelge 2 de verilmiştir. Bu kütüphanedeki Kurucz (1995) modellerinin özelliği öncekilerinden farklı olarak K tipi yıldızları içermesidir. Bu yıldızlar için sentetik spektrumlar hesaplanırken, 50.000.000 nun üzerinde atomik ve moleküler opasite listeleri kullanıldı. Bu sentetik spektrumlardan bir tanesi Şekil 5a-b de gösterilmiştir.

Çizelge 2

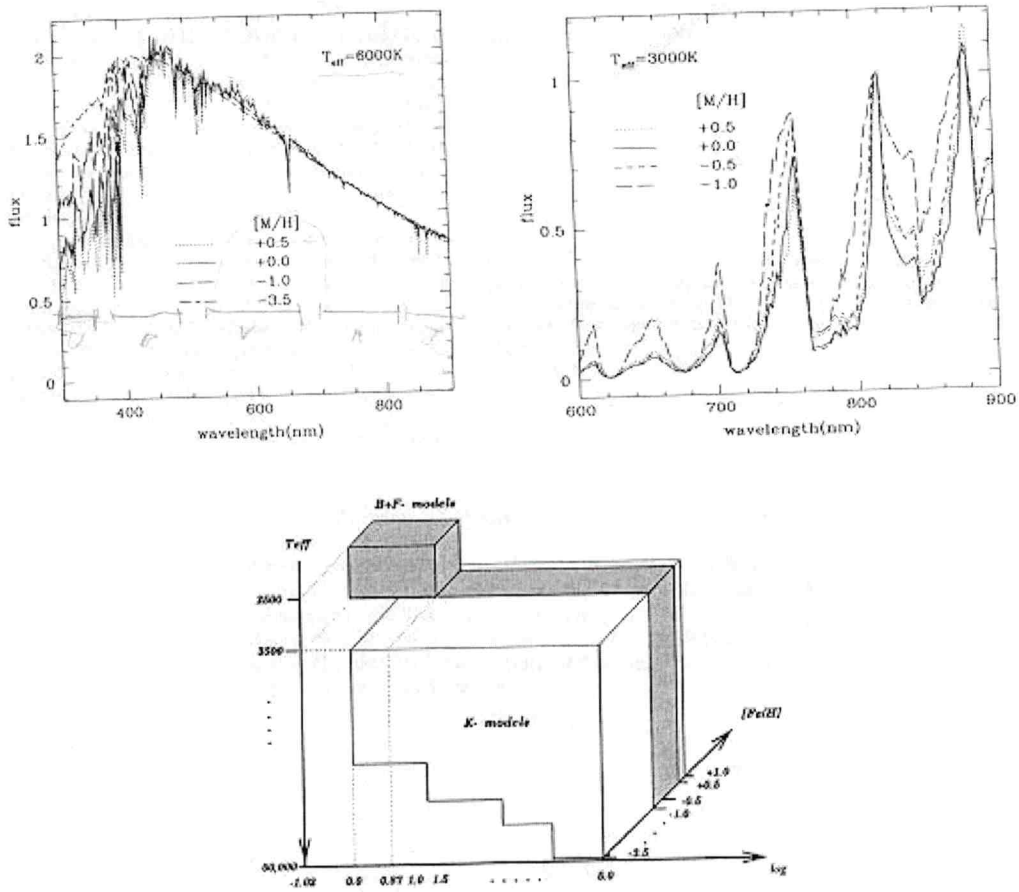
	Kurucz (1995)	Bessell (1989, 1991)	Fluks ve ark.(1994)
T_e (K^o)	3500 – 50.000	2500 - 3800	2500 - 3800
log g (dex)	0.0 - 5.0	-1.0 - +1.0	Kırmızı dev kolu
[M/H] (dex)	-5.0 - +1.0	-1.0 - +0.5	Güneş
λ (nm)	9.1 – 160.000	491 – 4090	99 – 12500

Lejeune, Cuisinier ve Buser (1997), $(UB)_j$ $(VRI)_c$ $(JHKLM)_{ESO}$ renklerininin duyarlılık fonksiyonları ile Çizelge 2 deki birleştirilmiş kütüphaneye ait akı dağılımlarından itibaren sentetik renkleri (1) ve (2) nolu bağıntı ile elde etti. Bu kütüphane BaSeL (Basel Yıldız Kütüphanesi = Basel Stellar Library) olarak adlandırılmaktadır. Bu kütüphanedeki verilerin T_e, log g, [M/H] aralıkları Şekil 5c de üç boyutlu olarak gösterilmiş olup, verilerin sadece bir tanesi Çizelge 3 de verilmiştir.

Çizelge 3

T_e	U-B	B-V	V-I	V-K	R-I	J-H	H-K	J-K	K-L	log g
4593	1.017	1.094	1.080	2.500	0.487	0.580	0.100	0.680	0.080	2.85

Sentetik RGU ve UBVRI verileri, Çizelge 4 de verilen metal bollukları için YALE yaş verileri ile birleştirildi. Bu birleştirme işi, Çizelge 4 de verilen sekiz metal bolluğu değeri için, 1 Gyr ile 25 Gyr arasında 25 yaş verisinin her biri için yapıldı. Bu veriler galaksimizde gözlenen metalce en fakir ve en zengin yıldızları temsil ediyor. Yale yaş verileri (Demarque ve ark. 1996) UBVRI ve Washington fotometri sistemlerinde gözlemsel veriler ile sistematik olarak yakın uyumlar veren tek yaş verisidir (Lejeune ve Buser, 1999). Bundan dolayı, YALE yaş verileri RGU renk – mutlak kadir ve iki renk diyagramlarının metal bolluğuna göre istenen kalibrasyonu için de uygundur. 12 Gyr ve [M/H] = + 0.09 a ait verilerden sadece bir tanesi Çizelge 5 de gösterilmiştir.



Şekil 5 a-c.

Çizelge 4 *YALE yaş verileri. Her bir metal bolluğu aralığında, 1 ila 25 Gyr. yaşlarda 25 tane yaş verisi bulunmaktadır.*

Y	Z	[M/H]
0.35	0.06	+0.65
0.31	0.04	+0.43
0.27	0.02	+0.09
0.25	0.01	-0.23
0.23	0.004	-0.65
0.23	0.001	-1.25
0.23	0.0004	-1.65
0.23	0.0002	-1.95

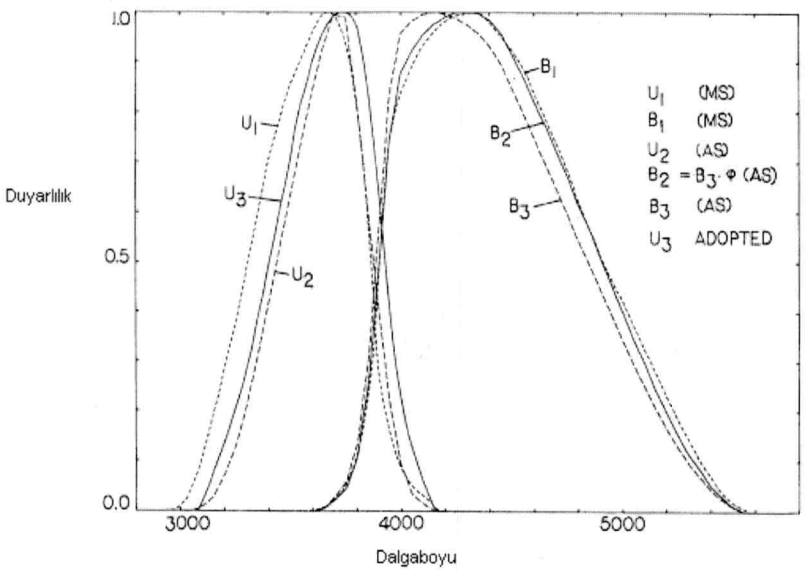
3. Duyarlılık Fonksiyonlarının Değerlendirilmesi

Buser (1978), Straizys ve Sviderskiene (1972) ait O – M spektrel aralığındaki gözlemsel spektrofotometri veri katoloğundan yıldızların akıları ile Matthews – Sandage (1969) ve Azusienis – Straizys (1969) e ait duyarlılık fonksiyonlarını (Şekil 6) kullanarak, sentetik U-B, B-V renkleri elde etti. Elde edilen sentetik renkler ile

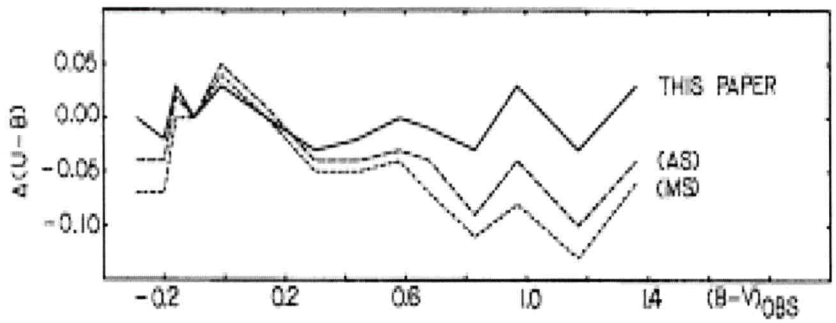
Çizelge 5. *12 Gyr, [M/H] = + 0.09 için, yaşa göre elde edilen sentetik UBVRI ve RGU verileri.*

No	M/Msun	log g	log Te	Log L/Lsun	M(G)	U-G	G-R	G-V	R-V
1	0.36041	4.94	3.48	-2.08	14.68	3.01	3.21	1.60	-1.62

No	M/Msun	Log g	log Te	Log L/Lsun	M(V)	U-B	B-V	V-R	V-I	R-I
1	0.36041	4.94	3.48	-2.08	13.08	1.55	1.77	1.50	3.18	1.68

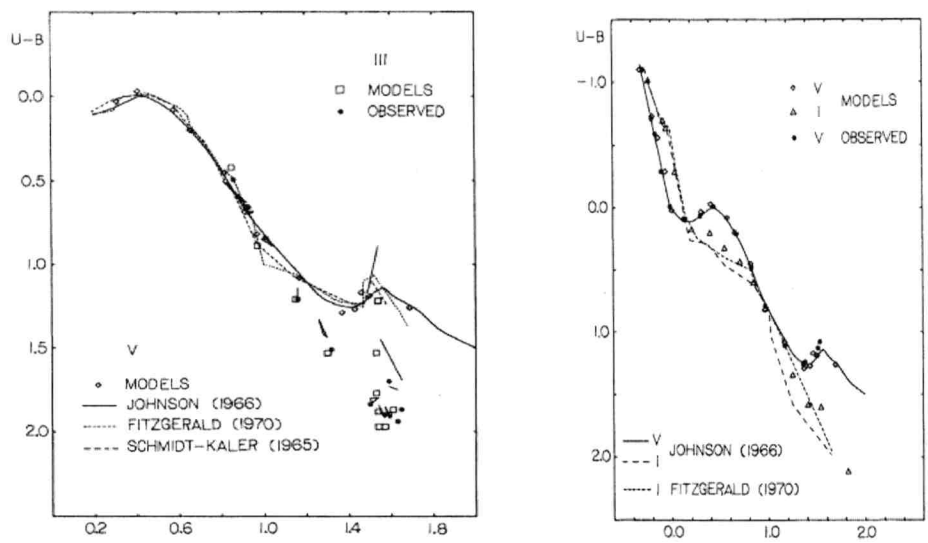


Şekil 6.



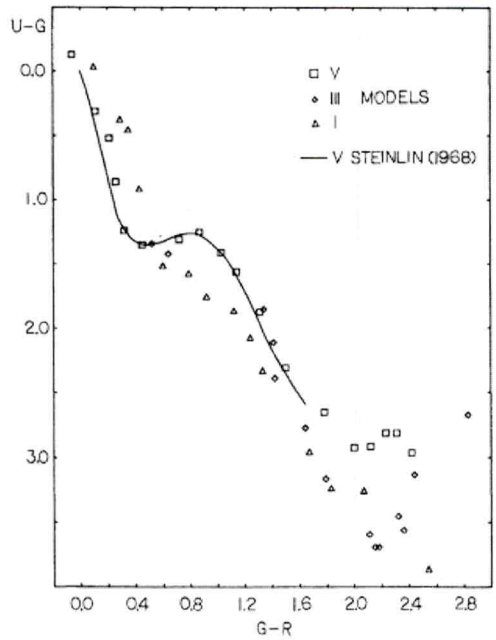
Şekil 7.

gözlemsel renkler arasındaki $\Delta(U\text{-}B) = (U\text{-}B)_{göz} - (U\text{-}B)_{sent}$ ve $\Delta(B\text{-}V) = (B\text{-}V)_{göz} - (B\text{-}V)_{sent}$ farkları alınarak, gözlemsel $(B\text{-}V)_{göz}$ ye göre işaretlendiğinde, $\Delta(U\text{-}B) = 0$ ve $\Delta(B\text{-}V) = 0$ civarında büyük genliklerin mevcut olduğu görüldü. Bu şu anlama gelmektedir; Matthews – Sandage (1969) ile Azusienis – Straizys (1969) e ait U bandının duyarlılık fonksiyonu, gözlemsel UBV sistemini tam iyi bir şekilde temsil etmiyor. Buser (1978), U ve B bandının duyarlılık fonksiyonlarını bir miktar değiştirdiğinde, Şekil 7 de de görüldüğü gibi, büyük olan genlikler $\Delta(U\text{-}B) = 0$ civarına doğru azaldı. Değiştirilen bu duyarlılık fonksiyonlarından elde edilen sentetik U-B, B-V renkleri, Şekil 8a-b deki iki renk diyagramına işaretlenerek, anakol, cüce ve süperdevler için gözlemlerle karşılaştırıldı. U ve B bandının değiştirilmesinden ileri gelen sentetik renkler gözlemler ile uyum içerisindedir.



Şekil 8 a – b.

Buser (1978), RGU fotoğrafik fotometri sistemine ait duyarlılık fonksiyonlarını değerlendirmek için, RGU (73) duyarlılık fonksiyonları ile Straizys ve Sviderskiene (1972) ait O – M spektrel aralığındaki gözlemsel spektrofotometri verilerinden itibaren sentetik U-G, G-R renk indeksleri elde etti. Elde edilen sentetik renkler, açık kümelerin



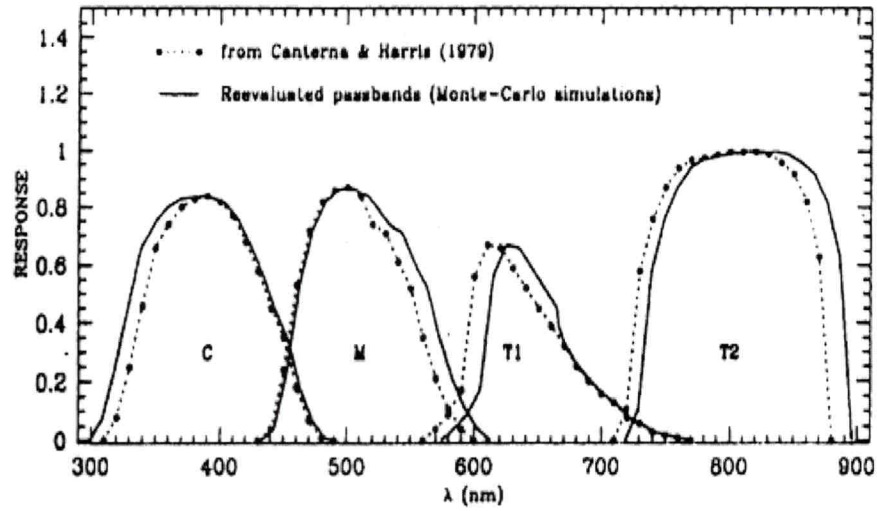
Şekil 9.

UBV gözlemlerinden elde edilmiş gözlemsel anakolun RGU'ya dönüştürülmüş hali olan standart anakol ile karşılaştırıldı (Şekil 9). Şekilde erken spektrel tiplerde, sentetik renkler ile gözlemler arasında bir farklılığın olduğu, geç spektrel tiplerde bu farklılığın nispeten az olduğu görülüyor. Dolayısı ile, gözlemsel standart anakol, erken spektrel tiplerde çok iyi olarak tanımlı değildir. Özellikle, A-F-G-K tipi yıldızlarda, RGU (73) duyarlılık fonksiyonlarının sentetik renkleri yeniden üretebileceği görülmektedir.

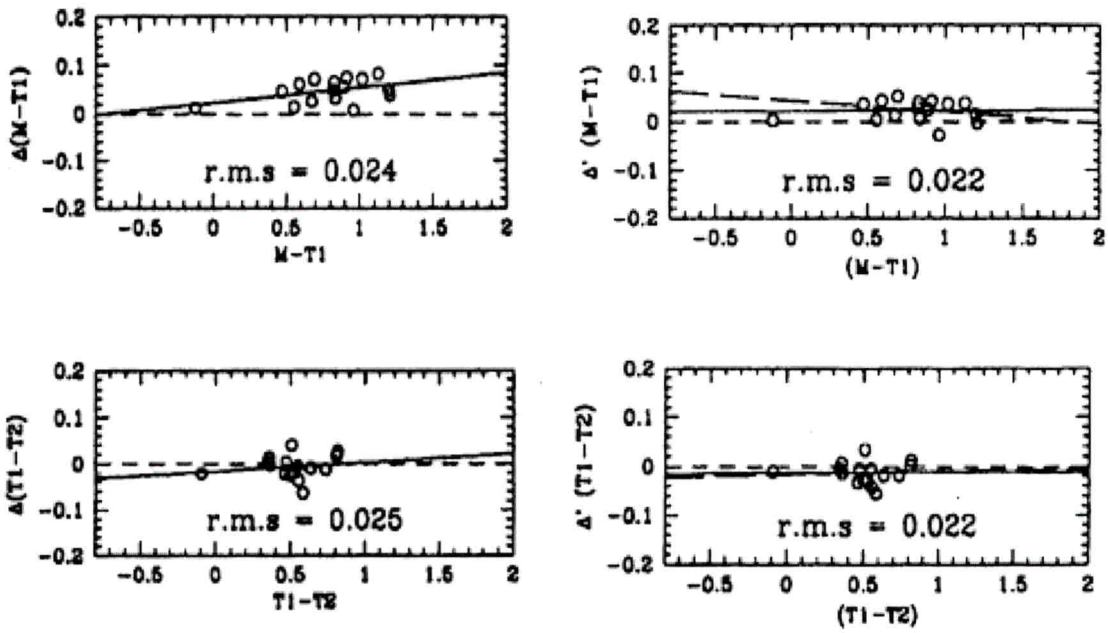
Lejeune ve Buser (1996), CMT_1T_2 Washington fotometri sisteminin duyarlılık fonksiyonları (Şekil 10) ve Gun ve Stryker (1993) e ait gözlemsel spektrofotometri verilerinden itibaren, sentetik C-M, M-T_1, T_1-T_2 renklerini elde ederek gözlemlere karşı işaretlediğinde, sistematik farklılıkların olduğunu gördü (Şekil 11a ve c). Monte-Carlo simülasyon tekniği ile bantlar değiştirilerek elde edilen sentetik renkler, gözlemler ile karşılaştırıldığında (Şekil 11b ve d), C-M, M-T_1, T_1-T_2 renklerindeki sistematik farklılıkların azaldığı görüldü.

4. Fotometri Sistemleri Arasında Renk Bağıntıları

Buser (1978), UBV ve RGU sistemlerinde duyarlılık fonksiyonlarını düzelttikten sonra (Şekil 6), U ve B ye ait yeni duyarlılık fonksiyonları ile RGU (73) duyarlılık fonksiyonlarını kullanarak, akıları da Straizys ve Sviderskiene (1972) nin spektrofotometrik katoloğundan almak sureti ile sentetik UBV ve RGU renklerini elde etti. Bu iki veri setine en küçük kareler yöntemini uygulayarak renk bağıntıları elde etti. Bu bağıntılar metalce zengin ([M/H] = 0) olan Pop. I yıldızları için geçerlidir.



Şekil 10.

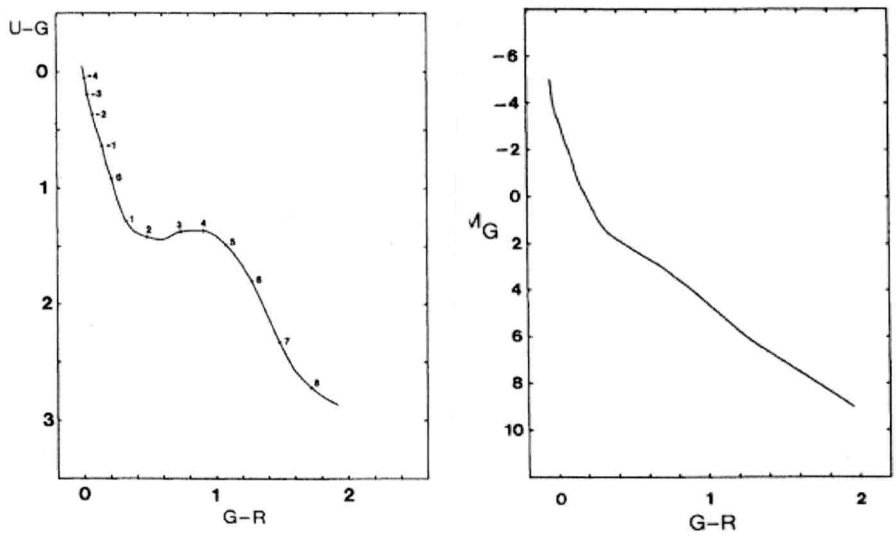


Şekil 11 a-d.

$$
\begin{aligned}
U - G &= 1.17\,(U-B) + 0.15\,(B-V) + 1.31 + \Delta_1 \\
G - R &= 1.27\,(B-V) - 0.04\,(U-B) + 0.34 + \Delta_2 \\
G - V &= V + 0.63\,(B-V) - 0.01\,(U-B) + \Delta_3 \qquad (3) \\
U_{RGU} &= U_{UBV} + 0.16\,(U-B) - 0.22\,(B-V) + 1.31 + \Delta_2 \\
\Delta_i &= \alpha_i\,E\,(B-V) + \beta_i\,E(B-V)^2 + \gamma_i\,E(B-V)^3 \qquad i = 1,\ldots,5
\end{aligned}
$$

Δ_i : yıldızlararası kızarma etkilerine ait düzeltmeler. α_i , β_i , γ_i katsayıları $(B-V)_o$ ın fonksiyonudur.

Buser (1978), yukarıdaki renk bağıntılarını kullanarak, Schmidt – Kaler (1965) e ait gözlemsel U-B, B-V ve M_V - (B-V) standart bağıntılarını ilk defa U-G, G-R ve M_G - G-R ye dönüştürmüştür (Şekil 12 a - b). Bu renk bağıntıları cüce ve dev yıldızlar için gelişen atmosfer modellerine göre güncelleştirilmektedir. Bu renk bağıntılarının en yenisi, Yale yaş verileri ile birleştirilen sentetik UBVRGU verilerine, lineer regresyon yöntemi uygulanarak Buser ve Karataş (2000) tarafından elde edilen renk bağıntılarıdır. Bu renk bağıntıları 12 ve 14 gyr yaşları ve 8 metal bolluğu değeri için Çizelge 6a - b de verilmiştir.



Şekil 12 a – b.

Çizelge 6a.

		[M/H] = +0.09 Cüce - Dev	[M/H] = - 0.65 Cüce - Dev	[M/H] = - 1.65 Cüce - Dev	[M/H]=- 0.23 Cüce - Dev	[M/H]=- 1.25 Cüce - Dev	[M/H]=- 1.95 Cüce - Dev
U-G	a1	1.15 – 1.20	1.19 – 1.07	1.16 – 1.09	1.17 – 1.24	1.16 – 1.04	1.17 – 1.15
U-G	b1	0.20 – 0.05	0.10 – 0.29	0.18 – 0.26	0.14 - - 0.02	0.17 – 0.33	0.17 – 0.19
U-G	c1	1.20 – 1.29	1.27 – 1.16	1.22 – 1.17	1.24 – 1.33	1.22 – 1.13	1.22 – 1.21
G-R	a2	-0.65 - - 0.59	-0.53 – 0.20	-0.13 - - 0.13	-0.65 - - 0.48	-0.19 – 0.03	-0.14 - - 0.27

G-R	b2	2.42 – 2.46	2.07 – 0.84	1.33 – 1.34	2.38 – 2.19	1.41 – 1.10	1.32 – 1.50
G-R	c2	-0.32 - - 0.39	-0.12 – 0.58	0.32 – 0.35	-0.30 - - 0.23	0.27 – 0.47	0.33 – 0.26
G-V	a3	-0.31 - - 0.50	-0.22 – 0.13	-0.03 – 0.00	-0.28 - - 0.34	-0.05 – 0.06	-0.04 - - 0.06
G-V	b3	1.23 – 1.69	1.00 – 0.42	0.69 – 0.67	1.16 – 1.33	0.71 – 0.56	0.71 – 0.74
G-V	c3	-0.33 - - 0.60	-0.19 – 0.14	0.01 – 0.03	-0.28 - - 0.39	-0.00 – 0.08	0.00 - - 0.01

Çizelge 6b.

		[M/H] = +0.09	[M/H] = - 0.65	[M/H] = - 1.65	[M/H]=- 0.23	[M/H]=- 1.25	[M/H]=- 1.95
		Cüce - Dev	Cüce - Dev	Cüce - Dev	Cüce - Dev	Cüce - Dev	Cüce - Dev
U-G	a1	1.17 – 1.18	1.19 – 1.04	1.16 – 1.07	1.17 – 1.18	1.15 – 1.03	1.17 – 1.14
U-G	b1	0.16 – 0.10	0.10 – 0.33	0.18 – 0.33	0.14 – 0.08	0.18 – 0.34	0.17 – 0.21
U-G	c1	1.22 – 1.26	1.27 – 1.13	1.22 – 1.13	1.24 – 1.28	1.21 – 1.12	1.22 – 1.20
G-R	a2	-0.68 - -0.47	-0.58 – 0.22	-0.14 – 0.22	-0.67 - - 0.58	-0.23 – 0.06	-0.12 - - 0.27
G-R	b2	2.48 – 2.23	2.17 – 0.81	1.34 – 0.81	2.42 – 2.40	1.50 – 1.05	1.31 – 1.50
G-R	c2	-0.32 - -0.27	-0.18 – 0.60	0.32 – 0.60	-0.33 - - 0.35	0.22 – 0.50	0.34 – 0.26
G-V	a3	-0.32 - -0.39	-0.24 – 0.15	-0.03 – 0.15	-0.30 - - 0.42	-0.05 – 0.08	-0.03 - - 0.05
G-V	b3	1.25 – 1.47	1.05 – 0.40	0.69 – 0.40	1.19 – 1.50	0.73 - 0.53	0.71 – 0.73
G-V	c3	-0.34 - -0.48	-0.22 – 0.16	0.01 – 0.16	-0.30 - - 0.50	-0.02 – 0.10	0.01 – 0.00

4.1 12 Gyr. cüce ve dev modeller

$$U\text{-}G = a\,(U\text{-}B) + b\,(B\text{-}V) + c, \qquad G\text{-}R = a\,(U\text{-}B) + b\,(B\text{-}V) + c,$$
$$G\text{-}V = a\,(U\text{-}B) + b\,(B\text{-}V) + c,$$

4.2 14 Gyr. cüce ve dev modeller

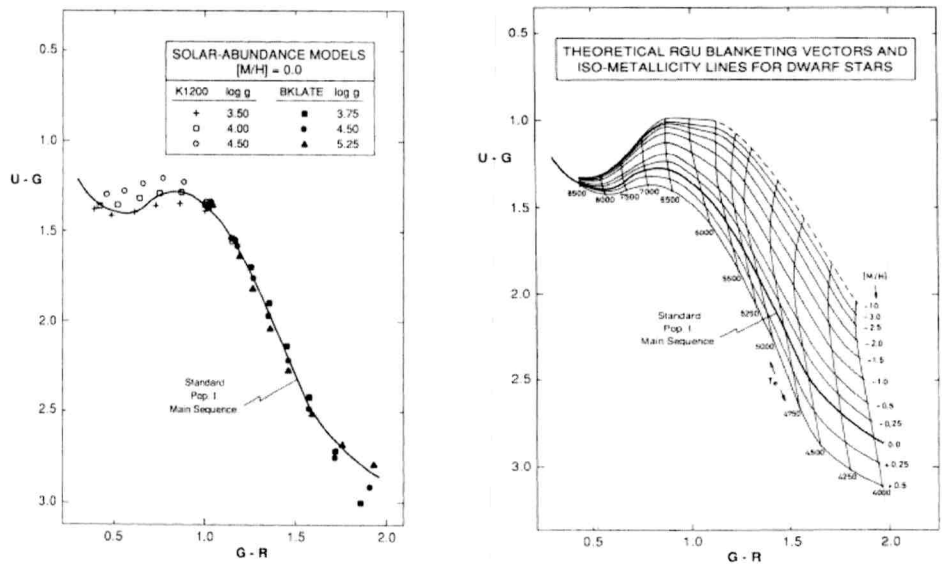
$$U\text{-}G = a\,(U\text{-}B) + b\,(B\text{-}V) + c, \qquad G\text{-}R = a\,(U\text{-}B) + b\,(B\text{-}V) + c,$$
$$G\text{-}V = a\,(U\text{-}B) + b\,(B\text{-}V) + c,$$

Çizelge 6a - b de, dönüşüm formüllerinin katsayılarının yaş ve metal bolluğu ile ilişkisi görülmektedir. Görüldüğü gibi, dönüşüm formüllerinin katsayıları metal bolluğu ve yaşa göre değişmektedir. Yaşın ise çok az bir etkisinin olduğu görülmektedir (Buser ve Karataş, 1999).

5. Fotometrik Diyagramların Metal Bolluğuna Göre Kalibrasyonu

Çizelge 1b deki veriler ile RGU (73) duyarlılık fonksiyonlarından elde edilen sentetik verilerden metal bolluğuna göre $+0.5 \leq [M/H] \leq -10$ aralığında cüce yıldızlar için kalibre edilen iki renk diyagramı, Şekil 13b de görülmektedir. Şekildeki gözlemsel anakol, Schmidt – Kaler (1982), Gliese (1982) ve Jahreiss – Gliese (1989) e ait UBV verilerinin (3) nolu renk bağıntıları ile RGU da ifade edilen gözlemsel anakol dur. Şekil 13b deki eş bolluk eğrileri ve blanketing vektörlerinden oluşan grit, U-G, G-R iki renk diyagramında interpolasyon yapabilecek kadar geniştir.

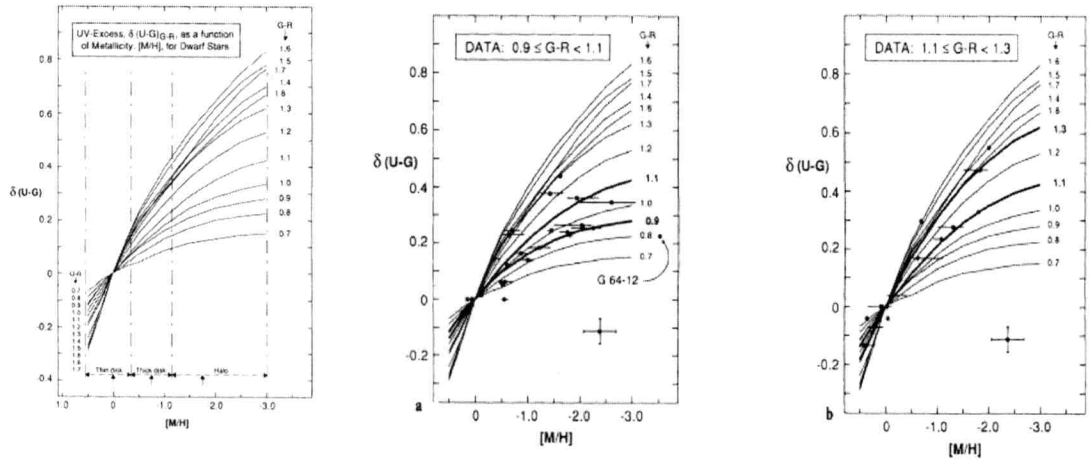
RGU daki gözlemsel anakolun sentetik U-G, G-R renkleri ile karşılaştırılması Şekil 13a da gösterilmiştir. $T_e > 6500\ ^oK$ değerlerinde, özellikle log g = 3.5, 4.0 ve 4.5 e ait sentetik veriler gözlemler ile 0.10 kadire varan farklılıklar göstermektedir. Bunun nedeni spektrumdaki moleküler opasite kaynaklarının ihmali ve konveksiyonun modellere yetersiz olarak katılmasından dolayıdır. $T_e < 6500\ ^oK$ değerlerinde, sentetik veriler ile gözlemler arasındaki uyum mükemmeldir. G-R > 1.5 de log g=3.75 ve 4.50 e ait sentetik renkler gözlemler ile farklılık göstermekte fakat log g = 5.25 e ait sentetik



Şekil 13 a – b.

renkler gözlemler ile uyum içerisindedir (Buser ve Fenkart, 1990). Şekil 13b de, [M/H] = 0 için, model yerine gözlemsel anakolun seçilmesinin nedeni şöyle açıklanabilir:

Şekil 13b deki sentetik iki renk diyagramından + 0.5 ≤ [M/H] ≤ - 3 metal bolluğu ve 0.7 < G-R < 1.8 renk indeksi aralığında, $\delta(U\text{-}G)_{(G\text{-}R),[M/H]} = (U\text{-}G)_{G\text{-}R,\,0} - (U\text{-}G)_{G\text{-}R,[M/H]}$ morötesi artıkları elde edilebilir. Elde edilen morötesi artığının, [M/H] ve (G-R) renginin bir fonksiyonu olarak δ(U-G) - [M/H] kalibrasyonu Şekil 14 a da gösterilmiştir. Bu kalibrasyon yapılırken, galaksimizdeki ince disk, kalın disk ve halo



Şekil 14 a- c.

bileşenleri ve bunların ortalama metal bolluğu değerleri gözönünde bulundurulmuştur. Trefzger ve Spaenhauer (1988), geç F ve orta G tipi yıldızların fotoelektrik RGU değerlerinden itibaren $\delta(U\text{-}G)_{(G\text{-}R),[M/H]} = (U\text{-}G)_{HYADES} - (U\text{-}G)_{YILDIZ}$ moröte artıklarını ve Cayrel ve ark. (1985) e ait spektroskopik bolluk değerlerini δ(U-G) - [M/H] kalibrasyonuna işaretlediler (Şekil 14 b ve c). Sentetik δ(U-G) - [M/H] kalibrasyonu ile gözlemsel değerler her ne kadar saçılma olmasına ve veri sayısı az olmasına rağmen uyum içerisindedir. Sentetik δ(U-G) - [M/H] kalibrasyonu, galaksimizde gözlenen ve ortalama metal bollukları <[M/H]> = 0.0, <[M/H]> = -0.8 ve <[M/H]> = -1.8 olan ince disk, kalın disk ve halo yıldızlarının istatiksel metal bolluğu dağılımlarını çıkarmada kullanılabilir olduğu gözükmektedir.

6. Mutlak Kadir

Mutlak kadir, galaksimizdeki yıldızların düzlemden itibaren *z* uzaklıkları ve metal bolluğu gradiyenti (d[M/H] / dz) araştırmalarında gereklidir. Galaksimizdeki bir yıldızın görünen kadiri ve mutlak kadiri bilinirse, güneşten itibaren (d) ve düzlemden itibaren (*z*) uzaklığı aşağıdaki bağıntıdan elde edilebilir.

$$V - M_V = 5\log d - 5$$

$$z = d \sin b$$

b : galaktik enlem

Mutlak kadir, [M/H] (metal bolluğu), t (yaş) ve log g (yüzey çekim ivmesi) için, fotometrik renk indekslerine göre iyi bir şekilde kalibre edilmelidir. Böyle bir kalibrasyon kümelerden itibaren gözlemsel olarak oluşturulmuş ve uygulanmıştır (Ratnatunga ve Freeman, 1989).

Teorik yaş eğrilerine göre çizilen $M_{bol} - T_e$ bağıntısının M_v – (B-V) gözlemsel bağıntısına dönüştürülmesinde sentetik fotometri kullanılmaktadır. Bunun için, örneğin, t (yaş) =10 milyar, helyum bolluğu (Y = 0.20) ve ağır element bolluğu(Z = 0.004) için yaş verileri, sentetik fotometri verileri ile birleştirilir (Çizelge 7).

Çizelge 7.

Kütle	log T	log g	M_{bol}	U-B	B-V	V-R	R-I
0.681	3.695	4.703	6.530	0.45	0.87	0.50	0.46

Şekil 16a da gösterilen teorik (M_{bol} , log T_e) diyagramının Şekil 16b de gözlemsel sistemde kullanılan (M_v – (B-V)) diyagramına dönüştürülmesi gerekir. Bunun için, aşağıdaki (4) nolu bağıntı kullanılır.

$$B.C. = M_{bol} - M_v$$

$$BC = M_{bol} - M_v = +\,2.5\,\log(L_V/L) + \text{sabit} \qquad (4)$$

$$L_V = \frac{4\pi R_*^2 \pi \int_0^\infty cF(\lambda)S_v(\lambda)d\lambda}{4\pi R_*^2 \pi \int_0^\infty F(\lambda)d\lambda}$$

R_* : yıldızın yarıçapı,
$F(\lambda)$: Akı,
S_V (λ): V bandının duyarlılık fonksiyonu, c: sabit

Bu iki bağıntı birleştirilirse,

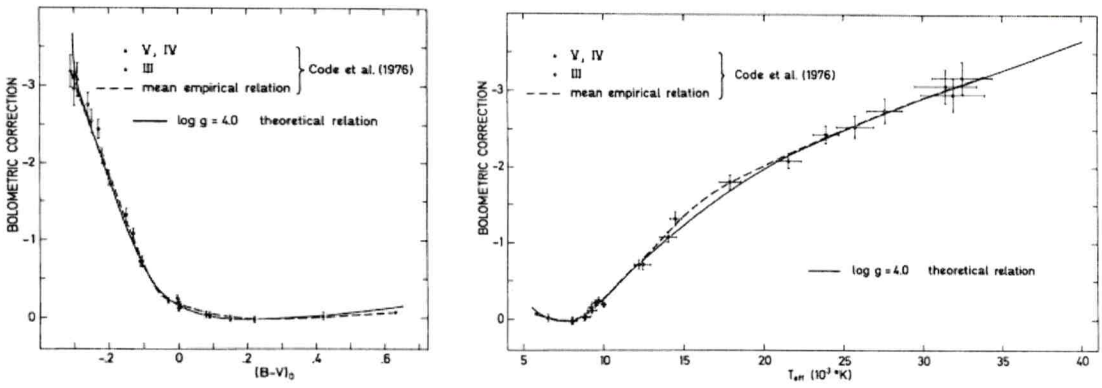
$$BC = -2.5\log\int_0^\infty F(\lambda)d\lambda + 2.5\log\int_0^\infty F(\lambda)S_v(\lambda)d\lambda + sabit$$

$$BOL = -2.5\log\int_0^\infty F(\lambda)d\lambda = -2.5\log(\sigma T_{eff}^4/\pi)$$

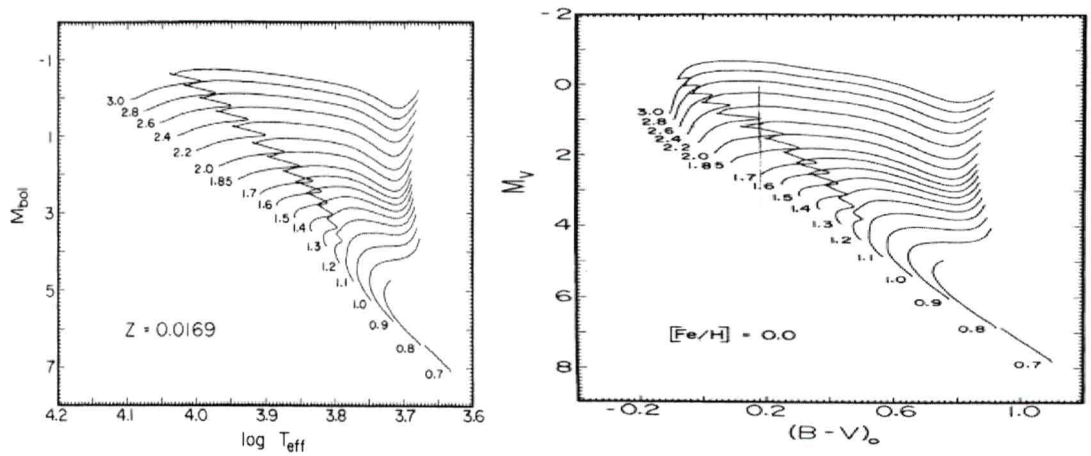
$$BC = BOL - V + \text{sabit} \qquad (5)$$

Burada, B.C. bolometrik düzeltme olup, B-V renk indeksi ve T_e etkin sıcaklık ile olan ilişkisi Şekil 15a ve b de verilmiştir. Şekil 15 de, Code ve ark. (1976) a ait deneysel ve log = 4.0 ait sentetik ilişkinin uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Böylelikle, B.C

(bolometrik düzeltme) bilineceğinden, Çizelge 7 deki M_{bol} değeri, (4) nolu bağıntıya konarak M_V mutlak kadir elde edilir.



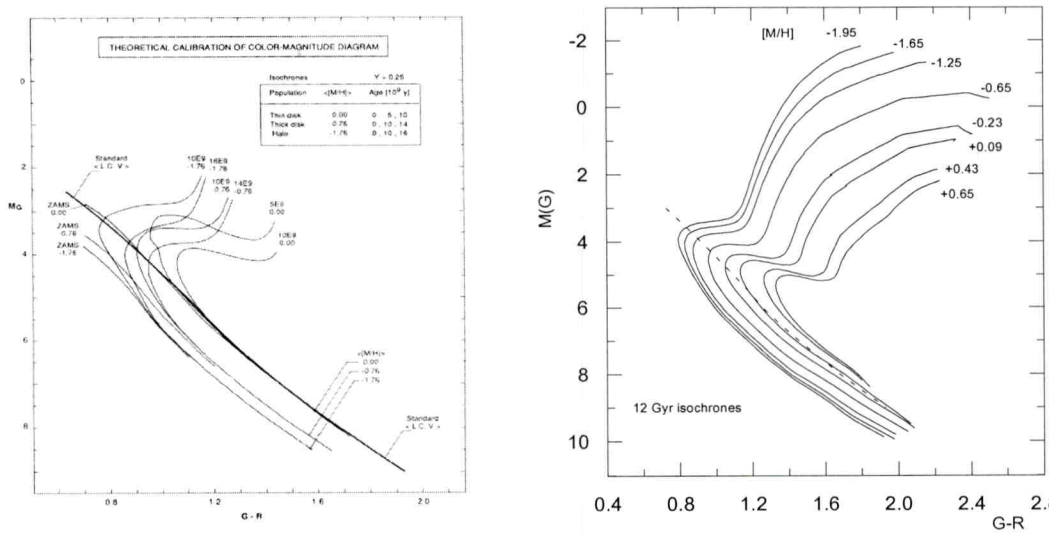
Şekil 15 a – b.



Şekil 16 a –b.

Güneş bileşiminde yıldızlar için teorik evrimsel yollar Şekil 16a da M_{bol} - T_e diyagramında verilmiştir. Bu diyagram, aynı kimyasal bileşim, aynı sıcaklık ve aynı yüzey çekim ivmesini kaplayan güneş bolluğuna sahip teorik atmosfer modellerinden elde edilmiş sentetik fotometri yolu ile Şekil 16b de gösterilen M_v - (B-V) düzlemine dönüştürülür. Şekillerdeki teorik yaş verileri VandenBerg (1985) e aittir.

Buser ve Fenkart (1990) bu yöntemi takip ederek, VandenBerg (1985) yaş verilerini, sentetik RGU verileri ile birleştirmek suretiyle, M(G) - (G-R) diyagramını gözlemsel sistemde sentetik olarak ifade etti (Şekil 17 a). Şekil 17a da, galaksimizdeki üç popülasyon ve bunların metal bolluklarına göre, 5, 10, 14, 16 Gyr. için yaşa göre kalibre edilmiş RGU sisteminde sentetik M(G) - G-R diyagramı görülmektedir. Şekil 17a da, sentetik ZAMS'ın (sıfır yaş anakolu) gözlemsel standart bağıntı ile uyum içinde olduğu görülmektedir.



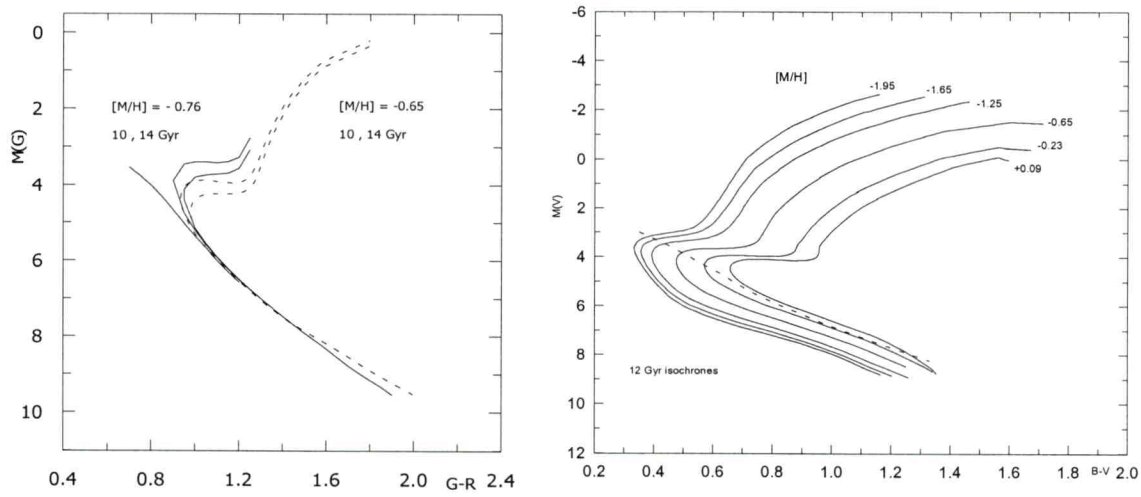
Şekil 17 a – b.

Gözlemsel RGU alanlarında, cüce ve altdev yıldızı olarak sınıflandırılan yıldızların mutlak kadirleri, Şekil 17a dan itibaren, yıldızın metal bolluğu ve G-R indeksi bilinmek suretiyle belirlenir. Şekilde, gözlemsel sistemde ifade edilmiş bağıntı, UBV sistemindeki Schmidt - Kaler (1982), Gliese (1982), Jahreiss - Gliese (1989) e ait verilerden itibaren renk bağıntıları yardımıyle oluşturulmuştur.Ne var ki, Şekil 17a daki sentetik M(G) - (G-R) kalibrasyonu, dev yıldızların metal bolluklarının tespit edilmesine olanak vermiyor.

