

# RADYO ATARICALARINDA IŞINIM SÜREÇLERİ

Yağmur KARAN\*

\* Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 35100,  
Bornova, İzmir  
e-posta: yagmurkaran@mail.ege.edu.tr

## Özet

Hızlı dönen ve manyetik alan yoğunluğu oldukça yüksek olan ataricalarda parçacıkların devinimi çekim kuvveti ve sıcaklık tarafından değil elektromanyetik güçler tarafından belirlenir. Bu çalışmada *Polar Cap* modeli çerçevesinde radyo ataricalarından gelen uyumlu ışınımın üretim süreci ele alınmıştır. Manyetik eksen ile dönme ekseninin tersparalel alındığı modelde ışınımın açıklanabilmesi için manyetik kürenin uçlak bölgesinde bir *boşluk* oluşturulmaktadır.  $E.B$  'nin sıfırdan farklı olduğu uçlak boşluğunda  $\sim 10^{12}$  volt değerindeki potansiyel fark sayesinde  $e^- - e^+$  çiftleri üretilir. Boşluk dışına çıkan pozitronlar, açık manyetik alan çizgileri boyunca ışık hızı silindirinden dışarı sızarlar. Boşluk yukarısında oluşan ikincil  $e^- - e^+$  çiftleri ile relativistik pozitronların Coulomb etkileşimi sonucu iki - akıntı kararsızlığı meydana gelir. Böylece iki - akıntı çiftleri,  $e^- - e^+$  plazmasından gelen uyumlu eğrilik ışınımını güçlü bir şekilde yükseltir. Radyo ataricalarının *Polar Cap* modeli ile açıklanan uçuşma özellikleri, ısıtması ve tayfi gözlemlerle uyumlu sonuçlar vermektedir.

**Anahtar kelimeler:** radyo ataricaları, *Polar Cap* modeli

## Abstract

In rapidly rotating pulsars with high magnetic fields, the dynamics of plasma particles are not guided by the

gravitational force but by the electromagnetic forces. In this study, the coherent radiation emission from pulsars are investigated within the framework of *Polar Cap*. In the model, wherein the magnetic moment and the rotation axes are anti-parallel, polar gaps, at the magnetic poles are required to occur in order to explain the radio emission.  $e^- - e^+$  pairs are generated by the electric potential about  $\sim 10^{12}$  volt in the polar gap where  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$ . Positrons, escaping the gap, flows out of the light cylinder along the open magnetic field lines. Two-stream instability occurs when secondary  $e^- - e^+$  pairs go through Coulomb interaction with relativistic positrons. Thus, coherent curvature radiation produced by  $e^- - e^+$  pairs are intensified by the two-stream pairs. Polarization properties, luminosity and the spectra of the radio emission from radio pulsars, accounted by the *Polar Cap* model are consistent with the observations.

**Key words:** *radio pulsar, Polar Cap*

## 1. Giriş

Atmalar şeklinde gelen sinyaller nedeniyle atarca (*pulsar - pulsating radio star*) olarak isimlendirilen bu gök cisimlerinin, büyük kütleli yıldızların evrimleri sonucunda oluştuğu bilinmektedir. Aslında birer nötron yıldız olan atarcaların manyetik eksenine, dönme eksenine ve gözlemcinin bakış doğrultusuna bağlı olarak, yıldızın manyetik eksenini etrafındaki ışınım konisinden atmalar elde edilmektedir. Atarcalardan gelen ışığın gözlenmesi deniz fenerlerine benzetilebilir. Bu üç etkene bağlı olarak; atarca uçlaklarından biri ya da her ikisi gözlemcinin bakış doğrultusundan geçtiğinde atmalar alınır (*Şekil 1*).



oluşur. Bu zincirler tek boyutlu çerçeveye (*lattice*) dağılmış (çekirdek ve elektronlardan oluşan) iyonlar ve dış elektron kılıfından meydana gelmektedir. Molekül zincirleri birbirlerine yan yana güçlü bir şekilde bağlanırlar. Sonuç; eşyönlü olmayan (*anisotropic*), güçlü bir şekilde bağlı, oldukça yoğun bir madde biçimidir. Demirden oluşmuş olan molekül zincirleri  $B \sim 2 \times 10^{12}$  gaussluk manyetik alanda iyon başına 14 keV luk bir bağlanma enerjisine ve iyonlar arasında  $\sim 10^{-9}$  cm lik bir uzaklığa (*lattice spacing*) sahiptir. İyon başına bağlanma enerjisi çok yüksek olduğundan iyonlar yüzeyden koparılamaz. Diğer taraftan, elektronlar yıldız yüzeyinden pozitif iyonlara kıyasla çok daha kolay koparılabilir. Yıldızın manyetik küresinde negatif yüklü parçacıklar var ancak, pozitif yüklü parçacıklar (pozitif iyonlar) elektrik alan tarafından sağlanamıyor. İleride manyetik küredeki plazmanın bileşenlerini ayrıntılarıyla göreceğiz.

