

# Güneş Zonklamaları ve Manyetik Alanın Zonklama Frekanslarına Etkisi

Hüseyin Çavuş, Aysel İbrahim Karafistan

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 17100, Çanakkale  
h\_cavus@comu.edu.tr, akarafistan@comu.edu.tr

**Özet:** Dönme ve manyetik alan yıldızlardaki zonklama frekanslarındaki simetriyi bozabilmektedir. Bu çalışmada iki amaç güdülmektedir: Birincisi, sıkıştırılamaz akışkan tanımını kullanarak Güneşin kabuğunun dıştaki %30'luk kısmını oluşturan konvektif bölgesindeki fiziksel parametrelerin belli bir zonklama sürecinde nasıl etkilendiğine bakılmasıdır. İkinci amaç ise, küresel harmonikler cinsinden, düşük  $l$  dereceli 5 dakika periyotlu  $p$  kiplerinin frekanslarında manyetik alanın oluşturacağı kaymaların hesaplanmasıdır. Manyetik alanda, dönme ve manyetik alan içermeyen Standart Güneş Modelindeki (Christensen-Dalsgaard ve ark., 1996) yoğunluk, basınç ve sıcaklık gibi fiziksel parametrelerdeki küçük pertürbasyonlar ve frekanslardaki kaymaların analitik olarak hesaplanmasında, birinci mertebe pertürbasyon yaklaşımı uygulanmıştır.

**Anahtar kelimeler:** Güneş; manyetik alan; manyetohidrodinamik; zonklamalar – Yöntem: analitik

**Abstract:** Rotation and magnetic field are able to split the observed frequencies of the stellar pulsations. Thus this work had two purposes: the first one was to investigate the variation of the physical parameters in the 30 % outermost convective solar layer, during a pulsation period. Here the Sun was assumed to be an incompressible fluid. The second purpose was to calculate, by means of the spherical harmonics, the shifts on the low- $l$  solar five-minute  $p$ -mode frequencies which could be caused by the presence of the magnetic field. The first order perturbation approximation was used in order to calculate analytically the resulting frequency shifts and the small perturbations on magnetic field, the physical parameters, such as density, pressure and temperature, of Standard Solar Model excluding either rotation or magnetic field (Christensen Dalsgaard et. al, 1996).

**Keywords:** Sun; magnetic fields; magnetohydrodynamics; oscillations – Method: analytic

## 1. Giriş

Güneş zonklamaları üzerine yapılan çalışmalar, Leighton ve arkadaşlarının (1962) altmışlı yıllarda gözlemedikleri periyodu yaklaşık beş dakikaya eşit olan dik zonklamalarla başlamıştır. Yetmişli yılların başından itibaren ivme kazanan bu çalışmalar bugüne kadar çalışla gelmiştir. Bu sayede güneşin iç yapısına ilişkin hiçbir yoldan elde edilemeyecek bilgiler, helio-sismik yöntemlerle elde edilmiştir. Klasik yöntemlerle yapılan gözlemlerde sadece yıldızın yüzeyi görünürken, helio-sismoloji sayesinde yıldızın içi de görülmeye başlanmıştır (Karafistan ve Denis, 1984). Güneşin dış kısmına ait bilgiler taşıyan  $p$ -kip frekansları  $10^5$ 'lik bir hata payıyla bilinebilen parametrelerdir (Libbrecht ve ark., 1990). Gözlenen ve hesaplanan frekanslar arasında bazı farklar olduğu bilinmektedir. Bu farkların temel nedenleri, hesaplamalarda manyetik alanın, türbülansın ve dönmenin dikkate alınmamasıdır.