Buser ve Karataş (2000), Yale yaş verileri ile birleştirilen BaSeL yıldız kütüphanesinden itibaren $+ 0.65 \leq [M/H] \leq -1.95$ aralığında 12 Gyr. yaş için M(G) - (G-R) diyagramını metal bolluğuna göre kalibre etti (Şekil 17 b). Bu kalibrasyon, bize, dev yıldızların mutlak kadirlerinin tayini imkanını vermektedir.

VandenBerg (1985) e ait yaş verileri kullanılarak, Buser ve Fenkart (1990) tarafından cüce, altdev ve dev yıldızlar için oluşturulan M(G) - (G-R) diyagramının, YALE yaş verileri kullanılarak Buser ve Karataş (2000) tarafından oluşturulan sentetik M(G) - (G-R) diyagramı ile karşılaştırılması aynı metal bolluklarında ve 10 - 14 Gyr. yaşları için Şekil 18a da gösterilmiştir.

İki yaş veri setinin anakolları uyum içerisinde iken, VandenBerg yaş verilerine ait dönüm noktaları ve alt dev kolları, YALE yaş verilerinden önemli bir şekilde fark eder. VandenBerg yaş verileri, aynı G-R renk indeksine sahip anakol ve altdev yıldızları arasında mutlak kadirlerde çok büyük farklılıklar verdiği gibi, mavi renklere doğru parlak dönüm noktaları göstermektedir. Şekil 18a da, kırmızı dev kollarda, renk ve mutlak kadir üzerinde metal bolluğunun etkisinin önemli olduğu görülüyor. Yaş etkilerinin ise nispeten az, hatta ihmal edilebilir olduğu görülmektedir.



Şekil 18 a – b.

$+ 0.65 \leq [M/H] \leq -1.95$ aralığında, 12 Gyr yaş için, M(V) - (B-V) diyagramının Buser ve Karataş (2000) tarafından oluşturulan metal bolluğuna göre kalibrasyonu Şekil 18b de verilmiştir.

7. Metal Bolluğu

7.1 Cüce Yıldızlar

U-B, B-V iki renk diyagramında Hyades anakolu üzerinde, metalce fakir alt cüce yıldızlarda, δ (U-B) gözlenen morötesi artığının metal çizgi engellenmesi etkisine çok iyi bir şekilde duyarlı olduğu bilinmektedir. Metal bolluğunun tespit edilmesinde fotometrik yöntem çok caziptir. Bunun nedeni de spektroskopik yöntemler ile karşılaştırıldığında bazı avantajlara sahip olup şu şekilde özetlenebilir:

i) Çok sönük kadirlere gidilebilmektedir.
ii) Gözlemsel veriler çok hızlı bir şekilde elde edilebilmektedir.
iii) Küme ve çok sayıda yıldız içeren alanlara uygulanabilmektedir.
iv) Sıcaklık, yüzey çekim ivmesi, parlaklık ve yıldızlararası kızarma tespit edilebiliyor.

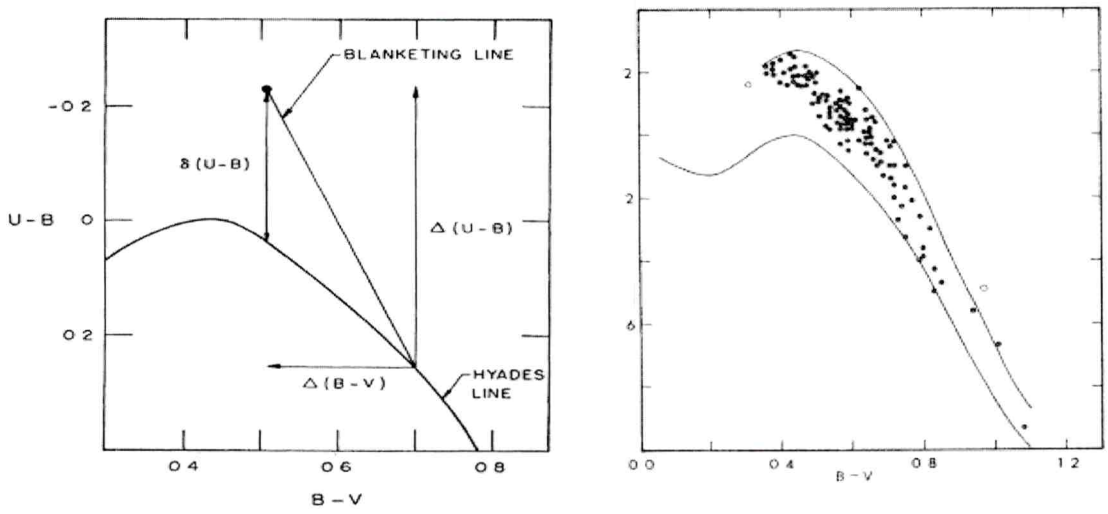
Fotometrik yol ile elde edilen metal bolluklarının hassasiyeti yüksek dispersiyonlu spektroskopiden elde edilen hassasiyet ile karşılaştırıldığında hemen hemen aynı mertebededir. Fotometrik yol ile metal bolluğu tayini, Şekil 19a da görülen U-B, B-V iki renk diyagramındaki blanketing vektörüne dayanmaktadır. Blanketing vektörü, bir yıldızın spektrumundan çizgileri teker teker çıkardığımızda iki renk diyagramında bir vektör boyunca hareket eder. Metal bolluğu tayini de mavi ve morötesi bölgelerde çizgi engellemesi özelliği kullanılarak yapılıyor. Bir yıldızın etkin

sıcaklığını sabit tutup metal bolluğunu arttırdığımızda yıldızın enerji yayınlaması bu çizgiler tarafında engellenir. Yıldızın atmosferi içerisinde dağılan bu enerji, atmosferin ısınmasına neden olur. Bu olay Backwarming (enerjinin geri dönüşü ile meydana gelen ısınma) olarak bilinir. Yıldızın enerjisi, eninde sonunda bu çizgiler arasındaki boşluklardan kaçar. Blanketing de, Blocking ve Backwarming'in bir bileşkesidir.

Sandage (1969) U-B, B-V iki renk diyagramında, yüksek öz harekete sahip yıldızların, B-V = 0.6 renk indeksinde büyük bir morötesi artığına sahip olduğunu ve bu mor ötesi artığın B-V = 1.25 değerine doğru tedrici bir şekilde azaldığını ifade etti (Şekil 19b). Gözlenen mor ötesi artıklarını da, B-V = 0.6 değerine karşılık gelen δ(U-B) = 0.31 değerine normalize etti (Şekil 19b).

δ(U-B) metal bolluğuna duyarlı bir fotometrik indeks olup şöyle ifade edilir :

$$\delta(U\text{-}B) = (U\text{-}B)_{HYADES} - (U\text{-}B)_{YILDIZ}$$

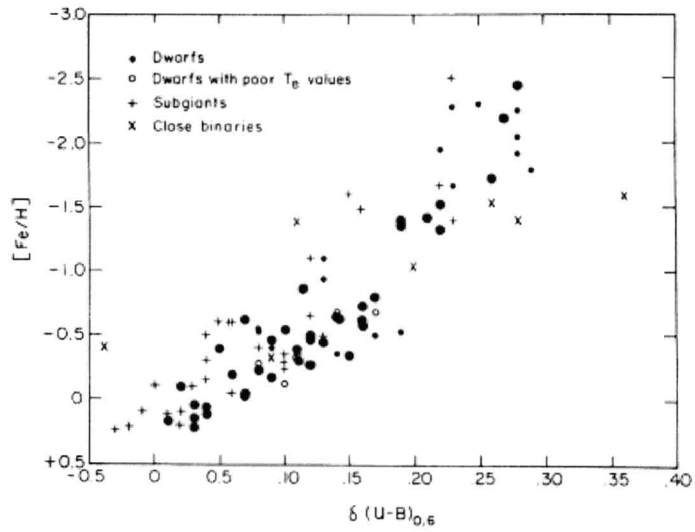


Şekil 19 a –b.

Sandage (1969)'in normalize ettiği $\delta(U\text{-}B)_{0.6}$ morötesi artığı, o zamandan bu yana alan ve kümlerin pek çok UBV fotometri çalışmalarında standart bir metal bolluğu parametresi olarak kullanılmıştır. Bu metal bolluğu kalibrasyonlarından bir tanesi Carney (1979) tarafından oluşturulmuştur. Carney (1979), $0.4 \leq B\text{-}V \leq 0.8$ aralığındaki cüce, altcüce ve altdev yıldızlarının UBVRI fotometrik δ(U-B) morötesi artığı ve spektroskopik [Fe/H] metal bolluğu verilerinden Şekil 20 de verilen kalibrasyonu elde etti. Buradaki spektroskopik metal bollukları spektrumdaki çizgilerin eşdeğer genişliklerinden itibaren hesaplanmıştır.

Şekil 20 den Carney (1979) tarafındana elde edilen bağıntı şu şekildedir:

$$[Fe/H] = +0.11 - 2.90\ \delta(U\text{-}B)_{0.6} - 18.68\ \delta(U\text{-}B)^2_{0.6}$$



Şekil 20.

Bu bağıntı $\delta(U-B) \leq 0.25$, $[Fe/H] \geq -1.75$ dex değerleri için uygulanabilir. Bu bağıntının bir dezavantajı da evrimleşmiş yıldızları içermesidir. Burada,

$$\delta(U-B) = (U-B)_{HYADES} - (U-B)_{YILDIZ}$$

$$[Fe/H] = \log ([N_{el}/N_H]_{yıldız} / ([N_{el}/N_H]_{güneş}) = \log ([Fe/H] / [Fe/H]_{\odot})$$

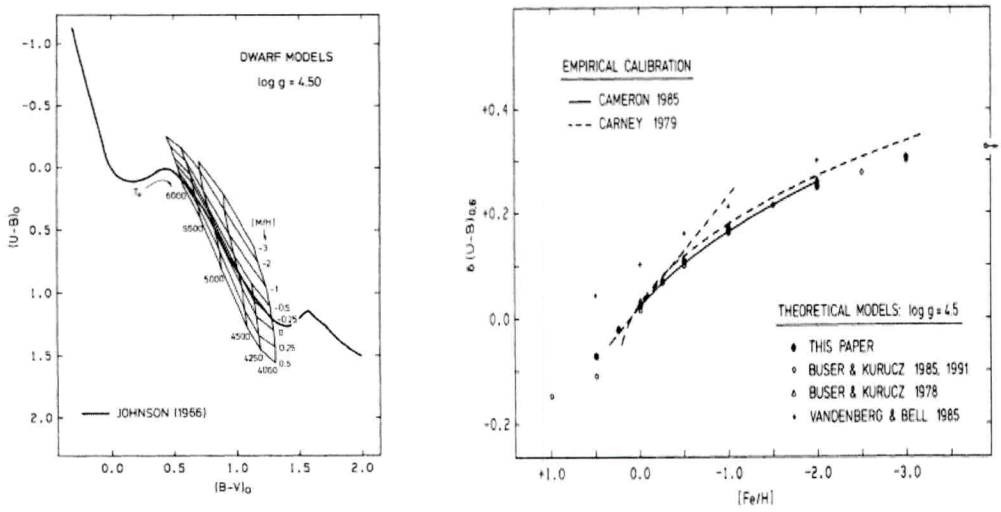
Hyades anakolunun güneşin bolluğunda ($[Fe/H] \sim 0$) olduğu kabul ediliyor. Bununla birlikte, Hyades kümesi üzerine yapılan çalışmalar bu kümenin metal bolluğunun güneşten zengin olduğunu göstermektedir. Cayrel ve ark. (1985), Hyades'in metal bolluğunu $[Fe/H] = + 0.12$ olarak veriyor. Bu şu anlama geliyor; standart bağıntıyı (burada Hyades kümesine ait U-B, B-V bağıntısı) sabit bir yüzey gravitesi ($\log g = 4$) ve sabit metal bolluğu ($[Fe/H] = 0$) için gözlemlerden itibaren oluşturmak zor ve pratik değildir. İşte sentetik fotometrinin önemi burada kendini göstermektedir. Bu standart bağıntılar, etkin bir şekilde sabit metal bolluğu ve yüzey çekimi için elde edilebilir.

Buser (1992), Carney (1979) e ait fotometrik metal bolluğu indeksi – spektroskopik metal bolluğu bağıntısını, sentetik olarak $\log g = 4.5$ yüzey gravitesi için $0.5 \leq [M/H] \leq -3.0$ metal bolluğu aralığında, Şekil 21a daki U-B, B-V iki renk diyagramında bir mor öte artığı tanımlayarak aşağıdaki bağıntıya göre elde etti. (Şekil 21b).

$$\delta(U-B)_{0.6} = (U-B)_{gözlemsel,\,0.6} - (U-B)_{model,\,0.6}$$

Burada,

$$(U-B)_{gözlemsel,\,0.6} = 0.123 \quad \text{(Johnson, 1966)}$$



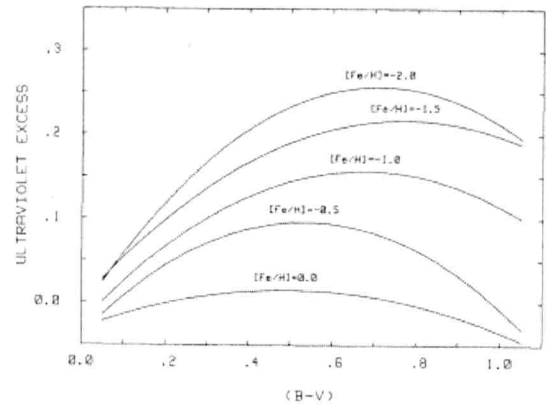
Şekil 21 a - b.

Şekil 21a dan elde edilen sentetik $\delta(U-B)_{0.6}$ – [M/H] bağıntısı, Şekil 21b de verilmiştir. Bu bağıntıda $\delta(U-B)_{0.6} = 0.0$ değeri [Fe/H] = + 0.10 değerine karşılık gelir. Bu da spektroskopik olarak bulunan Cayrel ve ark. (1985) a ait Hyades kümesi için elde edilen [Fe/H] = + 0.12 değeri ne yakındır. Elde edilen sentetik kalibrasyon, Carney (1979) deneysel kalibrasyonu ile uyum içerisindedir. Carney (1979)'in bağıntısı, evrimleşmiş yıldızları içermektedir. Elde edilen sentetik bağıntı ise sadece log g = 4.5 ve [Fe/H] = 0 sahip olan sentetik yıldızlar için geçerlidir. Demek oluyor ki, atmosfer modelleri ve UBVRI duyarlılık fonksiyonlarından elde edilen sentetik veriler, iki renk diyagramlarının sentetik sunumunu vermektedir. Bu sentetik iki renk diyagramından elde edilen metal bolluğu parametresi, spektroskopik gözlemlere dayanan kalibrasyonlar ile mükemmel bir şekilde uyum içerisindedir.

Soğuk K tipi yıldızlarda, doğrudan kalibrasyonlar mevcut değildir. Bu bakımdan bu yıldızlarda, morötesi artığının metal bolluğunun duyarlı bir ölçüsü olarak devam etmesi sentetik fotometri ile öngörülmektedir. K tipi yıldızlar için elde edilen bu kalibrasyon, UBVRI ve öz hareket verileri ile desteklenirken, spektroskopik gözlemler ile de doğrulanmayı beklemektedir.

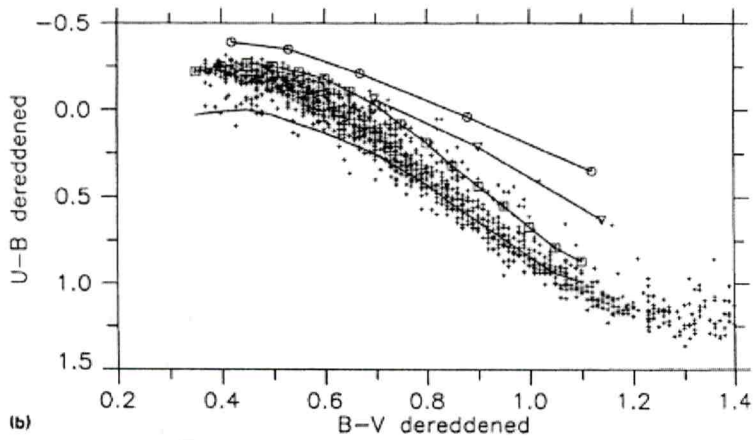
Sandage (1969)' in tanımladığı B-V > 0.6 değerinin ötesine doğru morötesi artığının, artan B-V renk indeksi ile tedrici bir şekilde azalmasını gösteren zarf, metalce fakir (metal çizgileri olmayan) bir bağıntıyı göstermekten ziyade, güneş bolluklarına doğru taraflılığı göstermektedir.

Buser ve Kurucz (1992), $\delta(U-B)_{0.6}$ morötesi artığının UBV sisteminde B-V = 0.6 değerinde bir maksimuma sahip olmadığını daha ziyade bu maksimumun (B-V) ≤ 0.85 değerlerinde arttığını gösterdi (Şekil 22). RGU sisteminde, [M/H] = -2 ve T_e = 5000 °K değerlerine sahip metalce fakir bir yıldız, [M/H] = -2 ve T_e = 6000 °K değerine sahip sıcak yıldızdan daha büyük bir morötesi artığına sahiptir (Şekil 21a) (Şekil 22).



Şekil 22.

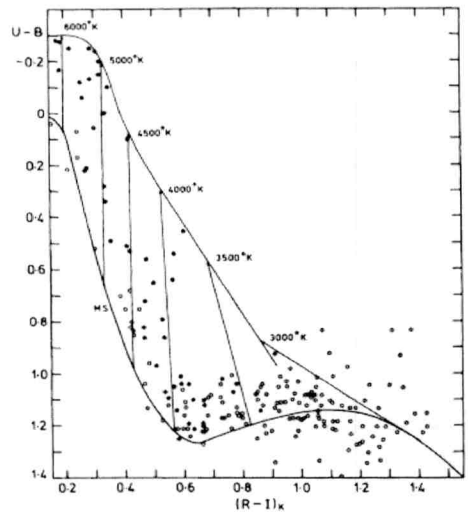
U-B, B-V iki renk diyagramına 1641 yıldız ve Sandage (1969)' in tanımladığı zarfı yerleştirdiğinde, bazı yıldızların bu zarfın üzerinde yer aldığı görüldü (Ryan, 1989). (Şekil 23). Şekilde, Buser ve Kurucz' a ait [M/H] = - 3 için sentetik fotometri bağıntısı da gösterilmiştir. Demek oluyor ki, örnekteki yıldızları, Sandage (1969) tarafından tanımlanan zarf değilde, Buser ve Kurucz (1992) a ait [M/H] = - 3 eğrisi temsil edebilir.



Şekil 23.

Bu durumda Sandage (1969)'in δ $(U-B)_{0.6}$ fotometrik indeksini kullanarak metal bolluğu tayini, özellikle (B-V) > 0.8 değerlerinde güneş bolluklarına doğru taraflı ve yanlış olur. Sandage ve Katem, Şekil 23 deki (B-V) > 0.6 değerlerinde morötesi fazlalığı gösteren yıldızların çift yıldızlar olabileceğini ifade etti. Bu renk indekslerinde bir çift yıldız dejenere bir bileşen ve geç tipten K cüce yıldızdır. Böyle bir çift sistemde dejenere bileşen kısa dalgaboylarında akıya önemli katkıda bulunur ve bundan dolayı bu yıldızlar Sandage'in tanımladığı zarfın üzerinde yer alırlar. İlave veriler olmadıkça, Şekil 23 deki yıldızların çift yıldız olup olmadığını doğrulamak imkansızdır. Şekilde, Ryan'a ait örnekteki yıldızların üst zarfının, Buser ve Kurucz'a ait [M/H] = -3 sentetik fotometrisi ile tanımlanan eş bolluk bağıntısı ile uyum içerisinde olduğu görülüyor.

Görüldüğü gibi, (B-V)>0.85 değerlerinde, geç tipten cüce yıldızların metal bollukları için başka yöntemlere ve kalibrasyonlara gerek vardır. B-V renk indeksi yerine R-I renk indeksini alırsak problemi çözebilirmiyiz. R-I renk indeksi metal bolluğundan bağımsızdır.



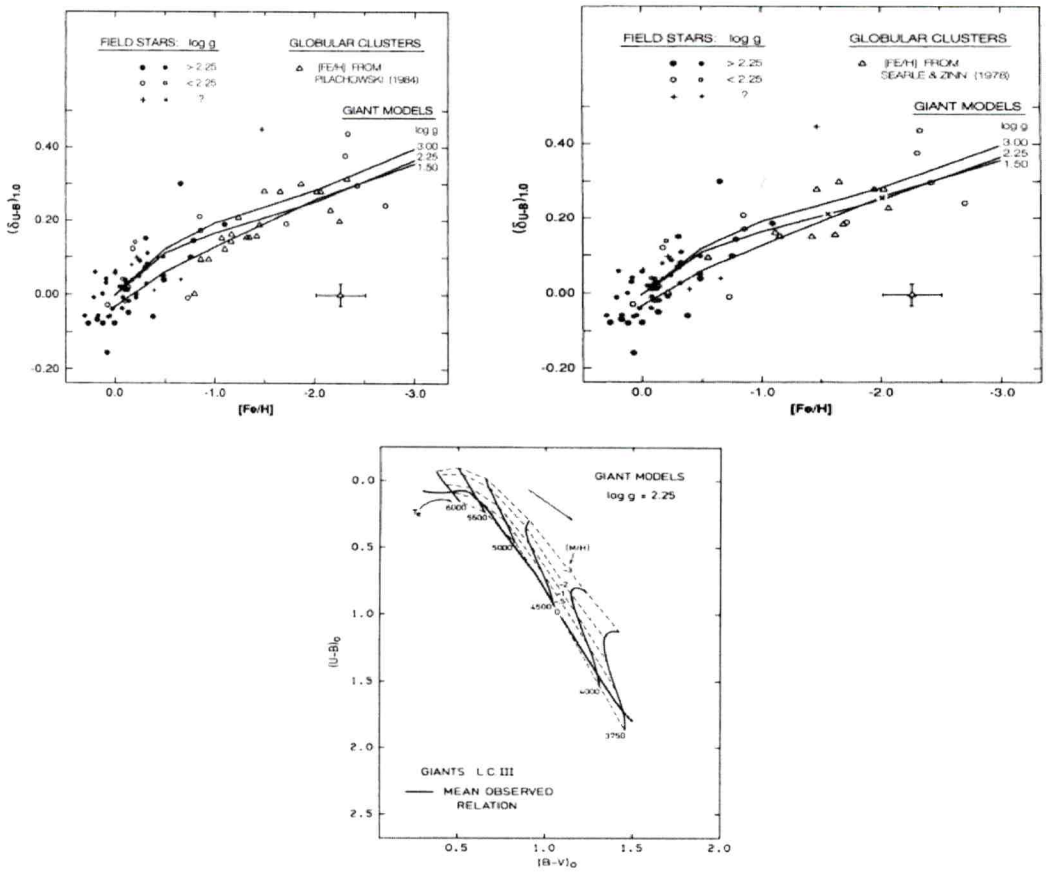
Şekil 24.

Blanketing vektörleri, U-B, R-I iki renk diyagramında hemen hemen dik olduğundan, metalce fakir alt cüceleri normal cücelerden ayırt etmede U-B, B-V iki renk diyagramına daha tercih edilir. U-B, R-I iki renk diyagramında G ve K tipi cüce yıldızların sıcaklıkları metal bolluğundan bağımsızdır. Ne var ki, U-B, R-I iki renk diyagramında bir metal bolluğu kalibrasyonu henüz oluşturulamadı.

8. Dev Yıldızlar

Metalce fakir alan ve küresel küme dev yıldızları için metal bolluğu parametresi, Wallerstein ve Helfer (1966) tarafından ileri sürülen $\delta(U\text{-}B)_{1.0}$ fotometrik indeksidir. Bu indeks, cüce yıldızlar için $\delta(U\text{-}B)_{0.6}$ indeksine benzer olarak, $(B\text{-}V)_0 = 1.0$ renk indeksinde normal dev koluna göre morötesi artığını ifade eder. Bu renk indeksinin değeri, güneş bolluğundan metalce fakir en düşük değerlere doğru tüm metal bolluğu aralıklarında kümelerin dev kollarındaki yıldızları içerecek kadar yeterince kırmızıdır. Bununla birlikte M tipi dev yıldızlardan kaçınılacak kadar da yeterince mavidir.

$(U\text{-}B)_0$ renginin metal bolluğuna ([M/H]) olan duyarlılığı, iki renk diyagramlarındaki teorik eş bolluk çizgilerinin saçılmasından dolayı bir delildir (Şekil 25c). Şekil 25c de, morötesi artığının [M/H] < -1 dex değerlerine doğru artması ve eğrilmesi, bu bolluk değerlerinde B-V renk indeksinin soğuk yıldızların atmosferlerindeki Rayleigh saçılmasına artan bir şekilde duyarlı olmasından dolayıdır. Böylelikle B-V renk indeksi daha da kırmızı olur. Şekil 25c den elde edilen sentetik $\delta(U\text{-}B)_{1.0}$ - [M/H] bağıntısı, Şekil 25a ve b de gösterilmiştir. Şekildeki sentetik bağıntılar kümelerin metal bollukları ile saçılma olmasına rağmen, nitelik olarak uyum içerisindedir.



Şekil 25 a-c.

Şekil 25 a ve b de küresel kümelerin $\delta(U-B)_{1.0}$ morötesi artıkları, Kron&Guetter (1976) ve Sandage & Hartwick (1977) e ait olup, spektroskopik [M/H] metal bollukları ise Searle - Zinn (1978) ve Plachowski (1984) e aittir. Örneğin, M71 küresel kümesine ait dev yıldızların yüksek çözünürlüklü çalışmada elde edilen metal bollukları, [Fe/H] = -0.79 (Pilachowski, 1984), [Fe/H] = -1.33 (Pilachowski, 1984), [Fe/H] = -0.57 (Bessel, 1983b) dir. Bu kümenin düşük çözünürlüklü çalışmalardaki spektrumlarından elde edilen metal bollukları [Fe/H] = -0.22 (Searle – Zinn, 1978), [Fe/H] = -0.40 (Zinn, 1980), [Fe/H] = -0.58 (Zinn, 1985). M71 küresel kümesinin $\delta(U-B)_{1.0} = 0.0$, [Fe/H] = -0.79 değerleri, sentetik $\delta(U-B)_{1.0}$ - [M/H] kalibrasyonu ile uyuşmamaktadır. Halbuki bu kümenin metal bolluğu, Searle – Zinn (1978) e ait - 0.22 değeri alındığında, sentetik kalibrasyon ile iyi bir uyum ortaya çıkmaktadır. Bu farklılıkların nedeni, metalce fakir küme dev yıldızlarının spektrumlarındaki çok kalabalık çizgilerin kontinyumunun yerini sıhhatli bir şekilde belirleyememekten ileri gelmektedir.

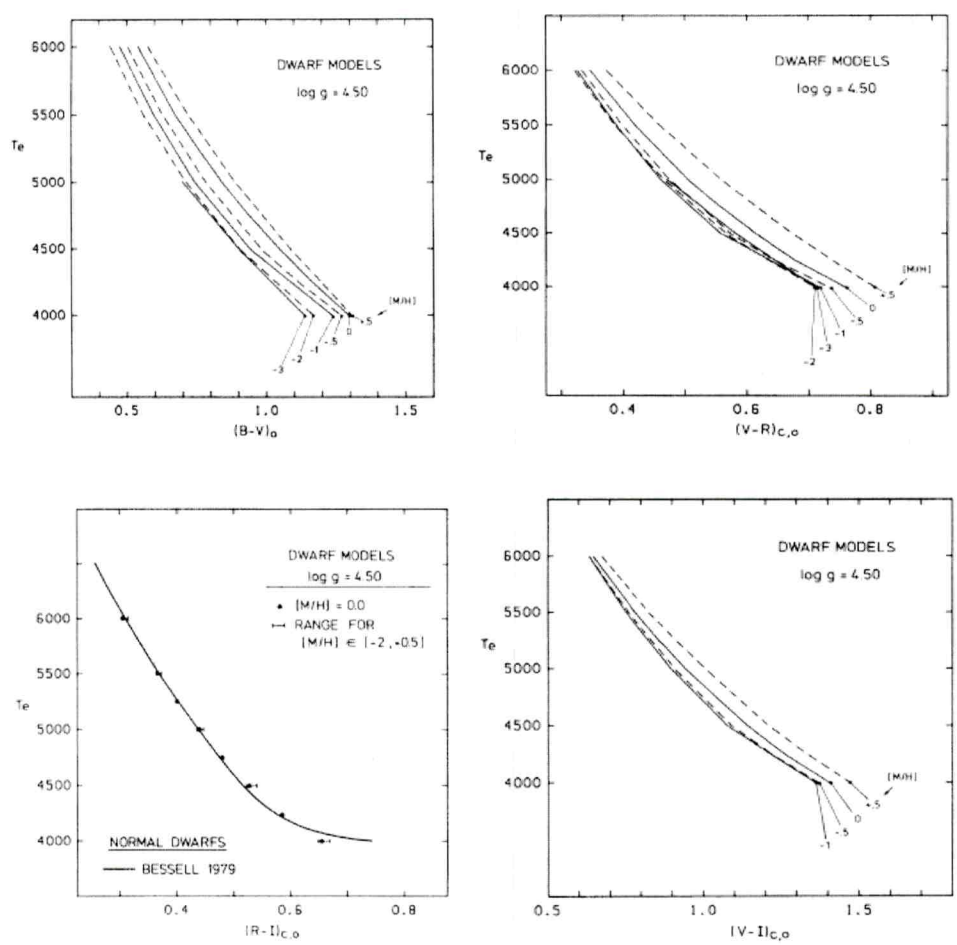
9. Etkin Sıcaklık

Şekil 26 a-d de, sentetik modellerin, farklı renk – sıcaklık bağıntılarını etkileyen metal bolluğunu nasıl öngördüğünü göstermektedir. $0.5 \leq [M/H] \leq -2$ dex aralığında

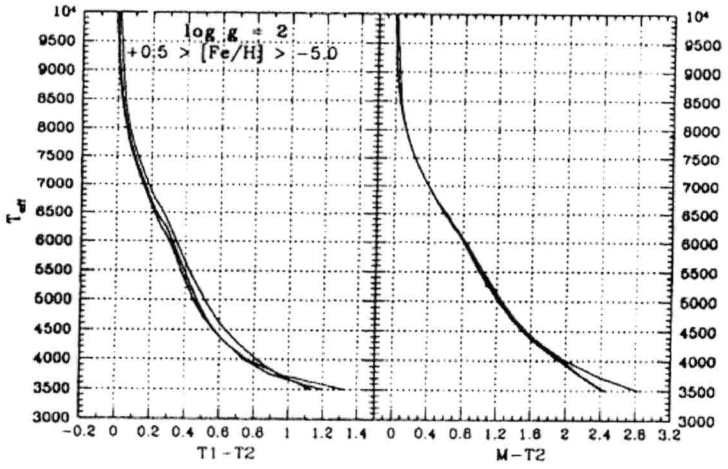
metal bolluğunda 3 dex kadar bir değişim, $(B-V)_o$ de ~ 0.2 kadirlik, $(V-R)_o$ de ~ 0.2 kadirlik, $(R-I)_o$ renk indeksinde ise ~ 0.03 kadirden az bir değişim oluşturur. Bu durumda, $(V-R)_o$ renk indeksi biraz daha büyük taban çizgisine sahip olduğundan ve metal bolluğuna daha az bağımlı olduğundan dolayı $(B-V)_o$ renk indeksine tercih edilir. En iyi sıcaklık indeksi $(R-I)_o$ renk indeksi olup, metal bolluğundan bağımsızdır.

Lejeune ve Buser (1996), BaSeL Yıldız Kütüphane'sini kullanarak, Washington fotometri sistemine ait T_1 -T_2 ve M - T_2 sıcaklık indekslerinden hangisinin en iyi sıcaklık indeksi olduğuna karar verdiler. Şekil 27a ve b de etkin sıcaklık ile Washington renk indeksleri arasındaki ilişki görülmektedir. T_e – (T_1 - T_2) bağıntısı metal bolluğuna bağımlıdır. Halbuki, T_e - (M - T_2) bağıntısı metal bolluğundan bağımsız olduğundan, M – T_2 en iyi sıcaklık indeksidir.

Şekil 28a-e de, dev yıldızlar için sentetik modeller (B-V) ve kırmızıötesi renkler ile karşılaştırılmaktadır. Modeller genelde denyesel kalibrasyonlar ile hata sınırları içerisinde uyum içerisindedir. Şekil 28a-b de, normal devlerde modeller sistematik olarak soğuk tarafta 0.03 kadir kadar, $T_e > 5500$ °K de 0.05 kadir kadar daha mavidir.



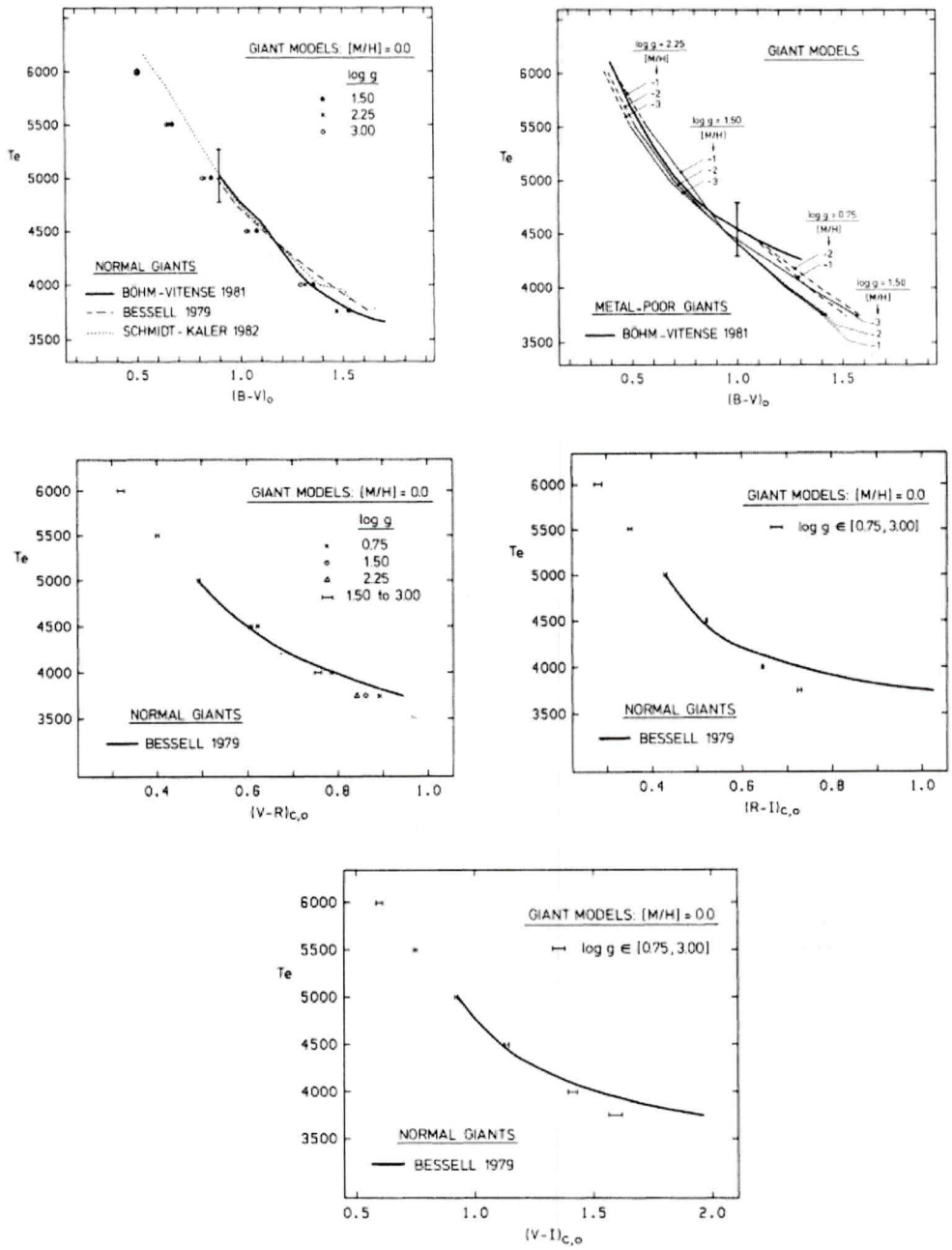
Şekil 26 a-d.



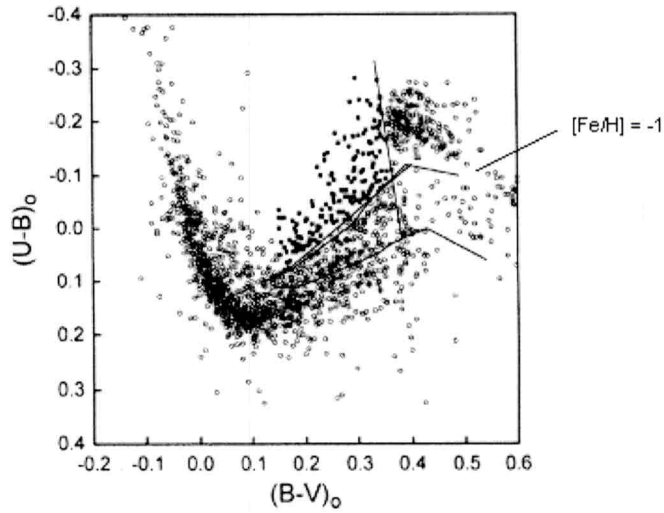
Şekil 27 a ve b.

Kırmızıötesi renklerde güneş bolluğundaki sentetik renkler, Bessell (1979) e ait gözlemsel renk – sıcaklık kalibrasyonu ile karşılaştırılmıştır. $T_e \leq 4000$ °K dışında genelde iyi bir uyum vardır. Bu aralıkta öngörülen renkler her zaman mavi ve sıcaklığa gözlenenden daha az duyarlıdır. Bunun nedeni de moleküler opasitenin modellerde iyi bir şekilde ifade edilememesinden kaynaklanmaktadır.

Sentetik fotometrinin önemi ve gücünü kavrayabilmek için, Preston ve ark (1994) na ait çalışma verilebilir; Preston ve ark. (1994), $0.15 < (B\text{-}V)_0 < 0.35$ renk indeksi aralığındaki anakol yıldızları, $(U\text{-}B)_0$, $(B\text{-}V)_0$ iki renk diyagramına yerleştirip, Buser ve Kurucz (1978) a ait , [Fe/H] = -1 için sentetik U-B, B-V eş metal eğrisini geçirmek suretiyle, BMP (mavi metalce fakir yıldızları) yıldızlarının sınıflamasını yaptılar (Şekil 29). Şekilde [Fe/H] = -1 eş metal eğrisinin üzerindeki içi dolu kareler, Preston'ın sınıflandırdığı mavi metalce fakir yıldızlardır.


GIANT MODELS: [M/H] = 0.0
log g
1.50
2.25
3.00
NORMAL GIANTS
BÖHM-VITENSE 1981
BESSELL 1979
SCHMIDT-KALER 1982
Te
(B-V)o
GIANT MODELS
METAL-POOR GIANTS
BÖHM-VITENSE 1981
GIANT MODELS: [M/H] = 0.0
0.75
1.50
2.25
1.50 to 3.00
NORMAL GIANTS
BESSELL 1979
(V-R)c,o
GIANT MODELS: [M/H] = 0.0
log g ∈ [0.75, 3.00]
NORMAL GIANTS
BESSELL 1979
(R-I)c,o
GIANT MODELS: [M/H] = 0.0
log g ∈ [0.75, 3.00]
NORMAL GIANTS
BESSELL 1979
(V-I)c,o

Şekil 28 a-e.



Şekil 29.

Bu çağrılı bildiri, İstanbul Üniversitesi Araştırma Fonu, B-635/17072000 nolu projesi ile desteklenmiştir.

KAYNAKLAR

Bessell, M.S., Wickramasinghe, D.T. (1979), ApJ, 227, 232.
Buser, R. (1978), A&A, 62, 411
Buser, R., Kurucz, R. (1978), A&A, 70,555.
Buser, R.., Fenkart, R.P (1990), A&A, 239, 243 – 259 .
Buser, R., Kurucz, R. (1992), A&A, 264, 557 – 591
Buser, R., Karataş, Y., Lejeune, T. et. al. (2000), A&A, Vol. 357, No.3. 988 – 993.
Buser, R., Karataş, Y. (1999), Özel Bilgi.
Carney, B.W., (1979), ApJ, 233, 211.
Lejeune, T., Buser, R. (1996), Baltic Astronomy. Vol. 5, 399 – 412.
Lejeune, T., Cuisinier, F., Buser, R. (1997), A&AS, 125, 229.
Preston, G., Beers, T.C., Shectman, S.A. (1994), AJ. 108, 538.
Ryan, S.G. (1989), AJ, 98, 1693.
VandenBerg, D.A., (1985), ApJS., 58, 761

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.447-462

Uzak Yıldızların CCD Verileri Yardımı ile Tayin Edilen Işıma Gücü Fonksiyonu, Pop I ve Ara Pop II Yıldızlarında Metal Gradiyenti ve Haloya Gaz Akışı

S. Karaali, Y. Karataş, S. Bilir, S.G. Ak
İ.Ü. Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü 34452 Üniversite – İstanbul
karsa@istanbul.edu.tr

Özet

Hall ve arkadaşlarına (1996) ait 4462 kaynak arasından, Gaidos ve arkadaşlarına (1993) ait bir kriterle seçilen ve galaksi koordinatları l = 51°.7312, b = −39°.1842 (1950) olan bir alanda $16.000 \leq V_0 \leq 21.750$ limit kadir aralığında bulunan 510 yıldızın CCD–UBVI verileri kullanılarak $4 < M(V) \leq 5$, $5 < M(V) \leq 6$, $6 < M(V) \leq 7$ ve $7 < M(V) \leq 8$ mutlak kadir aralıkları için, Gliese ve Jahreiss'in (1992) değerleri ile uyum içinde olan bir ışıma gücü fonksiyonu elde edilmiştir. Kalın Disk'in etkinliği $2.5 < z \leq 4.5$ kpc aralığında olup ortalama metal bolluğu <[Fe/H]> = −0.66 dex tir. Kalın Disk ve İnce Disk için sırası ile d[Fe/H]/dz = −0.1 ve d[Fe/H]/dz = −0.3 dex/kpc lik metal gradiyenti bulunmuş, ayrıca Halo'ya Galaksi dışından genç ve metalce zengin madde katılımı olduğu gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Galaksi: metal bolluğu, Galaksi: oluşum, Yıldızlar: ışıma gücü fonksiyonu, Teknik: CCD - UBVI

1. Giriş

Yıldız sayımları ile ilgili çalışmalar Galaksimizin bir bütün olarak öğrenilmesini sağlamıştır. Ancak ayrıntılar için kinematik verilere veya metal bolluklarına gereksinme vardır. Fotometri çalışmalarında, Becker'in (1965) Halo Programı en kapsamlı çalışma olarak gösterilmektedir. Bu programın üstünlüğü, metal bolluğuna duyarlı U bandını içeren RGU ve UBV fotometrilerinin kullanılması ve Galaksimizin birçok doğrultusunda çok sayıda alanın ölçülmesidir.

Basel Halo Programı'ndaki uygulamanın temelinde,

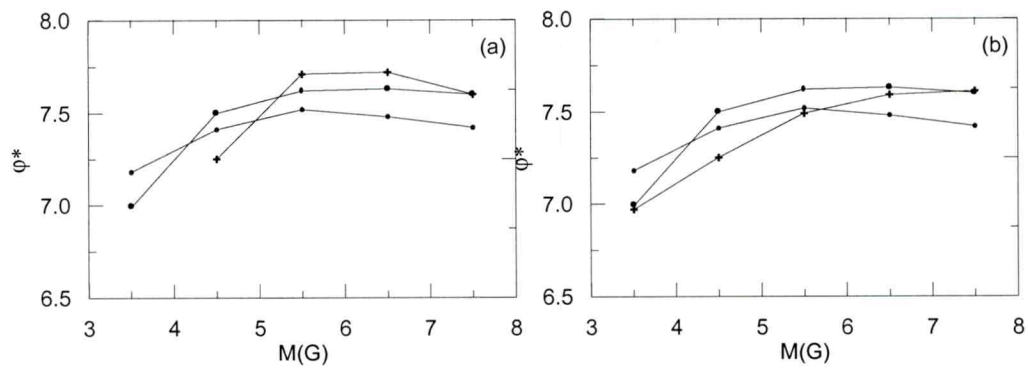
1) Yıldızlararası kızarmanın (E (G–R) veya E (B–V)) tayini,
2) Dev ve cüce yıldızların ayırımı ve
3) Cüce yıldızların popülasyon tiplerinin belirlenmesi
bulunmaktadır. Sonuçlara ulaşılmasında ise,
a)Yoğunluk fonksiyonları ve
b) Işıma gücü fonksiyonu birer araç olarak kullanılmaktadır.

Yaklaşık 35 yıllık geçmişi olan Basel Halo Programı'nda büyük yenilikler olmuştur. En büyük yenilik, Galaksimize ait modellerin oluşturulmasıdır (Buser, Rong ve Karaali; 1998, 1999). İstanbul Üniversitesi olarak bu yeniliklere katkımız yıldızların yeni bir metotla popülasyon tiplerine ayrılması (Karaali, 1994) ve cüce yıldızlarla

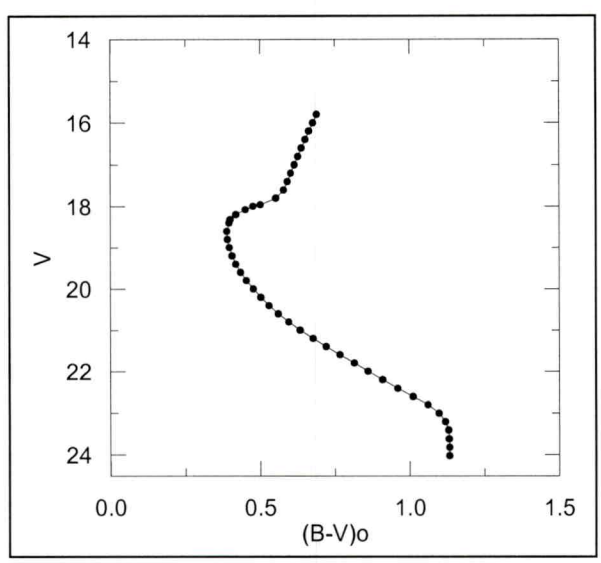
evrimleşmiş yıldızların (altdev ve devlerin) deneysel olarak bulunan bir yöntemle ayrılması şeklinde olmuştur (Karaali, 1992; Karaali ve ark. 1997; Ak ve ark. 1998).