## 2. Işınım Modelleri

Atarca manyetik küresindeki plazmanın durumu ve buna ilişkin olarak manyetik alanın yapısı, ışınım sürecinin (optik, radyo, x-ışını) anlaşılmasında temel bir sorundur. Çünkü manyetik eksen – dönme eksenine ilişkisine göre kurulan modeller, ışınımın kaynağını ya yüzeye ya da ışık hızı silindirine\* yakın bir bölgede tahmin eder. Atarcalarda ışınım süreçlerini açıklamaya çalışan her model manyetik eksen - dönme eksenine arasındaki açıyı farklı ele almıştır. Örneğin; Sturrock (1971) ışınım sürecini  $m // \Omega$  ve  $\Omega \perp m$  olmak üzere iki varsayımla, Ruderman & Sutherland (1975)  $m \downarrow \uparrow \Omega$  varsayımıyla, Ginzburg & Zheleznyakov (1975)  $\Omega \perp m$  varsayımıyla, Goldreich ve Julian (1969)  $m // \Omega$  varsayımıyla ele alıp incelemişlerdir. Dolayısıyla bu modeller, ortak yanlara sahip olmakla birlikte değişik ışınım süreçleri önermişlerdir. Bütün modeller, oldukça karmaşık olan atarca olgusunun “belli” yanlarını açıklayabilmiş yani, gözlemlerle tutarlı kalabilmiştir. Günümüzde atarca manyetik küre modelleri içinde güncelliğini koruyan ve üçü birlikte atarca ışınım sürecini açıklayan

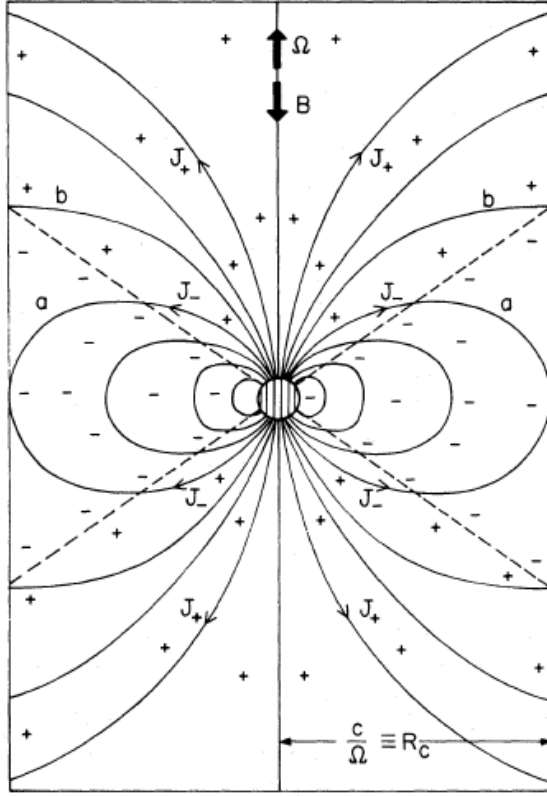
---

\* Manyetik eksen ile dönme ekseninin birbirine koşut alındığı Goldreich & Julian (1969) modelinde plazmanın eşlek bölgesinde yıldız ile birlikte  $v = \Omega \times r$  hızıyla döneceğini öngörüyor. Kuşkusuz, plazmanın yıldız ile birlikte dönmesi ancak dönme ekseninden  $R_c < c/\Omega$  uzaklığına kadar olasıdır. Bu nokta ışık hızı silindirinin sınırındadır ve parçacıklar  $v = c$  hızıyla dönerler.

