

Polarlarda Cyclotron Tayfı

B. Kalomeni, K. Yakut, E.R. Pekünlü

Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü
35100, Bornova - İZMİR

Özet. Bu çalışmada, Polar (AM Her türü yıldızlar) adı verilen yakın çift yıldız dizgelerinde cyclotron süreci ile üretilen ışınımın tayfı modellenmiştir. AM Her türü yıldızlarda beyaz cüce, bileşeni olan kırmızı cüceden madde toplar. Toplanan madde baş yıldızın manyetik kutuplarında toplanma kolonu oluşturur. Bu kolonda üretilen cyclotron ışınımının temel frekansı kızılöte veya görsel bölgede oluşur. Dizgenin görsel bölge tayfında açıkça gözlenen cyclotron çizgilerinin harmonikleri baş yıldızın manyetik alan yeğlinliği, yönü, ve toplanma kolonundan akan kütle oranı ve kolondaki maddenin sıcaklığına ilişkin son derece güvenilir bilgiler sunar. Genel olarak türetilen kuramsal model, bilinen bazı polarlarda (UZ For, VV Pup, BL Hyi, EF Eri, ST LMi) sınanmış ve modelin gözlemler karşısındaki tutarlılığı gösterilmiştir.

1. GİRİŞ

Yakın çift yıldızların bir alt gurubu olan polarlar, genellikle kırmızı cüce olan geri tayf türünden bir yıldız ve manyetik beyaz cüceden oluşurlar. Roche lobunu dolduran kırmızı cüce L_1 noktasından madde kaybeder. Bu serbest düşme, madde kapalı alan çizgileri tarafından tutuluncaya kadar devam eder. Daha sonra madde, bu kapalı alan çizgileri tarafından manyetik kutuplara doğru yönlendirilir. Kutbun belli bir yüksekliğinde toplanma kolunu parçacıkların kendi ayna noktalarına yaklaşmalarına büyük tınıs açıları ile sarmal yörüngelerde dolanmalarını sağlar. Bundan dolayı ışınımın alan çizgilerine dik doğrultuda salınması beklenir. Bu bölge cyclotron ışınımının en şiddetli yayıldığı bölgedir. Toplanma kolonu sadece cyclotron ışınımı yayınlamaz. Bremsstrahlung mekanizması ile sert X ışınları, karacisim ışınımı yumuşak X ışınları ve kuvvetli Balmer salma çizgileri ile He I ve He II' de gözlenmiştir (Burwitz, 1997).

2. MANYETİK ALAN

Polarlarda manyetik alan büyüklüğüne ilişkin ilk gerçek ölçüm VV Pup'in (Visvanathan & Wickramasinghe 1979; Wickramasinghe & Meggitt 1982) tayfında cyclotron harmoniklerinin tanımlanmasından sonra mümkün olmuştur.

L_1 noktasından akan madde Beyaz cüce'nin kuvvetli manyetik alanı ile etkileşmelidir. Bu olay Alfvén yarıçapı r_μ olarak adlandırılan toplanma akıntısının "ram basıncının" (ρv^2) manyetik basınca ($B^2/8\pi$)

eşit olduğu yerde oluşur. Bundan dolayı toplanma oranına " M "bağlıdır. Manyetik moment $\mu(=BR_1^3)$ ve Beyaz cüce'nin kütlesine bağlıdır. Bu, Hameury (1986)'dan şu formül ile verilir;

$$r_\mu = 2.7 \cdot 10^{10} \left(\frac{\mu}{10^{33} \text{ Gcm}^{-3}} \right)^{4/3} \left(\frac{M}{10^{16} \text{ gs}^{-1}} \right)^{-2/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/7} \phi \text{ cm}, \quad (1)$$