Bu üç etkinin birlikte dikkate alınması durumunda ise ortaya çıkan denklemlerin analitik çözümlerini elde etmek oldukça zordur. Türbülansın (Gabriel, 1996 ve 2000; Bi ve Li, 1998; Bi ve Xu, 2000) ve dönmenin (Cowling ve Newing, 1949; Simon, 1965; Gough ve Thompson, 1990; Monteiro ve ark., 2000) kip frekansları üzerindeki etkisi bir çok bilim adamı tarafından çalışılmıştır. Son yıllardaki SOHO ve diğer uydularla elde edilen gözlemler manyetik alanın da dikkate alınması gerektiğini ortaya koymuştur.

Bu çalışmada, sıkıştırılamaz ideal bir akışkan olarak kabul edilen bir Güneş modelindeki manyeto-hidrodinamik (MHD) etkileşimler küresel koordinatlarda yazılmıştır. İkinci bölümde MHD denklemleri lineerleştirildikten sonra çözümler aranmıştır. Standart Güneş Modelinde (SGM) (Christensen-Dalsgaard ve ark., 1996) bulunan fiziksel parametrelerden yoğunluk, basınç, sıcaklık yanında manyetik alanda bir zonklama sürecinde oluşan pertürbasyonların analitik ifadeleri elde edilmiştir. Düşük  $l$  değerine sahip kipler için pertürbasyonların grafikleri çizilmiştir. Manyetik

---

Bildiri tam metni için : Hüseyin ÇAVUŞ  
e-mektup: h\_cavus@comu.edu.tr

alandan dolayı kip frekanslarında meydana gelen kaymalar üçüncü bölümde anlatılmıştır. Dördüncü bölüm ise yorumlar ve sonuçlar için ayrılmıştır.

## 2. Temel Formülasyon

### 2.1. Denklemlerin Lineerleştirilmesi

Güneş içerisinde oluşan türbülansın ve dönmenin dikkate alınmadığı durumlar için geçerli olan ideal MHD denklemleri; Unno ve ark. 1989; Chritensen-Dalsgaard 2003; Jackson 1962; Landau 1966 gibi kaynaklarda verilmektedir. Bunlara ek olarak sıkıştırılmaz akışkan tanımını ( $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$ ) da ekleyerek ve küçük pertürbasyon varsayımından hareket ederek lineerleştirildikten sonra, denge durumunu eşitliklerden çıkardığımız zaman aşağıdaki ifadeler elde edilebilir :

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -(\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla}) \rho_0 \quad (1)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = -\vec{\nabla} p_1 + \frac{1}{4\pi} [(\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1 + (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0] + \rho_0 \vec{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = (B_0 \vec{\nabla}) \vec{v}_1 - (\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}_0 \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_1 = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} = -(\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla}) p_0 \quad (5)$$

Yukarıdaki eşitliklerde bulunan  $\rho$ ,  $\vec{g}$ ,  $p$ ,  $\vec{v}$  ve  $\vec{B}$  sırasıyla yoğunluk, çekim ivmesi, basınç, hız ve manyetik alanı göstermektedir. Alt-İndis 0 denge, alt-İndis 1 ise pertürbasyon durumuna karşılık gelmektedir. Cowling ve Newing, (1949) yaklaşımını kullanarak, çekim ivmesinde oluşabilecek pertürbasyonları ihmal edilmiş ve denge durumunda akışkan durağan ( $\vec{v}_0 = 0$ ) kabul edilmiştir. Enerji transferinin ise “adiyabatik” olduğu düşünülmüştür.

### 2.2. Pertürbasyonlar

Standart Güneş modellerinde (SGM) genellikle, hidrodinamik (HD) denklemler dikkate alınarak yoğunluk, basınç ve sıcaklık gibi fiziksel parametrelerin değişimleri yançapa bağlı olarak verilmiştir. Hız, yer değiştirmenin zamansal türevi ( $\vec{v}_1 = \partial \vec{\xi} / \partial t$ ) olarak yazılarak gerekli sadeleştirmeler yapılırsa, yoğunluk ve basınca ait pertürbasyon ifadeleri aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\rho_1 = -\xi_r \frac{d\rho_0}{dr} \quad (6)$$

$$p_1 = -\xi_r \frac{dp_0}{dr} \quad (7)$$

Sıcaklıkta meydana gelen pertürbasyonu bulmak için: Enerji transfer denklemini sıcaklık ve basınç cinsinden yazılırsa sıcaklıkta oluşan pertürbasyon aşağıdaki gibi elde edilir.