Cüce yıldızlarla evrimleşmiş yıldızların bir göstergesi olan ışıma gücü fonksiyonundaki gelişmeyi görmek için SA 82 alanı için Şek. 1a ve b'de verilen ışıma gücü fonksiyonlarını karşılaştırmak yeterlidir. Cüce yıldızlarla evrimleşmiş yıldızların ayırımı parlak yıldızların altdev veya dev olacağı gerçeğine dayanmaktadır ve bunu Şek. 2'de verilen bir küresel kümeye ait renk kadir diyagramından görmek mümkündür.

Bununla beraber, söz konusu ayırımda sınır olarak alınacak V parlaklığı kesin olarak belli değildir. İşte bu çalışmamızda, sönük yıldızları seçmemizin sebebi yıldız örneğinin tamamen cüce yıldızlardan oluşmasını sağlamaktır. Kadirlerin CCD yöntemi ile belirlenmesinin de daha doğru sonuçlar elde etmemizi kolaylaştıracağını umuyoruz.



Şekil 1a ve b. *SA 82 alanına ait iki ışıma gücü fonksiyonu. (a) Altdevlerin ayrılmadığı durum, (b) Altdevlerin ayrıldığı durum. Semboller: (⊙) Gliese (1969), (●) Gliese ve Jahreiss (1992) ve (+) bu çalışma değerleri.*

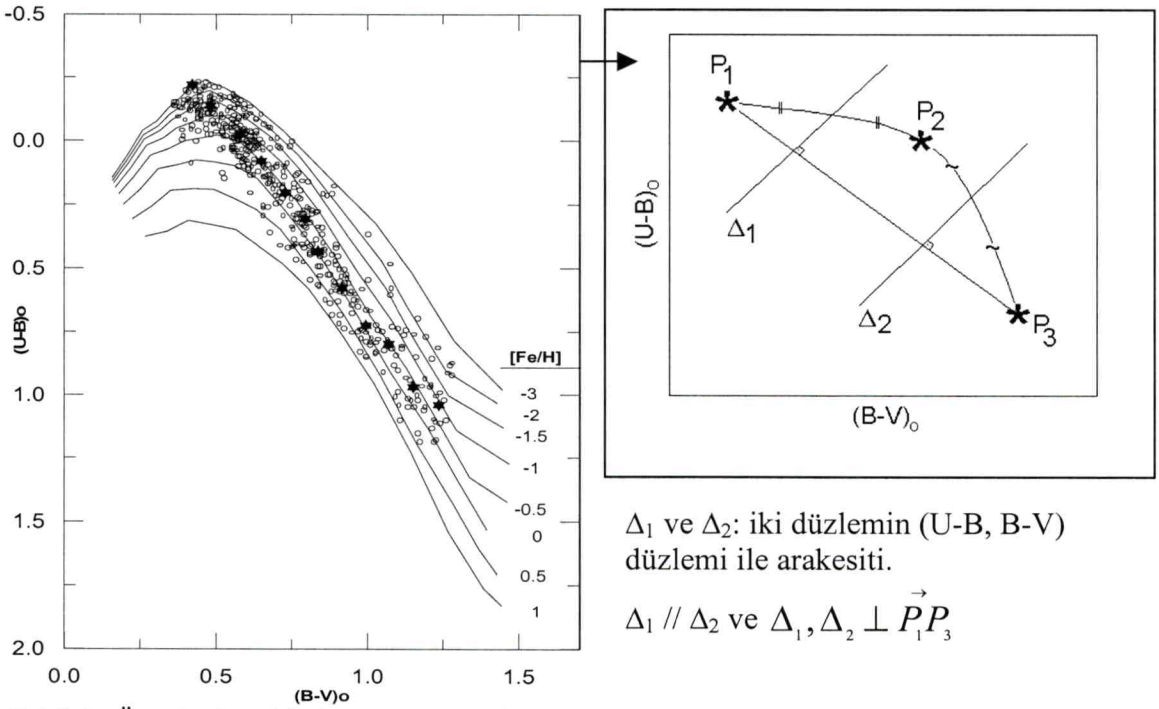


Şekil 2. *M92 kümesine ait renk – kadir diyagramı. Görünen kadiri V < 18 olan yıldızlar (parlak yıldızlar) altdev veya devdir*

2. Veriler

UBVI verileri Hall ve ark.'dan (1996) alınmıştır. Bu araştırıcılar Alan 21e-w'da 4462 tane kaynak belirlemişler ve yıldız olmayanlar (galaksi ve kuazar gibi) üzerinde çalışma yapmışlardır. Bu çalışmamızda tam tersi yapılmış, "*s*", "*sf*", "*Fs*" olarak sınıflandırılan kaynaklar alınmış, ayrıca Gaidos ve ark.'nın (1993) "*geometrik yere olan uzaklık*" kriteri ile algoritması kullanılmak sureti ile 510 yıldızdan ibaret bir örnek oluşturulmuştur. Söz konusu kriterin ve algoritmanın özü aşağıda verilmiştir:

Önce (U–B, B–V) düzleminde yıldızların yoğun olduğu bölgede keyfi noktalar seçilmiştir; bunlara "*geometrik yer noktası*" denir. Sonra 510 yıldız en yakın oldukları geometrik yer noktaları ile eşleştirilmiştir. Örnekteki yıldızların geometrik yer noktalarına dağılımı Şek. 3'te gösterildiği gibi yapılmıştır. Bu örnek şekilde Δ_1 ve Δ_2 düzlemleri arasında kalıp U–B, B–V ve V–I renk indeksleri, P_2'nin $(U-B)_2$, $(B-V)_2$ ve $(V-I)_2$ renk indekslerinden farkı (sırası ile) 0.25 kadirden büyük olmayan yıldızlar P_2 ile eşleştirilmiştir:



Δ_1 ve Δ_2: iki düzlemin (U-B, B-V) düzlemi ile arakesiti.

$\Delta_1 \,//\, \Delta_2$ ve $\Delta_1, \Delta_2 \perp \vec{P_1P_3}$

Şekil 3. *Örnekteki yıldızların geometrik yer noktalarına dağılımı.*

$$|(U-B)_T - (U-B)_2| \le 0.25$$
$$|(B-V)_T - (B-V)_2| \le 0.25$$
$$|(V-I)_T - (V-I)_2| \le 0.25$$

0.25 kadirin seçilişi örneğin, (U–B, B–V) düzleminde $-3 \le [Fe/H] \le +1$ dex metal bolluğu aralığında bulunan bütün yıldızları kapsamasını sağlamak içindir. Geometrik yer noktalarının sayısı ise, $4 < M(V) \le 8$ mutlak kadir aralığında bulunan yıldızlar tam olacak şekilde tespit edilmiştir. Bu sınırlamalar, (U–B, B–V) düzleminde $-3 \le [Fe/H] \le$

+1 dex metal bolluğu aralığında bulunduğu halde V–I renk indeksleri büyük olan yıldızların istatistik dışı kalmasını sağlar.

Hall ve ark. (1996) yıldızların E(B–V) renk artığını 0.0223 kadir olarak vermektedir. E(U–B), E(V–I) renk artıkları ve A(V) toplam soğurması ise aşağıdaki formüllerle hesaplanmıştır:

$$E(U-B) = 0.72E(B-V) + 0.05E^2(B-V)$$

$$E(V-I) = 1.250[1 + 0.06(B-V)_0 + 0.014E(B-V)]E(B-V)$$

$$A(V) = 3E(B-V)$$

Böylece bir yıldıza ait gerçek renk indeksi ve gerçek uzaklık modülü tayin edilebilmiştir:

$$(B-V)_0 = (B-V) - E(B-V)$$

$$(U-B)_0 = (U-B) - E(U-B)$$

$$(V-I)_0 = (V-I) - E(V-I)$$

$$(V-M(V))_0 = V - M(V) - A(V)$$

V_0'ı en parlak 23 yıldızın ortalama kadiri 15.799, en sönük 33 yıldızın ise 21.832 olarak bulunmuş olup V_0 = 16.000 ve V_0 = 21.750 kadir, örnekteki yıldızların limit parlaklıkları olarak kabul edilmiştir. İstatistiğe katılan 510 yıldızla Hall ve ark.'nın (1996) örneğinin bir kısmı Şekil 4a ve b'de verilmiştir.

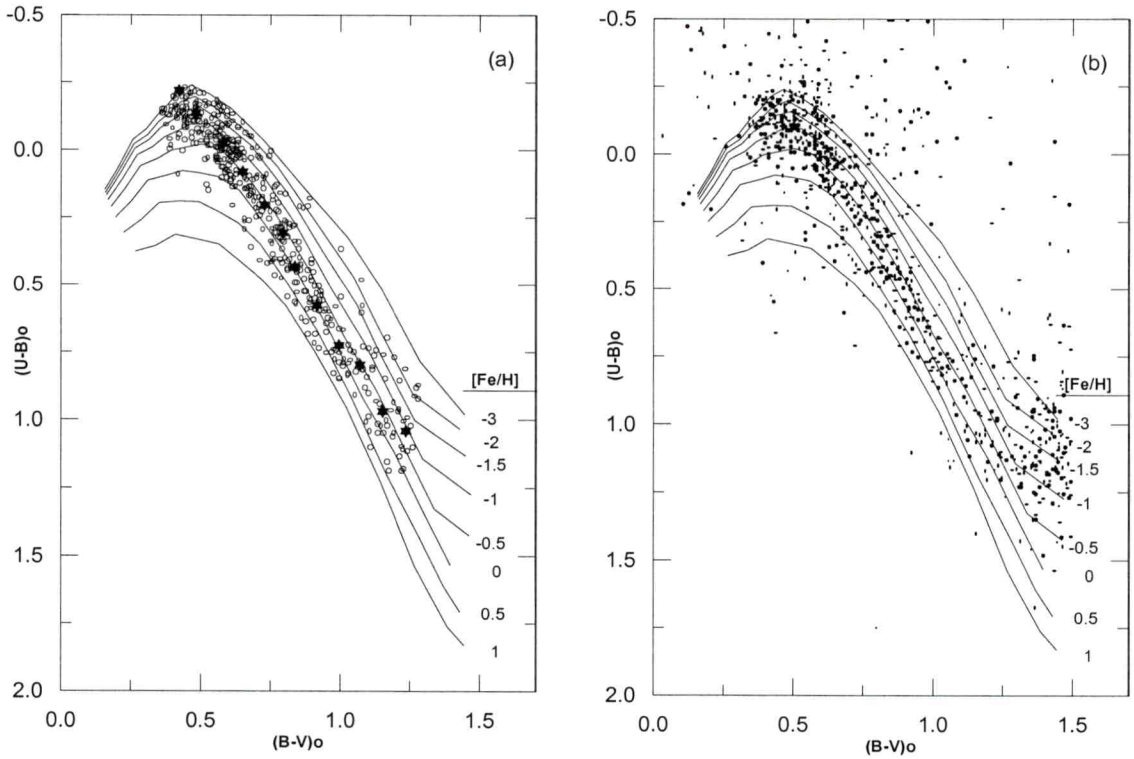
3. Mutlak Kadir ve Metal Bolluğu Tayini

[Fe/H] ≥ –1.75 dex için Carney'in (1979) dönüşüm formülü kullanılmıştır:

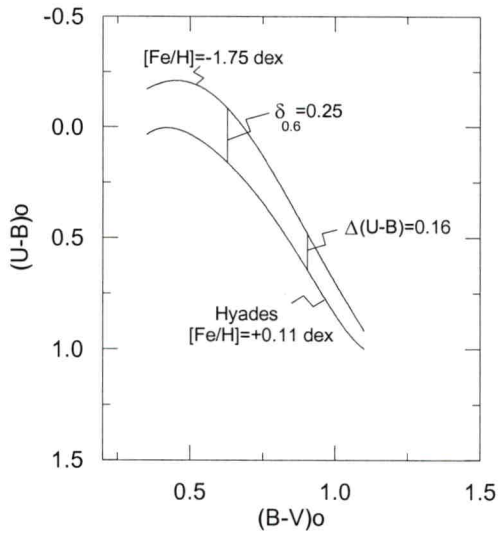
$$[Fe/H] = 0.11 - 2.90\delta - 18.68\delta^2$$

Burada δ, belli bir $(B-V)_0$ renk indeksi için, yıldıza ait $(U-B)_T$ ve Hyades kümesinin anakoluna ait $(U-B)_H$ arasındaki farkın $(B-V)_0$ = 0.6 renk indeksindeki eşdeğeridir (Şek. 5). Bu metal bolluğunda bulunan bir yıldızın mutlak kadiri ile aynı $(B-V)_0$ renk indeksindeki Hyades anakoluna ait yıldızın mutlak kadiri arasındaki fark ise Laird ve ark.'na (1988; LCL) ait formülle hesaplanmıştır:

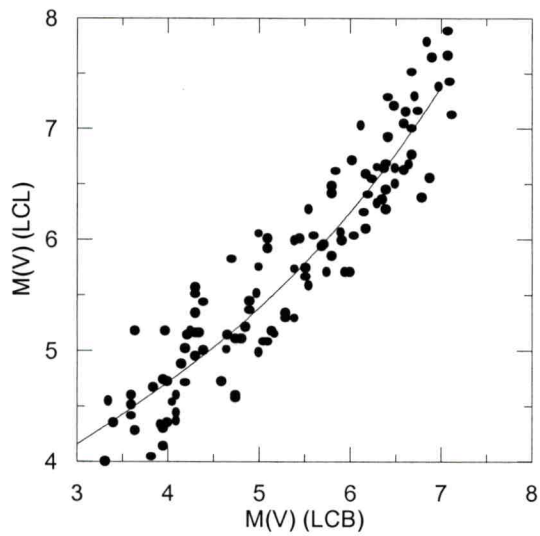
$$\Delta M_V^H = \left[\frac{2.31 - 1.04(B-V)_0}{1.594}\right]\left[-0.6888\delta + 53.14\delta^2 - 97.004\delta^3\right]$$



Şekil 4a ve b. *Yıldızlara ait iki renk diyagramı. (a) istatistiğe katılan 510 yıldız, (b) Hall ve arkadaşlarına ait örneğin bir kısmı.*



Şekil 5. *Hyades ve metal bolluğu [Fe/H] =-1.75 dex olan cüce yıldızlara ait iki renk diyagramı.*



Şekil 6. *Lejeune ve ark. (1997, LCB) ve Laird ve ark. (1988, LCL) na ait M(V) mutlak kadirleri arasındaki ilişki.*

Hyades anakoluna ait yıldızların mutlak kadiri,

$$M_V^H = 5.64(B-V)_0 + 1.11$$

bağıntısından hesaplanabildiğinden, söz konusu yıldızın mutlak kadiri,

$$M_V^* = M_V^H \pm \Delta M_V^H$$

olur (Hyades anakolunun üst tarafında bulunan bir yıldız için işaret (+), altında bulunan için ise (–) alınır).

[Fe/H] < –1.75 dex. için mutlak kadir ve metal bolluğu tayini ise Lejeune ve ark.'na (1997; LCB) ait diyagram yardımı ile yapılmış, homojenlik için LCB kadirleri LCL kadirlerine dönüştürülmüştür (Şekil 6):

$$M_V(LCL) = 0.053M_V^3(LCB) - 0.769M_V^2(LCB) + 4.444M_V(LCB) - 4.211$$

LCB'ye ait metal bollukları, diğerlerinden oldukça farklı olduğundan, istatistik dışı bırakılmıştır. Böylece metal bolluğu dağılımı [Fe/H] ≥ –1.75 dex için yapılmıştır. Bu aralık, İnce Disk ve Kalın Disk'e ait metal bolluğu dağılımını içerirken Halo'ya ait ancak az sayıda yıldızın metal bolluğunu kapsıyor.

4. Yoğunluk Fonksiyonları ve Işıma Gücü Fonksiyonu

D* = log D + 10 logaritmik uzay yoğunlukları, mutlak kadirlerin tam olduğu 4 < M(V) ≤ 5, 5 < M(V) ≤ 6, 6 < M(V) ≤ 7 ve 7 < M(V) ≤ 8 mutlak kadir aralıkları için hesaplanmıştır. Sembollerin açıklanması aşağıda yapılmıştır:

$D = N/\Delta V_{1,2}$

N : $\Delta V_{1,2}$ hacmi içindeki yıldız sayısı

$\Delta V_{1,2}$: r_1 ve r_2 uzaklıkları ile belirlenen kesik piramidin hacmi

$\Delta V_{1,2} = (\pi/180)^2 (\square/3) (r_2^3 - r_1^3)$

$\square = 0.149$ derece^2

Sonuçlar Çizelge 1 ve Şek. 7a-d'de verilmiştir. Çizelgedeki r*

$$r^* = [(r_1^3 + r_2^3)/2]^{1/3}$$

olup $\Delta V_{1,2}$ hacmindeki kütle merkezinin uzaklığını gösteriyor (Şekildeki (•) noktaları).

Yoğunluk fonksiyonları Gilmore-Wyse (1985, GW) ve Buser ve ark.'na (1998, 1999, BRK) ait galaksi modelleri ile karşılaştırılmış, elde edilen ışıma gücü fonksiyonu Şek. 8a ve b'de verilmiştir. Şek. 8a'daki ışıma gücü fonksiyonu, şimdiye kadar elde edilen en iyi ışıma gücü fonksiyonu olup bu durum iki sebeple açıklanabilir:

Çizelge 1. $4 < M(V) \leq 5$, $5 < M(V) \leq 6$, $6 < M(V) \leq 7$ ve $7 < M(V) \leq 8$ mutlak kadir aralıklarına ait uzay yoğunlukları. Yatay siyah çizgiler tamlık sınırlarını gösteriyor.

			M(V)→	(2 - 3]		(3 - 4]		(4 - 5]		(5 - 6]		(6 - 7]		(7 - 8]		(8 - 9]		(9 - 10]	
r_1	r_2	$\Delta V_{1,2}$	r*	N	D*	N	D*	N	D*	N	D*	N	D*	N	D*	N	D*	N	D*
0	0.40	9.54E+02	0.32													1			
0.40	0.63	2.85E+03	0.54											3	7.02	1			
0.63	1.00	1.13E+04	0.86							2	6.25	2	6.25	10	6.95	12		2	
1.00	1.59	4.51E+04	1.36							25	6.74	12	6.42	10	6.35	11		2	
1.59	2.51	1.80E+05	2.15					19	6.02	23	6.11	15	5.92	16	5.95	12		2	
2.51	3.98	7.15E+05	3.40			1		21	5.47	24	5.53	25	5.54	12	5.22	4			
3.98	6.31	2.85E+06	5.40			1		25	4.94	26	4.96	16	4.75	5	4.24				
6.31	7.94	3.78E+06	7.22	1		1		11	4.46	12	4.50	4	4.02	2	3.72				
7.94	10.00	7.55E+06	9.09			–		10	4.12	11	4.16	2	3.42	1	3.12				
10.00	12.59	1.51E+07	11.44			3		10	3.82	19	4.10	--		1	2.82				
12.59	15.85	3.00E+07	14.40			2		7	3.37	15	3.70	1	2.52						
15.85	17.78	2.48E+07	16.87			–		5	3.30	7	3.45								
17.78	19.95	3.51E+07	18.93			–		5	3.15	3	2.93								
19.95	22.39	4.96E+07	21.24			1		8	3.21	6	3.08								
22.39	25.12	7.00E+07	23.83			–		5	2.85	1	2.15								
25.12	28.18	9.89E+07	26.74			1		2	2.31										
	>28.18					7		5		1									
			Toplam	1		17		133		175		77		60		41		6	

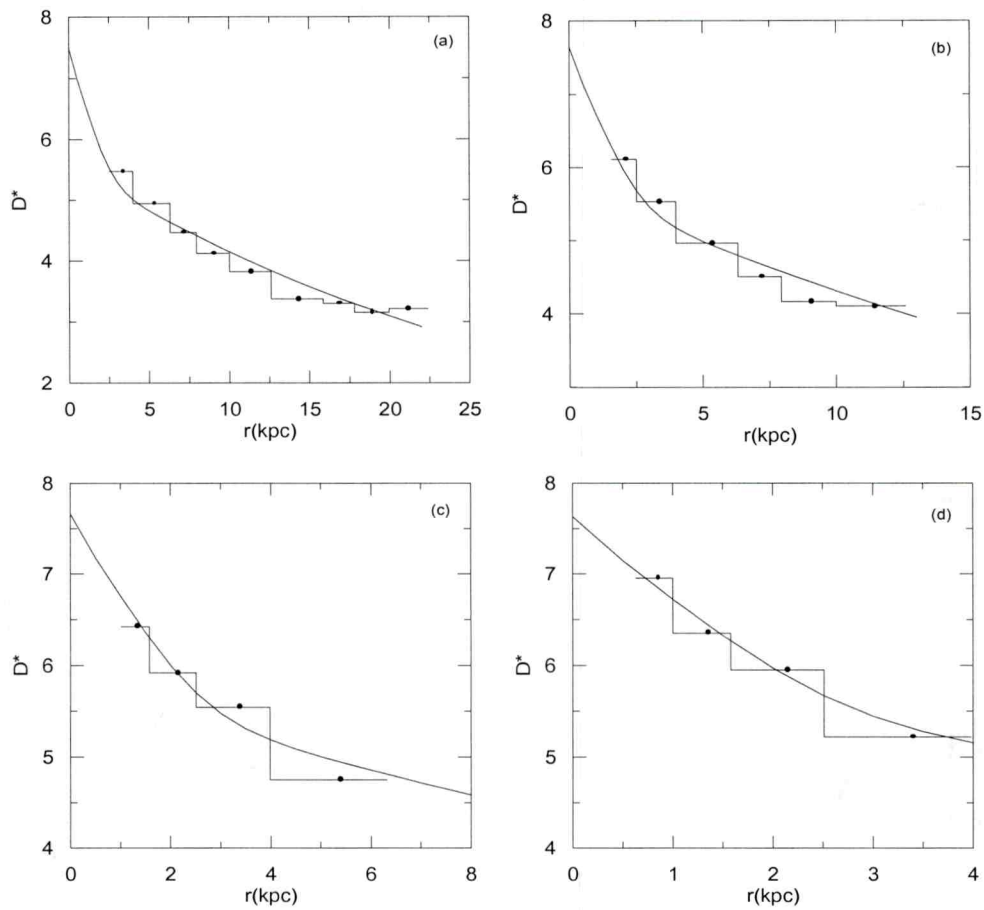
1) $V_0 \geq 16.000$ alındığından örneğimizde evrimleşmiş yıldız sayısı etkin olamıyacak kadar azdır veya hiç yoktur,

2) Veriler CCD yöntemi ile tayin edilmiş olup fotoğrafik verilerden daha doğrudur.

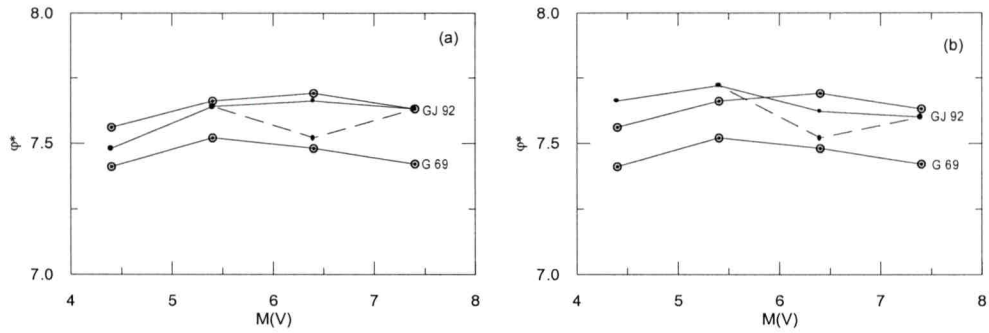
Şek. 8a ve b'de kesik çizgi ile belirtilen, $6 < M(V) \leq 7$ mutlak kadir aralığındaki değer $V_0 = 21.750$ limit kadirine kadar alınan yıldızları temsil ediyor. Ancak, bu mutlak kadir aralığında sönük yıldızların az olduğu anlaşılıyor. $V_0 = 21.000$ kadirden sönük yıldızlar alınmadığında çok daha uyumlu bir değer elde ediliyor (düz çizgi ile birleştirilen üstteki değer).

5. Metal Bolluğu Dağılımı

LCL yöntemi ile tayin edilen ve galaksi düzleminden $z \leq 15$ kpc uzaklık aralığında bulunan 353 yıldıza ait metal bolluğu dağılımı



Şekil 7a-d. *Dört mutlak kadir aralığına ait logaritmik uzay yoğunlukları ve GW galaksi modeli ile karşılaştırılması. (a) $4 < M(V) \leq 5$, (b) $5 < M(V) \leq 6$, (c) $6 < M(V) \leq 7$ ve (d) $7 < M(V) \leq 8$ için. (●): $\Delta V_{1,2}$ hacmine ait r* kütle merkezi uzaklığını temsil ediyor.*



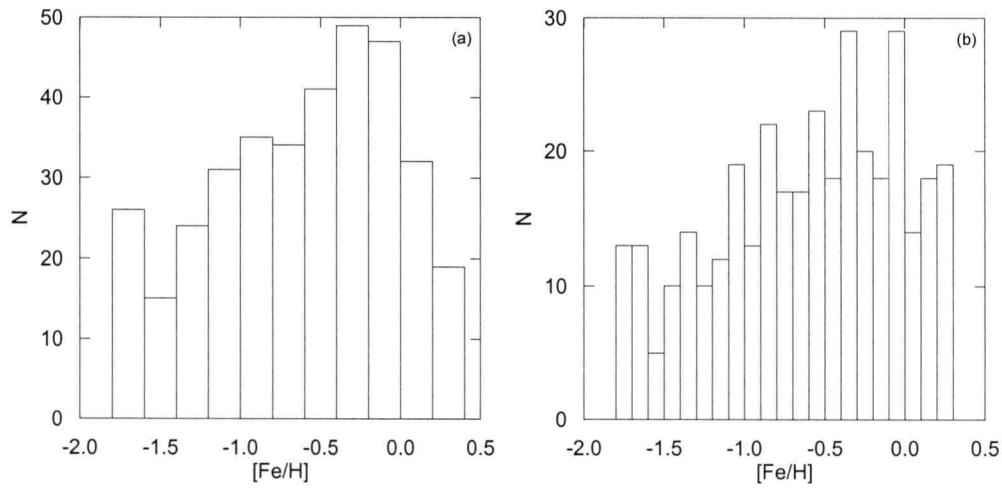
Şekil 8a ve b. *Gözlemsel yoğunluk fonksiyonları ile iki galaksi modelinin karşılaştırılmasından elde edilen Güneş civarındaki ışıma gücü fonksiyonları. (a) GW modeli, (b) BRK modeli için. G 69 ve GJ 92 fonksiyonları, sırası ile, Gliese (1969) ve Gliese ve Jahreiss'e (1992) ait ışıma gücü fonksiyonlarını gösteriyor (Kul, 1994) . Kesik çizginin özelliği metinde açıklanmıştır.*

a) 0.2 dex ölçeği için Şek. 9a'da

b) 0.1 dex ölçeği için Şek. 9b'de verilmiştir.

Şek. 9a iki modludur: [Fe/H] = –0.30 dex
[Fe/H] = –0.90 dex

Şek. 9b en az üç modludur: [Fe/H] = –0.05 dex
[Fe/H] = –0.35 dex
[Fe/H] = –0.85 dex



Şekil 9a ve b. *Metal bolluğu LCL yöntemi ile tayin edilen ve galaksi düzleminden $z \leq 15$ kpc uzaklık aralığında bulunan metal bolluğu dağılımı. (a) 0.2 dex, (b) 0.1 dex ölçeği için.*

Buradaki görüntü, düzensiz değişmeleri andırıyor. Bu iki şekilden en az şu sonuç çıkarılabilir: **Büyük bir z aralığına dağılmış bir yıldız alanı için ortalama bir metal bolluğundan bahsedilemez.**

5. 1. Metal Gradiyenti

Alanımızda metal gradiyentinin olup olmadığını araştırmak için çeşitli z aralıkları için metal bolluğu değişimi incelenmiştir.

Çizelge 2a'da 0.2 dex ölçeği ve 13 z aralığı,
Çizelge 2b'de 0.1 dex ölçeği ve 6 z aralığı için

dağılımlar verilmiştir. Çizimde tepe noktalarını temsil eden yıldız sayıları dikdörtgen içine alınmıştır.

Metal gradiyenti, farklı z aralıklarında metal bolluğu değişimi demektir ve matematiksel olarak

$$\frac{d[Fe/H]}{dz}$$

ile ifade edilir.

Çizelge 2a ve b'de var olan metal gradiyentini daha iyi görebilmek için Çizelge 3a ve b düzenlenmiştir. Sütunlarda, z aralıkları ve bunlara ait ortalamalar, satırlarda ise tepe noktalarına karşılık gelen metal bollukları verilmiştir. Oklar, metal bolluğu değişimini gösteriyor.

Çizelge 3a'ya göre 3 metal gradiyenti vardır:

$$\frac{d[Fe/H]}{dz} = \frac{(-0.30)-(-0.20)}{2.0-1.0} = -0.10\ dex/kpc$$

$$\frac{d[Fe/H]}{dz} = \frac{(-1.20)-(-0.90)}{2.0-1.0} = -0.30\ dex/kpc$$

$$\frac{d[Fe/H]}{dz} = \frac{(-0.90)-(-0.70)}{4.0-2.5} = -0.13\ dex/kpc$$

Çizelge 3b'ye göre ise 2 metal gradiyenti vardır:

$$\frac{d[Fe/H]}{dz} = \frac{(-1.15)-(-0.85)}{2.0-1.0} = -0.30\ dex/kpc$$

$$\frac{d[Fe/H]}{dz} = \frac{(-0.85)-(-0.65)}{4.0-2.5} = -0.13\ dex/kpc$$

Çizelge 2a. 13 z aralığı ve 0.2 dex ölçeği için metal holluğu dağılımı.

		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
Δz (kpc) →		**≤ 1.0**	**≤ 1.5**	**1.0 - 2.0**	**1.5 - 2.5**	**2.0 - 3.0**	**2.5 - 3.5**	**2.5 - 4.5**	**3 - 5**	**2.5 - 5.5**	**5.0 - 7.5**	**7.5 - 10.0**	**10 - 15**	**7.5 - 15.0**
[Fe/H] (dex)														
-1.8	-1.6	4	8	6	3	2	3	6	6	10	3	3	2	5
-1.6	-1.4	5	5	1	1	0	1	2	3	5	4	0	2	2
-1.4	-1.2	5	6	4	6	3	3	5	5	5	5	2	0	2
-1.2	-1.0	3	7	8	6	4	3	5	5	8	5	4	2	6
-1.0	-0.8	6	14	10	3	4	4	9	9	13	4	1	1	2
-0.8	-0.6	4	8	6	8	9	4	6	4	7	3	4	4	8
-0.6	-0.4	9	15	12	9	6	6	6	4	8	3	4	3	7
-0.4	-0.2	6	18	20	15	10	8	12	9	12	1	1	2	3
-0.2	0.0	8	20	19	11	7	5	5	5	8	3	4	1	5
0.0	0.2	8	11	9	11	7	3	5	3	6	3	1	1	2
0.2	0.4	1	4	7	6	4	2	4	4	7	1	1	1	2
	Toplam	59	116	102	79	56	42	65	57	89	35	25	19	44

Çizelge 2b. *6 z aralığı ve 0.1 dex ölçeği için metal bolluğu dağılımı.*

		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Δz (kpc) →		**≤ 1.5**	**1.0 - 2.0**	**1.5 - 2.5**	**2.0 - 3.0**	**2.5 - 5.5**	**5.5 - 8.5**
[Fe/H] (dex)							
-1.80	-1.70	4	2	1	2	6	1
-1.70	-1.60	4	4	2	0	4	0
-1.60	-1.50	1	0	0	0	3	1
-1.50	-1.40	[4]	1	1	0	2	1
-1.40	-1.30	[5]	3	2	0	2	[4]
-1.30	-1.20	1	1	[4]	3	3	2
-1.20	-1.10	1	1	[2]	2	4	[3]
-1.10	-1.00	6	[7]	[4]	2	4	[3]
-1.00	-0.90	5	3	1	2	6	0
-0.90	-0.80	[9]	[7]	2	2	[7]	3
-0.80	-0.70	6	4	4	[5]	3	2
-0.70	-0.60	2	2	4	[4]	4	3
-0.60	-0.50	7	6	5	[5]	5	2
-0.50	-0.40	8	6	4	1	3	1
-0.40	-0.30	[10]	[13]	[9]	[6]	[6]	2
-0.30	-0.20	8	7	6	4	6	0
-0.20	-0.10	7	5	2	2	4	[5]
-0.10	0.00	[13]	[14]	[9]	[5]	4	2
0.00	0.10	4	4	5	3	2	3
0.10	0.20	7	5	6	4	4	0
0.20	0.30	4	7	6	4	7	1
	Toplam	116	102	79	56	89	39

Çizelge 3a. *Çizelge 2a daki metal bolluğu dağılımı için farklı z aralıklarındaki [Fe/H] tepe noktası değerleri.*

	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
Δz (kpc) →	**≤ 1.0**	**≤ 1.5**	**1.0 - 2.0**	**1.5 - 2.5**	**2.0 - 3.0**	**2.5 - 3.5**	**2.5 - 4.5**	**3.0 - 5.0**	**2.5 - 5.5**
<z> (kpc) →	**(0.7)**	**(1.0)**	**(1.5)**	**(2.0)**	**(2.5)**	**(3.0)**	**(3.5)**	**(4.0)**	**(4.0)**
<[Fe/H]>(dex)									
0.00	+								
-0.20		⊕							
-0.30				⊕	+	+	+	+	+
-0.50	+								
-0.70					⊕				
-0.90	+	⊕					+	⊕	+
-1.20				⊕					
-1.40	+								

İki çizelgede ortak olan –0.30 dex/kpc ve –0.13 dex/kpc lik gradiyentleri, sırası ile, İnce Disk ve Kalın Disk için metal gradiyenti olarak kabul ediyoruz. Çünkü, birinci

gradiyent İnce Disk'in, ikincisi ise Kalın Disk'in etkinlik alanına giriyor. $2.5 < z \leq 4.5$ kpc ve $2.5 < z \leq 5.5$ kpc aralıkları için ortalama metal bollukları sırası ile $<[Fe/H]> = -0.66$ ve -0.70 dex olup *"Klasik Kalın Disk'in"* metal bolluğuna denk geliyor.

Çizelge 3b. *Çizelge 2b deki metal bolluğu dağılımı için farklı z aralıklarındaki [Fe/H] tepe noktası değerleri.*

Δz (kpc) → <z> (kpc) →	(1) ≤ 1.5 (1.0)	(2) 1.0 - 2.0 (1.5)	(3) 1.5 - 2.5 (2.0)	(4) 2.0 - 3.0 (2.5)	(5) 2.5 - 5.5 (4.0)
<[Fe/H]> (dex)					
-0.05	+	+	+	+	
-0.35	+	+	+	+	+
-0.65				⊕	
-0.85	⊕	+			⊕
-1.05		+			
-1.15			⊕		
-1.40	+				

5.2. Galaksimize Madde Katılımı

Çizelge 2a'da 10 ve 13 numaralı sütunlar karşılaştırılacak olursa, [Fe/H] > −0.8 dex metal bolluğundaki yıldız sayısının büyük z uzaklıklarına doğru arttığı görülür. Bu sütunlardaki

$$\Delta z\text{: } 5.0 - 7.5 \text{ kpc}$$
$$\Delta z\text{: } 7.5 - 15.0 \text{ kpc}$$

aralıkları Galaksimizin Halo'suna ait olup bu bölgeye Galaksi dışından metalce zengin madde katıldığı anlaşılıyor. Bu iddiamız için iki kanıt daha vardır:

1) Çizelge 2a'da $7.5 < z \leq 15.0$ kpc uzaklık aralığında bulunan ve renk indeksi $(B-V)_o > 0.35$ kadir olan yıldızlar $(B-V)_o$ – [Fe/H] diyagramına yerleştirilmiş (Şek. 10a) ve 5 tanesinin 8 Gyr.'dan daha genç olduğu görülmüştür.
2) Renk indeksi $(B-V)_o \leq 0.4$ kadir ve galaksi düzleminden uzaklığı $z > 6.9$ kpc olan 3 yıldızın $(B-V)_o$ – [Fe/H] diyagramındaki konumu (Şek. 10b), bunların 8 Gyr.'dan daha genç olduklarını gösteriyor.

Metalce zengin, genç ve galaksi düzleminden uzakta bulunan yıldızlar, Galaksiye sonradan katılan maddenin ürünüdür. Bununla beraber Carney'in uyarısını dikkate alarak bu konuda biraz tedbirli olmamız gerekir; bu 8 yıldızdan bir kısmı, küresel kümelerinin merkezlerinde bulunan ve "Blue Stragglers" olarak adlandırılan türden yıldız veya çift yıldız olabilir.

Bu çalışmamızda, Galaksimize dışından katılan maddeye en iyi örnek, $-1.5 \leq$ [Fe/H] ≤ -1.0 dex metal bolluğunda bulunan 10 yıldız gösterilebilir. Yaşca 16 Gyr yıldan küçük ve Galaksimizin uydusu olan cüce galaksilerin metal bolluğunda olan bu

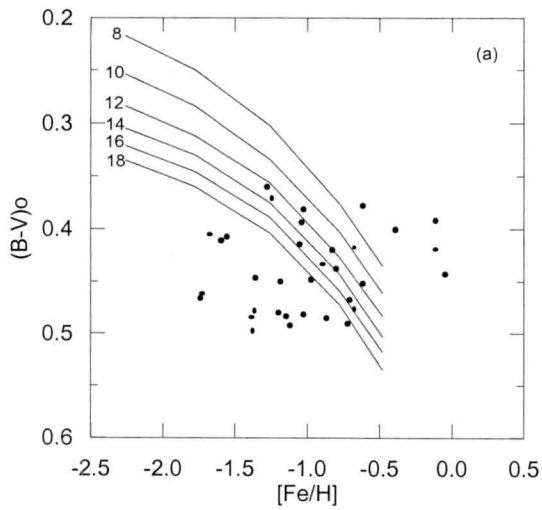
yıldızların aynı metal bolluğunda olan tüm yıldızlara oranı 10/29 = 0.34 olup bu değer Unavane, Wyse ve Gilmore (1996) un verdiği orana tam olarak eşittir.

6. Sonuç

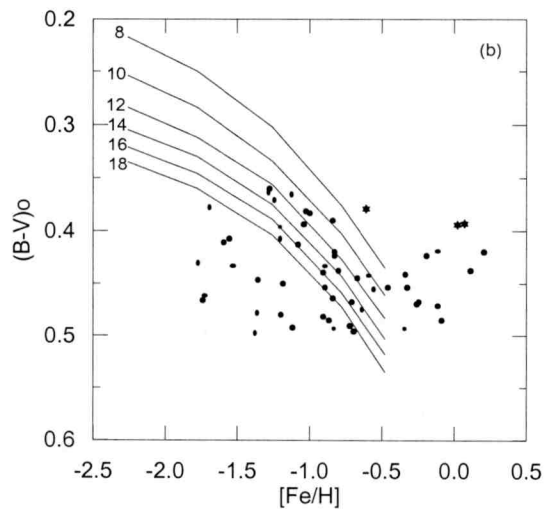
Hall ve arkadaşlarına (1996) ait 4462 kaynak arasından ayırımı yapılan ve $16.000 \leq V_0 \leq 21.750$ limit kadir aralığında bulunan 510 yıldız incelenmiştir. $4 < M(V) \leq 5$, $5 < M(V) \leq 6$, $6 < M(V) \leq 7$ ve $7 < M(V) \leq 8$ mutlak kadir aralıklarında, sırası ile, 2.51, 1.59, 1.00 ve 0.63 kpc ten daha yakın yıldız bulunmamasına rağmen aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

1) $4 < M(V) \leq 5$, $5 < M(V) \leq 6$, $6 < M(V) \leq 7$ ve $7 < M(V) \leq 8$ mutlak kadir aralıkları için çizilen yoğunluk fonksiyonları GW (1985) ve BRK (1998, 1999) galaksi modelleri ile uyum içindedir.

2) Aynı mutlak kadir aralıkları için elde edilen güneş civarındaki ışıma gücü fonksiyonu (her galaksi modeli için bir tane) Gliese ve Jahreiss (1992) e ait ışıma gücü fonksiyonu ile uyuşmaktadır; yoğunluk fonksiyonları ile GW (1985) galaksi modelinin karşılaştırılmasından elde edilen ışıma gücü fonksiyonu literatüre geçen en iyi ışıma gücü fonksiyonudur.



Şekil 10a. *7.5 < z ≤ 15.0 kpc aralığındaki yıldızlara ait $(B-V)_o$ – [Fe/H] diyagramı. Beş yıldız 8 Gyr. dan daha genç olup Galaksimize madde katılımını doğruluyor. Çizgiler vandenBerg ve Bell (1985) e ait izokronları, yanlarındaki rakamlar ise*



Şekil 10b. *3.1 < z ≤ 7.5 ve z > 15 kpc aralıklarındaki yıldızların $(B-V)_o$ – [Fe/H] diyagramı. Üç yıldız (* işareti ile gösterilmiş) $(B-V)_o = 0.40$ kadirden daha mavi ve 8 Gyr. dan daha genç olup Galaksimize madde katılımını doğruluyor (Çizgi ve rakamlar Şek.*

3) Kalın Diskin etkinliği $2.5< z \leq 4.5$ kpc aralığında olup bulunan $<[Fe/H]> = -0.66$ dex lik ortalama metal bolluğu, "*Klasik Kalın Disk*" için literatürde verilen metal bolluğuna eşittir.

4) İnce Disk ve Kalın Disk'e ait metal gradiyentleri, sırası ile, $d[Fe/H]/dz = -0.3$ ve $d[Fe/H]/dz = -0.1$ dex/kpc olarak bulunmuştur. Kalın Disk'te metal gradiyentinin bulunması, son zamanlara kadar Galaksimize katılan uydu galaksilerdeki maddeden oluştuğu şeklindeki görüşü değiştirebilir. Galaksimizin bu bileşeninde metal gradiyentinin olduğu başka çalışmalarla da desteklenmektedir (Reid ve Majewski, 1993; Chiba ve Yoshii, 1998).

5) Halo'da bulunan 8 Gyr dan daha genç ve metal bolluğu $[Fe/H] > -0.8$ dex olan 8 yıldız, Galaksimize genç ve metalce zengin madde katılımı olduğunu gösteriyor. Bu sonuç Searle ve Zinn (1978) in düşüncesini doğrulamaktadır.

6) $-1.5 \leq [Fe/H] \leq -1.0$ dex metal bolluğunda, yaşca 16 Gyr dan küçük olan 10 yıldızın, bu metal bolluğundaki toplam yıldız sayısına oranı literatürde verilen %34 e eşittir.

Bu çalışma İ.Ü. Araştırma Fonunca desteklenmiştir. Proje numarası B-632/17072000.

KAYNAKLAR

Ak, S. G., Karaali, S., & Buser, R. 1998, A&AS, 131, 345.
Buser, R., Rong, J., & Karaali, S. 1998, A&A, 331, 934.
Buser, R., Rong, J., & Karaali, S. 1999, A&A, 348, 98.
Becker, W. 1965, Z. F. Astrophys., 62, 54.
Carney, B. W. 1979, ApJ, 233, 211.
Chiba, M., & Yoshii, Y. 1998, AJ, 115, 168.
Gaidos, E. J., Magnier E. A., & Schechter, P. L. 1993, PASP, 105, 1294.
Gilmore, G., & Wyse, R. F. G. 1985, AJ. 90, 2015.
Gliese, W. 1969, Veröff. Astron. Rechen Inst. Heidelberg No:22.
Gliese, W., & Jahreiss, H. 1992, Third Catalogue of Nearby Stars (Preliminary Version), Astron. Rechen Inst. Heidelberg.
Hall, P.B., Osmer, P.S., Green, R.F., Porter, A.C., & Warren, S.J., 1996, ApJS, 104, 185.
Karaali, S. 1992, VIII. Nat. Astron. Symp. Eds. Z. Aslan and O. Gölbaşı, Ankara – Turkey, p.202.
Karaali, S. 1994, A&AS, 106, 107.
Karaali, S., Karataş, Y., Bilir, S., & Ak, S. G. 1997, IAU Abstract Book, Kyoto, p.299.
Kul, F. 1994, İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi.
Laird, J. B., Carney, B. W., & Latham, D. W. 1988, AJ, 95, 1843 (LCL).
Lejeune, Th., Cuisinier, F., & Buser, R. 1997, A&AS, 125, 229.
Reid, N., & Majewski, S. R. 1993, ApJ, 409, 635.

Searle, L., & Zinn, R. 1978, ApJ, 225, 357 (SZ).
Unavane, M., Wyse, R. F. G. & Gilmore, G. 1996, MNRAS, 278, 727.
vandenBerg, D. A., & Bell, R. A. 1985, ApJS, 58, 561.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.463-472

Güneş Civarındaki Işıma Gücü Fonksiyonunun Uzak Yıldızların CCD-UBVI Verileri Yardımı ile Tayini

S.G. Ak, S. Bilir, Y. Karataş, S. Karaali
İ.Ü.F.F Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü 34452 Üniversite – İstanbul
akserap@istanbul.edu.tr

Özet

Hall ve ark. (1996) tarafından incelenen, galaktik koordinatları l = 68°.4717, b = -51°.3453 (1950) ve büyüklüğü 0.149 derece^2 olan bir alan içinde bulunan 3347 kaynak arasından Gaidos ve ark.'na (1993) ait bir yöntemle seçilen 287 yıldıza ait CCD–UBVI verileri kullanılarak 4< M(V) ≤5, 5< M(V) ≤6, 6< M(V) ≤7 ve 7< M(V) ≤8 mutlak kadir aralıkları için ışıma gücü fonksiyonu elde edilmiştir. Görünen V_0 kadirine ait limit aralığın [16.250, 21.750] olması sebebi ile örneğimizde sadece uzak yıldızlar bulunmasına rağmen, 6< M(V) ≤7 mutlak kadir aralığı dışında, Gliese ve Jahreiss'e (1992) ait ışıma gücü fonksiyonu ile uyum içinde olan bir ışıma gücü fonksiyonu elde edilmiştir. Hall ve arkadaşlarına ait katalogta sadece bir bantta "*u*" unknown (bilinmeyen) olarak tanımlanan kaynakların eklenmesi bile 6< M(V) ≤7 aralığındaki ışıma gücü değerini arttırmıyor. Bu durum, Galaksimizin bu bölgesinde 6< M(V) ≤7 mutlak kadir aralığındaki yıldızların gerçekten az olduğunu gösteriyor.