ϕ , küresel simetrik toplanmadan sapmaya olanak sağlayan faktör ($\phi=0.4$ disksiz ve $\phi=0.5$ disk toplanması için). mCV'ler için tipik dipole momenti 10^{33} - 10^{34} Gcm³ için 10^{10} - 10^{11} cm'lik manyetosferik yapılar elde edilir. Bu boyutlar bütün polarlar için, Beyaz cüce'nin L_1 noktasından uzaklığı ile kıyaslanabilir, böylece disk oluşumu engellenir. Daha sonra madde manyetik alan çizgilerini izler. Beyaz cüce yüzeyinin hemen üzerinde toplanma kolonunda madde yığılır. Eğer Beyaz cüce manyetik alan yeğlinliği toplanan maddenin akışını tamamen denetleyebilecek denli yüksek değilse toplanma diski oluşur; daha sonra madde manyetik alan çizgileri boyunca Beyaz cüce'nin manyetik uçlağına (kutuplarına) yönlendirilir. Bu IP'lerdeki tipik durumdur (Burwitz, 1997).

3. TOPLANMA BÖLGESİNDEN ALINAN IŞINIM

3.1 Standart Model

Beyaz Cücenin hemen üzerinde iyonlaşmış maddenin manyetik alan çizgileri boyunca serbest-düşme hızı $v_{ff} = \sqrt{2GM_{WD}/R_{WD}}$ değerine ulaşır. Madde toplayan baş yıldızın sıkışık doğasından dolayı, $0.1-0.4 M_o$ kütleli Beyaz cüce için v_{ff} hızı $3000-7000 \text{ km.s}^{-1}$ arasındadır. Bu da yerel ses hızının birkaç katına karşılık gelir. Manyetik Beyaz cüce üzerine toplanma için standart modelde böylesi standart ses hızından büyük hızlarda adyabatik durağan şok Beyaz cücenin yüzeyi üzerindeki toplanma kolonunda oluşur. Şok bölgesinde kinetik erke termal erkeye dönüşmüştür ve madde ses hızından daha küçük hızlardaki akıntıya doğru yavaşlatılmıştır. Bu işlem boyunca madde şok sıcaklığı ile ısılmıştır.

$$T_{sh} = \frac{3}{16} \frac{\bar{m} v_{ff}^2}{k} = \frac{3\bar{m}GM_{wd}}{8kR_{wd}} \quad (2)$$

Burada v_{ff} serbest-düşme hızı, \bar{m} ortalama parçacık yoğunluğu, k 'da Boltzmann sabitidir.

$0.4-1.0 M_o$ kütleli Beyaz cüce için T_{sh} sıcaklığı 10^8-10^9 K veya kT_{sh} $10-100 \text{ keV}$ arasındadır. Şok bölgesinin Beyaz cüce yüzeyinden yüksekliği, toplanma oranına ve soğuma mekanizmasına bağlıdır. Beyaz cüce yüzeyi ile buluşan sıcak madde sert x-ışın ısısal bremsstrahlung ve yakın kızıldöteden UV dalgaboyu aralığında cyclotron ışınımı ile soğur.

3.2 Cyclotron Işınımı: IR – Optik – UV

Beyaz cüce'nin kuvvetli manyetik alanından dolayı elektronlar manyetik alan çizgilerinin çevresinde devinmeye zorlanır ve synchrotron ışınımının relativistik olmayan dengi cyclotron ışınımı salar.

Cyclotron ışınımı $\omega_{cyc} = \frac{eB}{m_e c}$ ile verilen temel ω_{cyc} frekansında oluşur. Plazmanın yüksek

sıcaklığından dolayı cyclotron çizgileri genişlemiştir. Bu da tayfın IR veya optik bölgesinde gözlenen çıkıntılar karakteristik şeklidir. Polarların cyclotron frekansının yüksek harmonikleri genellikle görünür dalga boylarına düşerken, temel cyclotron frekansı kızıldöteye düşer. Çıkıntılarının frekansa göre konumundan toplanma bölgesindeki manyetik alan şiddetini bulmak olasıdır. Cyclotron ışınımının yön bağımlı olmasından ve erkenin çoğunun manyetik alan çizgilerine dik yayılmasından dolayı gözlenen cyclotron akısı Beyaz cücenin dönme dönemi ile değişir.

