

Soğuk İyonküre Plazmasında Dikey Yayılan Olağan/Sıradan Dalga Sönümünün Coğrafik Enleme Değişimi

İbrahim Ünal

İnönü Üniversitesi, Eğitim Fakültesi, Fen Bilgisi Öğretmenliği Bölümü, Malatya
ibrahim.unal@inonu.edu.tr

Özet: Radyo dalgaları, iyonküre plazması içerisinde ilerlerken sahip oldukları frekansa, plazma ortamındaki elektronların salınım frekansına, elektronların diğer parçacıklarla çarpışma frekanslarına ve ortamın kırma indisine bağlı olarak değişik davranışlar gösterirler. Bu davranışlara bağlı olarak dalgalar kırılır, yansır ve ortam tarafından soğurularak zayıflatılırlar. Bu çalışmada soğuk iyonküre plazmasında dikey olarak ilerleyen HF sıradan radyo dalgasının coğrafik enlem, frekans, mevsim ve Güneş aktivitesine bağlı sönümünü incelenmiştir. Sayısal hesaplamalar "International Reference Ionosphere (IRI)-Model" kullanılarak yapılmıştır. Sonuçta; frekans arttıkça ve ekvatoran kutuplara doğru gidildikçe sönümün azaldığı, ayrıca aynı frekanstaki dalganın sönümünün tüm mevsimlerde kuzey ve güney yarıkürede farklılıklar gösterdiği elde edilmiştir.

Abstract: When the radio waves propagate in the ionospheric plasma, they exhibit different behaviors related to their wave frequency, oscillation frequency of the electrons in the plasma medium and the refractive index of the medium. Depending on these behaviors, the wave is refracted, reflected or attenuated by absorption from medium. In this study, damping of vertically propagating HF ordinary radio waves in the cold ionospheric plasma was investigated depending on geographic latitude, frequency, the season and solar activity. Numerical calculations were performed by using "International Reference ionosphere (IRI)-Model". As a result, the frequency increases as you go from the equator towards the poles are reduced by damping and also the damping of the HF wave at the same frequency in all seasons differ in the northern and southern hemispheres is obtained.

1. Giriş

İyonküre plazmasının radyo dalgalarını yansıtabilen, kırabilen ve zayıflatan bir ortam olduğu çok iyi bilinmektedir. İyonkürede ilerleyen radyo dalgaları, elektron yoğunluğunun değişimlerinden etkilenir ve bu değişimler radyo dalgalarının davranışını belirler [1]. Bu etkilenme sonucunda dalga yansır, kırılır ve soğurur. Radyo dalgalarının soğurulma probleminin çözümü için sırasıyla ortamın iletkenliği, dalganın kırılma indisi ve kırılma indisinden hareketle dalga için soğurulma katsayısı elde edilmelidir.

İyonküre plazması içerisinde ilerleyen radyo dalgası, Yer'in manyetik alanının etkisi altında birçok dalgaya ayrışır. Sonuçta manyetik alanının dikey bileşeninden dolayı kutuplanmış dalgalar ve yatay bileşeninden dolayı ise sıradan ve sıra dışı dalga oluşur [2]. Bu çalışmada, kısmi basınç değişimi sonucunda oluşan termik hareketlerin ihmal edildiği ($\bar{N}P = 0$) soğuk plazmada dikey ilerleyen sıradan HF dalganın kırılma indisi analitik olarak elde edilmiş, kırılma indisine bağlı sönüm katsayısı tanımlanarak dalganın coğrafik enlem, frekans, mevsim ve Güneş aktivitesine bağlı sönümü incelenmiştir.