Anahtar Kelimeler: Yıldızlar: ışıma gücü fonksiyonu, Fotometri: CCD – UBVI

1. Giriş

Galaksimizin yapısını ortaya koymak amacıyla 1938 yılında W. Becker tarafından, sadece parlak yıldızları değil sönük yıldızları da inceleyebilen bir geniş bant fotometrisi olan, RGU üç renk fotometrisi kurulmuştur. RGU sistemi ile incelenen ilk cisimler arasında açık kümeler yer alır (Becker ve Stock, 1958). Bu kümelerin galaktik boylama göre dağılımları ile ilgili Becker'in (1963) çalışması Galaksimizin spiral yapısını açıkça ortaya koymaktadır. Becker, (G, G–R) ve (G, U–G) renk kadir diyagramlarını birlikte kullanarak kümelerin uzaklıklarını, bunlara ait renk artıklarını ve fiziksel üyelerini tayin etmek sureti ile Galaksimize ait çalışmalara büyük katkıda bulunmuştur. Bununla beraber, Galaksimizin yapısının öğrenilmesi ile ilgili asıl program 1965 yılında Becker (1965) tarafından başlatılan Basel Halo Programı'dır.

Basel Halo Programı'nda kullanılan fotometri sistemleri Johnson ve Morgan (1953) tarafından fotoelektrik olarak tanımlanan UBV sistemi ve Becker (1938) tarafından fotoğrafik olarak tanımlanan RGU sistemidir. Her iki sistemde de uzun dalga renk indeksi [(B–V) veya (G–R)] sıcaklık için, kısa dalga renk indeksi ise [(U–B) veya (U–G)] metal bolluğu için bir ölçüdür. Ayrıca her iki sistem için, bantlar yıldızlararası kızarmayı tayin etmeye yarayacak şekilde seçilmiştir.

Basel Halo Programı, Güneş'ten ve Galaksi merkezinden geçen ve galaksi düzlemine dik olan "*Meridyen*" düzlemi içinde veya yakınında bulunan yıldız alanları için yoğunluk fonksiyonları ve ışıma gücü fonksiyonunu tayin edip galaksinin yapısını öğrenmeyi amaçlıyor. Böyle bir çalışma, öncelikle galaksinin kendi düzlemine göre ve "*Meridyen*" düzlemine göre simetrik yapıda olup olmadığını ortaya koymaya yarar. Güneş civarındaki uzay yoğunlukları (birim hacimdeki yıldız sayısı) ve farklı galaktik enlemlerdeki yıldızların metal bollukları da belirlenebilecek parametreler arasında yer alır.

Bir önceki çalışmada da (Karaali ve ark., 2000) vurgulandığı gibi 35 yıllık geçmişi olan Basel Halo Programı'nda büyük yenilikler olmuştur.

Galaksimize ait modeller oluşturulmuştur. Galaksi modelleri, Galaksideki uzay yoğunluklarını galaksi koordinatlarının bir fonksiyonu olarak ifade eden matematik formüllerdir. Modellerdeki parametreler gözlemler yardımı ile tayin edilir. Gözlemsel bulguların fiziksel bir anlamı olması için bu bulgularla modellerin uyumu gerekir. Galaksiye ait dört model vardır; bunlardan biri Bahcall ve Soneira'ya, iki tanesi Gilmore ve Wyse (GW) ve sonuncusu da Buser Rong ve Karaali'ye (BRK) aittir. Çalışmamızda GW (1985) ve BRK (1998, 1999) modelleri kullanılmıştır. Modeller ve bileşenleri aşağıda verilmiştir:

1. Bahcall – Soneira Modeli (1980)
2. Üç Bileşenli Gilmore – Wyse Modeli (GW III) (1985)
3. Dört Bileşenli Gilmore – Wyse Modeli (GW IV) (1985)
4. Dört Bileşenli Buser – Rong – Karaali Modeli (BRK IV) (1998,1999)

GW (IV) ve BRK (IV) modelleri,

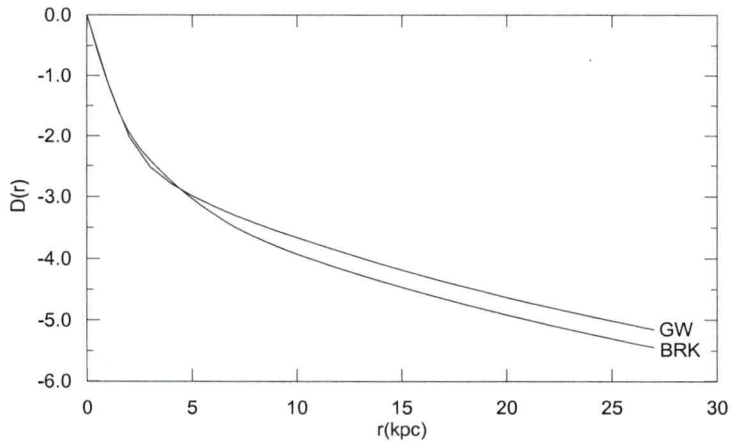
a) Genç bir İnce Disk
b) Yaşlı bir İnce Disk
c) Orta derecede yassı bir "*de Vaucouleurs*" sferoidi
d) Çift exponansiyelli bir Kalın Disk içermektedir.

BRK (1998, 1999) modeli, parametrelerin sayısal değerleri dışında dört bileşenli GW (1985) modeline benziyor. En önemli farklar İnce Disk ve Kalın Disk'in Güneş civarındaki rölâtif yoğunluk değerleri ve yaşlı İnce Disk'in yükseklik ölçeğindeki değişikliktir. İnce Disk'e ait bu değerler BRK modelinde daha küçük iken, Kalın Disk'e ait olanlar GW modelindeki değerlerden daha büyüktür.

Çalışmamızda kullandığımız GW (1985) ve BRK (1999) birleştirilmiş galaksi modelleri yıldız alanımız için Şek. 1'de verilmiştir. Sentetik fotometri yardımı ile elde edilen sentetik verilerden (renkler) yararlanarak metal bolluğuna, sıcaklığa, yüzey çekimi ve yaşa göre çizilen iki renk diyagramları oluşturulmuştur (Buser ve Fenkart, 1990; Lejeune ve ark., 1997, 1998; Buser ve ark., 2000).

Fotometri sistemleri arasında dönüşümü sağlayan formüller geliştirilmiş (Güngör Ak, 1995), popülasyon tiplerinin ayırımı ile cüce ve evrimleşmiş yıldızların

ayırımı yapılmıştır (Karaali, 1994; Karaali, 1996; Karaali ve Bilir, 1996; Bilir, 1996, Güngör Ak ve ark. 1998).



Şekil 1. *GW (1985) ve BRK (1999) birleştirilmiş galaksi modellerinin yıldız alanımız için karşılaştırılması.*

Ayrıca bu çalışmamızda, UBVI kadirleri CCD tekniği ile belirlenmiş sönük yıldızlar kullanılmıştır. Bunun iki amacı vardır; birincisi, sönük yıldızlar arasında devlerin (istatistiksel olarak) bulunmayışı, ikincisi de CCD tekniğinin fotoğraf tekniğine göre daha doğru sonuçlar vermesidir.

2. Veriler

Alanımıza ait CCD-UBVI verileri Hall ve ark.'dan (1996) alınmıştır. Bu araştırıcılar 3000-9000 A° dalgaboyu aralığını kapsayan altı filtre takımı (Johnson'un UBV filtreleri ile üç özel kırmızı ve yakın kızıl ötesi R′, I75 ve I86 filtreleri) kullanarak yüksek galaktik enlemlerde bulunan 6 alan için gökyüzünün 0.83 derece^2'lik bölümünü 23.5 limit kadire kadar Kitt Peak Ulusal Gözlemevi'ndeki 4m'lik Mayall teleskobunu kullanarak görüntülemişlerdir. Bu alanlardaki toplam 21375 cismi bir katalogta toplamışlardır. Bu katalog, "*s*", "*sf*", "*Fs*", "*g*", "*n*", "*d*", "*l*", "*u*", "*q*", "*c*" olarak sınıflandırılan cisimleri içermektedir.

Biz, katalogtaki alanlardan biri olan, Alan 22e–w'da belirlenen 3347 kaynak arasından "*s*", "*sf*", "*Fs*" olarak sınıflandırılan kaynakları seçerek çalışmamızı yaptık. Bu şekilde seçilen 338 tane yıldız, yüzey gravitesi log g = 4.5 ve metal bolluğu $-3 \leq$ [Fe/H] $\leq +1$ dex. aralığında olan geç tipten (F, G, K spektrel tipindeki) yıldızlar için oluşturulan kızarmadan bağımsız iki renk diyagramına (Lejeune ve ark., 1997) yerleştirilmiştir. Daha sonra Gaidos ve ark.'nın (1993) "*geometrik yere olan uzaklık*" kriteri ile algoritması kullanılmak sureti ile 287 yıldızdan ibaret bir örnek oluşturulmuştur. Söz konusu kriterin ve algoritmanın özü bir önceki çalışmada (Karaali ve ark., 2000) verilmiştir.

Hall ve ark. (1996) alan doğrultusundaki E(B–V) renk artığını 0.0517 kadir olarak vermektedir. E(U–B), E(V–I) renk artıkları, A(V) toplam soğurma ve bir yıldıza ait gerçek renk indeksi ile gerçek uzaklık modülü bir önceki çalışmada (Karaali ve ark., 2000) anlatıldığı gibi yapılmıştır.

V_0'ı en parlak 25 yıldızın ortalama kadiri 16.250, en sönük 24 yıldızın ise 21.773 kadir olarak bulunmuş olup V_0 = 16.250 ve V_0 = 21.750 kadir, örnekteki yıldızların limit parlaklıkları olarak kabul edilmiştir. İstatistiğe katılan 287 yıldız ve bu yıldızlara ait geometrik yer noktaları Şek. 2a, Hall ve ark.'na ait örneğin bir kısmı ise Şek. 2b'de gösterilmiştir.

3. Mutlak Kadir ve Metal Bolluğu Tayini

Metal bolluğu [Fe/H] ≥ –1.75 dex. olan 186 yıldız için Carney'in (1979) aşağıdaki dönüşüm formülü kullanılmıştır:

$$[Fe/H] = 0.11 - 2.90\delta - 18.68\delta^2$$

Burada δ, belli bir $(B-V)_0$ renk indeksi için, yıldıza ait $(U-B)_T$ ve Hyades kümesinin anakoluna ait $(U-B)_H$ arasındaki farkın $(B-V)_0$ = 0.6 renk indeksindeki eşdeğeridir (Şek. 5, Karaali ve ark., 2000). Bu metal bolluğunda bulunan bir yıldızın mutlak kadiri ile aynı $(B-V)_0$ renk indeksindeki Hyades anakoluna ait yıldızın mutlak kadiri arasındaki fark ise Laird ve ark.'na (1988; LCL) ait formülle hesaplanmıştır:

$$\Delta M_V^H = \left[\frac{2.31 - 1.04(B-V)_0}{1.594}\right]\left[-0.6888\delta + 53.14\delta^2 - 97.004\delta^3\right]$$

Hyades anakoluna ait yıldızların mutlak kadiri,

$$M_V^H = 5.64(B-V)_0 + 1.11$$

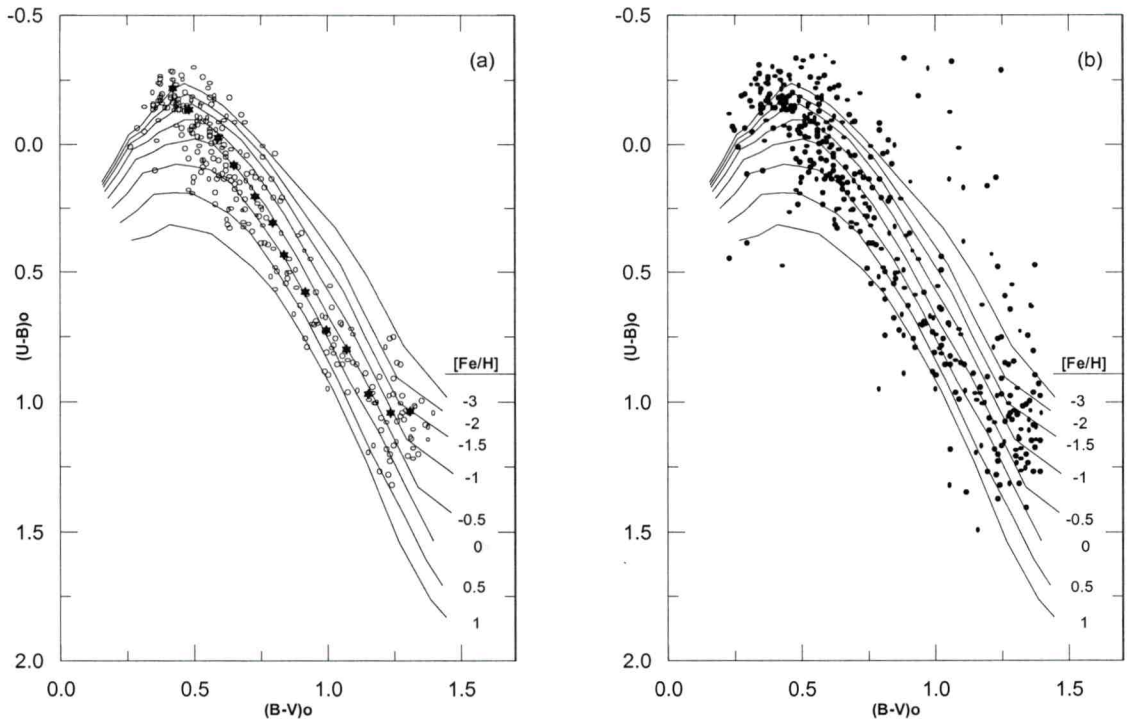
bağıntısından hesaplanabildiğinden, söz konusu yıldızın mutlak kadiri,

$$M_V^* = M_V^H \pm \Delta M_V^H$$

olur (Hyades anakolunun üst tarafında bulunan bir yıldız için işaret +, altında bulunan için ise – alınır).

Metal bolluğu [Fe/H] <–1.75 dex. olan 101 yıldız için mutlak kadir ve metal bolluğu tayini ise Lejune ve ark.'na (1997; LCB) ait diyagram yardımı ile yapılmış, homojenlik için LCB kadirleri LCL kadirlerine dönüştürülmüştür (Şek. 6, Karaali ve ark., 2000). Dönüşüm formülü aşağıda verilmiştir:

$$M_V(LCL) = 0.053M_V^3(LCB) - 0.769M_V^2(LCB) + 4.444M_V(LCB) - 4.211$$



Şekil 2a ve b. *Yıldızlara ait iki renk diyagramı. (a) istatistiğe katılan 287 yıldız (o) ve bu yıldızlara ait geometrik yer noktaları (✶), (b) Hall ve arkadaşlarına ait örneğin bir kısmı (●).*

4. Yoğunluk Fonksiyonları ve Işıma Gücü Fonksiyonu

Birim hacimdeki yıldız sayısı, yıldız yoğunluğu olarak tanımlanır. Güneşten itibaren belirli uzaklık aralıklarına gelen hacimler hesaplanır ve bu uzaklık aralıklarındaki yıldız sayısı bu hacime bölünür; bulunan bu değerler veya logaritmaları ile söz konusu uzaklık aralıkları arasındaki bağıntı "*yoğunluk fonksiyonunu*" verir.

Bunun için her yıldızın uzaklığının hesaplanması gerekir.

$$V - M(V) - A(V) = 5\log r - 5$$

eşitliğinden yıldızların r uzaklığı parsek (pc) cinsinden hesaplanır. Belirli bir r_1 ve r_2 uzaklık aralığındaki yoğunluk değeri;

$$D(r_1, r_2) = N/\Delta V_{1,2}$$

dir. Burada N, $\Delta V_{1,2}$ hacmi içindeki yıldız sayısı, $\Delta V_{1,2}$ ise, r_1 ve r_2 uzaklıkları ile belirlenen kesik piramidin hacmidir.

$$\Delta V_{1,2} = (\pi/180)^2 (\square/3) (r_2^3 - r_1^3)$$

Son eşitlikteki □, incelenen yıldız alanının derece^2 cinsinden büyüklüğüdür.

Yoğunluk fonksiyonları, birim mutlak kadir aralıkları halinde verilir. Bu çalışmamızda D* = log D + 10 logaritmik uzay yoğunlukları, mutlak kadirlerin tam olduğu 4< M(V) ≤5, 5< M(V) ≤6, 6< M(V) ≤7 ve 7< M(V) ≤8 mutlak kadir aralıkları için hesaplanmıştır. Sonuçlar Çizelge 1 ve Şek. 3a-d'de verilmiştir. Çizelgedeki r*,

$$r^* = [(r_1^3 + r_2^3)/2]^{1/3}$$

olup $\Delta V_{1,2}$ hacmindeki kütle merkezinin uzaklığını gösteriyor (Şekildeki (•) noktaları).

Alanımızdaki 4< M(V) ≤5, 5< M(V) ≤6, 6< M(V) ≤7 ve 7< M(V) ≤8 mutlak kadir aralıkları için çizilen yoğunluk histogramlarının GW (1985) ve BRK'nin (1999) birleştirilmiş galaksi modelleri ile karşılaştırılmasından güneş civarında uzay yoğunluk değerleri hesaplanmıştır (Çizelge 2 ve Şek. 4a ve b).

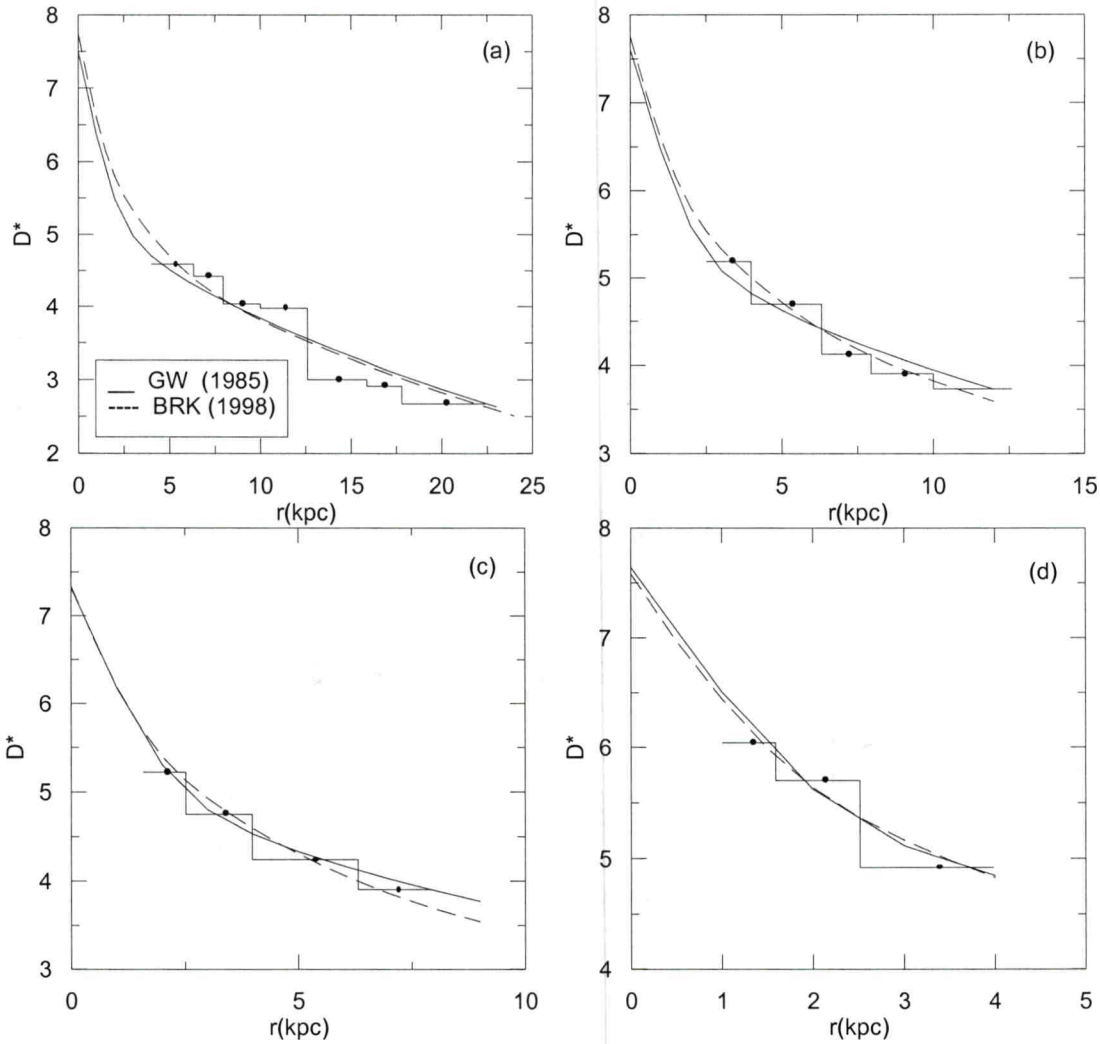
Şek. 4a ve b'de kesik çizgi ile belirtilen, 6< M(V) ≤7 mutlak kadir aralığındaki değer V_o = 21.750 limit kadirine kadar alınan yıldızları temsil ediyor. Ancak, bu mutlak kadir aralığında sönük yıldızların az olduğu anlaşılıyor. V_o = 21.000 kadirden sönük yıldızlar alınmadığında yine bu mutlak kadir aralığı için uyumlu bir değer elde edilemiyor. O halde, 6< M(V) ≤7 mutlak kadir aralığında eksik yıldız olduğu düşünülebilir. Bu yüzden, bu aralığa düşen ancak başlangıçta "*u*" ve "*g*" olarak sınıflandırılan 81 cisim tekrar gözden geçirilmiş ve Hall ve ark.'na (1996) ait katalogta sadece bir bantta "*u*" olarak sınıflandırılan cisimler istatistiğe katılmak istenmiştir. Ancak bunların sayısı 6 olup 5 tanesinin uzaklığı 6< M(V) ≤7 aralığındaki tamlık sınırının dışında kalmıştır. O halde bu mutlak kadir aralığındaki yıldızların sayısı gerçekten azdır.

5. Tartışma ve Sonuç

16.250 ≤ V_o ≤ 21.750 limit kadir aralığında, Hall ve ark.'na (1996) ait 3347 kaynak arasından Gaidos ve ark.'na (1993) ait bir yöntemle 4< M(V) ≤8 mutlak kadir aralığında ayırımı yapılan 287 yıldız incelenmiştir.

4 < M(V) ≤ 5, 5 < M(V) ≤ 6, 6 < M(V) ≤ 7 ve 7< M(V) ≤ 8 mutlak kadir aralıklarında ve 16.250 ≤ V_o ≤ 21.750 görünen kadir limitleri içinde, sırası ile, 3.98, 2.51, 1.59 ve 1.00 kpc ten daha yakın yıldız bulunmamasına rağmen bu mutlak kadir aralıkları için çizilen yoğunluk fonksiyonları GW (1985) ve BRK (1999) galaksi modelleri ile uyum içindedir. Bu da örneğimizdeki yıldızların sadece cüce yıldızlardan oluştuğunu göstermektedir.

Aynı mutlak kadir aralıkları için elde edilen güneş civarındaki ışıma gücü fonksiyonu 6 < M(V) ≤ 7 mutlak kadir aralığı hariç Gliese ve Jahreiss (1992) e ait ışıma gücü fonksiyonu ile uyuşmaktadır. 6 < M(V) ≤ 7 mutlak kadir aralığındaki yıldızların sayısı gerçekten azdır. Bu durum yıldız alanının doğasından kaynaklanmaktadır.



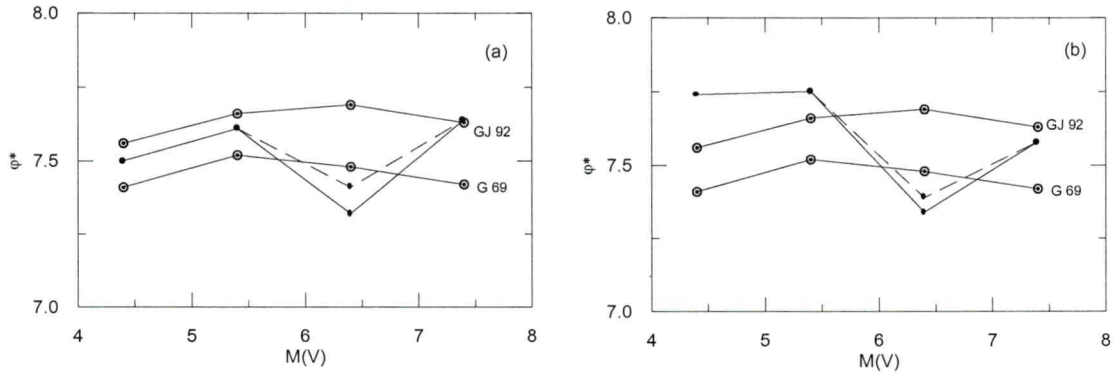
Şekil 3a-d. *Dört mutlak kadir aralığına ait logaritmik uzay yoğunluklarının GW (1985) ve BRK (1999) galaksi modelleri ile karşılaştırılması. (a) $4 < M(V) \leq 5$, (b) $5 < M(V) \leq 6$, (c) $6 < M(V) \leq 7$ ve (d) $7 < M(V) \leq 8$ için. (●): $\Delta V_{1,2}$ hacmine ait r* kütle merkezi uzaklığını temsil ediyor.*

Çizelge 1. *$4 < M(V) \leq 5$, $5 < M(V) \leq 6$, $6 < M(V) \leq 7$ ve $7 < M(V) \leq 8$ mutlak kadir aralıklarına ait uzay yoğunlukları. Yatay siyah çizgiler tamlık sınırlarını gösteriyor. $1 < M(V) \leq 3$ mutlak kadir ve $r > 28.18$ kpc uzaklık aralığında toplam 7 yıldız bulunmakta olup bunlar çizelgede gösterilmemiştir.*

			M(V) →	**(3 - 4]**		**(4 - 5]**		**(5 - 6]**		**(6 - 7]**		**(7 - 8]**		**(8 - 9]**		**(9 - 10]**	
r_1	**r_2**	**$\Delta V_{1,2}$**	**r***	**N**	**D***	**N**	**D***	**N**	**D***	**N**	**D***	**N**	**D***	**N**	**D***	**N**	**D***
0	0.40	9.54E+02	0.32													4	
0.40	0.63	2.85E+03	0.54											3		2	
0.63	1.00	1.13E+04	0.86							2	6.25	5	6.64	4		8	
1.00	1.59	4.51E+04	1.36					5	6.04	6	6.12	5	6.04	12		7	
1.59	2.51	1.80E+05	2.15	1		7	5.59	8	5.65	3	5.22	9	5.70	9		4	
2.51	3.98	7.15E+05	3.40	2		16	5.35	11	5.19	4	4.75	6	4.92	1			
3.98	6.31	2.85E+06	5.40	2		11	4.59	14	4.69	5	4.24	1	3.55				
6.31	7.94	3.78E+06	7.22			10	4.42	5	4.12	3	3.90						
7.94	10.00	7.55E+06	9.09			8	4.03	6	3.90	4	3.72	1	3.12				
10.00	12.59	1.51E+07	11.44	1		14	3.97	8	3.73	1	2.82						
12.59	15.85	3.00E+07	14.40	1		3	3.00	11	3.56	2	2.82						
15.85	17.78	2.48E+07	16.87			2	2.91	1	2.60	1	2.60						
17.78	19.95	3.51E+07	18.93	1		1	2.45	2	2.76								
19.95	22.39	4.96E+07	21.24	1		3	2.78										
22.39	25.12	7.00E+07	23.83							4	2.76						
25.12	28.18	9.89E+07	26.74							1	2.00						
	>28.18			2		5		6		1		1					
			Toplam	15		81		72		31		27		29		25	

Çizelge 2. *Alanımızdaki cüce yıldızlara ait yoğunluk fonksiyonlarının GW (1985) ve BRK (1999) galaksi modelleri ile karşılaştırılmasından elde edilen Güneş civarındaki yoğunluk değerleri. Son iki satırda Gliese (G, 1969) ve Gliese ve Jahreiss'a (GJ, 1992) ait değerler verilmiştir.*

M(V)	(4, 5]	(5, 6]	(6, 7]	(7, 8]
GW (1985)	7.50	7.61	7.32	7.64
BRK (1999)	7.74	7.75	7.34	7.58
⊙(G, 1969)	7.41	7.52	7.48	7.42
⊙(GJ, 1992)	7.56	7.66	7.69	7.63



Şekil 4a ve b. *Gözlemsel yoğunluk fonksiyonları ile iki galaksi modelinin karşılaştırılmasından elde edilen Güneş civarındaki ışıma gücü fonksiyonları. (a) GW modeli, (b) BRK modeli için. G 69 ve GJ 92 fonksiyonları, sırası ile, Gliese (1969) ve Gliese ve Jahreiss'e (1992) ait ışıma gücü fonksiyonlarını gösteriyor (Kul, 1994) . Kesik çizginin özelliği metinde açıklanmıştır.*

Teşekkür

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Araştırma Fonu tarafından desteklenmiştir. Proje No: B-633/17072000.

KAYNAKLAR

Bahcall, J., Soneira, R. 1980, Astrophys. J. Suppl. 44, 73.
Becker, W. 1938, Z.Astrophys. 15, 225.
Becker, W., Stock, J. 1958, Z.Astrophys. 45, 269.
Becker, W. 1963, Z.Astrophys. 57, 117.
Becker, W. 1965, Z.Astrophys. 62, 54.
Bilir S., 1996, İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi.
Buser, R., Fenkart, R. 1990, Astron. Astrophys. 239,243.
Buser, R., Rong, J. and Karaali, S., 1998, Astron. Astrophys., 331, 934.
Buser, R., Rong, J. and Karaali, S., 1999, Astron. Astrophys., 348, 98.

Buser, R., Karataş, Y., Lejeune, T., Rong, J. X., Westera, P., Güngör Ak, S. 2000, Astron. Astrophys. 357, 988.
Carney, B. W. 1979, Astrophys. J., 223, 211.
Gaidos, E. J., Magnier E. A., & Schechter, P. L. 1993, PASP, 105, 1294.
Gilmore, G., Wyse, R.F.G. 1985, Astron. J. 90, 2015.
Gliese, W., Jahreiss, H. 1992, Third Catalogue of Nearby Stars, Astron. Rechen Inst. Heidelberg.
Güngör Ak, S. 1995, İ.Ü. Fen Bil. Enstitüsü, Doktora Tezi.
Güngör Ak, S., Karaali, S., Buser, R. 1998, A&AS, 131, 345.
Hall, P. B., Osmer, P. S., Green, R. F., Porter, A. C., & Warren, S. J., 1996, ApJS, 104, 185.
Johnson, H.L., Morgan, W.W. 1953, Astrophys. J. 117, 313.
Karaali, S., 1994, Astron. Astrophys. Suppl., 106, 107.
Karaali S., 1996, SA 71 Alan Yıldızlarının Popülasyon Tiplerinin Uzay Dağılımları Yardımı İle Tayini ve Uzay Yoğunluklarının Modellerle Karşılaştırılması, İ.Ü.Araştırma Fonu, Proje No: 715/260495.
Karaali S., ve Bilir S., 1996, SA 51 Yıldız Alanının Farklı Yöntemlerle İncelenmesi, TÜBİTAK, Proje No: TBAG-AY/74.
Karaali, S., Karataş, Y., Bilir, S., Güngör Ak, S. 2000, XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Laird, J. B., Carney, B. W., & Latham, D. W. 1988, AJ, 95, 1843 (LCL).
Lejeune, Th., Cuisinier, F., Buser, R. 1997, Astron. Astrophys. Suppl., 125, 229.
Lejeune, T.; Cuisinier, F.; Buser, R. , 1998, Astron. Astrophys. Suppl., 130, 65.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.473-482

CCD-UBVI Verileri Yardımı ile Kalın Diskte ve Haloda Metal Bolluğu Dağılımı: Galaksimizin Halosuna Metalce Zengin Gaz Akışı

S. Bilir, S.G. Ak, S. Karaali, Y. Karataş
İ.Ü.F.F Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü 34452 – Üniversite – İstanbul
sbilir@istanbul.edu.tr

Özet

Hall ve arkadaşlarınca (1996) incelenen; galaksi koordinatları $l = 68^{\circ}.4717$, $b = -51^{\circ}.3453$ (1950) ve büyüklüğü 0.149 derece^2 olan bir alan içinde bulunan 3347 kaynak arasından Gaidos ve arkadaşlarına (1993) ait bir yöntemle seçilen 287 yıldızın CCD – UBVI verileri kullanılarak metal bolluğu dağılımı incelenmiştir. Alanımızda parlak yıldız bulunmayıp görünen V_0 kadirine ait limit aralık [16.250, 21.750] dir. Galaksi düzleminden $z \leq 10$ kpc uzaklık aralığında bulunan yıldızların Δ[Fe/H] = 0.2 dex ölçeği için çizilen metal bolluğu dağılımlarında Kalın Diskte iki, –0.50 ve ~ 0.00 dex, Halo'da da üç mod, –1.30, –0.90 ve ~ 0.00 dex, görülüyor. Sekiz z aralığı için tayin edilen metal bolluğunda bir değişim fark edilememiştir; bu durum alanımızda bir metal gradiyentinin olmadığını gösteriyor. $(B-V)_0$ – [Fe/H] diyagramında 7 yıldızın konumu ise Galaksimize genç ve metalce zengin maddenin katılımını kanıtlıyor.

Anahtar Kelimeler: Galaksi: metal bolluğu, Galaksi: metal gradiyenti

1. Giriş

Galaktik yapının incelenmesinde birçok yöntem vardır. Bunlardan biri de farklı elektromanyetik bölgelerde yapılan yıldız sayımlarına dayalı "*Survey*" (araştırma) tipi programlardır. 1950 li yıllarda araştırma programları optik bölgelerde fotoğrafik plâklarla yürütülüyordu. Bu araştırmalar arasında en iyi tanınanı, optik bölgede bütün gökyüzüne ait plâkların alındığı Palomar Gözlemevi Gökyüzü Araştırmasıdır (POSS I–II).

1970 li yılların ortalarında CCD lerin astronomide kullanılmaya başlanmasıyla, astronomlar hemen hemen mükemmel (lineer, yüksek duyarlılık, düşük gürültü, yüksek dinamik ve sayısal) optik bir alıcıya sahip oldular. Artık günümüzde, araştırma programlarında yüksek çözünürlüklü CCD kullanımına geçilmiş ve daha duyarlı sonuçlar elde edilmeye başlanmıştır.

Galaktik yapının araştırılmasında Basel Halo Programının büyük katkıları vardır. Program, Becker (1965) tarafından başlatılmış olup Buser – Fenkart (1990) ve Buser (1992, 1998, 1999) tarafından devam ettirilmektedir. Basel Halo Programı sayesinde Galaksimizin farklı doğrultularında bulunan yıldız alanlarının RGU ve UBV fotoğrafik fotometrisi yapılmış ve yıldızlara ait temel parametreler elde edilmiştir. Program, bir yıldız alanı içindeki kızarma miktarının belirlenmesine, alandaki yıldızların ışıma gücü sınıflarına ayırımına, yıldızların mutlak kadir ve metal bolluğu

tayinine ve yıldızların popülasyon sınıflarına ayırımına olanak vermektedir. Galaktik yapı çalışmalarının en önemli gereksinimi, sönük yıldızlara ait verilerin daha duyarlı bir şekilde elde edilebilmesidir. Basel Halo Programı ile Galaksimizin farklı doğrultularında bulunan ve görünen limit kadiri ~19 olan yıldızlara gidilebilmiştir. Fakat günümüzde, Galaksimizin ve galaksi dışı kaynakların incelenmesi için başlatılan optik geniş-alan CCD gözlemlerinde görünen limit kadir 25 dir. Bu araştırmalar arasında en önemlisi ve en güncel olanı SLOAN Dijital Gökyüzü Araştırmasıdır (SDSS).

Galaksimizin yapısının araştırılmasında geniş-alan CCD fotometrilerinin kullanılmasıyla daha sönük yıldızlara ve daha duyarlı sonuçlara ulaşılacaktır. Sönük yıldızlara doğru gidildikçe yıldız alanlarında uzun ömürlü geç tipten anakol yıldızları hakim olmaya başlar. Bu etki en iyi metalce fakir, yaşlı küresel kümelerin renk kadir diyagramlarından görülebilir. Metal bolluğunun fotometri yolu ile tayini, U morötesi bandı kullanılarak yapılır. Çünkü bu bant metal bolluğuna duyarlıdır. Hem spektroskopik hem de fotometrik metal bolluğu bilinen yıldızlardan itibaren oluşturulan kalibrasyonlar ile sönük yıldızlara ait metal bolluğu tayini daha duyarlı bir şekilde yapılabilir (Carney, 1979). Bu yöntemlerle yıldız alanlarında hem yıldızların popülasyon ayırımı hem de metal bolluğu gradiyentinin olup olmadığı araştırılabilir. Sonuç olarak, yıldızlara ait verilerden üretilen bilgiler Galaksimizin oluşumuna ait senaryoların denenmesinde kullanılabilir.

Galaksimizin oluşumuna ait iki temel senaryo vardır. Bunlardan biri 1960 lı yıllarda ortaya atılan ve ELS olarak bilinen (ELS, 1962) senaryodur. Bu senaryoya göre, Galaksimizde oluşan ilk yıldızlar hızlı bir evrim geçirerek ~2.10^8 yıl gibi bir sürede galaksinin metal bolluğu açısından zenginleşmesine neden olmuştur. Bu görüş doğru ise, Galaksimizde bir metal gradiyentinin olması gerekir. Bir diğer oluşum senaryosu Searle ve Zinn'e (SZ, 1978) ait olup Galaksimizin Halo'sunun cüce galaksiler ile etkileşerek oluştuğunu söylemektedir. Bu senaryoya göre Galaksimizin Halo'sunda bir metal bolluğu gradiyenti beklenemez. Günümüzde her iki senaryo geçerliğini korumaktadır. Şimdiye kadar yapılan çalışmalar ELS senaryosunun Galaksimizin merkez bölgelerinde, SZ senaryosunun ise Galaksimizin Halo'sunda etkin olduğunu gösteriyor. Günümüzde galaksilerin izole sistemler olmadığı artık bilinmektedir. Bu sistemler kendi içlerinde evrimleşebileceği gibi, dışından madde katılımlarıyla evrimlerini farklı bir şekilde sürdürebilirler.

Bu çalışmamızda, derin CCD–UBVI gözlemlerinden elde edilen veriler yardımıyla Galaksi merkezi doğrultusunda, orta galaktik enlemli bir yıldız alanına ait metal bolluğu ve galaksi dışı madde katılımlarının sonuçlarını sunacağız.

2. Veriler, Mutlak Kadir ve Metal Bolluğu Tayini

Alanımıza ait CCD–UBVI verileri Hall ve ark. (1996) larından alınmıştır. Verilerin standartlaştırması, mutlak kadir ve metal bolluğu tayini, bu toplantında Ak ve ark. (2000) tarafından sunulan bildirinin ilgili kısımlarından elde edilebilir.

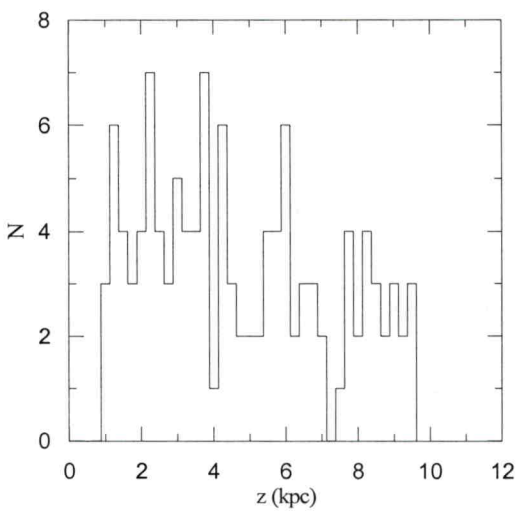
3. Yıldızların Uzay Dağılımları

Alanda yer alan ve tamlık sınırları içinde bulunan 130 yıldızın popülasyon tiplerine ayırımı Karaali (1994) ye ait bir yöntem ile yapılmıştır. Yıldızların Güneş'ten olan uzaklıkları $V - M(V) = 5 \log r - 5 + A(V)$ pogson formülü ile, galaksi düzleminden olan uzaklıkları da $z = r \sin b$ formülü ile hesaplanmıştır. Örnekteki yıldızların (N, z) diyagramı Şekil 1 de gösterilmiştir. Diyagramda iki mod dikkati çekmektedir. Bunlar alandaki Kalın Disk ve Halo yıldızlarıdır. Düzensiz değişimler örnekteki yıldızların azlığından kaynaklanıyor.

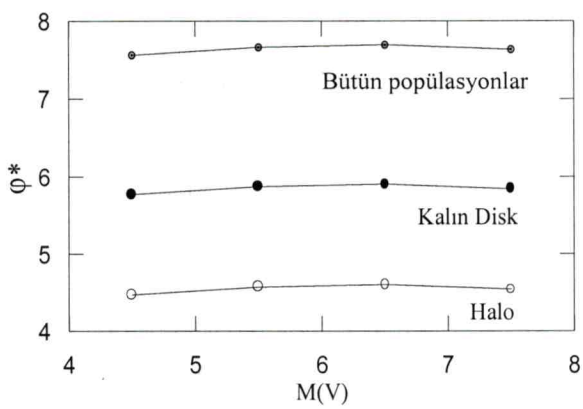
Popülasyon tiplerinin etkinlik alanları Gilmore – Wyse (1985) modeli kullanılarak teorik olarak da belirlenmiştir. Bu amaçla $4 < M(V) \leq 5$, $5 < M(V) \leq 6$, $6 < M(V) \leq 7$ ve $7 < M(V) \leq 8$ mutlak kadir aralıkları için Gliese ve Jahreiss (1992) in güneş civarındaki ($r \leq 25$ pc yarıçaplı küre içindeki) bütün popülasyonlara ait yoğunlukları kullanılarak GW modeli yardımı ile Kalın Disk ve Halo popülasyonlarına ait güneş civarındaki yoğunluk değerleri hesaplanmış (Çizelge 1 ve Şekil 2) ve bu değerler Karaali (1997) ye ait bir yöntemle farklı uzaklıklardaki yıldız sayılarına dönüştürülmüştür. Sonuçlar Şekil 3 te verilmiş olup Kalın Disk ile Halo'nun etkinlik alanlarının, sırası ile, $2.12 < z \leq 4.25$ ve $4.25 < z \leq 10.0$ kpc olduğunu görülüyor. İki farklı yöntemden elde edilen etkinlik alanları Şekil 4 te karşılaştırılmış ve aralarında bir uyum olduğu görülmüştür.

Çizelge 1. *Gliese ve Jahreiss (1992) in güneş civarındaki ($r \leq 25$ pc) bütün popülasyonlara ait yoğunluk değerleri (2. satır) ve GW (1985) modeli yardımı ile hesaplanan üç popülasyona ait güneş civarındaki yoğunluk değerleri.*

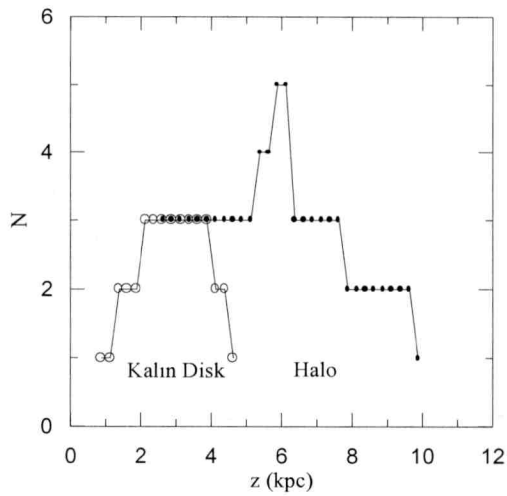
M(V)	(4 - 5]	(5 - 6]	(6 - 7]	(7 - 8]
Bütün Popülasyonlar	7.56	7.66	7.69	7.63
İnce Disk	7.55	6.65	7.68	7.62
Kalın Disk	5.77	5.87	5.90	5.84
Halo	4.47	4.57	4.60	4.54



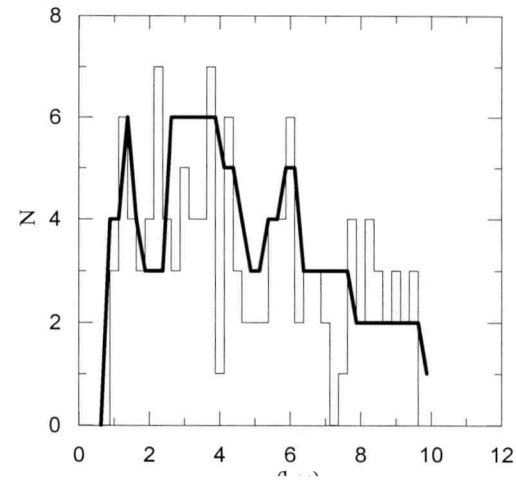
Şekil 1. *Yıldız alanında tamlık sınırları içinde bulunan 130 yıldızın uzay* dağılımları.



Şekil 2. *GW (1985) a ait galaksi modelinde kullanılan, Gliese ve Jahreiss (1992) e ait ışıma gücü fonksiyonu.*



Şekil 3. *GW (1985) a ait galaksi modeline göre Kalın Disk ve Halo'nun etkinlik alanları.*



Şekil 4. *İki yöntemden elde edilen, Kalın Disk ve Halo popülasyonlarının etkinlik alanlarının karşılaştırılması. $z = 2.12$ kpc in solundaki tepe ince diske aittir. $z \leq 1$ kpc aralığında yıldız olmayışı yakın yıldızların gözlenememesinden kaynaklanıyor.*

4. Metal Bolluğu Dağılımı

Alana ait metal bolluğu dağılımı, Laird ve ark. (LCL, 1988) nın yöntemi ile tayin edilen ve $4 < M(V) \leq 5$, $5 < M(V) \leq 6$, $6 < M(V) \leq 7$ ve $7 < M(V) \leq 8$ mutlak kadir aralığındaki tamlık sınırları içinde bulunan 130 yıldız için 0.2 dex metal bolluğu ölçeği için hesap edilmiştir.

Çizelge 2 de GW (1985) modeline göre $2.12 < z \leq 4.25$ kpc lik uzaklık aralığında etkin olan Kalın Disk yıldızlarının metal bolluğu dağılımı verilmiştir. Metal bolluğu dağılımında –0.50 ve ~ 0.05 dex te iki mod dikkat çekmektedir. Metalce zengin olan mod, son zamanlarda literatüre yeni giren ve Kalın Diskin metalce zengin kuyruğu olarak adlandırılan kısmıdır (Carney, 1999; Karaali ve ark, 1999). –0.50 dex metal bolluğunda gözlenmiş mod, Galaksimizin Kalın Disk bileşeni için yapılan kinematik çalışmalardan elde edilen sonuçlarla uyum içersindedir (Norris, 1996a).

