

45629



I

T.C.

FIRAT UNIVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTUSU

**SOĞUK PLAZMANIN ELEKTROMANYETİK  
DALGANIN YAYILMASI ÜZERİNE ETKİSİ**

Ali YEŞİL

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez, 1995 tarihinde, aşağıda belirtilen jüri tarafından  
Oybirliği/Oycokluğu ile Başarılı/Başarısız olarak değerlendirilmiştir.

---

Danışman

Prof. Dr.

Mehmet AYDOĞDU

**TEŐEKKÜR**

Bu çalıőmanın hazırlanması sűresince, yakın ilgi ve desteęini esirgemeyen saygıdeęer hocam Prof. Dr. Mehmet AYDOęDU'ya teőekkűr ederim. Ayrıca Yrd. Doç. Dr. Osman ŐZCAN ve Őęr. Gűr. Esat GUZEL'e de teőekkűrű bir borç bilirim.



Ali YEŞİL

**SUMMARY**  
M. Sc. Thesis

**THE EFFECT OF THE COLD PLASMA ON THE PROPAGATION OF THE  
ELECTROMAGNETIC WAVES**

ALI YEŞİL  
Firat University  
Graduate School of Science and Technology  
Department of Physics  
1995, Page: 72

In this study, the effect of the cold plasma on the propagation of the electromagnetic waves have been investigated. The refractive index of cold plasma have been found by using Maxwell and Langevin equations. The refractive index depends on that collision frequency between the particles, plasma density, magnetic field and angle between wave normal and the magnetic field of Earth. These parameters in the refractive index have been obtained from "International Reference Ionosphere (IRI)"

The calculations have been done at the geographic coordinate of (38.4 °D - 39.0 °K), at 300 km height, at 12.00 LT and 24.00 LT, for June.

The following results have been found.

a) for  $B=0$ ,  $v=0$  condition

The effect of the cold plasma on the propagation electromagnetic waves have been studied. The refractive index are negative when angular frequency  $\omega$  are smaller than 30 rad/sn and positive when greater than 30 rad/sn.

#### IV

b) for  $B \neq 0$ ,  $\nu = 0$ ,  $\theta = 0$  condition

The refractive index have been computed when the angle between wave normal and the magnetic field are  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ , and  $90^\circ$ .

The refractive index increases from the negative values to positive values with wave frequency.

c) for  $B = 0$ ,  $\nu \neq 0$  condition

The refractive index becomes complex at this condition.

The real part of the refractive index increases with wave frequency while imaginary part is almost constant.

d) for  $B \neq 0$ ,  $\nu \neq 0$ ,  $\theta = 90^\circ$  condition

The real and imaginary part of the refractive index have been obtained. These values have been examined with the wave frequency. Approximately, the real part of refractive index between 20-30 rad/sn wave frequency is zero. Also, the refractive index have been examined with the altitude. It is shown that refractive index changes with altitude similar the electron density changes with altitude.

Key words: Refractive index, electromagnetic wave, wave frequency, plasma frequency.

**ÖZET**

Yüksek Lisans Tezi

**SOĞUK PLAZMANIN ELEKTROMANYETİK DALGANIN  
YAYILMASI ÜZERİNE ETKİSİ**

Ali YEŞİL

Fırat Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

1995, Sayfa: 72

Bu çalışmada, soğuk plazmanın elektromanyetik dalganın yayılması üzerine etkisi incelenmiştir. Soğuk plazmanın kırılma indisi, Maxwell ve Langevin denklemleri yardımıyla çıkarılmıştır. Kırılma indisi, parçacıklar arasındaki çarpışma frekansına, manyetik alana, dalga frekansına, plazma yoğunluğuna ve elektromanyetik dalganın Yer'in manyetik alanı ile yaptığı açıya( $\theta$ ) bağlıdır. Kırılma indisinin bağlı olduğu bu parametreler "International Reference Ionosphere (IRI)" modelinden elde edilmiştir.

Hesaplamalar (34.8 °D-39.0 °K) coğrafik koordinatlarında, Haziran ayı ve 300 km yükseklikte, saat 12.00 YZ ve saat 24.00 YZ zaman için yapılmıştır. Aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

## VI

a)  $B=0$ ,  $v=0$  hali için

Soğuk plazmanın elektromanyetik dalgalar üzerine etkisi araştırılmıştır. 30 rad/sn'den küçük dalga frekanslarında kırılma indisi negatif, büyük dalga frekanslarında ise pozitifdir.

b)  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  ve  $90^\circ$  hali için

Yer'in manyetik alanı göz önünde bulundurulduğunda, manyetik alan ile elektromanyetik dalga vektörü arasındaki açının değişmesi halinde kırılma indisleri hesaplandı. Kırılma indisi negatif bölgeden başlayıp dalga frekansına göre artmaktadır. Manyetik alana bağlılığı gösterilmiştir.

c)  $B=0$ ,  $v=0$  hali için

Elektronlar arasında çarpışma olduğunda kırılma indisleri kompleks bir ifadedir. Reel kısım dalga frekansı ile artarken sanal kısım çok az değişim göstermektedir.

d)  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$  hali için

Kırılma indislerinin reel ve sanal kısımlarının değerleri elde edilerek, dalga frekanslarına ile değişimleri incelenmiştir. Kırılma indisinin reel kısımlarını sıfır yapan dalga frekansı 20-30 rad/sn arasında değişmektedir.

Ayrıca a-b şartlarında kırılma indisinin değerleri elde edilerek yükseklikte değişimi incelenmiştir.

**ANAHTAR KELİMELEER:** Kırılma indisi, elektromagnetik dalga, dalga frekansı, plazma frekansı.

**ŞEKİLLER LİSTESİ**

Sekil 3.1 Dalganın İlerleme Yönü ve Manyetik Alan.

Sekil 4.1.1 Plazma Frekansının Günlük Dağılımı.

Sekil 4.1.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ , 300 km Yükseklik,  $38.4^\circ D - 39.0^\circ K$ )

Sekil 4.1.3 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Orana Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ , 300 km Yükseklik,  $38.4^\circ D - 39.0^\circ K$ )

Sekil 4.1.4 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ , 300 Km Yükseklik,  $38.4^\circ D - 39.0^\circ K$ )

Sekil 4.1.5 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Orana Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ , 300 km Yükseklik,  $38.4^\circ D - 39.0^\circ K$ )

Sekil 4.2.1 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik,  $38.4^\circ D - 39.0^\circ K$ )

Sekil 4.2.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Çözümünün Orana Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik,  $38.4^\circ D - 39.0^\circ K$ )

Sekil 4.2.3 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik,  $38.4^\circ D - 39.0^\circ K$ )

Sekil 4.2.4 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Orana Göre Değişimi.



## VIII

( $B=0, v=0, \theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.2.5 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Cozumunun Frekansa Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.2.6 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Cozumunun Orana Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.2.7 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Cozumunun Frekansa Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.3.1 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Cozumunun Frekansa Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=30^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.3.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Cozumunun Orana Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=30^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.3.3 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Cozumunun Frekansa Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=30^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.3.4 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Cozumunun Orana Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=30^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.3.5 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Cozumunun Frekansa Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=30^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.3.6 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Cozumunun Orana Gore Değişimi.

( $B=0, v=0, \theta=30^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

## IX

Sekil 4.3.7 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=30^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.4.1 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.4.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Çözümünün Orana Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.4.3 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.4.4 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Orana Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.4.5 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.4.6 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif Çözümünün Orana Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.4.7 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

Sekil 4.4.8 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Orana Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)

**Şekil 4.5.1 Saat 12.00 YZ 'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)**

**Şekil 4.5.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Orana Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)**

**Şekil 4.5.3 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Frekansa Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)**

**Şekil 4.5.4 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Negatif Çözümünün Orana Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D - 39.0 °K)**

**Şekil 4.5.5 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Pozitif Çözümlerinin Frekansa Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)**

**Şekil 4.5.6 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Negatif Çözümlerinin Frekansa Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)**

**Şekil 4.5.7 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Pozitif Çözümlerinin Frekansa Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)**

**Şekil 4.5.8 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Negatif Çözümlerinin Frekansa Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)**

**Şekil 4.6.1 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Reel Kısmının Frekansa Göre Değişimi.**

**( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)**

Sekil 4.6.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Sanal Kısımının Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)

Sekil 4.6.3 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Reel Kısımının Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)

Sekil 4.6.4 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Sanal Kısımının Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)

Sekil 4.7.1 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Reel Kısımının Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)

Sekil 4.7.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Sanal Kısımının Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)

Sekil 4.7.3 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Reel Kısımının Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)

Sekil 4.7.4 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Sanal Kısımının Frekansa Göre Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$ , 300 km Yükseklik, 38.4 °D-39.0 °K)

Sekil 4.8.1 Saat 12.00 ve 24.00 YZ'da Kırılma İndislerinin Karelerinin Yükseklikle Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 38.4 °D-39.0 °K)

Sekil 4.8.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

( $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$ , 38.4 °D-39.0 °K)

Şekil 4.8.2 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

$$(B=0, v=0, \theta=0^\circ, 38.4^\circ D-39.0^\circ K)$$

Şekil 4.8.3 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

$$(B=0, v=0, \theta=0^\circ, 38.4^\circ D-39.0^\circ K)$$

Şekil 4.8.4 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

$$(B=0, v=0, \theta=30^\circ, 38.4^\circ D-39.0^\circ K)$$

Şekil 4.8.5 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

$$(B=0, v=0, \theta=0^\circ, 38.4^\circ D-39.0^\circ K)$$

Şekil 4.8.6 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

$$(B=0, v=0, \theta=60^\circ, 38.4^\circ D-39.0^\circ K)$$

Şekil 4.8.7 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

$$(B=0, v=0, \theta=60^\circ, 38.4^\circ D-39.0^\circ K)$$

Şekil 4.8.8 Saat 12.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

$$(B=0, v=0, \theta=90^\circ, 38.4^\circ D-39.0^\circ K)$$

Şekil 4.8.9 Saat 24.00 YZ'da Kırılma İndisinin Karesinin Pozitif ve Negatif Çözümünün Yükseklikle Değişimi.

$$(B=0, v=0, \theta=90^\circ, 38.4^\circ D-39.0^\circ K)$$

## SİMGELER LİSTESİ

- $B$  : Manyetik alan  
 $c$  : Işık hızı  
 $\omega$  : Açısal dalga frekansı  
 $q_e$  : Elektronun yükü  
 $\epsilon_0$  : Dielektirik katsayısı  
 $k$  : Dalğanın ilerleme vektörü  
 $m_e$  : Elektronun kütlesi  
 $\mu_0$  : Manyetik geçirgenlik katsayısı  
 $n$  : Kırılma indisi  
 $v_e$  : Elektronun hızı  
 $\nu_e$  : Elektronun çarpışma frekansı  
 $\omega_p$  : Plazma frekansı  
 $\omega_c$  : Siklotron frekansı  
 $J$  : Akım yoğunluğu  
 $\nabla$  : Delfi operatörü  
 $\theta$  : Dalga vektörü ile manyetik alan arasındaki açı

## İÇİNDEKİLER

Sayfa No:

TESEKKUR	II
SUMMARY	III
ÖZET	V
SEKİLLER LİSTESİ	VII
SİMGELELER	XII
İÇİNDEKİLER	XIV
I.1 GİRİŞ	1
II.1 ELEKTROMANYETİK DALGA	5
2.2 Plazma ortamı için dalga denklemi	8
III.1 SOĞUK PLAZMANIN KIRILMA İNDİSİ	10
IV.1 BULGULAR VE TARTIŞMA	18
4.1 Çarpışmasız Soğuk plazma ortamı ve $B=0$ hali	23
4.2.1 $\theta=0^\circ$ hali	23
4.3 $\theta=30^\circ$ hali	31
4.4 $\theta=60^\circ$ hali	37
4.5 $\theta=90^\circ$ hali	43
4.6 Çarpışmalı soğuk plazma ortamı ve $B=0$	51
4.6 $\theta=0^\circ$ hali	51
4.7 $\theta=90^\circ$ hali	55
4.8 Kırılma indisinin yükseklikle değişimi	59
V. SONUÇ	68
KAYNAKLAR	70

## BÖLÜM I

### 1.1. GİRİŞ

19. yüzyılda, Faraday ilk olarak değişen manyetik alanın elektrik alan yarattığını, değişen elektrik alanın da manyetik alan yarattığını bulmasıyla bugünkü manyetik alan teorisini geliştirmiştir. Elektromanyetik dalganın bulunuşu teorik olarak 1864'de James Clerk Maxwell yapmıştır. Maxwell elektrik ve magnetizma hakkında bilinenleri denklem haline getirmiştir. Maxwell, denkleminin açıklamasını yaparken elektromanyetik dalganın varlığını ortaya atmış, ışığın bunun özel bir hali olduğunu öne sürmüştür. Hertz 1877'de Maxwell teorisini deneysel olarak ispatladı. Hertz dalgaları çok kısa dalgalar olduğundan ışıkla benzerliğini ortaya koymak güç olmadı. 1902 'de A. E Kenelly ve O. Heaviside' da radyo dalgalarının üst atmosferdeki serbest elektron yükleri tarafından yansıtıldığını ortaya attılar.

E. V. Appletton un manyetoiyonik teoriyi geliştirdikten sonra 1925 ' de Appletton ve Barnett iyonkürenin varlığını gösterdiler.

İyonküre, Yer atmosferi içinde bulunan büyük bir plazma topluğunun bulunduğu yerdir. İyonküre, Güneş ışınımlarının üst atmosferi iyonlaştırması sonucunda oluşan bölgesine denir. İyonküredeki F<sub>2</sub> bölgesindeki elektron sayısı m<sup>3</sup> de yaklaşık, 10<sup>12</sup> dolayındadır. Bu bölge radyo dalgalarının yansımada en önemli rolü oynar. Radyo ile haberleşmenin yapılmasından çok önce atmosferin üst kısmında iletken bir tabakanın varlığı öne sürülmüştür.



İyonküre, yerden yaklaşık 50 km'den başlar. Üst sınırı belli olmamakla beraber, H ve He<sup>+</sup> gibi hafif ve O<sup>+</sup> ağır iyonların hakim olmaya başladığı yükseklik üst sınır olarak kabul edilmektedir. (Rishbeth ve Garroit, 1969) İyonküre elektron yoğunluğuna göre D, E ve F olmak üzere üç bölgeye ayrılmaktadır.

#### D - Bölgesi :

En alt kısımda bulunan D- bölgesi, iyonkürenin 50-90 km aralığında bulunduğu kabul edilmektedir. Bu bölgenin oluşumunda 10<sup>3</sup>A dalga boyundan küçük X- ışınları ve 1000<sup>3</sup>A'dan büyük UV- ışınlarının etkisiyle N<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub> ve O<sub>2</sub> nin iyonlaşması en önemli rolü oynamaktadır. Güneşin aktif günlerindeki iyonlaşma daha da etkili olmaktadır. (Rishbeth, 1973) Gece saatlerinde ise en önemli kaynağını kozmik ışınlar oluşturmaktadır. Kozmik ışınlar yüksek enerjili olduğu için atmosferde emilmeden D- bölgesine kadar inmekte, bu bölgenin alt kısımlarında iyonlaşmaya neden olmaktadır. (Rishbeth, 1969) Bu bölgenin iyonlaşması yerel zaman, mevsim ve coğrafik konuma göre değişmektedir.

#### E- Bölgesi :

D - bölgesinin hemen üstünde E- bölgesi bulunmaktadır. Bu bölge iyonkürenin yaklaşık 90-160 km arasındaki kısım olarak bilinmektedir. Bu bölgenin oluşumunda 10-100<sup>3</sup>A X- ışınları ve 800- 1026<sup>3</sup>A UV- ışınlarının etkin olduğu bilinmektedir. 115-120 km'de X- ışınları tamamen emilmekte, O<sub>2</sub> molekülü iyonlaşmaktadır. N<sub>2</sub> molekülü ile O<sup>+</sup> atomunun iyonlaşması 130 km'de maksimum düzeye ulaşmaktadır. (Whitten ve Poppoff, 1971) Bu bölge iyonkürenin incelenmesi için en kolayı, değişmelerin en düzgün olduğu

bölgedir. Kenelly ve Heaveiside tarafından ilk gözlemler yapıldığı için bu bölgeye KH- Bölgesi de denir.

#### F- Bölgesi:

Kısa dalgaların yayılması bakımından en önemli bölgedir. 200-800 Å üstündeki UV- ışınımları temel iyonlaşma kaynağıdır. Bu dalga boyundaki Güneş ışınımları 160-180 km arasında büyük bir yoğunluğu emilmekte ve  $O_2^+$ ,  $N_2^+$  iyonlarını oluşturmaktadır. Bu bölge, F<sub>1</sub> ve F<sub>2</sub> bölgesi olmak üzere ikiye ayrılır.

F<sub>1</sub>- bölgesi, dalga boyu 200-900 Å arasında bulunan UV- ışınımlarının iyonlaştırması ile oluşur. Elektron yoğunluğu 200-300 km arasında maksimumdur.

F<sub>2</sub> -bölgesi, bu bölge gece saatlerinde elektron yoğunluğuna sahiptir. Dalga boyu 200-800 Å arasında olan UV- ışınımları temel iyonlaşmayı sağlar. Bu bölgenin en önemli özelliği, radyo haberleşmesinde oynadığı roldür. Bu bölgede maksimum elektron yoğunluğu 250-450 km arasında görülmektedir. (Rishbeth, 1973)

İyonkure plazması, serbest elektronlar ile pozitif iyonların oluşturduğu bir topluluktur. İyonun kütlesi, elektronun kütlesinden yaklaşık olarak 2000 ile 6000 kat daha büyük olduğundan dolayı plazma içinde etkin parçacıklar elektronlardır.

Plazma içindeki bütün parçacıklar termik hareket içindedir. Termik dengede bütün parçacıkların sıcaklıkları aynıdır. Denge durumuna ulaşılması oldukça zordur. Elektron sıcaklığı iyonun sıcaklığından daha büyüktür.

Plazma ortamında termik hareketlerin olmadığı kabul edilirse, bu soğuk plazma ortamını tanımlar. Sıcaklık ihmal edilebilir.

İyonküre oldukça sıcaktır, F-bölgesi 1000-2000°K arasında sıcaklığa sahiptir. Bunun sonucu elektronların termal hızları yaklaşık  $10^5$  m/sn'dir. Bu ışık hızına göre daha küçüktür. Bu hız, ışık hızı yanında ihmal edilirse, iyonküre için soğuk plazma yaklaşımı yapılabilir. (Booker, Henry G. , 1982)

Uzak mesafe haberleşmesi, elektromanyetik dalgaların iyonküre plazmasından yansması ve yayılması ile yapılabilmektedir. Yayılma ve yansımaya ise, ortamın kırılma indisine bağlıdır. İyonküre plazmasının kırılma indisi, plazma yoğunluğuna, manyetik alana, parçacıkların plazma içindeki çarpışma frekanslarına bağlıdır. Bu çalışmada soğuk plazmanın kırılma indisinin genel ifadesi çıkarılmıştır. Amaç, bir radyo dalgasının ilerlemesine plazmanın etkisini görmek olduğu için, kırılma indisi zamana, yüksekliğe, manyetik alana, çarpışma frekansına, dalganın ilerleme doğrultusunun manyetik alanla yaptığı açıya bağlı olarak hesaplanmıştır. Bu parametrelerin her biri, ortamın kırılma indisini değiştirmekte ve dalganın ilerlemesine etkisi olmaktadır.

Bu çalışmada Maxwell ve Langevin denklemlerinin çözümlerinden kırılma indisi ifadeleri elde edilmiştir. Kırılma indisini elde etmek için gerekli olan parametreler "International Reference Ionosphere" (IRI)'dan elde edilmiştir. (38.4°D-39°K) coğrafik koordinatında ve 300 km yükseklik için yapılmıştır. İncelemeler yerel zaman, yükseklik ve dalga frekanslarına göre yapılmıştır.

## BÖLÜM II

### II.1. ELEKTROMANYETİK DALGA

Elektromanyetik teori, elektrik ve manyetik kökenli etkileşim olaylarını inceler. Bu teori 1864 yılında James Clerk Maxwell tarafından geliştirilmiştir. Bir iletkenin içinden bir akım geçirilirse, bu akım iletkenin etrafında dairesel manyetik alan meydana getirir. Akıma bağlı olarak değişen manyetik alan kendisine dik konumlu elektriksel alan oluşturur. Maxwell elektromanyetik dalga denklemlerini, Maxwell denklemleri adı altında toplamıştır. Maxwell denklemlerinin temel özelliği bir noktadan diğerine enerji taşıyan ve ilerleyen dalga çözümlerine sahip olmasıdır. Ortamda serbest yük ve akım yoksa, Maxwell denklemleri,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = (\epsilon \cdot \mu / c) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

dir.

(2.3) denklemi  $\vec{\nabla}$  operatörü ile çarpılır, (2.4) ifadesine bağlı olarak çözülürse, elektriksel alana bağlı olan dalga denklemi:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} - \frac{\mu \epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (2.5)$$

olarak elde edilir. Burada dalganın faz hızı  $v = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}$  dir. Maddesel ortamda  $\epsilon > 1$  ve  $\mu > 1$  olduğundan böyle bir ortamda dalga yayılım hızı, serbest ortamdaki elektromanyetik dalganın yayılım hızından daha küçüktür.

(2.5) denklemi zaman ve konuma bağlı bir dalga denklemidir. Bununla beraber skaler dalga denklemi,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.6)$$

dir.

Burada  $\psi = E_x, E_y, E_z, B_x, B_y$  ve  $B_z$  dir.

Dalganın yayılım yönünün sadece pozitif X eksen yönünde olduğu kabul edilirse, bu durumda y ve z eksen yönünde dalga olmadığından (2.6) denklemi,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

olur.

Tek boyutta dalga denkleminin genel çözümü,  $x+vt$  ve  $x-vt$ 'dir. Fonksiyonun bileşenleri,

$$\psi(x, t) = f(x + vt) + g(x - vt) \quad (2.8)$$

şeklindedir.

$f(x+vt)$  fonksiyonu,  $x$  ekseninin negatif yönünde yayılan dalgayı temsil eder.  $g(x-vt)$  ise pozitif  $x$  ekseni yönünde yayılan dalgayı temsil eder.

Dalganın  $+x$  yönünde sinüzoidal olarak yayıldığı göz önünde bulundurulursa,  $\psi$  dalga fonksiyonu,

$$\psi(x, t) = e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.9)$$

olur. Burada  $k$  dalga vektörü veya dalga numarasıdır.

$$k = \frac{\omega}{v} = \omega \cdot \frac{(\epsilon \cdot \mu)^{1/2}}{c} = \frac{\omega \cdot n}{c} \quad (2.10)$$

dir.

Burada kırılma indisi  $n=c/v$  olur. (2.9) denklemini tek boyutta, tek frekanslı dalgayı temsil eder. (2. 9) ifadesi üç boyutta yazılırsa

$$\psi(\vec{r}, t) = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.11)$$

şeklinde olur. Bağlantı (2.10)'da görüleceği gibi elektromanyetik dalganın faz hızı  $v=\omega/k=c/n$ 'dir. Kırılma indisi ortamın özelliğini belirlediği için elektromanyetik dalganın bir ortamda yayılması  $n$ 'e bağlıdır. Bir ortamın dalganın ilerlemesine etkisini görebilmek için ortamın kırılma indisinin tam olarak bilinmesi gerekmektedir. Bu çalışmada, soğuk plazma ortamının kırılma indisi Bölüm 3'de çıkarılacaktır ve Bölüm 4'de dalga üzerine etkisi araştırılacaktır.