$$T_1 = -\xi_r \frac{dT_0}{dr} \quad (8)$$

Manyetik alana ait pertürbasyonu bulmak için ise önce denge durumundaki manyetik alanın verilmesi gerekmektedir. Kleorin ve arkadaşları (1996) denge durumundaki manyetik alanın bileşenleri arasında,  $B_{0\phi} \gg B_{0\theta} \gg B_{0r}$  şeklinde bir ilişki olduğunu düşünmüşlerdir. Burada, denge konumundaki manyetik alan şekli olarak Gough ve Thompson (1990) makalesinde verilen toroidal manyetik alan kullanılmıştır.

$$B_0 = a(r) \frac{dP_k}{d\theta} (\cos \theta) e_\phi \quad (9)$$

$$a(r) = \begin{cases} B \left(1 - \left(\frac{r-r_0}{d}\right)^2\right) & |r-r_0| \leq d \\ 0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (10)$$

Son iki eşitlikte  $P_k$   $k$  derecesindeki bir Legendre polinomu,  $d$  incelenen katmanın kalınlığı,  $r_0$  katmanın ortalama konumu,  $B$  ise manyetik alanın o noktadaki değerini gösterir. Manyetik alandaki pertürbasyonlar da (3) denklemi yardımıyla şu şekilde bulunabilir.

$$B_{1r} = \frac{B_0}{r \sin \theta} \frac{d\xi_r}{d\phi} \quad (11)$$

$$B_{1\theta} = \frac{B_0}{r \sin \theta} \frac{d\xi_\theta}{d\phi} \quad (12)$$

$$B_{1\phi} \approx \frac{B_0}{r \sin \theta} \frac{d\xi_\phi}{d\phi} \quad (13)$$

Son denklemlerde kullanılan  $\xi_r$ ,  $\xi_\theta$  ve  $\xi_\phi$  yer değiştirmenin küresel koordinatlardaki bileşenleridir. En genel ifadeleri,

$$\xi_r(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \chi(r) Y_l^m \exp(-i\omega t) \quad (14)$$

$$\xi_\theta(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \eta(r) \frac{\partial}{\partial \theta} Y_l^m \exp(-i\omega t) \quad (15)$$

$$\xi_\phi(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \frac{\eta(r)}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} Y_l^m \exp(-i\omega t) \quad (16)$$

şeklinde yazılır (Unno ve ark., 1989). Bu denklemlerde kullanılan  $Y_l^m$  küresel harmonikleri asosiy Legendre polinomları ( $P_l^m$ ) cinsinden en genel ifadesi (Jackson, 1962)

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^m C_{lm} P_l^m(\cos \theta) \exp(im\phi) \quad (17)$$

şeklindedir.  $C_{lm}$  normalizasyon sabiti

$$C_{lm}^2 = \frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \quad (18)$$

olarak tanımlanır.  $\chi(r)$  ve  $\eta(r)$  genlik fonksiyonlarıdır.  $\chi(r)$ , Gough ve Thompson (1990), Unno ve arkadaşlarının (1989) verdikleri tanımların yardımıyla aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\chi(r) = (r/R_\odot)^{l-1} \quad (19)$$

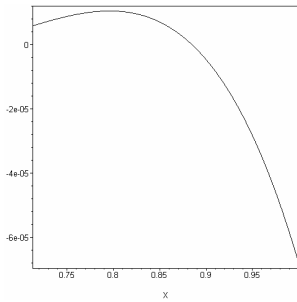
Buna bağlı olarak  $\chi(r)$  ve lineerleştirilmiş hareket denklemleri yardımıyla  $\eta(r)$ 'in değeri,

$$\eta(r) = \frac{(r/R_\odot)^{l-1}}{r\omega^2} \exp(-0.54 \times 10^{-8} r) \quad (20)$$

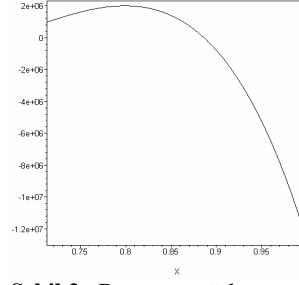
olarak bulunur.