$$\omega_{cyc} = \frac{eB}{m_e c} = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_{n+1}} - \frac{1}{\lambda_n} \right) \quad n = 1, 2, 3... \quad (3)$$

Eğer tayfta yeterince çıkıntı elde edilirse harmonik sayılarını bulmak ve ardarda gelen cyclotron harmoniklerinin (n ve $n+1$) farkından temel frekans bulmak olasıdır. İkiden fazla harmoniğin maksimumlarını bulmak manyetik alan ölçümlerinin duyarlılığını artırır. Sıcak plazmaya ilişkin daha ayrıntılı çalışma manyetik alan yeğinliğine ek olarak, elektron yoğunluğu cyclotron salma bölgesinin görüldüğü hesaplanan açığa gereksinim duyar (Burwitz, 1997).

3.3. Işınımın Açısal Dağılımı

Parçacıkların erkesine bağlı olarak cyclotron çizgileri, sürekli bir fonksiyon oluşturmak için genişlemiş ve üst üste binmiş sürekli çizgiler veya çizgiler olarak görülür. Fakat, her durumda, frekans uzayında harmonikler eş uzaklıklılıdır, bu şu anlama gelir; eğer temel harmonik Ω 'da görülüyor ise ikinci, üçüncü ve daha büyük harmonikler 2Ω , 3Ω 'da ortaya çıkıp bu şekilde devam edecektir.

Cyclotron ışınım kuramının bir başka önemli noktası ise çevrimsel devinim boyunca salınan ışınımın açısal dağılımıdır. Relativistik olmayan durumda parçacık elektrik çift uçay gibi ışınım yayınlar. Relativistik durumda çift uçay yapı bozulur ve ışınım parçacığın hız vektörü boyunca çok dar bir açıdan salınır (Boyd & Sanderson, 1969).

4. CYCLOTRON IŞINIM MODELİ

Modelimizde frekans tayfı için Green işlevini iki sıcaklıklı hız dağılım işlevi O ve X dalgaları için yayılma bağıntısı (4a, 4b) kullanılmaktadır. Modeldeki varsayımlarımız; manyetik plazma toplanma kolonu, elektronlar, Bi-Maxwellian hız dağılım işlevi, ordinary ve extraordinary dalga biçimleri, Beyaz cüce ve kırmızı cücenin hiç bir katkısının olmadığı saf cyclotron ışıdır. Tek, yüklü bir parçacık belli bir katı açıda temel ve harmonik frekanslarda ışınımalar. Green fonksyonu birim katı açısı için birim frekans aralığında salınan enerji miktarının bulunmasına olanak sağlar.

$$1 - \frac{c^2 k^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \int d^3 v \left(\Omega_e \frac{\partial F_e}{\partial v_{\perp}} + k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial F_e}{\partial v_{\parallel}} \right) \times \frac{v_{\perp} J_1^2(b)}{\left(\omega - \frac{\Omega_e}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel} \right)} = 0 \quad (4a) \text{ (Wu, 1985)}$$

Extraordinary dalgalar için dağılım bağıntısı,

$$1 - \frac{c^2 k^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \int d^3 v \left(\Omega_e \frac{\partial F_e}{\partial v_{\perp}} + k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial F_e}{\partial v_{\parallel}} \right) \times \frac{v_{\perp} J_1^2(b)}{\left(\omega - \frac{\Omega_e}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel} \right)} = 0 \quad (4b) \text{ (Wu, 1985)}$$

Ordinary dalgalar için dağılım bağıntısı,

$$J_1'(b) = \frac{dJ_1(b)}{db}, \quad b = \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega_e}, \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (5) \text{ (Wu, 1985)}$$

$$F_0 = n_0 \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel} \pi^{-3/2} \times \exp \left[-(\alpha_{\perp}^2 v_{\perp}^2 + \alpha_{\parallel}^2 v_{\parallel}^2) \right] \quad \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} = \frac{\alpha_{\parallel}^2}{\alpha_{\perp}^2} \quad T_{\perp} \neq T_{\parallel} \quad (6) \text{ (Melrose, 1989)}$$