*Polar Cap* (Ruderman & Sutherland 1975), *Outer Gap* (Cheng, Ho & Ruderman 1986) ve *Slot Gap* (Dyks & Rudak 2003, Muslimov & Harding 2003) modelleri dikkate alınmaktadır. Bu çalışmada nötron yıldızın uçlak başlıklarına yakın bölgeden salınan radyo ışınımı ile ilgilenen *Polar Cap* modeli ele alınacaktır.

### 2.1. *Polar Cap* Modeli

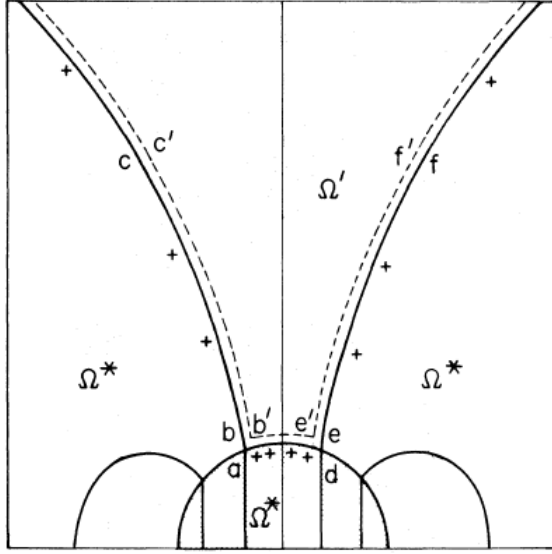
Ruderman ve Sutherland'in ileri sürdükleri bu atarca modelinde manyetik moment eksenini - dönme eksenini ilişkisi  $m \downarrow \uparrow \Omega$  (*antiparallel*) olarak varsayılmıştır. Manyetik küre uçlak bölgelerinde  $E$  elektrik alanı yıldız yüzeyinden dışarı doğrudur. Dolayısıyla uçlak bölgesine daha yakın olan açık manyetik alan çizgilerinden pozitif yüklü parçacıklar; daha alçak enlemlerdeki çizgilerden ise elektronlar yıldızdan dışarı akarlar. Uçlak bölgesinin hemen üzerinde manyetik kürede net pozitif elektrik yükü vardır (*Şekil 2*). Yakın manyetik kürede ortaya çıkan sonuçlar aşağıdaki iki koşuldan türetilmektedir: **i)** Açık manyetik alan çizgileri boyunca ışık hızı silindiri dışına akan elektronlar kolayca geriye, manyetik küreye, dönemezler. **ii)** Nötron yıldızın yüzeyi manyetik küreye bol miktarda elektron sağlar, fakat pozitif iyon sağlayamaz.



Şekil 2. Dönme ekseninin manyetik çiftuçay eksene tersparalel olduğu durum için Goldreich & Julian (1969) modelinden alınan manyetik alan çizgileri, akımlar ve manyetosferik yük yoğunluğunu gösteren taslak. Manyetik alanın sadece çiftuçay eksenine sahip olduğu varsayılmıştır.  $\cos\theta = \pm 3^{-1/2}$  değerlerindeki kesikli çizgiler, manyetik küredeki pozitif ve negatif yük yoğunluk bölgelerini birbirinden ayırmaktadır. **a** ile gösterilen çizgi, ışık hızı silindiri içinde son kapalı alan çizgisidir. **a** ile **b** çizgileri arasındaki açık alan çizgileri boyunca negatif akımlar ( $J_-$ ) akar. **b** çizgisi ile uçlak arasındaki açık alan çizgileri pozitif yüklü bölgelerden geçer ve pozitif akımlar

( $J_+$ ) bu çizgiler boyunca akar. [3]

Eğer başlangıçta manyetik küredeki plazmada tamamen yük ayrımı yoksa bu plazma hem yıldız yüzeyine doğru akan negatif yük hem de ışık hızı silindirinden sızarak kaybolan pozitif yükler yerine yenisini sağlayacaktır. Fakat bu olaylar dizisi sonsuz bir şekilde sürüp gidemez. En sonunda, ışık hızı silindiri boyunca dışarı akan pozitif yüklere karşılık olarak, yıldızın yüzeyine yakın pozitif yüklü manyetik küre yüzeyden uzaklaşmaya başlar ve gittikçe büyüyen bir **boşluk (gap)** oluşur (Şekil 3). Yakın manyetik kürede yük yoğunluğu sıfırdan farklıysa  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$  dır (manyetik alan çizgileri boyunca ivmelenme yok). Manyetik küre elektrik yük yoğunluğunun sıfır olduğu boşluklarda nötron yıldız yüzeyine bağlı pozitif yüklerin ürettiği elektrik alanın bileşeni,  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$  olmasına neden olur. İleride göreceğimiz gibi elektrik yüklü parçacıkların elektrik alan tarafından ivmelendirilmeleri ancak bu boşlukta ( $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$ ) olasıdır. Çiftuçay manyetik alana sahip dönen nötron yıldızı için türetilen dönen manyetosferin açılal frekansı ( $\Omega$ ) nötron yıldızının açılal frekansından ( $\Omega^*$ ) daha küçüktür.