Çizelge 3 de GW (1985) modeline göre $4.25 < z \leq 10$ kpc lik uzaklık aralığında etkin olan Halo yıldızlarının birçok z aralığı için metal bolluğu dağılımı verilmiştir. Bu dağılımda –1.30, –0.90 ve ~ 0.00 dex te baskın üç mod dikkat çekmektedir. GW (1985) modeline göre $z > 4.25$ kpc etkin olan tek popülasyon Galaksimizin Halo bileşeni olup metal bolluğu fakir yıldızlardan oluşur. Bu yüzden alanımızda $z > 4.25$ kpc uzaklık aralığında metalce zengin yıldız beklenmemektedir. Özellikle ~0.00 dex metal

Çizelge 2. *$2.12 < z \leq 4.25$ kpc aralığındaki yıldızlara ait metal bolluğu dağılımı. GW modeline göre bu aralıkta Kalın Disk yıldızları etkindir.*

			Δz (kpc)			
[Fe/H] (dex)	**[Fe/H] (dex)**	**<[Fe/H]> (dex)**	**2.12-4.00**	**2.12-4.25**	**2.12-3.25**	**3.25-4.25**
–1.8	–1.6	–1.7	1	1	1	–
–1.6	–1.4	–1.5	2	4	2	–
–1.4	–1.2	–1.3	–	–	–	–
–1.2	–1.0	–1.1	–	–	–	–
–1.0	–0.8	–0.9	3	3	1	2
–0.8	–0.6	–0.7	3	3	2	1
–0.6	–0.4	–0.5	9	9	6	3
–0.4	–0.2	–0.3	–	1	–	1
–0.2	0.0	–0.1	4	5	1	3
0.0	+0.2	+0.1	5	6	2	3
+0.2	+0.4	+0.3	3	3	1	2
		Toplam	30	35	16	15

Çizelge 3. *$4.25 < z \leq 10$ kpc aralığındaki yıldıza ait metal bolluğu dağılımı. GW modeline göre bu aralıkta Halo yıldızları etkindir.*

			Δz (kpc)			
[Fe/H] (dex)	**[Fe/H] (dex)**	**<[Fe/H]> (dex)**	**4.25 - 7**	**4.25 - 9**	**4.25 10**	**- 7 – 10**
–1.8	–1.6	–1.7	2	3	4	2
–1.6	–1.4	–1.5	2	3	3	1
–1.4	–1.2	–1.3	1	5	7	6
–1.2	–1.0	–1.1	1	2	2	1
–1.0	–0.8	–0.9	3	4	4	1
–0.8	–0.6	–0.7	1	1	2	1
–0.6	–0.4	–0.5	1	3	4	3
–0.4	–0.2	–0.3	3	3	3	–
–0.2	0.0	–0.1	3	3	3	–
0.0	+0.2	+0.1	4	5	5	1
+0.2	+0.4	+0.3	1	2	3	2
		Toplam	22	34	40	18

bolluğunda gözlenen mod, Halonun metal bolluğuna uymayan bir özelliği vardır. Bu mod, büyük bir ihtimal ile Gilmore (1987) ve Unavane ve ark. (1996) ın çalışmalarında gösterdikleri gibi Galaksimize madde katılımlarının bir göstergesidir. Baskın olan ikinci mod, –0.90 dex, Halo'nun bir alt bileşenine ait olup beklenen bir yapıdır. $4.25 < z \leq 9$ ve $4.25 < z \leq 10$ kpc aralıklarında, –1.30 dex e karşılık gelen üçüncü bir mod dikkati çekiyor. Çok modluluk, büyük bir z aralığında incelenen bir galaksi bileşenindeki

yıldızlar için ortalama bir metal bolluğundan bahsedilmesinin isabetli olmayacağını gösteriyor.

Çizelge 2 ve Çizelge 3 teki metal bolluğu dağılımına ait modlar Çizelge 4 ve Şekil 5a ve b de verilmiştir. Şekil 5a ve b de metalce zengin modun uzaklıkla az bir değişim gösterdiği dikkati çekiyor.

Çizelge 4. *$2.12 < z \leq 4.25$ ve $4.25 < z \leq 10$ kpc uzaklık aralıklarında gözlenen metal bolluğu modları. Bu modlar gauss fitleri geçirilerek hassas bir şekilde elde edilmiştir.*

Δz (kpc)	2.12 -4	2.12- 4.25	4.25- 7	4.25- 8	4.25- 9	4.25- 10
[Fe/H] (dex)	– 0.50	–0.50			– 1.30	– 1.30
	+0.0 6	+0.02	– 0.90	– 0.90	– 0.90	– 0.90
			– 0.04	– 0.01	+0.0 2	+0.0 6

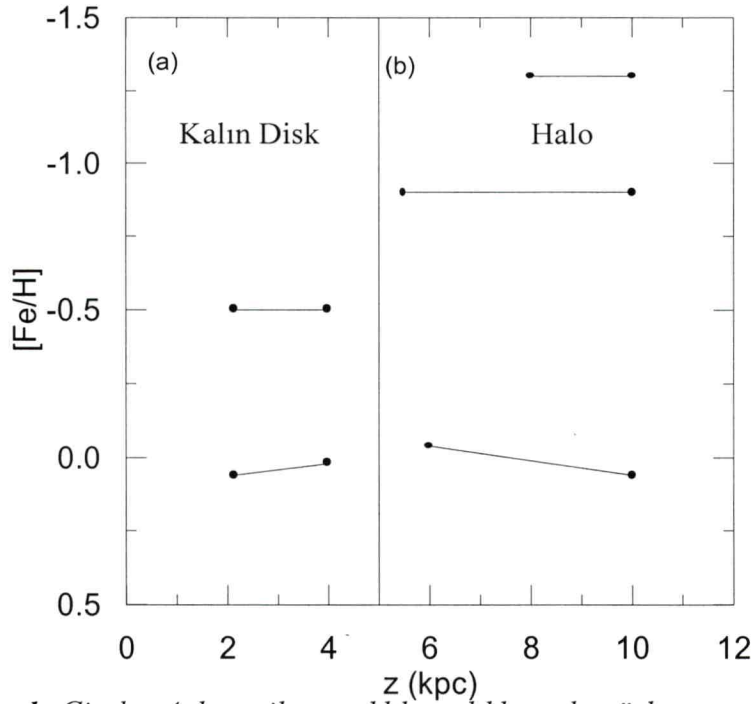
6. Halo'da Genç Yıldızlar

Şekil 5b den, $4.25 < z \leq 10$ kpc aralığında Halo'da [Fe/H] ~ 0.00 dex metal bolluğunda yıldızların var olduğu anlaşılıyor. GW a ait galaksi modeline göre Halo bileşeni $z > 4.25$ kpc aralığında etkindir. Diğer taraftan Buser ve Fenkart (1990) a göre Halo'nun ortalama metal bolluğu $\langle[Fe/H]\rangle = -1.76$ dex tir. O halde yukarıda bahsedilen metalce zengin yıldızların Halo ile birlikte oluşması beklenemez. Tersine, bunların Galaksi Halo'sunun oluşumundan sonra Galaksiye katılan cüce galaksi vb. cisimlerin artıkları olabilir. Bu durum SZ (1978) in görüşünü doğrulamaktadır. İddiamıza ikinci bir kanıt olarak $(B-V)_0$ – [Fe/H] diyagramının incelenmesi ile verilebilir. Bu diyagram, VandenBerg ve Bell (1985) e ait izokronlarla kalibre edilmiş olup söz konusu 7 yıldızın bu diyagramdaki konumları, bunların 8 milyar yıldan daha genç, bir yıldızın konumu da bunun 8 – 10 milyar yaş aralığında olduğunu gösteriyor (Çizelge 5 ve Şekil 6).

Galaksimizin Halo'sunda yer alan metalce zengin ve genç olan bu yıldızlar Galaksimizin İnce Disk popülasyonunun (Pop I) özelliklerini taşımaktadırlar. Bu da Galaksimizin izole bir sistem olmadığını, evrim süreci içinde birçok kez cüce galaksilerle etkileştiğini ve etkileşim süreci boyunca da galaksiye metalce zengin gaz akıntılarının olduğunu gösteriyor (Unavane, 1996).

7. Tartışma ve Sonuç

Galaksi koordinatları $l = 68^{\circ}.4717$, $b = -51^{\circ}.3453$ (1950) ve büyüklüğü 0.149 derece^2 olan bir alan içinde Hall ve arkadaşlarınca (1996) CCD lerle UBVI verileri elde edilen 3347 kaynak, Gaidos ve arkadaşlarına (1993) ait bir yöntemle ayırıma tabi



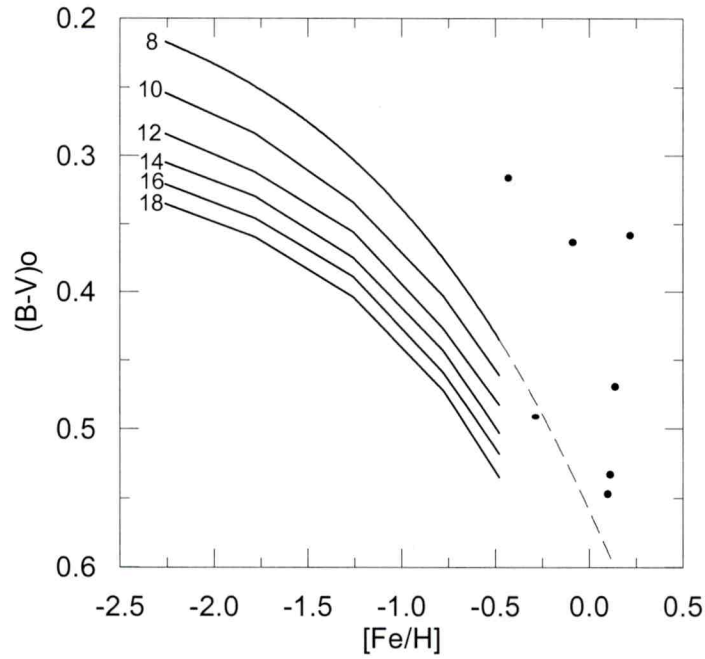
Şekil 5a ve b. *Çizelge 4 de verilen uzaklık aralıklarında gözlenen modların şematik gösterimi.*

Çizelge 5. *Yıldız alanında Halo popülasyonunun etkinlik sınırlar içinde metalce zengin yıldızlara ait fotometrik ve uzaklık bilgileri. 6777 numaralı yıldız VandenBerg ve Bell (1985) e ait 8 – 10 milyar yıl izokronları arasında bulunuyor; geriye kalan 6 yıldız ise 8 milyar yıldan daha gençtir.*

No	V_o	$(B-V)_o$	$(U-B)_o$	M(V)	[Fe/H] (dex)	*d* (kpc)	*z* (kpc)
6292	21.263	0.317	–0.046	3.43	–0.42	36.86	28.79
6512	21.277	0.359	+0.103	2.45	+0.22	58.26	45.50
293	21.578	0.364	–0.011	3.27	–0.08	45.88	35.82
5879	20.131	0.470	+0.019	3.75	+0.14	18.89	14.75
6777	18.589	0.492	–0.052	4.20	–0.28	7.55	5.89
6749	18.553	0.533	+0.063	4.12	+0.12	7.70	6.02
46	18.298	0.548	+0.076	4.20	+0.10	6.60	5.16

tutulmuş ve bunlardan 287 tanesinin yıldız olduğu tespit edilmiştir. $4 < M(V) \leq 5$, $5 < M(V) \leq 6$, $6 < M(V) \leq 7$ ve $7 < M(V) \leq 8$ mutlak kadir aralığında bulunan bu yıldızlar ikinci bir ayırıma tabi tutularak sadece $16.250 \leq V_o \leq 21.750$ limit görünen kadir aralığında bulunan ve metal bolluğu $[Fe/H] \geq -1.75$ dex olan 130 tanesi alınmış ve bunlar için metal bolluğu tayini yapılmıştır. Bulunan sonuçlar aşağıda belirtilmiştir:

1) Bu yıldızların uzay dağılımları yardımı ile (Karaali, 1994) Kalın Disk (Ara Pop II), Halo (Pop II) ayırımı, GW modeli ile yapılan ayırımla uyum içindedir. Bu durum, 130



Şekil 6. *Çizelge 5 te verilen yıldızların (B–V)o – [Fe/H] diyagramındaki konumları. Çizgiler ve bunların yayında bulunan sayılar VandenBerg ve Bell (1985) e ait milyar yıl biriminde yaş izokronlarını gösteriyor.*

yıldızdan oluşan örneğimizde devlerin ya etkisiz sayıda olduğu veya hiç bulunmadığını gösteriyor.

2) Kalın Disk ve Halo'nun etkinlik alanları, sırası ile, $2.12 < z \leq 4.25$ ve $4.25 < z \leq 10$ kpc tir. Halo'ya ait üst sınırın küçük oluşu [Fe/H] < –1.75 dex metal bolluğundaki yıldızların metal bolluklarının tayin edilemeyişinden kaynaklanıyor.

3) Kalın Disk ve Halo için bir metal bolluğu gradiyenti tespit edilememiştir. Karaali ve ark. (2000) tarafından incelenen $l = 51°.7312$, $b = -39°.1842$ (1950) galaksi koordinatlı alanda da Halo için bir metal gradiyenti bulunamamışken Kalın Disk için d[Fe/H]$/dz \sim$ –0.1 dex/kpc lik bir metal gradiyenti bulunmasının sebebi bu alanın galaksi enleminin yaklaşık 12° daha küçük (mutlak değerce) oluşundan kaynaklanıyor. Bu sonuç, Galaksi merkezine yakın bölgenin çökerek oluştuğu (Norris, 1996b) düşüncesi ile uyum içindedir.

4) Metalce zengin ve genç olan 3 yıldız, ayrıca 130 yıldızdan oluşan örneğin dışında (fakat 287 yıldız örneği içinde bulunan) ve metal bolluğu $-0.42 \leq$ [Fe/H] $\leq +0.22$ dex aralığında, galaksi düzlemine uzaklığı da $14.75 \leq z \leq 45.50$ kpc aralığında bulunan 4 yıldız 8 milyar yıldan daha genç olup bunların tümünün Halo'nun etkinlik alanında bulunması Galaksi'ye dıştan genç ve metalce zengin madde katılımı olduğunu gösteriyor. Bu sonuç da SZ (1978) nin düşüncesi ile uyum içindedir.

Bu çalışmamız İstanbul Üniversitesi Araştırma Fonunca B-646/17072000 sayılı proje ile desteklenmiştir.

KAYNAKLAR

Ak, G. S., Bilir, S., Karataş, Y., & Karaali, S. 2000, XII. Ulusal Astronomi Toplantısı (Bu toplantı).
Becker, W. 1965, Z. F. Astrophys., 62, 54.
Buser, R., & Fenkart, R. P. 1990, A&A, 239, 243.
Buser, R., & Kurucz, R. L. 1992, A&A, 264, 557.
Buser, R., Rong, J., & Karaali, S. 1998, A&A, 331, 934.
Buser, R., Rong, J., & Karaali, S. 1999, A&A, 348, 98.
Carney, B. W. 1979, ApJ, 223, 211.
Carney, B. W. 1999, 35th Liège Int. Astrophys. Coll., Abstracts of Papers, p.11.
Eggen, O. J., Lynden – Bell, D., & Sandage, A. 1962, ApJ. 136, 748 (ELS).
Gaidos, E. J., Magnier E. A., & Schechter, P. L. 1993, PASP, 105, 1294.
Gilmore, G., & Wyse, R. F. G. 1985, AJ. 90, 2015.
Gilmore, G., & Carswell, B., 1987, JBAA, 98, 48.
Gliese, W., & Jahreiss, H. 1992, Third Catalogue of Nearby Stars (Preliminary Version), Astron. Rechen Inst. Heidelberg.
Hall, P. B., Osmer, P. S., Green, R. F., Porter, A. C., & Warren, S. J. 1996, ApJS, 104, 185.
Karaali, S. 1994, A&AS, 106, 107.
Karaali, S. 1997, TJPh, 21, 961.
Karaali, S., Karataş, Y., Bilir, S., Ak, G. S., & Gilmore, G. F. 1999, 35th Liège Int. Astrophys. Coll., 353-358.
Karaali, S. Karataş, Y., Bilir, S., & Ak, G. S. 2000 , XII. Ulusal Astronomi Toplantısı (Bu toplantı).
Laird, J. B., Carney, B. W., & Latham, D. W. 1988, AJ, 95, 1843 (LCL).
Majewski, S. R. 1993, ARAA, 31, 575.
Norris, J. E. 1996a, IAUS, 169, 353.
Norris, J. E. 1996b, Fogh Conf, 14.
Searle, L., & Zinn, R. 1978, ApJ, 225, 357 (SZ).
Unavane M.,Wyse, R. F. G., & Gilmore, G. 1996, MNRAS, 278, 727.
VandenBerg, D. A., & Bell, R. A. 1985, ApJS, 58, 561.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.483-494

Yaş Tayininde Kullanılan Dönüşüm Tablolarının Etkinliği ve Karşılaştırılması

İ. Küçük
Erciyes Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 38039, Kayseri
e-mail: kucuk@erciyes.edu.tr

Özet

Yıldız Evrim Modelleri'nden elde edilen sonuçların gözlemsel verilerle uyuşumu dolayasıyla karşılaştırılması için uygun dönüşümlere gereksinim vardır. Bu çalışmada literatürde var olan bu dönüşüm bağıntı ve tablolarının örnek açık ve küresel yıldız kümelerinin yaşlarını nasıl etkilediği araştırılmıştır.

1. Giriş

Yıldız kümelerinin gözlemsel niceliklerini kuramsal niceliklere (kuramsal Hertzsprung-Russel Diyagramı (HRD)) dönüştürmek için (B-V) ve (U-B) ile etkin yüzey sıcaklığı (T_{eff}) ve Bolometrik Düzeltme (BC) arasında uygun bir ilişki gerekmektedir. Genellikle kullanılan yöntem kümelerin gözlemsel Renk-Kadir Diyagramlarının (CMD) kuramsal evrim yolları ile karşılaştırılmasıdır. Buda etkin yüzey sıcaklığı, renk ve bolometrik düzeltme arasında bie ilşki gerektirir. Literatürde spektral tip (ST), BC ve T_{eff} arasında yarı-empirik dönüşümler tablolar halinde verilmiştir (Johnson 1966, Morton&Adams 1968, Code et al. 1976, Flower 1977, 1996, Kenyon&Hartmann 1995). Bu çalışmada değişik yıldız kümeleri için elde edilen gözlemsel CMD ve kuramsal HRD'ları Flower 1996 (bundan sonra F96) ve Kenyon&Hartmann 1995 (bundan sonra KH) dönüşüm tabloları ve bağıntıları kullanılarak karşılaştırıldı ve bu kümelerin yaşlarının belirlenmesinde hangi dönüşümün daha etkin olduğu araştırıldı.

2. Dönüşüm Tabloları

2.1 Flower 1977

Tablo 2.1.1.

Table 1. Temperature Calibration for Giants and Supergiants

Supergiants					Giants				
B-V	MK	T_{eff}	log T_{eff}	BC	*B-V*	MK	T_{eff}	log T_{eff}	BC
−0.33	O5.5	40495	4.607	−3.73	−0.33	O6	39280	4.594	−3.50
−0.31		37135	4.570	−3.46	−0.31	O7.5	35410	4.549	−3.25
−0.29	O7.5	34060	4.532	−3.20	−0.30	O8.5	33620	4.527	−3.12
−0.28	O9	32615	4.513	−3.06	−0.29	O9.5	31920	4.504	−2.99
−0.26		29910	4.476	−2.79	−0.28		30310	4.482	−2.87
−0.25	B0	28640	4.457	−2.68	−0.26		27320	4.437	−2.60
−0.23		26265	4.419	−2.40	−0.25		25940	4.414	−2.48
−0.20		23065	4.363	−2.02	−0.23		23385	4.369	−2.22
−0.18		21155	4.325	−1.76	−0.21	B1	21080	4.324	−1.97
−0.17	B1	20260	4.307	−1.67	−0.20		20015	4.301	−1.84
−0.16		19400	4.288	−1.56	−0.18		18045	4.256	−1.58
−0.12	B3	16315	4.213	−1.16	−0.17	B3	17135	4.234	−1.46
−0.11	B4	15625	4.194	−1.05	−0.16		16265	4.211	−1.34
−0.08	B5	13720	4.137	−0.82	−0.12	B7	13220	4.121	−1.07
−0.05	B7	12050	4.081	−0.64	−0.11	B8	12550	4.099	−0.72
−0.025	B8	10915	4.038	−0.51	−0.08	B9	11400	4.057	−0.46
0.00	B9	10255	4.011	−0.38	−0.05	B9.5	10545	4.023	−0.32
0.05	A2	9120	3.960	−0.17	−0.025	A0	10000	4.000	−0.24
0.07	A4	8790	3.944	−0.10	0.00	A1	9570	3.981	−0.19
0.10	A5	8510	3.930	0.00	0.05	A2	8995	3.954	−0.09
0.14	A8	8205	3.914	0.09	0.07		8790	3.944	−0.06
0.20	F0	7800	3.892	0.14	0.10	A3	8510	3.930	−0.03
0.33	F5	7000	3.845	0.13	0.14	A5	8205	3.914	−0.02
0.50	F8	6210	3.793	0.08	0.20		7800	3.892	0.00
0.60		5835	3.766	0.04	0.33	F1	7000	3.845	0.01
0.70		5525	3.743	−0.01	0.43	F5	6500	3.813	−0.01
0.88	G2	5070	3.705	−0.12	0.50		6210	3.793	−0.03
0.92	G3	4990	3.698	−0.14	0.60		5875	3.769	−0.06
1.04	G6	4755	3.677	−0.22	0.70	G1	5585	3.747	−0.10
1.16	G9	4530	3.656	−0.35	0.80		5300	3.724	−0.16
1.30	K2	4280	3.632	−0.46	0.88	G5	5085	3.706	−0.22
1.45	K3	4030	3.605	−0.67	0.92	G6	4990	3.698	−0.26
1.54	K4	3875	3.588	−0.84	1.04		4720	3.674	−0.37
1.61	K7	3750	3.574	−1.00	1.16	K2	4465	3.650	−0.49
1.70		3500	3.544	−1.43	1.30		4185	3.622	−0.66
1.72		3250	3.512	−1.72	1.45	K4	3905	3.592	−0.92
1.76	M4	3000	3.477	−2.50	1.54	K8	3750	3.574	−1.19
1.80		2800	3.447	−3.36	1.61		3500	3.544	−1.66

Tablo 2.1.2.

Table 2. Temperature Calibration for Main Sequence Stars

Main sequence				
B-V	MK	T_{eff}	log T_{eff}	BC
−0.33	O8	36250	4.559	−3.50
−0.31	O9.5	32750	4.515	−3.25
−0.30		31130	4.493	−3.12
−0.29	B0	29590	4.471	−2.99
−0.28		28127	4.449	−2.87
−0.26	B0.5	25412	4.405	−2.60
−0.25		24155	4.383	−2.48
−0.23	B1.5	21825	4.339	−2.22
−0.21		19715	4.295	−1.97
−0.20	B3	18740	4.273	−1.84
−0.18	B4	16930	4.229	−1.58
−0.17		16095	4.207	−1.46
−0.16	B5	15300	4.185	−1.34
−0.12		12490	4.096	−1.07
−0.11	B8	12200	4.086	−0.72
−0.08	B9	11200	4.049	−0.46
−0.05	B9.5	10545	4.023	−0.32
−0.025		10000	4.000	−0.24
0.00	A0	9570	3.981	−0.19
0.05	A2	8995	3.954	−0.09
0.07	A3	8790	3.944	−0.06
0.14	A5	8200	3.914	−0.02
0.20	A7	7800	3.892	0.00
0.33	F1	7000	3.845	0.01
0.43	F4	6500	3.813	−0.01

2.2 Flower 1996

Tablo 2.2.1.

T_{eff} : $B-V$: BC Scales for Main Sequence Stars, Subgiants, and Giants

B-V	log T	BC	T	B-V	log T	BC	T	B-V	log T	BC	T	B-V	log T	BC	T
-0.35	4.7538	-4.720	56728	0.19	3.8935	0.031	7825	0.73	3.7380	-0.146	5470	1.27	3.6401	-0.707	4366
-0.34	4.7031	-4.506	50477	0.20	3.8902	0.032	7766	0.74	3.7358	-0.153	5442	1.28	3.6384	-0.722	4349
-0.33	4.6551	-4.197	45196	0.21	3.8869	0.033	7707	0.75	3.7335	-0.161	5413	1.29	3.6368	-0.736	4333
-0.32	4.6098	-3.861	40719	0.22	3.8836	0.033	7648	0.76	3.7313	-0.168	5386	1.30	3.6351	-0.752	4316
-0.31	4.5670	-3.534	36897	0.23	3.8804	0.034	7592	0.77	3.7291	-0.176	5359	1.31	3.6335	-0.766	4300
-0.30	4.5266	-3.234	33620	0.24	3.8771	0.034	7535	0.78	3.7270	-0.184	5333	1.32	3.6318	-0.782	4283
-0.29	4.4884	-2.966	30789	0.25	3.8740	0.035	7481	0.79	3.7249	-0.192	5307	1.33	3.6301	-0.798	4266
-0.28	4.4523	-2.730	28333	0.26	3.8708	0.035	7426	0.80	3.7228	-0.200	5282	1.34	3.6285	-0.814	4251
-0.27	4.4183	-2.523	26199	0.27	3.8676	0.035	7372	0.81	3.7207	-0.208	5256	1.35	3.6268	-0.831	4234
-0.26	4.3863	-2.341	24338	0.28	3.8645	0.035	7319	0.82	3.7186	-0.216	5231	1.36	3.6251	-0.848	4217
-0.25	4.3561	-2.177	22703	0.29	3.8614	0.035	7267	0.83	3.7166	-0.225	5207	1.37	3.6235	-0.865	4202
-0.24	4.3276	-2.028	21261	0.30	3.8583	0.034	7216	0.84	3.7146	-0.233	5183	1.38	3.6218	-0.883	4186
-0.23	4.3008	-1.891	19989	0.31	3.8552	0.034	7164	0.85	3.7126	-0.242	5159	1.39	3.6201	-0.901	4169
-0.22	4.2755	-1.762	18858	0.32	3.8521	0.033	7113	0.86	3.7107	-0.250	5136	1.40	3.6184	-0.920	4153
-0.21	4.2517	-1.641	17852	0.33	3.8490	0.032	7063	0.87	3.7088	-0.259	5114	1.41	3.6167	-0.939	4137
-0.20	4.2294	-1.525	16958	0.34	3.8460	0.031	7014	0.88	3.7068	-0.268	5090	1.42	3.6149	-0.960	4120
-0.19	4.2083	-1.414	16154	0.35	3.8429	0.030	6964	0.89	3.7049	-0.277	5068	1.43	3.6132	-0.980	4103
-0.18	4.1885	-1.307	15434	0.36	3.8399	0.028	6916	0.90	3.7031	-0.285	5047	1.44	3.6114	-1.002	4086
-0.17	4.1699	-1.205	14787	0.37	3.8368	0.026	6867	0.91	3.7012	-0.295	5025	1.45	3.6096	-1.024	4070
-0.16	4.1524	-1.107	14203	0.38	3.8338	0.025	6820	0.92	3.6994	-0.304	5004	1.46	3.6078	-1.047	4053
-0.15	4.1360	-1.013	13677	0.39	3.8307	0.022	6771	0.93	3.6976	-0.313	4984	1.47	3.6060	-1.071	4036
-0.14	4.1205	-0.923	13197	0.40	3.8277	0.020	6725	0.94	3.6958	-0.322	4963	1.48	3.6041	-1.096	4018
-0.13	4.1060	-0.839	12764	0.41	3.8247	0.018	6678	0.95	3.6940	-0.332	4943	1.49	3.6022	-1.122	4001
-0.12	4.0923	-0.759	12368	0.42	3.8217	0.015	6632	0.96	3.6922	-0.342	4922	1.50	3.6002	-1.150	3982
-0.11	4.0795	-0.684	12008	0.43	3.8187	0.012	6587	0.97	3.6904	-0.352	4902	1.51	3.5982	-1.178	3964
-0.10	4.0674	-0.614	11678	0.44	3.8157	0.009	6541	0.98	3.6887	-0.361	4883	1.52	3.5961	-1.209	3945
-0.09	4.0560	-0.549	11376	0.45	3.8127	0.006	6496	0.99	3.6869	-0.372	4862	1.53	3.5940	-1.241	3926
-0.08	4.0453	-0.488	11099	0.46	3.8098	0.003	6453	1.00	3.6852	-0.382	4843	1.54	3.5918	-1.276	3906
-0.07	4.0353	-0.432	10846	0.47	3.8068	-0.001	6409	1.01	3.6835	-0.392	4825	1.55	3.5895	-1.312	3885
-0.06	4.0258	-0.381	10612	0.48	3.8039	-0.004	6366	1.02	3.6818	-0.403	4806	1.56	3.5872	-1.350	3865
-0.05	4.0169	-0.334	10396	0.49	3.8010	-0.008	6324	1.03	3.6800	-0.414	4786	1.57	3.5847	-1.393	3843
-0.04	4.0084	-0.290	10195	0.50	3.7981	-0.012	6282	1.04	3.6783	-0.426	4767	1.58	3.5822	-1.437	3821
-0.03	4.0005	-0.252	10011	0.51	3.7952	-0.016	6240	1.05	3.6766	-0.437	4748	1.59	3.5795	-1.486	3797
-0.02	3.9930	-0.216	9840	0.52	3.7923	-0.021	6198	1.06	3.6750	-0.448	4731	1.60	3.5767	-1.539	3773
-0.01	3.9859	-0.184	9680	0.53	3.7895	-0.025	6158	1.07	3.6733	-0.459	4713	1.61	3.5738	-1.595	3748
0.00	3.9791	-0.155	9530	0.54	3.7866	-0.030	6117	1.08	3.6716	-0.471	4694	1.62	3.5707	-1.658	3721
0.01	3.9728	-0.129	9392	0.55	3.7838	-0.035	6078	1.09	3.6699	-0.482	4676	1.63	3.5674	-1.728	3693
0.02	3.9667	-0.106	9261	0.56	3.7811	-0.039	6040	1.10	3.6682	-0.494	4658	1.64	3.5640	-1.802	3664
0.03	3.9609	-0.085	9139	0.57	3.7783	-0.045	6002	1.11	3.6666	-0.505	4640	1.65	3.5604	-1.885	3634
0.04	3.9555	-0.067	9026	0.58	3.7756	-0.050	5964	1.12	3.6649	-0.517	4622	1.66	3.5565	-1.978	3601
0.05	3.9502	-0.050	8916	0.59	3.7729	-0.055	5927	1.13	3.6633	-0.528	4605	1.67	3.5525	-2.078	3568
0.06	3.9452	-0.036	8814	0.60	3.7702	-0.061	5891	1.14	3.6616	-0.540	4587	1.68	3.5482	-2.191	3533
0.07	3.9404	-0.024	8717	0.61	3.7676	-0.067	5855	1.15	3.6599	-0.552	4569	1.69	3.5436	-2.318	3496
0.08	3.9358	-0.013	8625	0.62	3.7649	-0.073	5819	1.16	3.6583	-0.564	4553	1.70	3.5387	-2.460	3457
0.09	3.9314	-0.004	8538	0.63	3.7623	-0.079	5784	1.17	3.6566	-0.576	4535	1.71	3.5335	-2.620	3415
0.10	3.9271	0.004	8454	0.64	3.7598	-0.085	5751	1.18	3.6550	-0.588	4518	1.72	3.5279	-2.803	3372
0.11	3.9229	0.010	8373	0.65	3.7572	-0.091	5717	1.19	3.6533	-0.601	4500	1.73	3.5220	-3.007	3326
0.12	3.9189	0.015	8296	0.66	3.7547	-0.098	5684	1.20	3.6516	-0.614	4483	1.74	3.5157	-3.239	3278
0.13	3.9150	0.019	8222	0.67	3.7523	-0.104	5653	1.21	3.6500	-0.626	4466	1.75	3.5090	-3.502	3228
0.14	3.9113	0.022	8152	0.68	3.7498	-0.111	5620	1.22	3.6483	-0.640	4449	1.76	3.5018	-3.805	3175
0.15	3.9076	0.024	8083	0.69	3.7474	-0.117	5589	1.23	3.6467	-0.652	4433	1.77	3.4941	-4.152	3119
0.16	3.9040	0.026	8016	0.70	3.7450	-0.124	5559	1.24	3.6450	-0.666	4415	1.78	3.4860	-4.544	3061
0.17	3.9004	0.028	7950	0.71	3.7426	-0.132	5528	1.25	3.6434	-0.679	4399	1.79	3.4772	-5.004	3000
0.18	3.8969	0.029	7886	0.72	3.7403	-0.139	5499	1.26	3.6417	-0.694	4382	1.80	3.4678	-5.535	2936

Tablo 2.2.2.

T_{eff}: $B-V$: BC Scales for Supergiants

B–V	log T	BC	T	B–V	log T	BC	T	B–V	log T	BC	T	B–V	log T	BC	T
-0.35	4.7704	-4.751	58938	0.19	3.8739	0.034	7479	0.73	3.7467	-0.119	5580	1.27	3.6474	-0.647	4440
-0.34	4.7339	-4.655	54187	0.20	3.8693	0.035	7401	0.74	3.7450	-0.124	5559	1.28	3.6457	-0.661	4422
-0.33	4.6986	-4.480	49957	0.21	3.8648	0.035	7324	0.75	3.7432	-0.130	5536	1.29	3.6439	-0.675	4404
-0.32	4.6643	-4.261	46163	0.22	3.8605	0.035	7252	0.76	3.7414	-0.135	5513	1.30	3.6422	-0.689	4387
-0.31	4.6312	-4.023	42775	0.23	3.8564	0.034	7184	0.77	3.7396	-0.141	5490	1.31	3.6404	-0.705	4369
-0.30	4.5991	-3.779	39728	0.24	3.8525	0.033	7120	0.78	3.7378	-0.147	5467	1.32	3.6386	-0.720	4351
-0.29	4.5681	-3.543	36991	0.25	3.8487	0.032	7058	0.79	3.7360	-0.153	5445	1.33	3.6369	-0.735	4334
-0.28	4.5380	-3.317	34514	0.26	3.8451	0.031	7000	0.80	3.7342	-0.159	5422	1.34	3.6351	-0.752	4316
-0.27	4.5089	-3.108	32277	0.27	3.8416	0.029	6943	0.81	3.7324	-0.165	5400	1.35	3.6333	-0.768	4298
-0.26	4.4808	-2.915	30255	0.28	3.8382	0.027	6889	0.82	3.7305	-0.171	5376	1.36	3.6315	-0.785	4280
-0.25	4.4536	-2.738	28418	0.29	3.8350	0.025	6839	0.83	3.7287	-0.178	5354	1.37	3.6297	-0.802	4262
-0.24	4.4274	-2.577	26754	0.30	3.8319	0.023	6790	0.84	3.7268	-0.185	5330	1.38	3.6279	-0.820	4245
-0.23	4.4020	-2.429	25234	0.31	3.8289	0.021	6743	0.85	3.7250	-0.191	5308	1.39	3.6260	-0.839	4226
-0.22	4.3774	-2.292	23845	0.32	3.8260	0.019	6698	0.86	3.7231	-0.199	5285	1.40	3.6242	-0.858	4209
-0.21	4.3537	-2.164	22578	0.33	3.8232	0.017	6655	0.87	3.7212	-0.206	5262	1.41	3.6223	-0.878	4190
-0.20	4.3308	-2.045	21419	0.34	3.8205	0.014	6614	0.88	3.7194	-0.213	5240	1.42	3.6204	-0.898	4172
-0.19	4.3087	-1.931	20356	0.35	3.8179	0.012	6575	0.89	3.7175	-0.221	5217	1.43	3.6184	-0.920	4153
-0.18	4.2874	-1.823	19382	0.36	3.8154	0.009	6537	0.90	3.7156	-0.229	5195	1.44	3.6164	-0.943	4134
-0.17	4.2668	-1.718	18484	0.37	3.8130	0.007	6501	0.91	3.7137	-0.237	5172	1.45	3.6144	-0.966	4115
-0.16	4.2470	-1.617	17660	0.38	3.8106	0.004	6465	0.92	3.7118	-0.245	5149	1.46	3.6124	-0.990	4096
-0.15	4.2278	-1.517	16896	0.39	3.8083	0.001	6431	0.93	3.7099	-0.254	5127	1.47	3.6103	-1.016	4076
-0.14	4.2094	-1.420	16195	0.40	3.8061	-0.001	6398	0.94	3.7080	-0.262	5105	1.48	3.6081	-1.043	4056
-0.13	4.1916	-1.324	15545	0.41	3.8039	-0.004	6366	0.95	3.7061	-0.271	5082	1.49	3.6059	-1.072	4035
-0.12	4.1744	-1.230	14941	0.42	3.8018	-0.007	6335	0.96	3.7042	-0.280	5060	1.50	3.6037	-1.101	4015
-0.11	4.1579	-1.138	14384	0.43	3.7997	-0.010	6305	0.97	3.7023	-0.289	5038	1.51	3.6014	-1.133	3993
-0.10	4.1420	-1.047	13867	0.44	3.7977	-0.012	6276	0.98	3.7004	-0.299	5016	1.52	3.5990	-1.167	3971
-0.09	4.1267	-0.959	13387	0.45	3.7958	-0.015	6248	0.99	3.6985	-0.308	4994	1.53	3.5965	-1.203	3949
-0.08	4.1119	-0.873	12938	0.46	3.7938	-0.018	6220	1.00	3.6966	-0.318	4972	1.54	3.5940	-1.241	3926
-0.07	4.0977	-0.791	12522	0.47	3.7919	-0.021	6192	1.01	3.6947	-0.328	4951	1.55	3.5914	-1.282	3903
-0.06	4.0841	-0.711	12136	0.48	3.7900	-0.024	6165	1.02	3.6928	-0.339	4929	1.56	3.5887	-1.326	3878
-0.05	4.0710	-0.635	11776	0.49	3.7882	-0.027	6140	1.03	3.6909	-0.349	4907	1.57	3.5859	-1.372	3853
-0.04	4.0583	-0.562	11436	0.50	3.7864	-0.030	6115	1.04	3.6891	-0.359	4887	1.58	3.5831	-1.421	3829
-0.03	4.0462	-0.493	11122	0.51	3.7846	-0.033	6089	1.05	3.6872	-0.370	4866	1.59	3.5801	-1.475	3802
-0.02	4.0345	-0.428	10826	0.52	3.7828	-0.036	6064	1.06	3.6853	-0.381	4845	1.60	3.5770	-1.533	3775
-0.01	4.0233	-0.368	10551	0.53	3.7811	-0.039	6040	1.07	3.6834	-0.393	4823	1.61	3.5738	-1.595	3748
0.00	4.0126	-0.312	10294	0.54	3.7793	-0.043	6015	1.08	3.6816	-0.404	4803	1.62	3.5705	-1.662	3719
0.01	4.0022	-0.260	10050	0.55	3.7776	-0.046	5992	1.09	3.6797	-0.416	4782	1.63	3.5670	-1.736	3689
0.02	3.9923	-0.213	9824	0.56	3.7759	-0.049	5968	1.10	3.6779	-0.429	4763	1.64	3.5634	-1.816	3659
0.03	3.9828	-0.170	9611	0.57	3.7742	-0.053	5945	1.11	3.6760	-0.441	4742	1.65	3.5597	-1.901	3628
0.04	3.9736	-0.132	9410	0.58	3.7724	-0.056	5921	1.12	3.6742	-0.453	4722	1.66	3.5558	-1.995	3595
0.05	3.9648	-0.099	9221	0.59	3.7707	-0.060	5897	1.13	3.6724	-0.466	4703	1.67	3.5518	-2.096	3562
0.06	3.9564	-0.070	9044	0.60	3.7691	-0.063	5876	1.14	3.6705	-0.478	4682	1.68	3.5475	-2.210	3527
0.07	3.9483	-0.045	8877	0.61	3.7674	-0.067	5853	1.15	3.6687	-0.491	4663	1.69	3.5432	-2.329	3493
0.08	3.9406	-0.024	8721	0.62	3.7657	-0.071	5830	1.16	3.6669	-0.503	4644	1.70	3.5386	-2.463	3456
0.09	3.9332	-0.007	8574	0.63	3.7640	-0.075	5807	1.17	3.6651	-0.516	4624	1.71	3.5338	-2.611	3418
0.10	3.9261	0.006	8435	0.64	3.7623	-0.079	5784	1.18	3.6633	-0.528	4605	1.72	3.5289	-2.769	3379
0.11	3.9192	0.015	8302	0.65	3.7606	-0.083	5762	1.19	3.6615	-0.541	4586	1.73	3.5237	-2.947	3339
0.12	3.9127	0.021	8178	0.66	3.7589	-0.087	5739	1.20	3.6597	-0.554	4567	1.74	3.5183	-3.141	3298
0.13	3.9064	0.024	8061	0.67	3.7571	-0.091	5716	1.21	3.6580	-0.566	4549	1.75	3.5127	-3.355	3256
0.14	3.9004	0.028	7950	0.68	3.7554	-0.096	5693	1.22	3.6562	-0.579	4531	1.76	3.5068	-3.592	3212
0.15	3.8947	0.030	7846	0.69	3.7537	-0.100	5671	1.23	3.6544	-0.593	4512	1.77	3.5007	-3.853	3167
0.16	3.8891	0.031	7746	0.70	3.7520	-0.105	5649	1.24	3.6527	-0.606	4494	1.78	3.4943	-4.142	3121
0.17	3.8839	0.033	7654	0.71	3.7502	-0.110	5626	1.25	3.6509	-0.619	4476	1.79	3.4877	-4.460	3073
0.18	3.8788	0.033	7564	0.72	3.7485	-0.114	5604	1.26	3.6492	-0.633	4458	1.80	3.4807	-4.817	3024

2.3 Kenyon&Hartmann 1995

Tablo 2.3.1.