(6)-(20) eşitliklerini kullanarak yoğunluk, basınç, sıcaklık ve manyetik alanda meydana gelen pertürbasyonların belirli enlemlerdeki değişimleri görelî yarıçapın ( $r/R_\odot$ ) veya zamanın fonksiyonu olarak çizilebilir.

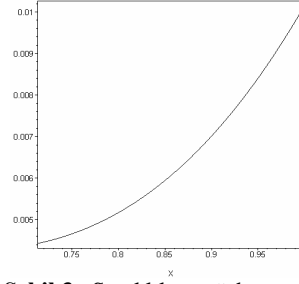
Şekil 1 – Şekil 3'te, yoğunluk, basınç ve sıcaklıkta oluşan pertürbasyonların  $t=5$  dakika,  $l=m=2$ ,  $\theta=\pi/6$  ve  $\phi=\pi/3$  için görelî yarıçapa ( $X$ ) göre değişimleri gösterilmektedir. Şekil 4 – Şekil 6'da ise Manyetik alanın bileşenlerinde oluşan pertürbasyonların  $t=5$  dakika,  $l=m=2$ ,  $\theta=\pi/6$  ve  $\phi=\pi/3$ ,  $r_0=0.713R_\odot$ ,  $B=10$  T (Rempel ve ark. 2000),  $d=0.02R_\odot$  ve  $k=2$  için görelî yarıçapa göre değişimleri temsil edilmektedir.



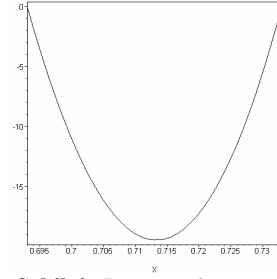
Şekil 1. Yoğunluk pertürbasyonu



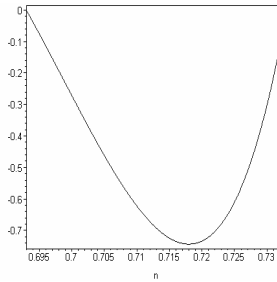
Şekil 2. Basınç pertürbasyonu



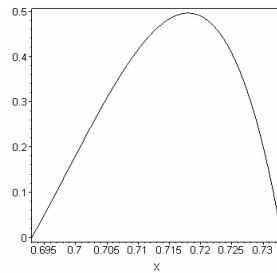
Şekil 3. Sıcaklık pertürbasyonu



Şekil 4.  $B_{1r}$  pertürbasyonu

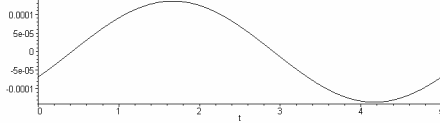


Şekil 5.  $B_{1\theta}$  pertürbasyonu

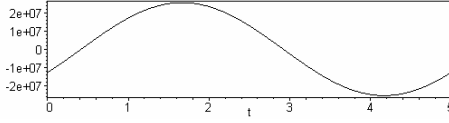


Şekil 6.  $B_{1\phi}$  pertürbasyonu

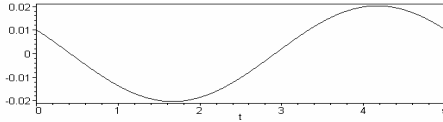
Şekil 7 – Şekil 9’da yoğunluk, basınç ve sıcaklıkta oluşan perturbasyonların  $r=R_{\odot}$ ,  $l=m=2$ ,  $\theta=\pi/6$  ve  $\phi=\pi/3$  için zamana (dakika cinsinden) göre değişimleri gösterilmiştir.