(yani  $E \cdot B = 0$ ). [3]

Şekil 3.  $ab'e'd$  bölgesi, dönen nötron yıldızının  $ad$  uçlak bölgesi üzerinde oluşan boşluktur. Boşluğun yüksekliği  $h = ab' = de'$  dir. Şekildeki sürekli çizgilerle kesik çizgiler arasındaki bölgede elektrik yüklü parçacık yoktur.  $abc$  ve  $def$  konisi ile eşlek arasındaki manyetik küre yıldız ile birlikte dönmektedir.  $c'b'e'f'$  konisi içindeki manyetik küre  $\Omega'$  ( $\Omega' < \Omega^*$ ) açısal hızıyla dönmektedir.  $ab'e'd$  uçlak boşluğunda  $E \cdot B \neq 0$  dir. Boşluğun  $cc' \approx h$  olan kısmında  $E$  ve  $B$  ortogondur

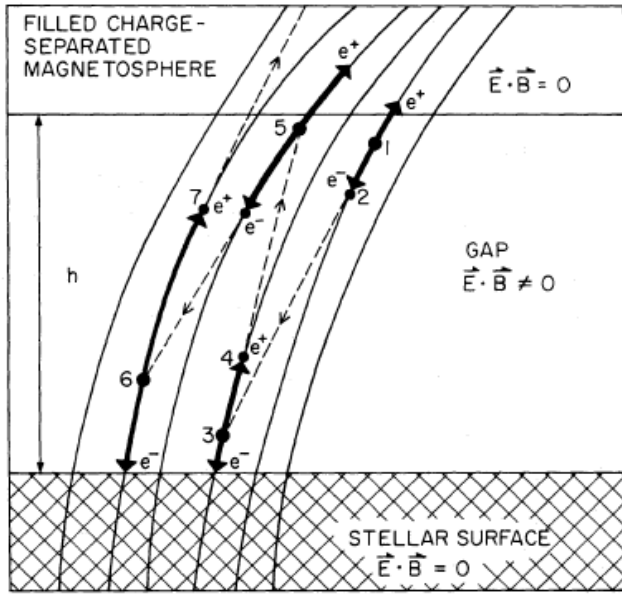
Işık hızı silindiri boyunca pozitif yüklerin dışarıya akmasıyla boşluk yüksekliği  $h$ ,  $c$  ışık hızına yakın bir hızla büyüyecektir. Fakat boşluk boyunca potansiyel fark,  $h^2$  ile orantılı olarak artacaktır; ancak boşluk eninde sonunda elektron-pozitron çifti sağanağı yoluyla yük boşaltacaktır. Boşluğun muazzam yeğinlikteki manyetik alanında enerjisi  $2m_e c^2$  yi geçen  $\gamma$ -ışını  $e^- - e^+$  çifti üretebilir. Meydana gelmiş olan bu parçacıklar, boşluktaki elektrik alan içinde manyetik alan çizgileri boyunca relativistik erkelere ivmelendirilir. Eğri manyetik alan çizgileri boyunca hareket eden elektronlar *eğrilik ışınımı* (*curvature radiation*) salar. Bu eğrilik ışınımı fotonları, komşu manyetik alan çizgilerinde  $e^- - e^+$  çiftleri üretebilecek kadar enerjiye sahiptirler. Boşluğun tamamen yük boşaltmasında, yüklü parçacıklar eğrilik ışınımı üretir; bu ışınım başka çiftler üretmeye devam eder; bu parçacıklar ivmelendirilir ve daha fazla çift üretecek olan eğrilik ışınımı yaparlar. Bu olaylar dizisi  $e^- - e^+$  sağanağı oluşuncaya kadar sürer (Şekil 4).