2. Soğuk Plazma İçerisinde Oluşan Sıradan Dalganın Kırılma İndisi

Elektronun kütlesi iyonun kütlesine göre çok küçük olduğundan ($m_e \ll m_i$) bir kuvvetin etkisi altındaki elektron hareketi, iyonun hareketinden çok daha büyük olacaktır. Bu nedenle bu çalışmada sadece elektronun hareketi göz önüne alınacaktır [3]. Parçacıkların ısı hareketlerinin ihmal edilmesiyle soğuk plazma yaklaşımının yapıldığı [4], çarpışmanın (ν_e) göz önüne alındığı, elektrik ve manyetik alan içindeki bir elektronun üzerine etki eden kuvvet aşağıdaki ifadeyle verilir.

$$m_e \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = q_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - m_e \nu_e \mathbf{V}_e \quad (1)$$

Burada ω dalga frekansı olmak üzere, hız (\mathbf{V}_e), elektrik (\mathbf{E}) ve manyetik alanın (\mathbf{B}) zamanla $e^{-i\omega t}$ şeklinde değiştiği göz önüne alındığında bu ifade,

$$i\omega \mathbf{V}_e = \frac{e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) + \nu_e \mathbf{V}_e \quad (2)$$

şeklini alır. Seçilen kartezyen koordinat sisteminde x-ekseni coğrafik doğuyu, y-ekseni coğrafik kuzeyi ve z-ekseni ise düşey doğrultuda yukarı yönü gösterebilir. Buna göre dalganın elektrik alanı $\mathbf{E} = \hat{x}E_x + \hat{y}E_y + \hat{z}E_z$ ve elektronun hızı $\mathbf{V} = \hat{x}V_x + \hat{y}V_y + \hat{z}V_z$ olur. \mathbf{J} akım yoğunluğunun $\mathbf{J} = -eN_e\mathbf{V}_e$ olduğu göz önüne alınıp, Yer'in manyetik alanı $\mathbf{B} = \hat{x}B\cos I\sin D + \hat{y}B\cos I\cos D - \hat{z}B\sin I$ şeklinde tanımlanırsa, genelleştirilmiş Ohm kanunu ($\mathbf{J} = [\sigma] \times \mathbf{E}$) dikkate alınarak ve Cramer metodu kullanılarak (2) denkleminde,

$$\sigma = \begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \hat{y} & \hat{x} & 0 \\ \hat{z} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 + (\sigma_0 - \sigma_1)\cos^2 I \sin^2 D & -\sigma_2 \sin I + (\sigma_0 - \sigma_1)\cos^2 I \cos D \sin D & -\sigma_2 \cos I \cos D - (\sigma_0 - \sigma_1)\cos I \sin I \sin D \\ \sigma_2 \sin I + (\sigma_0 - \sigma_1)\cos^2 I \cos D \sin D & \sigma_1 + (\sigma_0 - \sigma_1)\cos^2 I \cos^2 D & \sigma_2 \cos I \sin D - (\sigma_0 - \sigma_1)\cos I \sin I \cos D \\ \sigma_2 \cos I \cos D - (\sigma_0 - \sigma_1)\cos I \sin I \sin D & -\sigma_2 \cos I \sin D - (\sigma_0 - \sigma_1)\cos I \sin I \cos D & \sigma_1 + (\sigma_0 - \sigma_1)\sin^2 I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} \quad (3)$$

elde edilir [2, 5]. Burada $\sigma_0 = \frac{e^2 N_e}{m_e (v_e - i\omega)}$, $\sigma_1 = \frac{e^2 N_e (v_e - i\omega)}{m_e [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2]}$ ve $\sigma_2 = \frac{e^2 N_e \omega_{ce}}{m_e [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2]}$ şeklinde tanımlanır.

Ordinari dalganın kırılma indisi, elektromanyetik dalganın davranışını belirleyen Maxwell denklemleri kullanılarak ifade edilen dalganın ayrılma bağıntısından elde edilir. Buna göre 3. ve 4. Maxwell denklemleri,

$$\tilde{\mathbf{N}}' \mathbf{E} = - \frac{\nabla \mathbf{B}}{\nabla t} \quad \text{ve} \quad \tilde{\mathbf{N}}' \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\nabla \mathbf{E}}{\nabla t} \quad (4)$$