Şekil 7. Yoğunluk perturbasyonu

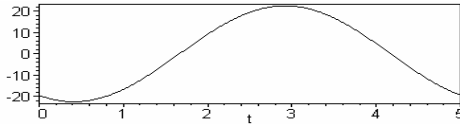


Şekil 8. Basınç perturbasyonu

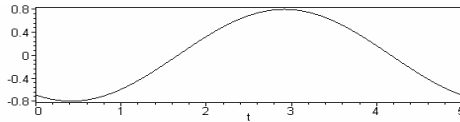


Şekil 9. Sıcaklık perturbasyonu

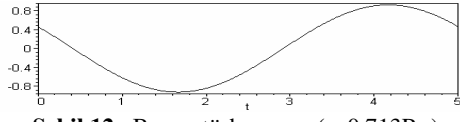
Şekil 10 – Şekil 15 manyetik alanın bileşenlerinde oluşan perturbasyonların,  $l=m=2$ ,  $\theta=\pi/6$  ve  $\phi=\pi/3$ ,  $r_0=0.713R_{\odot}$ ,  $B=10$  T (Rempel ve ark. (2000),  $d=0.02R_{\odot}$  ve  $k=2$  için zamana (dakika cinsinden) göre değişimleri gözlenmektedir.



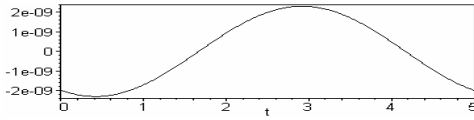
Şekil 10.  $B_{1r}$  perturbasyonu ( $r=0.713R_{\odot}$ )



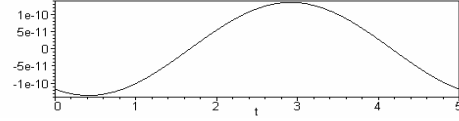
Şekil 11.  $B_{1\theta}$  perturbasyonu ( $r=0.713R_{\odot}$ )



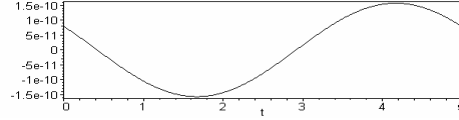
Şekil 12.  $B_{1\phi}$  perturbasyonu ( $r=0.713R_{\odot}$ )



Şekil 13.  $B_{1r}$  perturbasyonu ( $r=0.733R_{\odot}$ )



Şekil 14.  $B_{1\theta}$  perturbasyonu ( $r=0.733R_{\odot}$ )



Şekil 15.  $B_{1\phi}$  perturbasyonu ( $r=0.733R_{\odot}$ )

### 3. Manyetik Alanın Kip Frekanslarına Etkisi

Manyetik alanın kip frekansları üzerindeki etkisini görmek için (2) eşitliği aşağıdaki gibi yeniden yazılabilir.

$$-\rho_0 \omega^2 \vec{\xi} = \vec{\nabla}(\xi_r \frac{dp_0}{dr}) - \vec{g} \xi_r \frac{d\rho_0}{dr} + \frac{1}{4\pi} [(\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1 + (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0] \quad (21)$$

Son eşitlik adiyabatik kısım ve manyetik alanın etkisini gösteren kısım olarak yazılabilir.

$$\omega^2 \vec{\xi} = \vec{\mathfrak{X}}_{ad}(\xi) + \vec{\mathfrak{X}}_B(\xi) \quad (22)$$

$$\vec{\mathfrak{X}}_{ad}(\xi) = -\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}(\xi_r \frac{dp_0}{dr}) + \frac{\vec{g}}{\rho_0} \xi_r \frac{d\rho_0}{dr} \quad (23)$$

$$\vec{\mathfrak{X}}_B(\xi) = -\frac{1}{4\pi\rho_0} [(\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1 + (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0] \quad (24)$$