Boşluğun iki ucu arasındaki potansiyel fark, parçacıkları  $\gamma \sim 3 \times 10^6$  olacak denli relativistik erkelere ivmelendirir. Relativistik pozitronların boşluk yukarısındaki manyetik küreye taşıdıkları maksimum erke akısı

$$E_+ \approx \Delta V \rho_e c \pi \cdot r_p^2 = \Delta V \frac{\Omega}{2\pi} \Phi$$

$$\approx 10^{30} B_{12}^{6/7} \rho_6^{4/7} P^{-15/7} \text{ ergs}^{-1}$$
(1)

dır. Burada  $\Delta V$ , potansiyel fark;  $\rho_e$ , yerel yük yoğunluğu;  $r_p$ , uçlak başlığının yarıçapı;  $\Phi$ , uçlak bölgesinden çıkan toplam açık manyetik alan çizgi akısı;  $P$ , saniye cinsinden dönme dönemi;  $B_{12} = r \cdot B_s / 10^{12} \text{ G}$ ;  $\rho_6 = \rho / 10^6 \text{ cm}$  dir.



Şekil 4.  $h$  ( $\sim 10^4 \text{ cm}$ ) kalınlığındaki uçlak boşluk bölgesinin geometrisi. Uçlak boşluk bölgesinde  $10^{12}$  voltlara çıkabilen elektrik alan nötron yıldız yüzeyinden pozitronları koparabilir. Daha sonra bu pozitronlar kendilerini devasa bir elektrik alan içinde bulduklarından ivmelenirler ve sonucunda gamma ışını üretirler ve gama fotonları bir doğru boyunca hareket eder. Eğri manyetik alan kuvvet

çizgilerinin  $\gamma$ -fotonlarının yayılma doğrultusuna dik bileşeni, bu fotonların  $e^-e^+$  çiftlerine ayrılmasına neden olur ( $\gamma + B \rightarrow e^- + e^+$ ). Enerjisi  $2mc^2$  den büyük olan bir  $\gamma$ -fotonu, 1 de  $e^-e^+$  çifti üretir. Boşluktaki elektrik alan  $e^+$  boşluk dışına,  $e^-$  ise yıldız yüzeyine doğru ivmelenir.  $e^-$  eğri manyetik alan çizgileri boyunca yol alır ve 2 de bir foton üretir (eğrilik ışınımı). Bu fotonun manyetik alana dik yöndeki momentum bileşeni yeterince büyükse, foton 3 de  $e^-e^+$  çifti üretir. Bu çift üretim "sağanağı" (cascade of pair production) sonucunda boşluk bozulmuş olur. [3]

İleride göreceğimiz gibi bu erke akısının önemli bir kesimi boşluk üzerindeki yakın manyetik kürede uyumlu mikrodalga ışınımına (*coherent microwave radiation*) dönüşecektir. Böylece (1) eşitliği aynı zamanda atarca radyo ısıtma gücü (*radio luminosity*) için üst sınırı oluşturur. Bu sonuç uzaklığı bilinen atarcaların radyo ısıtma güçleri ile tutarlıdır [3].



Uçlak boşluğunun sürekli olarak bozulmasıyla boşluk boyunca ve manyetik küre içinde ivmelenen birincil pozitronlar, eğrilik ışınımının büyük bir kısmını boşluğu geçtikten sonra verirler. Boşluğun üzerinde pozitronlar  $E \cdot B = 0$  bölgesindedirler, bu nedenle ivmelenmelerinin durması beklenir. Ancak manyetik alan kuvvet çizgilerinin eğriliği nedeniyle ivmelenmeleri devam eder. Bu bölgede yaptıkları eğrilik ışınımı frekansı

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma_{\pm}^3 \frac{c}{\rho} \quad (2)$$