## 2.2. Plazma Ortamı İçin Dalga Denklemi

Plazma ortamında serbest yük ve akım olduğundan, Maxwell denklemleri

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \quad (2.12)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.13)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.14)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{\mu\epsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.15)$$

şeklinde olur. Burada  $\vec{D}=\epsilon \cdot \vec{E}$  ve  $\vec{J}=-e \cdot n \cdot \vec{v}$  (elektron için)'dir.

(2.14) denklemi  $\vec{\nabla}$  ile carpılırsa, (2.15) ifadesine bağılı olarak çözüürse,

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{4\pi}{c^2} \mu \cdot N \cdot e \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\mu \epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

olur. Plazma ortamı için (2.16) ifadesinin çözulmesi gerekir. Bunun cozumu Bölüm 3'de verilecektir.



## BÖLÜM III

### III. 1. SOĞUK PLAZMANIN KIRILMA İNDİSİ

İyonun kutlesi, elektronun kütlesinden çok büyük olduğundan elektronun hareketin yanında iyonun hareketi ihmal edilebilir. Bu nedenle, plazma ortamında sadece elektronların olduğu kabul edilecektir. Elektron için hareket denklemi aşağıdaki şekildedir.

$$m_e \left( \frac{d\vec{v}}{dt} \right) = q_e \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) - m_e \cdot \nu_e \cdot \vec{v}_e \quad (3.1)$$

Burada  $\nu$  elektronun çarpışma frekansı,  $v$  elektronun hızıdır.  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  ve  $v$  zamanın bir fonksiyonu olarak  $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$  şeklinde değişmektedir. Bu ifadelerden hız ifadesi,

$$\vec{v} = \frac{-i\omega_e e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})}{m(i\omega\nu + \omega^2)} \quad (3.2)$$

olarak elde edilir. Maxwell denklemlerinden

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i\omega \vec{B} \quad (3.3)$$

ifadesi elde edilir. (3.3) denkleminin her iki tarafı da  $\vec{\nabla}$  ile çarpılırsa,

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = i\omega (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (3.4)$$

olur. Maxwell denklemleri kullanılırsa

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - n_0 \mu_0 e \vec{v} \quad (3.5)$$

seklini alır.

(3.4) ve (3.5) denklemleri birleştirildiğinde aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} - i\omega \mu_0 n_0 e \vec{v} \quad (3.6)$$

Burada  $\mu_0$  ortamın manyetik geçirgenlik katsayısını göstermektedir.

Dalganın  $X$  eksenine doğrultusunda ilerlediği kabul edilirse,  $\vec{E}$  ve  $\vec{B}$  alanlarının konuma göre turevleri,

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial x} = ik \vec{E} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial x} = ik \vec{B} \quad (3.8)$$

olur.

Elektirik alanın ve hız vektörünün biri enine diğeri boyuna olmak üzere iki bileşeni vardır.  $\vec{E}$  ve  $\vec{v}$  nin enine ve boyuna bileşenleri,

$$\vec{E} = a_x \vec{E}_x + a_y \vec{E}_y \quad (3.9)$$

$$\vec{v} = a_x \vec{v}_x + a_y \vec{v}_y \quad (3.10)$$

dir.

Yukarıdaki ifadelerden

$$\vec{\nabla}_x \vec{\nabla}_x \vec{E} = k^2 \vec{E}_y \quad (3.11)$$

elde edilir.

Bu ifade (3.6) denkleminde kullanılırsa

$$\left( k^2 E_y - \frac{\omega^2}{c^2} \right) (\vec{E}_x + \vec{E}_y) = -i\omega\mu_0 n_0 e (\vec{v}_x + \vec{v}_y) \quad (3.12)$$

şekline dönüşür. Boyuna dalga,

$$E_x = \left( \frac{i\mu_0 n_0 e v_x}{\omega \epsilon_0} \right) \quad (3.13)$$

olarak elde edilir.  $\vec{E}$  nin enine bileşeni ise,

$$E_y = \left( \frac{i n_0 e v_y}{\omega \epsilon_0 (1 - n^2)} \right) \quad (3.14)$$

şeklindedir.

Burada  $n=kc/\omega$  kırılma indisini göstermektedir.

Denklem (3.2)'deki  $(\vec{v} \times \vec{B})$ 'nin enine ve boyuna bileşenleri

$$(\vec{v} \times \vec{B}) = v_x \times \vec{B}_{0x} + v_x \times \vec{B}_{0y} + v_y \times \vec{B}_{0y} + v_x \times \vec{B}_{0y} \quad (3.15)$$

şeklindedir. (3.2) denklemi hızın ve alanların bileşenleri cinsinden yeniden düzenlenirse,

$$\left( \frac{\vec{v}_x + \vec{v}_y}{\omega^2 + i\nu\omega} \right) = -i\omega e \left[ \frac{(\vec{E}_x + \vec{E}_y)(v_x \times \vec{B}_{0y} + v_y \times \vec{B}_{0x} + v_y \times \vec{B}_{0y})}{m} \right] \quad (3.16)$$

olur.  $\vec{E}_x$  ve  $\vec{E}_y$  değerleri yerine yazılarak boyuna dalga,

$$v_x(\omega^2 + i\nu\omega) = \frac{e^2 n_0 v_x}{m\epsilon_0} - \frac{i\omega e}{m(v_y \times B_{0x})} \quad (3.17)$$

olarak elde edilir. Burada  $\omega_p^2 = \frac{e^2 n_0}{m\epsilon_0}$  plazma frekansının karesidir. Hızın

boyuna bileşeni plazma frekansı cinsinden ifade edilirse,

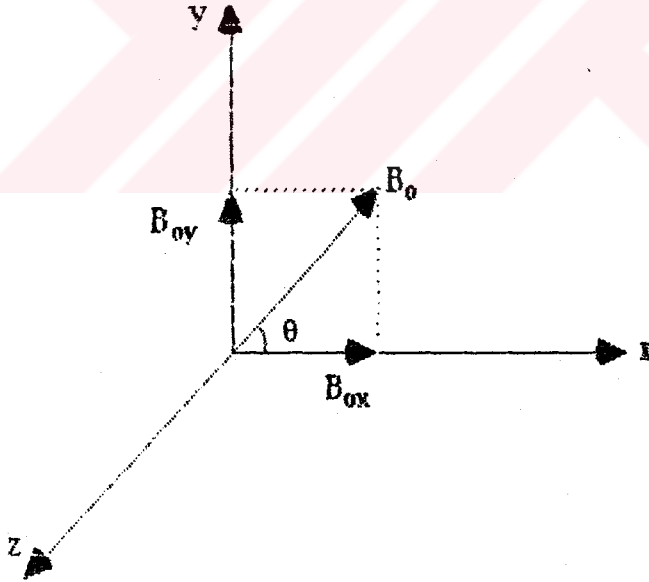
$$v_x(\omega^2 + i\nu\omega - \omega_p^2) = -\frac{i\omega e}{m(v_y \times B_{0y})} \quad (3.18)$$

olur. Benzer şekilde enine bileşen

$$u_y \left( \frac{\omega^2 + iv\omega - \omega_p^2}{1 - n^2} \right) = \left( \frac{-i\omega e}{m} \right) (u_x \times B_{0x} + u_y \times B_{0x}) \quad (3.19)$$

elde edilir.

Bu bağıntıdaki manyetik alan bileşenleri Şekil 3.1'de gösterilmiştir.  $\theta$  plazma içindeki  $B_0$  alanı ile dalganın ilerleme doğrultusu arasındaki açıdır



Şekil 3.1 Dalganın ilerleme yönü ve manyetik alan.

$B_0$ 'ın enine ve boyuna bileşenleri

$$A = \begin{bmatrix} 1 + \frac{iv}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} & 0 & i \frac{\omega_c}{\omega \sin \theta} \\ 0 & 1 + \frac{iv}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2(1-n^2)} & i \frac{\omega_c}{\omega \cos \theta} \\ i \frac{\omega_c}{\omega \sin \theta} & -i \frac{\omega_c}{\omega \cos \theta} & 1 + \frac{iv}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2(1-n^2)} \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

dır.

$$U = 1 + \frac{iv}{\omega}, \quad x = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \phi = \frac{x}{(1-n^2)}, \quad Y = \frac{\omega_c}{\omega} \quad (3.27)$$

manyetoiyonik parametreler kullanılırsa, A matrisi

$$A = \begin{bmatrix} u - x & 0 & -iY \sin \theta \\ 0 & u - \phi & iY \cos \theta \\ iY \sin \theta & iY \cos \theta & u - \phi \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

şeklinde olur. A matrisinin determinantı sıfıra eşitlenerek

$$\phi^2 - \phi \left( 2U - \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(U-X)} \right) - \left\{ \left( -U^2 + \frac{UY^2 \sin^2 \theta}{(U-X)} \right) + Y^2 \cos^2 \theta \right\} = 0 \quad (3.29)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade  $\phi$  için çözümlerse

$$\phi = \left( U - \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(U-X)} \right) \pm \left( \frac{Y^4 \sin^4 \theta}{4(U-X)^2} + Y^2 \cos^2 \theta \right)^{1/2} \quad (3.30)$$

$$B_{0y} = B_0 \cdot \sin \theta a_y \quad (3.20)$$

$$B_{0x} = B_0 \cdot \cos \theta a_x \quad (3.21)$$

dir. Bu değerler (3.18) ve (3.19) denklemlerinde kullanılırsa hızın X bileşeni

$$v_x \cdot \left( 1 + \frac{iv}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) = - \left( \frac{ieB_0}{\omega \cdot m} \right) (v_y \times \sin \theta a_y) \quad (3.22)$$

şeklindedir. Aynı şekilde y ve z bileşenleri de aşağıdaki gibidir.

$$v_y \cdot \left( 1 + \frac{iv}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) (1 - n^2) = - \left( \frac{ieB_0}{\omega \cdot m \cdot \cos \theta} \right) \quad (3.23)$$

$$v_z \cdot \left( 1 + \frac{iv}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) (1 - n^2) = - \left( \frac{ieB_0}{\omega \cdot m} \right) (\cos \theta - \sin \theta) \quad (3.24)$$

Burada  $\omega_c = -\frac{eB_0}{m}$  elektronun siklotron frekansıdır.

Yukarıdaki hızlar,

$$\vec{A} \cdot \vec{v} = 0 \quad (3.25)$$

şeklinde yazılabilir. Burada A aşağıdaki şekilde bir matrisdir.

elde edilir. Soğuk plazmanın kırılma indisi

$$n^2 = 1 - \frac{x}{\phi} \quad (3.31)$$

olarak bulunur. (3. 31) denklemine Appletton - Hartree ayrılım bağıntısı da denir. (Tanenbaum, 1967; Booker, 1985; Rishbeth, 1969)

(3.31) bağıntısı plazmanın kırılma indisini hesaplamakta kullanılabilir.  $n$  bilirse, dalganın plazma ortamında ilerlemesine etkisi kolaylıkla incelenebilir. Bu çalışmada (38. 4 °D - 39. 0 °K) koordinatlarda ve 300 km yükseklikteki soğuk plazmanın değerleri denklem (3.31)'de kullanılarak kırılma indisi hesaplanacaktır.



## BÖLÜM IV

### IV.1. BULGULAR VE TARTIŞMA

#### 4.1 Çarpışmasız Soğuk Plazma Ortamı ve B=0 Hali

(3.31) ifadesinde yerin manyetik alanı ve çarpışma sıfır olarak alınırsa,

$$U=1, Y=0$$

olur. U'nun ve Y'nin bu değerleri denklem (3.31)'de kullanılırsa kırılma indisi için aşağıdaki ifade elde edilir.

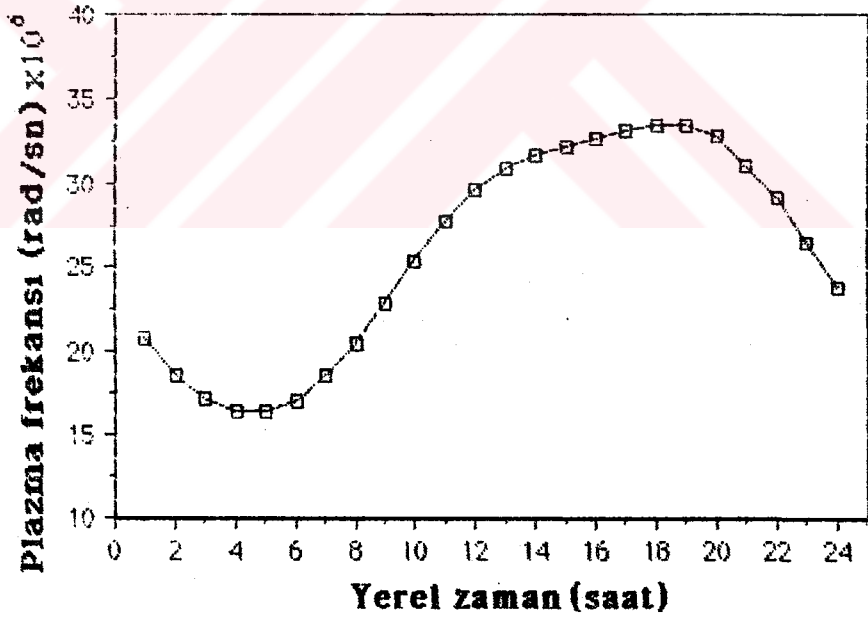
$$n^2 = 1 - X \quad (4.1.1)$$

Burada  $X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$  dir.

Yukarıdaki ifadede elektronun kütlesi, yükü ve plazma ortamının elektrik geçirgenlik katsayısı sabit olduğundan, plazma frekansı elektron yoğunluğuna bağlı olarak değişir (Budden, K. G. , 1982).

Elektron yoğunluğu, enlem, boylam, yükseklik, mevsimsel ve yerel zaman gibi birçok parametreye bağlı olarak değişmektedir (Rishbeth, 1967).

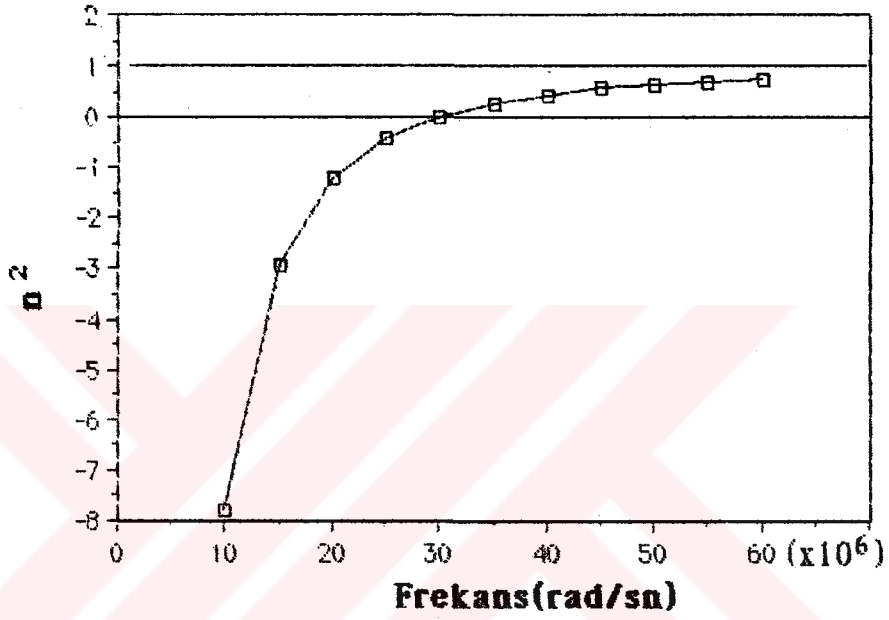
Yapılan bu çalışmada, iyonkürenin 300 km yüksekliğindeki kırılma indisleri incelenmiştir. Hesaplamalar 38. 4 °D - 39. 0 °K coğrafik koordinatlar için yapılmıştır. Hesaplamalar için gerekli olan elektron ve iyon yoğunlukları ile elektron ve iyon sıcaklıkları gibi parametreler "International Reference Ionosphere" (IRI) yardımı ile hesaplanmıştır. Plazma frekansının günlük dağılımı Şekil 4.1.1'de verilmiştir. Şekil'de görüldüğü gibi plazma frekansı yaklaşık olarak saat 4.00 - 6.00 YZ arasında minimum, saat 19.00 YZ sıralarında ise maksimumdur. Plazma frekansının minimum değeri yaklaşık olarak 17 rad/sn'iken maksimum değeri 32 rad/sn'dir. Plazma frekansının günlük dağılımı elektron yoğunluğunun günlük dağılımı ile benzerlik göstermektedir (Strobel, D. F. and McElroy, M. B., 1970). Çünkü plazma frekansının değeri elektron yoğunluğuna bağlıdır.



Şekil 4.1.1 Plazma frekansının günlük dağılımı.

Kırılma indisinin karesinin (Denklemler 4.1.1)'de 12.00 YZ'daki değerlerinin dalga frekansına göre değişimi Şekil 4.1.2'de verilmiştir. Şekilde

görüldüğü gibi dalga frekansının 30 rad/sn'den küçük değerleri için kırılma indisinin karesi negatif, büyük değerleri içinse pozitiftir. Kırılma indisinin karesinin sıfır olduğu noktada dalga frekansı plazma frekansına eşittir. Kırılma indisinin karesinin sıfır olduğu nokta elektromanyetik dalganın yansıma noktasıdır.

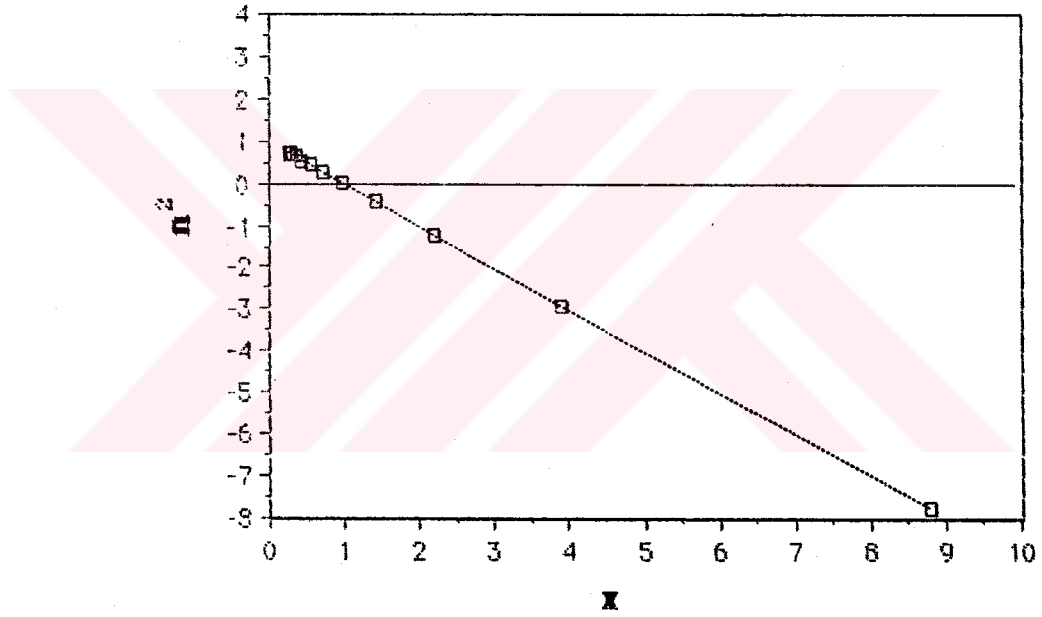


**Şekil 4.1.2**  $B=0$ ,  $v=0$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin frekansa göre değişimi.

Kırılma indisinin karesinin negatif olması  $n$ 'in sanal olacağını gösterir. Bundan dolayı  $k$  da sanal olacaktır. Bağlantı 2.11'e göre dalga sönüme uğrayacaktır. Şekil 4.1.1'de plazma frekansının maksimum değeri 30 rad/sn dolayındadır. Şekil 4.1.2'ye göre dalga frekansı saat 12.00 YZ'de 30 rad/sn'den küçük olursa  $n^2$  negatif, büyük olursa pozitif olmaktadır. Bu şekillerden çıkan sonuç plazma ortamında dalga frekansı plazma frekansından büyük ise dalga ilerleyecek, küçük ise sönecektir.

(4.1.1) ifadesi ile verilen,  $X$  değişkeninin saat 12.00 YZ ' da kırılma indisine göre değişimi Şekil 4.1.3. ' de gösterilmiştir.

Şekle göre, kırılma indisinin karesini  $X$  ' e karşı değişimi azalan bir doğrudur. Yaklaşık olarak  $X=1$  'de kırılma indisinin karesi sıfırdır.  $X>1$  için kırılma indisinin karesi negatif değer almaktadır.  $X<1$  için kırılma indisinin karesi pozitifdir. Bu sonuç Ratcliffe, J. A., 1959'nın bulduğu sonuc ile uyum içerisindedir.



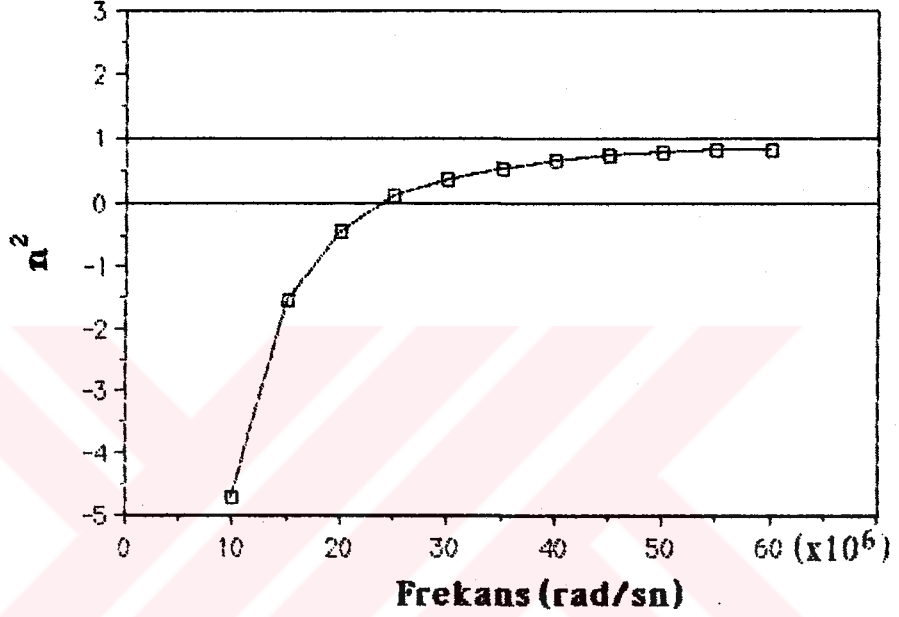
Şekil 4.1.3 B=0, v=0 ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin orana göre değişimi.

Saat 24.00 YZ' da kırılma indisinin karesinin dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.1.4'de verilmiştir.

Dalga frekansının yaklaşık olarak 22 rad/sn 'de kırılma indisinin karesi sıfırdır. Bu frekanstan daha büyük frekanslarda kırılma indisinin

karesi pozitif değer almakta  $\omega > 22$  rad/sn olduğunda kırılma indisinin karesi negatif değer almaktadır.