şeklinde verilir ve $\tilde{\mathbf{N}}' \mathbf{E}$ ifadesinin rotasyoneli alınıp bu ifade $\tilde{\mathbf{N}}' \mathbf{B}$ içerisinde yerine yazılırsa,

$$\tilde{\mathbf{N}}' \tilde{\mathbf{N}}' \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 \frac{\hat{\mathbf{e}}}{\hat{\mathbf{e}}} \mathbf{E} + \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega} \hat{\mathbf{e}} \times \mathbf{E} \quad (5)$$

elde edilir. Burada \mathbf{I} birim tensördür. Buradaki elektrik alan konuma göre $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ şeklinde değiştiğinden $\tilde{\mathbf{N}} = i\mathbf{k}$ olarak alınabilir. Bu durumda yukarıdaki denklem,

$$\mathbf{k}^2 \mathbf{E} - \mathbf{k}(\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\hat{\mathbf{e}}}{\hat{\mathbf{e}}} \mathbf{E} + \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega} \hat{\mathbf{e}} \times \mathbf{E} \quad (6)$$

şeklinde yazılır. Bu ifade elektromanyetik dalganın ayrılma bağıntısı olarak bilinir. Kırılma indisinin $\mathbf{n} = (kc/\omega)\hat{\mathbf{z}}$ olduğu ve manyetik alanın yatay bileşeni ($\mathbf{B} = \hat{y}B\cos I\cos D$) göz önüne alınıp, (3) denklemlerle verilen iletkenlik ifadesi bu denklemde yerine yazılırsa, aşağıdaki gibi matris formda bir ifade elde edilir.

$$\begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \\ \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \\ \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n^2 - 1 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega m_e} \frac{e^2 N_e (v_e - i\omega)}{[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{cey}^2]} & 0 & \frac{i}{\epsilon_0 \omega m_e} \frac{e^2 N_e \omega_{cey}}{[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{cey}^2]} \\ 0 & n^2 - 1 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega m_e} \frac{e^2 N_e}{(v_e - i\omega)} & 0 \\ -\frac{i}{\epsilon_0 \omega m_e} \frac{e^2 N_e \omega_{cey}}{[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{cey}^2]} & 0 & -1 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega m_e} \frac{e^2 N_e (v_e - i\omega)}{[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{cey}^2]} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \\ \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \\ \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} = 0 \quad (7)$$

Bu eşitliğin sıfır olabilmesi için, katsayılar determinantının sıfıra eşit olması gerekir. Katsayılar determinantı sıfıra eşitlendiğinde sıradan ve sıradışı olarak iki dalganın oluştuğu görülür. Buna göre sıradan dalganın kırılma indisi reel ve sanal kısımlarına ayrılmış olarak aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$n_O^2 = 1 - \frac{X}{1+Z^2} + i \frac{XZ}{1+Z^2}; \quad X = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad \text{ve} \quad Z = \frac{v_e}{\omega} \quad (8)$$

3. İyonküre Plazmasında İlerleyen Radyo Dalgasının Sönümü

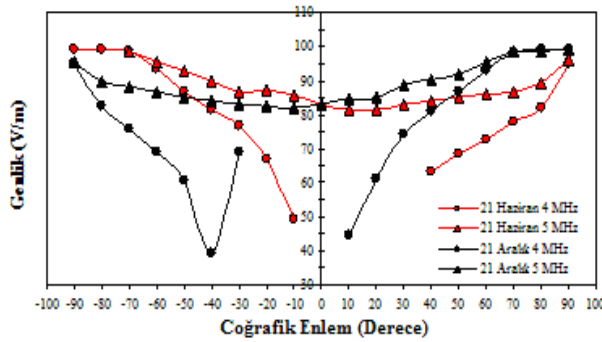
Yukarıda elde edilen denklemlerden hareketle sıradan dalganın elektrik alanı, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi)}$ şeklinde yazılırsa ve kırılma indisi reel ve sanal kısmına ayrılmış olarak $n = \mu + i\chi$ şeklinde ifade edilip gerekli matematiksel işlemler yapılırsa, dalganın elektrik alanındaki veya genliğinde oluşacak sönüm aşağıdaki gibi analitik olarak ifade edilebilir. Böylece dalganın sönümünün, ortamın dalgayı kırma indisinin sanal kısmı ile ilgili olduğu açıkça görülmektedir.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi)} e^{-\frac{\omega}{c} \chi r} \quad (9)$$