ile verilir.  $\gamma_{\pm} = \hbar \omega_c / 2mc^2$  dir.  $\gamma_{\pm} \sim 800$  için (2) eşitliğiyle verilen frekans,  $\rho = 10^9$  cm için radyo bölgesine düşer ( $\omega_c / 2\pi \sim 10^9$  Hz). Ancak tek-parçacık uyumsuz ışınım (*single-particle incoherent radiation*), atarca ışınımını açıklamakta yetersizdir. Bazı radyo atarcalarının  $10^{30}$  °K gibi yüksek parlaklık sıcaklığı vermesi ışınımın uyumlu (*coherent*)\* ışınım süreciyle açıklanabileceğini göstermektedir. *Polar Cap* modeli çerçevesinde bu uyum *iki-akıntı kararsızlığı* sonucu oluşturulur. Boşluk yukarıdaki yakın manyetik kürede üretilen *ikincil*  $e^- - e^+$  demeti ile daha da relativistik hızlara sahip olan pozitron demetinin Coulomb etkileşimi sonucu bir tedirginlik doğar. Bu tedirginlik bir plazma dalgası üretir. Yayılan plazma dalgasının elektrik alanı demetteki plazma parçacıklarını ivmelendirir. Bu parçacıkların bir kısmı tedirginliğin ortaya çıktığı noktaya dönecektir. Tedirginliğin ortaya çıktığı noktaya dönen bu parçacıklar, dalganın elektrik alanı tarafından kazandıkları uyumlu ivmelenme nedeniyle demetler halinde gruplaşır (*bunching*) ve evre uyumu sayesinde tedirginlik büyür, yeğirliği artar. Böylece gruplaşma sayesinde yeterince kinetik enerjisi bulunan çiftlerin eğrilik ışınımının frekansı, radyo bölgesine denk düşer.

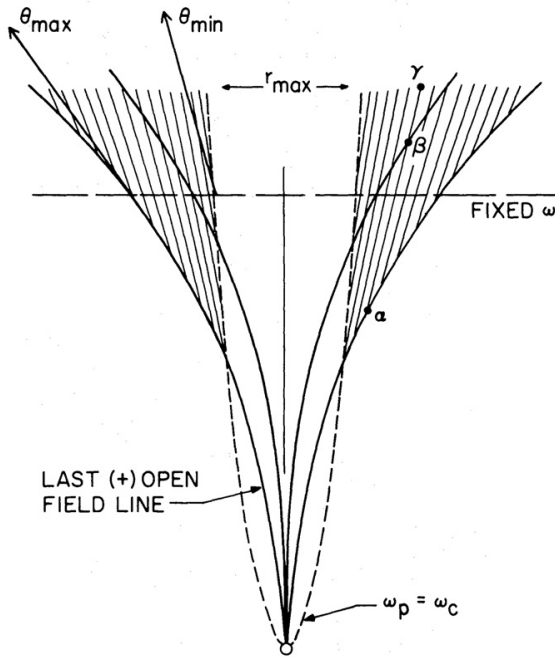
---

\* Bilindiği gibi ısısal kaynaklardan gelen ışınımın parlaklık sıcaklığı, Maxwell hız dağılımı gösteren parçacıkların T sıcaklığından büyük olamaz. Atarca radyo ışınımı parlaklık sıcaklığı  $\sim 10^{30}$  Kelvin değerlerine ulaşabildiğine göre bu ışınım kaynağı da ancak ısısal olmayan, uyumlu ışınım kaynağıdır. Uyumlu ışınım sürecinde ortamdaki nokta kaynaklardan yayılan dalgaların aynı evrede salınması gerekir.

Şimdi Ruderman ve Sutherland modelinde ışınım yapan bölgenin geometrisine, ışınım tayfına ve uçlaşmasına (*polarisation*) bakalım. Boşlukta oluşan pozitronların enerjilerinin önemli bir kesri eğrilik ışınımı yoluyla dışarıya verilir. Pozitronun maksimum erke akısı ( $I$ ) eşitliği ile verilmiştir. Atarcılar için radyo ışınımının yeğinliği

$$L_{\text{radyo}} < L_{\text{max}} = \frac{10^{30}}{P^{15/7}} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3)$$

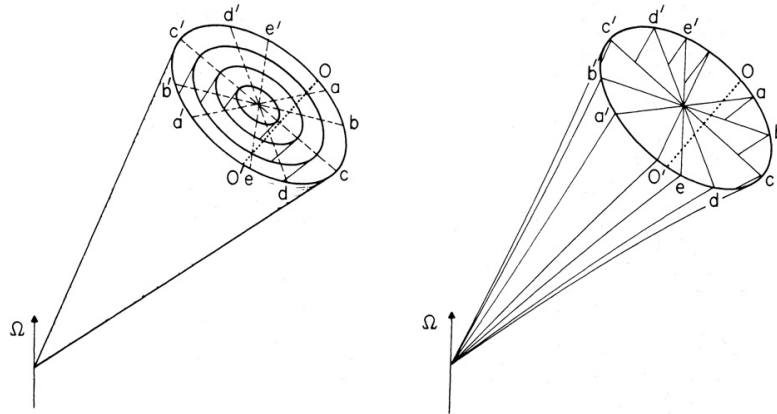
ile verilen bu bağıntı önceden değinildiği gibi uyumlu radyo ışınımı ölçüleriyle de tutarlıdır. Şekil 5 'de atarcıların ışınım konisinin geometrisi gösterilmektedir.