COLORS FOR MAIN-SEQUENCE STARS

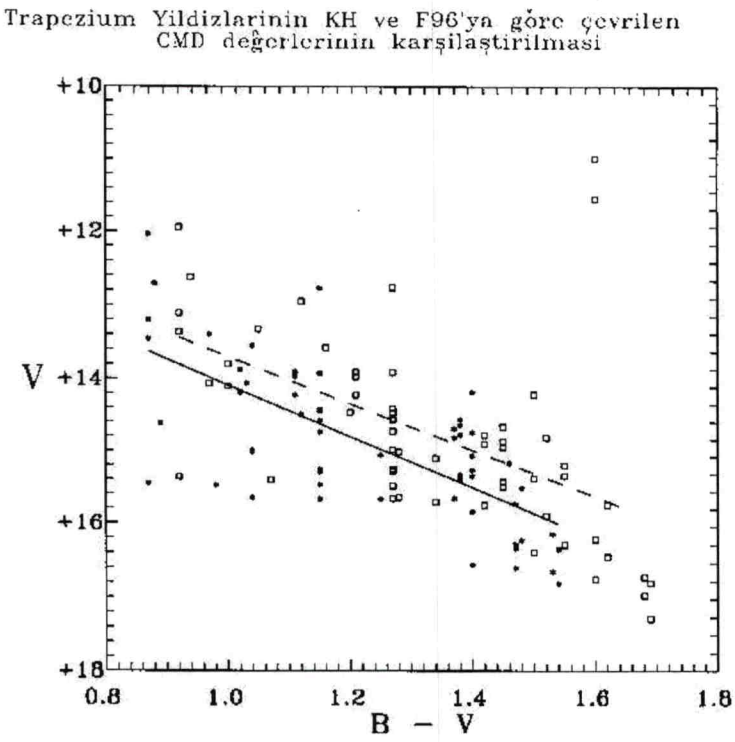
ST	T_e	BC	U-V	B-V	V-R_C	V-R_J	V-I_C	V-I_J	V-J	V-H	V-K	V-L	V-M	V-N	V-[12]
B0 V	30000	−3.16	−1.38	−0.30	−0.11	−0.13	−0.26	−0.42	−0.70	−0.81	−0.93	−0.99	...	...	...
B1 V	25400	−2.70	−1.23	−0.26	−0.10	−0.11	−0.22	−0.36	−0.61	−0.71	−0.81	−0.86	...	...	...
B2 V	22000	−2.35	−1.08	−0.22	−0.09	−0.10	−0.19	−0.32	−0.55	−0.65	−0.74	−0.77	...	...	...
B3 V	18700	−1.94	−0.94	−0.19	−0.07	−0.08	−0.16	−0.27	−0.45	−0.53	−0.61	−0.63	...	...	...
B4 V	17000	−1.70	−0.84	−0.16	−0.05	−0.07	−0.13	−0.24	−0.40	−0.47	−0.55	−0.55	...	...	...
B5 V	15400	−1.46	−0.72	−0.14	−0.03	−0.06	−0.10	−0.22	−0.35	−0.41	−0.57	−0.48	...	...	...
B6 V	14000	−1.21	−0.61	−0.13	−0.03	−0.06	−0.09	−0.19	−0.32	−0.37	−0.43	−0.45	...	...	...
B7 V	13000	−1.02	−0.50	−0.11	−0.02	−0.04	−0.08	−0.17	−0.29	−0.34	−0.39	−0.42	...	...	...
B8 V	11900	−0.80	−0.40	−0.09	−0.02	−0.02	−0.15	−0.12	−0.26	−0.31	−0.35	−0.39	−0.40	...	...
B9 V	10500	−0.51	−0.17	−0.06	−0.01	0.00	−0.08	−0.06	−0.14	−0.16	−0.18	−0.20	−0.20	...	0.02
A0 V	9520	−0.30	0.00	0.00	0.00	0.02	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	−0.03	0.10
A1 V	9230	−0.23	0.05	0.03	0.01	0.05	0.02	0.05	0.06	0.06	0.07	0.08	0.08	0.08	0.17
A2 V	8970	−0.20	0.10	0.06	0.02	0.08	0.05	0.09	0.12	0.13	0.14	0.15	0.15	0.13	0.24
A3 V	8720	−0.17	0.15	0.09	0.03	0.11	0.08	0.13	0.18	0.21	0.22	0.23	0.23	0.20	0.31
A4 V	8460	−0.16	0.20	0.12	0.04	0.13	0.11	0.18	0.25	0.28	0.30	0.31	0.32	0.28	0.37
A5 V	8200	−0.15	0.24	0.14	0.06	0.16	0.14	0.22	0.30	0.36	0.38	0.40	0.41	0.36	0.48
A6 V	8350	−0.13	0.26	0.16	0.08	0.17	0.21	0.24	0.34	0.41	0.44	0.47	0.47	0.41	0.55
A7 V	7850	−0.12	0.28	0.19	0.10	0.19	0.27	0.28	0.39	0.47	0.50	0.53	0.53	0.46	0.60
A8 V	7580	−0.10	0.30	0.23	0.13	0.23	0.32	0.34	0.45	0.54	0.57	0.60	0.60	0.57	0.66
A9 V	7390	−0.10	0.32	0.27	0.16	0.27	0.37	0.41	0.50	0.61	0.64	0.67	0.67	0.68	0.73
F0 V	7200	−0.09	0.34	0.31	0.20	0.30	0.42	0.47	0.54	0.67	0.70	0.73	0.73	0.79	0.80
F1 V	7050	−0.10	0.36	0.33	0.22	0.32	0.44	0.51	0.58	0.73	0.76	0.79	0.79	0.86	0.91
F2 V	6890	−0.11	0.37	0.35	0.23	0.35	0.46	0.55	0.63	0.79	0.82	0.85	0.85	0.93	1.03
F3 V	6740	−0.12	0.38	0.37	0.24	0.37	0.48	0.58	0.69	0.87	0.91	0.94	0.94	0.98	1.08
F4 V	6590	−0.13	0.39	0.39	0.26	0.38	0.51	0.61	0.76	0.97	1.01	1.05	1.03	1.03	1.12
F5 V	6440	−0.14	0.40	0.42	0.27	0.40	0.54	0.64	0.83	1.06	1.10	1.14	1.13	1.07	1.16
F6 V	6360	−0.15	0.44	0.46	0.29	0.42	0.58	0.68	0.87	1.17	1.21	1.25	1.23	1.13	1.20
F7 V	6280	−0.16	0.49	0.50	0.31	0.45	0.62	0.72	0.98	1.27	1.32	1.36	1.34	1.20	1.31
F8 V	6200	−0.16	0.54	0.52	0.33	0.47	0.66	0.76	1.00	1.30	1.35	1.39	1.37	1.27	1.37
F9 V	6115	−0.17	0.59	0.55	0.34	0.48	0.69	0.79	1.03	1.33	1.38	1.43	1.40	1.31	1.47
G0 V	6030	−0.18	0.64	0.58	0.35	0.50	0.71	0.81	1.05	1.36	1.41	1.46	1.42	1.35	1.53
G1 V	5945	−0.19	0.64	0.60	0.36	0.52	0.72	0.84	1.08	1.39	1.44	1.49	1.44	1.44	1.55
G2 V	5860	−0.20	0.64	0.62	0.37	0.53	0.73	0.86	1.09	1.41	1.46	1.51	1.47	...	1.62
G3 V	5830	−0.20	0.71	0.63	0.38	0.53	0.74	0.87	1.11	1.44	1.49	1.54	1.50	...	1.85
G4 V	5800	−0.21	0.79	0.64	0.39	0.54	0.75	0.88	1.15	1.47	1.53	1.58	1.54	...	1.69
G5 V	5770	−0.21	0.86	0.66	0.39	0.54	0.76	0.89	1.16	1.52	1.58	1.63	1.59	...	1.73
G6 V	5700	−0.22	0.90	0.68	0.40	0.55	0.77	0.91	1.18	1.58	1.64	1.69	1.64	...	1.79
G7 V	5630	−0.23	0.95	0.71	0.41	0.57	0.79	0.94	1.27	1.66	1.72	1.77	1.73	...	1.85
G8 V	5520	−0.25	1.00	0.73	0.42	0.59	0.81	0.97	1.28	1.69	1.76	1.81	1.79	...	1.90
G9 V	5410	−0.28	1.13	0.78	0.44	0.61	0.83	1.01	1.30	1.73	1.80	1.86	1.87	...	1.96
K0 V	5250	−0.31	1.27	0.82	0.46	0.64	0.85	1.06	1.43	1.88	1.96	2.02	1.95	...	2.03
K1 V	5080	−0.37	1.44	0.85	0.50	0.69	0.93	1.14	1.53	2.00	2.09	2.15	2.07	...	2.20
K2 V	4900	−0.42	1.52	0.89	0.54	0.74	1.01	1.22	1.63	2.13	2.22	2.29	2.20	...	2.38
K3 V	4730	−0.50	1.80	0.97	0.58	0.83	1.08	1.35	1.79	2.33	2.42	2.51	2.39	...	2.55
K4 V	4590	−0.55	2.01	1.07	0.65	0.92	1.15	1.49	1.95	2.53	2.63	2.73	2.59	...	2.73
K5 V	4350	−0.72	2.22	1.16	0.73	0.99	1.36	1.62	2.13	2.74	2.85	2.96	2.96	...	2.91
K6 V	4205	−0.82	2.43	1.27	0.78	1.07	1.48	1.77	2.25	2.88	3.00	3.11	3.11	...	3.22
K7 V	4060	−0.92	2.64	1.38	0.84	1.15	1.60	1.93	2.37	3.03	3.16	3.27	3.27	...	3.53
M0 V	3850	−1.25	2.66	1.41	0.91	1.28	1.80	2.19	2.79	3.48	3.65	3.79	3.79	...	4.09
M1 V	3720	−1.43	2.74	1.48	0.94	1.40	1.96	2.45	3.00	3.67	3.87	4.02	4.02	...	4.32
M2 V	3580	−1.64	2.69	1.52	0.98	1.50	2.14	2.69	3.24	3.91	4.11	4.27	4.27	...	4.55
M3 V	3470	−2.03	2.65	1.55	1.10	1.60	2.47	2.94	3.78	4.40	4.65	4.85	4.85	...	5.14
M4 V	3370	−2.56	2.89	1.60	1.23	1.70	2.86	3.19	4.38	4.98	5.26	5.49	5.49	...	5.73
M5 V	3240	−3.29	3.07	1.82	1.50	1.80	3.40	3.47	5.18	5.80	6.12	6.41	6.41	...	...
M6 V	3050	−4.35	3.33	2.00	2.00	1.93	4.30	3.77	6.27	6.93	7.30	7.66	7.66	...	...

3. Dönüşümler

Gözlemsel M_v ve $(B-V)_0$ değerleri Trapezium Açık Yıldız Kümesi, T Tauri Yıldızları ve M92 Küresel Yıldız Kümesi için M_{bol} ve Log T_{eff} değerleri F96 ve KH tabloları kullanılarak dönüştürüldü.

3.1 Trapezium Açık Yıldız Kümesi

Her iki dönüşüm bu küme yıldızları için uyarlandı. Literatürde yayınlanan küme kuramsal HRD değerleri (Küçük 98) ters dönüşüm kullanılarak gözlemsel CMD değerleri elde edildi. Dönüşüm sonuçları sırasıyla Şekil 3.1.1, Şekil 3.1.2'de verilmektedir.



Şekil 3.1.1 □ : *F96,* * : *KH*

Her iki dönüşüm için lineer kalibrasyon fit yöntemi kullanılarak V ve B-V değerleri arasında KH için

$$V=3.5655\ (B-V) - 10.5279$$

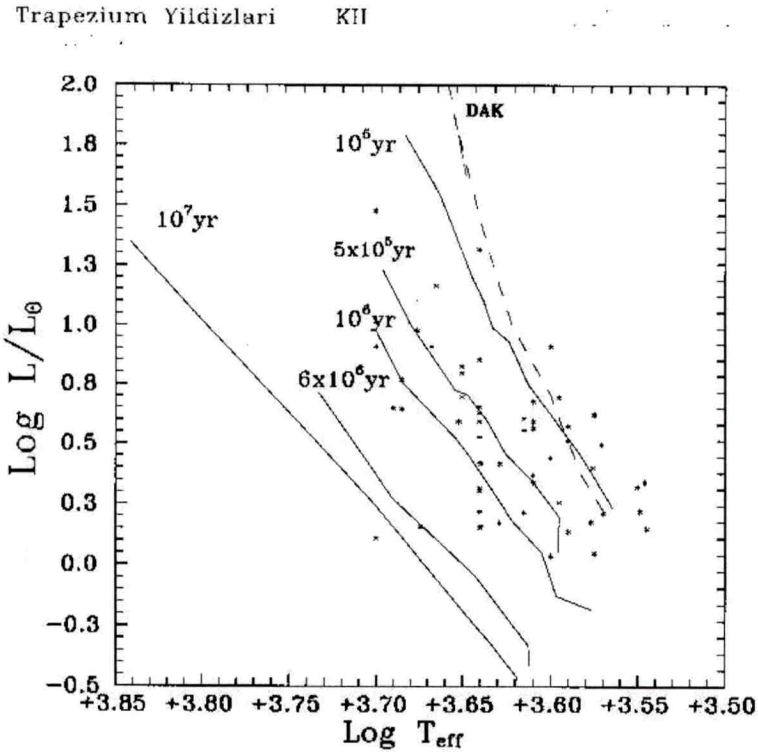
F96 için

$$V=3..2414\ (B-V) - 10.4610$$

Elde edildi. Buradanda görüleceği gibi KH lüminositeleri %4 daha büyük bulunmuştur.

3.2 T Tauri Yıldızları

Taurus-Auriga Moleküler Bulutsusu'nda yoğun olarak gözlenen ve evrimlerinin çekimsel büzülme aşamasında oldukları bilinen T Tauri yıldızları için hesaplanan kuramsal veriler Küçük et al. 1998' den alınmıştır. Trapezium Kümesi'ne uygulanan yöntem bu yıldızlar içinde tekrarlanarak F96 ve KH dönüşüm sonuçları karşılaştırılması Şekil 3.2.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1.2. *Trapezium Açık Yıldız Kümesinin KH dönüşümleri ile elde edilen HRD ve yaş çizgileri karşılaştırılması.*

Uygulanan lineer fit yöntemi sonuçlarına göre F96 için

$$V=2.6856\ (B-V) + 5.9718$$

KH için

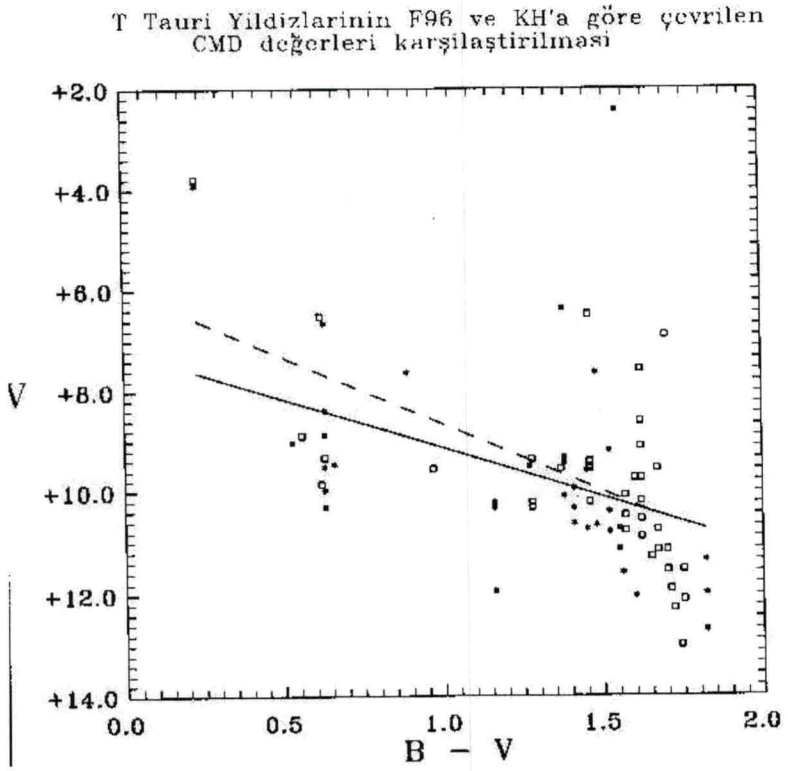
$$V=1.9602\ (B-V) + 7.1706$$

bulunmuştur.

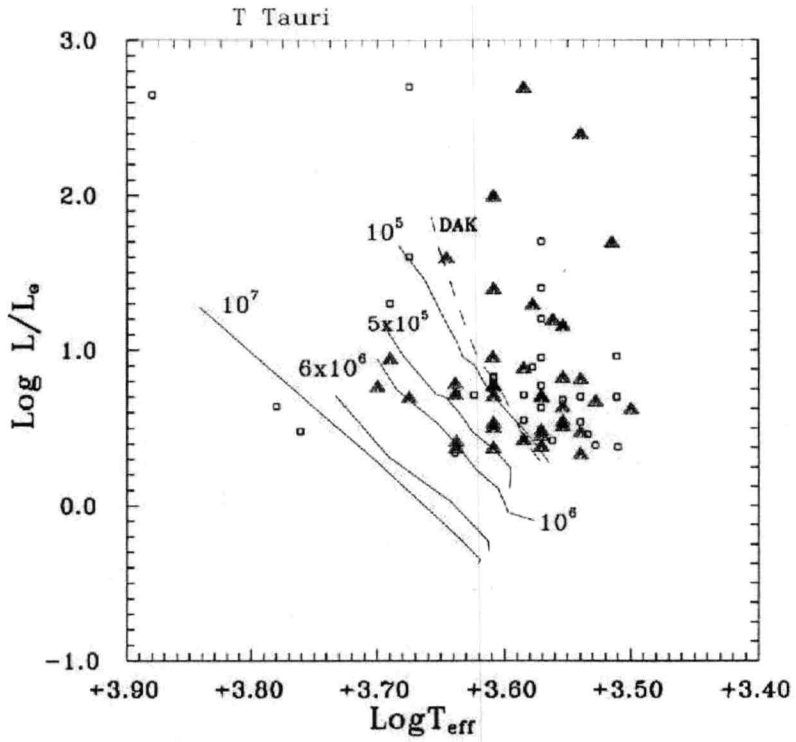
Bu sonuçlara göre KH lüminositeleri F96 lüminositelerinden %21 daha fazladır. Küçük et al. 1998 tarafından verilen değişik kütleli küçük kütleli yıldızların kuramsal evrim modellerinden elde edilen sonuçlar ile bulunan yaş çizgileri ile T Tauri yıldızlarının her iki dönüşüm için hesaplanan kuramsal verileri karşılaştırılmış ve Şekil 3.2.2'de gösterilmiştir. Buradanda anlaşılacağı gibi KH dönüşümleri yıldızların yaşlarını azaltmaktadır.

3.3 M92 Küresel Yıldız Kümesi

Küresel Yıldız Kümesi M92 (NGC 6341, C1717+432)'nin B ve V fotometrik gözlem verileri Stetson ve Harris 1988'den alınmıştır. Şekil 3.3.1'de küme CMD verilmektedir.



Şekil 3.2.1



Şekil 3.2.2 *(DAK: Döteryum Ana Kolu)*

Bu küme için F96 ve KH dönüşüm sonuçları ve karşılaştırılması Şekil 3.3.2'de verilmiştir.

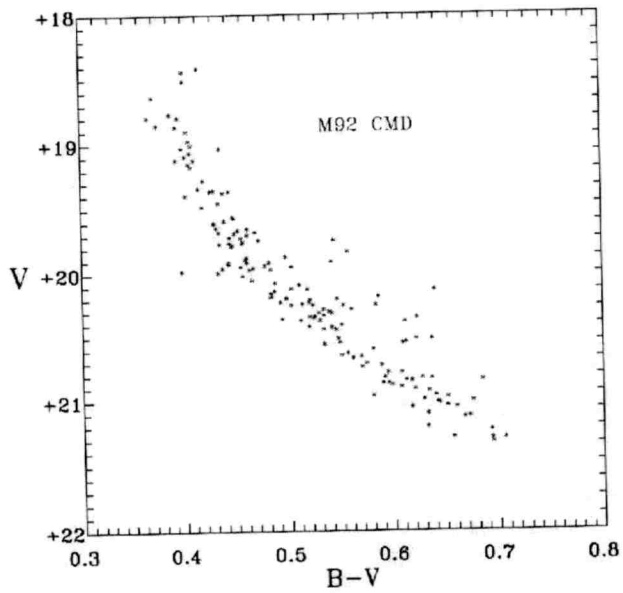
Kalın çizgi ile gösterilen KH fit bağıntısı

$$\text{Log } L/L_{\odot} = 11.7198 \text{ Log } T_{eff} - 44.6723$$

olarak, kesikli çizgiler ile gösterilen F96 fit bağıntısı ise

$$\text{Log } L/L_{\odot} = 9.3733 \text{ Log } T_{eff} - 35.8728$$

şeklinde bulunmuştur. KH lüminositeleri F96 lüminositelerine göre %12 daha fazladır.



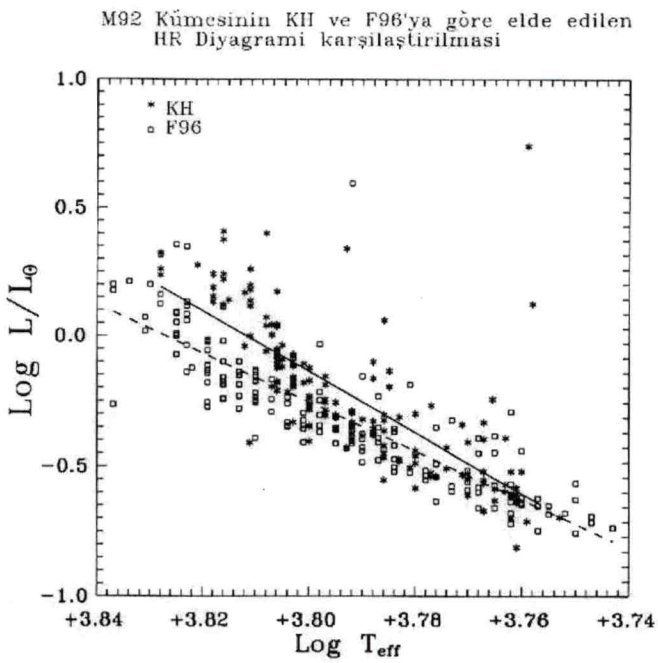
Şekil 3.3.1

4. Sonuçlar

F96, KH tarafından verilen dönüşüm bağıntıları ve tabloları kullanılarak literatürden gözlemsel ve kuramsal verileri alındı. M92 küresel yıldız kümesi, Trapezium açık yıldız kümesi Taurus-Auriga Moleküler Bulutsusunda gözlenen T Tauri yıldızlarının kuramsal (HRD) ve gözlemsel (CMD) diyagramları elde edildi. Her üç küme ve grup için elde edilen ortak sonuç KH dönüşüm verilerinin F96'ya göre yıldız kümelerinin yaşlarını azalttığı şeklindedir.

Galaksimizin yaşının hesaplanmasında kullanılan (özellikle küresel yıldız kümeleri) yöntemler yeni teknolojik verilerle gerçekte de daha küçük bir yaş öngörmektedir. Bu da galaksi yıldızlarının evrimlerinin bir kademe daha hızlanması anlamına gelir.Bu çalışmada literatürde yayınlanmış olan iki dönüşüm tablosunun (bağıntının) yıldız kümelerinin yaş tayinindeki etkinlikleri araştırıldı.Görüldü ki KH

dönüşüm tablosu kullanılarak bugünkü ayrıntılı hesaplarla daha yakın bir uyuşum elde edilmektedir.



Şekil 3.3.2

KAYNAKLAR

Caughlan, G.R. and Fowler, W.A.:1988, Atomic Data and Nuclear Data tables 40, 283
Cox, A.N. and Stewart, J.N.:1970, Astrophys. J. Suppl. 19, 243
Durmuş, A.: 1996, M.S. Thesis, Erciyes University, Kayseri
Ezer, D. and Cameron, A.G.W.:1965, Can. J. Phys. 43, 1497
Ezer, D. and Cameron, A.G.W.:1967, Can. J. Phys. 45, 3461
Flower, P.J.: 1977, Astron. Astrophys. 54, 31
Flower, P.J.: 1996, Astrophys. J. 469, 355
Grossman, A.S., Hays, D. and Graboske, H.J.: 1974, Astro. Astrophys. 30, 95
Hummer, D.G. and Mihalas, D.:1988, Astrophys. J. 331, 794
Iglesias, C.A., Rogers, F.J. and Wilson, B.G.: 1992, Astrophys. J. 397, 717
Kenyon, S.J. and Hartmann, L.: 1995, Astrophys. J. Suppl. 101, 117
Küçük, İ.: 1987, M.S. Thesis, Middle East Technical University, Ankara
Küçük, İ.: 1993, Ph.D. Thesis, Middle East Technical University, Ankara
Küçük, İ., Kızıloğlu, N. and Civelek, R.: 1998, Astrophys. Sp. Sc. 259, 279
Mazzitelli, I. and Moretti, M.: 1980, Astrophys. J. 235, 955
Mihalas, D., Dappen, W. and Hummer, D.G.:1988, Astrophys. J. 331, 815
Savranlar, A.: 1999, M.S. Thesis, Erciyes University, Kayseri

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.495-508

Kozmik Nötrino Kaynaklı Bazı Kozmolojik Modeller

İ. Tarhan[1*], M. Özdemir[2], H. Baysal[3], U. Camcı[3]
İ. Yılmaz[1], İ. Yavuz[4]

[1] *Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 17100, ÇANAKKALE*
[2] *Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Eğitim Fakültesi, Bilgisayar ve Öğretim Teknolojileri Bölümü, 17100, ÇANAKKALE*
[3] *Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Matematik Bölümü, 17100, ÇANAKKALE*
[4] *Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Mühendislik-Mimarlık Fakültesi, Bilgisayar Mühendisliği Bölümü, 17100, ÇANAKKALE*

Özet

Bu çalışmada, evrenin ilk çağlarında meydana gelen nükleosentez işlemleri sırasında ortaya çıktığına inanılan kozmik nötrinolar ile dolu homojen fakat anizotrop bir evreni tanımlayan Bianchi Tipi III uzay-zamanı için Einstein alan denklemlerine çözümler aranmaktadır. Uzay-zamanın geometrisinin kaynağı olarak ele alınan kozmik nötrinoların kozmik fon ışınım anizotropisine etkileri yanında karanlık madde problemi de araştırılmaktadır. Ayrıca, çözümlerin asimptotik davranışları incelenerek elde edilen modellerin fiziksel ve geometrik özellikleri tartışılacaktır.

Anahtar Kelimeler : Kozmik Nötrinolar, Einstein Alan Denklemleri, Bianchi Tipi Modeller, Kozmik Microdalga Fon Anizotropisi.

Some Cosmological Models With Cosmic Neutrino Source

Abstract

In this work, it will be investigated some solutions to Einstein's field equations for the Bianchi type III space-time representing a homogeneous but anisotropic universe filled with cosmic neutrinos, belived that it appears during nucleosynthesis occured in the very early area of the universe. In additon to the effect of cosmic neutrinos deal with as source of geometry of space-time to anisotropy of cosmic background radiation, black body problem is also study. Furthermore, physical and geometrical properties of models which is obtained by means of investigation of asymptotical behaviour of solution will be discussed.

Key Words : Cosmic Neutrinos, Einstein's Field Equations, Bianchi Type Models, Cosmic Microwave Background Anisotropy.

* tarhan_ism@comu.edu.tr ; ism_tarhan@hotmail.com

1. Giriş

Einstein alan denklemlerine yeni çözümler bulmak ve onları yorumlamak temel bilimcilerin önemle üzerinde durdukları bir kaç konudan biridir. Bu çözümler aranırken bir takım fiziksel, geometrik ve formal varsayımlar yapılır. Bu varsayımlar yardımıyla gözlenen bugünkü evrenin durumunu tanımlayacak bir matematiksel model kurmaya çalışılmaktadır. Bu elde edilecek modeller ile kozmik fon ışınım anizotropisi, entropi oluşumu, maddenin yaratılması, evrenin genişlemesi, evrende meydana gelen bazı nükleosentez işlemler ve sonuçları gibi evrenin bazı temel problemlerine çözümler aranmaktadır.

Evrenin matematiksel bir modeli için hareket noktası Einstein'ın Genel Relativite Teorisi'nin alan denklemleridir. Einstein alan denklemlerine, formüle edildikleri 1915 yılından beri çözümler aranmaktadır. O zamandan bu yana birçok çözümler bulunmuştur. Çoğunlukla, incelenen kozmolojik modeller ideal akışkanlı modellerdir. Bazı durumlarda, bu yaklaşım yetersiz kalmaktadır. Örneğin, evrenin ilk anlarındaki fiziksel olaylar tam olarak açıklanamamaktadır. Bu nedenle, evrenin ilk anlarını açıklamak için son yıllarda birçok araştırmacı tarafından kozmik nötrinolar önerilmektedir (Dolgov, 1996). Böylece, başlangıç nükleosentez işlemlerinde kozmik nötrinoların rolü tartışılabilir. Denge dışı etkilerin önemi hem standart ve hem de olası kütleli nötrinolar için incelenebilir. Bu incelemelerden, kozmik nötrinoları karakterize eden temel parametrelerin üst sınırları hakkında bilgi edinilebilir. Bu bilgilerden yararlanarak kozmik mikrodalga fon anizotropisi ölçümleriyle kozmik nötrinoların başlangıç nükleosentez işlemlerindeki bolluğunun ve gözlenebilme olasılığının uzaysal değişimi belirlenebilmesi yanında karanlık madde hakkında bilgi edinilebilir (Dolgov, 1999). Ayrıca, kozmik nötrino salınımlarını tanımlayan parametreler üzerindeki nükleosentez işlemleri de tartışılabilir (Dolgov 1997 et al.; Dolgov et al., 1998 *a*; Dolgov et al., 1998 b).

Son yıllarda yapılan bir çok çalışmalarla kozmik nötrinoların erken evrenin evriminde çok önemli olabileceğine dikkat çekilmiştir (Hagmann, 1999). Bu ve benzeri çalışmalarda değişik madde formlarını içeren kozmolojik moddeller özellikle madde oluşumu, karanlık maddenin kökeni, anizotropi problemi ve evrenin entropi üretimi gibi temel problemlere çözüm aramak için sıkça tartışılmaktadır. (Haxton ve Holstein, 2000). Özellikle, başlangıç nükleosentez teoriden elde edilen sonuçların gözlemsel verilerle karşılaştırılmasına izin veren bazı kozmolojik modeller oluşturulabilmektedir. Böylesi modeller yardımıyla evrenin erken çağlarında meydana geldiğine inanılan fiziksel işlemler başarıyla açıklanabilmektedir (Griffiths, 1987). Ayrıca, elde edilen bu modeller kullanılarak kozmik nötrinoların evrenin genişlemesine, madde oluşumuna ve anizotropisine etkileri tartışılabilmektedir.

Son yıllarda, kozmik nötrino kaynaklı kozmolojik modeller üzerine gittikçe artan bir ilgi olmuştur. Homojen fakat anizotrop kozmolojik modeller evrenin erken çağlarında parçacık oluşumu, entropi üretimi, karanlık madde ve evrenin izotropisi (anizotropisi) gibi bazı temel özellikleri anlamada önemli rol oynarlar. Homojen ve izotrop uzay-zamanı temsil eden Friedmann-Robertson-Walker (FRW) kozmolojik modeli evrenin bugünkü mevcut durumunu tanımlamada oldukça başarılı olmuştur. Bununla birlikte, uzay-zamanın izotrop karakteri büyük ölçeklerde tam olarak

doğrulanamamıştır. Bu nedenle, homojen fakat anizotrop olan Bianchi tipi kozmolojiler evrenin izotropluğunun incelenmesinde önemli rol oynamaktadırlar (Bianchi, 1897). Özellikle, evrenin ilk anlarındaki olayları (örneğin; big-bang'tan sonra evrenin bir çok evre geçişine maruz kalması gibi) açıklamada Bianchi tiplerinin incelenmesi büyük önem taşımaktadır. Erken evrende nükleosentez işlemler sırasında ortaya çıktığına inanılan kozmik nötrinolar COBE (Cosmic Background Explorer) uydusu tarafından kozmik mikrodalga fon ışınımının sıcaklığının ölçümü sırasında belirlenmiş olan kozmik mikrodalga anizotropisinin açıklanmasında önemli bir aday durumundadır.

Skalsky ve Sukenik (1994), kozmik mikrodalga anizotropisinin evrendeki süper kümelerden kaynaklanmış olabileceğini önerdiler. Öte yandan kozmik nötrinoların, evrenin ilk safhalarında galaksi oluşumuna yol açan yoğunluk değişimlerine (density fluctuations) sebep olabileceğine inanılmaktadır. Bu nedenle, son yıllarda kozmik mikrodalga fon ışınımında gözlenen anizotropiyi açıklamada kozmik nötrino kaynaklı modeller üzerinde çalışmalar yapılmaktadır. Tremaine ve Gunn (1979) ile Ellis ve Sikivie (1994) kütleli nötrinolar ile ilgili ayrıntılı çalışmalar yapmışlar ve standard Big Bang modeline göre kozmik mikrodalga fon ışınımına benzer şekilde evrende oldukça az oranda kozmik nötrino dağılımının olduğunu önermişlerdir. Hagmann (1999) günümüzde kozmik nötrinoların kütlesinin 10^{-3} eV 'dan daha az olanların relativistik olduğunu, kütlesi 10^{-3} eV 'dan daha büyük olanlarında relativistik olmadığını ve zayıf etkileşimleri nedeniyle ilk 1s 'de termal dengeden ayrıldığını öngörmektedir. Bu da kozmik nötrinoların, evrendeki maddenin % 90 'ını oluşturduğuna inanılan karanlık madde için en olası aday olabileceği düşüncesini akla getirmektedir. Esteban (1999) astrofiziksel ve kozmolojik açıdan kozmik nötrinoları ayrıntısı ile incelemiş ve özellikle kütleli kozmik nötrinoların önemine dikkat çekmiştir.

Eğrilikli uzay-zamanda nötrino alanlarının geometrik özellikleri Wainwright (1971) tarafından tartışılmıştır. Genel relativite çerçevesinde nötrino alanının geometrik kavramları Griffiths ve Newing (1971) tarafından ele alınmıştır. Roy ve Banerjee (1992) kozmik nötrino ve elektromanyetik ışınımlı bir string (sicim) ideal akışkan ile dolu Bianchi tipi VI_h uzay zamanlar için kozmolojik modeler elde etmiş ve bu modellerin fiziksel özelliklerini ve asimptotik davranışlarını incelemiştir. Bianchi tipi V evrenler için kozmik nötrino içeren madde dağılımı için Einstein alan denklemlerinin çözümleri Roy ve Singh (1983; 1985) tarafından elde edilmiştir. Hall ve Negm (1986) genel relativite teorisinde çeşitli madde formları için enerji momentum tensörünün fiziksel yapısını incelemiştir.

2. Kozmik Nötrino Kaynaklı Bianchi Tipi III Metriğin Alan Denklenmleri ve Temel Bağıntılar

Bu çalışmada, anizotropinin boşlanamadığı bir evreni karakterize eden uzaysal homojen ve anizotrop Bianchi tipi III metrik olan

$$ds^2 = -dt^2 + A^2 dx^2 + B^2 e^{-2x} dy^2 + C^2 dz^2 \qquad (1)$$

uzay-zamanı ele alınmıştır. Burada A, B ve C sadece t'nin fonksiyonudur ve alan denklemlerinin çözümünden belirlenecek metrik potansiyellerdir. (1) metriği ile tanımlanan evreni karakterize eden uzay-zamana eğrilik özelliği kazandıran madde olarak,

$$T_{ik} = (\rho_p + \chi) u_i u_k + \chi \ell_i \ell_k \tag{2}$$

şeklinde enerji-momentum tensörü ile verilen kozmik nötrino bulutu alınmıştır (Wainwright, 1971; Griffiths ve Newwing, 1971; Hall ve Negm, 1986; Roy ve Banerjee, 1992). Burada, ρ_p bulutun parçacık enerji yoğunluğu ve χ kozmik nötrinoların enerji yoğunluğudur. Kozmik nötrino bulutunun toplam enerji yoğunluğu ise

$$\rho = \rho_p + \chi \tag{3}$$

dir. u^i bulutun zamansal 4-lü hız vektörü ve ℓ^i kozmik nötrinoların yönünü tanımlayan 4-lü null vektörüdür. Böylece (1) metriğinden komoving hız ve x-ekseni yönündeki kozmik nötrinolar için

$$\begin{aligned} &u^i = (0,0,0,1) \quad , \quad \ell^i = (A^{-1}, 0, 0, 1) \quad , \\ &u^i . u_i = -1 = \ell^i . u_i \quad , \quad \ell^i . \ell_i = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

dır. (1) metriği ve (2) denklemi ile verilen enerji momentum tensörü için Einstein alan denklemlerinden aşağıdaki denklem sistemi elde edilir:

$$G^1_1 \equiv \frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\ddot{C}}{C} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} = -\chi \tag{5}$$

$$G^2_2 \equiv \frac{\ddot{A}}{A} + \frac{\ddot{C}}{C} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} = 0 \tag{6}$$

$$G^3_3 \equiv \frac{\ddot{A}}{A} + \frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} - \frac{1}{A^2} = 0 \tag{7}$$

$$G^4_4 \equiv \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} - \frac{1}{A^2} = 2\chi + \rho_p \tag{8}$$

Burada " $\dot{}$ " işareti zamana göre türevi göstermektedir. Einstein alan denklemlerinden ve (3) denkleminden görüleceği gibi χ, ρ_p ve ρ nicelikleri sadece t'nin fonksiyonudur. Uzay-zamanı dolduran kozmik nötrino bulut sisteminin toplam momentum akısının sıfır

($T_1^4 = 0$) olduğu varsayılmaktadır (Roy ve Prasad, 1995). (1) metriği ile tanımlanan bir uzay zaman için modeli karakterize eden uzaysal hacim ($V^3 = \sqrt{-g}$), ivme vektörü ($\dot{u}^i = u^i_{;k} u^k$), genişleme skaleri ($\theta = u^i_{;i}$), rotasyon skaleri (ω^2) ve shear skaleri (σ^2) gibi kinematik nicelikler sırasıyla aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

$$\sqrt{-g} = A B C e^{-x} \tag{9}$$

$$\dot{u}^i = u^i_{;k} u^k = 0 \tag{10}$$

$$\theta = u^i_{;i} = \frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \tag{11}$$

$$\omega^2 = \frac{1}{2}\omega_{ik}\,\omega^{ik} = 0 \tag{12}$$

$$\begin{aligned}\sigma^2 = \frac{1}{2}\sigma_{ik}\sigma^{ik} &= \frac{1}{3}\left[\left(\frac{\dot{A}}{A}\right)^2 + \left(\frac{\dot{B}}{B}\right)^2\left(\frac{\dot{C}}{C}\right)^2 - \frac{\dot{A}}{A}\left(\frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C}\right) - \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC}\right] \\ &= \frac{1}{3}\theta^2 - \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} - \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} - \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC}\end{aligned} \tag{13}$$

Burada g, (1) denklemi ile verilen g_{ik} metriğinin determinantıdır. ω_{ik} ve σ_{ik} ise sırasıyla rotasyon (vorticity) ve shear tensörleri olup

$$\omega_{ik} = \frac{1}{2}(u_{i;k} - u_{k;i}) - \frac{1}{2}(\dot{u}_i u_k - \dot{u}_k u_i) \tag{14}$$

ve

$$\sigma_{ik} = \frac{1}{2}(u_{i;\ell} H^{\ell}_{k} - u_{k;\ell} H^{\ell}_{i}) - \frac{1}{3}\theta H_{ik} \tag{15}$$

bağıntıları ile verilmektedir. H_{ik} izdiüşüm tensörüdür ve

$$H_{ik} = g_{ik} + u_i u_k \tag{16}$$

şeklinde tanımlanır. Bianchi özdeşliğinden ($T^{ik}_{\ ;k} = 0$),

$$\left(3\frac{\dot{A}}{A}+2\frac{\dot{B}}{B}+2\frac{\dot{C}}{C}\right)\chi+\left(\frac{\dot{A}}{A}+\frac{\dot{B}}{B}+\frac{\dot{C}}{C}\right)\rho_p+\dot{\chi}+\dot{\rho}_p-\frac{\chi}{A}=0 \tag{17}$$

ve Raychaudhuri denkleminden (Raychaudhuri, 1955)

$$\dot{\theta}=-\frac{1}{3}\theta^2-2\sigma^2-R_{ik}u^i u^k \tag{18}$$

yazılır. Burada

$$R_{ik}u^i u^k=\frac{3}{2}\chi+\frac{1}{2}\rho_p\geq 0 \tag{19}$$

dır. Enerji koşulları (Hawking ve Ellis, 1973), χ'nın işaretini sınırlamamakla birlikte bizi $\rho\geq 0$ ve $\rho_p\geq 0$ sonucuna götürmektedir. Bu da, u^i 4-lü hızına sahip bir gözlemcinin ancak pozitif enerji yoğunluklu maddeleri gözleyebileceğini ifade eder.

(3), (5) ve (8) denklemlerinden kozmik nötrino bulutundaki parçacıkların, kozmik nötrinoların ve bulutun toplam enerji yoğunlukları için sırası ile,

$$\chi=-\frac{\ddot{B}}{B}-\frac{\ddot{C}}{C}-\frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} \tag{20}$$

$$\rho_p=\frac{\ddot{B}}{B}+\frac{\ddot{C}}{C}+\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB}+\frac{\dot{A}\dot{C}}{AC}+2\frac{\dot{B}\dot{C}}{BC}-\frac{1}{A^2} \tag{21}$$

ve

$$\rho=\rho_p+\chi=\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB}+\frac{\dot{A}\dot{C}}{AC}+\frac{\dot{B}\dot{C}}{BC}-\frac{1}{A^2} \tag{22}$$

ifadeleri elde edilir.

3. Alan Denklemlerinin Çözümü

(5) – (8) denklemler takımı ile verilen Einstein alan denklemleri, beş bilinmeyenli (A, B, C, χ ve ρ_p) dört diferansiyel denklem sisteminden oluşmaktadır. Bu nedenle, elde edilen alan denklemlerini çözebilmek için ilave bir kabul gereklidir. Biz bu çalışmamızda, n keyfi bir sabit olmak üzere, alan denklemlerine

$$A=t^n \tag{23}$$

olacak şekilde metrik potansiyellerden birinin zamana göre kuvvet yasasına uyduğu varsayımını yapıyoruz (Jantzen, 1986). (23) denklemi ile tanımlanan kuvvet kanunu ifadesi (6) denkleminde kullanıldığında,

$$\ddot{C} + \frac{n}{t}\dot{C} + \frac{n(n-1)}{t^2} C = 0 \tag{24}$$

diferansiyel denklemi elde edilir. Bu ise Legendre tipi diferansiyel denklemdir (Kamke, 1974). Bu diferansiyel denklemin çözümünden de, c_1 ve c_2 keyfi pozitif integral sabitleri olmak üzere,

$$C(t) = c_1 t^{\left(\frac{1-n-\sqrt{(3n+1)(1-n)}}{2}\right)} + c_2 t^{\left(\frac{1-n+\sqrt{(3n+1)(1-n)}}{2}\right)} \tag{25}$$

çözümü elde edilir. Benzer şekilde (23) eşitliği (7) denkleminde kullanılırsa,

$$\ddot{B} + \frac{n}{t}\dot{B} + \left[\frac{n(n-1)}{t^2} - \frac{1}{t^{2n}}\right] C = 0 \tag{26}$$

şeklinde ikinci mertebeden lineer simetrili bir diferansiyel denklem elde edilir (Bowman, 1968). Bu diferansiyel denklem Bessel tipi diferansiyel denklemdir ve Bessel fonksiyonları yardımı ile çözülür. b_1 ve b_2 keyfi pozitif integral sabitleri olmak üzere (26) diferansiyel denkleminin çözümü,

$$B(t) = t^{\left(\frac{1-n}{2}\right)} \left\{ \begin{array}{l} b_1 \text{Bessel I}\left[\dfrac{\sqrt{(3n+1)(1-n)}}{2(1-n)}; \dfrac{t^{1-n}}{1-n}\right] \\ \\ + b_2 \text{ Bessel K}\left[\dfrac{\sqrt{(3n+1)(1-n)}}{2(n-1)}; \dfrac{t^{1-n}}{1-n}\right] \end{array} \right\} \tag{27}$$

olarak elde edilir. Burada Bessel I ve Bessel K fonksiyonları sırası ile birinci ve ikinci tür modife edilmiş Bessel fonksiyonlarıdır. Elde edilen bu çözüm $-\frac{1}{3} \leq n \leq 1$

aralığındaki değerler için fiziksel anlamlı reel çözümler vermektedir. Dolayısı ile n 'in bu özel değerlerine göre yukarıdaki Bessel fonksiyonları ve buradan da uzay-zamanı karakterize eden metriğimizin B = B(t) metrik potansiyeli çeşitli n değerleri için belirlenir. Böylece elde edilen A, B ve C metrik potansiyelleri (9), (11), (13), (20), (21) ve (22) denklemlerinde kullanılarak modelin fiziksel nicelikleri elde edilir. Elde edilen bu çözümler Einstein alan denklemlerini ve (17) denklemi ile verilen Bianchi özdeşiliğini sağlamaktadır. Bu da, elde edilen modelin fiziksel olarak tutarlı olduğunu göstermektedir. Bu çözümlerin ilginç olanlarından bir kaçı aşağıda özellikleri ile birlikte sunulmuştur.

3.1. n = 0 Olması Halinde Çözüm

Bu durumda Bianchi tipi III uzay-zamanı karakterize eden ve (1) metriği ile verilen metrik potansiyelleri,

$$A = 1 \quad , \quad B = b_1 \sinh(t) + b_2 \cosh(t) \quad , \quad C = c_1 + c_2 t \tag{28}$$

olmaktadır. Bu metrik potansiyeller (9), (11), (13), (20), (21) ve (22) denklemlerinde kullanıldığında modelin fiziksel nicelikleri için sırasıyla aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$V^3 = \sqrt{-g} = e^{-x}(c_1 + c_2 t)\left(b_1 \sinh(t) + b_2 \cosh(t)\right) \tag{29}$$

$$\theta = \frac{b_1 \cosh(t) + b_2 \sinh(t)}{b_1 \sinh(t) + b_2 \cosh(t)} + \frac{c_2}{c_1 + c_2 t} \tag{30}$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{3}\left\{\left[\frac{b_1 \cosh(t) + b_2 \sinh(t)}{b_1 \sinh(t) + b_2 \cosh(t)}\right]^2 + \left(\frac{c_2}{c_1 + c_2 t}\right)^2 - \frac{c_2\left(b_1 \cosh(t) + b_2 \sinh(t)\right)}{(c_1 + c_2 t)\left(b_1 \sinh(t) + b_2 \cosh(t)\right)}\right\} \tag{31}$$

$$\chi = -\left[1 + \frac{c_2\left(b_1 \cosh(t) + b_2 \sinh(t)\right)}{(c_1 + c_2 t)\left(b_1 \sinh(t) + b_2 \cosh(t)\right)}\right] \tag{32}$$

$$\rho_p = 1 + 3\frac{c_2\left(b_1\cosh(t) + b_2\sinh(t)\right)}{(c_1 + c_2\,t)\left(b_1\sinh(t) + b_2\cosh(t)\right)} \tag{33}$$

$$\rho = \rho_p + \chi = 2\frac{c_2\left(b_1\cosh(t) + b_2\sinh(t)\right)}{(c_1 + c_2\,t)\left(b_1\sinh(t) + b_2\cosh(t)\right)} \tag{34}$$

3.2. $n = \frac{1}{2}$ *Olması halinde Çözüm*

Bu durumda Bianchi tipi III uzay-zamanı karakterize eden ve (1) metriği ile verilen metrik potansiyelleri,

$$A = \sqrt{t} \tag{35}$$

$$B = t^{1/4}\left[b_1\,\mathrm{BesselI}\left(\frac{\sqrt{5}}{2};2\sqrt{t}\right) + b_2\,\mathrm{BesselK}\left(\frac{\sqrt{5}}{2};2\sqrt{t}\right)\right] \tag{36}$$

$$C = c_1 t^{\frac{1-\sqrt{5}}{4}} + c_2 t^{\frac{1+\sqrt{5}}{4}} \tag{37}$$

olmaktadır. Bu metrik potansiyeller (9), (11), (13), (20), (21) ve (22) denklemlerinde kullanıldığında modelin fiziksel nicelikleri elde edilir. Burada, Bessel fonksiyonlarının oldukça uzun formlara sahip olmaları nedeniyle n'in bu değeri için elde edilecek fiziksel nicelikler çok karmaşık ve oldukça uzun olduğundan buraya alınmamıştır.

3.2. *n = 1 Olması halinde Çözüm*

Bu durumda Bianchi tipi III uzay-zamanı karakterize eden ve (1) metriği ile verilen metrik potansiyelleri,

$$A = t \quad , \quad B = b_1\frac{t^2+1}{t} + b_2\frac{t^2-1}{t} \tag{38}$$

$$C = c_1 + c_2 = c_3 = \text{sabit} \tag{39}$$

halini almaktadır. Bu metrik potansiyeller (9), (11), (13), (20), (21) ve (22) denklemlerinde kullanıldığında modelin fiziksel nicelikleri için sırasıyla aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$V^3 = \sqrt{-g} = \frac{c_3\left[\left(b_1 + b_2\right)t^2 + b_1 - b_2\right]}{e^x} \tag{40}$$

$$\theta = \frac{(b_1 + b_2)t}{(b_1 + b_2)t^2 + b_1 - b_2} \tag{41}$$

$$\sigma^2 = \frac{\left(b_1 + b_2\right)^2 t^4 + 3(b_1 - b_2)^2}{3t^2\left[\left(b_1 + b_2\right)t^2 + b_1 - b_2\right]^2} \tag{42}$$

$$\chi = 2\frac{b_2 - b_1}{t^2\left[\left(b_1 + b_2\right)t^2 + b_1 - b_2\right]} \tag{43}$$

$$\rho_p = -\frac{(b_1 + b_2)t^2 + 3(b_1 - b_2)}{t^2\left[\left(b_1 + b_2\right)t^2 + b_1 - b_2\right]} \tag{44}$$

ve

$$\rho = \rho_p + \chi = -\frac{(b_1 + b_2)t^2 + b_1 - b_2}{t^2\left[\left(b_1 + b_2\right)t^2 + b_1 - b_2\right]} \tag{45}$$

3.4. $n = -\frac{1}{3}$ *Olması halinde Çözüm*

Bu durumda Bianchi tipi III uzay-zamanı karakterize eden ve (1) metriği ile verilen metrik potansiyelleri,

$$A = t^{-1/3} \quad , \quad C = (c_1 + c_2)t^{2/3} = c_3 t^{2/3} \tag{46}$$

$$B = t^{2/3}\left[b_1\,\mathrm{BesselI}\left(0; \frac{3}{4}t^{4/3}\right) + b_2\,\mathrm{BesselY}\left(0; \frac{3I}{4}t^{4/3}\right)\right] \tag{57}$$

halini almaktadır. Burada Bessel Y, ikinci türden Bessel fonksiyonudur ve n'in bu değeri için imajiner bir yapıya sahip olduğundan $b_2 = 0$ alınarak elimine edilebilir. Bu metrik potansiyeller (9), (11), (13), (20), (21) ve (22) denklemlerinde kullanıldığında modelin fiziksel nicelikleri elde edilir. Burada, Bessel fonksiyonlarının oldukça uzun formlara sahip olmaları nedeniyle n'in bu değeri için elde edilecek fiziksel nicelikler çok karmaşık ve oldukça uzun olduğundan buraya alınmamıştır.