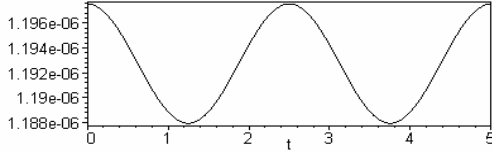
Frekanslardaki küçük değişimleri bulmak için aşağıdaki eşitlik kullanılır (Unno ve ark., 1989).

$$\omega = \omega^{(0)} + \omega^{(1)} \quad (25)$$

Bu durumda manyetik alanın frekanslarda oluşturduğu kayma miktarı

$$\nu^{(1)} = \frac{\omega^{(1)}}{2\pi} = \frac{1}{8\pi\omega^{(0)}} \frac{\int \vec{\mathfrak{X}}_B \cdot \vec{\xi}^* dM_r}{\int |\xi|^2 dM_r} \quad (26)$$

birinci merteben bir perturbasyon olarak bulunur. Aşağıdaki şekil (Şekil 16), manyetik alanın 5-dakika periyotlu kip frekanslarında oluşturduğu kaymanın zaman içinde periyodik, yani salınımlı olarak değiştiğini göstermektedir.



Şekil 16. Manyetik alanın 5-dakika periyotlu kip frekanslarına etkisi

#### 4. Yorumlar ve Sonuçlar

Bu çalışmada ilk olarak Güneş kabuğunun dıştaki % 30'luk kısmı için SGM'deki bazı fiziksel parametrelerin (yoğunluk, basınç ve sıcaklık) ve manyetik alanın, düşük  $l$  ve  $m$  derecesine sahip beş dakika periyotlu zonklama sürecinde nasıl değiştiğine bakılmıştır. Bunun için de birinci mertebe pertürbasyon yaklaşımı ve sıkıştırılmaz akışkan tanımı kullanılmıştır.

Elde edilen sonuçlardan beş dakika periyotlu Güneş zonklamaları ve fiziksel parametrelerin manyetik alan etkisiyle nasıl değişebileceği belirlenmiştir. Yoğunluk, basınç ve sıcaklıkta meydana gelen pertürbasyonları denge değerlerine oranladığımızda yaklaşık  $10^{-6}$  gibi bir değer bulunmuştur. Bu sonuç, birinci mertebe yaklaşımının kullanılabilirliğini göstermiştir. Yoğunluk ve basınçta meydana gelen pertürbasyonlar belli değerlerden başlamakta ve  $0.88R_{\odot}$  ile  $0.89R_{\odot}$  arasında sıfır olmaktadır. Her iki pertürbasyonun çapsal değişimleri benzer şekilde davranmaktadırlar. Bu durumun temel nedeni enerji transferinin adiyabatik olmasıdır. Sıcaklık pertürbasyonunun değeri ise konvektif bölgenin dış kısımlarına gidildikçe artmaktadır. Fakat bu artış denge durumuna kıyasla oldukça küçük olduğu için herhangi bir anormallik oluşturmamaktadır.  $\hat{e}_r$  yönünde kabul edilen denge durumu manyetik alanı, konvektif bölgenin tabanında  $0.04 R_{\odot}$ 'lik bir bölge içinde tanımlıdır. Manyetik alanın bileşenlerinde oluşan pertürbasyonlar incelendiğinde çok ilginç sonuçlar elde edilmiştir.  $r=0.713R_{\odot}$  için, pertürbasyonun  $\hat{e}_r$  yönündeki bileşeninin diğer iki yöndeki bileşenlere göre oldukça büyük olduğu görülmüştür. Bu durumun temel nedeni Güneş içerisindeki manyetik alanın karmaşık bir geometriye sahip olmasıdır. Diğer iki yönde oluşan pertürbasyonların büyüklüklerinin birbirlerine çok yakın oldukları görülmüştür. Konvektif bölgenin tabanından dışa doğru gidildikçe pertürbasyonun her üç bileşeni de sıfıra yaklaşmakta,  $r=0.733R_{\odot}$  değerinde sıfır olmaktadır. Bu sonuç denge durumu manyetik alanı ile paralellik göstermektedir. Fiziksel parametrelerde ve manyetik alanda meydana gelen pertürbasyonların davranışları, zamansal değişimleri gösteren grafiklerden de (Şekil 7 – Şekil 15) açıkça görülmektedir. Yoğunluk ve basınçta meydana gelen pertürbasyonlar arasında herhangi bir faz farkı