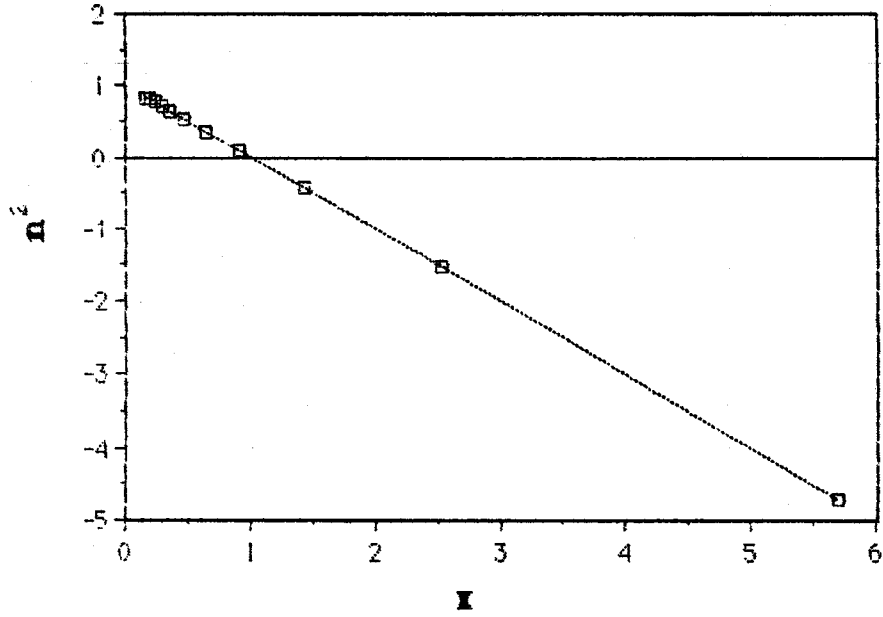
Bu durumda saat 12.00' dekine göre kırılma indisinin karesinin değerini sıfır yapan frekans değeri daha küçüktür.



**Şekil 4.1.4**  $B=0$ ,  $v=0$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin frekansa göre değişimi.

Saat 24.00 YZ' de kırılma indisinin karesinin X'e karşı değişim grafiği Şekil 4.1.5'de gösterilmiştir.

$X=1$  noktasında kırılma indisinin karesi sıfırdır.  $X>1$  noktasında kırılma indisinin karesi negatif değer almaktadır. Bu sonuç, Budden, K. G. , 1982' nin kırılma indisinin reel kısmının X'e göre değişimiyle uyum halindedir. Aynı sonuç Ratcliffe, J. A. , 1959' un bulduğu sonuç ile benzerdir.



**Şekil 4.1.5**  $B=0$ ,  $\nu=0$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin orana göre değişimi.

## 4.2 Çarpışmasız Soğuk Plazma Ortamı ve $B=0$

### 4.2.1 $\theta=0$ Hali

Yerin manyetik alanının sıfırdan farklı ( $B=0.4$  gauss), gönderilen dalga ile manyetik alan arasındaki açı ( $\theta^\circ$ ) sıfır ve elektronun çarpışma frekansının göz önüne alınmadığı durumda (3.31) denklemini

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y} \quad (4.2.1)$$

şekline dönüşür.

$\theta=0^\circ$  olduğundan dalga, boyuna dalga diye adlandırılır (Budden, K. G. 1982). Burada  $Y = \frac{eB}{m\omega}$  'dir. Y' nin değeri manyetik alan, elektronun yükü ve kütlesi sabit olduğundan dalga frekansı ile değişir.

(4.2.1.) denkleminin pozitif ve negatif olmak üzere iki çözümü vardır.

Pozitif çözüm,

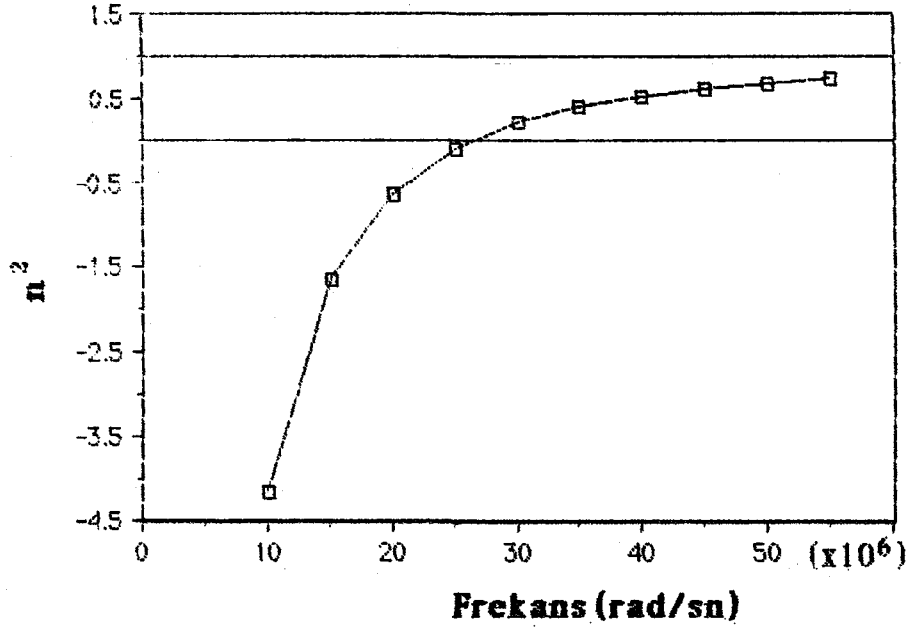
$$n^2 = 1 - \frac{X}{1+Y} \quad (4.2.2)$$

Negatif çözüm,

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1-Y} \quad (4.2.3)$$

(4.2.2) denklemindeki kırılma indisinin karesinin frekansa göre değişimi Şekil 4.2.1'de verilmiştir.

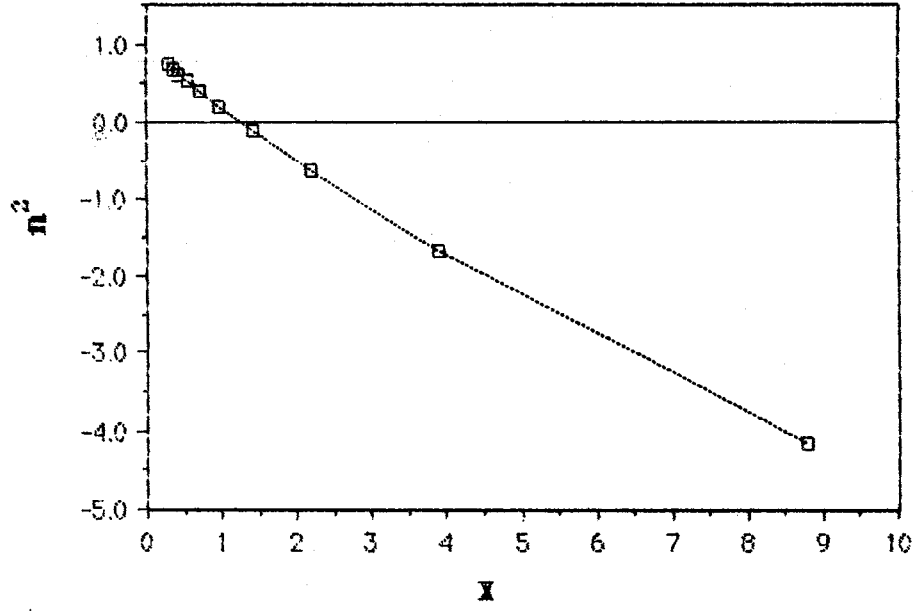
Saat 24.00 YZ'da yaklaşık olarak  $\omega=25$  rad/sn için kırılma indisinin karesi sıfır olmaktadır. Bu değerden daha büyük frekanslarda kırılma indisinin karesi pozitif, daha küçük frekanslarda ise negatif değerler almaktadır. Kırılma indisinin buradaki değişimi Şekil 4.1.2 ile karşılaştırıldığında, manyetik alanın sıfır olmaması durumunda kırılma indisinin karesini sıfır yapan dalga frekansının değeri daha küçüktür.



**Şekil 4.2.1**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün frekansa göre değişimi.

Saat 12.00 YZ' de 4.2.2 ifadesindeki kırılma indisinin karesinin  $X$ 'e karşı değişimi Şekil 4.2.2' de gösterilmiştir. Şekilden görüleceği gibi yaklaşık  $X=1.25$  için kırılma indisinin karesi sıfır,  $X>1.25$  için negatif ve  $X<1.25$  içinse pozitif değerleri almaktadır. Bu sonuç Ratcliffe, J. A. , 1959' in bulduğu sonuçla uyum içindedir. Şekilde kırılma indisinin karesi  $X$ 'e karşı azalan bir doğrudur.  $X$  değeri ne kadar artarsa artsın kırılma indisinin karesi sürekli birden küçük değerler alır. Kırılma indisinin karesinin birden küçük değerler alması, bir ortamda dalganın faz hızının hiçbir zaman ışık hızından büyük olmadığını gösterir.



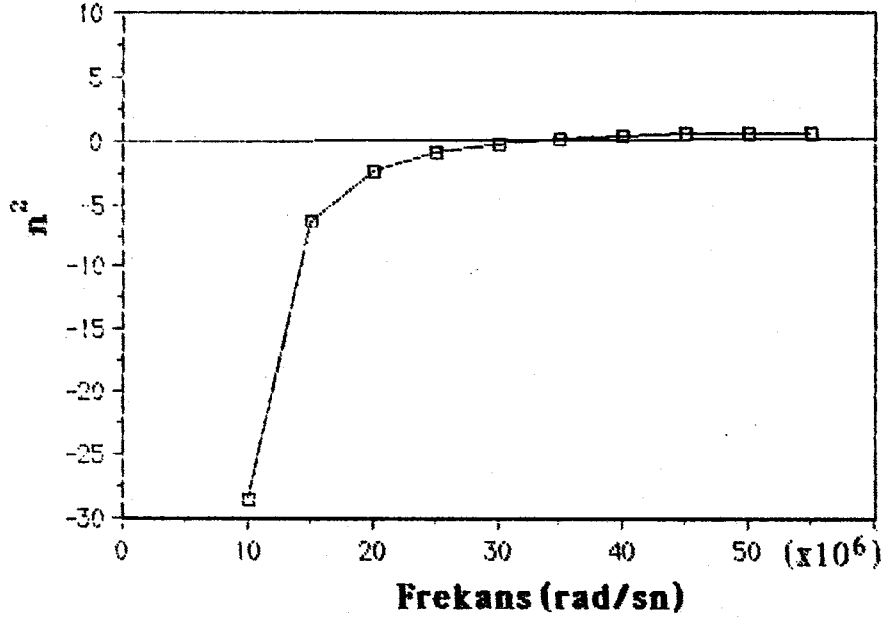


**Şekil 4.2.2**  $B=0$ ,  $\nu=0$ ,  $\theta=0$  ve saat 12.00'da kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün orana göre değişimi.

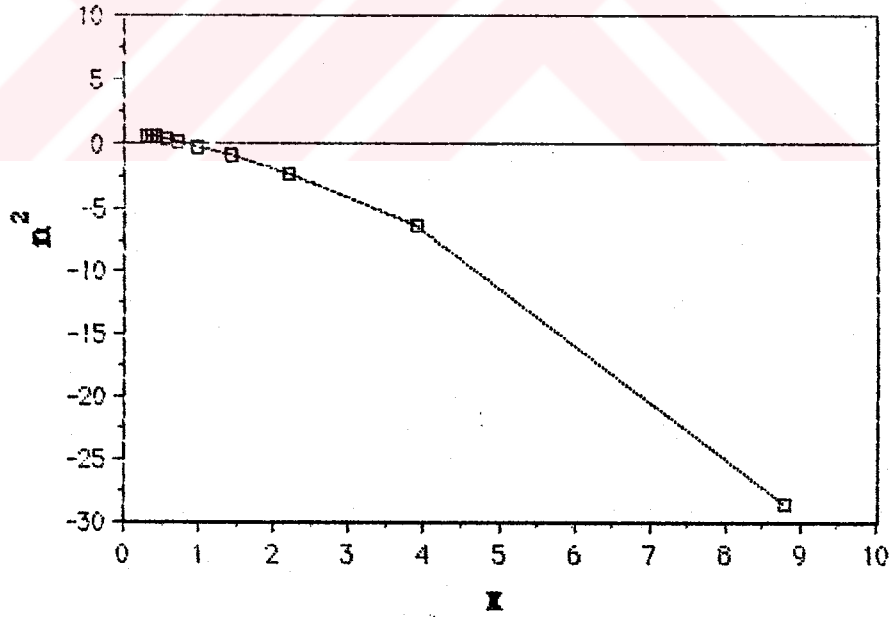
(4.2.3) ifadesindeki kırılma indisinin ve gündüz saat 12.00 YZ' da şartları için frekansa karşı değişimi Şekil 4.2.3' de verilmiştir.

$\omega=32$  rad/sn'de kırılma indisinin karesi sıfırdır.  $\omega>32$  rad/sn büyük frekanslarda kırılma indisinin karesi pozitif, bu frekanslardan küçük frekanslarda ise kırılma indisinin karesi negatif değerler almaktadır.

Yukarıdaki şartlar için 4.2.3 ifadesindeki kırılma indisinin karesi 12.00 YZ. 'daki değerlerinin X'e karşı değişimi Şekil 4.2.4'de gösterilmiştir.  $X=1$  olduğu durumda kırılma indisinin karesi sıfırdır.  $X>1$  için kırılma indisinin karesi negatif,  $X<1$  içinse kırılma indisinin karesi pozitifdir.

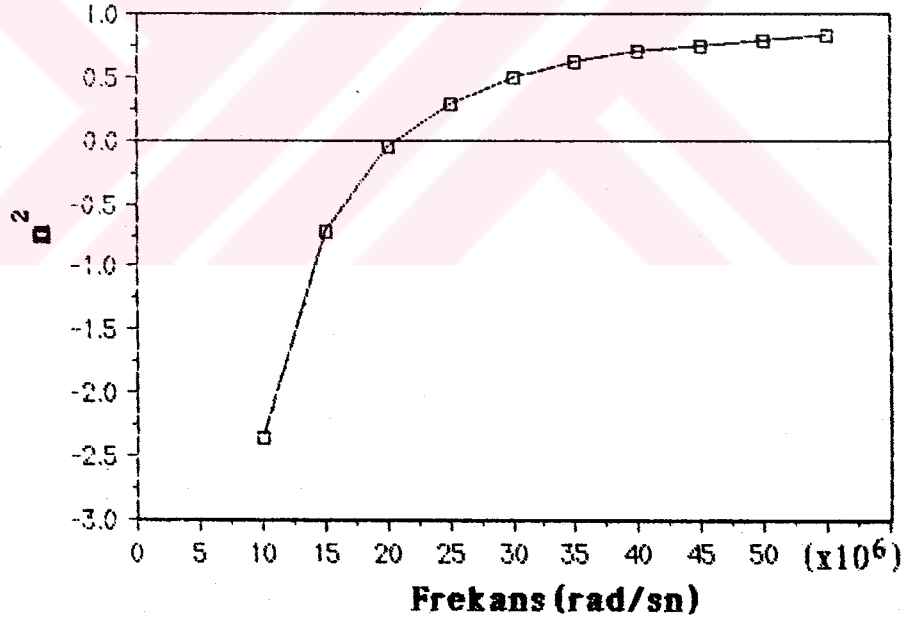


Şekil 4.2.3  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

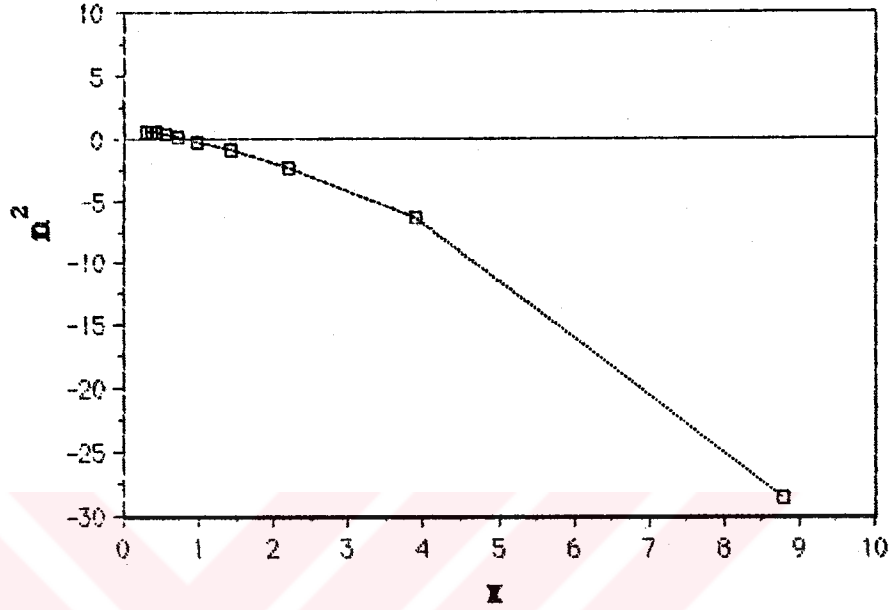


Şekil 4.2.4  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün orana göre değişimi.

(4.2.2) ifadesiyle verilen kırılma indisinin karesinin 24.00 YZ' deki değerinin dalga frekansına göre değişimi Şekil 4.2.5'de verilmiştir. Buradaki değerler Şekil 4.2.1'deki değerle karşılaştırıldığında kırılma indisinin karesini sıfır yapan frekansın gündüz değerleri, gece değerlerinden daha büyüktür. Yine şekillerden görüleceği gibi kırılma indislerinin 12.00 YZ' deki negatif değerleri 24.00 YZ' deki negatif değerlerden daha büyüktür. Şekilde görüldüğü gibi kırılma indisinin karesini sıfır yapan dalga frekansı yaklaşık olarak 20 rad/sn'dir. Bu dalga frekansından sonra kırılma indisinin karesinin dalga frekansının büyümesine karşılık bir ile asimtot oluşturmaktadır. Bu, dalga frekansı ne kadar büyük olursa olsun kırılma indisinin karesi birden büyük olamayacağını gösterir.



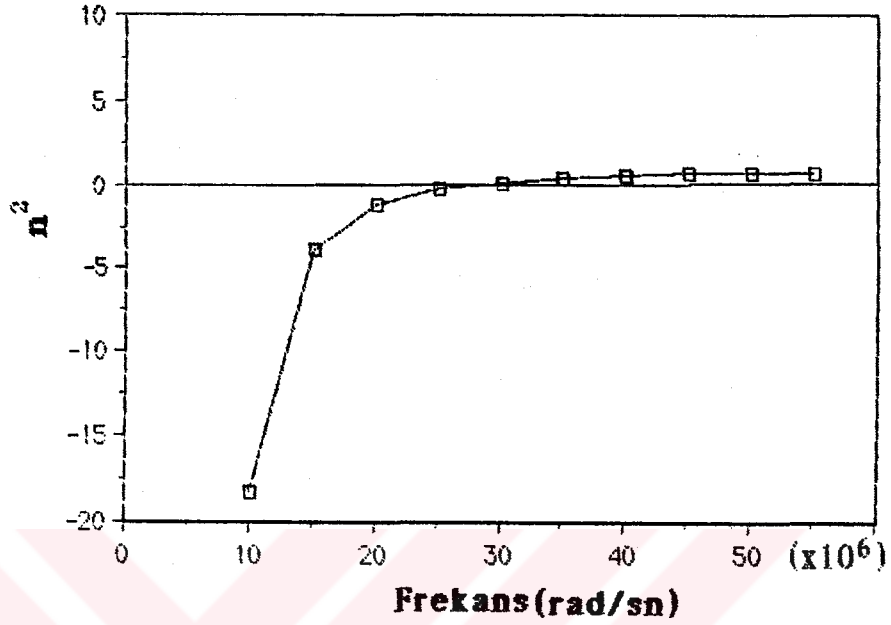
**Şekil 4.2.5** B=0, v=0,  $\theta=0$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün orana göre değişimi.



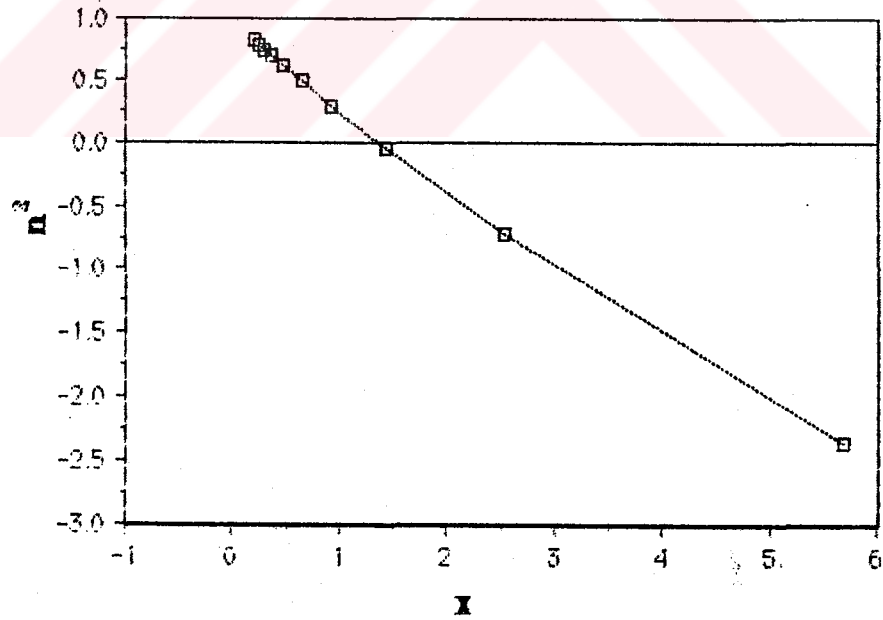
**Şekil 4.2.6**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0$  v saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün orana göre değişimi.

Kırılma indisinin karesinin  $X$ 'e göre değişimi Şekil 4.2.6'da gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi  $X=1$  noktasında kırılma indisinin karesi sıfır,  $X>1$  olduğundan kırılma indisinin karesi negatif,  $X<1$  durumunda ise kırılma indisinin karesi pozitiftir. Şekil 4.2.6 ile Şekil 4.2.8  $x$ 'e göre aynı değişimi göstermektedir. Benzer şartlarda 4.2.3 ifadesiyle kırılma indisinin karesinin frekansa karşı değişimi Şekil 4.2.7 'de verilmiştir. Şekilden görüleceği gibi  $\omega=27.5$  rad/sn için kırılma indisinin karesi sıfırdır. Bu değerden daha büyük frekanslar için pozitif, daha küçük frekanslar için ise negatiftir. Bu sonuç Şekil 4.2.5 ile karşılaştırıldığında negatif çözümler için kırılma indisinin karesini sıfır yapan frekans değerlerini daha büyük olduğu

görülür. Kırılma indisinin dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.2.5 ile benzerlik göstermektedir.



Şekil 4.2.7  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün frekansa göre değişimi.



Şekil 4.2.8  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=0$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

### 4.3 $\theta = 30^\circ$ Hali

Yerin manyetik alanı sıfırdan farklı, çarpışmasız durum ve manyetik alanla dalğanın ilerleme yönü arasındaki açının  $30^\circ$  olması halinde (3.31) denklemini ;

$$n^2 = 1 - \frac{x}{1 \pm \frac{\sqrt{3}}{2} Y} \quad (4.3.1)$$

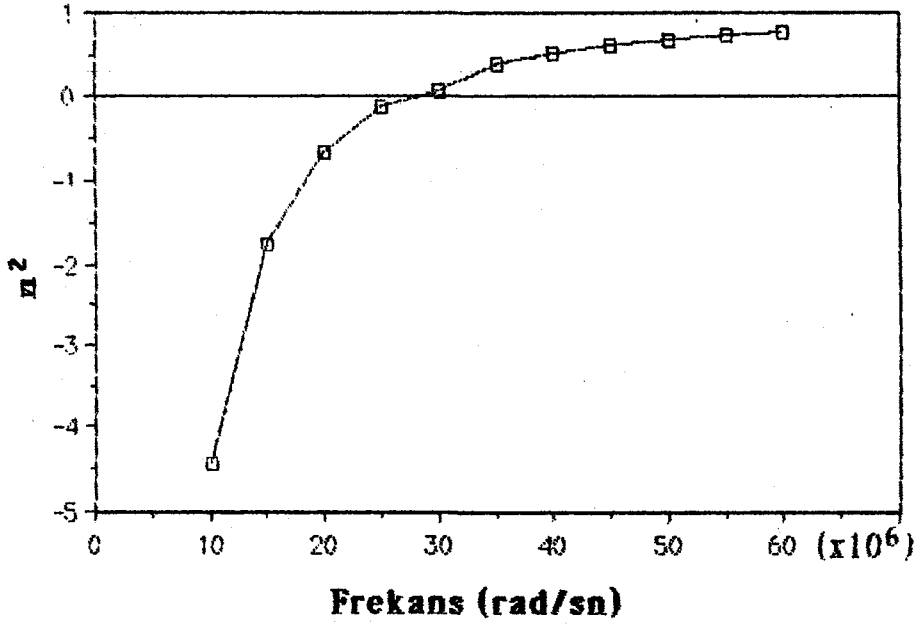
şekline dönüşür. Bu ifadenin aşağıdaki gibi iki çözümü vardır.

$$n^2 = 1 - \frac{x}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2} Y} \quad (4.3.2)$$

ve

$$n^2 = 1 - \frac{x}{1 - \frac{\sqrt{3}}{2} Y} \quad (4.3.3)$$

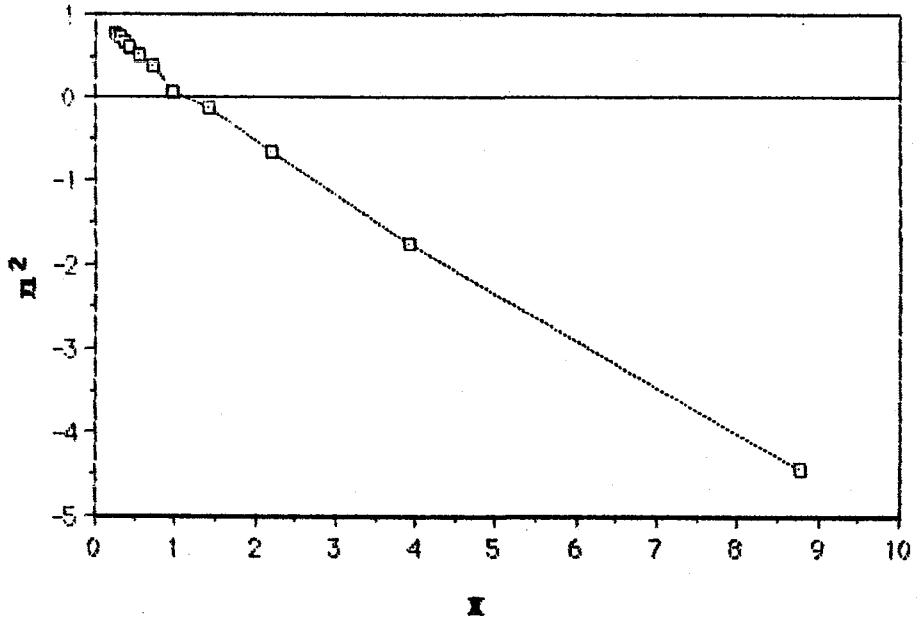
(4.3.2) denklemindeki kırılma indisinin karesini saat 12.00 YZ ' daki değerlerinin dalga frekansına göre değişimi Şekil 4.3.1' de verilmiştir. Kırılma indisinin karesinin aşağıdaki dağılımı Şekil 4.2.1' deki dağılımı ile karşılaştırılırsa, kırılma indisinin karesini sıfır yapan değerleri arasındaki fark çok azdır. Şekillerden görüleceği gibi  $\theta = 0^\circ$  için bu değer yaklaşık olarak 26 rad/ sn iken  $\theta = 30^\circ$  için 28 rad/sn 'dir.



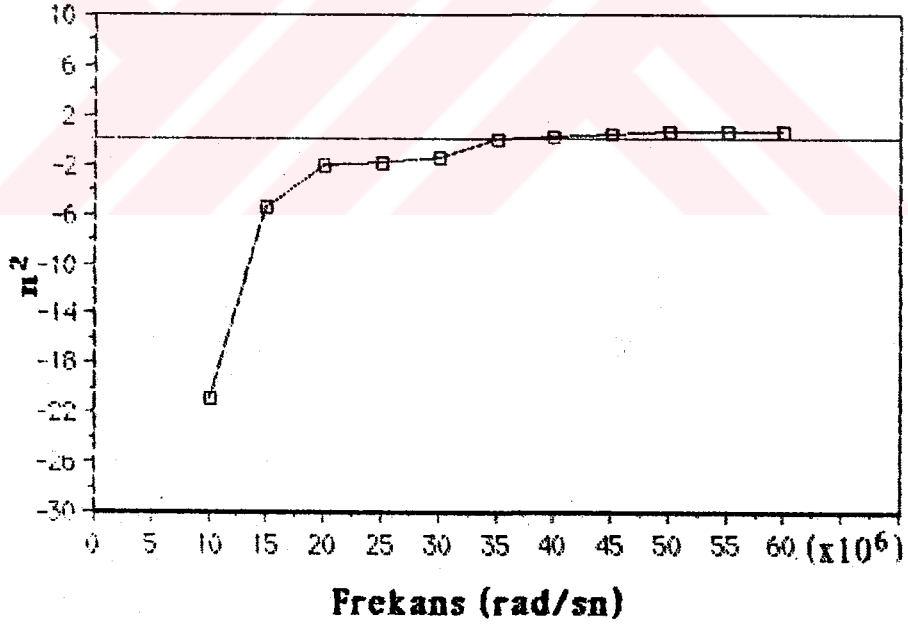
**Şekil 4.3.1**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=30^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif cozumunun frekansa göre değişimi.

(4.3.2) ifadesinden hesaplanan kırılma indisinin karesi 12. 00 YZ'deki değerlerinin  $X$  'e göre değişimi Şekil 4.3.2 'de verilmiştir. Kırılma indisinin karesi, artan  $X$  değerlerine karşılık yaklaşık doğrusal olarak azalmaktadır. Bu sonuç Budden, K.G., 1982 ve 1985 'in bulduğu sonuçlar ile benzerlik göstermektedir.

Saat 12. 00 YZ 'da (4.3.2) ifadesinin dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.3.3 'de verilmiştir. Kırılma indisinin karesini sıfır yapan frekans yaklaşık olarak 35 rad/sn 'dir. Bu frekanstan büyük değerlerde pozitif, küçük frekans değerlerinde negatif olmaktadır. Şekil 4.2.3 'le karşılaştırıldığında kırılma indisinin karesini sıfır yapan dalga frekansı buyumustur.



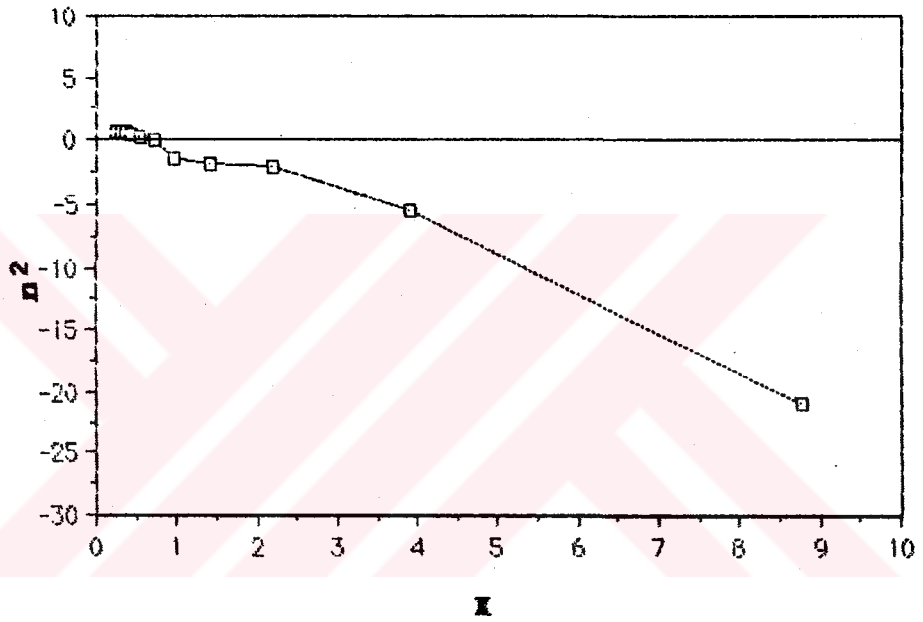
Şekil 4.3.2  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=30^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün orana göre değişimi.



Şekil 4.3.3  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=30^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

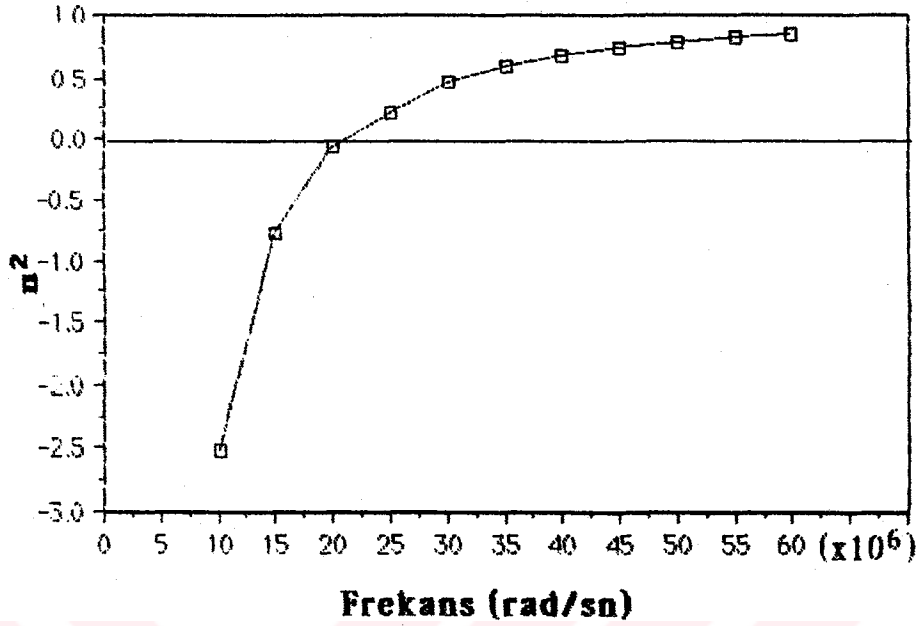


(4.2.3) ifadesine göre hesaplanan kırılma indisinin karesinin  $X$ 'e göre değişimi Şekil 4.3.4 'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi  $X=1$  'de kırılma indisinin karesi sıfır,  $X>1$  değerlerinde kırılma indisinin karesi negatif,  $X<1$  değerlerinde ise kırılma indisinin karesi pozitif değerler almaktadır. Bu sonuç Budden, K. G. , 1985 sonuçları ile uyum içerisindedir.



**Şekil 4.3.4**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=30^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün orana göre değişimi.

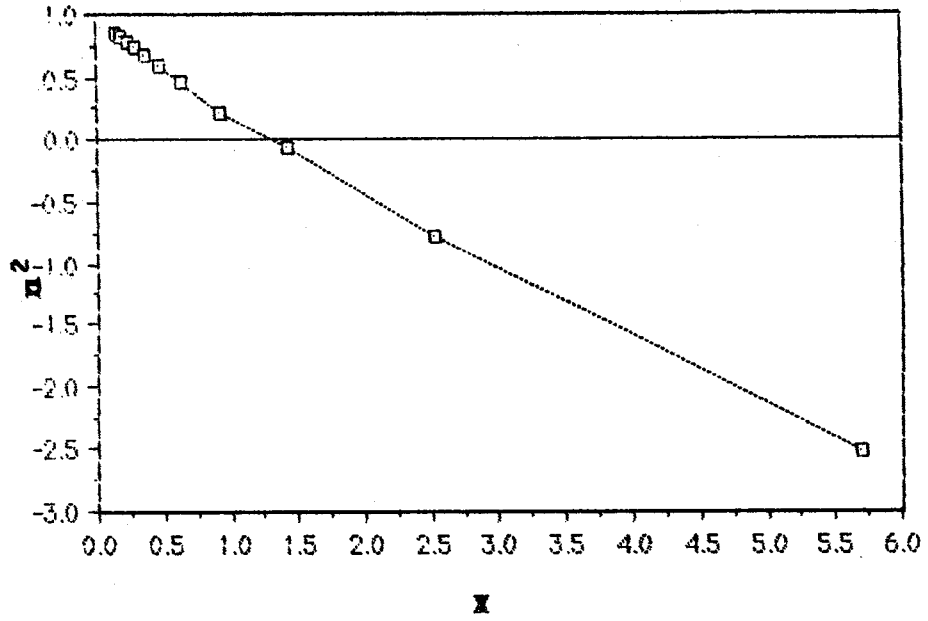
$\theta=30^\circ$  için (4.2.3) denklemi kullanılarak hesaplanan kırılma indisinin kareleri saat 24.00 YZ 'daki değerlerinin dalga frekansı ve  $X$ 'e göre değişimleri Şekil 4.3.5'de verilmiştir. Şekil 4.3.5 'de kırılma indisinin karesini sıfır yapan dalga frekansı 20 rad/ sn 'dir. Bu değerlerden büyük frekanslar için kırılma indisinin karesi pozitif, küçük frekans değerleri için negatiftir.



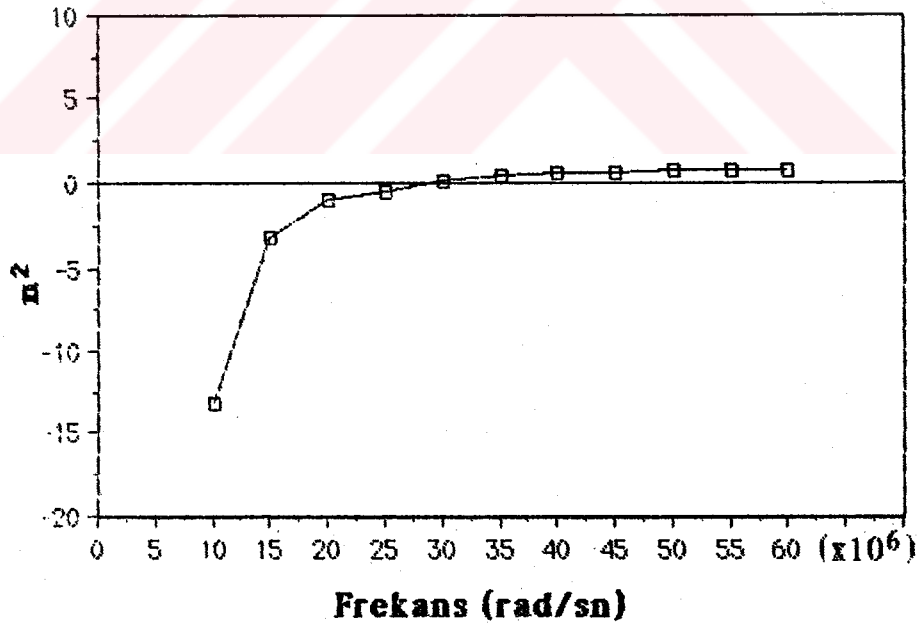
**Şekil 4.3.5**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=30^\circ$  ve saat 24.00'da kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün frekansa göre değişimi.

Yukarıda verilen şartlarda kırılma indisinin karesinin  $X$ 'e karşı değişimi Şekil 4.3.6' da verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi yaklaşık  $X=1.25$  noktasında kırılma indisinin karesi sıfır,  $X>1.25$  değerlerinde negatif küçük değerler içinse pozitif olmaktadır. Bu sonuç, Budden, K.G., 1982 kırılma indisinin reel kısmının  $X$ 'e karşı değişimi ile uyumludur.

(4.2.3) ifadesiyle verilen kırılma indisinin karesi saat 24.00 YZ' de kırılma indisinin karesinin dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.3.7 ' de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi kırılma indisinin karesi 27.5 rad/sn' de sıfırdır. Büyük frekans değerlerinde pozitif, küçük frekanslarda negatif olmaktadır. Bu değişim  $\theta = 0^\circ$  saat 24.00 YZ' deki değişimi ile aynıdır.



Şekil 4.3.6  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=30^\circ$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün orana göre değişimi.



Şekil 4.3.7  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=30^\circ$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

(4.3.3) ifadesiyle verilen kırılma indisinin karesi saat 24.00 YZ' da X'e karşı değişimi Şekil 4.3.8'de verilmiştir.  $X=1$ ' de kırılma indisinin karesi sıfır değerini almaktadır.  $X>1$  olduğundan kırılma indisinin karesi negatif,  $X<1$  halinde kırılma indisinin karesi pozitif değerler almaktadır. Bu sonuç Ratcliffe, J.A., 1959, 1972' nin bulduğu sonuçlarla uyumludur.

#### 4.4 $\theta=60^\circ$ Hali

Çarpışmanın göz önünde bulundurulmadığı, manyetik alanın sıfırdan farklı ve dalga ile manyetik alan vektörü arasındaki açının  $60^\circ$  olması halinde (3.31) ifadesi

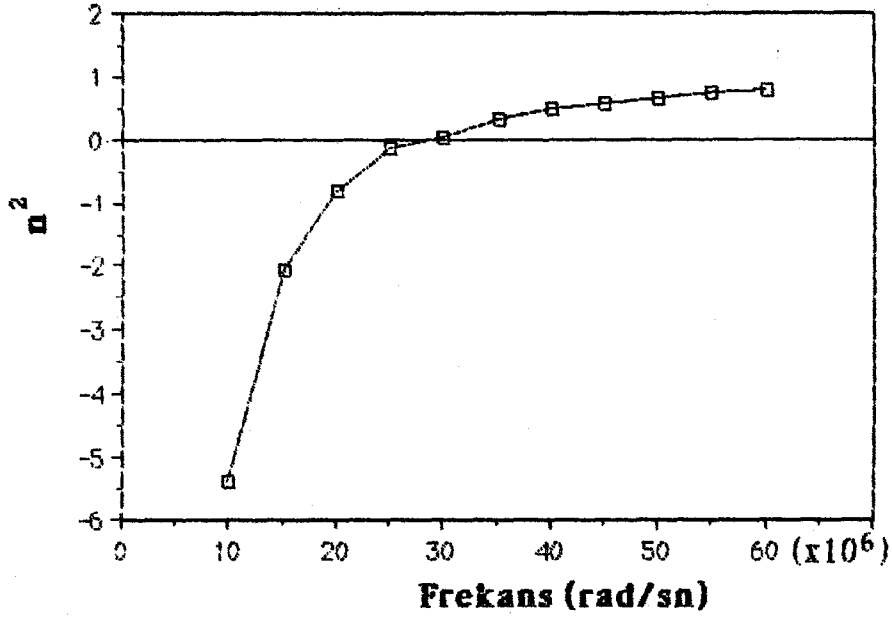
$$n^2 = 1 - \frac{x}{1 + \frac{Y}{2}} \quad (4.4.1)$$

ve

$$n^2 = 1 - \frac{x}{1 + \frac{3Y^2}{4(1-X)} - \frac{Y}{2}} \quad (4.4.2)$$

şeklinde olur.

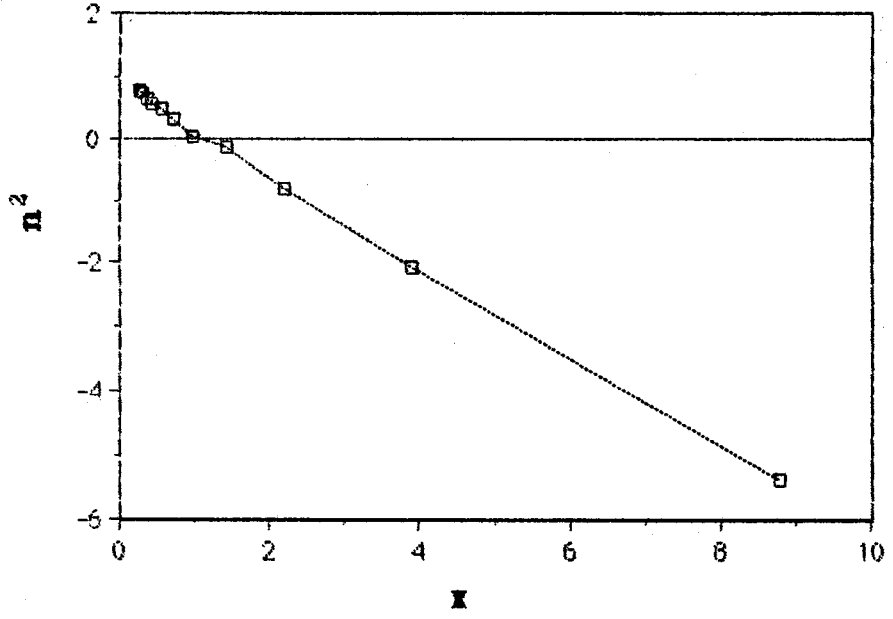
(4.4.1) ifadesindeki kırılma indisinin karesinin yukarıda verilen şartlarda saat 12.00 YZ' da değerlerinin dalga frekansına karşı değişimi incelenmiştir. Şekil 4.4.1'de kırılma indisinin karesinin dağılımı Şekil 4.3.1 ile karşılaştırılırsa kırılma indisinin karesini sıfır yapan değerler arasındaki fark yaklaşık 1.5 rad/sn daha civarındadır.



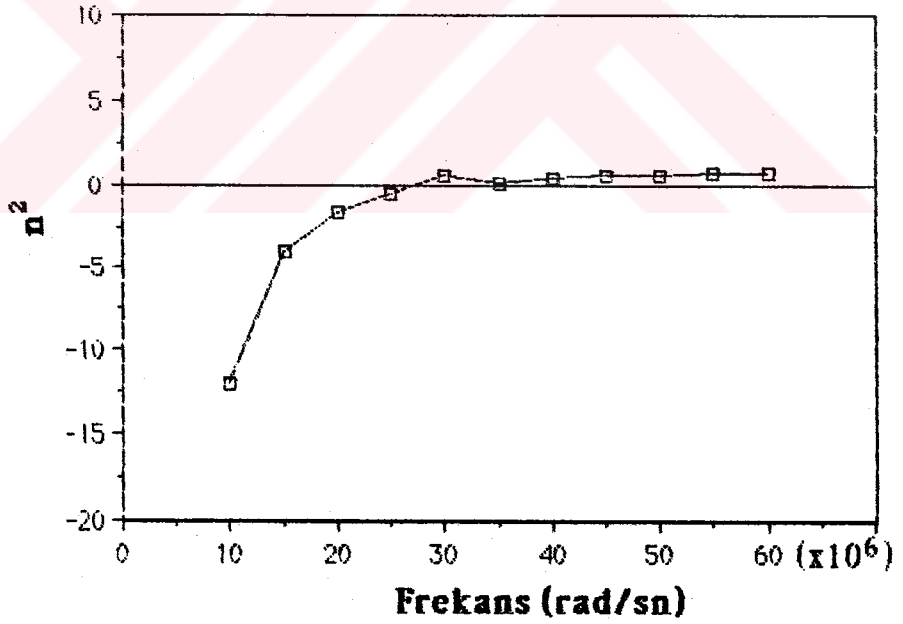
**Şekil 4.4.1**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$  ve saat 12.00'da kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün frekansa göre değişimi.

(4.4.1) ifadesi ile verilen kırılma indisinin karesi saat 12.00 YZ' deki değerlerinin  $X$ 'e karşı değişimi Şekil 4.4.2 'de gösterilmiştir. Yaklaşık olarak  $X=1$ 'de kırılma indisinin karesi sıfır,  $X>1$ 'de negatif ve  $X<1$  olması halinde pozitif değerler almaktadır. Bu, Şekil 4.3.2 ile aynı değişimi göstermektedir (Bochkarev, G.S.; V.A; Ermeneko, ve Yu. M. Cherkhashin, 1988 b).

Aynı şartlarda (4.4.2) denklemiyle hesaplanan kırılma indisinin kareleri değerlerinin 12.00 YZ' da dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.4.3'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi dalga frekansı yaklaşık olarak 27.5 rad/sn olduğunda kırılma indisinin karesi sıfırdır. Bu frekanstan büyük değerlerde pozitif, küçük değerlerde ise negatif olmaktadır. Bu şartlarda (4.4.1) ifadesindeki kırılma indisinin karesini sıfır yapan frekans değerleri farklılık göstermemektedir.

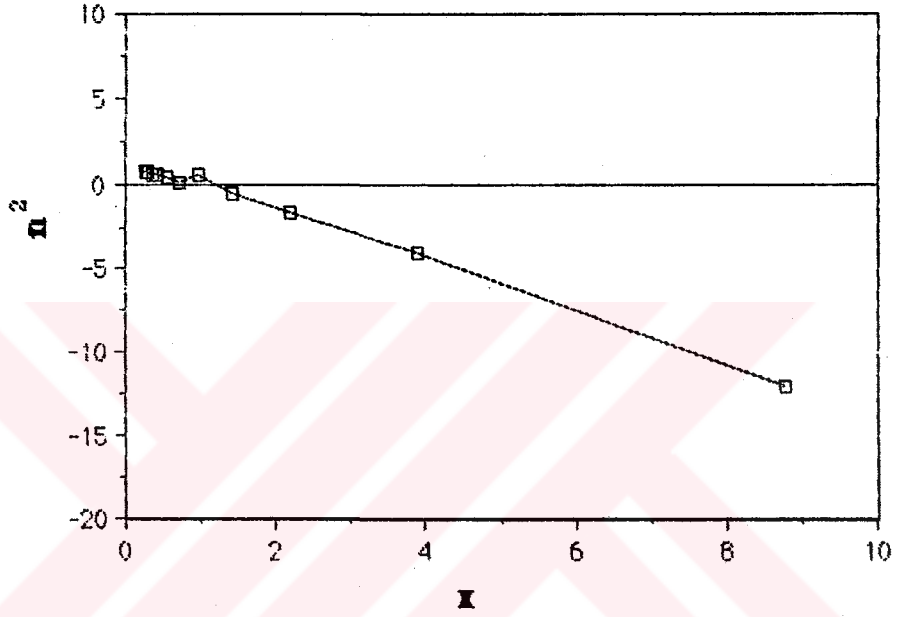


Şekil 4.4.2  $B=0$ ,  $\nu=0$ ,  $\theta=60^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün orana göre değişimi.



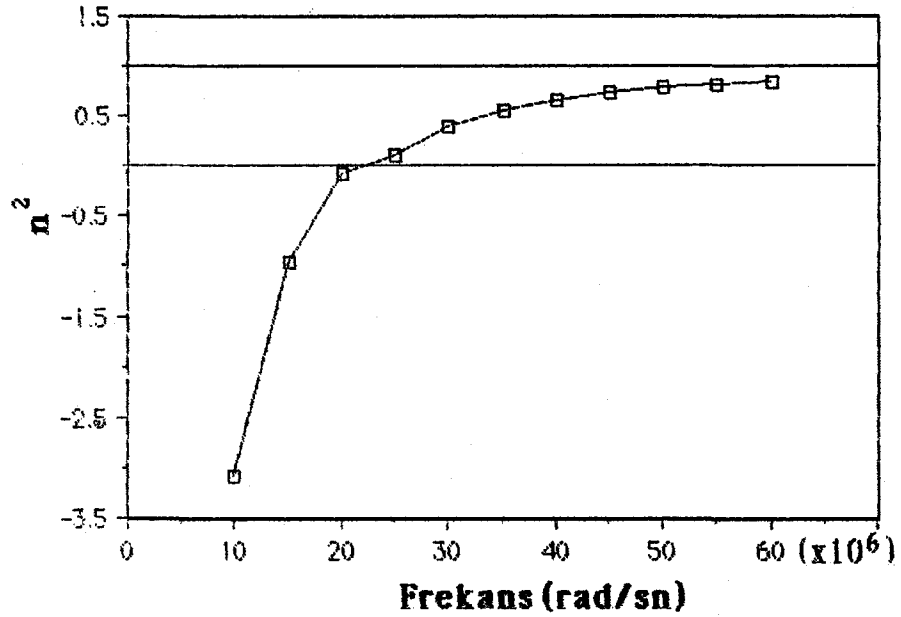
Şekil 4.4.3  $B=0$ ,  $\nu=0$ ,  $\theta=60^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

(4.4.2) ifadesiyle hesaplanan kırılma indisinin karelerinin değerleri saat 12.00 YZ' deki Şekil 4.4.4' de görüleceği gibi diğer saat 12.00 YZ' da kırılma indisilerinin kare değerleri X'e karşı değişimi ile farklılık göstermemektedir. Kırılma indisinin karesini sıfır yapan X değerleri aynıdır (Lundborg, B., 1987).



**Şekil 4.4.4**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün orana göre değişimi.

(4.4.1) denkleminde saat 24.00 YZ' de hesaplanan kırılma indislerinin dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.4.5'de gösterilmiştir. Kırılma indisinin karesi yaklaşık 20 rad/sn' de sıfır, büyük frekans değerlerinde pozitif, küçük frekans değerleri içinse negatif değerler almaktadır. Kırılma indisinin karesini sıfır yapan bu dalga frekansının değeri saat 24.00 YZ' daki (4.4.1 - 4.3.1, 4.2.1) denklemlerindeki değerler ile aynıdır.

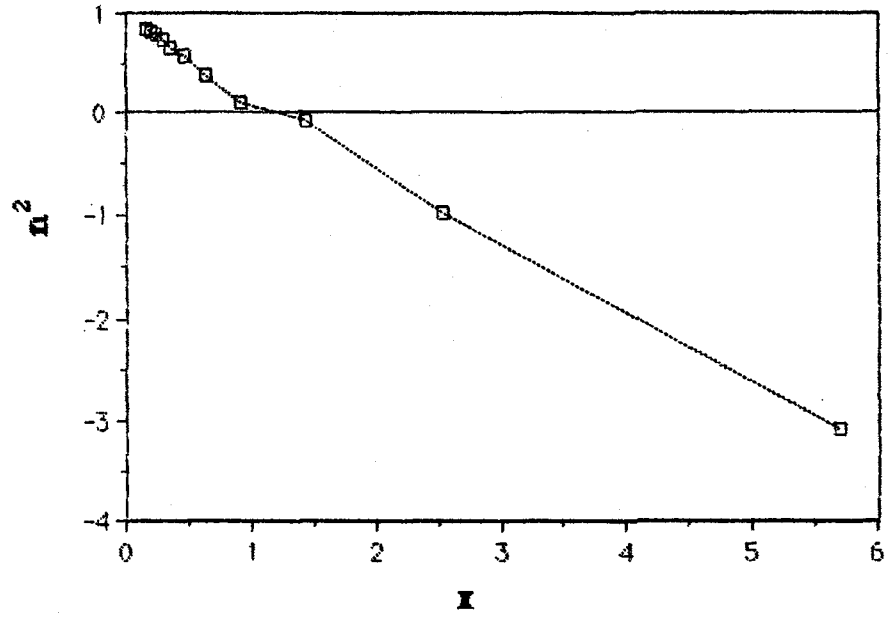


**Şekil 4.4.5**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün frekansa göre değişimi.

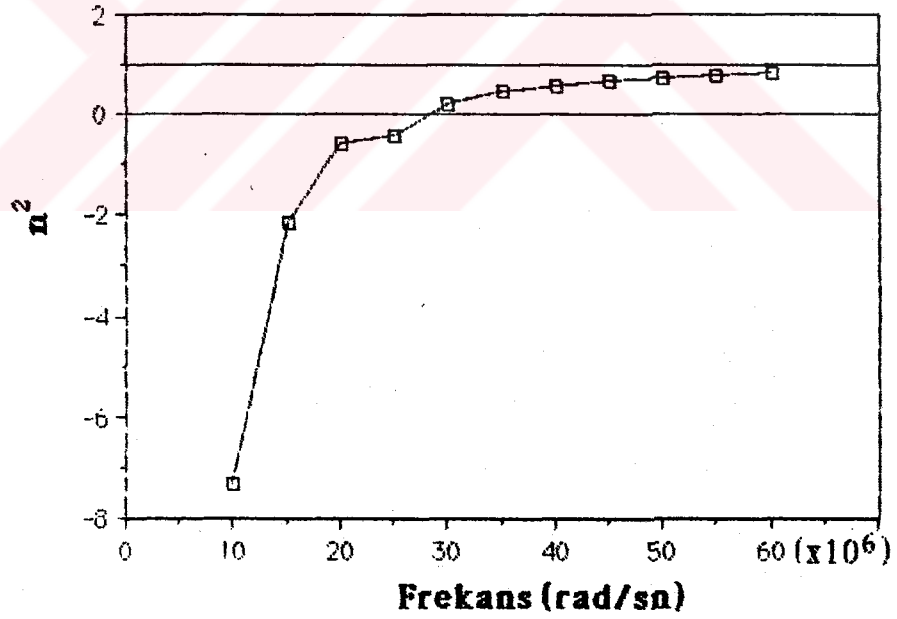
Aynı şartlarda (4.4.1) denklemi ile kırılma indisi değerlerinin saat 24. 00 YZ' da X'e karşı değişimi Şekil 4.4.6'da verilmiştir. Burada kırılma indisinin karesini sıfır yapan X değerleri saat 24. 00 YZ' de (4.2.1 ve 4.3.1) ifadeleriyle elde edilen X değerleri değişmemektedir (Kunitsyn, V.E., Smorodinov, ve A. B. Usachev, 1987).

(4.4.2) denklemi yardımıyla hesaplanan kırılma indisi değerlerinin saat 24.00 YZ'deki dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.4.7'de verilmiştir. Bu, Şekil 4.4.3 un sonuçları ile benzerdir. (4.4.1) ifadesinde saat 24.00 YZ'daki kırılma indisinin karesini sıfır yapan dalga frekansından daha büyüktür.



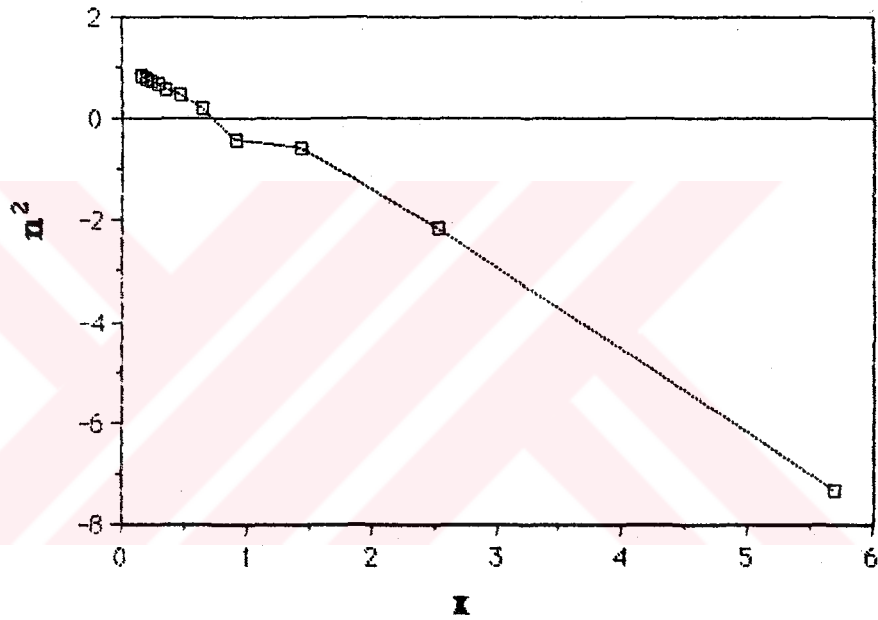


Şekil 4.4.6  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün orana göre değişimi.



Şekil 4.4.7  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

(4.4.2) saat 24.00 YZ'da hesaplanan kırılma indisinin karelerinin  $X$ 'e karşı değişimi Şekil 4.4.8'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi yaklaşık olarak  $X=0.80$ 'de kırılma indisinin karesi sıfır,  $X>0.80$  negatif,  $X<0.80$  içinse pozitif değerler almaktadır. Bu sonuç, kırılma indisinin karesini sıfır yapan diğer değerler ile karşılaştırıldığında daha küçüktür. Bu sonuçlar Budden, K. G., 1982 ve 1985; Ratcliffe, J.A., 1959'un bulduğu sonuçlar ile uyum içindedir.



**Şekil 4.4.8**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=60^\circ$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün orana göre değişimi.

#### 4.5 $\theta=90^\circ$ Hali

Yerin manyetik alan vektörü ile elektromanyetik dalganın yayılımı arasındaki acının  $90^\circ$  olması halinde (3.31) denklemi;

$$n^2 = 1 - X \quad (4.5.1)$$

ve

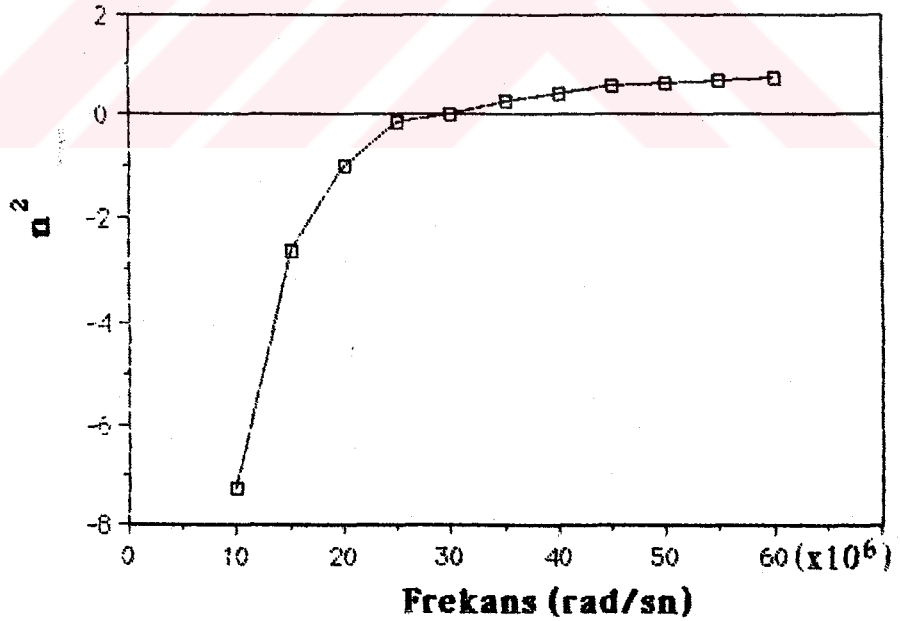
$$n^2 = 1 - \frac{X}{Y^2} \quad (4.5.2)$$

$$\frac{1}{1-X}$$

şekline dönüşür.

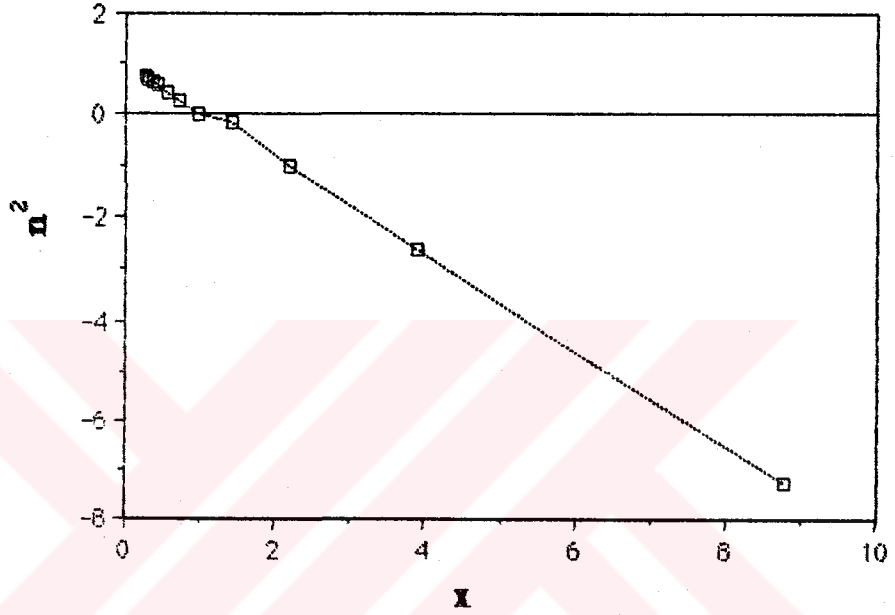
$\theta = \pi/2$  olduğu zaman dalga, enine dalga diye adlandırılır. (Budden, K. G., 1982)

(4.5.1) denkleminin sonuçları  $B=0$ , olduğunda verilen ifadenin sonuçları ile aynıdır. Yukarıdaki verilen şartlarda (4.5.2) denkleminde elde edilen kırılma indisi değerlerinin saat 1200 YZ'da dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.5.1'de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi yaklaşık olarak  $\omega = 30 \text{ rad/sn}$ 'de kırılma indisinin karesi sıfır, büyük frekans değerlerinde pozitif, küçük frekans değerleri içinse negatif olmaktadır.



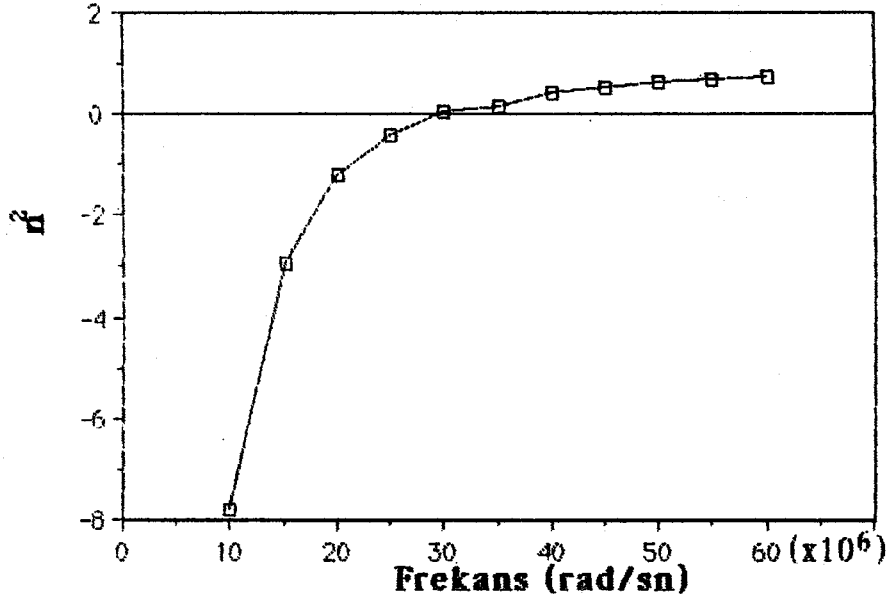
**Şekil 4.5.1**  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün frekansa göre değişimi.

(4.5.2) ifadesinin 12.00 YZ'da X'e karşı değişimi Şekil 4.5.2'de gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi yaklaşık olarak X'in bir olduğu durumda kırılma indisinin karesi pozitif, büyük değerler için ise kırılma indisinin karesi negatif olmaktadır.



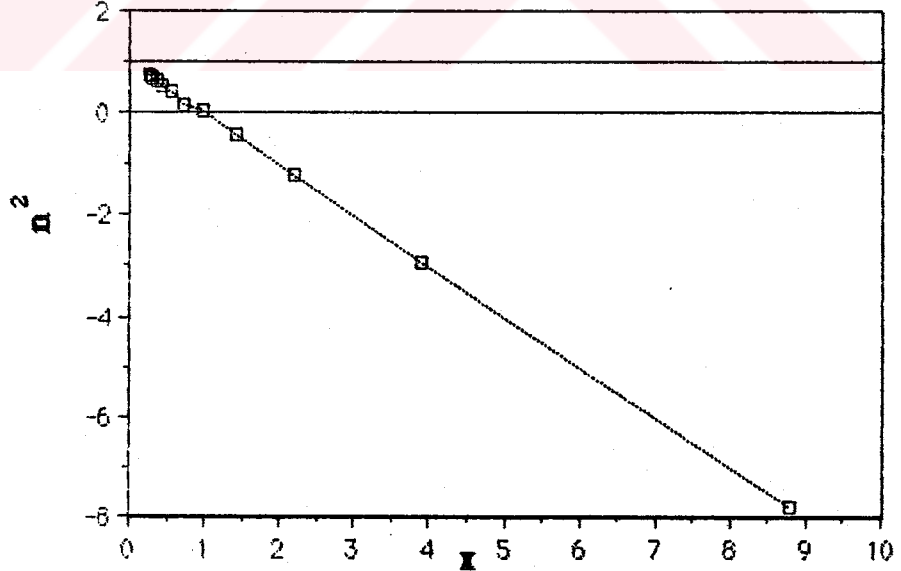
Şekil 4.5.2  $B=0$ ,  $v=0$ ,  $\theta=90^\circ$  ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün orana göre değişimi.

Aynı şartlarda saat 24.00 YZ'da (4.5.2) ifadesiyle hesaplanan kırılma indisinin kareleri değerlerinin frekansa karşı değişimi verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi dalga frekansının 25 rad/sn'den küçük değerleri için kırılma indisinin karesi negatif, büyük değerleri içinse kırılma indisinin karesi pozitif değer almaktadır. Bu sonuç saat 24.00 YZ'daki kırılma indisinin karesini sıfır yapan frekans değeri ile karşılaştırıldığında daha küçülmüştür (Budden, K. G., ve D. Jones, 1987a).



**Şekil 4.5.3**  $B=0$ ,  $\nu=0$ ,  $\theta=90^\circ$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

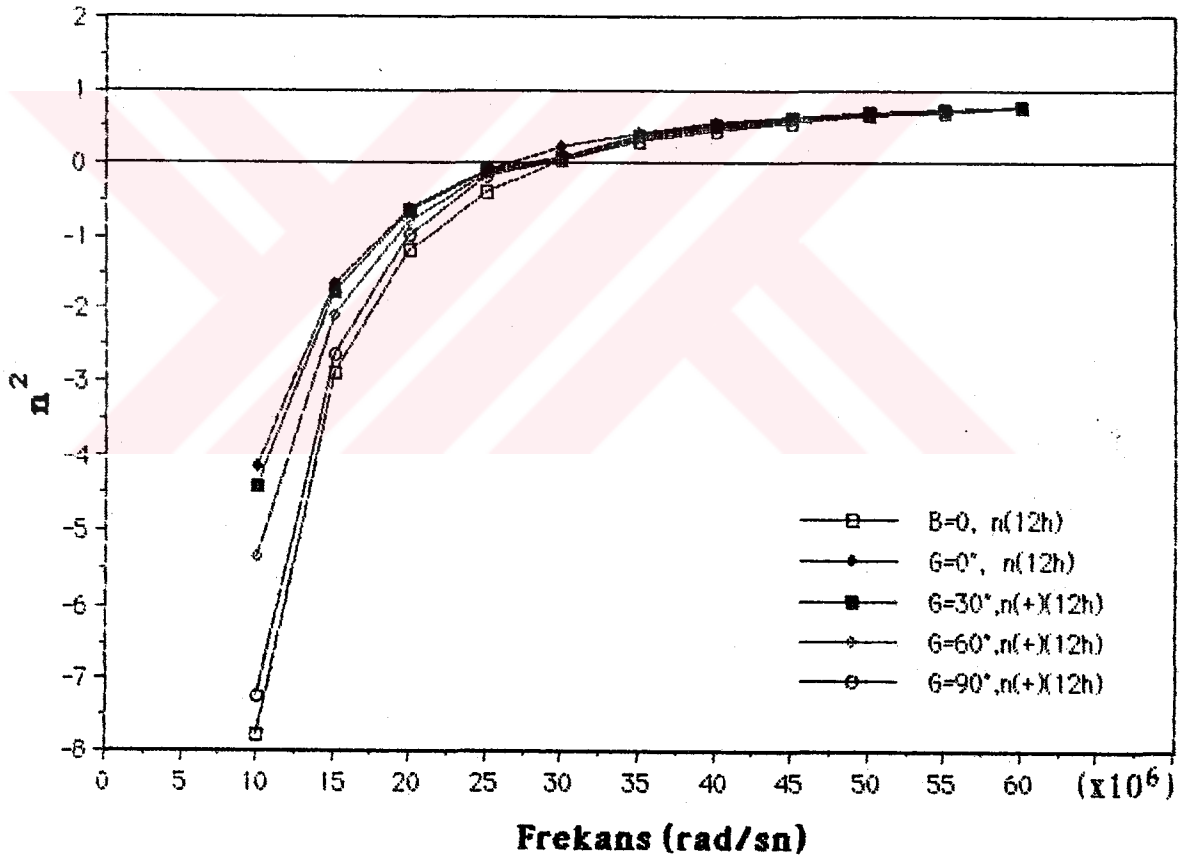
(4.5.2) denklemi ile elde edilen kırılma indisinin kareleri değerlerinin  $X$ 'e karşı değişimi Şekil 4.5.4'de verilmiştir.  $X$ 'in 0.75'den küçük değerlerinde kırılma indisinin karesi pozitif, büyük değerlerinde ise negatif değerler almaktadır.



**Şekil 4.5.4**  $B=0$ ,  $\nu=0$ ,  $\theta=90^\circ$  ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün orana göre değişimi.

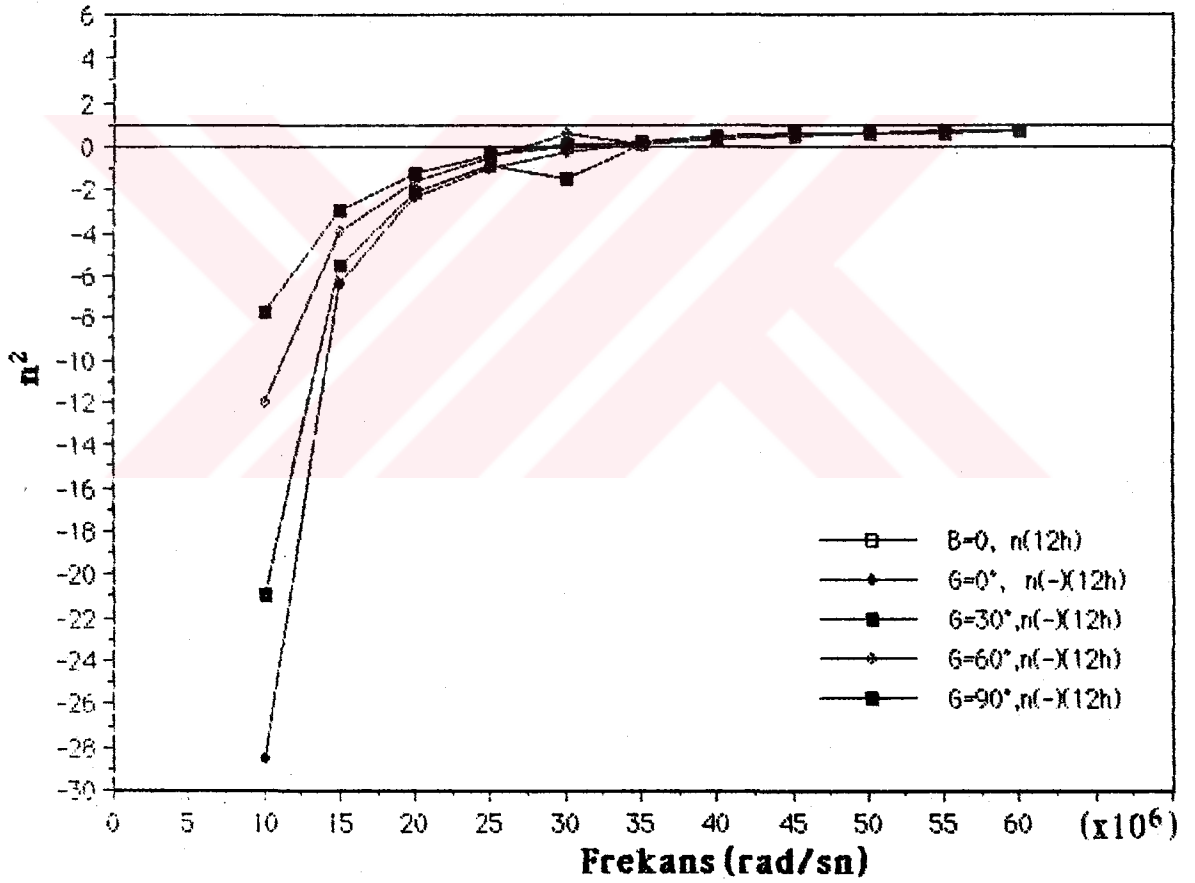
Çarpışmasız plazmada, saat 12.00 YZ'da  $\theta=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  açılarında kırılma indisinin karelerinin pozitif çözümlerinin dalga frekansına göre değişimlerinin karşılaştırılması Şekil 4.5.6'da verilmiştir.

Burada kırılma indislerinin karelerini sıfır yapan frekans değerleri yaklaşık olarak 23 rad/sn ile 32 rad/sn arasında değişmektedir. Kırılma indislerinin karelerini sıfır yapan 23 rad/sn'den daha küçük frekanslarda  $n^2$  negatifdir. Kırılma indisinin karesini sıfır yapan maksimum frekans değeri 32 rad/sn'den sonra ise pozitiftir.



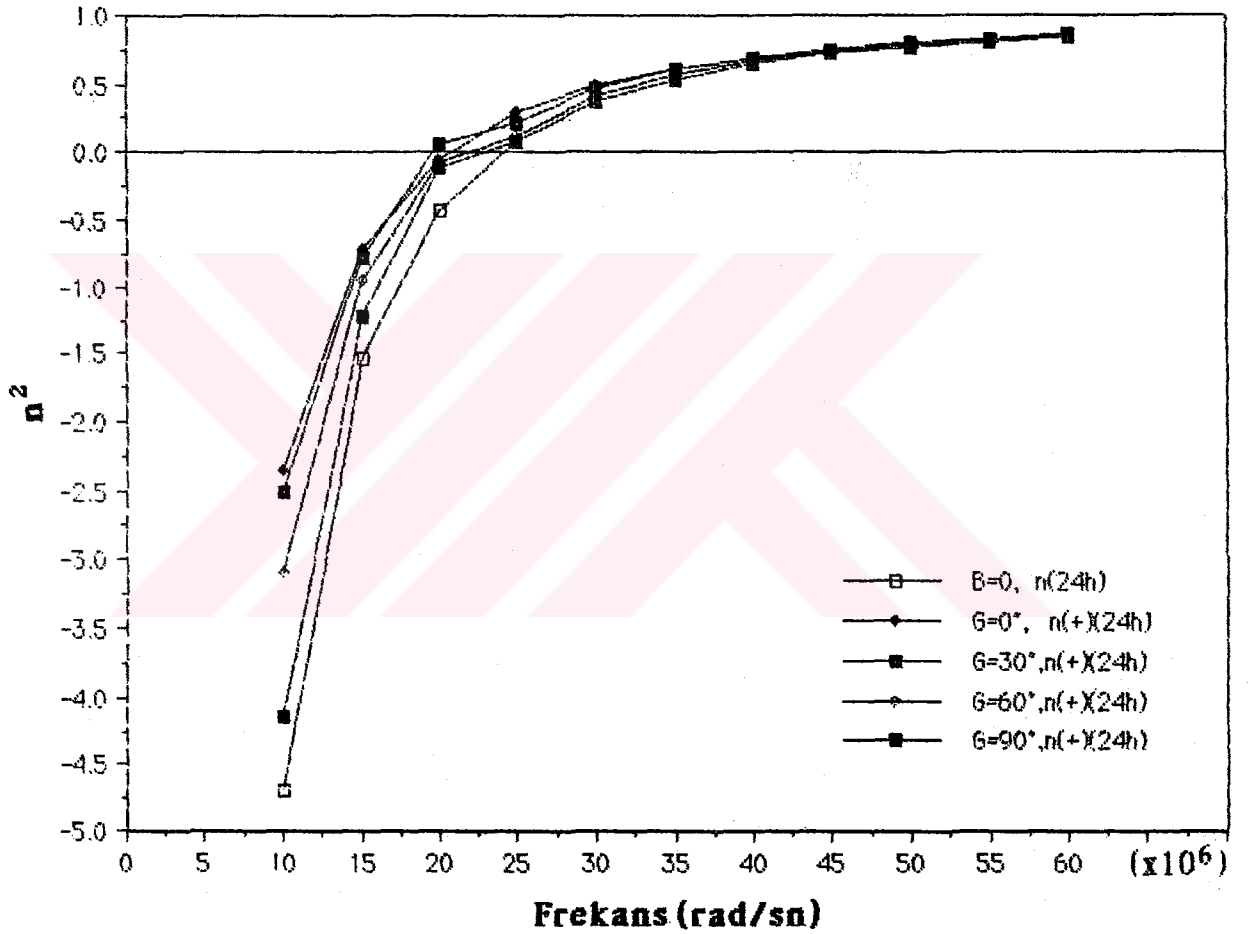
Şekil 4.5.6  $B=0, v=0, \theta=0, 30, 60, 90^\circ$  ( $B=0$ ) ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün frekansa göre değişimi.

Şekil 4.5.7'de yukarıdaki şartlar için saat 12.00 YZ'da kırılma indisinin karelerinin negatif çözümlerinden elde edilen değerlerinin dalga frekansı ile değişimi görülmektedir.  $\omega = 27.5-35$  rad/sn olması halinde kırılma indisinin kareleri sıfırdır.  $\omega < 27.5$  rad/sn değerler için kırılma indisinin kareleri negatif,  $\omega > 35$  rad/sn'den sonra kırılma indisinin kareleri pozitiftir. Kırılma indisinin karelerinin negatif çözümdeki sıfır yapan frekans değerleri ile karşılaştırılırsa bu frekans değeri daha da artmıştır. Kırılma indisinin karelerini negatif yapan frekans değerleri küçülmüş, pozitif yapan frekanslar ise büyümüşür.



Şekil 4.5.7 B=0,  $\nu=0$ ,  $\theta=0, 30, 60, 90^\circ$  (B=0) ve saat 12.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

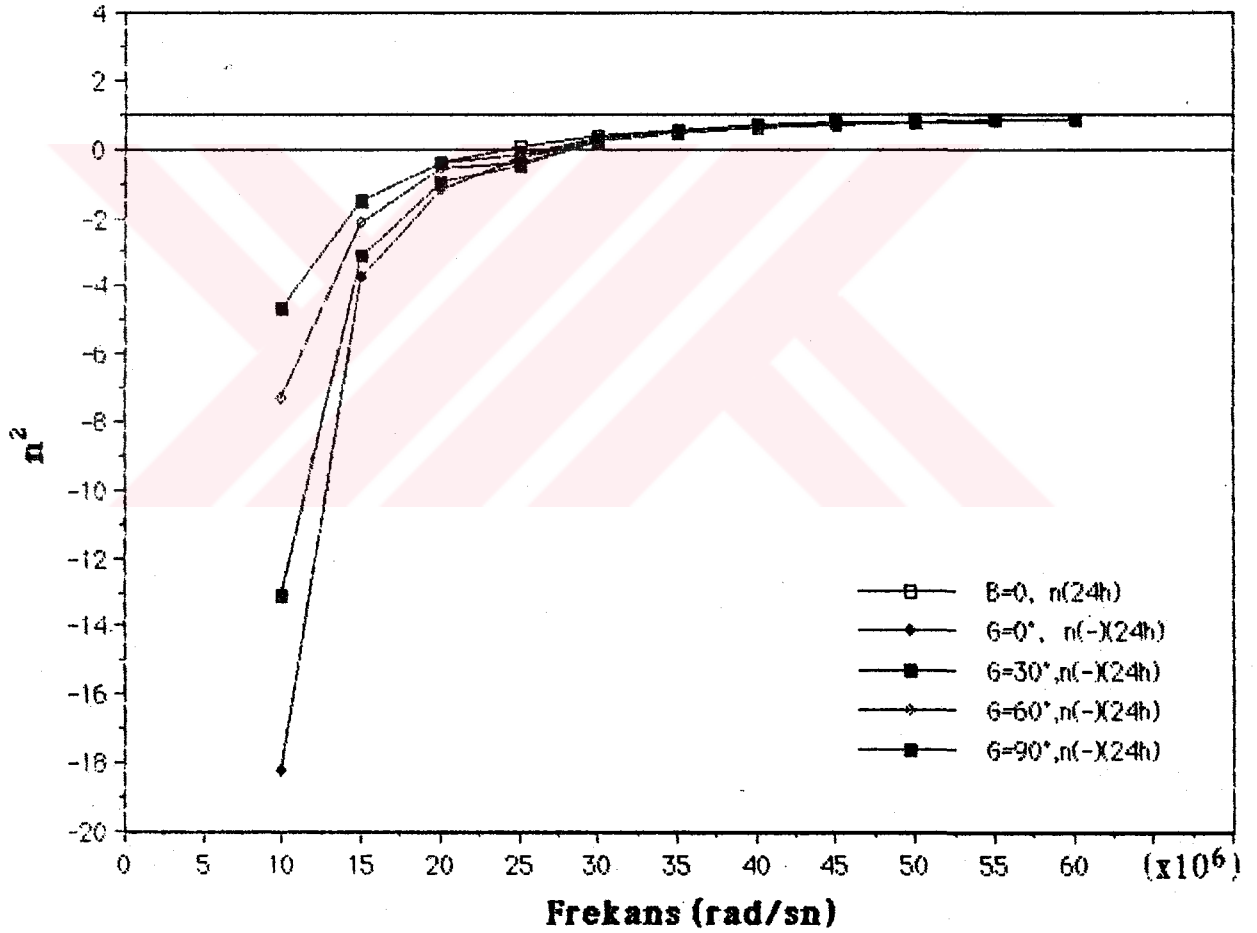
Çarpışmanın gözönüne alınmadığı durumda saat 24.00 YZ'da kırılma indisinin pozitif çözümlerinin dalga frekanslarına karşı değişimi Şekil 4.5.8'de gösterilmiştir. Şekilde görüleceği gibi kırılma indisinin pozitif çözümündeki karelerini sıfır yapan değerler 20-25 rad/sn arasında değişmektedir. Minimum negatif değerler 20 rad/sn'den küçük, reel değerler bu frekanstan büyük ve pozitifdir.



**Şekil 4.5.8** B=0,  $v=0$ ,  $\theta=0, 30, 60, 90^\circ$  (B=0) ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümünün frekansa göre değişimi.



Yukarıda verilen şartlar için kırılma indisinin karelerinin negatif çözümlerinin dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.5.9'da verilmiştir. Kırılma indislerinin negatif çözümlerindeki kareleri yaklaşık  $\omega < 24$  rad/sn'de kırılma indislerinin kareleri negatif değerler almakla birlikte büyüklükleri birbirinden farklıdır.  $\omega > 27$  rad/sn'den büyük frekans değerlerinde kırılma indisinin karelerinin değerleri pozitiftir. Bu Şekil 4.5.7 ile karşılaştırılırsa kırılma indislerinin karelerini sıfır yapan frekans değeri küçülmüştür.



Şekil 4.5.9  $B=0, v=0, \theta=0, 30, 60, 90^\circ$  ( $B=0$ ) ve saat 24.00'da Kırılma indisinin karesinin negatif çözümünün frekansa göre değişimi.

## 4.6 Çarpışmalı Soğuk Plazma Ortamı ve $B \neq 0$

### 4.6 $\theta=0^\circ$ Hali

(3.31) denkleminin manyetik alanla dalganın ilerleme vektörü arasındaki açının sıfır ve çarpışmanın göz önünde bulundurulduğu durum için çözülürse kırılma indisi,

$$n^2 = 1 - \frac{x}{\left(1 + \frac{iv}{\omega}\right) + Y} \quad (4.6.1)$$

ve

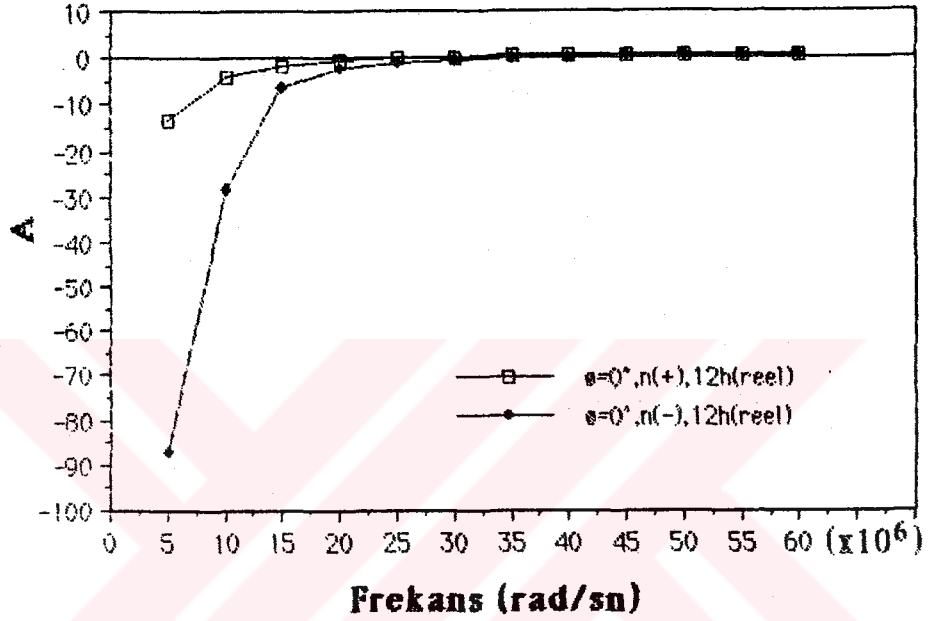
$$n^2 = 1 - \frac{x}{\left(1 + \frac{iv}{\omega}\right) - Y} \quad (4.6.2)$$

olarak elde edilir.

Her iki denklemde  $n^2 = A \pm iB$  şeklindedir. Kırılma indisinin karesi reel ve sanal olmak üzere iki kısımdan meydana gelmektedir. Burada A, kırılma indisinin karelerinin reel, B ise kırılma indisinin karelerinin sanal kısmıdır. Kırılma indisinin karesinin sanal olan kısmı, dalganın ortam içerisinde bir kısmının sönmeye uğramasına karşılık gelir.

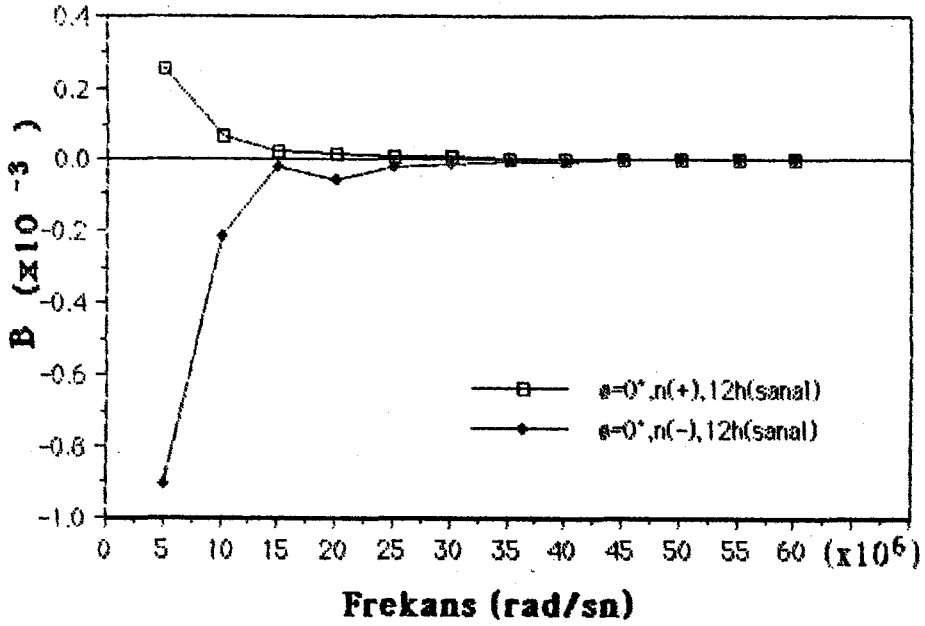
(4.6.1) ve (4.6.2) denklemlerinde hesaplanan kırılma indislerinin karesinin reel değerlerinin saat 12.00 YZ'da dalga frekansına göre değişimi Şekil 4.6.1'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi her iki denklem için de reel kısımları negatiftir. (4.6.1) ifadesinde minimum dalga frekansının kırılma

indisinin karesi reel değeri yaklaşık olarak -15 olurken (4.6.2) ifadesindeki kırılma indisinin karesinin reel değeri yaklaşık olarak -90 olmaktadır. Her iki ifade için de dalga frekansının artmasına karşılık, kırılma indisinin karesinin reel kısımları da artmaktadır.



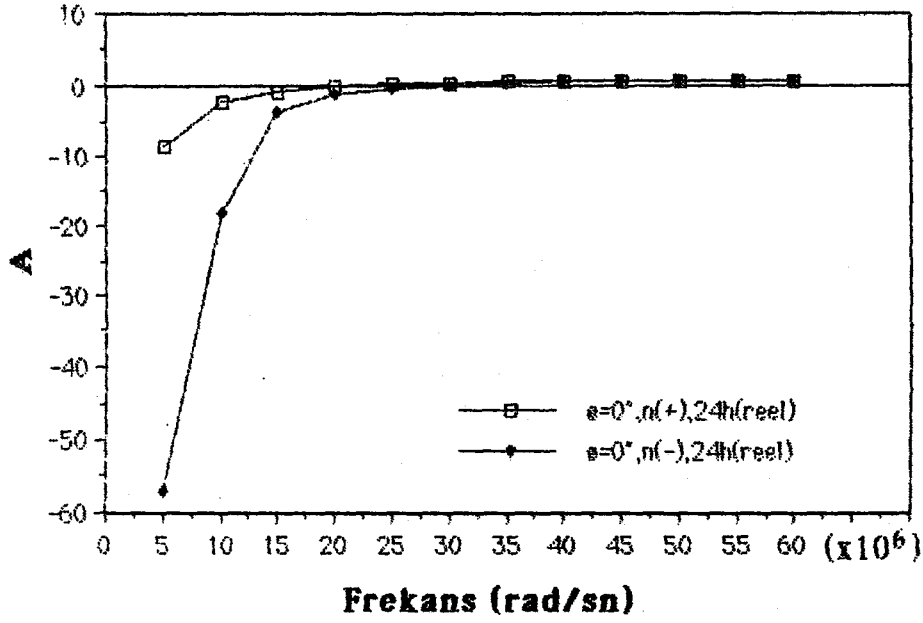
**Şekil 4.6.1** Saat 12.00 YZ'da kırılma indislerinin karesinin reel kısmının frekansa göre değişimi.

Kırılma indislerinin karesinin sanal kısımlarının saat 12.00 YZ'da dalga frekansıyla değişimi Şekil 4.6.2'de gösterilmiştir. (4.6.1) denklemindeki kırılma indisinin karesinin sanal kısmı dalga frekansına karşılık azalırken, (4.6.2) ifadesindeki kırılma indisinin karesinin sanal kısmı artmaktadır. (4.6.1)'deki kırılma indisinin karesi pozitif bölgede değişim göstermekte, (4.6.2) ifadesi ile hesaplanan kırılma indisinin karesi sanal kısmı negatif bölgede değişim göstermektedir.



**Şekil 4.6.2** Saat 12.00 YZ'da kırılma indislerinin karesinin sanal kısımlarının frekansa göre değişimi.

(4.6.1) ve (4.6.2) denklemleriyle saat 24.00 YZ'da hesaplanan kırılma indisinin karesinin reel kısmının dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.6.3'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi (4.6.1) kırılma indisinin karesinin reel kısmı, frekansın minimum olduğu noktada yaklaşık olarak  $-10$ 'dur. (4.6.2) denkleminde ise frekansın minimum değerinde kırılma indisinin reel kısmı yaklaşık olarak  $-60$ 'dir. Kırılma indisinin karesinin reel kısmını sıfır yapan frekanslar aynıdır. Bu değer yaklaşık olarak  $30 \text{ rad/sn}$ 'dir. Küçük frekans değerlerinde negatif, büyük frekans değerlerinde ise pozitif olmaktadır.

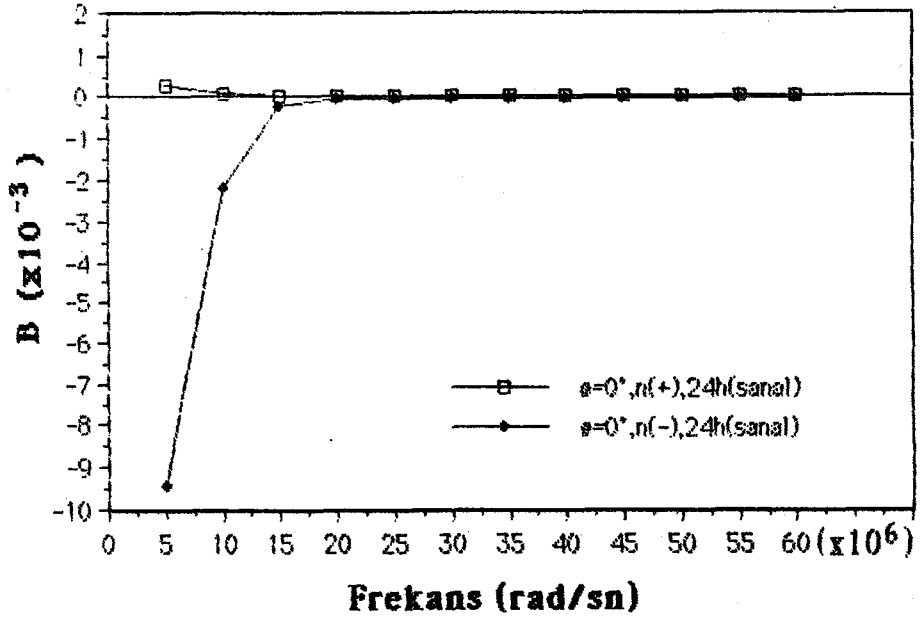


**Şekil 4.6.3**  $B=0$ ,  $v=0$  ve  $\theta=0^\circ$  Saat 24.00'daki kırılma indisinin karesinin reel kısmının frekansa göre değişimi.

Aynı denklemlerin sanal kısmının dalga frekansına göre değişimi Şekil 4.6.4'de verilmiştir.

Şekilde, (4.6.1) ifadesiyle elde edilen kırılma indisinin karesinin sanal değerleri frekansla çok az bir değişim göstermekte, (4.6.2) denklemleriyle hesaplanan kırılma indisinin karesinin sanal değerleri frekansla artmaktadır.

(4.6.1) ifadesindeki sanal değerler pozitif bölgede değişmekte, (4.6.2) ifadesinin maksimum değeri ise sıfırdır (Baulch, R. N. E. , ve Butcher, E. C., 1988).



**Şekil 4.6.4**  $B \neq 0$ ,  $v=0$  ve  $\theta=0^\circ$  Saat 24.00'daki Kırılma indisinin karesinin sanal kısmının frekansa göre değişimi.

#### 4.8 $\theta = 90^\circ$ Hali

Gönderilen dalga ile manyetik alan arasındaki açının  $90^\circ$  olması halindez (3. 31) denklemi yeniden düzenlenirse,

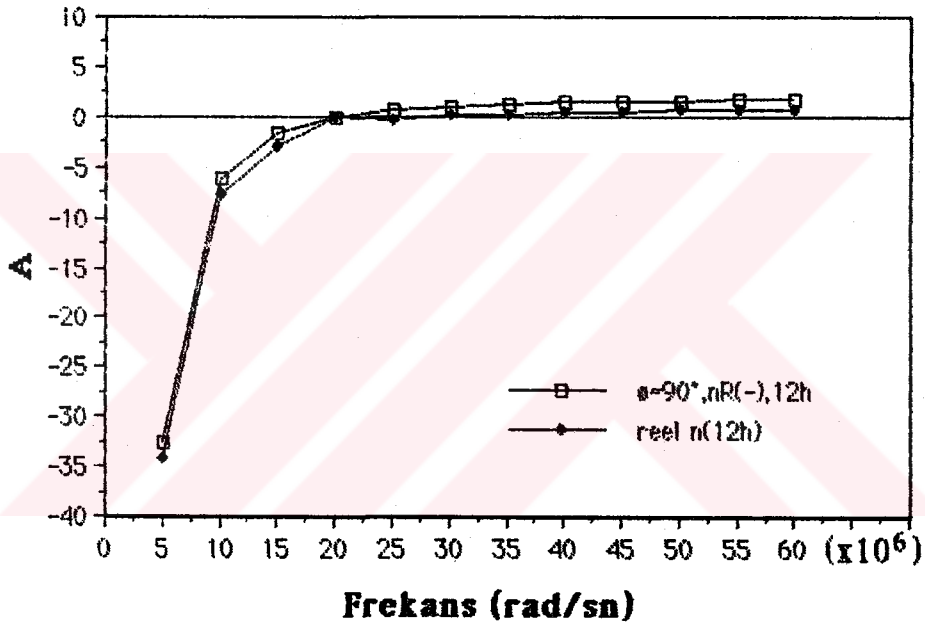
$$n^2 = 1 - \frac{x}{1 + \frac{iv}{\omega}} \quad (4.7.1)$$

ve

$$n^2 = 1 - \frac{x}{\left(1 + \frac{iv}{\omega}\right) - \frac{Y^2}{\left(1 + \frac{iv}{\omega} - X\right)}} \quad (4.7.2)$$

şeklinde elde edilir.

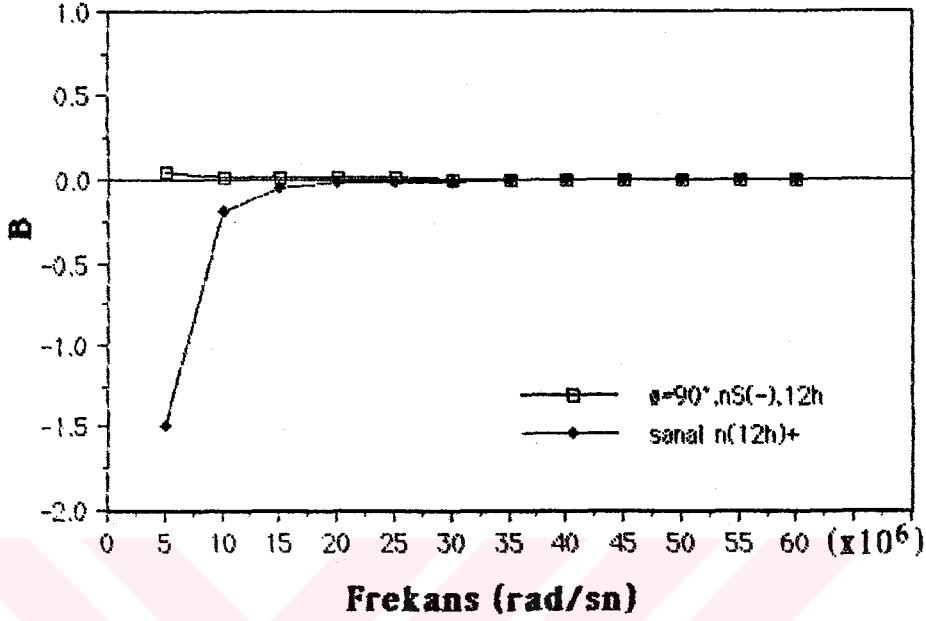
(4.7.1) ve (4.8.2) ifadelerinden hesaplanan kırılma indislerinin karesinin reel değerlerinin saat 12.00 YZ'da dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.7.1'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi her iki ifade için de kırılma indislerinin karesinin reel değerleri aynı anda minimum ve maksimum değerler almaktadır. Kırılma indislerinin karesinin reel değerleri yaklaşık olarak 20 rad/sn'de sıfır, büyük frekans değerlerinde pozitif ve küçük frekans değerlerinde ise negatif olmaktadır.



Şekil 4.7.1 Saat 12. 00 YZ'da kırılma indisinin karesinin reel kısmının frekansa göre değişimi.

(4.7.1) ve (4.7.2) ifadeleriyle elde edilen kırılma indisinin karesinin sanal değerlerinin saat 12.00 YZ'da dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.7.2'de gösterilmiştir. Şekilde görüleceği gibi (4.7.2) denkleminde elde edilen kırılma indisinin karesinin sanal değerleri frekansa karşı çok az bir değişiklik göstermekte ve pozitif bölgede yer almaktadır. (4.7.1) ifadesinden

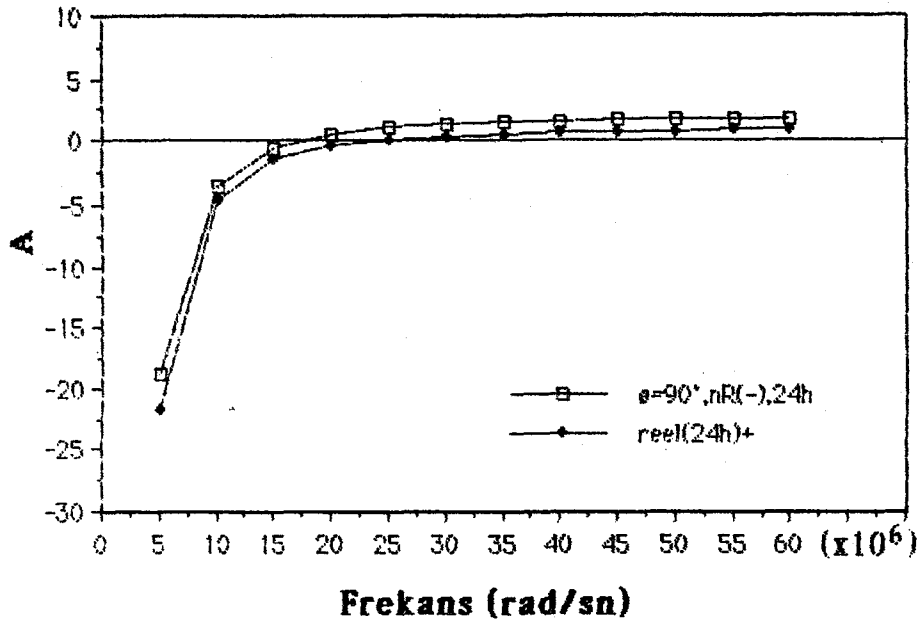
hesaplanan kırılma indisinin karesinin sanal değerleri frekansa karşı artmakta ve negatif bölgede yer almaktadır.



Şekil 4.7.2 Saat 12.00 YZ'da kırılma indislerinin karesinin sanal kısmının frekansa göre değişimi.

Aynı şartlarda (4.7.1) ve (4.7.2) denklemlerinden hesaplanan kırılma indisinin karesinin reel değerleri saat 24 YZ'da dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.7.3'de verilmiştir. (4.7.2) denkleminde elde edilen kırılma indisinin karesinin reel değeri yaklaşık olarak 27 rad/sn'de sıfır değeri alırken, diğer ifadedeki kırılma indisinin karesinin reel kısmı yaklaşık 20 rad/sn'de sıfır olmaktadır. Bu değerlerdeki küçük frekans değerlerinde kırılma indisinin karesinin reel kısmı negatif büyük değerlerde ise pozitif olmaktadır. Dalga frekansının minimum olduğu noktada kırılma indislerinin karesinin reel değerleri farklılık göstermektedir.

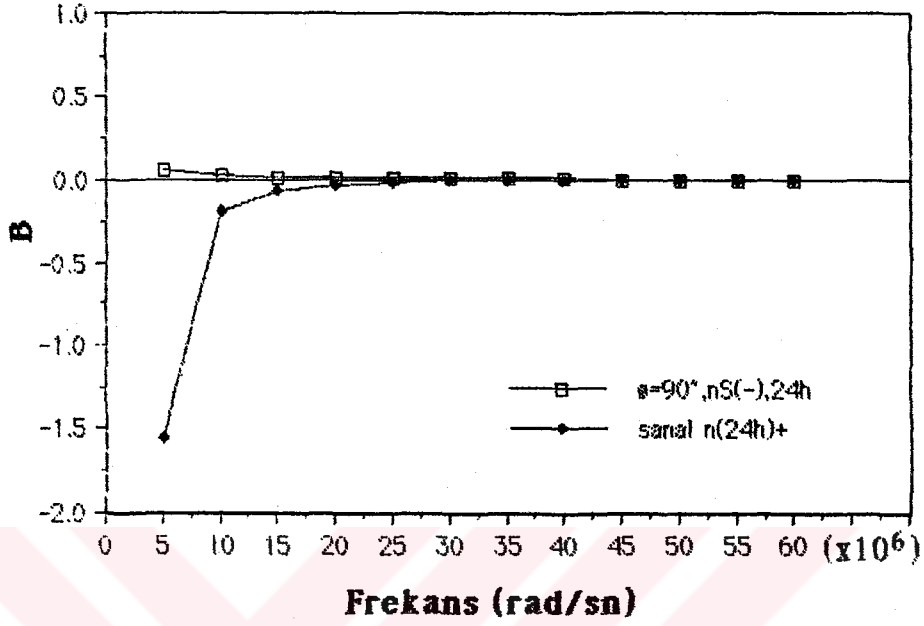




**Sekil 4.7.3** Saat 24.00 YZ'da kırılma indislerinin karesinin reel kısmının frekansa göre değişimi.

Yukarıda verilen ifadelerde kırılma indisinin karesinin sanal kısmının saat 24.00 YZ'da dalga frekansına karşı değişimi Şekil 4.7.4'de verilmiştir. Bu Şekil 4.7.2 ile karşılaştırıldığında bir değişiklik göstermemektedir (Baulch, R.N.E., ve Butcher, E. C., 1988). Pozitif çözümdeki kırılma indisinin karesinin dalga frekansına karşılık hızlı bir şekilde azalmaktadır. 15 rad/sn'den sonra kırılma indisinin karesinin sanal kısmının dalga frekansıyla yaklaşık olarak değişmemektedir. Negatif çözümde ise kırılma indisinin karesinin sanal kısmı dalga frekansının minimum olduğu noktada yaklaşık olarak -1.5'tur. Daha sonra dalga frekansının artmasıyla birlikte kırılma indisinin karesi negatif bölgede artmaktadır. 15 rad/sn'den sonra ise yaklaşık olarak kırılma indisinin karesinin sanal kısmı sıfırdır. Bu pozitif çözümdeki sanal kısmın elektromanyetik dalganın 15 rad/sn'den önceki değerlerde hızlı bir şekilde

sönüme uğradığı, sonra elektromanyetik dalga genliğinin sabit kaldığı anlamına gelir.



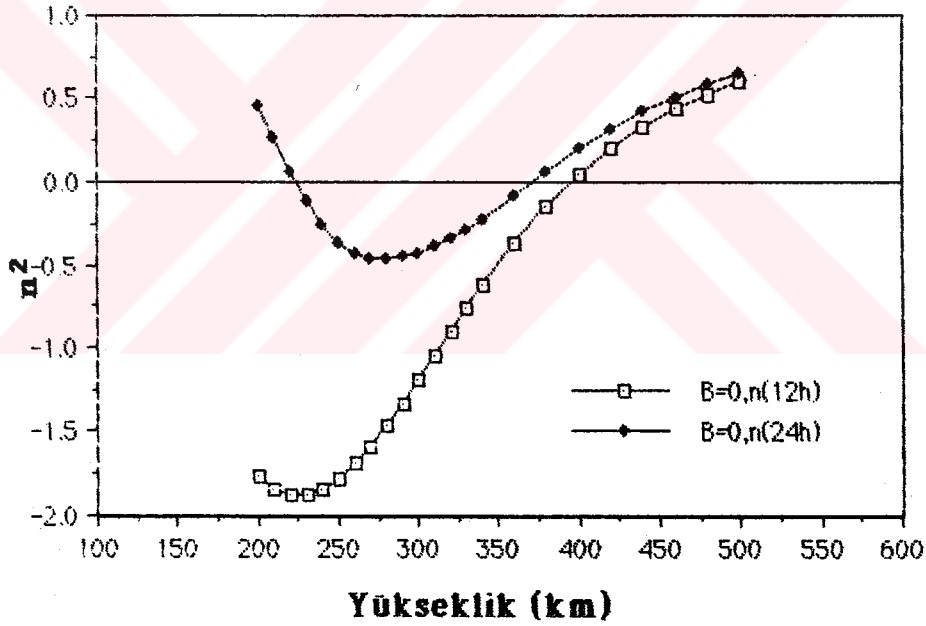
**Şekil 4.7.4** Saat 24.00 YZ'da kırılma indisinin karesinin sanal kısmının frekansa göre değişimi.

#### 4.8 Kırılma İndisinin Karesinin Yükseklikle Değişimi

Çarpışmasız soğuk plazmada dalganın ilerleme yönüyle manyetik alan arasındaki açı ( $\theta=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ ) alınarak saat 12.00 YZ ve saat 24.00 YZ'da kırılma indisinin pozitif ve negatif çözümlerinin yükseklikle değişim grafikleri incelendi. Manyetik alanın olmadığı (4.1.1) ifadesindeki kırılma indisinin saat 12.00 YZ ve saat 24.00 YZ'da yükseklikle değişimi Şekil 4.8.1'de verilmiştir. Kırılma indisinin saat 12.00 YZ'da 200-250 km'de minimum değer almakta ve bu değerler negatif olmaktadır. Yüksekliğin artmasıyla kırılma indisi de artmaktadır. Yükseklik yaklaşık 400 km olduğunda kırılma indisi

sıfırdır. Yükseklik artmaya devam ederse kırılma indisi pozitif değerler alır. Yükseklik arttıkça elektron yoğunluğu azalacağından  $n^2$ 'de azalır. Bu da (4.1.1) bağıntısındaki ikinci terimi küçültür. Dolayısıyla  $n^2$  büyür. Bu sonuç bulgularımızla uyum içindedir.

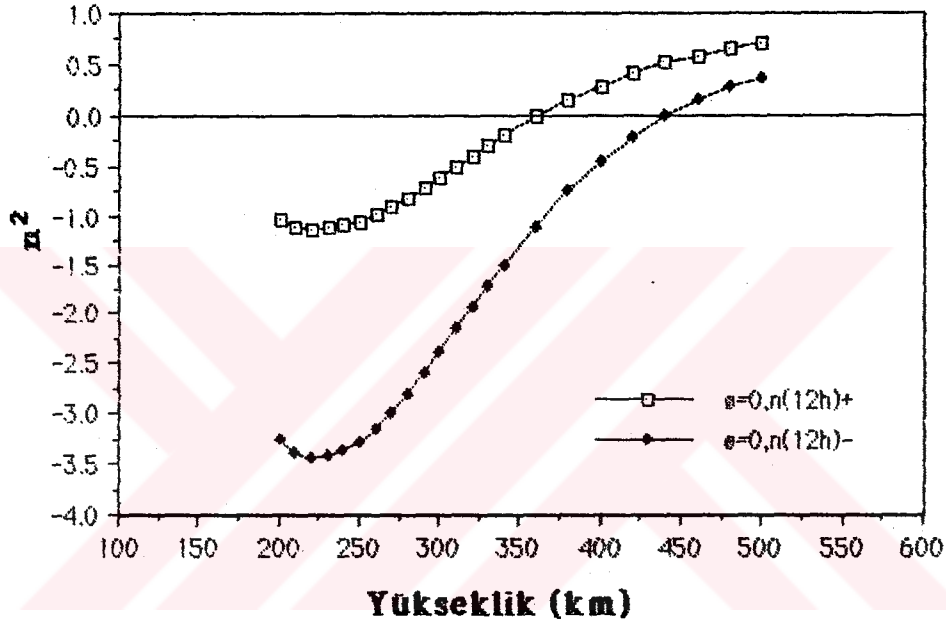
Saat 24.00 YZ'da 200 km'den itibaren yüksekliğin artmasıyla kırılma indisi hızla azalmaktadır. 250-300 km yükseklikte kırılma indisi minimum değeri almakta ve negatiftir. Yaklaşık 375 km'den sonra kırılma indisi pozitifdir. Bu sonuç Lungborg, Bent ve Thide Bo, 1986 bulgularıyla benzerlik göstermektedir.