Bi-Maxwellian hız dağılım işlevi

$$G(r, t; r', t') = \frac{1}{4\pi^3} \int d^3 k \int d\omega \frac{e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}') - i\omega(t-t')}}{k^2(\omega) - \frac{\omega^2(k)}{c^2}} \times N_e \quad (7) \text{ (Jackson, 1962)}$$

Green işlevi

Extraordinary dalgaları için 4a; Ordinary dalgaları için 4b, 5, 6 denklemlerini 7 numaralı Green işlevinde yerlerine yazıp gerekli çözümler yapıldıktan sonra E dalgaları için 8a, O dalgaları için 8b denklemleri elde edilir.

$$\frac{d^2 I(\omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{8^2 \Omega_e^2 \alpha_{\perp}^4 \gamma^2 c^3 e^2}{9 \omega_{pe}^2 \tau^2} \left| \sum_{l=1}^{10} J_l \left(\frac{\omega}{\Omega} \beta_{\perp} \sin \theta \right) \delta(l\Omega - \omega [1 - \beta_{\parallel} \cos \theta]) \left[\left(-\omega + \frac{\Omega}{\gamma} \right) \cos(\omega\tau) - \frac{\sin(\omega\tau)}{\tau} \right] \right|^2 \quad (8a)$$

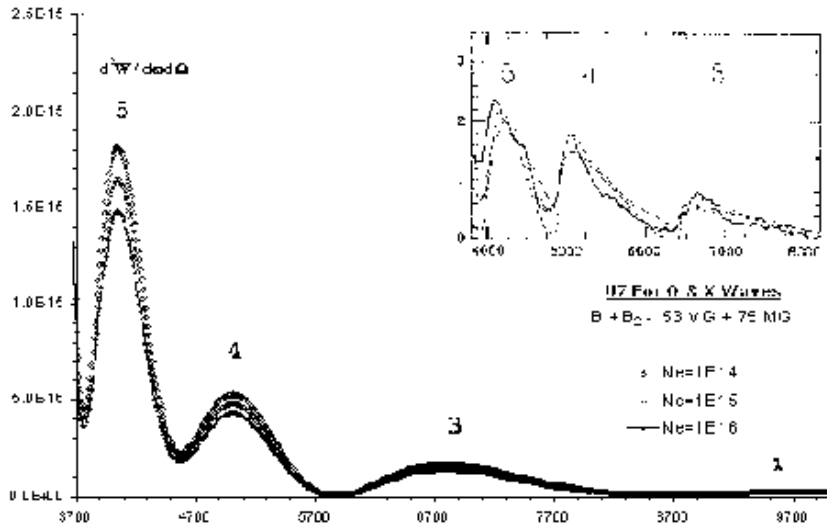
$$\left\{ \cos \left(\frac{R}{2} x \right) - \cos(0.175 R x) \right\}$$

B. Kalomeni vd: Polarlarda Cyclotron Tayfı

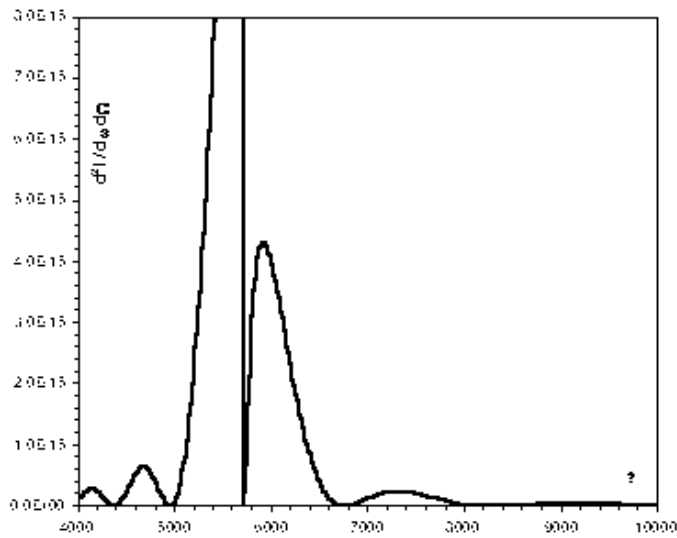
$$\frac{d^2 I(\omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{16^2 \Omega_e^2 \alpha_{||}^4 c^3 e^2}{\omega_{pe}^2 \gamma^2 \tau^2} \left| \sum_{l=1}^{10} J_l \left(\frac{\omega}{\Omega} \beta_{\perp} \sin \theta \right) \delta(l\Omega - \omega [1 - \beta_{||} \cos \theta]) \left[\left(-\omega + \frac{\Omega}{\gamma} \right) \cos(\omega\tau) - \frac{\sin(\omega\tau)}{\tau} \right] \right|^2 \quad (8b)$$

$$\left\{ \cos\left(\frac{R}{2}x\right) - \cos(0.175Rx) \right\}$$

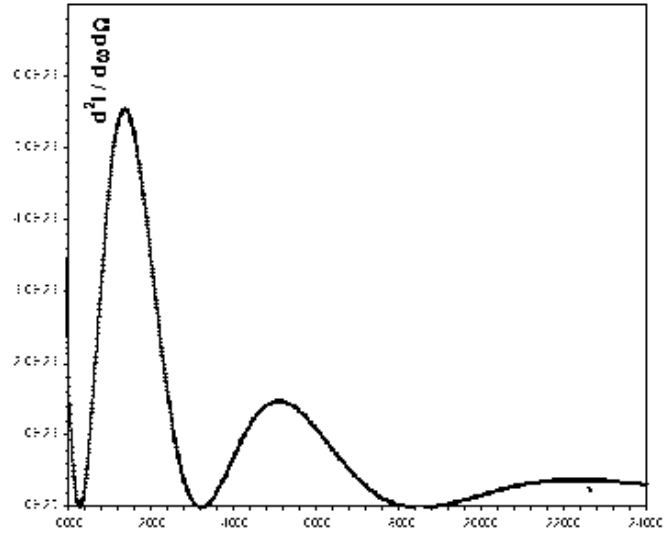
$\frac{d^2 I(\omega)}{d\omega d\Omega}$ niceliğini ω 'ya karşı çizdiğimizde UZ For, VV Pup, ST LMi, BL Hyi ve EF Eri için şekil 7, 8, 9, 10, 11'deki gibi saf cyclotron tayfları elde edilir.



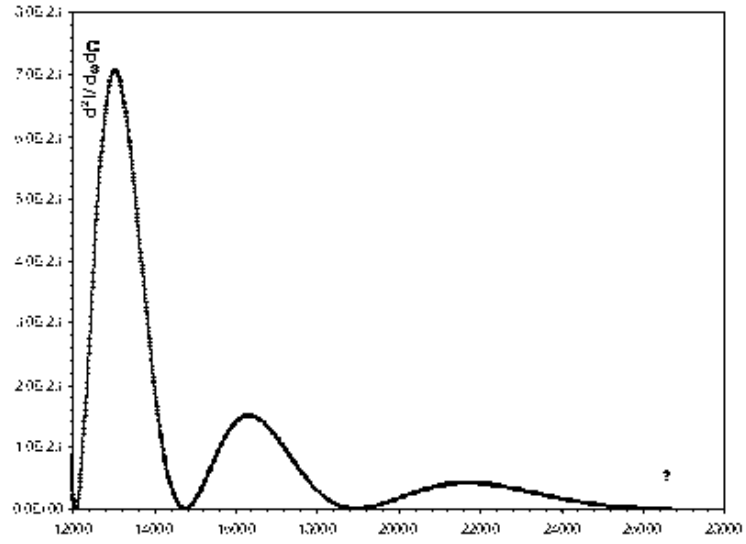
Şekil 7. UZ For için elde edilen kuramsal saf cyclotron tayfı ve sağ üstte Schwope'den (1990) alınan gözlenen tayf.