oluşmazken, sıcaklık ile bu iki parametre arasında yaklaşık 2.5 dakikalık bir faz farkı saptanmıştır. Manyetik alan bileşenlerinde ise;  $B_{1r}$  ve  $B_{1\theta}$  arasında faz farkı görülmezken, bu iki bileşenle  $B_{1\phi}$  bileşeni arasında 1.25 dakikalık bir faz farkı oluşmaktadır.

Son olarak, Güneşin beş dakika periyotlu ( $\nu \approx 3$  milihertz) zonklama frekanslarında manyetik alandan kaynaklanan kaymaların zamansal değişimi incelenmiştir. Zaman içerisinde oluşan frekans kaymasının, salınımlı ve maksimum değerinin ise 1.2 mikrohertz mertebesinde olduğu bulunmuştur. Bu sonuç, Bi ve arkadaşlarının (2003) ve Gough ve Thompson'un (1990) çalışmalarında buldukları sonuçlarla uyum içerisindedir. Bu iki çalışmada da kayma mikrohertz mertebesinde bulunulmuştur. Bi ve arkadaşları oluşan kaymayı 2 mikrohertz, Gough ve Thompson ise 3 mikrohertz civarında bulmuşlardır.

Görüldüğü gibi sıkıştırılmaz akışkan yaklaşımı kaba bir yaklaşım olmasına rağmen literatürdeki diğer sonuçlarla uyumlu sonuçlar vermektedir.

#### 5. Kaynaklar

- Antia, H.M., Chitre S.M., ve Thompson, M.J., 2000, A&A, 21.
- Bi, S. ve Li, R., 1998, A&A, 335.
- Bi, S. ve Xu, H.Y., 2000, A&SS, 279.
- Bi, S., Liao, Y. ve Wang, X., 2003, A&A, 397.
- Christensen-Dalsgaard, J., ve ark., 1996, Science, 272 .
- Christensen-Dalsgaard, J., 2003, Lecture Notes On Stellar Oscillations, Aarhus University.
- Cowling, T.G. ve Newing, R.A., 1949, ApJ., 109.
- Gough, D.O. ve Thompson, M. J., 1990, Mon. Not. R Astr. Soc , 242.
- Gabriel, M., 1996, Bull. Astr. Soc. India, 24.
- Gabriel, M., 2000, A&A, 353.
- Jackson, W.D., 1962, Classical Electrodynamics, John Wiley and Sons Incorporations.
- Karafistan A.İ. ve Denis, C., 1984, Proc. Of The 25th Liege Astrophysical Colloquium.
- Kleeorin, N., Mond, M. ve Rogachevskii, I., 1996, A&A, 307.
- Landau, L.D. ve Lifshitz, E.M., 1966, Fluid Mechanics, Pergamon Press.
- Leighton, R.B., Noyes, R.W. ve Simon, G. W., 1962, A&A, 341.
- Libbrecht, K.G., Woodard, M.F. ve Kaufman, J.M., 1990, ApJS, 74.
- Rempel, M., Schüssler, M. ve Toth, G., 2000, A&A, \_\_\_\_.
- Simon, R., Annales D' Astrophysique, 1965, 28.
- Unno, W., Osaki, Y., Ando H. ve Shibashi, H., 1989, Nonradial Oscillations Of Stars, TokyoPress.