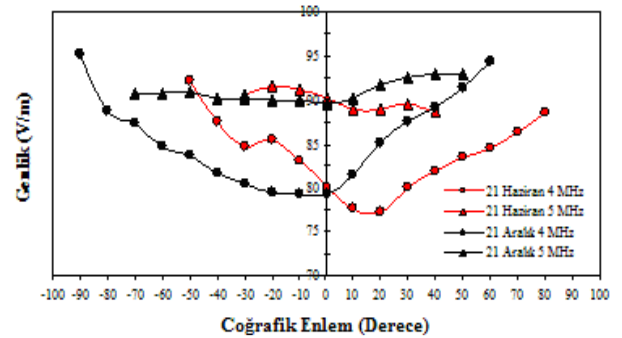
4. Sonuç ve Tartışma

Bu çalışmada kullanılan parametreler International Reference Ionosphere (IRI) Modeli kullanılarak yapılmıştır. İyonosfere 120 km de giren ve yansıdığı notaya kadar her 1 km için sıradan dalganın sönümü incelenmiştir. Sönümler Güneş'in aktif (R=142,2) ve pasif (R=8,6) olduğu dönemler için yapılmıştır.

Daha önceki çalışmalarımızda soğuk ve sıcak plazma içinde dikey ilerleyen elektromanyetik dalganın ayrışımından oluşan sıradan dalganın kırılma indislerinin aynı olduğu ve manyetik alandan bağımsız olduğu elde edilmişti [7]. Buna göre sıcaklık etkisinin önemini olmadığı ordinar dalganın Şekil 1 ve Şekil 2'deki sönümleri incelendiğinde, yaz ve kış mevsiminde ve Güneş'in aktif ve pasif olduğu dönemlerde frekans arttıkça dalganın daha az söndüğü görülmektedir. Genel olarak bütün frekanslarda ve mevsimlerde dalgalar kutup bölgelerinden ekvatorial bölgelere geldikçe daha fazla sönüme uğradığı görülmektedir. Fakat aynı frekanslı dalgalara bakıldığında her iki şekilde de güney yarımküredeki sönümün kuzey yarımküredeki sönümden daha az olduğu tespit edilmiştir. Bu sonuç oldukça dikkat çekicidir. Daha sonraki çalışmalarımızda manyetik enlemler dikkate alınarak bu sonucun sebepleri araştırılacaktır. Ayrıca Güneş'in aktif iken sönümün arttığı görülmektedir. Tüm bu sonuçların elektron yoğunluğu ve çarpışmaların artışından kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şekil 1. Güneş aktivitesinin maksimum olduğu dönemde saat 12:00 da sıradan dalga sönümünün coğrafik enlem, frekans ve mevsimsel değişimi.



Şekil 2. Güneş aktivitesinin minimum olduğu dönemde saat 12:00 da sıradan dalga sönümünün coğrafik enlem, frekans ve mevsimsel değişimi.

Kaynaklar

- [1]. Zernov, N. N. ve Lundborg, B., "The influence of ionospheric electron density fluctuations on HF pulse propagation", Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 57(1), s.65-73, 1995.
- [2]. Yeşil, A. ve Ünal, İ., Behaviour of Electromagnetic Waves in Different Media and Structures, Publisher: InTech, June 2011.
- [3]. İnan, U. S. ve İnan, A. S., Electromagnetic Waves. Prentice Hall Inc., New Jersey, 2000.
- [4]. Dendy, R. O., Plasma Dynamics. Clarendon Press, Oxford, 1990.
- [5]. Aydoğdu, M., Güzel, E., Yeşil, A., Özcan, O. ve Canyılmaz, M., "Comparison of the calculated absorption and the measured field strength of HF waves reflected from the ionosphere", Il Nuovo Cimento, 30 (3), s.243-253, 2007.
- [6]. Ratcliffe, J. A., The Magneto-ionic Theory and Its Applications to the Ionosphere. Cambridge Univ Press, London, 1959.
- [7]. Korlaelçi, S., Ünal, İ. ve Yeşil, A., "Adyabatik Ses Hızının İyonosferik Plazmada İlerleyen Ordinar Dalganın Sönümüne Etkisi", VI. URSI Türkiye Bilimsel Kong., 02-05 Eylül 2012, Doğuş Üniv., İstanbul.