Şekil 5. Taralı bölgeler uyumlu mikrodalga ışınım bölgeleridir. Nötron yıldız doğru işaret eden sürekli çizgiler, manyetik alan kuvvet çizgileri doğrultusuna teğet olan geometrik yerleri simgeler.  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  noktalarındaki elektronlar ve pozitronlar aynı yöne doğru fakat sırasıyla daha düşük frekanslarda ışınım salar. [3]

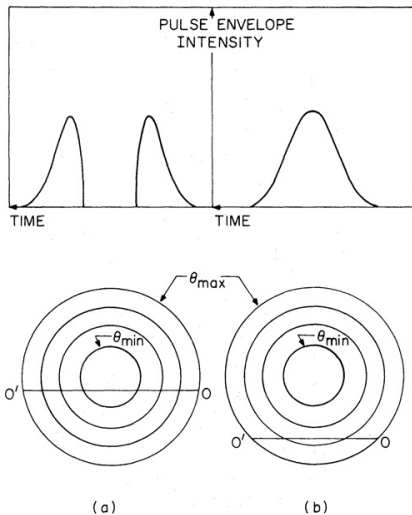
Atma zarfının yapısı, hem gözlemcinin bakış doğrultusu hem de ışınım bölgesinin geometrisi ile belirlenir. Elektron ve pozitronlardan gelen eğrilik ışınımı (tepe açısı  $\sim 1/\gamma_{\pm}$  olan koni içerisinde) manyetik alan çizgilerine teğet olarak salınır. Böylece ışınım deseni ve atma zarfı, ışınım bölgesinde açık alan çizgilerine olan teğetler ve bu teğetlerle gözlemcinin bakış doğrultusu arasındaki

ilişkiye bağlıdır (Şekil 6). Eğer çiftuçay eksenini dönme eksenine paralel değilse, ışınım konileri gözlemcinin bakış doğrultusu tarafından süpürülecektir. Gözlemcinin bakış doğrultusu (*trajectory*), konilerin ortak “taban”ını kesen doğrudur ve gözlemci sadece bu doğru üzerindeki noktalardan ışınım alır. İç içe yuvalanmış ışınım konilerinden en içteki koni  $\theta_{min}(\omega)$  ile tanımlanır ve bu koninin içinde ışınım yoktur. Benzer olarak  $\theta_{max}(\omega)$  ile tanımlanan en dıştaki koninin de dışında ışınım yoktur. Gözlemcinin bakış doğrultusu  $\theta_{min}(\omega)$  konisinin içinden geçerse, gözlemci çift atma zarfı (*single-humped envelope*) gözleyecektir. Eğer gözlemcinin bakış doğrultusu  $\theta_{min}$  içerisinden geçmiyorsa, zarf tek tepeli olacaktır (Şekil 7).



Şekil 6a (sol). Manyetik alan çizgilerine olan teğetler tarafından tanımlanan ışınım konilerinin gösterimi. Burada gözlemcinin bakış doğrultusu OO' doğrusu ile gösterilmiştir.[3]