**Şekil 4.8.1** B=0, v=0 Saat 12 ve saat 24.00'daki Kırılma indisinin karesinin yükseklikle değişimi.

Saat 12.00 YZ'da kırılma indisinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi Şekil 4.8.2'de gösterilmiştir. Şekilde yaklaşık olarak

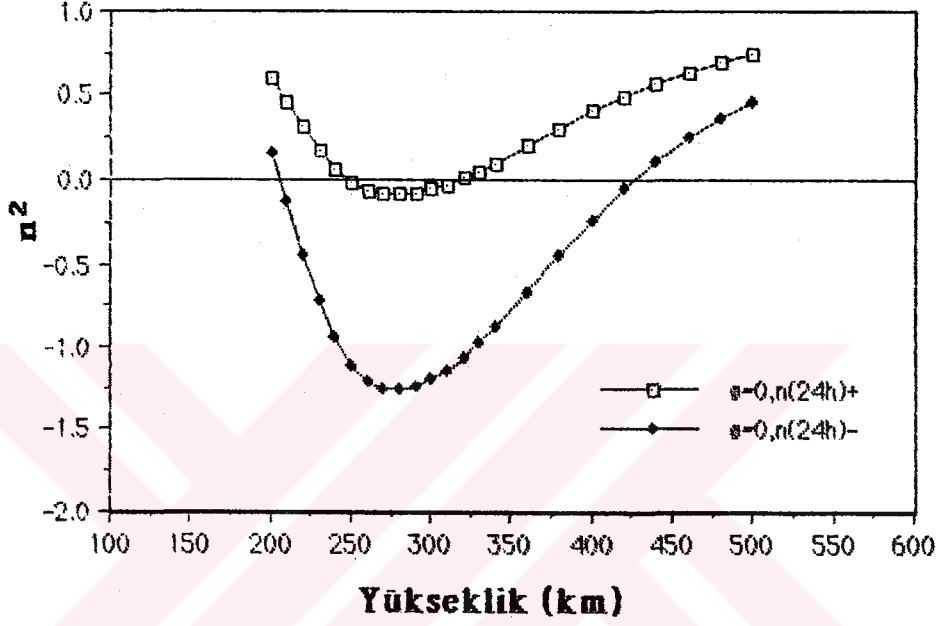
200-250 km arasında kırılma indisi minimum değeri almaktadır. Bu minimum değerler birbirinden farklıdır. Yükseklik artmasıyla kırılma indislerinin kareleri de büyümektedir. Pozitif çözümde kırılma indisinin karesi 350 km'de sıfırdır. Negatif çözümde kırılma indisinin karesini sıfır yapan yükseklik yaklaşık 440 km'dir. Bu yüksekliklerden sonra kırılma indislerinin kareleri pozitif değer almaktadır.



**Şekil 4.8.2**  $B=0$ ,  $v=0$  ve  $\theta=0^\circ$  Saat 12.00'daki Kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi.

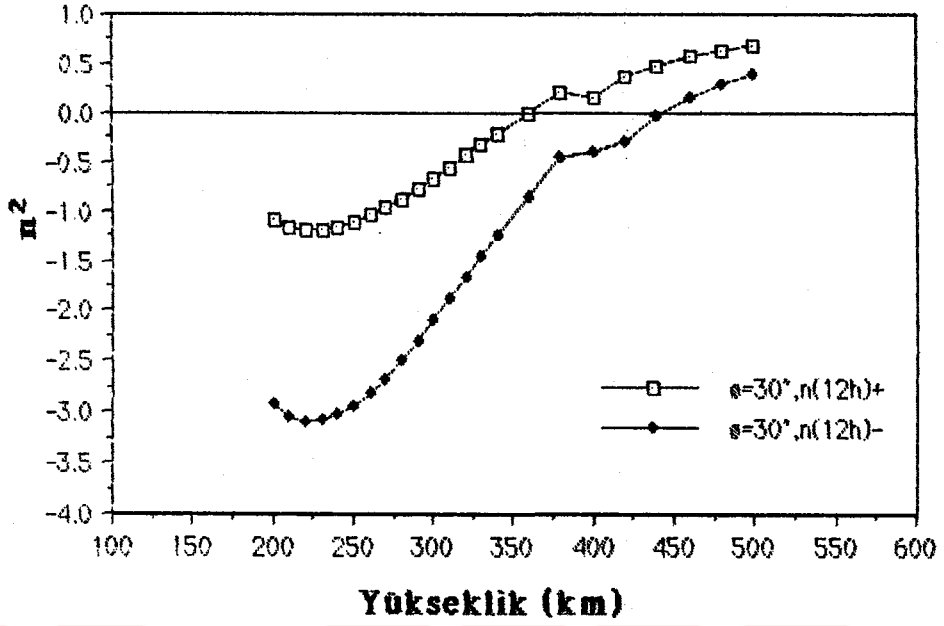
$\theta=0^\circ$  olduğu durumda saat 24.00 YZ'da kırılma indisinin karesinin yükseklikle değişimi Şekil 4.8.3'de verilmiştir. Pozitif çözümde kırılma indisinin karesi 250-325 km yüksekliklerde minimum değeri almaktadır. Negatif çözümde ise 250-300 km arasında kırılma indisinin karesi minimum değerini almaktadır. Pozitif çözümdeki kırılma indisinin karesi 325 km'den sonra pozitif olmaktadır. Negatif çözümde ise kırılma indisinin karesi 425 km'den sonraki yüksekliklerde pozitif olmaktadır. Minimum yükseklik

değerlerinde kırılma indislerinin kareleri farklıdır. Negatif çözümdeki kırılma indisinin karesinin değeri pozitif çözümdeki kırılma indisinin karesinin minimum değerinden küçüktür.



**Şekil 4.8.3**  $B=0$ ,  $v=0$  ve  $\theta=0^\circ$  Saat 24.00'daki Kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi.

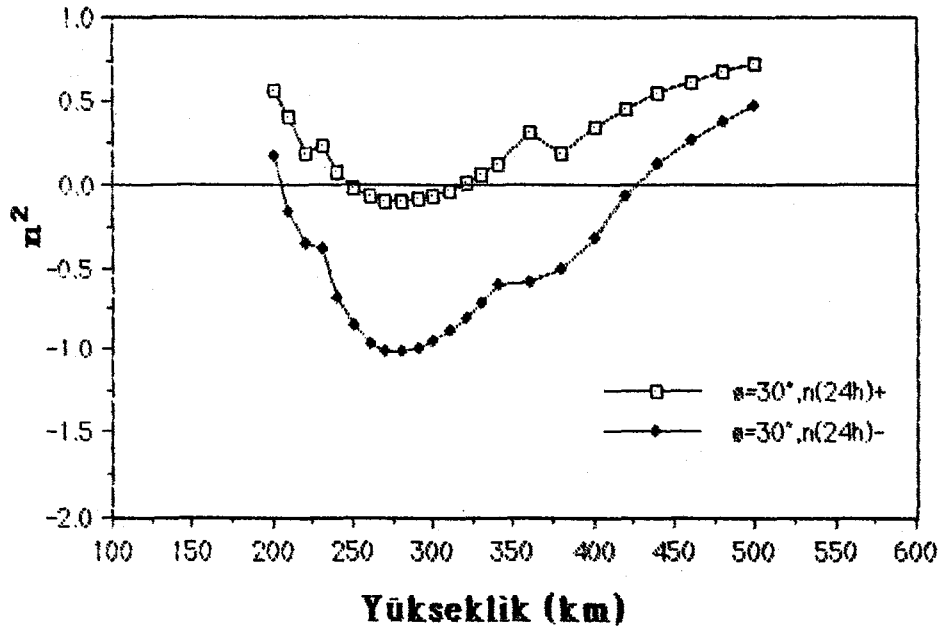
$\theta=30^\circ$ ,  $B=0$ ,  $v=0$  saat 12.00 YZ'da kırılma indisinin pozitif ve negatif çözümündeki kırılma indisinin karelerinin yükseklikle değişimi Şekil4.8.4'de gösterilmiştir. Burada kırılma indisinin kareleri 200-250 km'de minimum değerler arasında olmaktadır. Negatif çözümdeki kırılma indisinin karesinin minimum değeri pozitif çözümden daha küçüktür. 250 km'den sonra kırılma indislerinin kareleri artmaktadır. Pozitif çözümde kırılma indisinin karesi 325 km'de sıfırdır. Negatif çözümde kırılma indisinin karesini sıfır yapan yükseklik yaklaşık 425 km'dir.



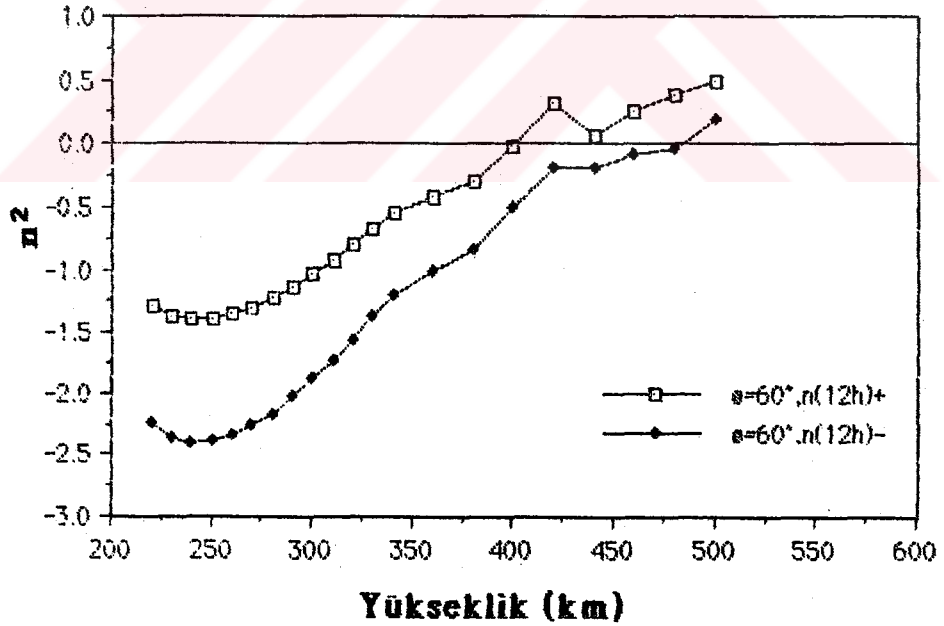
**Şekil 4.8.4**  $B=0$ ,  $v=0$  ve  $\theta=30^\circ$  Saat 12.00'daki Kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi.

$\theta=30^\circ$ ,  $v=0$ ,  $B=0$  saat 24.00 YZ'deki kırılma indisinin karesinin yükseklikle değişimi Şekil 4.8.5'de verilmiştir. Kırılma indislerinin kareleri 200 km'den itibaren hızla azalmakta, 250-300 km'den sonra pozitif değer olmaktadır.

Saat 12.00 YZ'de kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümlerinin yükseklikle değişimi Şekil 4.8.6'da gösterilmiştir. Kırılma indislerinin kareleri 225-250 km arasında minimum değerlerini almaktadır. Yüksekliğin artmasıyla kırılma indisi karesi de büyümektedir. Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümde 400 km'de sıfırdır. Bu yükseklikten sonra kırılma indisinin karesi pozitif değer almaktadır. Negatif çözümde kırılma indisinin karesini sıfır yapan yükseklik yaklaşık, 475 km'dir.

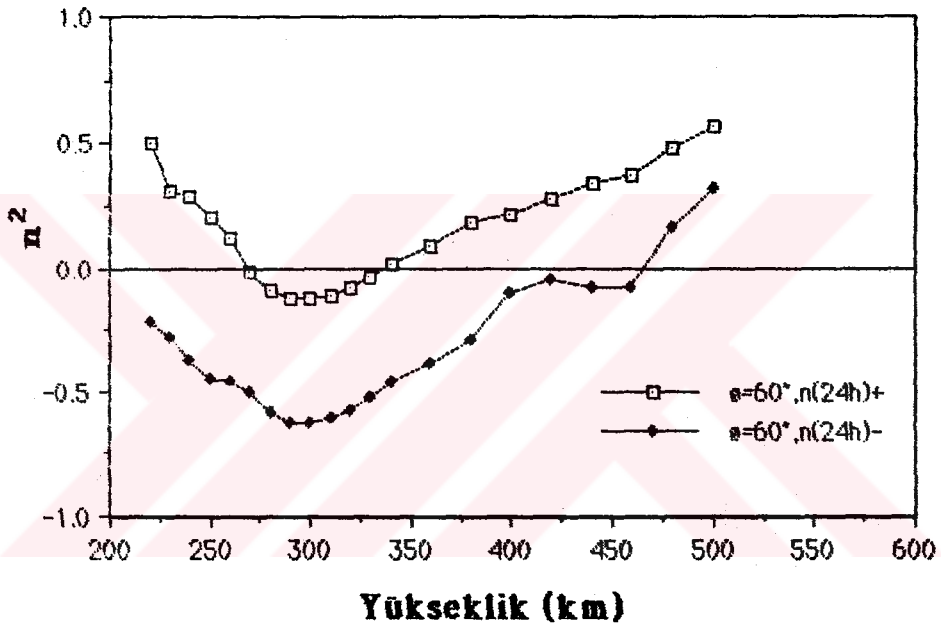


Şekil 4.8.5 B=0,  $\nu=0$  ve  $\theta=30^\circ$  Saat 24.00'daki Kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi.



Şekil 4.8.6 B=0,  $\nu=0$  ve  $\theta=60^\circ$  Saat 12.00'daki Kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi.

Saat 24.00 YZ'de kırılma indisinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi Şekil 4.8.7'de verilmiştir. Kırılma indislerinin karesinin minimum yükseklik değeri yaklaşık olarak 300 km'dir. Negatif çözümde kırılma indisinin karesi 225 km'den itibaren azalmakta ve negatif değer almaktadır. 325'inci km'den sonra yükseklikle artmaktadır. 450'den sonra kırılma indisinin karesi pozitif değer almaktadır. 260 km yüksekliğe, pozitif değer almakta, yüksekliğin artmasıyla kırılma indisinin karesi artmaktadır.

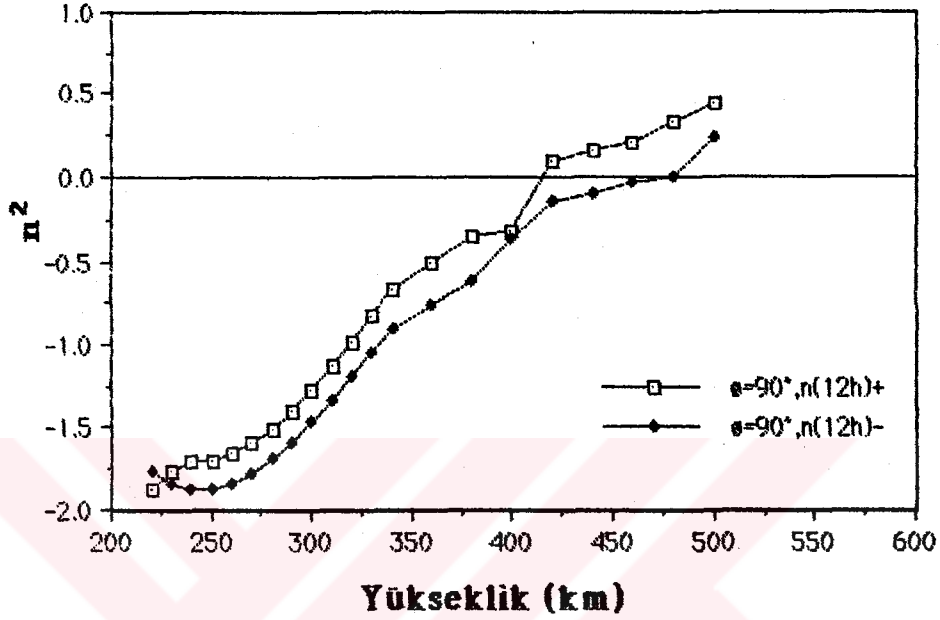


**Şekil 4.8.7**  $B=0$ ,  $v=0$  ve  $\theta=60^\circ$  Saat 24.00'daki Kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi.

Saat 12.00 YZ'de kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümlerinin yükseklikle değişimi Şekil 4.8.8'de verilmiştir. Burada kırılma indisinin karesinin negatif çözümünde 250 km'de kırılma indisinin karesi minimumdur. Yüksekliğin artmasıyla kırılma indisi artmakta 475 km'de kırılma indisi sıfır olmaktadır. Pozitif çözümde 225 km'de en küçüktür. Yüksekliğin artmasıyla kırılma indisinin karesi artmakta 425 km'de sıfır

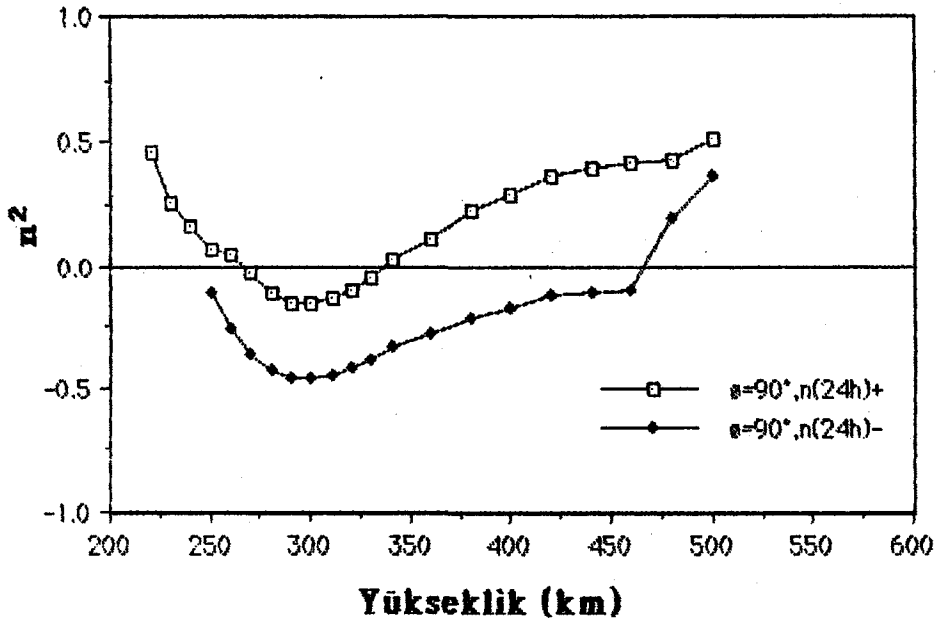


olmaktadır. Bu yükseklikten itibaren kırılma indisinin karesi pozitif değer almaktadır.



**Şekil 4.8.8**  $B=0$ ,  $v=0$  ve  $\theta=90^\circ$  Saat 12.00'daki Kırılma indisinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi.

Saat 24.00 YZ'de kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi Şekil 4.8.9'da gösterilmiştir. Kırılma indisinin karesinin pozitif çözümü minimum değerini 300 km yükseklikte almakta, 275 km'ye kadar yükseklikle azalmaktadır. 350 km'den sonra yükseklikle pozitif değerler almaktadır. Negatif çözümde ise 475 km'ye kadar yükseklikte sürekli negatif değerler almakta, bu yükseklikten itibaren pozitif değer almaktadır.



**Şekil 4.8.9**  $B=0$ ,  $v=0$  ve  $\theta=90^\circ$  Saat 24.00'daki Kırılma indisinin karesinin pozitif ve negatif çözümünün yükseklikle değişimi.

## 5. SONUÇ

Bu çalışmada, iyonküre plazmasının 300 km yükseklikte elektromanyetik dalgalara etkisi incelenmiştir. Aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

Yer'in manyetik alanının göz önünde bulundurulmadığı, saat 12.00 YZ'da kırılma indisinin karesini sıfır yapan frekans değeri yaklaşık olarak 30 rad/sn olduğu görülmüştür. Bu frekans değerinde plazma frekansı ve dalga frekansı birbirine eşittir. Bu dalga frekansdan küçük değerlerde kırılma indisinin karesi negatif, büyük frekanslarda ise pozitif değer almaktadır. Ancak dalga frekansı ne kadar büyük olursa olsun kırılma indisinin karesinin pozitif olduğu en büyük değerin bir olduğu görülmüştür.

Saat 12.00 YZ ve 24.00 YZ'da ve manyetik alanın sabit olduğu durumda kırılma indisinin karesini sıfır yapan değer çok az değişiklik göstermektedir. Saat 24.00 YZ'da kırılma indisinin karesini sıfır yapan frekans küçülmüştür. Ayrıca pozitif ve negatif çözümler içinde, kırılma indisinin karesini sıfır yapan frekans değerleri birbiri ile karşılaştırılırsa daha da küçüldüğü görülmüştür.

Elektronlar arasında çarpışmanın olduğu durumda kırılma indislerinin reel kısmını saat 24.00 YZ'da sıfır yapan frekans değerleri, çarpışmalı hale kıyasla küçüldüğü görülmüştür. Pozitif ve negatif çözümlerde kırılma indisinin karesinin sanal değerlerinin, saat 12.00 YZ'daki değişimi saat 2400 YZ'daki değişimine benzemektedir.

Kırılma indisinin karelerinin yükseklikle değişimlerinde, pozitif ve negatif çözümlerinin saat 12.00 YZ'da 225-300 km arasında minimum

olurken, saat 24.00 YZ'da 250-400 km arasında minimum olduğu görülmüştür. Kırılma indisinin karesi yaklaşık 300-400 km'den itibaren pozitiftir.



**KAYNAKLAR**

1. AL'PERT, Y.L., (1963), **Radio Wave Propagation and Ionosphere, The Ionosphere. Translation from The Bussian Consultants, Brureal. Volume 1. New-York.**
2. BAULCH, R.N.E., and BUTCHER, E.C.,(1988), **Effective Collision Frequency Measurements in The E and F-regions, Journal of Atmospheric and Terrestrial physics., 50, 45.**
3. BOCHKAREV, G.S., ERMENKO, V.A. and CHERKHASHIN, Yu. M. (1988b), **Radiowave Reflection Quasiperiodic Disturbances of The Ionospheric Plasma, Adv. Space. Res., 8(1), 255.**
4. BOOKER , H.G , (1982) , **Energy in Electromagnetism , Institution of Electrical Engineers and Peter- Perrius, London.**
5. BOOKER, Henry.G. (1982), **Cold Plazma Waves, Martinus Nihoff Puplis, Boston.**
6. BUDDEN, K.G. anda JONES, D. (1987a), **Conversion of Electrostatic Upper Hybrid Emissions to Electromagnetic O and X Mode Waves in The Earth's Magnetosphere, Ann. Geophys., 5A, 21.**
7. BUDDEN, K.G.,(1985), **The Propagation of Radio Waves, Cambridge University Press, Cambridge.**
8. BUDDEN, K.G., and STOTF, G.F, (1980), **Rays in Magnetoionic Theory-II, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 42, 7981-800**

9. HENRY, C.B., (1982), **Cold Plasma Waves**, Martinus Ni Haff Publishers, Boston.
10. KUNITSYN, V.E., SMORDINOV, V.A., and USACHEV, A.B., (1987) **Radio-Wave Reflection from The Artificial Ionosphere Layer**, **Raditeckhnica Electronica**. 2, 233
11. LUNDBORG, B. (1987), **Analytic Description of The Electromagnetic Wave Field for Effective Refractive Indices with an Infinity**, **Radio Science**, 22, 227
12. RATCLIFFE, J.A., O.B.E , M.A, F.R.S , (1959), **The Magneto-ionic Theory and its Applications to the Ionosphere**. Cambridge at The University Press, Cambridge
13. RATCLIFFE , J.A. (1972), **An Introduction to The Ionosphere and Magnetosphere**, Cambridge at The University Press, Cambridge.
14. RISHBETH, H., GARRIOT , O.K., (1969), **Introduction to Ionospheric Physics**, Academic Press, New York.
15. RISHBETH, Henry, (1973), **Physics and Chemistry of The Ionospheric Contemp**, **Phys**. 14, 229-249.
16. SHOHET, Juda Leon , (1971), **The Plasma State**, Academic Press, New York and London.
17. SWANSON, D.G., (1989), **Plasma Waves**, Academic Press, Boston.

18. TANENBAUM, B.S. (1967), **Plasma Physics**, Mc Graw-Hill Book Company,  
New York.