4. Tartışma ve Sonuç

Kozmik nötrinoları karakterize eden enerji yoğunluğu ve diğer niceliklerin değerlerinden çözümlerin bazı özelliklerini ve davranışlarını belirlemek mümkündür.

Öncelikle, (10) ve (12) denklemlerinden ($\dot{u}^i = 0$ ve $\omega^2 = 0$), elde edilen modelde gravitasyonel alanın kaynağı olarak alınan ve (2) denklemi ile verilen kozmik nötrino bulutunun irrotasyonel ve geodezik olduğu görülür. Bu sonuç, kozmik nötrinoların hareketinin bir sonucu olarak ortaya çıkan akı geodezik eğriler boyunca hareket ettiğini ve rotasyon yapmadığını gösterir. (11) ve (13) denklemlerinin yardımıyla kozmolojik modellerin anizotropluk miktarı (σ / θ) tahmin edilebilir. Kara cisim ışınımı ile ilgili niceliklerden σ / θ için üst limit 10^{-3} olarak verilmiştir (Collins et al., 1980). Ayrıca, (20) ve (21) denklemlerini kullanarak kozmik nötrino bulutu içersindeki parçacıkların ve kozmik nötrinoların bollukları (ρ_p / χ) hakkında fikir edinilebilir.

Kozmolojide, nötrinoların önemli rol oynadığı iki ana çıkış noktası vardır. Bunlardan biri, evrenin gizli (karanlık, $\rho_p < 0$) maddesine ve büyük ölçekte madde oluşum problemine yapabileceği katkı olasılığıdır. İkincisi ise evrenin ilk çağlarında gerçekleşen nükleosentez işlemler sırasında kozmik nötrinoların ortaya çıkması ve kozmik mikrodalga fon ışınım anizotropisinin kaynağının araştırılmasında anahtar rol oynamasıdır. Bu nedenle erken evrende, nötrino oluşumunun incelenmesi önemli olmaktadır. Yapılan çalışmalar kütleli ve hatta kütlesiz nötrinoların termal dengeden sapmalarının nükleosentez işlemler sırasında kaçınılmaz olduğunu göstermektedir (Weinberg, 1972). Öte yandan, büyük bir olasılıkla gravitonlar hariç kozmik nötrinolar bilinen türler arasındaki en ilginç elemanter parçacıklardır. Özellikle kozmolojide ve yüksek enerji astrofiziğinde çök önemli rol oynarlar. İyi bilindiği gibi, bir süpernova patlaması ile yayılan enerjinin % 99'u nötrinolar ile taşınır. eV bölgesinde kütleye sahip nötrinoların kozmik karanlık maddenin taşıyıcıları olarak ve büyük ölçek yapı oluşumunda önemli rol oynamaktadır. Böylece, kozmik nötrinolar evrenin incelenmesinde ve evrenin evrim işlemleri boyunca gerçekleşen fiziksel işlemler sırasında önemli olmaktadır (Goldberg ve Scadron, 1981). Elde edilen modelde, $n = 0$ durumunda $c_2 = 0$ için genişleme boyunca A ve C metrik potansiyelleri sabit kalırken $\rho_p = |\chi|$ olmaktadır ve anizotropi korunmaktadır ($\sigma/\theta \neq 0$). Ayrıca, $b_1 = 0 = c_1$ ve $b_2 \neq 0 \neq c_2$ için evren çizgisel tekillikten genişlemeye başlamaktadır ve bu durumda $\rho_p >> \chi$ olmaktadır. Bu da kütleli nötrinolara karşılık gelmektedir ve $\sigma / \theta \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}}$ olmaktadır. Bu durum, uzay-zamanda kütleli stringlerin varlığında anizotropinin de var olacağını göstermektedir. $b_2 = 0 = c_1$ olduğunda evren çizgisel tekillikten ($A = 1$, $B \rightarrow 0$, $C \rightarrow 0$) önlenemez bir hızla genişlemeye başlamaktadır. Genişleme başlangıcında kozmik nötrino bulutundaki parçacıkların enerji yoğunluğu kozmik nötrinolara baskın gelmektedir ($\rho_p > |\chi|$) ve genişleme anizotrop olmaktadır. Evrenin evriminin ileri basamaklarında ise $\rho_p = |\chi|$ olmaktadır. Bu da kozmik nötrino bulutundaki parçacık enerji yoğunluğunun nötrino enerji yoğunluğundan daha hızlı azaldığını göstermektedir ve evrenin genişlemesi anizotrop olmaktadır.

n = 1 için ise yine metrik potansiyellerden biri daima sabit kalmaktadır. $b_1 = b_2$ durumunda evren sonsuz bir hızla çizgisel tekillikten genişlemeye başlamaktadır. Bu evrede kozmik nötrinolar gözlenmemektedir ($\chi = 0$, $\rho = \rho_p < 0$). Bu durumda evreni dolduran madde karanlık maddeden oluşmuş bir toz gibi davranmaktadır ve genişleme boyunca anizotropi $(\sigma / \theta \rightarrow \frac{1}{2\sqrt{3}})$ yarıyarıya azalsa da varlığını hissettirmektedir.

$b_1 = - b_2$ olması halinde $\rho > 0$, $\rho_p > 0$ ve $\chi > 0$ olacak şekilde uzay-zamanın genişlemesi zamandan bağımsız olmaktadır ve genişleme boyunca anizotropi korunmaktadır. $t = \sqrt{\frac{3(b_1 - b_2)}{b_1 + b_2}}$ için $\rho_p = 0$ olmaktadır. Bu durum evrenin tamamen kozmik nötrinolar ile dolu olduğu duruma karşılık gelmekte ve genişleme boyunca anizotropi önlenemeyecek şekilde ($\sigma / \theta \rightarrow \infty$) varlığını korumaktadır.

n'in diğer değerleri için metrik A ve C metrik potansiyelleri zamana göre kuvvet yasasına uygun olacak şekilde genişlerken B metrik potansiyeli kuvvet yasası yanında Bessel fonksiyonlarına bağlı kalmaktadır. Bu durum kozmik nötrino bulutu ile dolu olan uzay-zamanı tanımlayan fiziksel niceliklerde de kendini göstermektedir.

Sonuç olarak; kozmik nötrinoların gözlenemediği ve evrenin tamamen karanlık madde ile dolu olduğu modelde genişleme anizotropisinin yarı yarıya azalması kozmik nötrinoların anizotropi oluşumunda rol oynadığını ve göstermektedir. Ayrıca elde edilen modelde, n = 0 için evrim başlangıcında buluttaki parçacık enerji yoğunluğunun kozmik nötrino yoğunluğuna baskın iken evrimin sonlarına doğru parçacık enerji yoğunluğunun kozmik nötrino yoğunluğuna eşit olması evreni dolduran bulut içersindeki parçacıkların kozmik nötrino oluşturacak şekilde bozunduğuna işaret etmektedir. Bu durum, parçacık fiziğindeki bozunum olayları ile uyuşmaktadır.

Böylece, bir tür fosil ışınım olan ve evrenin her yerini dolduran kozmik fon ışınımında gözlenen kozmik fon ışınım anizotropinin ve karanlık maddenin doğasını daha iyi tanımlayabilmek için kozmik nötrino kaynaklı modellere viskoz akışkan, kozmik string, ısı akısı, elektromanyetik alan gibi ilave madde formlarını ekleyerek oluşturulacak bir kozmik nötrino karışımı içeren yeni kozmolojik modellerin elde edilmesi ve etkilerini incelemek önem kazanmaktadır.

Teşekkür

Bu çalışmada değerli öneri ve katkılarını esirgemeyen Dr. A. DOLGOV'a teşekkür etmeyi borç biliriz. Bu çalışma Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Araştırma Fonu tarafından desteklenmiştir.

KAYNAKLAR

Bıanchı, I., 1897. Mem. Soc. Ital. Sci., Ser. III*a*, 11.
Bowman, F., 1968. Introduction to Bessel Functions. Dover Publishers. ISBN 0-486-60462-4.
Collins, C.B., Glass, E.N. ve Wilkinson, D.A., 1980. Gen. Rel. Grav. 12, 805.
Dolgov, A.D., 1996. Nucl. Phys. B48, 5.
Dolgov, A.D., Pastor, S., Romano, J.C. ve Valle, J.W.F., 1997. Nucl. Phys. B446, 24.
Dolgov, A.D., Hansen, S.H., Pastor, S. Ve Semıkoz, D.V., 1998. Nucl. Phys. B548, 385.
Dolgov, A.D., Hansen, S.H.ve Semikoz, D.V., 1998 *a*. Nucl. Phys. B524, 621.
Dolgov, A.D., 1999. Hep-ph/9910532. Invited talk at Gamow's International Conference, St. Petersburg, August, 1999.
Ellis, J. ve Sikivie, P., 1994. Phys. Lett. B321, 390.
Esteban, R., 1999. Hep-ph/9910383. Lectures given at the Mexican School on Astrophysics, Guanajuato (to appear in the proceedings), and also in the First astroparticle school in Argentina, and in the XII Colombian school on theoretical physics
Goldberg, H.S. and Scadro, M.D., 1981. Physics of Stellar Evolution and Cosmology. Gordon and Breach Science Publishers.
Gray, A. ve Mathews, G.B., 1952. A treatise on Bassel Functions and Their Applications to Physics. Macmillen Co. ISBN 408-252-8477.
Griffiths, D., 1987. Introduction to Elemantary Particles. Jhon Wiley & Soons Inc. N.Y. ISBN 0-471-60386-4.
Griffiths, J.B. ve Newing, R.A., 1971. J. Phys. A4, 208.
Hagmann, C., 1999. Astro-ph/9905258. Proceedings of the APS meeting, Division of Particles and Fields. Los Angeles. Jan 5-9, 1999.
Hal, G.S. ve Negm, D.A., 1986. Int. J. Theoret. Phys. 25,405.
Hawking, S.W. ve Ellis, G.F.R., 1973. The Large Scale Structure of Space- Time. Cambridge Univ. Press. Cambridge.
Haxton, W.C. ve Holstein, B.R., 2000. Am. J. Phys. 68, 15
Jantzen, R.T., 1986. Class. Quan. Grav. 3, 281.
Kamke, E., 1974. Differentialgleichungen: Loesungsmethoden Und Loesungen: Partielle Differentialgleichungen Erster Ordnung Fuer Eine Gesuchte Funktion (Vol 2). Chelsea Pub Co; ISBN: 0828402779
Raychaudhurı, A., 1955. Phys. Rev. 98, 1123.
Roy, S.R. ve Singh, J.P., 1983. Astrophys. Space Sci. 96, 303.
Roy, S.R. ve Singh, J.P., 1985. Aust. J. Phys. 38, 763.
Roy, S.R. ve Banerjee, S.K., 1992. Gen. Rel. Grav. 24, 1117.
Roy, S.R. ve Prasad, A., 1995. Astrophys. Space Sci. 225, 151.
Skalsky, V. ve Sukenik, M., 1994. Astrophys. Space Sci. 215, 137.
Tremine, S. ve Gunn, J.E., 1979. Phys. Rev. Lett.42, 407.
Wainwright, J., 1971. J. Math. Phys. 12, 828.
Weinberg, S., 1972. Gravitation and Cosmology. John Wiley & Sons Inc. ISBN 0-471-92567-5.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.509-520

Curvature Inheritance Symmetry in Riemannian Spaces with Application to String Cloud and String Fluid[1]

İ. Yilmaz[1], İ. Yavuz[2], H. Baysal[3], İ. Tarhan[1]
and
U. Camcı [3]
[1]*Department of Physics, Faculty of Arts and Sciences, Çanakkale Onsekiz Mart University, 17100, Çanakkale, Turkey.*
e-mail:tarhan_ism@hotmail.com and iyilmaz@hotmail.com
[2] *Department of Computer Engineering, Faculty of Engineering and Architecture, Çanakkale Onsekiz Mart University, Çanakkale, 17100, Turkey.*
e-mail:iyavuz@hotmail.com
[3]*Department of Mathematics, Faculty of Arts and Sciences, Çanakkale Onsekiz Mart University, 17100, Çanakkale, Turkey.*
e-mail:hbaysal@hotmail.com and ucamci@hotmail.com

Abstract

We studied, in this study , curvature inheritance symmetry (CI), $\pounds_\xi R^a_{bcd}=2\alpha R^a_{bcd}$, where α is a scalar function, for string cloud and string fluid in the context of general relativity. Also, we have obtained some results when a proper CI (i.e., $\alpha \neq 0$) is also a conformal Killing vector.

Key Words : Cosmic Strings, Inheritance Symmetry, Riemann Space, Cosmology.

Riemann Uzayındaki Eğrilik Inheritance Simetrinin String Bulutu ve String Akışkan'ına Uygulanması

Özet

Bu çalışmada genel relativite açısından, string bulutu ve akışkanı için ,$\pounds_\xi R^a_{bcd} = 2\alpha R^a_{bcd}$ şeklinde tanımlanan eğrilik inheritance simetriyi inceledik. Burada α skaler bir fonksiyondur. Buna ilave olarak, proper eğrilik inheritance simetrinin aynı zamanda konformal killing vektör olduğu (yani $\alpha \neq 0$) durumda bazı sonuçlar elde ettik.

Anahtar Kelimeler : Kozmik string, Inheritance simetri, Riemann Uzayı, Kozmoloji

---

[1] Bu Çalışma *International Journal of Modern Physics* ***D 8****, 659-668 (1999)* de yayınlanmıştır.

1. Giriş

Inheritance (miras) simetri problemi, simetri vektörlerinin varlığı ile tanımlanmış olan geometri simetrilerinin, geometriye Einstein Alan denklemleri ile bağlı olan enerji-momentum tensörünün kaynak terimleri veya fiziksel bileşenleri tarafından miras olarak taşınmasıyla ilgilidir.

En çok kullanılan inheritance (miras) simetri, konformal hareketler altındaki simetridir. Eğer,

$$£_\xi g_{ab} = 2\psi g_{ab}, \qquad \psi = \psi(x^a) \tag{1.1}$$

ise, V_n , konformal killing vektör (ξ) tarafından oluşturulan konformal hareketi kabul eder. Yano [1]'ya göre her konformal hareket

$$£_\xi \Gamma^a{}_{bc} = \delta^a_b \psi_{;c} + \delta^a_c \psi_{;b} - g_{bc} g^{am} \psi_{;m} \tag{1.2}$$

$$£_\xi R_{ab} = -\Box \psi g_{ab} (n-2) \psi_{;ab} \tag{1.3}$$

$$£_\xi R = -2(n-1) \Box \psi - 2\psi R \tag{1.4}$$

$$£_\xi C^a_{bcd} = 0 \tag{1.5}$$

şartlarını sağlamalıdır.

Burada $£_\xi$, ξ^a vektörü boyunca Lie türevi ve $\psi(x^a)$ konformal faktör ve $\Box \psi \equiv g^{ab} \psi_{;ab}$ şeklinde tanımlanan Laplacian operatörüdür. Ayrıca, eğer $\psi_{;ab} = 0$ ve $\psi_{,a} \neq 0$ ise, ξ special conformal Killing vektör (SCKV). Eğer $\psi_{,a} = 0$ ise ξ homothetic vektör (HV) = 0 ve $\psi = 0$ ise ξ Killing vektördür (KV) . Burada (;) ve (,) sırasıyla kovaryant ve normal türevi göstermektedir.

Son zamanlarda perfect, anisotropic ve viscous gibi akışkan uzay-zamanlarda konformal ve special konformal vektörler yardımıyla bu akışkanlara ait inheritance simetrilerin belirlenmesi büyük önem kazanmıştır. Herrera ve ark.[2] perfect ve anisotropic akışkanlarda Konformal Killing vektörleri incelemişler; Mason ve Tsamparlis [3], spacelike CKV's incelemiş; Maartens ve ark. [4] anisotropic akışkanlarda special conformal Killing vektörleri (SCKV) incelemiş; Coley ve Tupper [5] SCKV ve inheritance simetri kabul eden uzay-zamanları tartışmışlar. Yavuz ve Yılmaz [6], string kozmolojide inheriting conformal ve special conformal Killing vektörleri tartışmışlar. Carot ve ark. [7] konformal Killing vektörlü uzay-zamanları tartışmışlar. Aynı zamanda, Duggal [8,9], akışkan uzay-zamanlara uygulamaları ile birlikte Riemann uzayındaki eğrilik inheritance simetrileri tartışmışlardır . Son zamanlarda, Kılınç ve Yavuz [10] tarafından kozmik stringle dolu inhomojen silindirik simetrik uzay-zamanlar için Einstein Alan denklemleri tartışılmıştır. Yavuz ve Tarhan [11] Bianchi Tipi I uzay-zaman için string toz bulutu modellerini incelemişlerdir. Yavuz ve Yılmaz [12] Bianchi III uzay-zamanda ısı akılı string bulutu için Einstein Alan denklemlerini çözmüşlerdir. Farklı madde dağılımları gösteren Bianchi I uzay-zaman

Bali ve Jain [13], Bali ve Tyagi [14], Bali [15], Singh ve Srivastava [16], Bali ve Deepak [17], Kılınç [18] tarafından ayrıntılı olarak incelenmiştir.

Bu çalışmada, string bulutu ve string akışkan kaynaklı uzay-zamalarda eğrilik(curvature) miras (inheritance) simetriyi inceleyeceğiz

String bulutu için Enerji-momentum tensörü,

$$T_{ab} = \rho u_a u_b - \lambda x_a x_b \tag{1.6}$$

olarak yazılabilir. Burada ρ yoğunluğu,

$$\rho = \rho_p + \lambda \tag{1.7}$$

şeklindedir. Burada ρ_p is parçacık yoğunluğu ve λ string yoğunluğudur . u^a vektörü, string bulutunun hızını ve x^a vektörü, anizotropinin doğrultusunu yani string'in doğrultusunu göstermektedir [19].

$$u^a u_a = -x^a x_a = -1 \quad \text{ve} \quad u^a x_a = 0 \tag{1.8}$$

şeklindedir. String akışkanı için enerji-momentum tensörü

$$T_{ab} = (q + \rho_s)(u_a u_b - x_a x_b) + q g_{ab} \tag{1.9}$$

dır. Aynı zamanda

$$u^a u_a = -x^a x_a = -1 \text{ ve } u^a x_a = 0 \tag{1.10}$$

dır. Burada ρ_s, string yoğunluğu ve q string gerilimi "string tension" ve aynı zamanda yoğunluk "pressure" tur.

Çalışma aşağıdaki gibi düzenlenmiştir:

II. bölümde string bulutundaki eğrilik miras denklemleri ve III. bölümde string bulutunun durum denklemleri elde edilmektedir. IV. bölümde string akışkandaki eğrilik miras denklemleri çıkarılmaktadır. V. bölümde sonuçlar tartışılmaktadır.

2. String Bulutunda Eğrilik Miras Simetri

Keyfi signatürlü, n-boyutlu V_n Riemann uzayını gözönüne alalım. V_n deki eğrilik miras simetri ''curvature inheritance'' (CI) $\bar{x}^a = x^a + \xi^a(x)\delta(t)$, sonsuz küçük dönüşüm yardımıyla

$$\pounds_\xi R^a{}_{bcd} = 2\alpha R^a{}_{bcd} \tag{2.1}$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada $\alpha=\alpha(x)$ skaler fonksiyon, $\delta(t)$ positif infinitesimal ve R^{a}_{bcd}

$$R^{a}_{bcd} = \Gamma^{a}_{bd,c} - \Gamma^{a}_{bc,d} + \Gamma^{e}_{bd}\Gamma^{a}_{ec} - \Gamma^{e}_{bc}\Gamma^{a}_{ed} \qquad (2.2)$$

şeklinde tanımlanan Riemann curvature tensörüdür. Burada Γ^{a}_{bc} ikinci tür Christoffel sembolleridir. $\alpha = 0$ olduğunda CI, CI nin alt durumu olan ''curvature collineation'' (CC) na dönüşür . Eğer $\alpha \neq 0$ ise CI proper' dır.

Eğer V_n CI kabül ederse, o zaman aşağıdaki özdeşlikler sağlanır:

$$\pounds_{\xi} R_{ab} = 2\alpha R_{ab}, \qquad (2.3a)$$

yani ξ Ricci inheritance simetri tanımlar,

$$\pounds_{\xi} R^{a}_{b} = 2\alpha R^{a}_{b} - R^{c}_{b} h^{a}_{c}, \qquad (2.3b)$$

$$\pounds_{\xi} R = 2\psi R - R', \qquad (2.3c)$$

$$\pounds_{\xi} W^{a}_{bcd} = 2\alpha W^{a}_{bcd}, \qquad (2.3d)$$

$$\pounds_{\xi} C^{a}_{bcd} = 2\alpha C^{a}_{bcd} + D^{a}_{bcd}, \qquad (2.3e)$$

Burada R eğrilik skaleri, $R' \equiv R_{ab} h^{ab}$ ve

$$W^{a}_{bcd} \equiv R^{a}_{bcd} - \frac{1}{n-1}\left[\delta^{a}_{d} R_{bc} - \delta^{a}_{c} R_{bd}\right]: \text{Weyl projective tensor}, \qquad (2.4)$$

$$C^{a}_{bcd} \equiv R^{a}_{bcd} + \frac{1}{n-1}\left[\delta^{a}_{c} R_{bd} - \delta^{a}_{d} R_{bc} + g_{bd} R^{a}_{c} - g_{bc} R^{a}_{d}\right] + \frac{R}{(n-1)(n-2)}\left[\delta^{a}_{d} g_{bc} - \delta^{a}_{c} g_{bd}\right]: \textit{conformal curvature tensor} \qquad (2.5)$$

$$D^{a}_{bcd} \equiv \frac{1}{n-2}\left[h_{bd} R^{a}_{c} - h_{bc} R^{a}_{d} + g_{bc} R^{e}_{d} h^{a}_{n} - g_{bd} R^{e}_{c} h^{a}_{e}\right] + \frac{1}{(n-1)(n-2)}\left[\delta^{a}_{d}\left(Rh_{bc} - R'g_{bc}\right) - \delta^{a}_{c}\left(Rh_{bd} - R'g_{bd}\right)\right] \qquad (2.6)$$

Eğer

$$\psi_{;ab} = \frac{\alpha}{n-2}\left[\frac{R}{n-1} g_{ab} - 2R_{ab}\right] \qquad (2.7a)$$

$$\Box\psi + \frac{\alpha R}{n-1} = 0 \qquad (2.7b)$$

$$\alpha = \psi + \xi^{a}\partial_{a}(\log\sqrt{R}) \qquad (2.7c)$$

ise CI aynı zamanda CKV [7,8] dür. Denk. (2.7a) nın ispatı (2.3a) ve (2.3c) denklemlerinin, denk. (1.3) ile karşılaştırılması ile bulunabilir. Aynı zamanda, (2.7b) denklemi, (1.4) ve (2.7a) denklemlerinden çıkarılabilir.

Eğer X^a herhangi bir birim vektör (timelike or spacelike) ve ξ^a denk. (1.1) sağlayan CKV ise, ozaman

$$£_\xi X^a = -\psi X^a + Y^a, \tag{2.8}$$
$$£_\xi X_a = \psi X_a + Y_a, \tag{2.9}$$

şeklindedir. Burada Y^a ,X^a ' ya dik vektördürdür. Yani $X^a Y_a = 0$ [3].

(2.8) ve (2.9) sonuçları string bulutu ve string akışkanının u^a zamansal 4-lü hız vektörü ve uzaysal 4-lü x^a vektörüne uygulanırsa,

$$£_\xi u^a = -\psi u^a + v^a, \tag{2.10}$$
$$£_\xi u_a = \psi u_a + v_a, \tag{2.11}$$

Burada $u_a v^a = 0$ dır ve

$$£_\xi x^a = -\psi x^a + n^a, \tag{2.12}$$
$$£_\xi x_a = \psi x_a + n_a, \tag{2.13}$$

Burada $x_a n^a = 0$ dır. Sonuçları elde edilir.
$x_a u^a = 0$ olduğundan [bak. denk.(1.8)]

$$x_a £_\xi u^a + u^a £_\xi x_a = 0. \tag{2.14}$$

elde edilir. (2.10) ve (2.13) denklemlerini (2.14) denkleminde yerlerine yazarsak,

$$v_a x^a + n_a u^a = 0. \tag{2.15}$$

elde ederiz. Eğer ξ^a sağlayan CKV ise, o zaman

$$£_\xi R_{ab} = -2\psi_{;ab} - g_{ab}\Box\psi, \tag{2.16}$$
$$£_\xi R = -2\psi R - 6\Box\psi, \tag{2.17}$$
$$_\xi G_{ab} = 2g_{ab}\Box\psi - 2\psi_{;ab}, \tag{2.18}$$

dır. Burada $\Box\psi \equiv g^{ab}\psi_{;ab}$, R_{ab} Ricci tensörü, G_{ab} Einstein tensörü ve $R = g^{ab}R_{ab}$ Ricci skaleridir. Bunlar aşağıdaki Einstein alan denklemlerine uygulanırsa,

$$G_{ab} \equiv R_{ab} - \frac{1}{2} R g_{ab} = T_{ab}, \tag{2.19}$$

$$\pounds_\xi T_{ab} = 2 \,\Box\, \psi \, g_{ab} - 2\psi_{;ab}. \tag{2.20}$$

elde edilir. T_{ab} enerji-momentum tensörünü (1.6) formunda alarak, $\pounds_\xi u_a$ için denk.(2.11) ve $\pounds_\xi x_a$ için denk. (2.13) yardımıyla

$$\pounds_\xi T_{ab} = [\ \pounds_\xi \rho + 2\psi\rho\ ]\ u_a u_b - [\ \pounds_\xi \lambda + 2\psi\lambda\ ]\ x_a x_b + 2\ \rho\ u_{(a} v_{b)} - 2\ \lambda\ x_{(a} n_{b)} \tag{2.21}$$

bulunur. Bunu denk. (2.20) de yerine yazarsak,

$$\begin{aligned} 2\Box\psi(\, h_{ab} - u_a u_b + x_a x_b\,) - 2\psi_{;ab} = {} & [\ \pounds_\xi \rho + 2\psi\rho\ ]\ u_a u_b \\ & - [\ \pounds_\xi \lambda + 2\psi\lambda\ ]\ x_a x_b \\ & + 2\ \rho\ u_{(a} v_{b)} - 2\ \lambda\ x_{(a} n_{b)} \end{aligned} \tag{2.22}$$

bulunur. Burada h_{ab} , x^a ve u^a nın ikisine birden dik projection (izdüşüm) tensörüdür ve

$$h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b - x_a x_b. \tag{2.23}$$

şeklindedir. Bu tensörü bazı özellikleri;

$$h^{ab} u_b = h^{ab} x_b = 0 \tag{2.24a}$$

$$h^a{}_c h^c{}_b = h^a{}_b , \quad h_{ab} = h_{ba} \tag{2.24b}$$

dır. Denk.(2.22) yi $u^a u^b$, $x^a x^b$, $u^a x^b$, $u^a h^{bc}$ ve $x^a h^{bc}$ tensörleri ile kontraksiyon yaparsak string bulutu için aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$\pounds_\xi \rho + 2\psi\rho = -2(\,\Box\psi + \psi_{;ab} u^a u^b\,) \tag{2.25}$$

$$\pounds_\xi \lambda + 2\psi\lambda = 2(\,\Box\psi - \psi_{;ab} x^a x^b\,) \tag{2.26}$$

$$(\rho - \lambda) x^b v_b = \rho_P\, x^b v_b = 2\ \psi_{;ab} u^a x^b \tag{2.27}$$

$$\rho h^{bc} v_b = 2\ \psi_{;ab}\ u^a h^{bc} \tag{2.28}$$

$$\lambda\ h^{bc} n_b = 2\ \psi_{;ab}\ x^a h^{bc} \tag{2.29}$$

(2.25) - (2.29) denklemleri herhangi bir ξ^a CKV için geçerlidir. (2.19) Einstein denklemlerini kullanarak string bulutu için,

$$R_{ab} u^a u^b = \rho - R/2\ , \quad R_{ab} x^a x^b = R/2 - \lambda\ . \tag{2.30a}$$

elde edilir. (2.7a), (2.7b) ve (2.30a) denklemlerinden de

$$\psi_{;ab} u^a u^b = \alpha(R/3 - \rho), \quad \psi_{;ab} x^a x^b = \alpha(\lambda - R/3) \tag{2.30b}$$

$$\psi_{;ab}u^a x^b = 0,\ \psi_{;ab}u^a h^{bc} = 0 \text{ ve } \psi_{;ab}x^a h^{bc} = 0 \tag{2.30c}$$

bulunur. (2.30b) ve $\Box\psi = -\frac{1}{3}\alpha R$ [bak. denk. (2.7b)] denklemleri kullanılarak, (2.25) ve (2.26) denklemlerinden

$$\pounds_\xi \rho = 2\rho(\alpha - \psi), \tag{2.31}$$
$$\pounds_\xi \lambda = -2\lambda(\alpha + \psi), \tag{2.32}$$

elde edilir. Denk. (2.30c) dan dolayı, denk. (2.27), (2.28) ve (2.29)

$$\rho_P x^b v_b = 0, \tag{2.33}$$
$$\rho h^{ab} v_b = 0, \tag{2.34}$$
$$\lambda h^{ab} n_b = 0. \tag{2.35}$$

indirgenir. Eğer denk. (2.33) ve (2.34)' ü gözönüne alırsak ve

$$\rho_P \neq 0 \text{ ve } \rho \neq 0. \tag{2.36}$$

kabul edersek o zaman denk. (2.33) ve (2.34) den

$$x^b v_b = 0, \quad h^{ab} v_b = 0. \tag{2.37}$$

elde edilir. $u^b v_b = 0$ olduğundan $v^b \equiv 0$ sonucu bulunur. Denk. (2.10) ve (2.11)

$$\pounds_\xi u^a = -\psi u^a, \tag{2.38}$$
$$\pounds_\xi u_a = \psi u_a . \tag{2.39}$$

indirgenir. Denk. (2.35) gözönüne alırsak ve

$$\lambda \neq 0. \tag{2.40}$$

kabul edersek,

$$h^{ab} n_b = 0. \tag{2.41}$$

bulunur. Aynı zamanda $x^b n_b = 0$ ve (2.15) denkleminden

$$u^b n_b = -x^b v_b . \tag{2.42}$$

bulunur. $\rho_P \neq 0$ için (2.33) denkleminden $x^b v_b = 0$ ve bundan dolayı (2.42) denkleminden de $u^b n_b = 0$ bulunur. $h^{ab} n_b = 0$, $x^b n_b = 0$, ve $u^b n_b = 0$ olduğu için $n_b \equiv 0$ sonucu bulunur. Bu durumda, (2.12) ve (2.13)

$$£_{\xi}x^{a} = -\psi x^{a}, \tag{2.43}$$

$$£_{\xi}x_{a} = \psi\, x_{a}. \tag{2.44}$$

indirgenir.

3. Durum Denklemleri

Şimdi, eğrilik inheritance niceliklerin string bulutundaki durum denklemlerinin çıkarılmasında nasıl yararlı olduğunu gösterelim. Bu denklemleri ξ nin u^{a} ve x^{a} paralel ve x^{a} ve u^{a} nın her ikisine birden dik olduğu durumlarda bulacağız. Burada ξ CKV aynı zamanda CI dır. Eğer ξ (1.1) sağlayan CKV ise,

$$(R_{ab}\xi^{b})_{;a} = -3\Box\psi. \tag{3.1}$$

Burada R^{ab},

$$R^{ab} = T^{ab} - \frac{1}{2} T\, g^{ab} \tag{3.2}$$

şeklindedir.

$$[(T^{ab} - \frac{1}{2} T\, g^{ab})\xi_{b}]_{;a} = -3\Box\psi. \tag{3.3}$$

bulunur. (2.19) Einstein alan denklemlerini kullanarak $3\Box\psi = -\alpha R$, denk.(3.3)

$$[(T^{ab} - \frac{1}{2} T\, g^{ab})\xi_{b}]_{;a} = \alpha R. \tag{3.4}$$

indirgenir.

Denk.(1.6) enerji-momentum tensörlü string bulutu için

$$\begin{aligned} (T^{ab} - \frac{1}{2} T\, g^{ab})\xi_{b} &= \frac{1}{2}(\rho - \lambda)u^{a}(u^{b}\xi_{b}) \\ &+ \frac{1}{2}(\rho - \lambda)x^{a}(x^{b}\xi_{b}) \\ &+ \frac{1}{2}(\rho + \lambda)\, h^{ab}\xi_{b}. \end{aligned} \tag{3.5}$$

bulunur. İlk olarak ξ^{a} yı x^{a} ' ya paralel yani $\xi^{a} = \xi x^{a}$ kabul edelim. $u^{b}x_{b} = 0$ ve $h^{ab}x_{b} = 0$ olduğundan, denk. (3.5)

$$(T^{ab} - \frac{1}{2} T\, g^{ab})\xi_{b} = \frac{1}{2}(\rho - \lambda)\xi^{a}, \tag{3.6}$$

indirgenir. (3.6)denklemi, (3.4) te kullanılırsa

$$£_{\xi}\rho - £_{\xi}\lambda + (\rho - \lambda)\,\xi^{a}{}_{;a} = 0. \tag{3.7}$$

bulunur. (1.1) den,

$$\xi^{a}{}_{;a} = 4\psi, \tag{3.8}$$

bulunur. (2.31), (2.32), ve $R = \rho + \lambda$ kullanılırsa , denk. (3.7)

$$2\psi\,\rho = 2\psi\,\lambda. \tag{3.9}$$

şeklinde olur. Denk. (3.9) dan

$$\rho = \lambda\,. \tag{3.10}$$

bulunur.

İkinci olarak, ξ^{a} yı u^{a} ya paralel varsayalım. Denk. (3.5)

$$(T^{ab} - \frac{1}{2} T\, g^{ab})\xi_{b} = -\frac{1}{2}(\rho - \lambda)\xi^{a} \tag{3.11}$$

indirgenir ve önceki gibi işlemleri yaparsak

$$\psi(\rho - \lambda) = -2\alpha(\rho + \lambda)\,. \tag{3.12}$$

elde edilir.

Son olarak, ξ^{a} x^{a} ve u^{a} ya dik varsayalım. O zaman $h^{ab}\xi_{b} = \xi^{a}$ ve (3.5)

$$(T^{ab} - \frac{1}{2} T\, g^{ab})\xi_{b} = \frac{1}{2}(\rho + \lambda)\xi^{a} \tag{3.14}$$

olur. Denk. (3.14) ü (3.4) te kullanılırsa ve yukarıdaki işlemler tekrarlanırsa

$$\psi(\rho - \lambda) = 2\alpha\lambda, \tag{3.15}$$

elde edilir. $\alpha \neq 0$ (i.e., proper CI) için , denk. (3.15) den verilen α ve ψ değerleri için fiziksel olarak anlamlı durum denklemleri elde edilir. Bunu göstermek için

$$\alpha = \frac{w}{2}\psi, \tag{3.16}$$

alalım. Burada w sabit ve $w > 0$ dır. $\psi \neq 0$ için denk. (3.15) ten

$$\rho = (1 + w)\lambda \qquad (3.17)$$

bulunur. Denk. (3.10) dan geometric (Nambu) string bulutu [19] için geçerli olan durum denklemi ile uyuşan ($\rho = \lambda$) durum denklemi elde edilmektedir. Aynı zamanda, Denk. (3.17) den Takabayashi string [19] ile uyuşan ($\rho = (1+w)\lambda$) durum denklemi elde edilmektedir.

4. String Akışkanda Eğrilik Miras Simetrisi

Bu bölümde (1.9) enerji- momentum tensörü ile tanımlanan string akışkanını gözönüne alacağız .

$£_\xi u_a$ için (2.11) ve $£_\xi x_a$ için (2.13) kullanılırsa

$$\begin{aligned} £_\xi T_{ab} = & [\, £_\xi \rho_s + 2\psi \rho_s \,]\, u_a u_b - [\, £_\xi \rho_s + 2\psi \rho_s \,]\, x_a x_b \\ & + [\, £_\xi q + 2\psi q]\, h_{ab} + u_{(a} v_{b)} [\, 2\rho_s + 2q \,] \\ & - x_{(a} n_{b)} [\, 2\rho_s + 2q \,] \ , \end{aligned} \qquad (4.1)$$

elde edilir. Bunu (2.20) de yazarsak,

$$\begin{aligned} 2\,\Box\psi(\, h_{ab} - u_a u_b + x_a x_b \,) - 2\psi_{;ab} = & [\, £_\xi \rho_s + 2\psi \rho_s \,]\, u_a u_b \\ & - [\, £_\xi \rho_s + 2\psi \rho_s \,]\, x_a x_b \\ & + [\, £_\xi q + 2\psi q]\, h_{ab} \\ & + u_{(a} v_{b)} [\, 2\rho_s + 2q \,] \\ & - x_{(a} n_{b)} [\, 2\rho_s + 2q \,] \ , \end{aligned} \qquad (4.2)$$

bulunur.Denk. (4.2) yi $u^a u^b$, $x^a x^b$, h^{ab}, $u^a x^b$, $u^a h^{bc}$ ve $x^a h^{bc}$ tensörleriyle sırasıyla kontraksiyon yaparsak

$$£_\xi \rho_s + 2\psi \rho_s = -2(\, \Box\psi + \psi_{;ab} u^a u^b \,) \qquad (4.3)$$

$$£_\xi \rho_s + 2\psi \rho_s = 2(\, \Box\psi - \psi_{;ab} x^a x^b \,) \qquad (4.4)$$

$$£_\xi q + 2\psi q = 2\,\Box\psi - \psi_{;ab} h^{ab} \qquad (4.5)$$

$$2\,\psi_{;ab} u^a x^b = 0 \qquad (4.6)$$

$$(\rho_s + q)\, h^{bc} v_b = \psi_{;ab}\, u^a h^{bc} \qquad (4.7)$$

$$(\rho_s + q)\, h^{bc} n_b = \psi_{;ab}\, x^a h^{bc} \qquad (4.8)$$

elde edilir. Denk. (4.3) - (4.8) herhangi bir ξ^a CKV için geçerlidir.

Denk.(4.6) dan $\psi_{;ab} = 0$ bulunur. Yani string bulutunun aksine ξ^a daima special konformal killing vektör (SCKV) dür. Eğer ξ^a , SCKV veya HV veya KV ise,o zaman, curvature inheritance vektör (CIV) yoktur. Sadece curvature collineation vector (CCV) vardır[8]. Bundan dolayı, string akışkan CIV kabül etmemektedir.

5. Sonuçlar

String bulutu durumunda (2.31), (2.32), (2.39) ve (2.44) inheritance denklemlerini elde ettik. Denk. (2.39) ve (2.44) türevlerinin, denk. (2.36) ve (2.40) daki mantıklı kabülleri ($\rho_p \neq 0$, $\rho \neq 0$ ve $\lambda \neq 0$) gerektirdiğini gösterdik.

ξ^a nın x^a ya paralel olduğu durumda ρ ile λ arasında geometrik string bulutu için geçerli olan $\rho = \lambda$ durum denklemini bulduk. Buna ilaveten ξ^a nın x^a ve u^a ya dik olduğunda Takabayashi string ile uyuşan $\rho = (1 + w)\lambda$ durum denklemini elde ettik. Aynı zamanda, $\alpha = 0$ ve $\psi \neq 0$ için , denk. (3.12) ve (3.15) ten bilinen $\rho = \lambda$ durum denklemi elde edilmektedir.

String akışkan durumunda , ξ^a nın daima SCKV olduğunu bulduk. Bu yüzden, string akışkanın CIV kabul etmediğini bulduk. Yani string Akışkan CC kabül etmektedir. (ancak ve ancak $\psi_{;ab} = 0$ ise CC aynı zamanda CKV dir [7]). Eğer ξ^a , SCKV ise , Yavuz ve Yılmaz [6] tarafından elde edilen aşağıdaki inheritance denklemleri elde edilmektedir.

$$\pounds_\xi q + 2\psi q = \pounds_\xi \rho_s + 2\psi \rho_s = 0,$$
$$\pounds_\xi u_a = \psi\, u_a \text{ ve } \pounds_\xi x_a = \psi\, x_a$$

Teşekkür

Makalelerinin preprintlerini bize gönderdikleri için K.L. Duggal ve J. Carot'a teşekkürlerimizi sunarız.

KAYNAKLAR

A. A. Coley and B. O. J. Tupper, J. Math. Phys. 30, 2616 (1989).
C. B. Kılınç and İ. Yavuz, Astrophys. Space Sci., 238, 239 (1996).
C. B. Kılınç, Astrophys. Space Sci. 222, 171 (1994).
D. P. Mason and M. Tsamparlis, J. Math. Phys. 26, 2881 (1985).
İ. Yavuz and İ. Tarhan, Astrophys. Space Sci., 240, 45 (1996).
İ. Yavuz and İ. Yılmaz, (1996). Astrophys. Space Sci., 245, 131 (1996).
İ. Yavuz and İ. Yılmaz, Gen.Rel.Grav. 29, 1295 (1997).
J. Carot, A. A. Coley and A. Sintes, Gen.Rel.Grav. 28, 311 (1996).
K. L. Duggal, (1992). J. Math. Phys. 33, 2989 (1992).
K. L. Duggal, Acta Applicandae Mathematicae. 31, 225 (1993).
K. Yano, Integral Formulas in Riemannian Geometry, Marcel Dekker, New York, 1970.
L. Herrera and J. De Leon Ponce, J. Math. Phys. 26, 778, 2018, 2847 (1985).
P. S. Letelier, Phys. Rev. D28, 2414 (1983).

P.S. Letelier, Nuovo Cimento B63, 519 (1981).
P.S. Letelier, Phys. Rev. D22, 807 (1980).
R. Bali and A. Tyagi, Int. J. Theor. Phys., 27, 627 (1988).
R. Bali and D. R. Jain, Astrophys. Space Sci., 141, 207 (1988).
R. Bali and R. J. Deepak, Int. J. Theor. Phys. 28, 903 (1989).
R. Bali, Astrophys. Space Sci. 116, 81 (1985).
R. Maartens, D.P. Mason and M. Tsamparlis, J. Math. Phys. 27, 2987 (1986).
T. Singh and R. S. Srivastava, Astrophys. Space Sci. 159, 21 (1989).

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.521-528

Kozmik String Kaynaklı Bazı Kozmolojik Modeller ve Özellikleri

M. Özdemir[1]
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Eğitim Fakültesi Bilgisayar ve Öğretim Teknolojileri Eğitimi Bölümü, Anafartalar Kampüsü, 17100, ÇANAKKALE
İ. Aykut[1] , N. Kuşku[1]
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Anafartalar Kampüsü, 17100, ÇANAKKALE
İ. Tarhan
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, Terzioğlu Kampüsü, 17100, ÇANAKKALE

Özet

Bu gün kozmolojik modeller, gözlenen evreni büyük ölçekte homojen ve izotropik kabul ederek kurulmaktadır. Bununla beraber bir çok çalışmada madde ideal akışkan olarak varsayılmaktadır. Fakat bazı problemler bu kabuller ile tam olarak açıklanamamaktadır. Örneğin, bu modeller mevcut kozmik fon ışınımında gözlenen anizotropiyi açıklamakta yersiz kalmaktadır. Bu çalışmada, homojen fakat anizotropik bir metrik için Einstein alan denklemleri, bu denklemlere çözümler ve çözümlerin fiziksel özellikleri ile birlikte asimptotik davranışları incelenmektedir. Çözümlerde, 1-boyutlu nesneler olan string (Sicim) bulutu için enerji momentum tensörü kullanılmaktadır.

Anahtar Kelimeler: Kozmik String, Bianchi Tipi Kozmolojiler, Uzay-Zamanlar, Anizotropi.

Some Cosmological Models With Cosmic String and It's Features

Summary

Today, cosmological models are constructed by accepting observed universe as homogeneous and isotropic at large scale. In most study, however, matter is supposed as a perfect fluid. But some problems can not be completely explained with this assumptions. For example, this models are not sufficient to explain the observed anisotropy at the present cosmic microwave background radiation. In this study, Einstein's field equations of homogeneous but anisotropic metric, solution of the equations and asymptotic behaviours together with physical features of the solutions are investigated. In the solutions, the energy momentum tensor for a cloud of strings which are one dimensional objects are used.

---

[1] *Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fizik Bölümü Yüksek Lisans Öğrencisi*

Key Words: Cosmic String, Bianchi Type Cosmologies, Space-Times, Anisotropy.

1. Giriş

Kozmolojinin temel amaçlarından biri, gözlenen bugünkü evrenin durumunu tanımlayacak bir matematiksel model kurmaktır. Evrenin matematiksel bir modeli için hareket noktası Einstein'ın Genel Relativite Teorisi'nin alan denklemleridir. Einstein alan denklemlerine, formüle edildikleri 1915 yılından beri çözümler aranmaktadır. O zamandan beri birçok çözümler bulunmuştur. Einstein alan denklemlerine yeni çözümler bulmak ve onları yorumlamak temel bilimcilerin önemle üzerinde durdukları bir kaç konudan biridir. Bu çözümler aranırken bir takım fiziksel ve formal varsayımlar yapılır. Bu varsayımlardan en çok kullanılanlardan biri 3-boyutlu uzaysal yörüngeler üzerinde geçişli olarak etki eden izometriler grubu altında invaryant uzay-zamanları, yani uzay-zaman simetrilerini dikkate almaktır (Kramer ve ark., 1980). Bu simetrilerden biri de uzayın homojenliğidir. Bianchi tipi çözümler de homojen varsayımlı çözümlerdir. Bu nedenle, bugünkü evreni inceleme ve yorumlamada Bianchi tipi kozmolojiler önemlidirler. Ayrıca, Bianchi tipi modeller diğer bazı homojen modelleri de içerdiklerinden önemlidirler. Uzaysal homojen uzayların uzay-zaman simetrileri ilk kez Bianchi (1897) tarafından incelenmiş ve uzay-zaman simetrilerinin maksimum 9 farklı tipe izin verdiği görülmüştür (Ryan ve Shepley, 1975).

Çoğunlukla incelenen kozmolojik modeller ideal akışkanlı modellerdir. Bu modeller ile bugün kozmik mikrodalga fon ışınımında gözlenen anizotropi açıklanamamaktadır. Bu nedenle evrenin ilk anlarını açıklamak için stringler (sicimler) önerilmiştir. Stringler, relativistik açıdan Letelier (1979) ve Stachel (1980) tarafından ele alınmıştır. Gerilim (stress) enerjisine sahip ve gravitasyonel alanlar ile bağlantı kuran nesneler olarak gözönüne alınan kozmik stringlerin gravitasyonel etkileri Vilenkin (1981), Hogan (1984), Hogan ve Rees (1984), Turok ve Schramm (1984) ve Garfinkle (1985) tarafından ayrıntısı ile incelenmiştir. Daha sonra, Letelier (1983) stringlere ait enerji momentum tensörünü kullanarak Bianchi I ve Kantowski-Sachs uzay-zamanlar için stringlerin relativistik modellerini elde etmiştir. Kaiser ve Stebbins (1984) mikrodalga fon ışınımında gözlenen anizotropinin kozmik stringlerden kaynaklanabileceğine dikkat çektiler. Diğer Bianchi tipleri için relativistik string modelleri Krori ve ark. (1990), Benerjee ve ark. (1990) ve Tikekar ve Patel (1992) tarafından elde edilmiştir. Nevin (1991) statik küresel simetrik ve silindirik simetrik uzay-zamanlar için eğrilik kaynağı olarak stringleri alarak çözümler elde etmiş. Krori ve ark. (1994) bazı Bianchi tipi kozmolojik modellere ait Einstein alan denklemlerini ve çözümlerini kozmik stringler için incelemiştir. Krori bu çalışmasında Bianchi tipi V kozmolojilerde kozmik stringlerin oluşmadığına dikkat çekmiştir. Tikekar ve ark. (1994) silindirik simetrik ve inhomojen uzay-zamanlar için string kozmolojinin bazı özel çözümlerini vermiştir.

Bu çalışmada, string kaynaklı uzaysal homojen fakat anizotrop Bianchi tipi I metriğin (Marder metriği) çeşitli çözümleri elde edilmiştir. Elde edilen çözümlerin asimptotik davranışları ve fiziksel özellikleri tartışılmıştır.

2. Materyal ve Metod

Gravitasyonel etkileşimlerin ve evrenin global yapısının izahında en tutarlı teori konumunu koruyan Genel Relativite Teorisi'nin Einstein alan denklemleri,

$$G_{ik} \equiv R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} + \Lambda g_{ik} = \chi T_{ik} \quad , \quad \chi = \frac{8\pi G}{c^4}$$

şeklindedir. Burada g_{ik} metrik tensör, R_{ik} Ricci tensörü, R eğrilik skaleri, G gravitasyon sabiti, Λ kozmolojik sabit ve T_{ik} enerji-momentum tensörüdür. Alan denklemlerinin sol tarafı uzay-zamanın geometrisini ve sağ tarafı uzaya eğrilik kazandıran maddenin enerji-momentum dağılımını göstermektedir. Alan denklemleri, simetri ($G_{ik} = G_{ki}$) nedeniyle 10 tane ikinci mertebeden lineer olmayan kısmi diferansiyel denklem sistemi oluşturular. Bu diferansiyel denklem sisteminin çözümü oldukça zordur. Bu çözümlerin bulunmasında uzay-zaman simetrilerinin büyük önemi vardır. Simetri özellikleri matematiksel olarak,

$$g_{ik,j}\,\xi^j + g_{ij}\,\xi^j{}_{,k} + g_{jk}\,\xi^j{}_{,i} = 0$$

Killing denklemleri'nin ξ^i çözümleri ile belirlenmektedir. Bu denklemler, ξ^i yer değiştirmeleri altında uzay-zamanın invaryant kalması için gerekli ve yeterli şartları oluştururlar. Bu ξ^i çözümlerine Killing vektör alanları denir. Bu denklemlere her zaman çözüm bulmak mümkün değildir. Denklemlerin bir çözümü varsa uzay-zaman bir hareket simetrisine ya da izometriye sahiptir denir.

3. Bulgular ve Tartışma

3.1 String Kaynaklı Bianchi Tipi I Metriğin Alan Denklemleri ve Bazı Temel Bağıntılar

Bu tezde, uzaysal homojen ve anizotrop Bianchi tipi I metrik olarak,

$$ds^2 = A^2 (dx^2 - dt^2) + B^2 dy^2 + C^2 dz^2 \qquad (1)$$

ile verilen bir uzay-zaman ele alınmıştır (Marder, 1958). Burada A, B ve C sadece t'nin fonksiyonudur ve alan denklemlerinden belirlenecektir. Modelimizdeki madde, enerji-momentum tensörü aşağıdaki gibi verilen stringlerdir (Letelier, 1979):

$$T_{ik} = \rho u_i u_k - \lambda x_i x_k \qquad (2)$$

Burada, ρ string bulutunun toplam enerji yoğunluğu ve λ string bulutunun gerilim yoğunluğudur. u^i ve x^i sırası ile string bulutunun 4-lü hız vektörü ve string bulutunun yönünü gösteren vektördür. Stringlerin x^i yönü x-ekseni yönünde seçilmiştir. Böylece, komoving hız ve x-ekseni yönündeki string bulutu için

$$u^i = (0, 0, 0, 1/A) \quad , \quad x^i = (1/A, 0, 0, 0) \quad , \quad u^i u_i = -x^i x_i = -1 \quad , \quad x_i u^i = 0 \qquad (3)$$

dır. ρ_p, bulutun parçacık yoğunluğu olmak üzere

$$\rho = \rho_p + \lambda \tag{4}$$

dır. (1) metriği ve (2) denklemi ile verilen enerji-momentum tensörü için Einstein alan denklemlerinden aşağıdaki denklem sistemi elde edilir ($\chi = 1$, $\Lambda = 0$):

$$G^1{}_1 \equiv \frac{1}{A^2}\left[\frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\ddot{C}}{C} - \frac{\dot{A}}{A}\left(\frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C}\right) + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC}\right] = \lambda \tag{5}$$

$$G^2{}_2 = \frac{1}{A^2}\left[\left(\frac{\dot{A}}{A}\right)^{\cdot} + \frac{\ddot{C}}{C}\right] = 0 \tag{6}$$

$$G^3{}_3 \equiv \frac{1}{A^2}\left[\left(\frac{\dot{A}}{A}\right)^{\cdot} + \frac{\ddot{B}}{B}\right] = 0 \tag{7}$$

$$G^4{}_4 \equiv \frac{1}{A^2}\left[\frac{\dot{A}}{A}\left(\frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C}\right) + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC}\right] = \rho \tag{8}$$

Burada " ˙ " işareti zamana göre türevi göstermektedir. Einstein alan denklemlerinden görüleceği gibi λ ve ρ sadece t'nin fonksiyonudur.

Enerji şartları (Hawking ve Ellis, 1973), λ nın işaretini sınırlamamakla birlikte bizi $\rho \geq 0$ ve $\rho_p \geq 0$ sonucuna götürmektedir. Bu da, u^i 4-lü hızına sahip bir gözlemcinin ancak pozitif enerji yoğunluklu maddeleri gözleyebileceğini ifade eder.

3.2 Alan Denklemlerinin Çözümü

(5)-(8) alan denklemleri, beş bilinmeyenli (A, B, C, ρ ve λ) dört denklemden ibarettir. Bu nedenle, elde edilen alan denklemlerini çözebilmek için ilave bir kabul gereklidir. Biz bu çalışmamızda, alan denklemlerine b, α, β ve n keyfi sabitler olmak üzere,

$$B = b(\alpha t + \beta)^n \tag{9}$$

olacak şekilde bir çözüm arıyoruz. (6), (7) ve (9) denklemlerinden

$$\left(\frac{\dot{A}}{A}\right)^{\cdot} = -\frac{\alpha^2 n(n-1)}{(\alpha t + \beta)^2} \tag{10}$$

ve bu denklemin integralinin alınmasıyla da

$$A = a\, e^{k\,t}\, (\alpha t + \beta)^{n\,(n-1)} \tag{11}$$

elde edilir. Burada a ve k integrasyon sabitleridir. (6), (7) ve (9) denklemlerinden,

$$(\alpha t + \beta)^2 \ddot{C} - \alpha^2 n(n-1)\, C = 0 \tag{12}$$

denklemi elde edilir. Bu ise bir Legendre diferansiyel denklemidir. Bu diferansiyel denklemin çözümü ise n 'e bağlı olarak,

$$C = \begin{cases} c_1 (\alpha t + \beta)^n + c_2 (\alpha t + \beta)^{1-n} \;, & n \neq \dfrac{1}{2} \qquad (13a) \\ (\alpha t + \beta)^{1/2} \left[c_1 + c_2 \log(\alpha t + \beta) \right], & n = \dfrac{1}{2} \qquad (13b) \end{cases}$$

şeklinde elde edilir. Burada c_1 ve c_2 integrasyon sabitleridir.

Homojen ve izotrop uzay-zamanı temsil eden Friedmann-Robertson-Walker (FRW) kozmolojik modeli evrenin bugünkü mevcut durumunu tanımlamada oldukça başarılı olmuştur. Bununla birlikte, uzay-zamanın izotrop karakteri büyük ölçeklerde tam olarak teyid edilememiştir. Bu nedenle, homojen fakat anizotrop olan Bianchi tipi kozmolojiler evrenin izotropluğunun incelenmesinde önemli rol oynamaktadırlar. Özellikle, evrenin ilk anlarındaki olayları (örneğin; big-bang'tan sonra evrenin bir çok evre geçişine maruz kalması gibi) açıklamada Bianchi tiplerinin incelenmesi büyük önem taşımaktadır.

Erken evrende sıcaklığın, kritik sıcaklığın altına düşmesi sonucu oluşan evre geçişleri sırasında ortaya çıktığına inanılan ve bir boyutlu nesneler olan stringler bugün COBE (Cosmic Background Explorer) uydusu tarafından kozmik mikrodalga fon ışınımının sıcaklığının ölçümü sırasında belirlenmiş olan kozmik mikrodalga anizotropisinin açıklanmasında önemli bir aday durumundadır. Skalsky ve Sukenik (1994), kozmik mikrodalga anizotropisinin evrendeki süper kümelerden kaynaklanmış olabileceğini önerdiler. Öte yandan kozmik stringlerin, evrenin ilk safhalarında galaksi oluşumuna yol açan yoğunluk değişimlerine (density fluctuations) sebep olduklarına inanılmaktadır (Kibble, 1976). Bu nedenle, son yıllarda kozmik mikrodalga fon ışınımında gözlenen anizotropiyi açıklamada stringler önemli rol oynamaktadırlar. Biz de bu çalışmamızda, bu durumu destekleyici sonuçlar elde ettik.

$1/2 \leq n < 1$ için genişleme başlangıcında bulut içerisinde stringler baskın iken genişlemenin sonlarına doğru parçacıkların baskın olduğu kütleli stringler oluşmaktadır ve $\rho_p < 0$ dır. Bu durumda string bulutu, fiziksel olarak geometrik string gibi davranır. $n < 1/2$ ve $n \geq 0$ için $\rho \geq 0$ ve $\rho_p \geq 0$ iken $\lambda \leq 0$ olmaktadır ve genişleme boyunca kütleli stringler oluşmaktadır. $1 < n < 2$ aralığında $\lambda \geq 0$, $\rho \geq 0$ ve $\rho_p \geq 0$ dır. $c_2 = 0$ için modelimiz bir big-bang tekilliğinden genişlemeye başlamaktadır.

Genişleme başlangıcında $n \to 1$ iken $\rho_p << \lambda$ ve $\sigma/\theta \to \sqrt{3}/6$ olmaktadır. Karacisim ışınımının izotropisi ile ilgili niceliklerden σ/θ için üst limit 10^{-3} olarak belirlenmiştir (Collins ve ark., 1980). Modelimizin verdiği σ/θ değeri bu üst limitten yaklaşık olarak 300 kat daha büyüktür. Bu ise genişlemenin anizotrop olduğunu gösterir. $n < 4/3$ aralığında stringler baskındır ($\rho_p < \lambda$) ve genişleme anizotroptur. $n = 4/3$ olması halinde ise genişleme başlangıcında parçacık enerji yoğunluğu string enerji yoğunluğuna eşit ($\rho_p = \lambda$) olmaktadır ve enerji yoğunlukları yaklaşık olarak t^3 ile azalmaktadır. $n > 4/3$ olduğunda ise parçacıklar baskın olmaktadır ($\rho_p > \lambda$) ve bu durum literatürde kütleli (massive) stringler olarak bilinir (Banerjee ve ark., 1990). $n \to 2$ iken $k = 0$ için bulut hemen hemen parçacıklardan oluşmaktadır ($\rho_p >> |\lambda|$). Bu durumda genişleme izotropiye yaklaşmaktadır ($\sigma/\theta \to 0$) ve metrik potansiyelleri t^2 ile orantılı olarak azalmaktadır. $n \geq 2$ için $\lambda \leq 0$, $\rho \geq 0$ ve $\rho_p \geq 0$ dır ve genişleme boyunca kütleli stringler oluşmaktadır. $n >> 2$ olduğunda string enerji yoğunluğu ve anizotropi artmaktadır.

Genişlemenin sonlarına doğru massive stringlerin oluşması, yani $\rho_p > |\lambda|$ olması stringlerin parçacık oluşumundan önce ortaya çıktığını gösterir. Bu sonuç, literatürlerde verilen diğer sonuçlar ile uyuşmaktadır. Modelimizin bir ilginç yanı ise $\rho_p < 0$ olan modellerin, maddenin gözlenemediği ancak fiziksel olarak realistik olan modelleri de temsil etmesidir. Böylesi modeller, evrende görünmeyen maddenin anizotropiye etkisini incelemede önemlidirler. Bir diğer ilginçlik, bu modellerde string bulutunun fiziksel olarak geometrik stringler gibi davranmasıdır.

$\rho + \lambda = 0$ durum denklemini sağlayan modellerde ayrı bir ilginçliğe sahiptirler. Bu modellerde $\rho \geq 0$ dır. Bu durum denklemi, ideal (perfect) akışkan için bir çok araştırmacı tarafından tartışılmıştır (Hogan, 1984; Kaiser ve Stebbins, 1984 ve Mohanty ve Pattanaik, 1989). Onlar tartışmalarında bu durumu "dejenere vakum" ya da "false vacuum" olarak adlandırmışlardır. $\rho + \lambda = 0$ durum denklemini sağlayan modellerimizde $k = 0$ olması halinde vakum çözüm elde edilmektedir. Bu modeller özellikle, evrenin ilk anlarını incelemede büyük bir öneme sahiptirler. Muhtemelen bu modeller, çok erken evrendeki evre geçişlerine neden olan kritik sıcaklığa yakın evreleri incelemede önemli olabilirler. Böylesi modellerin incelenmesinde Λ kozmolojik sabitinin de dikkate alınması önemlidir.

$n = 0$ ($c_2 = 0$) olması halinde ise modelimiz bir vakum çözüm vermektedir. Bu durumda genişleme başlangıcında metrik potansiyelleri sabit olmaktadır. Genişleme boyunca B ve C metrik potansiyelleri sabit kalırken A metrik potansiyeli zamanla artmaktadır. $k = 0$ olması halinde genişleme boyunca her üç metrik potansiyeli de sabit kalmaktadır ve genişleme izotroptur.

4. Özet

Bu çalışmada, öncelikle uzaysal-homojen fakat anizotrop bir uzay-zamanı temsil eden Bianchi tipi I metrik (Marder metriği) için eğrilik kaynağı olarak bir boyutlu nesneler olan stringleri gözönüne alarak Einstein alan denklemleri hesaplanmış ve bu denklemlerin bazı exact çözümleri elde edilmiştir.

Daha sonra, bu çözümlerin asimptotik davranışları ve fiziksel özellikleri incelenmiştir. Bulunan sonuçlar literatürlerde verilen diğer sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Elde ettiğimiz modellerdeki anizotropi asimptotik limitlerde tahmin edilip bulunan sonuçlar irdelenmiştir.

Sonuç olarak, Bianchi tipi kozmolojiik modellerin evrenin ilk anlarındaki olayları ve evrenin anizotropluğunu açıklamada oldukça başarılı olduğu göstrilmiştir. Bu tip modellerde stringlerin kullanılması ile bugün kozmik mikrodalga fon ışınımında belirlenmiş olan anizotropinin açıklanabileceği ortaya konmuştur. Bugün evrende var olduğuna inanılan ançak gözlenemeyen karanlık maddenin kozmik string bulutunda oluşabileceği de gösterilmiştir. Evrenin ilk anlarında, kritik sıcaklığa yakın evrelerde "false vakum" yada "dejenere vakum" olarak adlandırılan ilginç bir durumun da ortaya çıkabileceği gösterilmiş ve bu gibi durumlarda kozmolojik sabitin önemli olabileceği belirtilmiştir.

KAYNAKLAR

Banerjee, A., Sanyal, A.K., ve Chakraborty, S.:(1990), Pramana, 34, 1.
Bianchi, I.:(1897), Mem. Soc. Ital. Sci., Ser. IIIa, 11.
Collins, C.B., Glass, E.N., ve Wilkinson, D.A.:(1980), Gen. Rel. Grav., 12, 805.
Garfinkle, D.:(1985), Phys. Rev., D32, 1323.
Hawking, S.W., ve Ellis, G.F.R.:(1973), The Large Scale Structure of Space-Time, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
Hogan, C.J.:(1984), Nature, 310, 365.
Hogan, C.J., ve Rees, M.J.:(1984), Nature, 311, 109.
Kaiser, N., ve Stebbins, A.:(1984), Nature, 310, 391.
Kibble, T.W.S.:(1976), J. Phys., A9, 1387.
Kramer, D., Stephani, H., Herlt, E., MacCallum, M., ve Schmutzer, E.:(1980), Exact Solutions of Einstein's Field Equations, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
Kriori, K.D., Chaudhury, T., Mahanta, C.R., ve Mazumdar, A.:(1990), Gen. Rel. Grav., 22, 123.
Kriori, K.D., Chaudhury, T., Mahanta, C.R.:(1994), Gen. Rel. Grav., 26, 265.
Letelier, P.S.:(1979), Phys. Rev., D20, 1294.
Letelier, P.S.:(1983), Phys. Rev., D28, 2414.
Marder, L.:(1958), Proc. Roy. Soc. Lond., A246, 133.
Mohanty, G., ve Pattanaik, R.R.:(1989), Astrophys. Space Sci., 161, 253.
Nevin, J.M.:(1991), Gen. Rel. Grav., 23, 253.
Ryan, M.P., ve Sheply, L.C.:(1975), Homogeneous Relativistic Cosmologies, Princeton Univ. Press, New Jersey.
Skalsky, V., ve Sukenik, M.:(1994), Astrophys. Space Sci., 215, 137.
Stachel, J.:(1980), Phys. Rev., D21, 2171.

Tikekar, R., ve Patel, L.K.:(1992), Gen. Rel. Grav., 24, 397.
Tikekar, R., ve Patel, L.K., ve Dadhich, N.:(1994), Gen. Rel. Grav., 26, 647.
Turok, N., ve Schramm, D.N.:(1984), Nature, 312, 598.
Vilenkin, A.:(1981), Phys. Rev., D24, 2082.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.529-534

Gezegenlerarası Manyetik Alan ve Yereyakın Uzay: Bir Bölüm Ulusal Çalışmalar

Y.Tulunay
İTÜ Uçak ve Uzay Bilimleri Fakültesi
Ayazağa Yerleşkesi 80626 Maslak İstanbul
ytulunay@itu.edu.tr

Özet

Uzay Bilimi, Yere Yakın Uzay, Astrofizik, Yer Gözlemleri ve Mikrogravite başlıklarıyla, 1990 yılında Avrupa Bilim Vakfı Uzay Bilimleri Komitesince önerildiği biçimde dört ana dalda incelenmektedir. Yere Yakın Uzay, Yer ile Güneş arasındaki ortamın anlaşılması, kullanılmasına ilişkin tüm bilimsel ve uygulama alanlarını kapsar.

Geçen çağın başından beri, Güneş enerjisinin tanecik (Güneş Rüzgarı) ve elektromanyetik (EM) olarak iki ana bileşen içerdiği bilinmektedir. Bunlardan, EM kökenli olanı ışık hızıyla ilerleyip atmosferi iyonlaştırarak iyonosferi; tanecik enerji olanı ise, ses üstü hızlarla Yere ulaşıp, Yer manyetik alanıyla etkileşerek manyetosferi oluşturmaktadır. Güneş'e bağlı devinimler, helyosfersel, manyetosfersel ve iyonosfersel süreçler sonucunda doğal dev bir dizge oluşmakta ve bu dizge 10^{-6} s (elektron öz frekansı) ile $3x10^{8}$s (bir güneş dönemi) arasındaki değişmeleri izleyebilmektedir. Böylesine geniş bir değişme aralığıyla başa çıkabilecek kesin bir model yapılabilir mi sorusu tüm bilimsel çalışmaların yanıt bulmağa uğraştığı en temel konulardan birisidir.

Teknolojinin çok hızlı ilerlemesi ve karmaşıklaşmasıyla birlikte, Yere Yakın Uzay ortamı ve bu ortamın nitelik, nicelik yönünden öğrenilmesi, anlaşılması, tanımlanması ve bu ortama ilişkin fiziksel büyüklüklerin öngörülmesi, kestirilmesi gerekmektedir. Bu nedenle, günümüzde Uzay Havası (space weather) adlı yapılanma çok günceldir ve çok hızlı bir gelişme sürecindedir. Uzay Havasını oluşturan devingen süreçler, doğrusal değildir, zamanla değişir, bir çok karşılıklı etkileşemi içerir, karmaşık süreçlerdir.

Yere Yakın Uzay ortamını, Uzay Havasının etkilerini anlamak için fiziksel temelli matematiksel benzek yerine, örneğin, sinirsel ağlar (NN) gibi veri kullanan benzekler umut verici olmaktadır.

İlginç bir örnek olarak gezegenlerarası manyetik alanın kutuplarının değişmesine bağlı iyonosfersel değişkenliğin tanımlanması yapılacak ve iyonosfersel kritik frekans, foF2'nin, Uzay Havası yönünden fırtınalı koşullarda, NN'e dayalı benzeklerle öngörülmesine ilişkin çalışmamız burada sunulacaktır.

1. Giriş

Gezegenlerarası manyetik alan (IMF) Güneşte oluşur ve Güneşe doğru, ya da Güneşten uzaklaşan yönde, "sector" adı verilen kesimlere ayrılır. Bu IMF kesimleri, Güneşin 27 günlük öz peryodu süresince sürekli Yer gezegenini süpürür. Güneye yönelmiş IMF kesimi, Güneş rüzgarından Yerin manyetosferine enerji aktarımında önemli bir görev yapar. Sonuçta, Güneşin ve manyetosferin parçacıkları Yerin yüksek enlem bölgelerine yağar. Araştırmalar, IMF kesimlerinin geçişlerinde, Yer iyonosferinde önemli değişmeler olduğunu göstermiştir.

Daha önce, IMF B_z bileşeninin kuzeyden güneye yön değiştirmelerini fırtına ölçütü olarak aldığımızda, ortalama değerlerine göre iyonosfer plazması parametrelerinde önemli değişmeler olduğunu saptamıştık. Bu değişmeler yüksek frekans iletişimi üzerinde yıkıcı etkiler yapabileceği için nitelik ve nicelik yönünden incelenmelidirler.

2. Uzay Havasının Yüksek Frekans Yayılım Ortamına Etkisinin Benzeklenmesi

İyonosferin F bölgesindeki elektron yoğunluğunun değişimi ve buna bağlı olarak iyonosfersel kritik frekans foF2'nın değişimi, Yüksek Frekans radyo dalgalarının yayılımını etkilemektedir. Bu etki HF kullanan iletişimi, radar ve yönlendirme dizgelerinin verimini büyük ölçüde sınırlamaktadır. [1,2,3,4]

Uzay havasının bozucu etkisinin bir çok göstergesi bulunmaktadır. Burada, örnek olarak gezegenler arası manyetik alanın (IMF), B_z bileşenin kuzeyden güneye kutup ya da yön değiştirmeleri anahtar olay olarak alınmıştır. Saatlik IMF Bz kutup değişmeleri bir olay olarak nitelenmiştir. Fırtına işareti bu olayların çözümlemede tanımları için saptanan ölçütler şöyledir.

- IMF B_z bir saat içinde kuzeyden güneye yön değiştirmelidir.
- IMF B_z bu yön değiştirmenin öncesi ve sonrasında bulunduğu yönü en az üç saat süre ile korumalıdır.
- Δ B_z 11.5 nT olmalıdır.

Bu çalışmada ΔB_z 11.5 nT olduğunda, foF2'in süzgeçlenmiş δfoF2 değerleri kullanılmıştır. δfoF2, foF2 değerlerinden fırtınasız saatlara ilişkin, fırtına bilgisi içermeyen ortalamaların, kendi yöntemimize göre süzülmesiyle elde edilmektedir. [2,3]

2. 1. Verinin Düzenlenmesi

Kullanılan veri yazarların da katıldığı COST 251 Eyleminin veri bankasından İngiltere'nin Slough istasyonu (51.5^{o}K;0.6^{o} B) için alınmıştır. Bu verinin eğitim, sınama ve doğrulama evreleri için düzenlenişi Çizelge 1'de gösterilmiştir.

Çizelge 1. *Eğitim, sınama ve doğrulama evreleri için verinin düzenlenmesi*

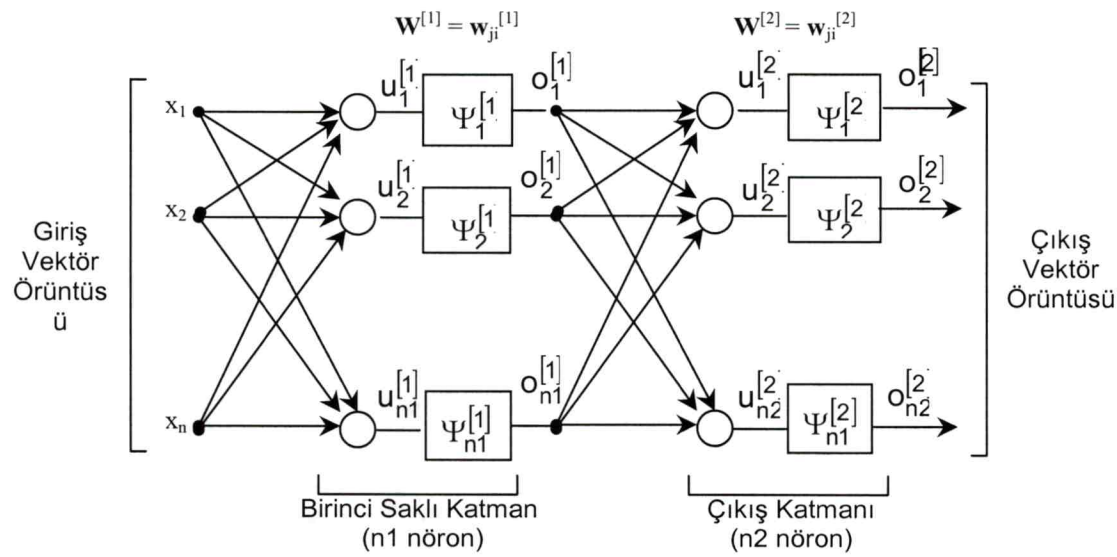
Evre Ay	Eğitim	Sınama	Doğrulama
Nisan	1979	1983	1982

2.2 Sinirsel Ağların Yapısı

Yapay sinir ağı, örüntüleri biyolojik sinirsel ağlardaki gibi düzenlenmiş ve insan beyni göz önüne alınarak modellenmiş, koşut (parallel) biçimde işlem yapan birbirine bağlı hesaplama birimleri dizgesidir. Çıkışı elde etmek için sinirsel ağın düğüm (node) ya da nöron (neuron) adı verilen hesaplama biriminde, girişler ağırlıklanıp (weighted), toplanır ve doğrusal olmayan bir işlevden geçirilir [8,9,10].

Sinirsel ağın çalışması eğitim (training) ve işlev yapma (functioning) kiplerinden oluşur. Eğitim aşamasında, bağlantı ağırlıkları olarak, başlangıçta rastgele değerler konur. Girişler uygulanır ve sinirsel ağ bir çıkış üretir. Eğitim sırasında ağırlıklar, çeşitli algoritmalar kullanılarak yanılgıyı enküçükleyecek (minimize) biçimde değiştirilir. Yanılgı sinirsel ağın çıkışı ile doğru, istenen çıkış arasındaki ayrılıktır. En bilinen algoritma "geri yayılım" (backpropagation) algoritmasıdır. [5,6]. Bu çalışmada, hızlı olması nedeniyle Levenberg-Marquardt [11] algoritması kullanılmıştır.

Çoğul katmanlı (multilayer) perseptron (perceptron), nöronların katmanlar (layer) biçiminde düzenlendiği, ileribeslemeli (feedforward) sinirsel ağların çok büyük bir bölümüdür. Şekil 1 denklemlerde kullanılacak bütün düğümlerin adlandırıldığı bir çok katmanlı perseptron gösterilmiştir.



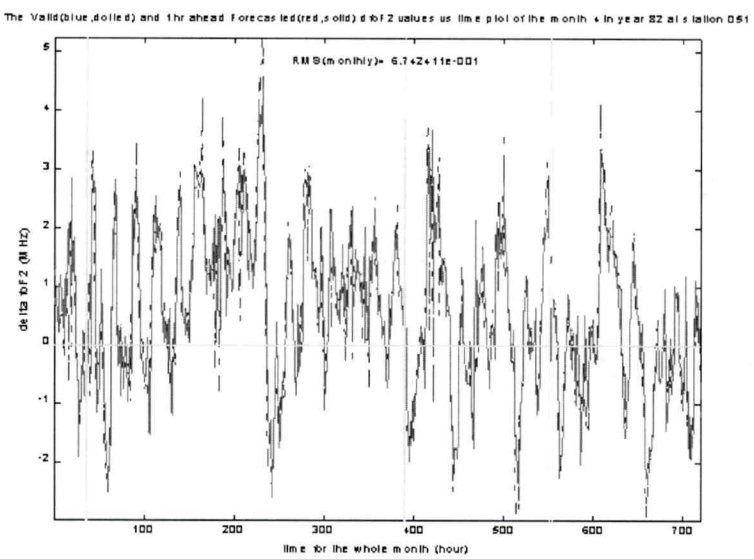
Şekil 1. *Çok katmanlı perseptron.*

2.3 . Benzek Sonuçları

Sinirsel ağa dayalı benzek ile elde edilen sonuçlar Şekil 2 ve 3 de verilmiştir. Bu şekillerde gözlenen ve öngörülen δfoF2 değerleri Nisan 1982 ayı içinde saatlik olarak çizilmiştir. Gezegenlerarası Manyetik alanın kuzeyden güneye yön değiştirdiği gün, olay günü, zaman ekseninde gösterilmiştir. Öngörünün aylık karekök ortalamalı (rms) yanılgısı 0,67 ve buna karşılık gelen aylık mutlak yanılgı 0,47 mHz dir.

2.4 Sonuçlar

Uzay Havasındaki bozuklukların Yüksek Frekans yayılım ortamının değişkenliği üzerindeki etkilerinin benzeklenmesi için sinirsel ağa dayalı benzekleme yönteminin burada sunulan ön sonuçları bu tür modellemenin umut verici bir yöntem olduğunu göstermiştir.

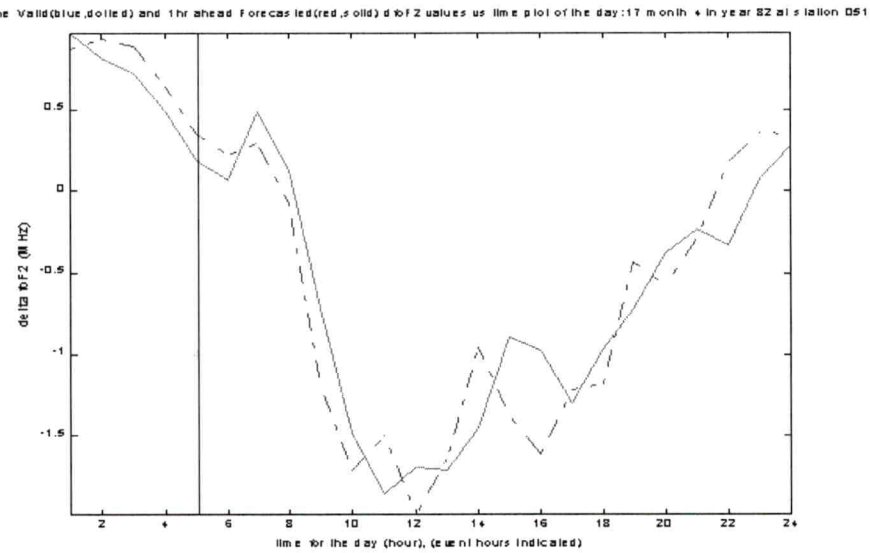


Şekil 2. *Slough istasyonu için, Nisan 1982 δfoF2 degerlerinin aylık değişimi.* *[**Gözlemlenen**: noktalı (mavi) çizgi. **Öngörülen :** dolu (kırmızı) çizgi.**Olaylar**: dik, dolu (sarı) çizgi].*

Bu yaklaşımımızda, Uzay Havasındaki bozukluklar IMF dönüşümleri olarak belirlenmiş ve bu bozuklukların, HF yayılım ortamının değişkenliğine olan etkileri iyonosfere ilişkin foF2 değerlerinin bir saat önceden öngörülmesi yoluyla belirlenmiştir.

Bu yöntem, gezegenler arası manyetik alana bağlı öngörüler yapılabildiğinde, fırtınalı durumlarda foF2 öngörüsü yaparak Yüksek Frekans dizge kullanıcılarına yardımcı olabilecektir.

Geliştirilen yöntemin önemli bir başka kullanım alanı da veri boşluklarının doldurulmasıdır. Bilindiği gibi fırtınalı durumlarda, ölçüm güçlükleri nedeniyle verinin alınamadığı zaman aralıkları olmaktadır. Böylece istenmeyen veri boşlukları



Şekil 3. *Slough istasyonu için, 17 Nisan 1982 : δfoF2 değerlerinin değişimi.* ***[Gözlemlenen:*** *noktalı (mavi) çizgi.* ***Öngörülen:*** *dolu (kırmızı) çizgi.* ***Olaylar :*** *dik dolu (sarı) çizgi].*

doğmaktadır. Fırtınanın olduğu bilgisi kullanılan bu benzek, fırtınalı durumlarda sıkça oluşan veri boşluklarının doldurulmasında da kullanılabilecektir [7].

KAYNAKLAR

E.G. Gorney, "Solar cycle effects on the near-Earth space environment," Rev. Geophys., Vol.28, pp.315, 1990.

Y. Tulunay and A. Kaya, "The possible effect of the IMF By and Bz components on the high latitude COST 251," Advances in Space Research, vol.20, No.9, pp.1723-1726 and COST 251TD (96) 014, 1997.

Y. Tulunay, "Variability of mid-latitude Ionospheric foF2 compared to IMF-polarity inversions," Adv. Space. Res. Vol.15, no.2, pp.(2) 35-2(44), 1995.

E. Tulunay, I. Topalli, A. Kumluca and Y.Tulunay, "A neural network based model with intrinsic inputs to forecast ionospheric critical frequency foF2 one hour in advance," Proceedings of the 3rd COST 251 workshop, El-Arenosillo, Spain, 5-10 October 1998.

A.U. Levin, K.S. Narendra, "Control of Nonlinear Dynamical Systems Using Neural Networks- Part II: Observability, Indentification, and Control", IEEE Transactions on Neural Network, Vol 7, No.1, pp.30-42, January 1996.

A.Cichocki, R. Unbehaunen, "Neural Network for Optimization and Signal Processing", John Wiley&Sons Ltd., New York, 1993.

Y.Tulunay, E.Tulunay, T.Senalp, C.Ozkaptan "Neural Network Modelling of the Effect of IMF Turnings on the Variability of HF Propagation Medium", Millennium Conference on Antennas and Propagation, Davos, Switzerland, 9-14 April 2000.

E. Tulunay, "Introduction to networks and their applications to process control" Neural Networks: Advances an Applications (Ed. E. Gelenbe), Elsevier, Amsterdam, 241-273, 1991.

M. Sungur, " Hesaplama yönüyle yapay sinir ağları: Öğrenme ve eniyileme, Mühendis Gözüyle Yapay Sinir Ağları, içinde derleyen Mert Sungur, 1-10, Orta Doğu Teknik Üniversitesi, TÜBİTAK Elektrik Mühendisleri Odası, IEEE Türkiye Şubesi Bilgisayar Kolu. Ankara, Şubat, 1995.

E. Tulunay, "Sinirsel ağlar ve süreçler denetim, Mühendis Gözüyle Yapay Sinir Ağları" içinde derleyen Mert Sungur, 11,21 Orta Doğu Teknik Üniversitesi, TÜBİTAK, Elektrik Mühendisleri Odası, IEEE Türkiye Şubesi Bilgisayar Kolu, Ankara, Şubat, 1995.

Marquardt, W. Donald "An algorithm for least squares estimation of nonlinear parameters" Society of Industrial and Applied Mathematics (SIAM), 11 (2), June, 1963.

XII. Ulusal Astronomi Toplantısı
Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, İzmir
Eylül 2000 s.535-540

TUG CCD'li Danjon Astrolabı ile Yapılan Güneş Gözlemleri

O. Gölbaşı, H. Kılıç, F. Chollet

1. Giriş

Yıldız, gezegen, küçük gezegen, Güneş Sistemi cisimleri ve Güneş'i gözlemeye yarayan Danjon Astrolabı ile önemli astronomi konularında araştırma yapılmaktadır. Bu tür "çok amaçlı" bir Danjon Astrolabı Malatya İnönü Üniversitesi yerleşkesine kurulan gözlem istasyonunda 1991-1996 yılları arasında faaliyet göstermiş; yıldız (Gölbaşı ve ark. 1999); gezegen (Özhan 1995) ve Güneş gözlemleri yapılmıştır (Gölbaşı ve ark., 2000; Kılıç, 1998). Daha sonra bu sistem Antalya'ya taşınarak TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi bünyesine alınmıştır. Sisteme CCD de takılarak 1999 yılında Güneş gözlemleri başlatılmıştır. Bu çalışmada 1999 ve 2000 yıllarında, 30° ve 60° zenit uzaklıklı prizmalarla yapılan gözlemlerin ilk sonuçları verilmektedir.

Astrolabla yapılan Güneş gözlemleri, hem Güneş yarıçapının değişimi hem de Güneş'in göreli konumunu vermesi açısından önem önem taşımaktadır.

2. Kullanılan aletler ve Yöntem

Gözlem tekniği ve indirgemeler konusunda gerekli bilgiler daha önceki yayınlarda verilmiştir, (Gölbaşı ve ark. 1999; Gölbaşı ve ark. 2000; Kılıç 1998; Sinceac et al. 1998; Sinceac 1998a; Chollet et al. 1999). Gözlemlerde Pulnix -6EX CCD kamera ve CYCLOPE-21 video kartı kullanılmıştır. CCD görüntülerine karşılık gelen Universal Time (UT), bir GPS alıcısı ve kronograf kartı ile otomatik olarak kaydedilmektedir. Görüntüler 20 ms poz sürelidir ve bir gözlem süresince 90 görüntü elde edilmektedir.

3. Sonuçlar

TUG Astrolab istasyonunda 1999 yılında 59 günde 94, 2000 yılında ise 25 Eylüle kadar 145 günde 343 gözlem yapılmıştır. Gün gün gözlemleri vermek yerine, her yirmi gün için ortalama değerleri içeren veriler Çizelge 1 de verilmektedir.

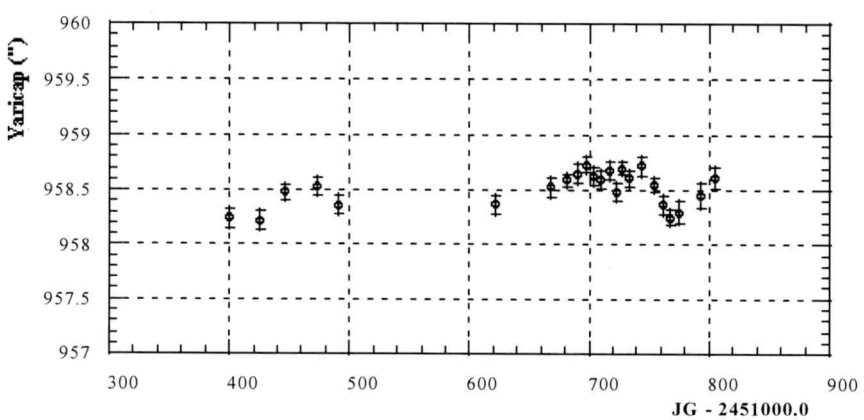
Yıllara göre R Güneş yarıçapı değerleri şöyledir:

$$R = 958''.37 \pm 0''.04 \ (1999)$$
$$R = 958''.55 \pm 0''.02 \ (2000)$$

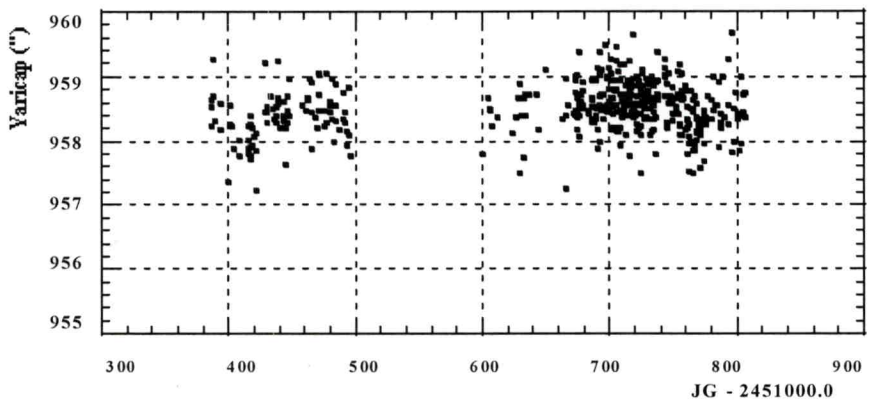
1999 ve 2000 gözlemlerinin tümünü kapsayan grafik Şekil 1 ve Şekil 2'de verilmektedir.

Çizelge 1. *20 günlük ortalamalar halinde güneş yarıçapı değerleri.*

Jülyen günü -2451000.0	N	Yarıçap (")	ε (")	Yıl
399.94	20	958.24	0.09	1999
424.74	20	958.22	0.09	-
446.48	20	958.48	0.07	-
473.00	20	958.54	0.08	-
490.41	14	958.36	0.09	1999
621.97	20	958.37	0.09	2000
667.45	20	958.53	0.09	-
680.54	20	958.59	0.06	-
690.84	20	958.65	0.09	-
697.94	20	958.73	0.07	-
703.62	20	958.63	0.08	-
710.06	20	958.59	0.08	-
716.60	20	958.68	0.08	-
722.63	20	958.49	0.08	-
727.87	20	958.70	0.05	-
733.26	20	958.61	0.07	-
743.66	20	958.72	0.09	-
753.59	20	958.55	0.07	-
760.96	20	958.37	0.09	-
767.35	20	958.25	0.07	-
775.46	20	958.30	0.10	-
793.55	20	958.45	0.11	-
804.91	03	958.61	0.10	2000



Şekil 1. *2000 yılında elde edilen Güneş'in görünen yarıçap değerlerinin 20 günlük ortalama değerlerinin jülien güne bağlı değişimi.*



Şekil 2. *1999-2000 yıllarında elde edilen Güneş'in görünen yarıçapının julien güne bağlı değişimi.*

4. Diğer sonuçlarla karşılaştırma

Güneş'in görünen yarıçapını veren diğer bazı sonuçlar Çizelge 2'de verilmektedir.

Çizelge 2. *Diğer sonuçlarla karşılaştırma.*

Alet/yöntem	N	Dönem	Sonuç	Kaynak
Solar Diameter Monitor		1981-87	959".68 ± 0".02	Brown at al. 1998
Limb-Darkening Scans	72	1981-90	959".62 ± 0".03	Neckel 1995
Solar Disk Sextant		1990	959".60 ± 0".17	Maier et al. 1992
		1992	959".53 ± 0".09	Sofia et al. 1994
Solar Visual Astrolabe	34	1993	959".51 ± 0".09	Gölbaşı et al. 2000
Malatya İstasyonu	16	1994	959".38 ± 0".15	
Solar Visual Astrolabe	170	1993-96	959".44 ± 0".05	Kılıç 1998
Malatya İstasyonu				
Drift-Scan CCD	126	1996	959".73 ± 0".05	Wittmann 1997
Drift-Scan Visual	427	1996	960".53 ± 0".02	
Solar Visual Astrolabe	123	1996	959".85 ± 0".03	Noël 1998
Santiago İstasyonu	120	1997	960".00 ± 0".03	
Solar CCD Astrolabe	3500	1996-97	959".20 ± 0".02	Jilinski et al. 1998
Rio de Janeiro	2600	1996-97	959".14 ± 0".02	Jilinski et al. 1999

Calern Solar Astrolabe	348	1996-97	959".45 ± 0".01	Sinceac 1998
	348	1996-97	959".53 ± 0".01	Irbah 1998
Solar CCD Astrolabe San Fernando	100	1998	959".33 ± 0".04	Sànchez 2000
Solar CCD Astrolabe	1997	1998	959".19 ± 0".03	Puliaev 2000
Rio de Janeiro	2280	1999	958".94 ± 0".03	Puliaev 2000
Solar CCD Astrolabe	94	1999	959".37 ± 0".04	Bu çalışma
TUG	343	2000	959".55 ± 0".02	

KAYNAKLAR

Brown, T.M., Christensen-Dalsgaard, J., ApJ, 500, L195, (1998)

Chollet, F., Sinceac, V., Astron.Astrophys., Suppl.Ser., 139, 219 (1999)

Delmas, C., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 130, 317 (1998)

Gölbaşı, O., Kılıç, H., Chollet, F., Tr. J. of Physics, 23, 1075-1081 (1999)

Gölbaşı, O., Kılıç, H., Chollet, F.,Tr. J. of Physics, 24, 77-83 (2000)

Irbah, A., Özel iletişim (1998)

Jilinski, E.G., Puliaev, S.P., Penna, J.L., Andrei, A.H., Sinceac V., Chollet, F., Delmas, C., Astron.Astrophys. Supp.ser., 130, 317, (1998)

Jilinski, E.G., Puliaev, S., Penna, J.L., Andrei, A.H., Laclare, F., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 135, 227 (1999)

Kılıç, H., Malatya Danjon Astrolabıyla yapılan Güneş Gözlemlerinin Analizi, Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora tezi (1998)

Maier, E., Twigg, L., Sofia, S., ApJ, 389, 447 (1992)

Neckel, H., Solar Physics, 156, 7 (1995)

Noël, F., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 132, 195 (1998)

Özhan, Y., Danjon Astrolabı ile Gezegen Gözlemlerinin Yapılması, İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Lisansüstü Tezi (1995)

Puliaev, S., Penna, J.L., Jilinski, E.G., Andrei, A.H., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 143, 265 (2000)

Sànchez, M., Özel iletişim (2000)

Sinceac, V., Chollet, F., Laclare, F., Delmas, C., Astron.Astrophys., Suppl.Ser., 128, 605 (1998)

Sinceac, V., Analyse et explotation des observations de passages du soleil a partir de l'astrolabe de Danjon equipe d'une camera CCD, PhD. Thesis, Observatoire de Paris, (1998)
Sinceac, V.,Chollet, F., Laclare, F., Delmas, C., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 128, 605 (1998a)
Sofia, S., Heaps, W., Twigg, L.W., ApJ, 427, 1048 (1997)
Wittmann, A.D., Solar Physics, 171, 231 (1997)