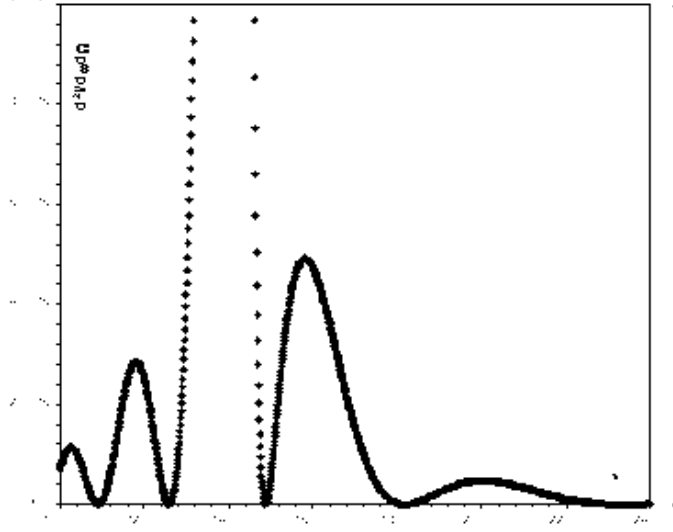
Şekil 8. VV Pup için elde edilen kuramsal saf cyclotron tayf. B= 30MG ve O dalga biçemi.



Şekil 9. BL Hyi için elde edilen kuramsal saf cyclotron tayf. $B= 23\text{MG}$ ve O dalga biçemi.



Şekil 10. EF Eri için elde edilen kuramsal saf cyclotron tayf. $B= 16.5\text{MG}$ ve O dalga biçemi.



Şekil 11. ST LMi için elde edilen kuramsal saf cyclotron tayf. $B=12$ MG ve O dalga biçemi.

5. SONUÇ

mCV'lerin görsel ve kızılöte tayfları, geniş çıkıntılarla modüle edilmiştir. Bu geniş çıkıntıların cyclotron salma çizgileri olduğu düşünülmektedir. Biz bu çalışmamızda, mCV yazınından elde ettiğimiz gözlenmiş tayflara bir model uydurmaya çalıştık. Modelimizin temel varsayımları olarak şunları kullandık: cyclotron ışınımı, beyaz cücenin manyetik uçlakları üzerinde oluşan toplanma kolonundan, manyetik alana dik yönde ve O ve X dalgabıçemlerinin toplamı olarak geliyor. Parçacıkların toplanma kolonundaki hız dağılım işlevi, bi – Maxwellian biçimindedir.

Bu varsayımlarla elde ettiğimiz frekans tayfları, mCV yazınındakilerle tutarlı görünmektedir. Değişik manyetik alan yoğunluğuna sahip mCVlerin, gözlenen frekans aralığında hangi harmonikleri vereceğini öngören modelimiz genel bir model olma niteliğine sahip görünüyor.

Elde ettiğimiz "saf" cyclotron tayflarının, beyaz cüce ve/veya kırmızı cüce bileşenden gelebilecek akı katkıları ile daha da iyileştirilmesi, gelecekte yapacağımız çalışmanın özünü oluşturmaktadır.

KAYNAKLAR

- Boyd T. J. M. & Sanderson J.J., 1969 *Plasma Dynamics*
- Burwitz V., 1997, *x-ray and optical properties of ROSAT discovered magnetic cataclysmic variables*, PhD. Thesis
- Jackson J. D., 1962, *Classical Electrodynamics*
- Schwope, A. D., Beuermann, K., Thomas H.-C., 1990, *Astron. Astrophys.* 230, 120-126
- Melrose, D. B. 1989, *Instabilities in Space and Laboratory Plasmas*
- Hameury, J. M., King A. R., Lasota J. P., 1986, *MNRAS* 218,695
- Visvanathan, N.; Wickramasinghe, D. T., 1979, *Natur.*281,47V
- Wickramasinghe, D. T.; Meggitt, S. M. A.1982, *MNRAS* 198,975W
- Wu C. S. 1985, *Space Science Reviews* 41 215-298