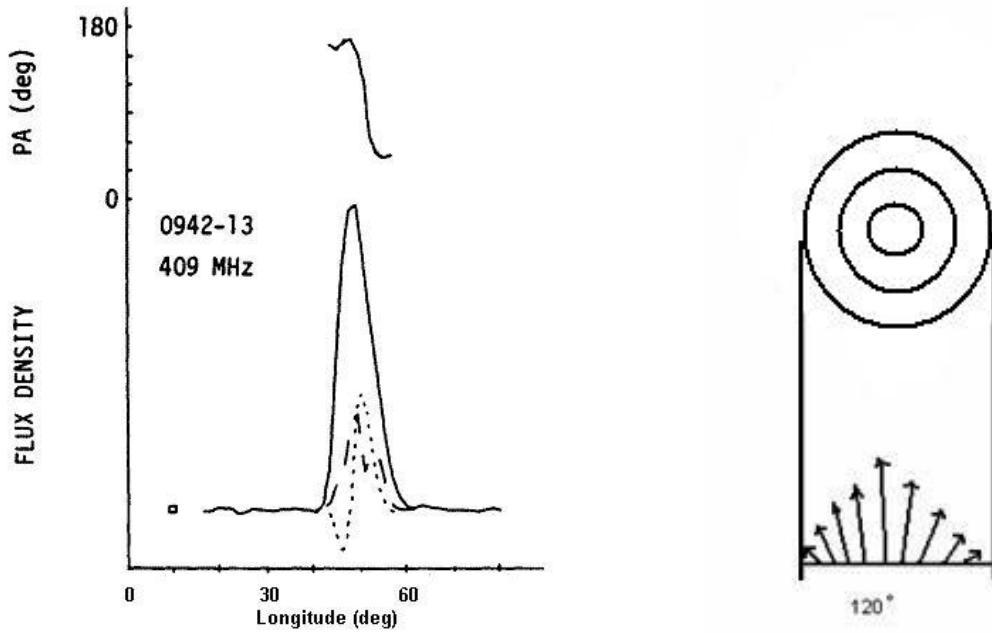
Şekil 6b (sağ). Işınım bölgesinde manyetik alan çizgilerinin oluşturduğu düzlemlerin ve bu düzlemlere dik olan elektrik alan vektörlerinin gösterimi. Gözlemcinin bakış doğrultusu, ışınım bölgesine bağlı olarak OO' boyunca farklı elektrik alan vektörleri süpürür.[3]



Şekil 7. Çift tepeli ve tek tepeli atma zarflarının şematik gösterimi. Işınım konilerinin tepe açıları manyetik alan çizgilerine olan teğetler tarafından tanımlanır:  $\theta_{min}$  içinde uyumlu mikrodalga ışınım yoktur;  $\theta_{max}$  son açık alan çizgilerine olan teğetler tarafından tanımlanır. Gözlemcinin bakış doğrultusu  $\theta_{min}$  den geçmesine bağlı olarak bir OO' yoluyla tanımlandığında, çift tepeli atma zarfı gözlenir. [3]

Tipik bir atarcanın radyo ışınımı doğrusal uçuşma gösterir. Uçuşmanın yönü bir tek atmada en fazla  $180^{\circ}$  lik bir açı aralığını süpürür (Şekil 8). Uçuşmanın çok kısa zaman aralığında bu denli değişmesi Ruderman & Sutherland modeliyle açıklanabilir. Eğrilik ışınımının elektrik uçuşma vektörü, açık çiftuçay alan çizgilerine diktir. Açık çiftuçay alan çizgileri uçlak bölgesinden çıkıp giderek birbirinden uzaklaştığından tanımlanan düzlemler gözlemcinin bakış doğrultusunu Şekil 6b deki gibi keser.

Ek olarak, Ruderman & Sutherland modeli tüm radyo ışınımı yapan pulsarlar için ışınım bölgesini, uçlak başlığı üzerinde ve  $10^2$  yıldız yarıçapı uzaklıkta tahmin etmektedir.



Şekil 8a (sol). Özeksel tek atma gösteren PSR 0942 – 13 radyo atarcasının 409 MHz için atma kesiti ve S - şeklindeki uçuşma kesiti (üst kısım). [2]

Şekil 8b (sağ). Özeksel tek atmanın elde edildiği ışınım konisinin temsili ve uçuşma vektörünün atma boyunca değişimi.

Sonuç olarak, radyo atarcalarının parlaklık sıcaklığı, uçuşma özellikleri ve tayfı *Polar Cap* modeli çerçevesinde uyumlu ışınım süreçleriyle açıklanabilmektedir.

***Kaynaklar:***

1. Beeker, J. A., Geiss, J., Huber, M., 2001, *The Century of Space Science*, Springer (ISBN: 0792371968).
2. Lyne, A. G., Manchester, R. N., 1988, Mon. Not. R. astr. Soc., 234: 477 – 508.
3. Ruderman, M. & Sutherland, P.G., 1975, Ap. J., 196: 51 – 72.
4. Seiradakis, J. H. & Wielebinski, R., 2004, Astron. and Astrophys. Rev., 12: 239 – 271.
5. Usov, V. V., 2002, p.240, *WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*, W. Becker, H. Lesch, and J. Trümper, Garching bei München: Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik.