

FAZLA

Kuzey Kutbu Bölgesinde Yerin Manyetik Alanının Elektromanyetik Dalgaların Yayılmasına Etkisi

K.T.Ü. Makina ve Elektrik Fakültesince
« d o k t o r »
ünvanının verilmesi için kabul edilen tezdır.

Y. M ü h .

Kemal Erdoğan

TEZİN DEKANLIĞA VERİLİŞ TARİHİ : 13 EYLÜL 1977
TEZİN SAVUNULDUĞU TARİH : 29 Mayıs 1978

Doktarayı Yöneten : Prof. **Ahmet ÖZEL**
Jüri Üyeleri : Prof. Dr. **Nezihi CANTEZ**
: Doç. Dr. **Nuran ÖZALP**
: Doç. Dr. **Mümtaz YILMAZ**

Bu tezin yöneticiliğini üstlenen Prof. Ahmet ÖZEL'e ve yardımlarını esirgemeyen Prof.Dr.Nezihi CANITEZ, Doğ.Dr.Nuran ÖZALP ve Doğ.Dr.Mümtaz YILMAZ'a teőekkürlerimi sunarım.

ÖZET

Kuzey kutbu bölgesinde yer manyetik alanının radyo dalgalarının yayılmasına etkisini belirlemek amacıyla yapılan bu çalışmanın 1. bölümünde, genel olarak yer manyetik alanının elektromanyetik dalgaların yayılmasındaki etkileri incelenmiş, dalgaların kırılma, yansıma, polarizasyon ve yutulma özelliklerine ilişkin kuramsal bilgiler özetlenmiştir. Aynı bölümün sonunda, plazma yoğunluğunun uzay-zaman değişimi gözönünde tutularak, plazmada boyuna ve enine dalgaların oluşumu kısaca verilmiştir.

2. bölümde, iyonosferdeki iyonlaşmanın ve değişmelerin en önemli kaynağı olması nedeniyle, kısaca güneşin yapısı, yer atmosferindeki iyonlaştırıcı etkileri, güneşten gelen radyo frekans ışaretleri, güneş lekeleri ve parlamaları ile ilgili bilgiler verilmiştir.

3. bölümde atmosferin yapısı, sıcaklık, basınç ve yoğunluk değişimleri, iyonosferin ve çeşitli tabakaların oluşumu, tabakaların iyonik yapıları ve çeşitli tabakalardaki düzenli ve düzensiz değişimler incelenmiştir.

4. bölümde kutupsal iyonosfer, kutupsal iyonosferde elektron ve proton yağışı, yağışın kaynağı, yağış modelleri, yağışın atmosferik etkileri ve radyo dalgalarının yayılmasındaki önemi incelenmiştir.

5. bölümde ororal iyonosferdeki değişimler incelenmiş, dinamik denklemi ve Maxwell denklemleri kullanılarak bulunan duyarlık matrisinden yararlanarak, iyonosferik iletkenlik ve parçacık hız bileşenleri elde edilmiştir. Ayrıca iyonosferik parametrelerin yükseklikle değişimleri gözönünde bulundurularak, iyonosferik iletkenlik, hız ve akım yoğunluğunun nasıl değişeceği incelenmiştir.

6. bölümde radyo dalgalarının yayılmasında kutupsal etkiler ve bunlara ilişkin kuramsal sonuçlarla bazı gözlem sonuçları verilmiştir.

7. bölümde iyonosfere giren elektromanyetik dalganın yer manyetik alanının etkisiyle olağan ve olağan üstü dalgalara ayrılması, kuzey kutbunda tanecik yağışı, yağış modellerinin özellikleri, yağışın radyo dalgalarının yayılmasına etkisi ve iyonosferik parametrelerin ve akımların değişimi ile ilgili sonuçlar özetlenmiştir.

RESUME

Dans la partie première de ce travail dont pour détermine l'effet du champ magnétique terrestre à la propagation des ondes électromagnétiques dans la zone de pole-Nord, on a été étudié, de façon générale, l'agitation du champ magnétique terrestre sur la propagation des ondes électromagnétiques et on a été brièvement expliqué, en notion théorique, des phénomènes suivants : la diffraction, la réflexion, la polarisation et l'absorption des ondes électromagnétiques. A la fin de même chapitre on a été en bref la formation des ondes longitudinales et transversales dans le plasma, en tenant compte la variation de la densité du plasma en ~~space-temps~~ ~~space-temps~~.

Dans le chapitre 2, comme il est la source le plus importante de l'ionisation et des variations de l'ionosphère, on a été étudié en générale la comportement du soleil, ses effets à ioniser sur l'atmosphère de terre, des fréquences du radio venant du soleil et des tâches solaires.

Dans le chapitre 3, on a été étudié également les généralités de l'ionosphère, en particulier des variations de température, de pression et de densité, d'autre part, la formation de l'ionosphère et ses couches, la constitution des couche ionosphériques et des variations réguliers et irréguliers de ces couches.

Le chapitre 4 a été consacré à l'ionosphère polaire et la précipitation d'électron et de proton, la source de ces particules, des modèles de précipitation, les effets atmosphérique précipitative et sa importance aux ondes du radio dans l'ionosphère polaire.

Au chapitre 5, on a été étudié même des certaines variations dans l'ionosphère aurorale. On a été obtenu les composantes de vitesse des particules dans l'ionosphère et la conductivité ionosphérique en utilisant la matrice de susceptibilité compte tenu des équations Maxwell et équation dynamique fondamentale. En outre, on a été exposé, de façon approfondie, la conductivité ionosphérique, la vitesse et la densité du courant tenant compte la variation des paramètres ionosphérique avec la hauteur.

En chapitre 6, on a été donné des certaines conclusions observatives des effets polaire en vue la propagation des ondes du radio et en ces concerne des introductions théorique.

Enfin, dans le chapitre 7, on a été reporté l'extraction des ondes "ordinaires" et "extra-ordinaires" par l'effet du champ magnétique terrestre dont des ondes électromagnétique arrivant à l'ionosphère, la précipitation des particules à la pole-Nord, les propriétés formales de précipitation, l'effet de précipitation à la propagation des ondes du radio et ainsi la variation des courants et des paramètres qu'il sont considérablement importante sur la comportement des phénomènes atmosphériques.

İ Ç İ N D E K İ L E R

Sayfa

1. BÖLÜM	1
1.1 Giriş	1
1.2 Yüklü parçacığının elektriksel alan içindeki hareketi	5
1.3 Yüklü parçacığının manyetik alan içindeki hareketi ..	6
1.4 Yüklü bir parçacığının elektriksel ve manyetik alanlar içindeki hareketi	7
1.5 İyonosferde yerin manyetik alanının etkisi ve Appleton formülü	9
1.5.1 Appleton formülünün özellikleri	15
1.5.2 Elektromanyetik dalgaların iyonosferde yutulması ..	18
1.6 Plazma titreşimleri	21
2. GÜNEŞ	27
2.1 Güneşin yapısı	27
2.2 İyonlaştırıcı ışınlar	28
2.3 Radyo frekans yayınları	29
2.4 Güneş lekeleri	30
2.5 Güneş parlamaları	32
3. ATMOSFER VE İYONOSFER	33
3.1 Nötr atmosfer	33
3.1.1 Atmosferde sıcaklık değişimleri	33
3.1.2 Basınç ve yoğunluk değişimleri	35
3.1.3 Atmosferin bileşimi	36
3.2 İyonosfer	36
3.2.1 İyonlaşmanın oluşumu	37
3.2.2 Bir tabakanın oluşumu	38
3.2.3 Chapman ürün fonksiyonu	39
3.2.4 Chapman tabakası	42

3.3 İyonosferin tabakaları	44
3.3.1 E-bölgesi ve iyonik yapısı	44
3.3.2 F-bölgesi ve iyonik yapısı	45
3.3.3 D-bölgesi ve iyonik yapısı	47
3.4 İyonosferde düzenli ve düzensiz değişmeler	50
3.4.1 F-bölgesindeki değişmeler	50
3.4.2 E-bölgesindeki değişmeler	54
3.4.3 D-bölgesindeki değişmeler	57
3.4.4 "Sporadic" E(E_s)	57
3.4.5 Dağınık-F ve iyonosferik düzensizlikler	59
3.5 Manyetik değişmeler	60
3.5.1 Ani iyonosferik karışıklıklar	62
3.5.2 Manyetik fırtınalar	62
4. KUTUPSAL İYONOSFER	64
4.1 Giriş	64
4.2 Parçacıkların kaynağı	65
4.3 Parçacık yağışı	67
4.3.1 Parçacık yağışının atmosferik etkileri	69
4.3.2 Parçacık yağış modelleri	70
4.3.3 Parçacık yağışının özellikleri	77
4.4 Parçacık yağışının iyonlaşmaya etkisi	78
4.4.1 D-bölgesi ve radyo dalgalarının yutulması	79
4.4.2 E-bölgesindeki değişmeler ve "Sporadic-E"	85
4.4.3 F-bölgesindeki değişmeler	89
5. ORORAL İYONOSFERDE DÜZENLİLİKLER	96
5.1 İyonosferde elektriksel alanlar	97
5.2 İyonosferik iletkenlik	98
5.3 Hız diyagramı	106

6. VHF-UHF RADYO DALGALARININ YAYILMASINDA KUTUPSAL ETKİLER	110
6.1 Ororal gürültü	110
6.2 Ororal saçınım ve manyetik görüş açısı	114
6.3 Ororal saçınımın frekansla değişimi	115
6.4 Ororal yankılarda genlik dağılımı	116
6.5 Ororal saçınım ve plazma düzensizlikleri	117
6.5.1 İyon-akustik kararsızlık	118
6.5.2 Farley kuramına ilişkin deneysel kanıtlar	121
6.5.3 "Drift-gradient" kararsızlık	124
6.5.4 İyon-siklotron kararsızlık	125
6.6 Ororal saçınımlarda günlük ve mevsimlik değişmeler .	126
7. SONUÇLAR	131
8. KAYNAKLAR	141
9. ÖZGEÇMİŞ	150

1. BÖLÜM

1.1. GİRİŞ

İyonlaşmış bir ortamda elektromanyetik dalgaların yayılması elektromanyetizmanın temel yasaları sayılabilecek olan Gauss, Ampère ve Faraday yasalarına dayanır. Bu yasalar, elektriksel alan, manyetik alan, elektriksel akım yoğunluğu ve elektriksel yer değiştirme akımı arasındaki bağıntıları verirler. Yasaların diferansiyel ifadeleri aşağıdaki şekildedir.

$$\text{div } \vec{D} = \rho$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J}$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{d\vec{B}}{dt}$$

Gauss yasası

Ampère yasası

Faraday yasası

Burada,

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\vec{P} = N e \vec{r}$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

şeklinde. Gauss, Ampère ve Faraday yasaları 19.yüzyılın ortalarında bulunmuştur. Daha sonraları 1850 yılının sonlarında James Clerk Maxwell, Ampère yasası ile verilen denkleme yeni bir terim ekledi. Bu terim, yer değiştirme akımı olarak tanımlanan kavramsal bir büyüklüktü. Böylece Ampère denklemi, yeni ekleme ile şu biçimi aldı :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \vec{J}_d$$

Yer değiştirme akısındaki P hacımsal polarizasyonu, elektronların pozitif iyonlara göre hareketinden doğan (elektriksel alanın etkisiyle) bir hareketten doğmaktadır.

göstermektedir.

Maxwell'in koyduğu kuram, 1888 yılında, Hertz tarafından deneysel olarak doğrulandı. Hertz, deneysel olarak gerçekleştirdiği elektriksel dalgaların yansıma, kırılma ve polirizasyon özelliklerini inceledi.

A.S.Popov, 1890 yılında, küçük uzaklıklarda anlaşılır işaretlerin gönderilmesini sağladı. Radyo haberleşmesinde en önemli gelişme Marconi'nin çalışmalarına dayanır. Marconi, İtalyadaki bazı ilk çalışmalardan sonra İngiltere'ye gitti ve daha büyük uzaklıklarda haberleşme için çeşitli çalışmalar yaptı. Böylece, Manş denizi boyunca haberleşmeyi sağladıktan sonra radyo dalgalarıyla Atlantik ötesi haberleşmeyi de gerçekleştirdi.

Kennelly ve Heaviside, Marconi dalgalarının yukarı atmosferde iyonlaşmış bir tabakadan yansıdığını ileri sürdüler. Birinci dünya savaşından önce, uzak mesafe haberleşmesinde uzun dalgaların kısa dalgalardan daha iyi olduğu kanısı yaygındı. Savaştan kısa bir süre sonra, radyo amatörleri, radyonun gelişmesine önemli katkılarda bulundular. Amatörler, 200 metre yakınlıklarında dalga boylu dalgalarla, düşük güçlü verici kullanarak, Atlantik ötesi haberleşmenin olanaklı olduğunu gösterdiler.

İyonosferin varlığı, hemen hemen aynı zamanda, İngiltere'de Appleton ve Barnett, Birleşik Amerika'da ise Breit ve Tuve tarafından kanıtlandı. Bu ilk gözlemler, iyonosferin, Appleton'un D, E, F diye adlandırdığı tabakalardan oluştuğunu gösterdi. Bu adlandırmanın nedenini Appleton, 20 Mart 1943 de Dellinger'e yazdığı bir mektupta açıkladı. Bu mektubunda Appleton şöyle diyordu : "Radyo haberleşmesiyle ilgili ilk çalışmalarım, Kennely-Heaviside tabakasından yansıyan işaretler elde ettim ve aşağı doğru yayılan dalganın elektriksel vektörü için diyagramlarımda E harfini kullandım. 1925 kışında daha yüksek ve tamamen farklı bir tabakadan yansımalar elde ettiğimde, bu tabakadan

yansıyan dalga için elektriksel vektörü için F harfini kullandım. Hemen hemen aynı zamanda, ara sıra çok düşük bir yükseklikte yansımalar elde ettim ve geri dönen dalgaların elektriksel alan vektörü için D harfini kullandım. Bu tabakaları adlandırmam gerektiğini düşündüğümde, biraz da ölçülerimin kesin olduğu kabulünden sakınarak, A,B,C harflerini kullandım. Çünkü bunların altında veya üstünde şimdilik varlığı ortaya çıkarılamamış başka tabakalar bulunabilirdi. Böylece elektriksel alan vektörü için D,E,F kullanabileceğim düşüncesine vardım."

1920'lerin sonlarında ve 1930'larda birçok iyonosferik olay ortaya çıkarıldı. İyonosferik parazitler, yüksek enlemlerde ani işaret kesilmeleri, ani iyonosferik karışıklıklar ve dalgalar arası içtekişimler gibi. İkinci dünya savaşı süresince, iyonosferin jeomanyetik kontrolunun açığa çıkarılması için sondaj çalışmaları büyük ölçüde artırıldı.

Savaş sonrası, radyo işaretlerinin zayıflaması, iyonosferik yutulma, lineer olmayan olaylar, saçınım ve kısmi yansıma konularında birçok çalışma yapıldı.

İyonlaşmış bir ortamda elektromanyetik dalgaların bir manyetik alana dik olarak yayılması durumunda, kırılma indisi ilk kez Lorenz tarafından verildi. Bunu, kayıplı bir ortamda, faz hızı ve yutulma için ifadeler elde eden Eccles'in çalışması izledi. Eccles, iyonosferi bir iletken olarak düşündü. Fakat Larmor, iyonosferi değişikliğe uğramış bir dielektrik olarak düşündü ve tamamen elektronların önemli olduğunu gösterdi.

Son adım, elektronların rezonans veya Jiro-frekanslarının radyo haberleşme bandının ortasında (1 MHz yakınlarında) olduğunu gösteren Appleton, 1932 yılında, kendi adıyla bilinen kompleks kırılma sabiti formülünü verdi.

Kutup bölgelerinde uzun mesafe radyo haberleşmesi daha 1930'larda amatör radyo operatörlerince gerçekleştirildi. Elde

edilen sonuçlar daha sonraları bilimsel amaçlarla kullanıldı. Son 25 yıldan beri VHF ve UHF bandlarında çalışan radarlarla radyo ororoya ilişkin birçok araştırma yapıldı. Bugün, geliştirilen uzay araştırma yöntemleri ve uydularla, bu çalışmalar yoğun bir şekilde sürdürülmektedir.

Kutup bölgelerindeki çalışmaların temel konuları ororal iyonosferdeki değişimler, bu değişimlerin kaynağı ve radyo dalgaları üzerindeki etkileri olarak özetlenebilir.

Kutupsal iyonosferde, orta ve düşük enlem bölgelerinden farklı olarak, iyonizasyonun önemli kaynaklarından biri de doğrudan doğruya güneşten gelen enerji yüklü elektronlar ve protonlardır. Bu yüklü parçacıkların uzay-zaman dağılımı değişik yöntemlerle araştırılmış ve ilk kez Feldstein, koordinat sistemi olarak enlemleri ve günün saatlerini alarak ve parametre olarak da jeomanyetik aktiviteyi kullanarak, kendi adıyla bilinen tek kuşaklı bir model bulmuştur. Bu model, kutup noktasını çevreleyen asimetric bir halkadır ve "ororal oval" olarak da adlandırılmaktadır.

Hartz ve Brice tarafından elde edilen sonuçlardan, parçacık yağışına ilişkin iki kuşaklı bir model bulunmuştur. Bunlardan biri Feldstein ovalına oldukça uyan "splash" yağışı, öteki ise özellikle sabah saatlerinde yoğun olan "drizzle" yağışı temsil etmektedir. Daha çok gece yağışı olarak görülen "splash" yağışı esas olarak E-bölgesi iyonizasyonunu, "drizzle" yağışı ise D-bölgesi iyonizasyonunu etkilemektedir.

Diğer bir yağış modeli, Hartz-Brice modeline ek olarak öğle saatlerinde bir kaç kev'luk bir elektron yağışını gösteren üç kuşaklı modeldir. Öğle yağışı düşük enerjili olduğundan özellikle F-bölgesi iyonizasyonunu etkilemektedir.

Parçacık yağışının radyo dalgalarının yayılmasındaki etkileri D-bölgesinde yutulma, E ve F bölgelerinde ise daha çok yan-

sıma ve yutulma (1-100 mev enerjili protonlar ve hemen hemen aynı mertebeden enerjiye sahip α -parçacıklarından ileri gelen kutup başlığı yutulması (PCA) ile 50-500 kev enerjili elektronlardan ileri gelen ororal yutulma olmak üzere iki tiptir) şeklinde ortaya çıkmaktadır.

F ve özellikle E-bölgelerinde VHF ve UHF dalgalarında görülen ororal saçınım yalnız görülebilen orora ile değil, aynı zamanda kutupsal elektrojet denen iyonosferik akımlarla da ilgilidir. Araştırmalar bu tür saçınımların ororal gürültü denen etkiler yarattığını göstermektedir.

Gürültülerin oluşumunda önemli bir etken olduğu saptanan iyonizasyon düzensizliklerinin iyonosferik akımlarla yakından ilişkili olduğu ileri sürülmektedir. Bu nedenle çalışmanın beşinci bölümünde, belirli bir iyonosferik model için iyonosferik iletkenliğin ve akımın iyonosferik parametrelerle nasıl değiştiği incelenmiştir.

1.2. Yüklü Parçacığın Elektriksel Alan İçindeki Hareketi

Kütlesi m ve taşıdığı elektrik yükü e olan yüklü bir parçacığın bir elektriksel alan içindeki hareketinin denklemi,

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = eE \quad (1.1)$$

şeklindedir. Burada x , hareketin doğrultusunu göstermektedir. Parçacığın hareket doğrultusundaki hızı v ile gösterilirse, (1.1) denklemi entegre edilerek,

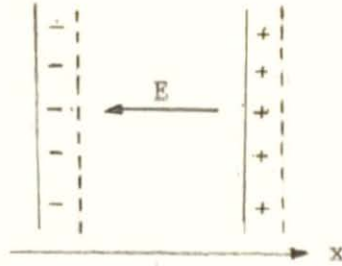
$$v = \frac{e}{m} Et \quad (1.2)$$

bulunur. Diğer yandan bu hareketten doğan akımın yoğunluğu J ile gösterilirse,

$$J = Nev = \frac{Ne^2}{m} Et \quad (1.3)$$

olarak yazılabilir. N , birim hacımdaki parçacıkların sayısıdır.

Şimdi elektronlardan ve pozitif iyonlardan oluşmuş bir plazma dilimi düşünelim.



Şekil 1.1

Elektronlar ve iyonlar, şekil 1.1 deki gibi, x kadar yer değiştirmiş olsunlar. Yer değiştirme sonucu, plazma diliminin yüzeyinde elektrik yükleri birikir ve bir elektriksel çekim alanı doğar.

Yüzey yük yoğunluğu Nex dir. Elektriksel çekim alanı ile yüzey yük yoğunluğu arasındaki bağıntıdan,

$$E = - \frac{Ne}{\epsilon_0} x \quad (1.4)$$

olarak bulunur. Buradaki (-) işareti, meydana gelen alanın, yer değiştirme yönüne karşıt olduğunu gösterir. O halde bu alan bir dengeleme alanı olarak düşünülebilir.

Yukarıdaki (1.4) ve (1.1) denklemleri birleştirilirse,

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{Ne^2}{\epsilon_0} x = 0 \quad (1.5)$$

elde edilir. Bu ise açısal frekansı $\omega_N = Ne^2/\epsilon_0m$ olan basit bir harmonik harekettir. ω_N açısal plazma frekansı adını alır.

1.3. Yüklü Parçacığın Manyetik Alan İçindeki Hareketi

Yükü e olan ve sabit bir manyetik alan içinde v hızı ile

hareket eden bir parçacığa etki eden kuvvet,

$$|\vec{F}| = |e\vec{v} \times \vec{B}| = evB\sin\theta \quad (1.6)$$

şeklindedir. Bu denklem, hareketli parçacığa etki eden kuvvetin, manyetik alanın hareket doğrultusuna dik olan bileşeni ile orantılı olduğunu göstermektedir. Yani yüklü bir parçacık bir manyetik alan içerisine fırlatılırsa, manyetik alanın hareket doğrultusundaki bileşeni parçacığa kuvvet etki ettirmez, yalnız dik bileşen etkili olur. Böylece, parçacık, manyetik alan çizgileri etrafında helisel bir hareket yapar. Manyetik alana dik hız bileşeni parçacığa dönme hareketi, manyetik alan doğrultusundaki hız bileşeni ise sürüklenme hareketi yaptırır. Helisin yarı çapı ρ ise, merkezkaç kuvvet $m\rho\omega_H^2$ ve merkezcil kuvvet $e v_t B$ olur. ω_H açısal hız, $v_t = \omega_H \rho$ ise teğetsel hız bileşenidir. Böylece iki kuvveti eşitliyerek,

$$m\rho\omega_H^2 = e\omega_H \rho B \quad (1.7)$$

yazılabilir. Buradan, hareketin açısal frekansı için,

$$\omega_H = \frac{e}{m} B \quad (1.8)$$

elde edilir.

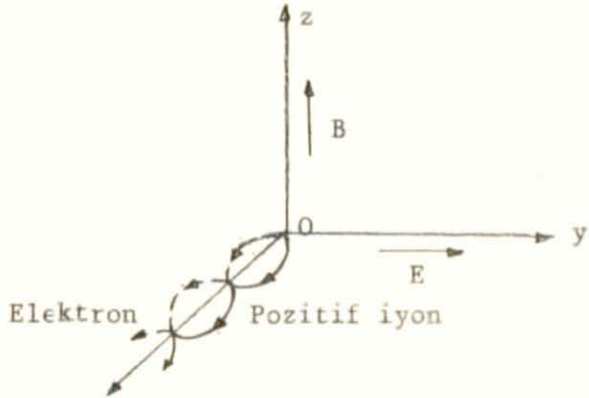
1.4. Yüklü Bir Parçacığın Elektriksel ve Manyetik Alanlar İçindeki Hareketi

Yüklü bir parçacığın, elektriksel ve manyetik alanların birlikte bulunması durumundaki hareketi biraz daha karmaşıktır. Ancak özel durumlar için hareket denklemi daha kolaylıkla çözülebilir. Örneğin, elektriksel ve manyetik alanların birbirine dik olduğu durumu düşünelim. Hareket denklemi,

$$m \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.9)$$

olur. Bir x, y, z eksen sisteminde elektriksel alan x eksenine doğ-

rultusunda, manyetik alan ise z eksenini doğrultusunda olsunlar.



Şekil 1.2

Bu durumda (1.9) denklemi, alan bileşenleri cinsinden, aşağıdaki gibi yazılabilir :

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = \frac{e}{m} [E_x + (B_z v_y - B_y v_z)] \quad (1.10 a)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{e}{m} [E_y + (B_x v_z - B_z v_x)] \quad (1.10 b)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = \frac{e}{m} [E_z + (B_y v_x - B_x v_y)] \quad (1.10 c)$$

Bu denklem sisteminde $E_x = 0$, $E_z = 0$, $E_y = E$ ve $B_x = 0$, $B_y = 0$,

$B_z = B$ konursa,

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{e}{m} B v_y \quad (1.11 a)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{e}{m} (E - B v_x) \quad (1.11 b)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = 0 \quad (1.11 c)$$

elde edilir. Parçacığın ilk anda o noktasında bulunduğu ve ilk hızının sıfır olduğu kabul edilirse, hareketin parametrik denklemi,

$$x = \frac{mE}{eB^2} (\omega_H t - \sin \omega_H t) \quad (1.11 a)$$

$$y = \frac{mE}{eB^2} (1 - \cos \omega_H t) \quad (1.12 b)$$

bulunur. $\omega_H = eB/m$ hareketin açısal frekansıdır. Bu denklemler bir sikloidin parametrik denklemleridir. Parçacık, yarıçapı mE/eB ve yuvarlanma hızı ω_H olan bir dairenin merkezinin çizdiği sikloid eğrisi üzerinde hareket eder.

Yukarıda verilen eksen sisteminde, parçacık x eksenini boyunca sürüklenir. Bu hareket parçacığın kütlesinden ve yükünden bağımsızdır. Gerek pozitif yükler gerekse elektronlar aynı doğrultuda sürüklendiklerinden, elektriksel olarak nötr bir ortamda, x eksenini boyunca net akım sıfırdır. Ortamda çarpışmalar varsa, bu koşul bozulur.

Eğer birçok iyonu ve elektronu içeren bir ortam düşünülürse, elektronlar ve iyonlar hareketleri boyunca çarpışmaya uğrarlar, böylece kinetik enerjilerinden kaybederler. Çarpışma nedeniyle parçacıkların hareketi yavaşlamış olur. Eğer birim zamandaki çarpışma sayısı ν ise, hareket denklemine $m\nu v$ yavaşlatıcı kuvvetini de katmak gerekir.

1.5. İyonosferde Yerin Manyetik Alanının Etkisi ve Appleton

Formülü

İyonosfer, elektrik yüklü parçacıklardan oluşmuş kabul edildiğine göre, bu yüklü parçacıkların yerin manyetik alanının

ve iyonosferde var olduğu kabul edilen elektriksel alanın etkisi ile hareket edecekleri düşünülebilir. Çarpışmalarında olduğu gözönüne alınarak, hareket denklemi şu şekilde yazılabilir :

$$m \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2} + m\mathbf{v} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = e\vec{E} + e \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \times \vec{B} \quad (1.13)$$

Eğer zamanla değişim harmonik ise $\partial/\partial t = i\omega$ olur. Buna göre (1.13) denklemi,

$$-m\omega^2 \vec{r} + i\omega m\mathbf{v} = e\vec{E} + i\omega e\mathbf{r} \times \vec{B} \quad (1.14)$$

şeklini alır. Denklemin her iki yanını $Ne^2/m\omega^2$ ile çarpalım.

$$-Ner + Ne \frac{i\mathbf{v}}{\omega} \cdot \vec{r} = \frac{Ne^2}{m\omega^2} \vec{E} + i \frac{Ne^2}{m\omega} \mathbf{r} \times \vec{B} \quad (1.15)$$

olur. (1.15) denkleminde,

$$\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m\omega^2} = \frac{\omega_N^2}{\omega^2} = X$$

$$\frac{eB}{m\omega} = \frac{\omega_H}{\omega} = Y$$

$$\frac{v}{\omega} = Z$$

$$Ner = P$$

konursa,

$$\vec{P}(1 - iZ) + i\vec{P} \times \vec{Y} = -\epsilon_0 X \vec{E} \quad (1.16)$$

bulunur. Burada X,Y,Z iyonosfere ilişkin büyüklükler, P ise elektriksel polarizasyon vektörüdür.

Eğer Y'nin doğrultu katsayıları l,m,n ($l^2 + m^2 + n^2 = 1$) iseler, (1.16) denklemi, bileşenleri cinsinden, aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$-\epsilon_0 X E_x = UP_x + inYP_y - imYP_z \quad (1.17 a)$$

$$-\epsilon_0 X E_y = -inYP_x + UP_y + ilYP_z \quad (1.17 b)$$

$$-\epsilon_0 X E_z = imYP_x - ilYP_y + UP_z \quad (1.17 c)$$

Burada $U = 1 - iZ$ dir. Yukarıdaki denklemler, P ile E 'yi birbirine bağlayan temel denklemlerdir. Bunlardan yararlanarak iyonosferin elektriksel özellikleri çıkarılabilir. Denklemler, matrisel olarak, $-\epsilon_0 \vec{E} = M^{-1} \vec{P}$ veya $\vec{P} = -\epsilon_0 M \vec{E}$ olarak yazılabilir. M duyarlılık matrisi adını alır ve ifadesi aşağıdaki şekildedir.

$$M = \frac{X}{U(U^2 - Y^2)} \begin{bmatrix} U^2 - l^2 Y^2 & -inYU - lmY^2 & imYU - lnY^2 \\ inYU - lmY^2 & U^2 - m^2 Y^2 & -ilYU - mnY^2 \\ -imYU - lnY^2 & ilYU - mnY^2 & U^2 - n^2 Y^2 \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

Bu şekliyle duyarlılık matrisi ifadesi oldukça karmaşıktır. Ancak eksen sistemini uygun seçerek özel durumlar için daha basit bir bağıntı bulunabilir. Örneğin, manyetik alanın z -ekseni doğrultusunda olduğunu kabul edelim. Bu durumda $l = m = 0$, $n = 1$ olur ve (1.18) ifadesi şu şekli alır :

$$M = \frac{X}{U(U^2 - Y^2)} \begin{bmatrix} U^2 & -iYU & 0 \\ iYU & U^2 & 0 \\ 0 & 0 & U^2 - Y^2 \end{bmatrix} \quad (1.19)$$

Bu matris elemanları cinsinden yazılırsa,

$$M = \begin{bmatrix} M_1 & -iM_2 & 0 \\ iM_2 & M_1 & 0 \\ 0 & 0 & M_0 \end{bmatrix} \quad (1.20)$$

şekilde yazılabilir :

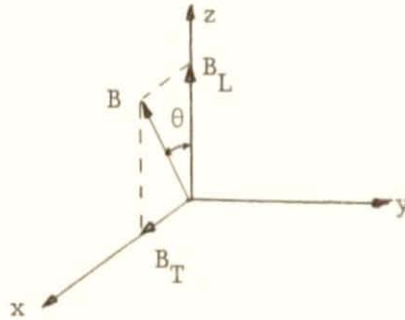
$$M_1 = \frac{XU}{U^2 - Y^2} = \frac{\omega^2 N(\omega - i\nu)}{\omega [(\omega - i\nu)^2 - \omega^2 H]} \quad (1.21 a)$$

$$M_2 = \frac{XY}{U^2 - Y^2} = \frac{\omega^2 N\omega H}{\omega [(\omega - i\nu)^2 - \omega^2 H]} \quad (1.21 b)$$

$$M_0 = \frac{X}{U} = \frac{\omega^2 N}{\omega(\omega - i\nu)} \quad (1.21 c)$$

Appleton formülünün çıkarılışı.

Daha önce bulduğumuz (1.17) denklemlerini biraz basitleştirebilmek için, eksen sistemini öyle seçelim ki, yerin manyetik alanı x-y düzleminde bulunsun ve z eksenini ile θ açısı yapsın. Bu durumda $m = 0$ olur.



Şekil 1.3

Temel denklem sisteminde $m = 0$ koyarsak,

$$-\epsilon_0 X E_x = U P_x + i Y_L P_y \quad (1.22 a)$$

$$-\epsilon_0 X E_y = -i Y_L P_x + U P_y + i Y_T P_z \quad (1.22 b)$$

$$-\epsilon_0 X E_z = -i Y_T P_y + U P_z \quad (1.22 c)$$

elde edilir. Burada $Y_L = nY$ boyuna bileşen, $Y_T = lY$ ise enine bileşendir. (1.22) denklemleri Maxwell denklemleriyle birleştirilirse Appleton formülü kolayca bulunabilir. Formülün çıkarılışında, dalga ve ortam için şu kabuller yapılmıştır.

- Dalga, ilerliyen bir harmonik düzlem dalgadır.
- Düzlem dalganın polarizasyonu bellidir.
- Ortam elektriksel bakımdan nötrdür.
- Yükler ortamda düzgün olarak dağılmıştır.
- Ortamda düzgün bir manyetik alan vardır.
- Yalnızca elektronlar etkindir.
- Elektronların nötr moleküllerle çarpışması, elektronun enerjisinden bağımsızdır.
- Elektronun ısıl hareketleri önemsizdir (Böyle bir ortama soğuk plazma denir).
- Ortamın manyetik özellikleri boşluğunun aynısıdır.

Bu kabullerle, iyonosferde, Maxwell denklemleri şu şekli alır :

$$\text{div } \vec{D} = 0 \quad (1.23 \text{ a})$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (1.23 \text{ b})$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (1.23 \text{ c})$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.23 \text{ d})$$

seçilen eksen sisteminde, harmonik düzlem dalga pozitif z eksenini doğrultusunda yayılmış olsun. Böyle bir dalganın elektriksel alan vektörü, $E = E_0 e^{i(\omega t - kz)}$ olarak yazılabilir. $k = 2\pi/\lambda$, dalganın yayılma sabitidir. Madem ki dalganın elektriksel ve manyetik alanları x-y düzleminde değişmemektedir, o halde

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial z} = -ik$$

yazılabilir. Zamanla değişim ise $\partial/\partial t = i\omega$ dır. Bunlar kullanılır-

sa, (1.23 a) ve (b) denklemlerinden,

$$D_z = \epsilon_0 E_z + P_z = 0 \quad (1.24 \text{ a})$$

$$B_z = \mu_0 H_z = 0 \quad (1.24 \text{ b})$$

bulunur. Ayrıca (1.23 c) ve (d) denklemlerinden de,

$$ikH_y = i\omega(\epsilon_0 E_x + P_x) \quad (1.25 \text{ a})$$

$$-ikH_x = i\omega(\epsilon_0 E_y + P_y) \quad (1.25 \text{ b})$$

$$ikE_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (1.25 \text{ c})$$

$$-ikE_x = i\omega\mu_0 H_y \quad (1.25 \text{ d})$$

elde edilir. (1.25 a) ve (d) denklemlerinden H_y yok edilir ve

$$\frac{k^2}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0} = \frac{c^2}{v^2} = n^2$$

konursa,

$$n^2 = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{P_x}{E_x} \quad (1.26)$$

bulunur. Benzer şekilde, (1.25 b) ve (c) denklemlerinden H_x yok edilerek aynı işlem yapılırsa,

$$n^2 = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{P_y}{E_y} \quad (1.27)$$

olur. (1.26) ve (1.27) denklemlerinden,

$$\frac{P_y}{P_x} = \frac{E_y}{E_x} = - \frac{H_x}{H_y} = \rho \quad (1.28)$$

elde edilir. ρ 'ya polarizasyon katsayısı denir. (1.22) denklemleri ile (1.24 a) denklemini birleştirilir ve (1.28) ile verilen tanım kullanılırsa,

$$Y_L \rho^2 - \frac{iY_T^2}{U-X} \rho + Y_T = 0 \quad (1.29)$$

bulunur. Bu, ρ ya göre ikinci dereceden bir denklemdir ve çözümü,

$$\rho = \frac{i}{2Y_L} \left[\frac{Y_T^2}{U-X} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{(U-X)^2} + 4Y_L^2} \right] \quad (1.30)$$

şeklinindedir. Buradan polarizasyon katsayısının kompleks bir büyüklük olduğu görülmektedir. O halde dalganın polarizasyonu eliptiktir. Karekök önündeki \pm işareti, ilerde görüleceği gibi, biri sağa, diğeri sola dönen iki eliptik polarize dalganın bulunduğunu göstermektedir. Eğer $Z = 0$ ise, ρ tamamen sanal olacağından, elipslerin eksenleri dik olarak kesişir. Kırılma sabiti ile polarizasyon katsayısı arasındaki bağıntıyı bulmak için (1.22 a) denklemiyle (1.26) denklemini birleştirelim. Bu ikisinden,

$$n^2 = 1 - \frac{X}{U + iY_L \rho} \quad (1.31)$$

ve (1.30) ile verilen ρ ifadesi kullanılırsa,

$$n^2 = 1 - \frac{X}{U - \frac{Y_T^2}{2(U-X)} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(U-X)^2} + Y_L^2}} \quad (1.32)$$

elde edilir. Bu, "Appleton-Hartree" formülüdür ve kırılma sabitini iyonosferik parametrelere ve yerin manyetik alanına bağlı olarak göstermektedir.

1.5.1. Appleton Formülünün Özellikleri

$B = 0, Z = 0$ durumu,

İyonosferin E ve F bölgelerinde, 1 MHz'in üstündeki frekanslarda, Z çok küçüktür ve pratik olarak terkedilebilir. (1.32) denklemi ile verilen ifade kompleks olduğuna göre, gerçel ve sanal kısımlarına ayrılarak, $n = \mu - i\chi$ yazılabilir. Eğer $Z = 0$ yapılırsa sanal terim sıfır olur. Buna ek olarak $B = 0$ olursa, gerçel kısım için,

$$\mu^2 = 1 - \frac{f_p^2}{f^2} = 1 - k \frac{N}{f^2} \quad (1.33)$$

elde edilir. $k = e^2/4\pi^2\epsilon_0 m = 80,5$ ve f Hz'dir.

Elektromanyetik dalganın yayılabilmesi için μ gerçel olmalıdır, yani μ sıfır ile bir arasında bulunmalıdır.

İkincisi, belirli bir frekans için, elektron yoğunluğu artınca kırılma sabiti küçülmektedir.

Şimdi, iyonosfere dik olarak giren bir elektromanyetik dalga düşünelim. İyonosferin alt sınırında $N = 0$ ve $\mu = 1$ dir. Dalga iyonosferde yukarı doğru yayıldıkça μ küçülür ve sonunda sıfır olur. $\mu = 0$ yüksekliği, dalganın yansıma yüksekliğidir. Bunu şöyle açıklayabiliriz : İyonosfere varış açısı ϕ_0 ve kırılma açısı ϕ ile gösterilirse, Snell yasasına göre,

$$\mu \sin \phi = \mu_0 \sin \phi_0 \quad (1.34)$$

yazılabilir. İyonosferin dışında $\mu_0 = 1$ dir. Yansıma olması için $\phi = 90^\circ$ olmalıdır. O halde, yansıma noktasında, $\mu_r = \sin \phi_0$ olacağından ve iyonosfere dik olarak giren bir dalga için $\phi_0 = 0$ olduğundan, $\mu_r = 0$ olur. Öyle ise, dalganın iyonosferden yansiyabilmesi için elektron yoğunluğunun yeteri kadar büyük olması gerekir.

B \neq 0, Z = 0 durumu

Appleton formülünde Z = 0 konursa,

$$\mu^2 = 1 - \frac{2X(1 - X)}{2(1 - X) - Y_T^2 + \sqrt{Y_T^4 + 4(1 - X)^2 Y_L^2}} \quad (1.35)$$

elde edilir. İyonosfere dik olarak giren bir dalga için yansıma koşulu $\mu = 0$ dir. O halde (1.35) denklemi sıfıra eşitlenir ve X'e göre çözülürse,

$$X = 1$$

bulunur. Burada $Y^2 = Y_T^2 + Y_L^2$ dir. $X = 1$ koşulu, dalgalardan birinin, sanki manyetik alan yokmuş gibi yansıdığını gösterir. Böyle bir dalgaya "olağan" (Ordinary) dalga denir. $X = 1 \pm Y$ koşulu ise, yansıyan diğer dalganın manyetik alanın şiddetine bağlı olduğunu ama doğrultusuna bağlı olmadığını gösterir. Böyle bir dalgaya da "olağan-üstü" (extra-ordinary) dalga denir. Olağan dalga "o-dalgası" ve "olağan-üstü" dalga ise "x-dalgası" olarak da bilinirler. (Bazı yazarlar $X = 1 + Y$ 'den yansıyan dalgaya "z-dalgası" demektedirler) Frekansı jiro-frekanstan büyük olan dalgalar için ($f > f_H$ için) yansıma düzeyi $X = 1 - Y$, frekansı jiro-frekanstan küçük ($f < f_H$) dalgalar içinse $X = 1 + Y$ dir.

Şimdi $X = 1 + Y$, $X = 1$ ve $X = 1 - Y$ düzeylerinden yansıyan dalgaları, sıra ile, z, 0 ve x ile gösterelim. Eğer plazma frekansının maksimum elektron yoğunluğuna karşılık olan değeri f_{Nmax} ise, kritik frekanslar arasındaki ilişki,

$$f_{Nmax}^2 = f_z^2 + f_z f_H \quad (1.37 a)$$

$$f_{Nmax}^2 = f_0^2 \quad (1.37 b)$$

$$f_{Nmax}^2 = f_x^2 - f_x f_H \quad (1.37 c)$$

şeklindedir. Bunlardan,

$$f_0^2 = f_x^2 - f_x f_H \quad (1.38 a)$$

$$f_x - f_z = f_H \quad (1.38 b)$$

bulunur. Eğer f_0 ve f_x , f_H 'ya göre çok büyük iseler,

$$f_x + f_0 \approx 2f_x \quad (1.39 a)$$

$$f_x - f_0 \approx \frac{1}{2} f_H \quad (1.39 b)$$

Görüldüğü gibi, o-dalgasının kritik frekansı x-dalgasınınkinden daha büyüktür. O halde o-dalgasının yansıması için gerekli elektron yoğunluğu daha büyük olmalıdır. Ayrıca, $f_x - f_z$ ve $f_x - f_o$ farkları yalnız f_H ya bağlı olduğuna göre, herhangi bir tabakanın kritik frekansları belirlenirse bu tabakadaki yer manyetik alanının değeri bulunabilir.

Kırılma sabitinin (1.35) denklemiyle verilen ifadesi, bazı özel durumlar için daha da basitleşir. Örneğin, enine (transverse) yayılmada $Y_L = 0$, boyuna yayılmada ise (longitudinal) $Y_T = 0$ dır. Bu iki durumdaki ifadeler şöyle olur :

	enine yayılma	boyuna yayılma
Olağan-dalga	$\frac{X}{1 - \mu^2} = 1$	$\frac{X}{1 - \mu^2} = 1 + Y_L$
Olağan-üstü dalga	$\frac{X}{1 - \mu^2} = 1 - \frac{Y_T^2}{1 - X}$	$\frac{X}{1 - \mu^2} = 1 - Y_L$

(1.40)

Kuzey kutbuna yakın noktalarda yerin manyetik alanı yaklaşık olarak düşey kabul edilebileceğinden, boyuna yayılma ifadeleri kullanılabilir [9, 10, 11].

1.5.2. Elektromanyetik Dalgaların İyonosferde Yutulması

Kırılma sabitinin, gerçel ve sanal kısımları ayrılarak,

$$n = \mu - i\chi$$

şeklinde yazılabileceğini daha önce görmüştük. Pozitif z-ekseni boyunca yayılan bir dalga için bu bağıntı kullanılırsa,

$$E = E_o \exp i\omega(t - \frac{n}{c} z)$$

veya

(1.41)

$$E = E_o \exp(-\chi \frac{\omega}{c} z) \exp i\omega(t - \frac{\mu}{c} z)$$

olur. Eğer $\chi \neq 0$ ise, dalganın genliği üstel olarak azalır. Üstel ifadedeki $(\omega/c)\chi$ terimi, genlikte, birim uzaklık başına zayıflamayı gösterir. Buna yutulma katsayısı denir ve,

$$A = \frac{\omega}{c} \chi \quad (1.42)$$

dır.

En genel durumda yutulma katsayısını bulabilmek için (1.32) denkleminin gerçel ve sanal kısımlarını birbirinden ayırmak gerekir. Bu da oldukça zordur. Onun için gene önce bazı özel durumlarda işlem yapmak kolaylık sağlar. İlk olarak yerin manyetik alanını sıfır kabul edelim. Bu durumda kırılma sabiti,

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ} = 1 - \frac{X}{1 + Z^2} - i \frac{XZ}{1 + Z^2} \quad (1.43)$$

olur. Bunun sanal kısmı (1.42) ile verilen tanım bağıntısında kullanılırsa,

$$A = \frac{\omega}{c} \cdot \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{XZ}{1 + Z^2} = \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \frac{N\nu}{\omega^2 + \nu^2} \quad (1.44)$$

elde edilir. Burada yutulma katsayısının birimi neper/metre'dir. (1 neper = 8,69 db'dir).

Bu son bağıntıdan iki tür yutulma tanımlanabilir :

1) Elektromanyetik dalganın sapmaya başladığı bölgenin dışında $\mu \approx 1$ ve $N\nu$ çarpımı büyüktür. Yüksek frekanslarda, iyonosferin D-bölgesinde, bu koşullar sağlanır. Eğer (1.44) denkleminde $\mu = 1$ konursa,

$$A = \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \cdot \frac{N\nu}{\omega^2 + \nu^2} \quad (1.45)$$

olur. Dalganın frekansı çarpışma frekansına göre çok büyükse,

$$A = \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \cdot \frac{N\nu}{\omega^2} \quad (\omega^2 \gg \nu^2 \text{ için}) \quad (1.46)$$

olur. Bu durumda yutulma, dalga frekansının karesiyle ters orantılıdır. O halde dalganın frekansı büyüdükçe yutulma azalacak ve dalga daha az zayıflıyarak yayılma devam edecektir. Bu ifadenin v ye göre türevi alınır, maksimum yutulmanın $\omega = v$ için meydana geldiği görülür.

Eğer dalganın frekansı çarpışma frekansından çok küçükse, (1.45) denkleminde,

$$A \approx \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \cdot \frac{N}{v} (\omega^2 \ll v^2 \text{ için}) \quad (1.47)$$

elde edilir. Burada yutulma, çarpışma frekansı arttıkça azalmaktadır. Bunun fiziksel anlamı şudur : Elektronun hareketi moleküller tarafından öyle sınırlandırılmıştır ki, elektron, elektriksel alan boyunca hareket edemez ve dalgadan fazla enerji alamaz. Bu tip yutulmanın, bazı güneş parlamaları ve kutupsal yutulma olayları süresince olduğu sanılmaktadır.

2) 2. tip yutulma, elektromanyetik dalganın iyonosferde dönmeye başladığı bölgede olur. Bu bölgede, yaklaşık olarak $X = 1$ yazılırsa, (1.43) denkleminde, $1 - \mu^2 \gg \chi^2$ koşuluyla,

$$A \approx \frac{v}{2c} \left(-\frac{1}{\mu} - \mu \right) \quad (1.48)$$

elde edilir.

İki tip yutulma birbirinden tam olarak ayrılamaz gerçekte. İkisinin birden bulunduğu bölgeler bulunabilir.

Eğer yerin manyetik alanı işe katılırsa, yaklaşık olarak boyuna yayılan bir dalga için, sapma bölgesinin dışında ω yerine $\omega \pm \omega_H$ koymak gerekir. Böylece yutulma ifadesi,

$$A \approx \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \cdot \frac{Nv}{(\omega \pm \omega_H)^2 + v^2} \quad (1.49)$$

şeklini alır. Burada (+) işareti olağan dalgaya, (-) işareti ise olağan-üstü dalgaya karşılıktır. Görüldüğü gibi yerin manye-

tik alanından dolayı yutulma, manyetik alanın sıfır kabul edildiği duruma göre, o-dalgasında daha az, x-dalgasında daha çok olmaktadır.

1.6. Plazma Titreşimleri

Plazma, elektronlardan ve iyonlardan oluşmuş bir ortam olduğuna göre, bu ortamdaki yüklü parçacıklar, elektriksel ve manyetik alanların etkisiyle hareket ederler. Parçacıklar arası çarpışmalar hareketi yavaşlattığı gibi, doğrultusunun da değişmesine neden olurlar. Çarpışma frekansından çok yüksek frekanslarda, elektriksel alanın etkisiyle, elektronlar ve iyonlar karşı yönlere hareket ederek yüklerin ayrılmasına ve ortamda karşı koyucu bir elektrostatik alanın oluşmasına neden olurlar. Bu durumda, yük yoğunluğunda titreşimler meydana gelir ve bunlar "plazma titreşimleri" olarak adlandırılır.

Aşırı iyonize olmuş gazlarda çarpışma frekansı oldukça yüksektir, uygulanan dış alanların etkisiyle elektronlar ve iyonlar o şekilde hareket ederler ki, oldukça yüksek frekansların dışında, ortamda yük ayrılması olmaz. Alçak frekanslarda, Ampère yasasındaki yer değiştirme akımı terimi terkedilebilir.

Daha az iyonize olmuş gazlarda çarpışma frekansı düşüktür. Yüksekçe frekanslarda yük ayrılmasının ve yer değiştirme akımının gözönünde bulundurulması gerekir.

Plazmanın iyi iyonize olmuş gazlardan oluştuğu kabul edilirse, yüksek frekanslarda, iyonların ve elektronların bağımsız hareket edecekleri ve yüklerin birbirlerinden ayrılacağı sonucuna varılabilir. Plazmada iyonların dinamik etkileri terkedilecek kadar azdır. Buna göre, ilk anda çarpışmaları da terk ederek, plazmanın davranışını inceleyelim. Ortamdaki elektronların yoğunluğu N , ortalama hızları v olsun. $N = N(x,t)$, $v = v(x,t)$ dir.

Denge durumunda elektron yoğunluğu N_0 dir. Elektronlar için

dinamik denklemler

$$\frac{\partial N}{\partial t} \nabla \cdot (N \vec{v}) = 0 \quad (1.50)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} (v \cdot \nabla) \vec{v} = \frac{e}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{1}{mN} \nabla P$$

şeklindedir. Burada elektronların ısı kinetik enerjileri P ile (elektron basıncı) işe katılmıştır. Yük ve akım yoğunlukları

$$\rho_e = e(N - N_0)$$

$$J = eNv \quad (1.51)$$

dir. Bu durumda Maxwell denklemleri aşağıdaki şekildedir:

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \vec{E} = e(N - N_0)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.52)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 eN_0 \vec{v} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Burada, statik durumda elektron yoğunluğunun N_0 olduğu ve dış alanların bulunmadığı kabul edilmiştir. Bu durumdan biraz uzaklaşıldığında, lineerleştirilmiş hareket denklemleri şu biçimi alırlar:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + N_0 \nabla \cdot \vec{v} = 0$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} - \frac{e}{m} \vec{E} + \frac{1}{mN_0} \left(\frac{\partial P}{\partial N} \right)_0 \nabla N = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{E} - \frac{e}{\epsilon_0} N = 0 \quad (1.53)$$

$$\nabla \times \vec{B} - \mu_0 eN_0 \vec{v} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0$$

$N(x, t)$ ve $v(x, t)$ denge durumdan uzaklaşıldığında birinci mert-

manyetik alanı bulunursa, kuvvet denkleminde bunu $\vec{v} \times \vec{B}_0$ terimi ile işe katmak gerekir). Buna göre, yukarıdaki denklemler N ve E'ye göre çözümlürse,

$$\frac{\partial^2 N}{\partial t^2} + \frac{N_0 e^2}{\epsilon_0 m} N - \frac{1}{m} \left(\frac{\partial P}{\partial N} \right)_0 \nabla^2 N = 0 \quad (1.54)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{N_0 e^2}{\epsilon_0 m} \vec{E} - \frac{1}{m} \left(\frac{\partial P}{\partial N} \right)_0 \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - (\nabla \times - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}) c^2$$

elde edilir. Bu denklemlerin sol yanları benzerdir. Eğer manyetik alan zamanla değişmiyorsa iki denklem tümüyle benzer olur.

$\partial B / \partial t = 0$ koşulu $\nabla \times \vec{E} = 0$ olmasını gerektirir. Böylece elektriksel alan boyuna bir alan olur ve skaler bir potansiyelden türetilebilir. (1.54) denklemlerinde basınç terimi terkedilirse, yoğunluk, hız ve elektriksel alan ω_N plazma frekansı ile titreşirler. Plazma frekansı,

$$\omega_N^2 = \frac{N_0 e^2}{\epsilon_0 m} \quad (1.55)$$

dir.

Basınç terimi işe katılırsa, titreşim frekansı,

$$\omega^2 = \omega_N^2 + \frac{1}{m} \left(\frac{\partial P}{\partial N} \right)_0 k^2 \quad (1.56)$$

olur. Adyabatik değişim için $P/P_0 = (N/N_0)^\gamma$ ve $\gamma = \frac{m+2}{m}$ dir.

Burada m serbestlik derecesidir. $m = 1$ için $\gamma = 3$ bulunur. Buna göre basınç terimi,

$$\frac{1}{m} \left(\frac{\partial P}{\partial N} \right)_0 = 3 \frac{P_0}{m N_0} \quad (1.57)$$

olur. Eğer ideal gaz durumu gözönüne alınırsa, elektriksel alana paralel doğrultudaki rms hız bileşeni ve titreşim frekansı,

$$m\omega^2 = kT = \frac{F_0}{N_0}$$

(1.58)

$$\omega^2 = \frac{k}{N} + \langle u^2 \rangle k^2$$

olarak bulunur. Bu titreşimler, boyuna-elektrostatik titreşimlerdir ve manyetik alan sıfırdır. Yani bu tür, sınırsız plazmada yayılmaya neden olmazlar. Bununla birlikte, plazmada, enine-elektromanyetik dalgalara ilişkin titreşim modları da bulunur. Tüm bu titreşimlerin $\exp(ikx - i\omega t)$ şeklinde değiştiği kabul edilmektedir. Bu durumda (1.53) denklemleri şu biçime alınırlar :

$$N = \frac{k \cdot \vec{v}}{\omega} N_0$$

$$\vec{v} = \frac{ie}{m\omega} \vec{E} + \frac{3\langle u^2 \rangle}{\omega} = \frac{N}{N_0} \vec{k}$$

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = - \frac{1 \cdot N}{\epsilon_0} \quad (1.59)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{k} \times \vec{B} = -\omega \epsilon_0 \mu_0 \vec{E} - i\mu_0 e N_0 \vec{v}$$

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B}$$

Maxwell denklemleri kullanılarak v hızı, \vec{k} ve \vec{E} 'ye bağlı olarak çözülebilir.

$$\vec{v} = \left(\frac{ie}{m\omega} \right) \frac{1}{\omega_N^2} \left[(\omega^2 - c^2 k^2) \vec{E} + c^2 (\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{k} \right] \quad (1.60)$$

$$(\omega^2 - \omega_N^2 - c^2 k^2) \vec{E} - (c^2 - 3\langle u^2 \rangle) (\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{k} = 0$$

Elektriksel alanın yayılma doğrultusundaki bileşeni E_{11} yayılma doğrultusuna dik bileşeni E_1 olsun.

$$\vec{E}_{11} = \frac{\vec{k} \cdot \vec{E}}{k^2} \vec{k}$$

Bu durumda (1.60) denklemlerinden ikincisi ikiye ayrılabilir

$$(\omega^2 - \omega_N^2 - 3\langle u^2 \rangle k^2) E_{11} = 0$$

(1.61)

$$(\omega^2 - \omega_N^2 - c^2 k^2) E_{11} = 0$$

Bunlardan birincisi titreşim frekansı $\omega^2 = \omega_N^2 + 3\langle u^2 \rangle k^2$ olan boyuna dalgaları, ikincisi ise titreşim frekansı $\omega^2 = \omega_N^2 + c^2 k^2$ olan enine dalgaları gösterir.

Dalga boyu büyük olan boyuna dalgalar için titreşim frekansı yaklaşık olarak $\omega = \omega_N$ olur. Dalga katsayısı Debye dalga katsayısı ($k_D^2 = \omega_N^2 / \langle u^2 \rangle$) mertebesinde olduğu zaman titreşim frekansı ω_N 'den oldukça farklı olur.

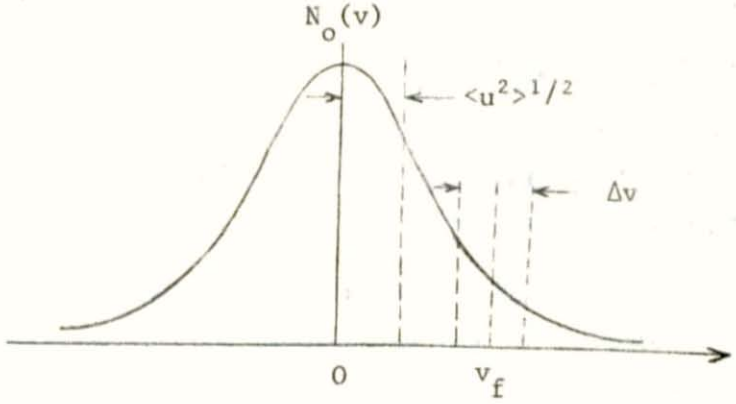
Dalga katsayısı $k \ll k_D$ ise, boyuna plazma titreşimleri için faz ve grup hızları,

$$v_f = \frac{\omega_N}{k} = \frac{k_D}{k} \langle u^2 \rangle^{1/2}$$

(1.62)

$$v_g \approx \frac{3\langle u^2 \rangle}{v_f} = \frac{k}{k_D} 3\langle u^2 \rangle^{1/2}$$

olur. Bu durumda faz hızı, ısı hızının rms değerinden ($\langle u^2 \rangle^{1/2}$) çok büyük, grup hızı ise bu değerden çok daha küçük olur. Dalga katsayısı artarak k_D 'ye yaklaştıkça, faz hızı küçülerek $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ ye yaklaşır. Sonuç olarak, dalga sabiti k_D mertebesinde olan dalga yeteri kadar küçük bir hızla hareket eder ve elektronlardan bazılarının hızları dalganın faz hızına eşit olacağı gibi, bir kısmının ise daha büyük olur. Dalga hızının elektronik ısı hızı mertebesinde olması durumu, titreşimlerin sönmesine neden olan enerji transfer mekanizmasının kaynağıdır. Dalgaların bu şekilde sönümü "Landau damping" olarak bilinir. Bu olayı fiziksel olarak açıklayabilmek için elektronların ısı hız dağılımlarını gözönüne alalım ve bunun Maxwell dağılımına uygun olduğunu kabul edelim. Şekil 1.4'de denge durumunda, elektronların ısı hız dağılımı [17]



Şekil 1.4

Küçük k değerleri için faz hızı büyüktür ve elektronlar dalgadan enerji alamadıklarından, dalga fazla zayıflamaz. k büyüyerek k_D 'ye yaklaştıkça v_f küçülür ve ısı hızları v_f mertebesinde olan bir çok elektron bulunur. $v = v_f$ civarında öyle bir Δv hız aralığı vardır ki, elektronlar dalgaya göre daha yavaş hareket ederler. Eğer Δv aralığında v_f 'den daha yavaş hareket eden parçacıkların sayısı hızlı hareket edenlerin sayısından çok ise, dalga yayıldıkça zayıflar ve parçacıkların enerjilerinde artış olur. Bu, Landau sönümlerinin başlıca oluş biçimidir.

$k > k_D$ olduğu zaman faz hızı elektronların ısı hızından daha küçük olur ve Landau sönümleri etkili olmaya başlar.

2.BÖLÜM

GÜNEŞ

2.1. GÜNEŞİN YAPISI

Güneş iyonosferdeki değişmelerin başlıca kaynağıdır. Bu nedenle, iyonosferdeki olayların anlaşılması en azından güneşin bazı özelliklerinin bilinmesine bağlıdır.

İyonosferdeki etkileri açısından güneşi dört kısımdan oluşmuş kabul etmek yeterlidir.

- 1) En iç kısım
- 2) Fotosfer veya görülen yüzey
- 3) Kromosfer; fotosferin üzerindeki parlak ve ışıklı kısım
- 4) Korona, güneşin en dış kısmı.

Hernekadar değişik kesimlerin herbiri ötekiyle biraz içiçe girerse de, fotosferdeki ışığa hemen tamamen 400 km kadar kalınlığı olan bir tabakada olur (Güneşin yarı çapı 700 000 km kadardır).

Güneşin bileşiminde, daha çok, hidrojen, helyum ve az miktarda ağır elementler-özellikle kalsiyum-bulunur.

Güneşin en dış kısımlarının yaklaşık yükseklik ve sıcaklıkları aşağıdaki tabloda verilmiştir [18].

Tabaka	Yükseklik(km)	Sıcaklık ⁰ K
Dış korona	1.400.000	1.500.000
Orta korona	700.000	1.500.000
İç korona	21.000-140.000	1.000.000
Üst kromosfer	7.000- 14.000	25.000-300.000
Alt kromosfer	1.000	5.300
Fotosfer	-	6.000

2.2. İyonlaştırıcı Işınlr

İlk yaklaşıklıkla, güneşin, 6.000⁰K yakınlarında bir sıcaklıkta, bir siyah cisim ışıması yaptığı söylenebilir. Bundan başka, güneşin yaptığı ısıma sonucu yayılan başlıca ışınlar şunlardır : Hidrojen - α (6.563 Å), Lyman - α (1.216 Å) ve Helyum -I (584 Å). Bu ışınlar, yer atmosferinin yukarı kısımlarında, iyonlaşmaya neden olurlar. Lyman - α ışınları D-bölgesindeki iyonlaşmanın başlıca kaynağıdır. E ve F bölgelerindeki iyonlaşmaların kaynağı da büyük ölçüde güneşten gelen mor-ötesi ışınlardır. Örneğin E-bölgesinde iyonlaşmayı sağlayan ışınlar : X-ışınları (10-100 Å), Lyman β (1025,7 Å) ve 910-980 Å bandındaki sürekli Lyman ışınlarıyla 350-200 Å bandındaki ışınlardır.

Güneşten gelen görünen ışık miktarı günden güne çok az değişir. Diğer yandan iyonosferdeki günlük değişmeler, mor-ötesi ve X-ışınları bölgesindeki ışımanın önemli ölçüde değişmesiyle olmaktadır.

Güneş, dalga ışımasından başka, "güneş yeli" denen ve elektron ve protonlardan oluşan elektrik yüklü parçacıklar da yayar. Bu, özellikle kutup bölgelerinde görülür.

2.3. Radyo Frekans Yayınları

Güneş, normal koşullarda, aynı zamanda radyo frekanslarında ışınım yapan bir kaynaktır. Bu yayınların nedeni güneş atmosferindeki plazma titreşimleri ve jiro-titreşimleridir. Bunlar, yer yüzündeki alıcılarda gürültüye neden olurlar.

Güneşten gelen radyo işaretlerinin şiddeti, uzun bir zaman aralığında sabit kalır. Ama bazı güneş parlamaları ve jeofizik karışıklıklar süresince ani gürültü artışları olur. Ani gürültüler şu şekilde sınıflandırılmaktadır :

1. tip gürültüler daha çok 300 MHz'in altındaki frekanslarda oluşurlar. Bunların frekans bandı dardır. (örneğin 5-30 MHz) Halbuki ömürleri 0,2 saniyeden 1 dakikaya kadardır. Güneşteki bir patlama süresince, yayın frekansı zamanla daha büyük veya daha küçük olabilir.

Birkaç dakika süren bazı ani gürültüler büyük güneş parlamalarıyla ilgilidir; ve, normal koşullardakine göre işaret şiddeti bir milyon kat büyüyebilir.

II. tip veya yavaş değişen gürültülerle III. tip veya hızlı değişen gürültülerin ana özelliği, yayın frekansının zamanla daha aşağıya kaymasıdır. Bu kayma, kaynağın, plazma frekansında işaret yayınlıyarak, dışarıya doğru sürüklenmesiyle açıklanmaktadır. Dışarıya doğru elektron yoğunluğu azaldığında plazma frekansı küçülür.

IV. tip gürültüler, güneş yarı çapı mertebesindeki yüksekliklere doğru hareket eden bir kaynaktan çıkan kısa ömürlü yayınlardır. Yayınlar, her yükseklikte, geniş bir frekans bandında meydana gelir. Bu tip yayınların özellikleri, elektronun siklotron hareketi ile açıklanmaktadır; ve bunlar, güneş-yer ilişkileri açısından önemlidir. Güneşten yayılan elektrik yüklü parçacıklar kuşun bölgelerinde elektromanyetik dalgaların yutulmasına ve yer yüzünde

zeyinde kozmik ışın artışına ve manyetik fırtınalara neden olurlar.

V. tip gürültüler, III. tip yayınları izleyen, daha kısa süreli, sürekli yayınlardır.

2.4. Güneş Lekeleri

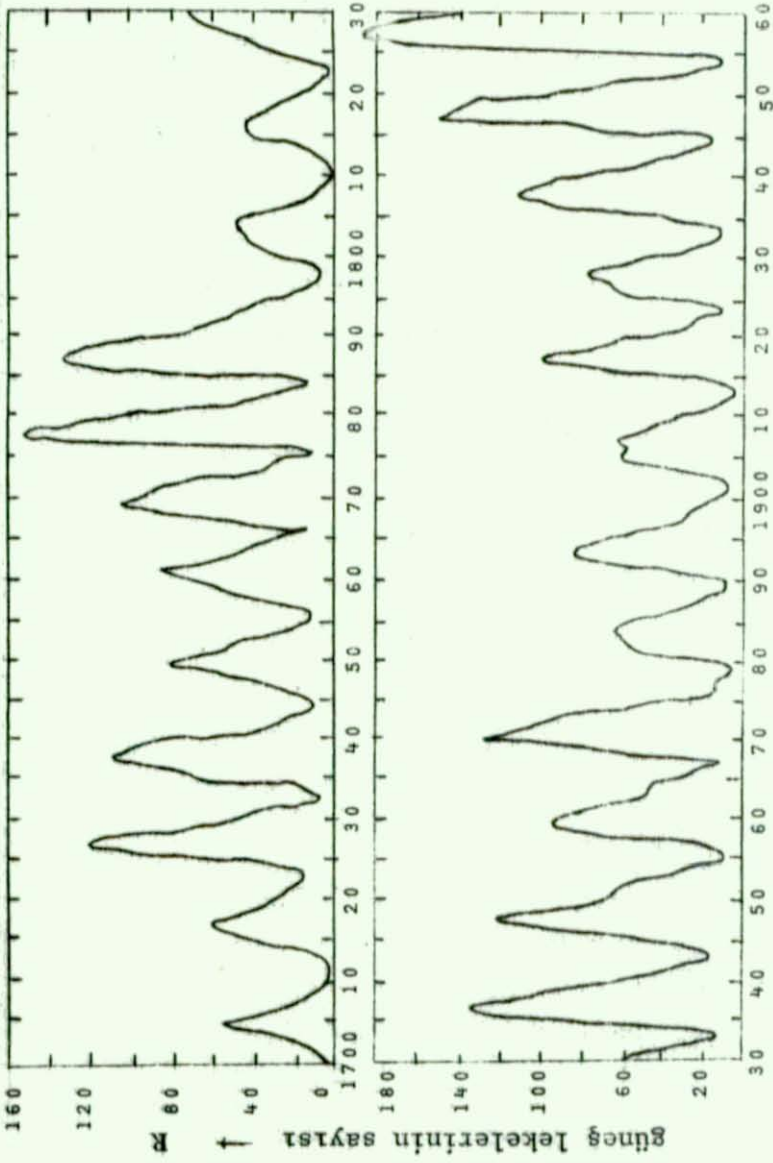
Güneş yüzeyinde görülen en önemli olaylardan biri, güneş lekeleri olarak bilinen bazı karanlık alanlardır. Lekeler zaman zaman kaybolup yeniden ortaya çıkarlar. Bir güneş lekesinin süresi oldukça değişkendir. Bazı lekeler sadece birkaç gün sürer, halbuki bir kısmı daha uzun, örneğin bir güneş dönüş süresi kadar (27 gün) sürebilir. Bunların temel karakteri bilinmemekle birlikte, fotosferi içeren madde içinde girdap gibi gözükürler.

Güneş lekeleri koyu olarak gözükürler; çünkü, yüzey sıcaklığı 3.000°K kadardır. Halbuki normal koşullarda fotosferin sıcaklığı 6.000°K kadardır. Lekeler, aralarında gruplaşma eğilimi gösterirler ve her grup birkaç veya onlarca lekeden oluşabilir.

Güneş lekelerinin önemli özelliklerinden biri de büyük manyetik alanlarıdır. Büyük lekelerde bu alanlar $0,4 \text{ wb/m}^2$ (400G) kadar olabilir [18].

Güneş lekelerinin aktivitesindeki değişim Wolf sayısı ile gösterilir ve $R = k(10g + s)$ olarak verilir. Burada g grup sayısı, s gözlenen tek tek lekelerin sayısı, k ise düzeltme faktörüdür. Güneş lekelerinin sayısı, aylık ve yıllık ortalamalar alınarak, günlük olarak gösterilir.

Uzun bir zaman aralığında güneş lekelerinin sayısı şekil 2.1 de gösterilmiştir. Değişim periyodu yaklaşık olarak 11 yıldır. Ancak birbirini izleyen minimumlar veya maksimumlar arası sürebundan farklı olabilmektedir. Böylece minimumlar arası süre $8,5-14$ yıl, maksimumlar arası süre ise yaklaşık olarak $7,3-17$ yıl



Şekil 2.1 1700-1960 yılları arasında güneş lekelerinin değişimi

olmaktadır. Ayrıca R'nin min. değeri 0-10 arasında, max. değeri ise 50-190 arasında değişmektedir. R'nin günlük değerleri 0 ile 355 veya daha büyük bir değer arasında değişir.

Koyu gözüken güneş lekelerinden başka, güneş yüzeyinde sık sık parlak alanlar da gözükür. Bu alanlar, uzun süreli aktif bölgelerdir ve güneş lekeleriyle yakından ilgilidir. Bunlar, lekelerin ortaya çıkmasından önce oluşurlar ve lekeler kaybolduktan sonra da devam ederler.

2.5. Güneş Parlamaları

Her güneş parlaması, bir güneş lekesinin yakınında oluşan bir ışıklı patlamadır. Parlamalar hernekadar seyrek olarak beyaz ışıkta gözükmekte ise de, en kolay $H\alpha(6.563 \text{ \AA})$ ışığında gözlenirler. Bunlar özellikle güneş lekeleri max, olduğu zaman oluşurlar.

Alanlarına ve parlaklıklarına uygun olarak parlamalar, 1, 1+, 2, 2+, 3 ve 3+ değerli olarak sınıflandırılırlar. Bir parlamanın ortalama süresi değeri ile artar. Böylece 1 değerli parlamalar 20 dakika kadar, 2 değerli parlamalar 30 dakika, 3 değerli parlamalar 60 dakika sürerler. Tek tek her parlamanın süresi, ortalama değerden büyük ölçüde farklı olabilir. Değeri 1'den daha küçük olan parlamalara alt-parlamalar denir.

Bir parlamanın gelişimi aşağı yukarı şöyle olur : Şiddeti max. olan, kısa süreli, hızlı bir yükseliş ve bunu izleyen yavaş bir düşüş. Güneşin her dönüşü başına parlamaların sayısı N_F ile gösterilirse, N_F ile buna karşılık olan ortalama güneş lekelerinin sayısı arasında istatistik bir ilişki vardır. Bu ilişki $N_F = a(R-10)$ şeklindedir. Burada a bir sabittir.

3. BÖLÜM

ATMOSFER VE İYONOSFER

3.1. NÖTR ATMOSFER

Yerin nötr atmosferi, yoğunluğu yükseklikle azalan 10^{14} parçacıktan ibarettir [50]. Bazı iyonosfer araştırmacıları, yoğunluktaki azalmanın güneşin korona tabakasının en dış bölgelerine kadar uzandığını sanmaktadırlar. Yüksekliğe bağlı bu azalış oldukça hızlıdır.

3.1.1. Atmosferde Sıcaklık Değişmeleri

Atmosferin sıcaklığı yükseklikle değişmektedir. Bu konudaki araştırmalardan elde edilen sıcaklık değişimleri şekil 3.1. de gösterilmiştir. Kutup bölgelerindeki değişimler bundan biraz farklıdır.

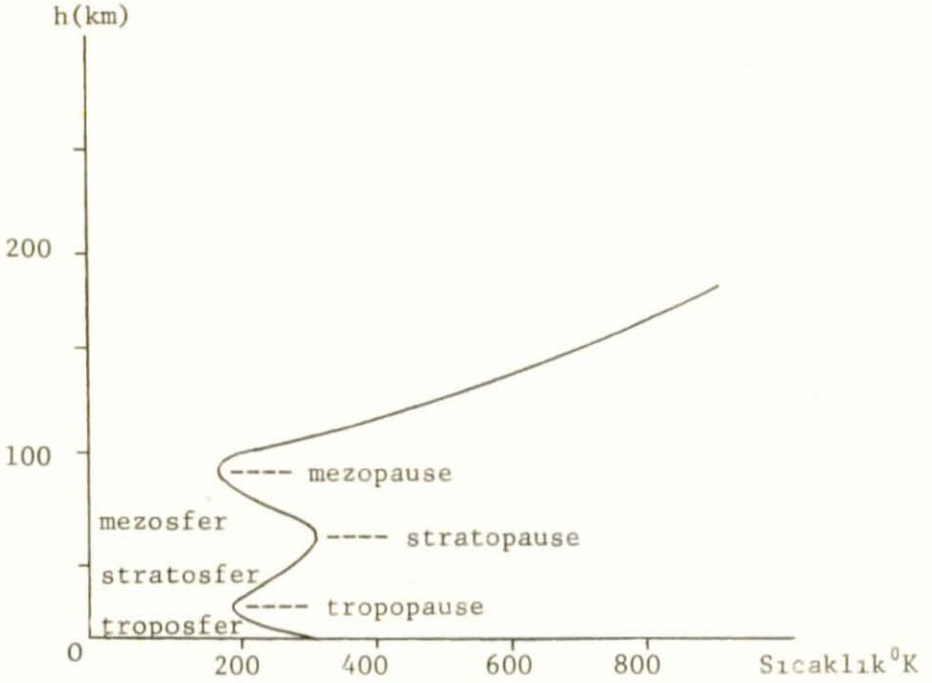
Yer yüzeyinden başlayarak sıcaklığın minimum olduğu ilk noktaya kadar olan bölge troposferdir. Bu bölgede sıcaklığın yükseklikle azalmasının nedeni, yerden yayılan kızıl-ötesi ışınların zayıflamasıdır. Geçiş noktasının (tropopause) yüksekliği, mevsimlere ve enlemlere bağlı olarak, 7-17 km. arasında değişir.

İkinci bölge stratosferdir ve 50 km'ye kadar uzanır. Geçiş noktasındaki (stratopause) sıcaklığın max. olmasının nedeni, atmosferde oksijen-ozon dönüşümünü sağlayan kimyasal reaksiyonlardır.

Stratosferden sonraki tabaka mezosferdir. Bu bölge, meteorolojik atmosferle iyonosferin üstüste geldiği bölgedir.

Stratosferdeki ani sıcaklık değişimleri : 1) mezosferdeki elektron yoğunluğunun artması nedeniyle radyo dalgalarının hızlı

bir şekilde yutulmasına, 2) bütün yükseklik düzeylerinde ozon konsantrasyonunda artışa neden olur. Mezosferdeki oldukça küçük sıcaklık ve basınç değişimleri bile buradaki elektron konsantrasyonunda etkili olur.



Şekil 3.1 Atmosferde Sıcaklığın Değişimi

Mezosferden sonra termosfer başlar. Burada sıcaklık düzgün bir şekilde yükselir. Bu yükseliş ilk başta hızlıdır ve yaklaşık olarak 30 km'lik bir aralıkta 300°K dir.

500 km'nin üstündeki atmosfer bölgesi ekzosferdir. Burada çarpışmalar önemli değildir.

Mezosfer, güneşten gelen ve dalga boyu 2.550 \AA ile 1.650 \AA arasında olan mor-ötesi ışınların ozon tarafından yutulmasıyla ısınır. Termosferin ısınmasının nedeni ise güneşten gelen ve dalga boyu 1.760 \AA den daha küçük olan mor-ötesi ışınların atmosferdeki

gazları ayrıştırması ve iyonlaştırmasıdır. 100 km'ye kadar, kızıl-ötesi ışınlar nedeniyle, sıcaklık azalır. 100 km'nin altında geceleyin sıcaklık hemen hemen sıfıra kadar düşer, değişme çok yavaş olur, 100 km'nin üstünde günlük sıcaklık, güneş aktivitesine bağlı olarak artan bir şekilde değişir. Örneğin 300 km de sıcaklığın gündüz ve gece değişimleri arasındaki oran 1/3 dir.

Sıcaklık değişimi, iyonosferik fırtınalara da bağlıdır ve bu konudaki araştırmalar yoğun bir şekilde sürdürülmektedir.

3.1.2. Basınç ve Yoğunluk Değişimleri

Herhangi bir h yüksekliğinde, P basıncı ve ρ yoğunluğu arasındaki bağıntı "barometrik denklem" ile verilir. Yüksekliği dh olan elemanter bir silindir düşünülürse, bunun üst ve alt tabanları arasındaki basınç farkı,

$$dP = -\rho g dh = -Nmg dh \quad (3.1)$$

olur. Burada g yerçekimi ivmesi, N molekül yoğunluğu, m ise ortalama molekül ağırlığıdır. N, m, g yüksekliğin fonksiyonudur.

Mükemmel bir gaz için $P = NkT$ dir (k Boltzman sabiti, T ise mutlak sıcaklıktır). Bunu 3.1. denkleminde yerine koyarsak,

$$\frac{dP}{P} = - \frac{mg}{kT} dh = - \frac{dh}{H} \quad (3.2)$$

bulunur. $H = kT/mg$ büyüklüğüne "ölçüm yüksekliği" denir. Yer yüzeyi için $H \approx 8$ km dir. Eş ısıllı bir atmosfer için,

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{h - h_0}{H}\right) = P_0 \exp(-z) \quad (3.3)$$

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{h - h_0}{H}\right) = \rho_0 \exp(-z) \quad (3.4)$$

olur. Burada P_0 , h_0 yüksekliğindeki basıncı, P ise h yüksekliğinin

3.1.3. Atmosferin Bileşimi

Nötr atmosfer birçok gazlardan oluşmuştur. En çok bulunan gazlar azot ve oksijendir. Aşağıdaki tabloda yer atmosferinin kimyasal bileşimi verilmiştir.

Molekül	Kütle	Hacımsal oran (%)	Konsantrasyon (cm ³ başına)
Azot	28,02	78,084	2,098 (19)
Oksijen	32,0	20,946	5,629 (18)
Argon	39,96	0,934	2,510 (17)
CO ₂	44,02	0,033	8,870 (15)
Helyum	4,00	0,000524	1,41 (14)
Neon	20,17	0,001818	4,89 (14)
Krypton	68,86	0,000114	3,06 (13)
xenon	136,61	0,0000087	2,34 (12)

Parantez içindeki sayılar a ile gösterilirse, konsantrasyon için verilen değerler 10^a ile çarpılacak demektir. Örneğin azot için değer, 2,098.10¹⁹ olacaktır.

100 km'nin altında hernekadar atmosfer esas olarak N₂ ve O₂ karışımından oluşmuş ise de, az miktarda bulunan diğer gazlar da önemli rol oynarlar. Yerden 100 km. yüksekliğe kadar, atmosferin bileşiminin her yerde aynı olduğu ve bozulmadığı sanılmaktadır.

İyonosferde ayrıca NO, O ve O₃ de önemli derecede rol oynamaktadırlar.

3.2. İyonosfer

İyonosfer, radyo dalgalarının yayılmasını etkileyen ve elektrik yüklü parçacıklardan oluşan atmosfer bölgesidir. Başka

gaz tabakalarından oluşmuştur. Bu bölgenin, yaklaşık olarak, 50-60 km'nin üstünde olduğu sanılmaktadır.

İyonlaşmış gaz, kütlesi m_e , yükü $-e$ olan elektronlardan, kütlesi m_i , yükü e olan iyonlardan ve kütlesi m_1 olan nötr atomlardan oluşmuştur. Elektronlar, iyonlar ve nötr atomlar, iyonosferde hareket eden gazlar olarak düşünülmektedir. Elektronlar, pozitif iyonlara ve atomlara göre daha hafif olduklarından, daha hızlı hareket ederler.

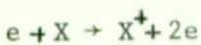
Çok yükseklerde, atmosferin yoğunluğu düşük olduğundan, iyonlaşma az olur. Diğer yandan çok alçaklarda ise, iyonlaşmayı meydana getirecek olan ışınlardaki yutulmalar nedeniyle, iyonlaşma olmaz. Maksimum iyonlaşma, gelen güneş ışınlarının dalga boyuna bağlı olarak, aradaki yükseklik bölgelerinde olur.

3.2.1. İyonlaşmanın Oluşumu

Uzaktan iyonlaşmayı sağlayan en önemli etken güneş ışınlarıdır. Güneş ışınları, iyonosferde, foto-iyonizasyona neden olurlar. Örneğin bir X atom veya molekülü üzerine gelen ışının ışıma enerjisi hf , atom veya molekülün iyonlaşma enerjisi W_i 'den büyük veya en azından ona eşit ise, bu atom veya molekül foto-iyonizasyona uğrar. Olayı şöyle açıklayabiliriz :



Bundan başka, güneş ışınlarının yarattığı fotodisosiyasyon sonucu iyonlaşma ve güneşten gelen protonlar ve elektronlarla galaktik kozmik ışınların çarpışma yolu ile oluşturduğu iyonlaşma da önemlidir. Örneğin bir elektronun çarpışma yolu ile sağladığı iyonlaşma şu şekilde yazılabilir :



Bu olayın gerçekleşebilmesi için, elektronun kinetik enerjisi nötr atom veya molekülün iyonlaşma enerjisinden büyük veya

en az ona eşit olmalıdır.

Aşağıdaki tabloda atmosferin bileşiminde bulunan çeşitli gaz ve diğer maddelerin iyonlaşma potansiyelleri ve fotoiyonizasyon için max. dalga boyları verilmiştir.

Eleman	A	CO ₂	H	H ₂	H ₂ O	He
İyonlaşma potansiyeli	15,75	13,79	13,6	15,4	12,58	24,59
Fotoiyonizasyon için dalga boyu	787	899	991	804,9	985	504

Eleman	N	N ₂	NO	NO ₂	O	O ₂
İyonlaşma potansiyeli	14,54	15,57	9,25	12,3	13,62	12,08
Fotoiyonizasyon için dalga boyu	852,7	795,7	1340,3	1008	910	1026,7

Eleman	O ₃	Ca	Fe	Mg	Na	Si
İyonlaşma potansiyeli	12,8	6,11	7,83	7,43	5,14	8,15
Fotoiyonizasyon için dalga boyu	970	2060	1585	1670	2410	1520

3.2.2. Bir Tabakanın Oluşumu

Önceden de belirtildiği gibi, iyonosferdeki iyonlaşmanın başlıca kaynağı güneştir. Elektronlarda bu güneş ışınları nedeniyle meydana gelmektedir. Ancak, ortamda, bir yandan elektronlar ve iyonlar doğarken, diğer yandan çeşitli nedenlerle kayıplar olur. Gerçek elektron yoğunluğunu saptayabilmek için bu iki olay arasındaki ilişkiyi gözönünde bulundurmak gerekir.

Yeni elektronların oluşumu, kayboluşu ve ortamda iyonlaşma:

nın iletimi olaylarının nedenleri kısaca şunlardır :

Yeni elektronların doğuş nedenleri.

- a) Güneş ışınları
- b) Güneşten gelen protonlar ve elektronlar (özellikle kutup bölgelerinde)
- c) Galaktik kozmik ışınlar.

Kayboluş nedenleri

- a) Elektron-pozitif iyon yeniden birleşmesi
- b) Elektron-oksijen bağlaşması

Ortamda iyonlaşmanın iletim nedenleri

- a) Elektromanyetik sürüklenme
- b) Nötral rüzgârlar
- c) Difüzyon

3.2.3. Chapman Ürün Fonksiyonu

İlk kez Chapman, ölçüm yüksekliği sabit bir gazın monokromatik bir ışın kaynağı ile foto-iyonizasyonu kuramını koymuştur. Bunun için, atmosferde şu koşulların var olduğu kabul edilmiştir.

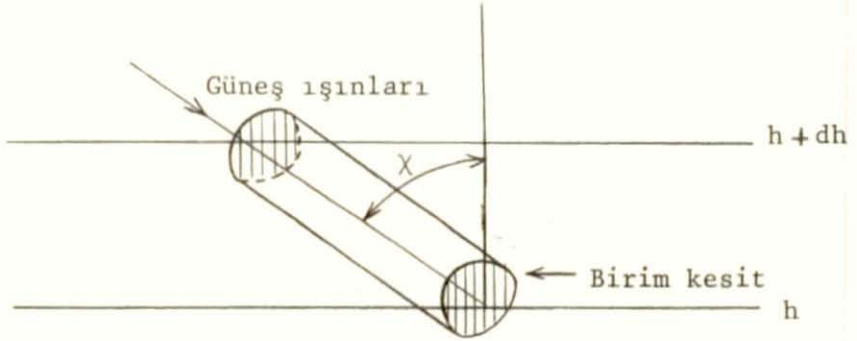
- a) Atmosferde yalnız bir tür gaz vardır.
- b) Atmosfer düzlem tabakalardan oluşmuştur.
- c) Güneşten gelen ışınlar paraleldir.
- d) Atmosferde ısı dağılım düzgündür.

Buna göre, şekil 3.2 deki gibi bir ışın demetinin atmosfere girdiğini kabul edelim.

Atmosfere giren ışınlar yutulmaya başlar. h yüksekliğindeki enerji akısı I , $h + dh$ yüksekliğindeki $I + dI$ olsun. Gaz atomlarının yutulma kesiti σ ve yoğunluğu N ise, eksenine güneş ışınlarına paralel, birim kesitli bir silindir içinde yutulan enerji, $dI = -I\sigma N dh \sec \chi'$ 'dir. Bu denklem sonsuzdan h' 'ya kadar entegre edilirse

$$I = I_{\infty} \exp(-\tau \sec \chi) \quad (3.5)$$

bulunur. Burada $\tau = \int_{\infty}^h \sigma N dh$ dır ve h yüksekliğinde, atmosferin optik derinliği olarak bilinir. I_{∞} ise atmosferin dışındaki enerji akısıdır.



Şekil 3.2

Birim hacimde yutulan enerji,

$$-\frac{dI}{dh \sec \chi} = N\sigma I = N\sigma I_{\infty} \exp(-\tau \sec \chi) \quad (3.6)$$

olur. Yutulan birim enerjinin yarattığı elektron ve pozitif iyon çifti sayısı n ise, q elektron ve pozitif iyon çifti sayısı (birim zamanda, birim hacimde),

$$q(\chi, h) = N\sigma I_{\infty} n \exp(-\tau \sec \chi) \quad (3.7)$$

olur. (a) kabuluyla $dP = NMgdh$ yazılabilir. Bu kullanılırsa,

$$\tau = \sigma \int_{\infty}^h N dh = \frac{\sigma}{Mg} \int_{\infty}^h dP = \frac{\sigma}{Mg} P = \frac{\sigma}{Mg} NkT \quad (3.8)$$

elde edilir. $kT/Mg = H$ dır. Böylece $\tau = \sigma NH$ bulunur. Bu bağıntı (3.7) denkleminde kullanılırsa, ve $\tau = \exp(-z)$ dönüşümü yapılırsa,

$$q(\chi, h) = \frac{I_{\infty} n}{H} \exp(-z - \exp(-z) \sec \chi) \quad (3.9)$$

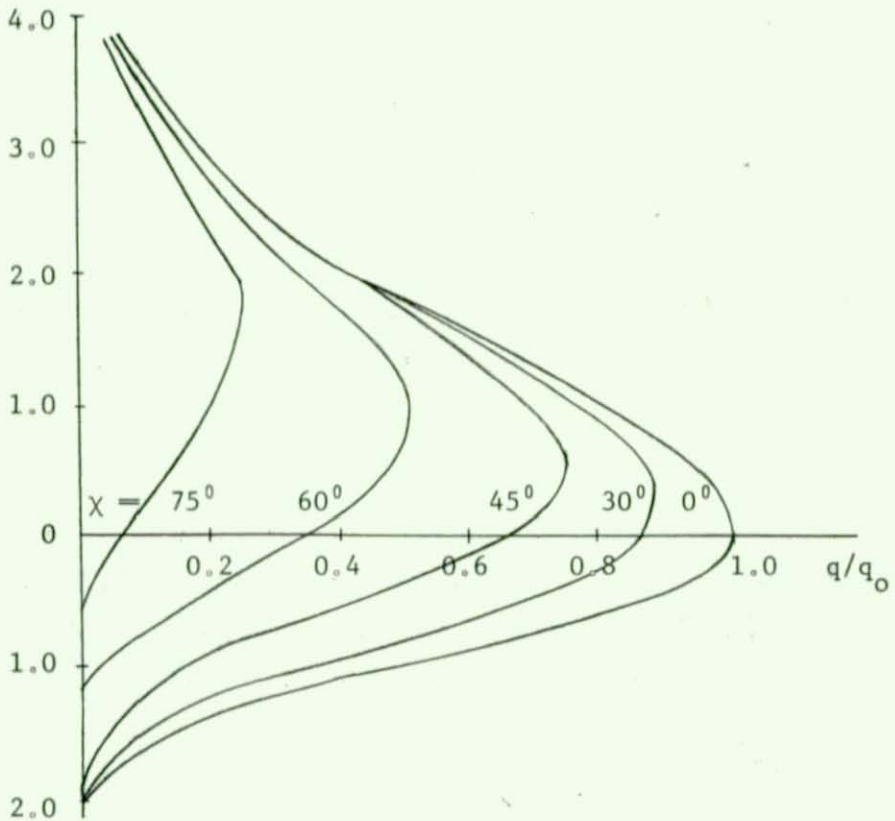
$$q(\chi, h) = q_0 \exp(1 - z - \exp(-z) \sec \chi) \quad (3.10)$$

elde edilir. Burada

$$q_0 = \frac{I_{\infty} n}{H \exp(1)} \quad (3.11)$$

$$z = \frac{h - h_0}{H} \quad (3.12)$$

yazarsak, ürün fonksiyonunun h yüksekliğindeki değeri q , h_0 yüksekliğindeki değeri ise q_0 olur.



Şekil 3.3 İndirgenmiş Chapman Ürün Fonksiyonunun Yükseklik ve Zenit Açısı

Şekil 3.3 de, değişik χ değerleri için, indirgenmiş ürün fonksiyonu değişimi gösterilmiştir. (3.10) denkleminde $z = \ln \sec \chi$ konursa, ürün fonksiyonu en büyük değerini alır. Bunu q_m ile gösterirsek,

$$q_m = q_0 \cos \chi \quad (3.13)$$

olur. O halde $\chi = 0$ olduğu zaman max. iyonlaşma elde edilir.

3.2.4. Chapman Tabakası

Şimdi, kaybolan elektronları da işe katarak, elektron yoğunluğunun değişimini bulmaya çalışalım. Ölçüm yüksekliği sabit olan bir tabakaya monokromatik bir ışın demeti geldiği zaman meydana gelen elektronların max. değeri $q_m = q_0 \cos \chi$ idi. Buna göre elektron yoğunluğunun değişimi,

$$\begin{aligned} \frac{dN_e}{dt} &= q - \text{kayıp terimler} \\ &= q_0 \cos \chi - \text{kayıp terimler} \end{aligned} \quad (3.14)$$

yazılabilir. Kayıp teriminde, elektron-iyon ayrılma ve yeniden birleşmelerinin etkin olduğu sanılmaktadır. Bu olay, kimyasal olarak, şöyle gösterilebilir :



Yıldız işareti, atomların uyarılmış olduğunu gösterir. Bu kimyasal olayda kayıplar $-\alpha [XY^+] N_e$ dir. Eğer ortamda başka tür iyonlar yoksa $[XY^+] \approx N_e$ olur. Böylece, yeniden oluşan elektronların max. olduğu yükseklikteki elektron yoğunluğu değişimi,

$$\frac{dN_e}{dt} = q_0 \cos \chi - \alpha N_e^2 \quad (3.16)$$

olarak elde edilir. Bu "süreklilik denklemi" dir. α yeniden birleşme katsayısıdır. Denge durumunda dN_e/dt sıfır olacağından,

$$q_0 \cos \chi = \alpha N_e^2 \quad (3.17)$$

veya,

$$N_e = \left(\frac{q_0}{\alpha} \cos \chi \right)^{1/2} \quad (3.18)$$

elde edilir.

Eğer q_0 ve α sabit iseler veya q_0/α sabit ise,

$$N_e = (N_e)_{\chi=0} \cdot (\cos \chi)^{1/2} \quad (3.19)$$

yazılabilir. N_e , tabakanın max. elektron yoğunluğudur. Elektron yoğunluğu bu şekilde değişen bir tabakaya α -Chapman tabakası denir. Tabakanın kritik frekansı elektron yoğunluğuna bağlıdır. Örneğin, iyonosfere dik olarak giren bir olağan dalga için kritik frekansı bulalım. Çarpışmalar terkedildiğinde, yansıma noktası yakınlarında, kırılma sabiti,

$$n^2 = 1 - \frac{N_e e^2}{\omega^2 \epsilon_0 m} \quad (3.20)$$

idi. Yansıma noktasında $n^2 = 0$ dır. Buna göre kritik frekans,

$$f_0 = \frac{\omega}{2\pi} = \left[\frac{N_e e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m} \right]^{1/2} \quad (3.21)$$

ve bu, (3.19) denklemleri birleştirilirse,

$$f_0 = (f_0)_{\chi=0} (\cos \chi)^{1/4} \quad (3.22)$$

elde edilir.

Elektron yoğunluğunun (3.16) denklemleri verilen değişimi, iyonosferin yalnızca sınırlı bir bölgesi için (90-140 km) geçerlidir. Daha aşağı yükseklik düzeylerinde negatif iyonların varlığı karmaşıklık yarattığı gibi, daha büyük yükseklik düzeylerinde de dağılma ve hareket terimleri önemli olmaya başlar.

3.3. İyonosferin Tabakaları

İyonosfer, yatay iyonizasyon tabakalarından oluşmuş kabul edilmektedir. 50-90 km arası D-bölgesi, 90-120 km arası E-bölgesi bunun üstündeki bölge de F-bölgesi olarak adlandırılmaktadır.

3.3.1. E-Bölgesi ve İyonik Yapısı

Bu bölge, iyonosferin en düzenli tabakasıdır. Tabakanın yüksekliği, mevsimlere ve güneş aktivitesine bağlı olarak çok az değişir. Yükseklik sınırları 90-120 km olan bu bölge, α -Chapman tabakasına oldukça uyar. Göreceli olarak nötr tanecik yoğunluğu daha yüksek ve iyonlaşma güneş ışınlarına bağlı olduğundan, tabaka geceleri kaybolur. Bölgenin max. elektron yoğunluğu 10^5 cm^{-3} dir [46].

Bölgedeki esas iyonların O_2^+ , NO^+ ve O^+ olduğu sanılmaktadır. O^+ iyonları, yalnızca bölgenin daha yüksek kısımlarında önemli ölçüde bulunmaktadır. Roketlerle yapılan gözlemler, metalik iyonlarla su buharı iyonlarının, örneğin Si^+ ve H_3O^+ iyonlarının dikkate değer sayıda bulunduğunu göstermektedir. İyonlar, 10-100 Å arasındaki X-ışınlarının fotoiyonizasyon etkisi ve mor-ötesi 1-ışınlardan daha da ötedeki 1000-1500 Å dalga boylu ışınlar tarafından meydana getirilmektedir.

Bölgede N_2 iyonları da meydana gelmekte ama hızla yokolmaktadır. NO az miktarda bulunur ve iyonizasyon potansiyeli düşük olduğundan Lyman $-\alpha$ (1216 Å) ışınlarıyla iyonlaşır. O_2^+ ve O^+ iyonları fotoiyonizasyonla doğarlar.

Madem ki bu tabaka bir α -Chapman tabakası olarak düşünülmektedir, o halde süreklilik denklemi,

$$\frac{dN_e}{dt} = q_0 \cos \chi - \alpha N_e^2 \quad (3.23)$$

şeklindedir, yani meydana gelen elektronlardan bir kısmı yeniden birleşme yoluyla yokolurlar. Laboratuvar ölçmeleri, yaklaşık olarak, $\alpha \approx 5.10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{sn}^{-1}$ olduğunu göstermiştir [50].

3.3.2. F-Bölgesi ve İyonik Yapısı

F-bölgesi, E-bölgesinin üst sınırından başlayarak üst sınırı şimdilik tartışmalı olan bir yüksekliğe kadar uzanır. Plazmanın üst sınırı yoktur, ama ağır iyonların, özellikle oksijenin belirleyici olmaktan çıktığı, hafif iyonların (hidrojen, helyum) daha çok sayıda bulunduğu yerde F-bölgesinin sona erdiği ileri sürülmektedir.

Chapman ürün fonksiyonu burada da geçerlidir. Bölgede görülen düşey ve yatay hareketler önemli etkiler yaratır. Ürün fonksiyonu max. değerini, yaklaşık olarak 160 km. yükseklikte alır. Elektron yoğunluğu, gündüz saatlerinde, iki tepe gösterir. Bu nedenle tabaka, F_1 ve F_2 olarak ikiye ayrılır. F_1 tabakası 160-200 km. arasında bulunur ve değişim eğrisinde bir tepe vardır. F_2 de ise, 250-400 km. arasında iki tepe oluşur. F_1 tabakası, güneş lekeleri minimum olduğunda, Chapman tabakasına yaklaşır.

F_1 bölgesindeki karmaşıklıklar, iyonlaşmaya neden olan kaynaktaki değişimler ve bölgedeki kimyasal olaylarla açıklanmaktadır. Bölgenin alt kısımlarında ve daha aşağılarda ortalama serbest yol daha kısa olduğundan, bütün tanecikler aynı enerjiye ve aynı sıcaklığa sahiptirler.

Max. elektron yoğunluğu, F_1 ve F_2 tabakaları için ayrı ayrı 3.10^5 ve 10^6 cm^{-3} kadardır. Gece saatlerinde iki tabaka birleşir. Yüksek tabakalara çıkıldıkça, yeniden birleşme katsayısı küçülür ve gece saatlerinde elektron yoğunluğu sabit kalır. Geceleyin saptanan elektron yoğunluğu 3.10^5 cm^{-3} kadardır.

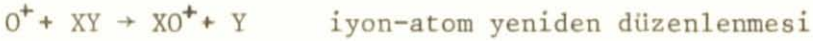
Bölgedeki en önemli atom ve moleküllerin O, N_2 , O_2 , N oldu-

ğu, belki az miktarda da NO bulunduğu sanılmaktadır. Belirleyici iyonlar, güneş ışınlarının yarattığı O^+ ve N_2^+ iyonlarıdır. F-bölgesinin tepesinde, minimum güneş lekeleri için, enerji akısı 2.10^{-3} Watt/m² dir.

F-bölgesindeki kimyasal olaylara gelince, bunlar şöylece gösterilebilir :



Muhtemelen başka reaksiyonlar da olabilir. Burada O_2 ve NO iyonlarının nasıl oluştuğu görülmektedir. Yeni iyonların oluşumu ve yokoluşu ise şöyle olur :



Burada X,Y ler O veya N olabilir.

Kayıplar, F_1 tabakasında daha çok elektronlar ve pozitif iyonlar arasındaki birleşmelerden, F_2 tabakasında ise iyonlar ve nötr moleküller arasındaki birleşmelerden ileri gelir. Elektron-pozitif iyon yeniden birleşimi için,

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha [XO^+] N_e$$

yazılabilir. Bu denklem, Chapman tabakası için bulunan süreklilik denklemdir. Denge durumunda,

$$\frac{dN_e}{dt} = 0$$

olacağından,

$$q = \alpha N_e^2 \quad (3.24)$$

bulunur. F_1 tabakasının bu özelliği taşıdığı sanılmaktadır.

Diğer yandan iyon-nötr molekül yeniden birleşimi için, örneğin bir O^+ iyonu alarak,

$$\frac{d[O^+]}{dt} = q - \gamma[O^+][XY]$$

yazılabilir. Nötr molekül sayısının iyonlardan çok daha fazla olduğu düşünülürse, $\gamma[XY] = \beta$ sabit olur. Buna göre, $[O^+] = N_e$ kabulü yapılarak,

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \beta N_e \quad (3.25)$$

bulunur. Denge durumunda $dN_e/dt = 0$ olacağından,

$$q = \beta N_e \quad (3.26)$$

olur. F_2 tabakasındaki değişim buna uymaktadır. Bu değişim α - Chapman davranışı göstermez.

Özetlersek, F-tabakasının üst kısımlarında hernekadar q çok büyük değilse de, molekül yoğunluğundaki, dolayısıyla yeniden birleşmedeki azalma nedeniyle, daha aşağı yükseklik düzeyindeki tepe değerinde elektron yoğunluğu değişiminde artış olur.

Bradbury, elektron yoğunluğundaki değişimin, kayıplara bağlı olarak, doğrusal değiştiğini ileri sürdüğünden, F_2 tabakasına çok kez "Bradbury-tabakası" denir.

3.3.3. D-Bölgesi ve İyonik Yapısı

D-bölgesi genellikle 50-90 km yükseklikleri arasında yer alır. Burada basınç ve çarpışmalar fazladır. Genellikle çarpışma frekansı kritik frekanstan yüksektir.

Radyo haberleşmesi açısından D-bölgesi oldukça önemlidir. Çünkü MF ve HF radyo dalgaları en çok bu bölgede yutulurlar. Yu-

tulmayı belirleyen, yeni elektronların oluşumu (q) ve çarpışmalardır. Normal koşullarda elektron yoğunluğu hiçbir zaman E ve F bölgelerindekine erişmez.

D-bölgesinin iyonik yapısı da oldukça karmaşıktır. Elektronlardan ve pozitif iyonlardan başka, farklı türdeki negatif iyonlar da burada önemli olmaya başlar. Negatif iyonların oluşumu şöyle açıklanabilir :



Diğer negatif iyon reaksiyonları da benzer şekilde olur.

D-bölgesindeki başlıca iyonizasyon kaynakları şunlardır :

- a) 90-80 km yükseklikleri arasında iyonlaşmayı sağlayan 100 \AA dalga boylu X-ışınları,
- b) 80-70 km arasında moleküler oksijen tarafından yutulmuş olarak foto-iyonizasyona neden olan ve NO iyonizasyonunu sağlayan Lyman $-\alpha$ ışınları,
- c) O_2 yi iyonlaştıran $1026-1118 \text{ \AA}$ lük UV ışınlar,
- d) daha aşağılarda iyonlaşmayı sağlayan galaktik kozmik ışınlar. Daha sonra görüleceği gibi, kutupsal iyonosfere PCA olayları süresince giren enerji yüklü protonlar da önemli iyonlaşma kaynaklarından biridir.

E-bölgesinde olduğu gibi D-bölgesinde de belirleyici iyonlar NO ve O_2 iyonlarıdır. Gündüzün, 75 km'nin üstünde, bu iyonlar önemli rol oynarlar. O iyonları ise terkedilecek kadar azdır. Gerek E ve gerekse D-bölgelerinde, meteorların ayrışmasından doğan metalik iyonlar (Si, Al) ve su buharı iyonları da önemli olabilir. Metalik iyonlar, negatif iyonlarla birleşerek en azından bazı yüksekliklerde iyon yoğunluğu etkileyebilirler. O_2 ve NO iyonlarından başka O_4 iyonları da burada önemlidir.

D-bölgesinin önemli özelliklerinden biri de bu bölgede çol

sayıda negatif iyon bulunmasıdır. Gündüzün, 70-90 km arasında, birleştirici iyonlar O_2^- iyonlarıdır. Bölgenin alt kısımlarında çokça O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- , CO_4^- , CO_3^- , HO_2^- , NO_2^- , NO_3^- iyonlarının oluştuğu sınımlanmaktadır. 65 km'deki negatif iyon sayısı $N_- \approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$ kadardır.

Bu bölgede, negatif iyonlar nedeniyle, yeniden birleşim ve kayıp olayları öbür bölgelerdekinden çok daha karmaşık olmaktadır. Bir yandan elektron-pozitif iyon yeniden birleşiminin, öbür yandan negatif iyon-pozitif iyon birleşiminin kayıplara neden olduğu düşünülebilir. Örneğin pozitif iyon değişimi için, denge durumunda,

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha_d N_e N_+ - \alpha_i N_- N_+ = 0$$

yazılabilir. Burada α_d elektron-iyon yeniden birleşim katsayısı α_i ise iyon-iyon yeniden birleşim katsayısıdır. $N_- = \lambda N_e$ yazarak ve $N = N_- + N_e$ olduğunu gözönünde tutarak

$$q = \alpha_{ef} N_e^2$$

elde edilir. $\alpha_{ef} = (1 + \lambda) (\alpha_d + \lambda \alpha_i)$ dir. Laboratuvar ölçmelerinden $\alpha_d \approx 5 \cdot 10^{-7}$, $\alpha_i \approx 10^{-8}$ bulunmuştur.

80 km civarındaki bölge, hem normal koşullarda hem de PCA olayları süresince, negatif iyonların önemli olduğu bölgedir. Böylece, bu bölgede α_{ef} yalnızca pozitif moleküler iyonların artışıyla ilgili olarak azalır.

60 km civarındaki bölgede, normal koşullarda ve PCA süresince α_{ef} deki azalmanın nedeni λ nın küçülmesidir.

72 km yükseklik düzeyi, daha yukarılarda pozitif su buharı iyonlarının kaybolmaya, yeniden pozitif moleküler iyonların görülmeye başladığı geçiş bölgesidir [13].

3.4. İyonosferde Düzenli ve Düzensiz Değişmeler

Bundan önce, iyonosferin yapısı incelenirken görüldü ki, E-tabakası ve kısmen de F_1 -tabakası bir α -Chapman tabakası gibi davranmakta, F_2 ise Bradbury tabakası özelliği taşımaktadır. D-bölgesi daha karmaşık ve anlaşılması daha zor bir tabaka olarak gözükmektedir.

İyonosferdeki çeşitli tabakalar, enlemlere ve mevsimlere bağlı olarak, q ile yani $\cos\chi$ ile değişiklik gösterir. Bundan başka, q güneş aktivitesine bağlı olduğundan, elektron yoğunluğu güneşteki periyodik değişmelere de bağlıdır. Güneş lekelerine bağlı olarak, E ve F_2 tabakalarının kritik frekansları,

$$(f_o E)^4 = a + bR$$

$$(f_o F_2)^2 = c + dR$$

şeklinde değişir. Burada a,b,c,d sabit, R ise ortalama zürih güneş lekeleri sayısıdır. Bu değişimler şekil 3.4 de gösterilmiştir. Bunlara ek olarak F_1 tabakasının kritik frekansı ($f_c F_1$) de şekilde verilmiştir. Denge durumunda α -Chapman tabakasının ürün fonksiyonu,

$$q = \alpha N_e^2$$

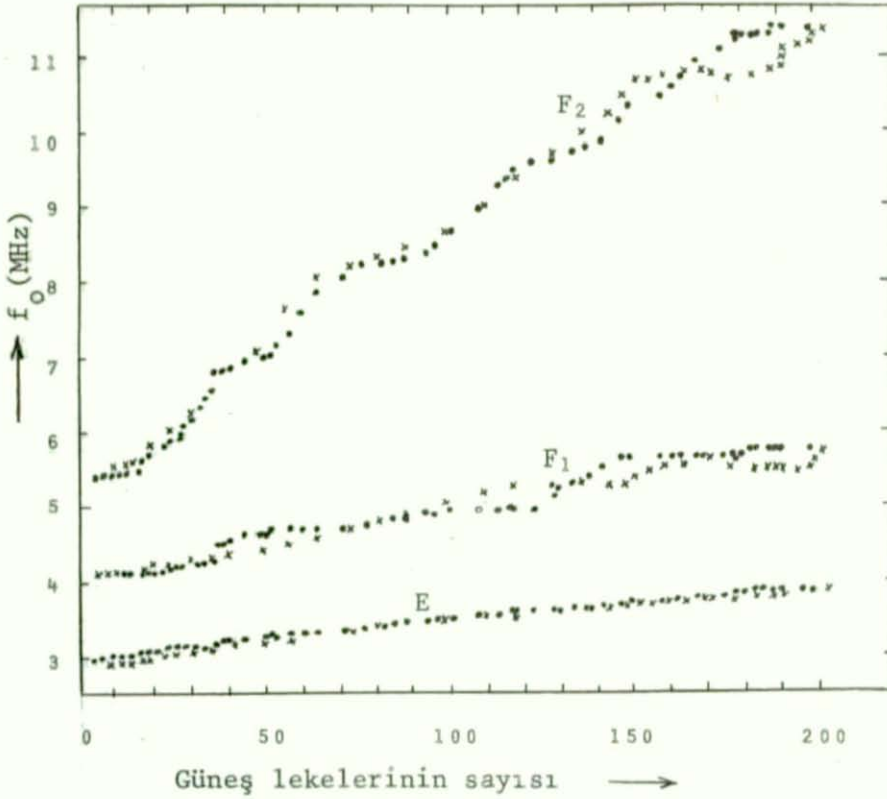
idi. Burada α , dolaylı olarak R ye bağlı olabilir.

D-bölgesiyle ilgili bilgiler yetersiz ve genel düzeyde olmakla birlikte, güneşteki periyodik değişmelere bağlı olarak, izonyasyonun X-ışınları ve Lyman $-\alpha$ ışınlarıyla sağlandığı bilinmektedir.

3.4.1. F-Bölgesindeki Değişmeler

Radyo haberleşmesi açısından en önemli olanı F-tabakasıdır. Fakat bu tabaka değişken ve karmaşıktır. Değişimleri ve davranışları farklı olduğundan, F_1 ve F_2 tabakalarını ayrı ayrı incelemek

doğru olur.



Şekil 3.4 Güneş Lekelerine Bağlı Olarak E, F₁, F₂ tabakalarının Kritik Frekanslarının Değişimi

F₁ tabakası yalnız gündüzleri gözlenmektedir. Tabaka, yazın daha belirgindir. Kritik frekansı yaklaşık olarak,

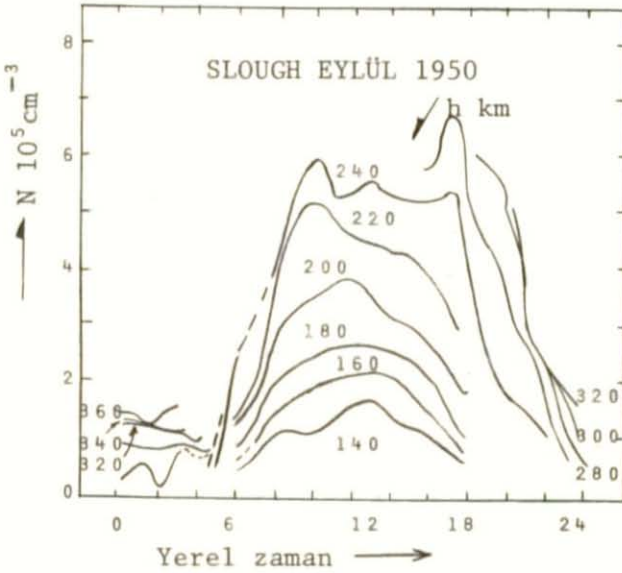
$$f_{oF_1} = (4,3 + 0,01R) \cos^{0,2} \chi$$

şeklinde değişmektedir [19,50,65]. Burada üstel terimdeki 0,2 ortalama bir değerdir, gerçekte, yerden yere ve mevsimlere bağlı olarak, bu değerden biraz farklı olmaktadır [65].

f_{oF₁}, güneş lekeleri max. olduğu zaman ve iyonosferik fırtınalar süresince artış gösterir. İyanızasyon güneş kontrolüne bağlıdır.

F_2 tabakası daha çok değişkendir. E ve F_1 tabakalarının \cos ile günlük ve mevsimlik değişme yasası F_2 için yazılamaz.

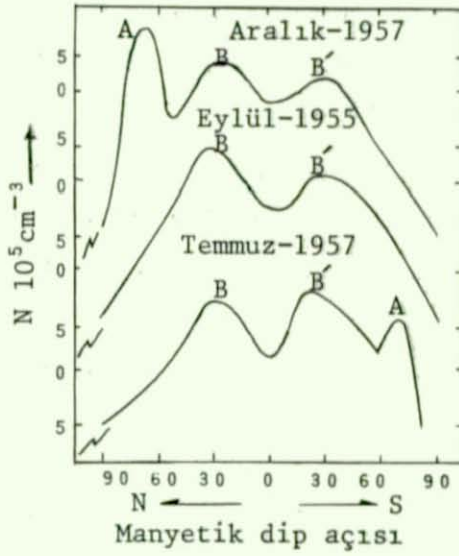
Şekil 3.5 de f_oF_2 'nin veya F_2 'nin elektron yoğunluğunun günlük değişimi gösterilmiştir. F_1 tabakasının değişimi güneş kontrolüne bağlı olduğu halde F_2 tabakasının max. elektron yoğunluğu öğleden önce ve sonraki saatlere rastlamaktadır.



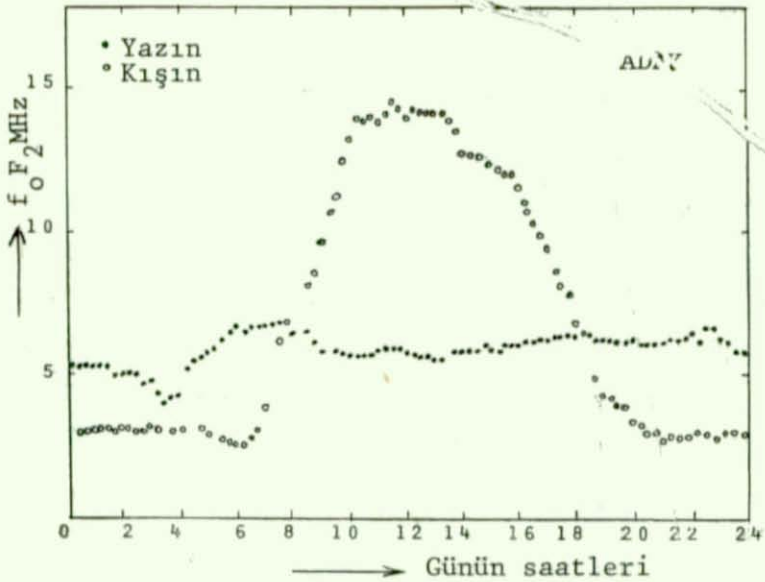
Şekil 3.5 F-Bölgesinin Günlük Değişimi

Şekil 3.6 da f_oF_2 'nin mevsimlik değişimi görülmektedir. f_oF_2 belirli bir yerde, kışın yazinkinden daha büyük olmaktadır. Şekilde ayrıca jeomanyetik değişim de görülmektedir. Manyetik ekvatorda elektron yoğunluğunun az olmasına karşın, 30° kuzey ve güney manyetik dip açılarında iki max. vardır. Kutupsal bölgelerde F_2 önemli özellikler gösterir. Tabaka geceleri de iyice belirgindir, ve yüksekliğinde önemli derecede çabuk değişiklikler olur.

F_2 tabakasında ayrıca yıllık değişmeler de vardır. Elektron yoğunluğunun max. değeri, kışın yazıya göre daha büyüktür. Şekil 3.7 de Adak (Alaska) için f_oF_2 'nin gözlemlerle elde edilen bu değişim



Şekil 3.6 (A mevsimlik anomali, B, B' jeomanyetik anomali) [50]



Şekil 3.7 f_oF_2 'nin Günlük Değişimi [50]

F_2 tabakasındaki değişmeler çeşitli nedenlere bağlanmaktadır. Öğleyin elektron yoğunluğunda görölen azalma, tabakanın en sıcak olduğu anda, elektronları aşığıya doğru sürüklemeye çalışan rüzgârlar nedeniyle olabilir.

Mevsimlik değişmelerin tabakanın kimyasal yapısındaki değişiklikler sonucu olabileceği ileri sürölmüş ama kanıtlanamamıştır. Bu değişmeler, nötr hava yoğunluğundaki değişikliklerle ilgili olabilir.

Şekil 3.6 da görölen jeomanyetik değişim, yerin manyetik alanının F_2 tabakasındaki etkisiyle açıklanmaktadır. Yazın, E-tabakasında, dar bir yükseklik aralığında, batıdan doğuya doğru hareket eden ve "ekvatorial elektrojet" denen akımlar ($\sim 10^4$ A) vardır. Bu akımlar ve yerin manyetik alanı nedeniyle oluşan düşey kuvvet, iyonları aynı doğrultuda sürükler. Genellikle iyonların momentumu elektronlarınkinden büyük olduğundan, iyonlarla birlikte elektronlar da yukarı doğru sürüklenirler. Böylece plazma düşey olarak yukarı doğru kalkmış olur ve zamanla alan çizgileri boyunca ekvatorun kuzeyine ve güneyine yayılarak iyonizasyonda şekil 3.6 da görölen tepelerin oluşmasına yol açar.

E-tabakasında olduğu gibi, F_2 tabakasında da yüksek ve değişken gece elektron yoğunluğu yaratan bir gece elektron kaynağının var olduğu sanılmaktadır. Güneş ışınlarının oluşturduğu fotoelektronların, manyetik alan çizgileri boyunca, karanlıkta bazı noktalarda yol değiştirip buralardaki iyonizasyonu artırdığına ilişkin bazı bilgiler elde edilmiştir. Ayrıca galaktik kozmik ışınlar da kaynaklardan biridir.

3.4.2. E-Bölgesindeki Değişmeler

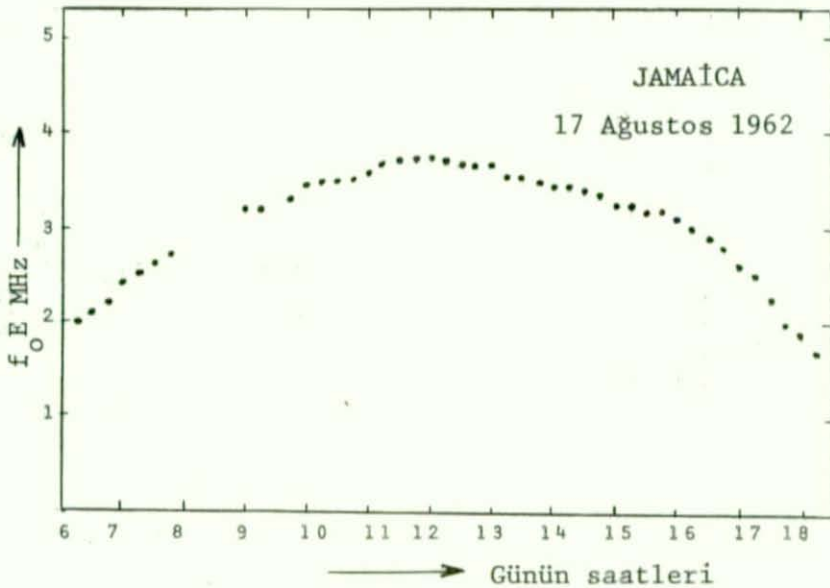
Görünürde α -Chapman tabakasına oldukça uyan E-tabakasının birçok yönleri şimdilik çok az anlaşılabilmiştir. İyonizasyonun, 10-100 Å dalga boylu X-ışınlarıyla Lyman- α ışınlarıyla sağlandı-

ğına inanılmaktadır. Ancak, bunların farklı zaman ve yüksekliklerdeki göreceli etkileri bulunamamıştır. Bölgede sık sık meydana gelen tabakalaşmalar da açıklanamamaktadır.

$q = \alpha N_e^2$ koşullarında kritik frekans, güneş lekelerine ve zenit açısına bağlı olarak,

$$(f_o E)^4 = 0,9 [(180 + 1,44R) \cos \chi]$$

bağıntısıyla verilmektedir [19,50,65]. Burada R ortalama Zürih güneş lekeleri sayısıdır. Günlük ve mevsimlik değişmeler bu bağıntıya oldukça uymaktadır. Gündüz saatleri için tipik $f_o E$ değişimi şekil 3.8 de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi, öğle saatleri yakınlarında değişim maksimuma ulaşmaktadır. Düşüş ise oldukça yavaştır. Güneş batarken $dN_e/dt = q(t) - \alpha N_e^2$ bağıntısı uyarınca elektron yoğunluğu azalır.

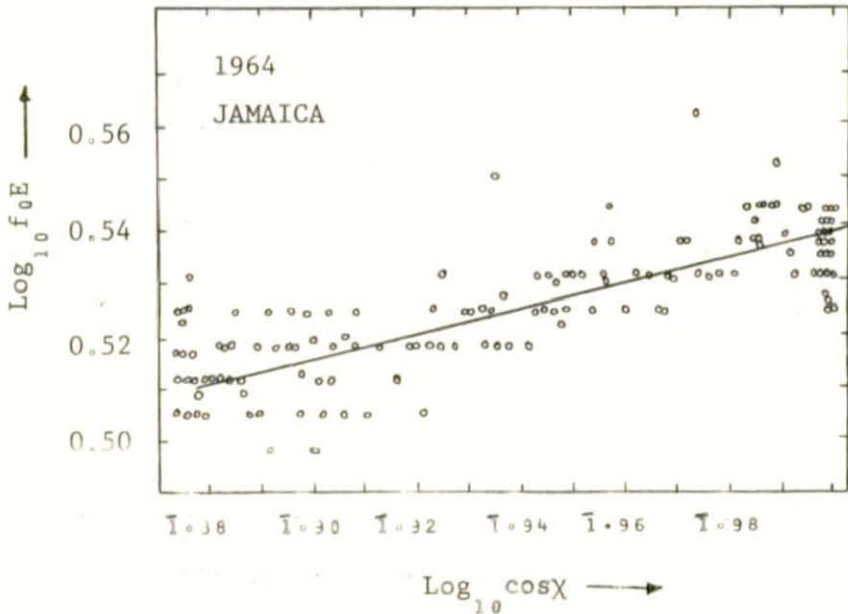


Şekil 3.8 $f_o E$ nin Günlük Değişimi [50]

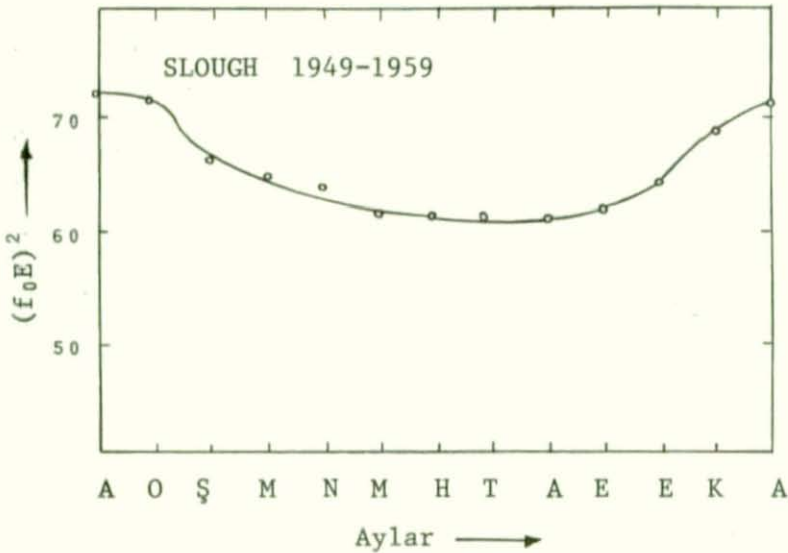
Şekil 3.9 da, f_oE 'nin χ ile değişimi logaritmik olarak verilmiştir. Jeomanyetik enlem ve yerel zamana bağlı olarak, f_oE için üs değerleri olarak 2,5 ile 6,5 arasında indisler bulunmuştur ama bunlar analizlerle doğrulanamamıştır.

E-bölgesindeki belirgin olaylardan biri de Appleton anomalisidir. Bu olay, belirli bir yerde, sabit bir χ değeri için, maksimum elektron yoğunluğu değişimi çizilerek görülebilir. Şekil 3.9 böyle bir değişmeyi göstermektedir. Yerel kışlarda belirgin bir max. görülmektedir ki, Chapman kuramına uymamaktadır.

Gene, Chapman kuramına karşıt olarak, bazı gözlemler bir gece E-tabakasının varlığını göstermektedir. Gece elektron yoğunluğu için tipik bir değer olarak $3 \cdot 10^{-3}$ bulunmuştur. Geceleyin VLF dalgaları 90 km yakınlarındaki yüksekliklerde yansımaktadır.



Şekil 3.9 [50]



Şekil 3.10 E Tabakasında Appleton Anomolisi [50]

3.4.3. D-Bölgesindeki Değişmeler

D-bölgesinde, güneşteki periyodik değişmelerden bağımsız olarak, bazı değişmeler olduğunu gösteren önemli belirtiler görülmektedir. Elektron yoğunluğu günden güne önemli ölçüde değişmediği halde, mevsimlik değişmeler önemli olmaktadır. Mevsimlik değişmeler, 70 km. yükseklikte, 100 cm^{-3} den 200 cm^{-3} e kadar olabilmektedir. Günlük değişmeler kışın önemli olmakta, bazen elektromanyetik dalgalar fazlaca yutulmaktadır.

D-bölgesinde, VLF ve LF dalgalarının yansıma yüksekliklerinde değişmeler olmaktadır. Ayrıca meteorolojik değişmeler de bu bölgede etkin bir yer tutmaktadır.

3.4.4. "Sporadic" $E(E_s)$

E_s -tabakası, bütün tabakalar içinde en düzensiz olanıdır. Değişimi ve fiziksel özellikleri Chapman tabakasına hiç uymaz. Bu tabaka E-bölgesi içinde oluşur ve benzer olaylar D ve F-bölgele-

ta enlem bölgelerindekinden farklı bir yapıda ortaya çıkar.

Orta enlem bölgelerinde (gerçekte ekvator ve oror bölgeleri dışında), E_s tabakası, düzenli oluşan ince bir iyonizasyon tabakasıdır. Tabaka, belirli bir yerde, birkaç dakikadan birkaç saate kadar kalabilir.

Tabaka, yaklaşık olarak 10^4 km² lik bir alanda oluşur ve 100 m/sn lik bir hızla sürüklenir. İyonosferde görülen yatay tabakalaşmalardan biraz biraz uzaklaşıldığını gösteren bazı belirtiler vardır.

Tabaka, çok seyrek olarak 2 km'den daha kalın olur. Bu ise yerel skala yüksekliğinden de çok daha küçüktür. Bu nedenle, tabakanın kaynağı foto-iyonizasyonda değil, dinamik bir olayda aranmalıdır.

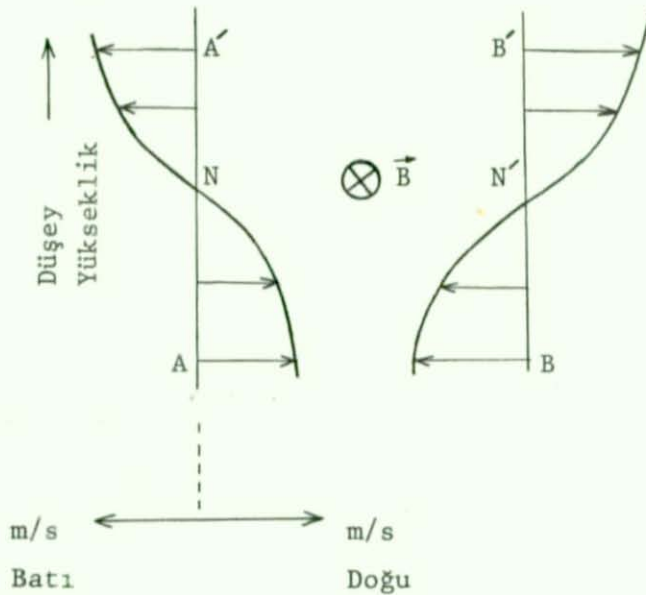
Orta enlem bölgelerinde E_s tabakası, karakter bakımından meteorolojik olaylara benzer. Tabakanın oluşumu, rüzgâr-kesme (windshear) mekanizması ile açıklanmaktadır. İlke olarak Dungey tarafından ortaya konan, Whitehead tarafından geliştirilen bu kuram, Lorentz kuvveti etkisiyle plazmanın düşey hareketini temel kabul etmektedir. Kavram çok basittir. Şekil 3.11 deki gibi bir rüzgâr profili alınmış olsun. Tümüyle gerekli bir koşul olmakla birlikte, atmosferin yatay tabakalaşması için rüzgâr hızları büyük ölçüde yatay olmalıdır. Şekildeki okların uzunluk ve yönleri, nötr rüzgârın doğu-batı vektör bileşenini göstermektedir. Manyetik alanın yönü, kağıt düzleminde içeriye doğrudur.

ANA doğrusu boyunca, her noktada, iyonlara etkiyen kuvvet düşey doğrultuda $e\vec{v} \times \vec{B}$ veya $e\vec{v}B_h$ dir. B_h manyetik alanın yatay bileşeni, v ise hızdır.

Lorentz kuvvetinin etkisiyle hareket eden iyonlar, momentumları daha büyük olduğundan, elektronları da birlikte sürükler-

ler. Böylece, plazma, N' 'ye doğru sıkışmış olur. İkinci olarak BNB' doğrusu üzerindeki rüzgâr profili düşünülürse, bu durumda N' noktasında plazma yoğunluğu azalır.

Kuramsal olarak, elektronların sıkışması, manyetik alanın yatay bileşenine bağlıdır. Bu nedenle, E_s nin oluşumu, yerin manyetik alanının yatay bileşeninin değerleriyle yakından ilişkilidir.



Şekil 3.11 Rüzgâr Profili

Genellikle E_s yazın kışa göre daha değişkendir. Ekvator bölgesinde E_s 'nin oluşumu farklıdır. Burada tabaka, günün büyük bir kısmında vardır ve elektrojetlerle yakından ilgilidir. Mevsimlik değişmeler bu bölgede çok az olmaktadır. Kutup bölgelerinde ise E_s , daha sonra görüleceği gibi, yüklü tanecik yağışıyla ilgilidir.

3.4.5. Dağınık-F ve İyonosferik Düzensizlikler

Dağınık-F, gerçekte F-bölgesinde görülen bir olaydır. Çoğu kez F_2 tabakasından yansıyan darbe süresinin vericiden gönderilen darbe süresinden çok daha uzun (10 kat) olduğu görülmüştür. Buna

neden olan olay dağınık-F olarak adlandırılır. Olayın nedeni, iyonosferde, derinliğine ve uzunluğuna düzensizliklerin yarattığı saçınımlardır.

Olay, özellikle akşam ve gece saatlerinde görülür. En çok görüldüğü saatler, düşük enlem bölgelerinde yerel saatle 21 ile 01 arası, orta enlem bölgelerinde ise gece yarısından sonradır.

Mevsimlik değişimlere gelince : dağınık-F, alçak enlem bölgelerinde, yazın kışa göre daha büyüktür. Yüksek enlem bölgelerinde ise kışın daha değişkendir. 60° 'nin üstündeki enlemlerde oluşum olasılığı güneş lekeleri sayısı ile artar, halbuki alçak enlemlerde tersi olur.

Dağınık-F'nin özelliklerinden biri de manyetik aktiviteye bağlı oluşudur. Ekvator bölgelerinde, manyetik olarak durgun günlerde meydana gelir ve manyetik fırtınalara bağlıdır. 60° 'nin üstündeki enlemlerde ise, gene, manyetik fırtına başlayınca kaybolur. Manyetik fırtınalar süresince yankıların kaybolması, yutulmanın büyük ölçüde artması ile açıklanmaktadır.

3.5. Manyetik Değişmeler

Herhangibir noktadaki manyetik alan, yer yüzeyinde akan akımlar nedeniyle, günlük, mevsimlik ve güneş aktivitesine bağlı olarak değişir. Asıl değişme, kısmen yer akımları ve kısmen de dış akımlar nedeniyle olur. Geçici manyetik değişmelerin yavaş olduğu günlere durgun günler veya q günleri denir. q, manyetik durgunluğu (quiet) gösterir. Diğer günler manyetik karışıklığın olduğu günlerdir ki, bunlara da d günleri (disturbed) denir.

q günlerindeki manyetik değişmeler, yerel güneş zamanına uygun olarak meydana gelir. Ama bazen, az da olsa, ayın da etkisi olur. Güneş ve ay ile ilgili değişmeler S_q (solar) ve L (lunar) ile gösterilir. Her ikisi de, esas olarak iyonosferin E-tabakasındaki

S_q akımları, gündüzleri gecekinden, güneş lekeleri max. olduğu zamanlar min. olduğu zamankinden daha kuvvetli olurlar.

Manyetik ekvatorda, manyetik alan çizgileri boyunca meydana gelen akımlar ise "ekvatorial-elektrojet" olarak bilinir.

İyonosferde, manyetik karışıklıklar süresince ek akımlar meydana gelir. Bunlar, S_q ve L akımlarına eklenirler. Ek akımlar, yüksek enlem bölgelerinde daha kuvvetlidirler ve genellikle yer yarım küresinin gündüz bölümlerinde daha kuvvetli olurlar. Bunlar DP(D disturbance, P polar) ile gösterilirler. DP akımları özellikle oror kuşağı boyunca yoğunlaşırlar ve bunlara "ororal-elektrojet" denir. Kuvvetli bir elektrojet, bir milyon amper mertebesinde bir akım taşıyabilir. Akımın büyük kısmı kutup başlığı üzerinden akar bir kısmı da kuzey ve güney oror kuşakları arasında akar, DP akımlarının, güneşten gelen yüklü taneciklerin veya iyonlaşmış bir gaz bulutunun yerin manyetik alan çizgileri üzerine yaptığı birçok etkiden biri olduğu sanılmaktadır. Gazın bir kısmı, kutupsal atmosferde kendisine yol bulur ve görülebilen ororal ışımaya neden olur.

Birçok manyetik fırtına, özellikle büyük fırtınalar, ani olarak başlar ve yer üzerinde her yerde hemen hemen aynı anda başlar. Ani başlama, güneşten gelen iyonize gazların, yer yarı çapının birkaç katı uzaklıkta, yerin manyetik alanının en dış kısımları üzerindeki etkisine bağlanmaktadır.

Hernekadar güneş gazının büyük bir kısmı yerden uzaklaşacak şekilde hareket ederse de, bir kısmı yerin manyetik alanı tarafından tutulur. Tutulan tanecikler yerin manyetik alanını çevrelerler. Bunlar, aynı zamanda yerin manyetik alanının etkisiyle sürüklenirler. Toplam hareket, yeri çevreleyen bir elektriksel akıma eşdeğerdir. Bunların yerin manyetik alanına etkisi ise yerin manyetik alanına etkisi ise yerin manyetik alanının yatay bileşenini küçültecek şekildedir.

3.5.1. Ani İyonosferik Karışıklıklar

Güneşteki parlamalar sonucu q değiştiğinden, iyonosferde belirgin olaylar görülür. Güneşten ışık hızıyla gelen mor-ötesi ve X-ışınları hemen hemen aynı anda yere ulaşırlar. Bunların iyonosferde yarattığı olaylara ani iyonosferik karışıklık (sudden ionospheric disturbances) denir. Bu olay hemen hemen yalnızca gündüzleri meydana gelir.

Olayın yarattığı sonuçlar kısaca şunlardır.

- a) D ve E-bölgelerinde elektron yoğunluğu, ayrı ayrı 10 ve 20 kat kadar artar (E-tabakası en az etkilenen tabakadır).
- b) Her zaman olmamakla birlikte, F_2 -bölgesindeki elektron yoğunluğu biraz artar.

Elektron yoğunluğundaki artma, VLF ve LF yansıma yüksekliklerini düşürür. Bu dalgalar yayılırken fazlarında ani değişimler olur.

D-bölgesindeki iyonizasyon artışı, HF dalgalarının yutulmasını artırır (Delinger olayı).

Ani iyonosferik karışıklıklar kuvvetli olduğu zaman, atmosferin daha aşağı kısımlarından saçılan VHF dalgalarından yer yüzeyine ulaşan işaretlerin şiddeti azalır. Ani iyonosferik karışıklıklar zayıf olduğu zaman ise bunun tam karşıtı görülür (VHF dalgaları, D-bölgesindeki düzensizlikler sonucu saçılarak yayılırlar).

3.5.2. Manyetik Fırtınalar

Manyetik fırtınalar, yerin manyetik alanında değişiklik yaratan, birkaç saatten birkaç güne kadar süren karışıklıklardır. Bunlar, güneşin yavınladığı tanecikler nedeniyle meydana

gelirler ve her zaman güneş parlamalarıyla birlikte olmazlar. Etkileri önce kutup bölgelerinde görülür ve giderek ekvatora doğru yayılırlar. Yayılma süresince, çeşitli bölgelerde şu etkiler görülür.

- a) D-bölgesinde iyonizasyon artar.
- b) F-bölgesinde elektron yoğunluğunun max. değeri, 30° 'den büyük enlemlerde ise tüm iyonizasyon azalır.

D-bölgesindeki iyonizasyon artışı, özellikle oror bölgelerinde, yutulmayı artırır, öyle ki, buradan hiçbir radyo işareti yansıyamaz.

F-bölgesinde max. elektron yoğunluğunun azalması, kullanılabilir maksimum frekansın küçülmesine, minimum frekansın ise büyümesine neden olur. Böylece, kullanılabilir frekans bandı küçülmüş olur.

F-bölgesindeki elektron yoğunluğu azalmasının, moleküler azotaki (N_2) titreşimlerden ileri geldiği sanılmaktadır. N_2 $3000^{\circ}K$ titreşim sıcaklığına eriştiğinde, $N_2 + O^+ \rightarrow NO^+ + N$ reaksiyonunun çok daha hızlı olduğu laboratuvar ölçmeleriyle de doğrulanmıştır.

4. BÖLÜM

KUTUPSAL İYONOSFER

4.1. GİRİŞ

Bundan önceki bölümde görüldüğü gibi, radyo dalgalarının yayılmasında, iyonosferdeki değişimler büyük önem taşımaktadır. Alçak ve orta enlem bölgelerinde birçok olay güneş ışınlarının etkisiyle açıklanmaktadır. Güneşten gelen mor-ötesi, kızıl-ötesi ve görülen ışınlar, bu bölgelerdeki iyonlaşmanın başlıca nedenleri olarak kabul edilmektedir. Kutup bölgelerinde ise iyonlaşmayı sağlayan ek bir kaynak bulunmaktadır. Bu kaynak, enerji taşıyan parçacıklar şeklindedir. Bu nedenle, kutupsal olaylar, iyonosfere düşen bu parçacıkların sonucudur.

Kutupsal olaylar içinde en belirgin olanlar ororal olaylardır. İyonlaşma özellikleri ve bunların radyo dalgalarının yayılmasına etkisi açısından, gözönüne alınması gereken başlıca iki tür parçacık vardır. Bunlar, atmosferik etkilerine göre, kutup başlığında yutulmaya neden olan parçacıklar ve ororal parçacıklardır.

İki tür parçacık arasındaki temel ayırım, parçacıkların enerjilerine ve yoğunluğuna dayanır. Kutup başlığındaki yutulmanın (polar cap absorption = PCA) nedeni 1-100 Mev enerjiye sahip protonlarla hemen hemen aynı mertebeden enerjiye sahip olan α -parçacıklarıdır. Yoğunluğu oldukça düşük olan bu parçacıklar arasındaki iç etkileşimler, 1000 km'nin üstündeki yüksekliklerde pek önemli değildir. Bunların yer manyetik alanı içindeki hareketi, tek bir parçacığın bir dipol alanı içindeki hareketine oldukça benzer.

Diğer yandan "oror" olayı ise, enerjileri daha düşük, ama akı yoğunlukları daha büyük olan elektronlar ve protonlarla ilgilidir. Bunların yerin manyetik alanı içindeki hareketleri, parçacıklar arası içtekkileşim sonucu, oldukça karmaşıktır. Bu parçacıklar, genellikle "oror kuşağı" olarak bilinen bir modele uygun olarak düşerler.

4.2. Parçacıkların Kaynağı

Kutupsal iyonosferde önem taşıyan enerji yüklü parçacıkların kaynağı güneştir. Bu parçacıklar, güneşteki parlamalar ve lekelerle ilgilidir.

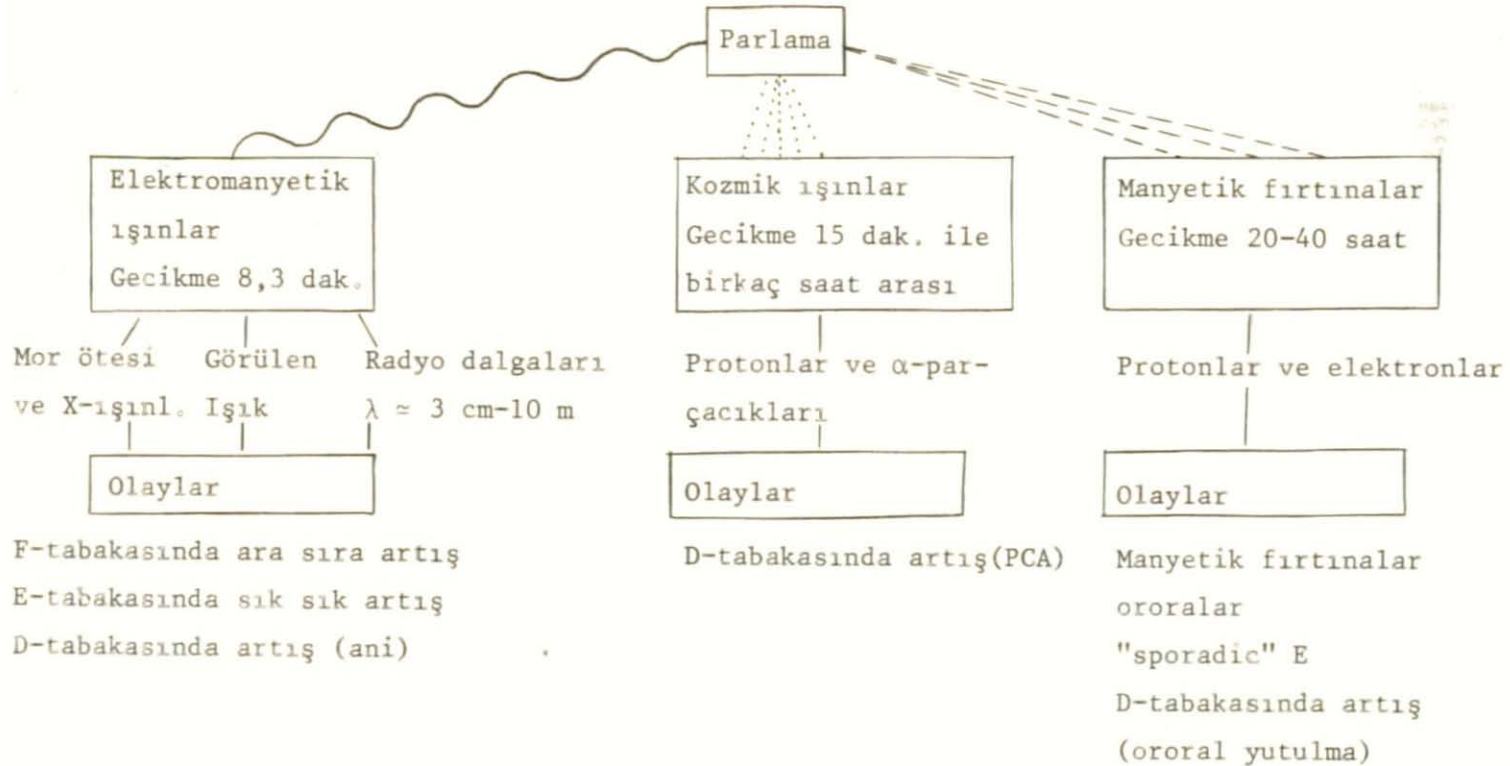
Güneşten düşen parçacıklar oldukça düzensizdir ve günden güne değişiklik gösterirler. Alçak ve orta enlemlerde güneşteki büyük karışıklıklar iyonosferik olaylar yarattığı halde, kutup bölgelerinde ufak karışıklıklar bile etkili olmaktadır.

Şekil 4.1 de güneş yüzeyinde oluşan parlamalarla ilgili olaylardan en önemlileri gösterilmiştir. Güneşteki parlamalardan 8 dakika kadar sonra, D-bölgesi iyonizasyonunda artış olmaktadır. Bu olay ani olmakta ve yerin güneş ışığı alan bölgelerinde bütün HF alıcıları susmaktadır.

15 dakikadan birkaç saate kadar değişebilen bir süreden sonra, kozmik ışın akısında artış olmaktadır. Bu artış, güneşten gelen yüksek enerjili parçacıklardan (proton ve α -parçacıkları) ileri gelmektedir. Bunlar, yüksek enerjilerinden dolayı, kozmik ışın parçacıklarına benzerler ve "güneş kozmik ışınları" olarak adlandırılırlar.

Parçacıkların D-bölgesinde yarattığı iyonizasyon artışı, radyo dalgalarının yutulmasına neden olur. Bu tip yutulmaya kutupsal yutuyma (polar cap absorption = PCA) denir.

Parlamanın oluşundan 20-40 saat kadar sonra manyetik fı-



Şekil 4.1 Bir Güneş Parlamaşı Sonucu Oluşan Olaylar

tınalar, görülebilen orora, kuvvetli E_s tabakaları ve D-bölgesi iyonizasyonunda artış gibi değişik olaylar görülür.

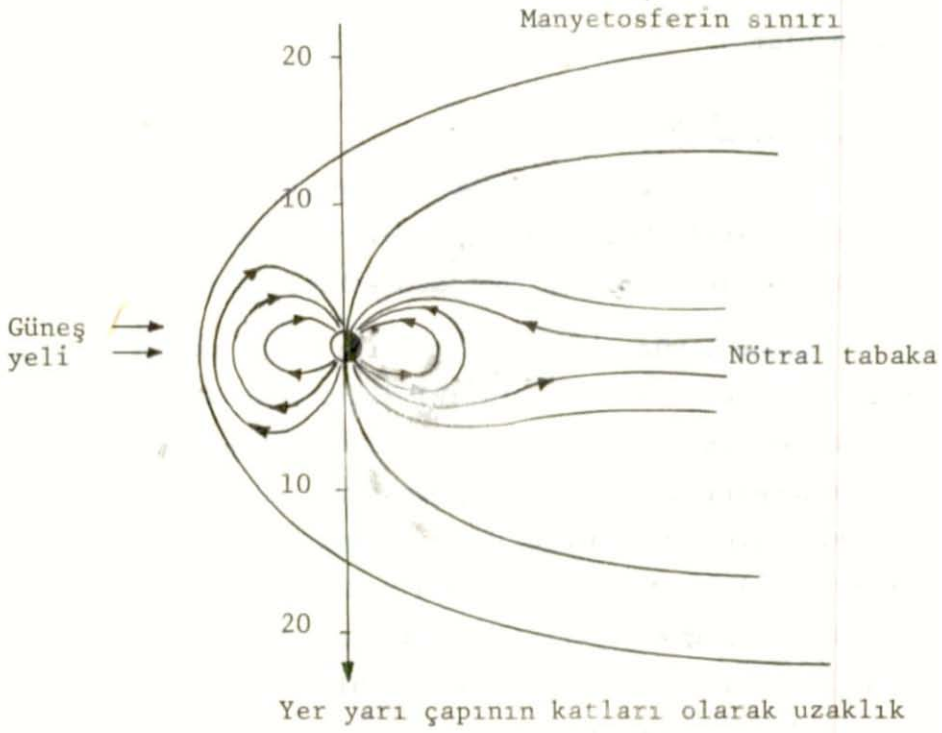
Elektromanyetik ışınlar ve güneş kozmik ışınlarıyla ilgili olaylar genellikle güneş yüzeyindeki ayrı ayrı parlamalarla ilgili olduğu halde, manyetik fırtınalar birbirinden daha az bağımsız olan karışıklıkların neden olduğu olaylardır. Bunlar, çoğu kez güneş yüzeyindeki karışıklık alanlarında, aralarında gruplar oluştururlar. Bu bölgeler yere doğru yöneldiği zaman, muhtemelen içlerinden biri yer atmosferinde manyetik fırtınalara, neden olur.

4.3. Parçacık Yağışı

Parçacıkların yer atmosferine giriş şekli ve güneşten yere doğru yayılırken izledikleri yol uydularla araştırılmaktadır. Ancak gene de bu konuda çözülmemiş birçok sorun bulunmaktadır.

Güneş, yüzeyinden sabit akıllı yüklü parçacıkların ayrıldığı ve sürekli olarak karışıklıkların meydana geldiği bir nesne olarak düşünülmektedir. Bu parçacık akışı "güneş yeli" olarak adlandırılır. Kutupsal iyonosferde gözlenen birçok olay, güneş yeli ile yerin manyetik alanı arasındaki karşılıklı etkileşmelerden ileri gelir. Uydularla yapılan çalışmalar, yerin manyetik alanının güneş yeli nedeniyle bozulmaya uğradığını göstermiştir. Şekil 4.2 de uydularla ölçülen yer manyetik alanı idealleştirilmiş olarak gösterilmiştir [26,28,53].

Şekilde görüldüğü gibi, manyetik alan çizgileri, güneş rüzgârının girdiği yanda sakıştırılmış, öbür yanda ise bir kuyruk biçiminde açılmıştır. Bu manyetosferik kuyruk oldukça önemlidir. Burada, sınırlı bir bölgede, sanki şiddetleri aynı, yönleri karşıt olan iki alan bulunmaktadır.



Şekil 4.2 Yer manyetik alanının uydularla saptanan biçimi (26)

Güneşten gelen enerji yüklü parçacıklar, yer atmosferine doğru, manyetik alanın nötrale olduğu veya alan çizgilerinin açıldığı bu manyetosferik kuyruk içinde yayılırlar. Parçacıkların çoğu, yaklaşık olarak 64° ve 70° dipol enlemleri arasında, halka biçiminde birikirler. Kutup noktasını çevreleyen bu halka, tam daire biçiminde değil, ovaldır. Bu nedenle, parçacık yağış bölgeleri "ororal oval" veya oror kuşağı" olarak adlandırılırlar.

Oror kuşağı sabit değildir, manyetik aktiviteye bağlı olarak hareket eder. Kuvvetli manyetik fırtınalar süresince bu hareket ekvatora doğru olur.

Kutupsal olaylar salt görülebilen orora ile sınırlı değildir. Buna ek olarak iyonizasyon artışları, sporadic-E,D-bölgesinde yutulma ve ororal yutulma olayları görülür.

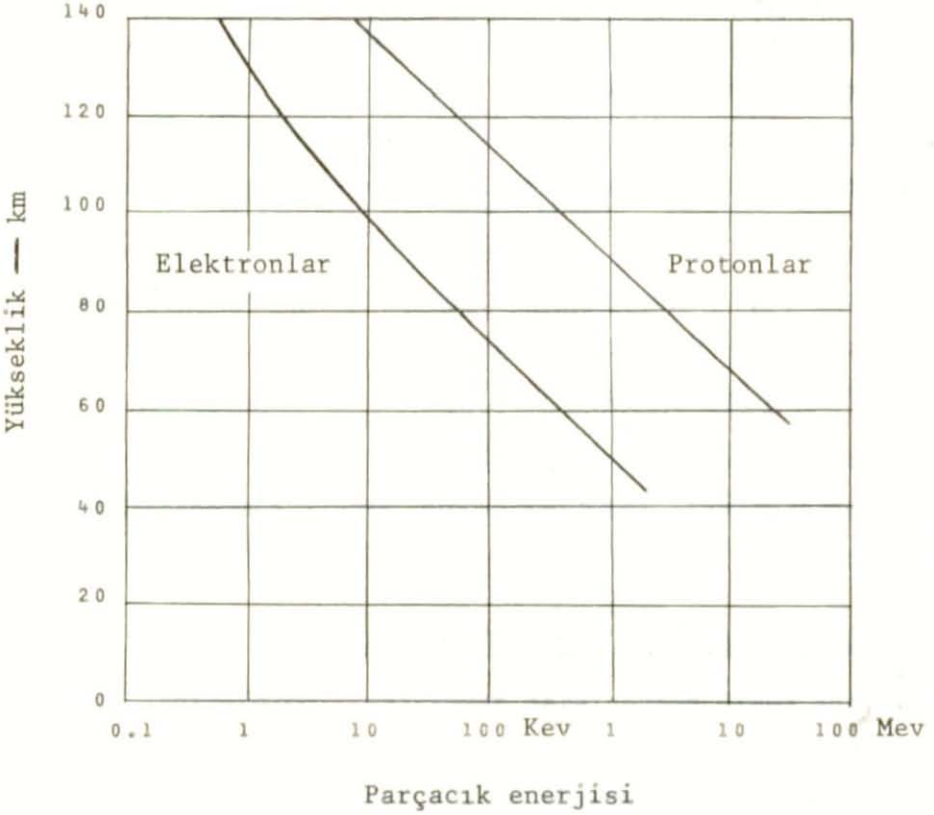
4.3.1. Parçacık Yağışının Atmosferdeki Etkileri

Enerji yüklü parçacıklar atmosfere girdiklerinde, hava atomları ve molekülleri ile çarpışırlar. Böylece, atmosferin çeşitli yükseklik bölgelerinde iyonizasyon tabakaları oluşabilir. Ayrıca yüksek enlem bölgelerinde meydana gelen orora da bu parçacık yağışının sonucudur.

Parçacıkların atmosfere girişi ve atmosferde yarattığı olaylar, bunların enerjetik akılarına bağlıdır. Daha büyük enerjili olanlar, atmosferin derinliklerine kadar girerler. Şekil 4.3. de proton ve elektronların yer atmosferi içindeki etkiye derinlikleri gösterilmiştir. Yatay eksen parçacıkların enerjilerini, düşey eksen ise hareketlerinin sona erdiği yükseklikleri göstermektedir.

Şekilde, enerjileri 1 ile 100 Mev olan protonların D-böl-

lerin daha da üstünde (yaklaşık olarak 80° den büyük) D-bölgesinde kutupsal yutulma (PCA) olaylarına neden olurlar.



Şekil 4.3 Elektron ve protonların yer atmosferindeki etkime derinlikleri

Energileri 50-500 Kev mertebesinde olan elektronlar ise, D-bölgesindeki ororal yutulmanın kaynağıdır.

Sporadic-E iyonlaşması, görülebilen orora ile hemen hemen aynı yüksekliklerde oluşur. Her ikisinin kaynağı da, muhtemelen 50-100 Kev mertebesinde enerji taşıyan protonlar ve 5-30 Kev mertebesinde enerji taşıyan elektronlardır.

4.3.2. Parçacık Yağış Modelleri

"ororal oval" kavramıdır. İlk kez Feldstein ve Starkov (1967), parametre olarak jeomanyetik aktiviteyi (Q) kullanarak, orora oluşum grafiklerini çıkardılar. Daha sonra bunun yerine, "ororal kuşak" kavramı kullanılmıştır. Burada koordinat sistemi olarak, jeomanyetik enlem (ϕ) ve zaman seçilmektedir.

Değişik zaman ve yerlerde, roketler, uydular ve yer üzerine yerleştirilmiş istasyonlardan elde edilen ayrıntılı sonuçların ortalamaları alınarak, yağış modelleri bulunmuştur. Fotografik gözlemlerden elde edilen ilk model, gece oror bölgesinin, kutup noktasını merkez alan bir oval olduğunu göstermiştir.

Feldstein ve Starkov, oror kuşağının sınırlarını saptayabilmek için, 1957-59 yılları arasında altı değişik istasyondan elde edilen verileri kullandılar. Bunun için günün saatleri 6'ya bölünmüş, yerel saate 0,4, 8, 12, 16 ve 20 merkez olmak üzere 4 saatlik periyotlar seçilmiştir. Parametre olarak, çeyrek saatlik jeomanyetik değişimleri gösteren Q alınmıştır [28,29,30]. Elde edilen sonuçlar şöyle özetlenebilir :

- a) Jeomanyetik aktivite arttıkça oror kuşağı güneye doğru yer değiştirmektedir.
- b) Yer değiştirme gece saatlerinde daha çok, gece yarısı ise max. olmaktadır.
- c) Q arttıkça oror kuşağının genişliği gündüzün hemen hemen sabit kaldığı halde, gece artmaktadır. Bunun nedeni, gündüzün kuşağın hem kuzey hem de güney sınırları yer değiştirdiği halde, geceleyin kuzey sınırının çok az değişmesidir. Saat 22-02 arasında ise, $Q < 2$ için hem kuzey hem güney sınırları ekvatora doğru kayarken, $Q \geq 2$ için kuzey sınırı kutba, güney sınırı ekvatora doğru kaymaktadır.

Feldstein, 1957-59 yılları arasında uzay kameralarıyla,

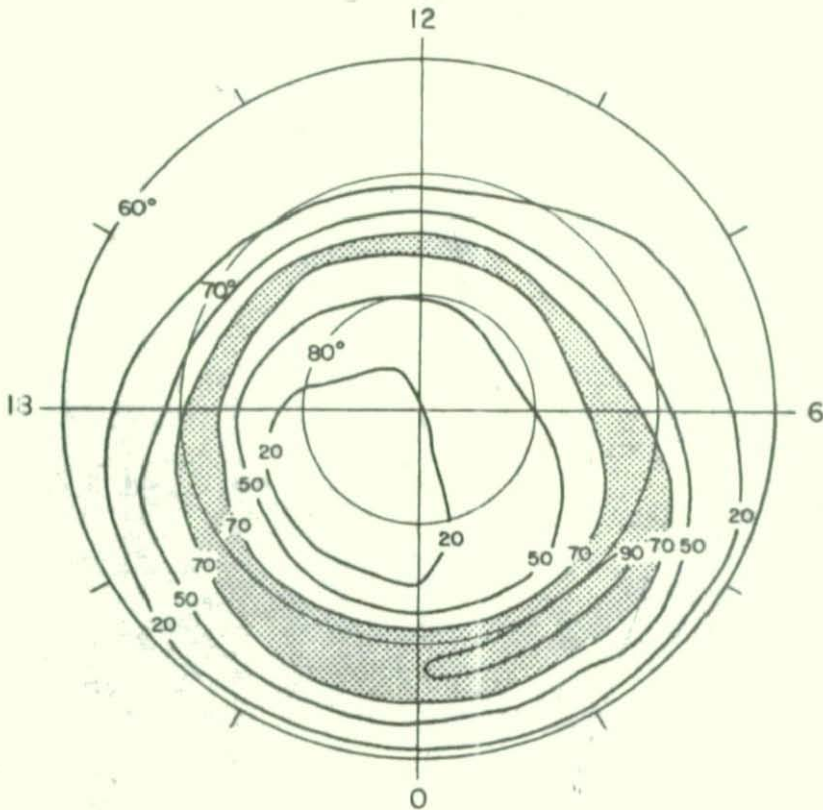
zaman ve jeomanyetik enlemlerle değişimini gösteren bir model bulunmuştur. Bu model, oval biçimindedir ve "Feldstein ovalı" olarak bilinir. Şekil 4.4 de bu değişim gösterilmiştir [28,29].

Şekildeki numaralı kapalı eğriler, yüzde olarak P'yi göstermektedir. Taralı bölge Feldstein ovalıdır ve max. P bu bölge içinde kalmaktadır.

Gece yarısı-öğle meridyeni, kuzey kutbunu iki eşit P bölgesine ayırmaktadır. Görülebilen orora, genellikle birkaç Kev enerjili elektronların etkisiyle oluşur. Yüksek enlemlerde etkili olan elektronların $E \geq 40$ Kev enerjili olduğu bilinmektedir.

Feldstein ovalına ilişkin diğer önemli özellikler şöyle özetlenebilir :

- Oror ovalı boyunca oluşan kesikli ororal yapı, günün tüm saatlerinde, yer manyetik alan çizgileri tarafından tutulan ve enerjileri birkaç 10 Kev mertebesinde olan elektron yağışı nedeniyle oluşur.
- Manyetik olarak durgun zamanlarda ororal ovalın kutup tarafındaki bölgelerde görülen kırmızı renkli aydınlık, daha düşük enerjili tanecik yağışıyla ilgilidir.
- Oval boyunca, günün tüm saatlerinde, aynı zamanda parçacık yağışının neden olduğu sürekli bir aydınlık bandı vardır.
- Ororal ovalın ekvatora doğru olan bölgesinde, muhtemelen dış radyasyon kuşağından gelen düşük enerjili elektronların neden olduğu bir sürekli aydınlık bölgesi gözlenmektedir.
- Sabahları ve gündüzün, ovalın ekvatora doğru olan bölgesinde gözlenen sürekli elektron yağışı ve sürekli aydınlık, nitelik bakımından, gece saatlerindeki kesikli ororal yapıdan farklıdır.



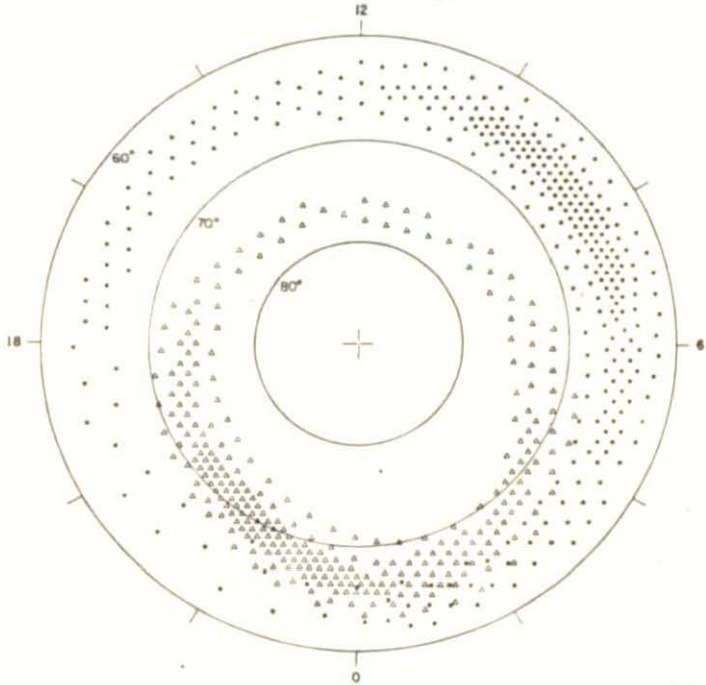
Şekil 4.4 Jeomanyetik enlemlere ve yerel zamana bağlı olarak orora oluşum modeli [28].

Feldstein modeli, tek kuşaklı bir modeldir. Hartz ve Brice, değişik yöntemlerle elde edilen sonuçlardan, parçacık yağışına ilişkin iki kuşaklı bir model buldular. Kuşaklardan biri oror ovalına yakınlık düşmekte, diğeri ise 65° yakınlarında sabit bir enlemde bulunmaktadır. Bu model şekil 4.5 de gösterilmiştir. Şekilde, üçgenler "splash" tip yağışı, noktalar "drizzle" yağışı göstermektedir [42,50,57].

Bu modelin özellikleri şunlardır :

- "Splash" yağışı, gündüzün 77° - 78° arasındaki enlemlerde max. olduğu halde, gece 64° - 68° arasındaki enlemlerde max. olur.

- b) Gece "splash" yağıışı daha yoğundur.
- c) En yüksek enlemlerdeki kuşak kışın kaybolduğu halde, daha düşük enlemlerde bulunan kuşak bütün yıl varlığını sürdürür.
- d) "Drizzle" yağıışı günün hemen hemen tüm saatlerine yayılmakla birlikte, gündüzün, öğle öncesi saatlerde daha yoğundur.
- e) "Splash" yağıışının enlemlere göre dağılımı kesiklik gösterdiği halde, "drizzle" yağıışı hemen hemen süreklidir.



Şekil 4.5 İki kuşaklı yağış modeli (Hartz ve Brice). Parçacıkların ortalama enerjetik akıları sembollerin sıklığı ile gösterilmiştir |57|

Hartz-Brice modeli, idealleştirilmiş bir modeldir. Bu model benzer özellikler taşıyan zaman ve enlem bölgelerini göster-

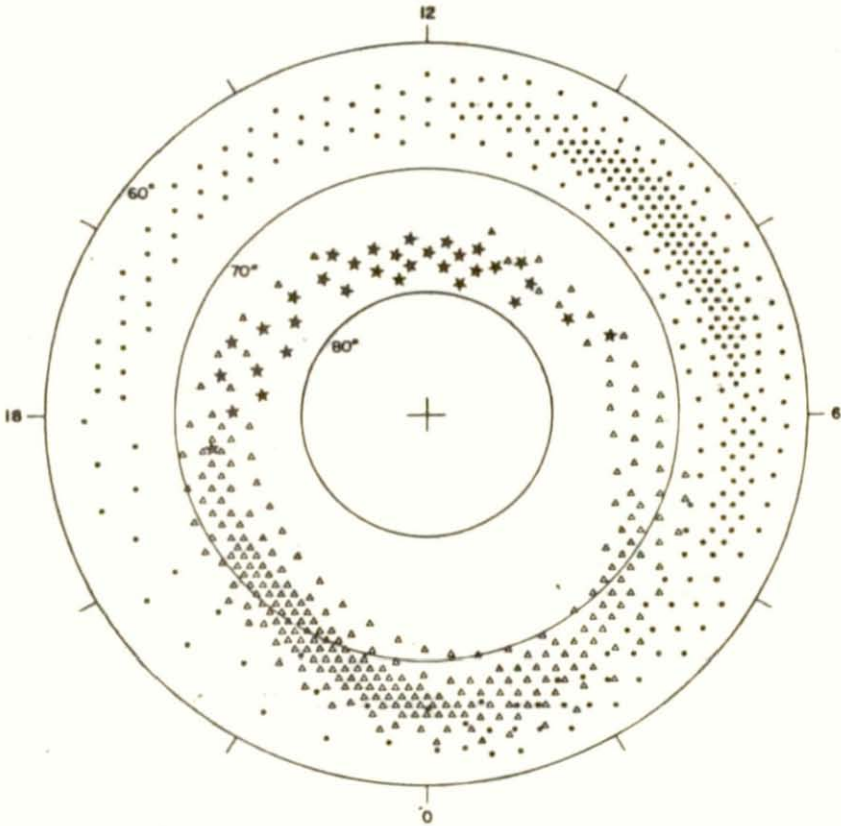
rir. Buna karşın, iki oldukça farklı yağışın ayırılması açısından çok yararlıdır.

Bundan sonra yapılan ek araştırmalar, bu modelde, özellikle iç kısımdaki "splash" kuşakta-ki bu, ororal oval diye bilinen bölgedir - bazı değişiklikler yapılmasını gerektirmiştir. Bu oval, manyosferde manyetik alan çizgilerinin açılıp kapandığı yerler arasındaki sınırla ilişkili olabilir. Gözlem sonuçları, ovalın gündüz ve gece saatlerindeki ororal olayların farklı olduğunu göstermektedir. Gece ororaları özellikle sınırlı süreli, lokalize olmuş, biraz rasgele değişen ve 105 km yakınındaki yüksekliklerde oluşan alt fırtınalarla ilgilidir. Halbuki gündüz olayları, görünüşte hemen hemen zamanın % 100'ünde, 140 km'yi aşan yüksekliklerde meydana gelirler. Bazı araştırmacılar, daha yüksekte, kırmızı renkte (6330 \AA) ve düşük enerjili bir öğle yağışı saptadıklarını ileri sürdüler. Frank ve Ackerson tarafından yapılan doğrudan tanecik gözlemleri, öğlene yakın saatlerde 1 Kev'den daha düşük enerjili "soft" elektronların yoğun olduğunu göstermiştir [33].

Hartz-Brice modelinin geliştirilmiş şekli 4.6. da gösterilmiştir. Burada, taneciklerin enerjileri esas alınarak, ovalın gündüz kesimindeki olaylar gecekinden ayırılmıştır [42].

Bu diyagramda öğle yağışı yıldız işaretiyle gösterilmiştir. Diyagramın geri kalan kısmı Hartz-Brice modeline karşılık düşer. Bu model, gene de idealleştirilmiş bir modeldir. Bazı özel olaylarla ilgili gözlemler, üç kuşağın, geçiş noktalarında şekilinden daha çok üstüste bindiğini göstermektedir. Bazı araştırmacılar, $70^{\circ} - 75^{\circ}$ enlemleri arasında, öğleyin bir ağır elektron yağışı ($\sim 5 \text{ Kev}$) olduğunu ileri sürmüşlerdir [43]. Bu araştırmacılar, ağır kuşağı, genellikle hiç bir ayırıcı özelliği olmayan, muhtemelen "drizzle" kuşağına eş bir kuşak olarak ta-

nımladılar. Eğer böyle ise, "drizzle" yağışı, en azından bu zaman kesiminde daha düşük enerjili önemli bir bileşene sahiptir. Bu bileşen, "splash" ve "soft" kuşağı ile üstüste biner. Gece "splash" kuşağı, şekilde daha büyük enerjetik akılı olarak gösterilmiştir. Muhtemelen bu kuşak, biraz daha yüksek enlemlere doğru kayma eğilimi gösteren ve aşağı yukarı "splash" kuşağın uzantısı olan alçak enerjili olayları temsil etmez.



Şekil 4.6 Üç kuşaklı parçacık yağış modeli yıldızlar "soft" yağışı göstermektedir |42|

4.3.3. Parçacık Yağışının Özellikleri

Şekil 4.6 daki modelde, üç temel bölgenin herbirinde yağış özellikleri biraz farklılık gösterir. Bölgelerin ayırıcı özellikleri şunlardır [42,57].

<u>Öğle yağışı : (*)</u>	<u>Gece yağışı : (Δ)</u>	<u>Sabah yağışı : (.)</u>
Sürekli veya hemen sürekli.	Rasgele değişir, ani başlar.	Uzun sürelidir, yavaş yavaş başlar.
yaygın	lokalize	yaygın
alt fırtınalarla ilişkili değil.	alt fırtınalarla ilişkili.	alt fırtınalarla ilişkili.
enerjetik akı	enerjetik akı	enerjetik akı
K_p 'ye bağlı değil.	K_p 'ye bağlı.	K_p 'ye bağlı.
enlemsel dağılım	enlemsel dağılım	enlemsel dağılım
K_p ile değişir.	K_p ile değişir.	K_p ile değişmez.
zaman dağılımı	zaman dağılımı	zaman dağılımı
K_p ile değişmez.	K_p ile değişmez.	K_p ile değişir.
enerjetik akı	enerjetik akı	enerjetik akı
~ birkaç Kev	~ birkaç 10 Kev	~ birkaç 10 Kev
esas iyonlaşma	esas iyonlaşma	esas iyonlaşma
F-bölgesinde	E-bölgesinde	D-bölgesinde
yazın max.	gündönümlerinde max.	yazın min.

Bunlar genelleştirilmiş özelliklerdir, tek bir gözleme ilişkin değildir. Yağış bölgelerinden ikisi (gece ve sabah) Hartz ve Brice tarafından tanımlanmıştır. Ayrıca bunlar elekt-

ron yağış özellikleridir. Proton yağışı hernekadar ovalın öğle sonrası ve akşam kesimlerinde benzerlik gösterirse de, genellikle biraz daha alçak enlemlerde görülür.

Oror ovalının saat 6-9 ve 15-18 arasındaki kesimleri kesin olarak belirlenmiş değildir. Eather ve Mende bu kesimlere ? koymuşlardır. Elde edilen sonuçlar, değişimin genellikle oval biçiminde olduğunu, muhtemelen bazı süresizlikler bulunabileceğini göstermektedir [41].

Şimdi şekil 3.6'daki modelde üç ayrı kuşağın özelliklerini görelim. Burada en içteki kuşak, Feldstein ovalına oldukça uymaktadır. Değişim, günün saatlerine göre farklı olup, gece yarısına yakın saatlerde max. "splash" yağışı görülmektedir. Günün diğer saatlerine yayılmış olmakla birlikte, "splash" yağışı, bir gece yağışı olarak kabul edilebilir. Bu bölge, genellikle kısa süreli alt fırtınalarla ilgilidir. Atmosfere giren yüklü parçacıklar, kısa süreli ve rasgele değişen (sporadic) olaylara neden olarak, manyetosferik kuyrukta, açık ve kapalı alan çizgilerinin sınırında veya bu sınırın yakınında toplanırlar. Sabah saatlerinde "splash" yağışı, "drizzle" kuşağını da etkiler [45].

En dış kuşak veya "drizzle" kuşağı, hemen hemen günün tüm saatlerinde görülür. Max. yağış, öğleden önceki saatlere raslar. Bu kuşak, alt fırtınalardan belirli bir süre sonra ortaya çıkar.

Üçüncü kuşak, gündüz saatlerinde ortaya çıkan, sürekli veya hemen hemen sürekli bir yağış kuşağıdır. Bu kuşak, doğrudan doğruya manyetosfere giren güneş yeli ile ilgilidir.

4.4. Parçacık Yağışının İyonlaşmaya Etkisi

Kutup bölgelerinde, radyo dalgaları güneşten gelen yüklü parçacıklardan büyük ölçüde etkilenirler. Bu bölgelerde, parçacık yağışı sonucu meydana gelen iyonizasyon düzensizlikleri, iyo-

nosferin çeşitli tabakalarında yapısal değişimler yaratır. Yağışın neden olduğu olaylar : iyonosferin D-bölgesinde genellikle yutulma, E-bölgesinde saçılma, F-bölgesinde ise yansıma ve saçılma şeklinde ortaya çıkar.

4.4.1. D-Bölgesi ve Radyo Dalgalarının Yutulması

D-bölgesinde iyonizasyon düzensizlikleri önemli olmamakla birlikte, radyo dalgaları en çok bu bölgede yutulmaya uğrar. Yüksek enerjili oror parçacıkları, iyonosferin D-bölgesine kadar girerek, geceleri rasgele değişen (sporadic) kısa süreli olaylara, sabahın son saatlerinde ise uzun süreli olaylara neden olurlar. Sabah saatlerindeki yutulma "drizzle" kuşağı ile ilgilidir. Bununla birlikte çok yoğun gece "splash" ları da kısa süreli yutulmalara neden olurlar. Yutulmanın en çok olduğu saatler sabah saatleridir.

D-bölgesi, çarpışmaların en çok olduğu bölgedir. O halde burada çarpışma frekansı oldukça büyüktür. Frekansı çarpışma frekansından küçük olan radyo dalgaları için yutulma ifadesi (1.47) denklemine göre,

$$A \approx \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \cdot \frac{N}{v} \quad (1.47)$$

dir. Burada, yutulma çarpışma frekansı ile ters orantılıdır. Bunun nedeni, elektronun hareketinin çarpışmalarla sınırlandırılmış olması ve elektronun dalgadan fazla enerji alamamasıdır.

D-bölgesindeki yutulma başlıca iki tipe ayrılır : Ororal yutulma ve kutup başlığı bölgesindeki yutulma (polar cap absorption = PCA).

a) Ororal Yutulma

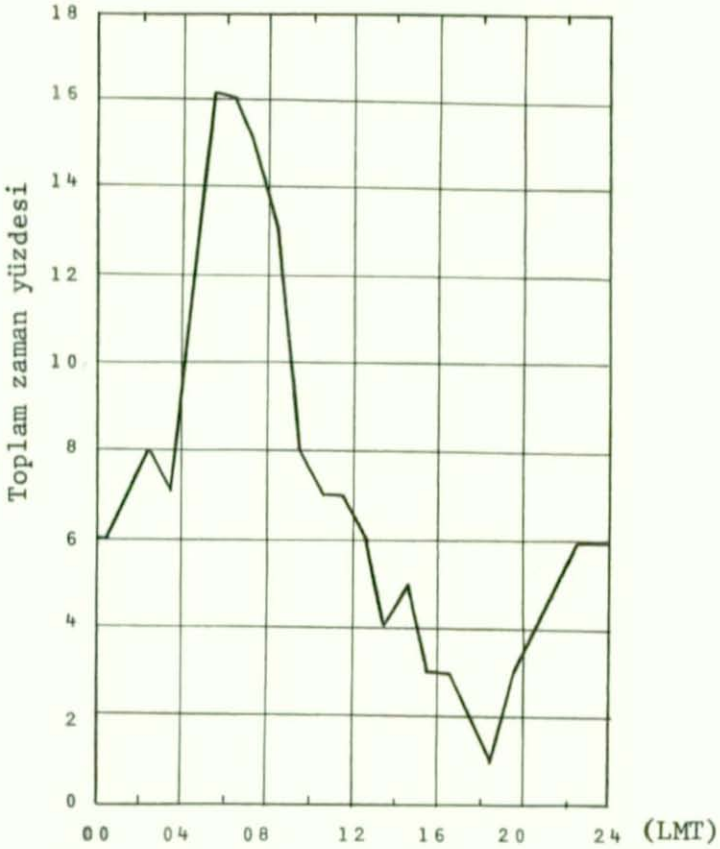
Bu tip yutulma, orora ve jeomanyetik fırtınalara neden o-

lan düşük enerjili parçacık yağıışı sonucu meydana gelir ve esas kaynağı 50-500 Kev mertebesinde enerji taşıyan elektronlardır. Güneşteki karışıklıklardan 20-40 saat kadar sonra bu parçacıklar iyonosferde etkili olmaya başlarlar. Parçacıklar salt güneşteki büyük karışıklıklarla değil, aynı zamanda oldukça sık olarak meydana gelen küçük karışıklıklarla da ilgilidir. Bunlar, kutup bölgelerindeki radyo haberleşmesinde önemli rol oynarlar.

Yutulma, jeomanyetik karışıklıklarla ve ororal aktivite ile değişir ve ororal kuşağı içinde max. olur. Şekil 4.7'de Norveçteki gözlemlerden elde edilen ve 1 db'den büyük olan yutulmaların günlük değişimi verilmiştir. Yatay eksen yerel zamanı, düşey eksen ise yutulmanın olduğu zaman yüzdesini göstermektedir. Görüldüğü gibi, sabahın ilk saatlerinde bir max. vardır ve toplam zamanın % 16'sında yutulma 1 db'den büyüktür. Şekil 4.8'de ise 1 db'den büyük yutulmalar, jeomanyetik koordinatlara bağlı olarak verilmiştir. Enlem 66° olan bölgede, yerel saatle 09'da yutulma daha çoktur. Ayrıca bu değişim, sabah saatlerindeki "drizzle" yağışına da uymaktadır. Diyagram, Norveç ve Kanada gözlem sonuçlarının karşılaştırılmasıyla bulunmuştur [50].

Ororal yutulma kuşağı mevsimlik değişimler de gösterir. 1962-63 yıllarında yüksek enlemlere yerleştirilen 27 istasyondan, kuşağın konumunun mevsimlik durumu saptanmaya çalışılmıştır. Buna göre 1) Gece yarısı, hem kışın hem yazın, yutulma kuşağı aynı enlemlerde ($\sim 64^{\circ} - 65^{\circ}$) bulunmaktadır. 2) Kuşağın öğle sonrası konumu mevsimlere göre değişmekte, özellikle yazın, gece yarısından önce daha yüksek enlemlerde ($1,5^{\circ} - 3^{\circ}$) bulunmaktadır. 3) Ororal yutulma kuşağı, manyetik aktivite arttıkça, hem yazın hem kışın ekvatora doğru kaymakta, gündüzün bu kayma daha büyük olmaktadır. 4) Kuşağın kutba göre konumu bütün mevsimlerde asimetrikdir. 5) Kuşağın konumu, mevsimlere göre sadece gündüzün değişir.

le kuşağı gece yarısı kuşağına göre önemli ölçüde genişler. Güney sınırı gece yarısı kuşağı sınır enleminde kalırken, kuzey sınırı kutba doğru önemli ölçüde yer değiştirir.

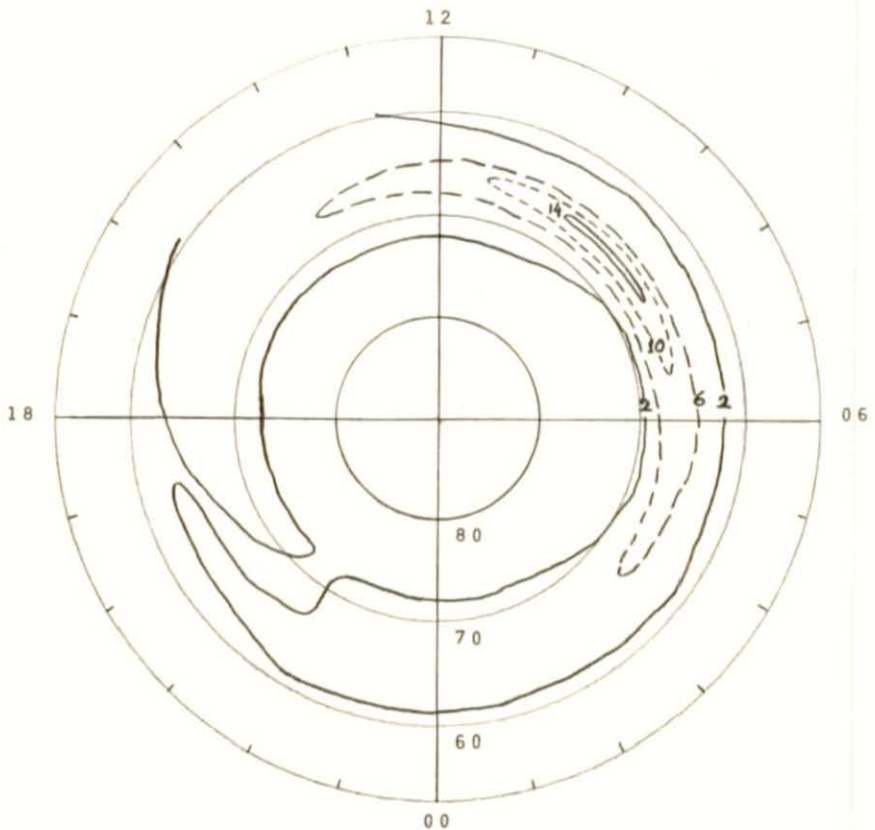


Şekil 4.7 1 db'den büyük yutulmanın toplam zaman içinde % olarak değişimi [50].

Bir saatlik aralıklarla yapılan ölçüler, 1 db'den büyük yutulmaların enlemsel değişiminin Gauss dağılımına uygun olduğunu göstermiştik. Bu dağılım,

$$A = A_0 \exp \left[- \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma_1^2} \right]$$

şeklindedir. Burada λ gözlem istasyonunun, λ_0 max. yutulma bölgesinin enlemleridir. σ_1 eğrinin standart sapmasıdır. Bu değişim şekil 4.9'da gösterilmiştir [60].



Şekil 4.8 Jeomanyetik koordinatlara bağlı olarak 1 db'den büyük yutulmanın toplam zaman içinde değişimi |50

b) Kutup başlığındaki yutulma (PCA)

Bu tip yutulma, bazı büyük güneş parlamalarını izler. Parlamalardan 15-200 dakika kadar sonra başlar ve normal olarak 1-3

tulma, süre ve şiddet bakımından, manyetik kutup noktasına yaklaştıkça artar.

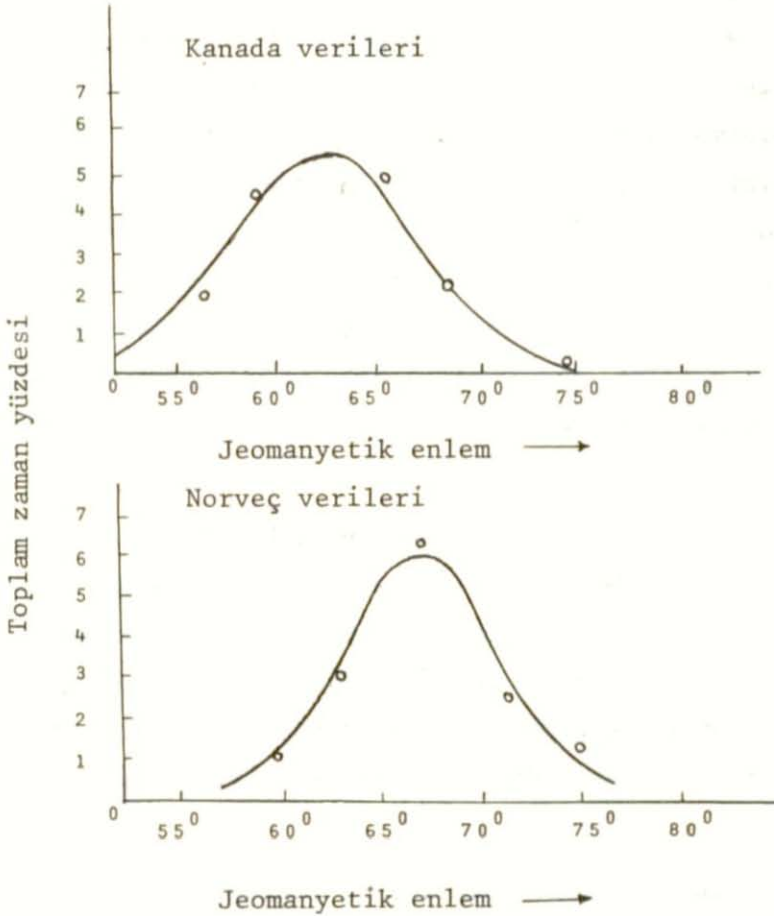
PCA olaylarının kaynağı, 1-100 Mev enerjili protonlar ve hemen hemen aynı mertebeden enerji taşıyan α -parçacıklarıdır. Kutup bölgelerinde hemen hemen dik olan yer manyetik alan çizgileri boyunca hareket eden bu parçacıklar, çok yükseklerde küçük etkiler yaratarak D-bölgesine girerler. Böylece meydana gelen iyonlaşma, doğrudan doğruya eksi iyonları ayrıştırabilen güneş ışınlarına bağlıdır. Bu nedenle yutulma, gündüzün daha çok olur. Olay şöyle açıklanmaktadır : Gece boyunca serbest elektronların çoğu nötr atom ve moleküllerle birleşerek kararlı eksi iyonlar oluştururlarken, gündüzün eksi iyonlardan ayrılırlar. Taşıdıkları yük aynı olmakla birlikte, kütleleri daha az olan serbest elektronların hareket yetenekleri daha büyüktür ve bu yüzden daha çok etkili olurlar.

Genellikle PCA olayları jeomanyetik karışıklıklarla aynı anda meydana gelmezler, ama 20-40 saat sonra başlayacak olan bu karışıklıkların ilk belirtileri olabilirler. Oluş sayıları güneş aktivitesine bağlıdır. Şekil 4.10'da güneş lekeleri sayısının ve PCA olaylarının yıllara göre değişimi verilmiştir. Burada, PCA olayları güneş lekelerini oldukça iyi izler gözükmektedir [21,50].

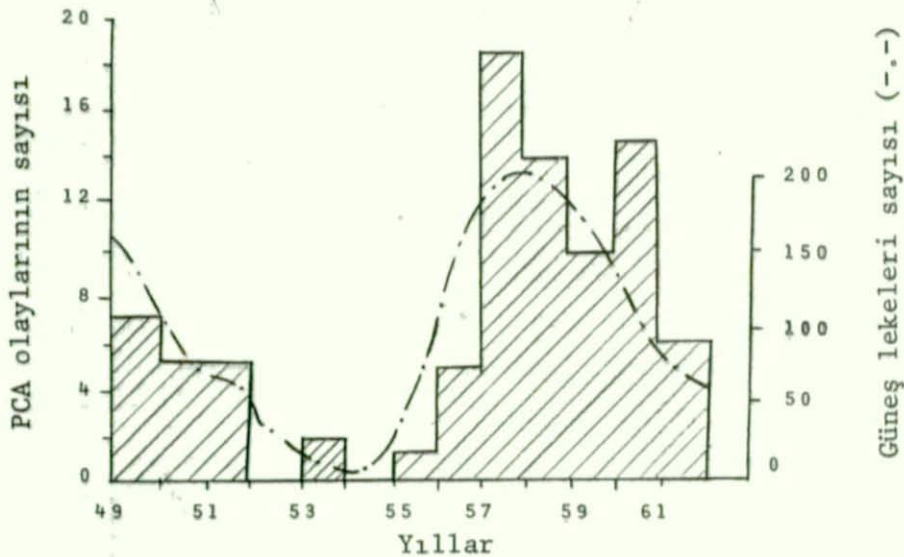
PCA için en düşük enlem sınırı yaklaşık olarak oror kuşağıdır. Ama bu sınır, şiddetli bir manyetik fırtına olduğu zaman ekvatora doğru kayabilir.

Kısaca özetlemek gerekirse, PCA olayları için üç temel özellik görülmektedir : 1) Yutulma şiddeti gündüzün max. olmakta ve ayrıca kutup noktasına yaklaştıkça artmaktadır. 2) Yutulmanın zamanla değişimi güneş lekeleri sayısına bağlıdır. 3) Olayın ortalama süresi normal olarak 1-3 gün olmakta, bu süre bazen 10 gün-

ne kadar çıkabilmektedir. Ayrıca manyetik kutup noktasına yaklaştıkça bu süre artmaktadır.



Şekil 4.9 1 db'den büyük yutulmaların zaman ve enlemsel değişimi [60]



Şekil 4.10 Yıllara göre güneş lekeleri ve PCA olaylarının sayısı

4.4.2. E-Bölgesindeki Değişmeler ve "Sporadıc-E"

E-bölgesiyle ilgili istatistik veriler pek yeterli değildir. Bu bölgede farklı tipte olaylar aynı anda gözlenmekte ve bunların değişimi çok hızlı olmaktadır. Değişmelerin yalnız doğrudan parçacık yağışı ile değil, aynı zamanda kutupsal elektrojetlerle ilgili olduğu sanılmaktadır [65,75].

E-bölgesinde en çok görülen olay, iyonizasyondaki rasgele (sporadıc) değişmedir. Hernekadar gündüz saatlerindeki değişim kesin olarak belirlenememişse de, 90-150 km arasındaki bazı düzensizliklerin gece "splash"larını izlediğini, bazılarının ise doğrudan doğruya güneş ışınlarının sonucu olan "drizzle" yağışıyla ilgili olduğunu gösteren bazı sonuçlar bulunmuştur [42].

Kutup bölgelerindeki "sporadıc-E" iki şekilde ortaya çıkmaktadır [50]. Bunlardan biri, gece kısmen daha düzenli ve yavaş değişir. Bu tabaka, gece-E tabakası veya geciktirmeli-E ola-

arak adlandırılmaktadır ve iyonosond kayıtlarında daha kalın olarak gözükmektedir. Tabakanın, elektrik yüklü ve hızla hareket eden taneciklerin yukarı atmosferde geciktirilmesinden doğan serbest elektronlardan ileri geldiği sanılmaktadır. Tabakada, yatay doğrultudaki iyonlaşma oldukça düzgündür. Bu nedenle, radyo haberleşmesi için elverişli bir tabakadır.

İkinci tip E_s tabakası çok düzensiz bir yapı gösterir ve muhtemelen yüksek elektron yoğunluğu ufak bulutlardan oluşmuştur. Bazı araştırmacılar, buna, geciktirmesiz- E_s demektedir (B. Landmark, production of ionospher, AGARD-radio wave prop.). Bu tabaka, geceleri büyük ve hızla değişmeler gösterir. Buradan yansıyan radyo dalgaları ani zayıflamaya uğramaktadır, onun için radyo haberleşmesinde elverişsiz bir tabakadır.

Yüksek enlem bölgelerindeki E_s -tabakası, oror kuşağında max. aktivite görülen bölgeyi merkez alan, dar bir enlem aralığında oluşmaktadır. Bu kuşak, kuzey Avrupa'da 70° , kuzey Amerika'da ise 60° enlemleri yakınında bulunmaktadır. Ororal aktivite şiddetli olduğu zaman, yerin manyetik alanı bozulmaya uğrar ve E_s -tabakasındaki iyonlaşma artar. Jeomanyetik fırtınalar süresince, max. E_s iyonlaşmasının, oror kuşağının ortasından itibaren güneye doğru $3^\circ - 6^\circ$ kadar yer değiştirdiği gözlenmiştir.

Şekil 4.11'de, iki tip E-tabakasının kritik frekanslarının değişimi gösterilmiştir. Gece yarısı saatlerinde, kritik frekans max. değerler almaktadır. Şekil 4.12'de ise, HF radyo dalgalarının E_s tabakasından yansımaları enlemlere bağlı olarak gösterilmiştir. İyonlaşmanın max. olduğu bölge 10° 'lık bir aralık içinde kalmaktadır. Gündüz saatlerindeki aşırı iyonlaşma da bu bölge içinde olmaktadır. Tabakanın plazma frekansı 6 MHz'i pek seyrek olarak aşmaktadır ki, buna karşılık olan elektron yoğunluğu $0,5 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$ kadardır. Gece E_s tabakasının ortalama kri-

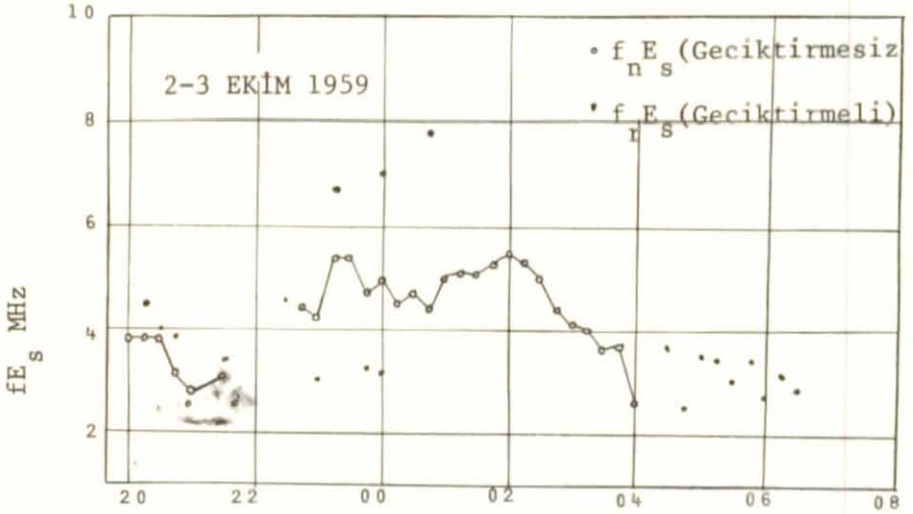
tik frekansı $f_{O S} \approx 5$ MHz'dır.

Pratik olarak, kritik frekansın belirli bir değeri aştığı zaman yüzdesi önemlidir. Araştırmacılar, oror kuşağında, tüm yıllık zamanın % 10-30'unda $f_{O S}$ 'nin 5 MHz'ı aştığını ortaya koymuştur. Kuzey kutbuna çok yakın noktalarda $f_{O S}$ daha düşüktür. Gece saatleride, zamanın % (70-100)'ünde, $f_{O S} > 5$ MHz olduğu halde gündüz pek seyrek olarak 5 MHz'i aşmaktadır.

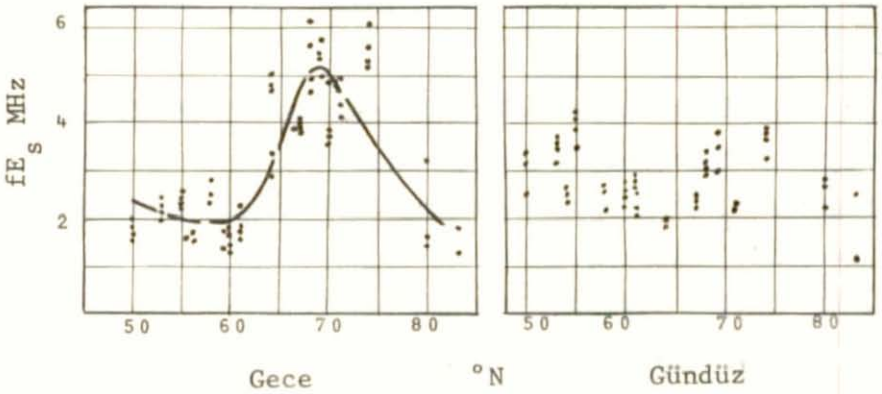
Uzay araştırmaları, E_s tabakasındaki ororal yankılarla görülebilen orora arasında yakın bir ilişki olduğunu ortaya koymuştur [45]. 14 Aralık 1968'de, Alaskada, uzay kameralarıyla elde edilen görülen orora fotoğrafları, aynı anda düşey yansıma ile elde edilen iyonogramlarla karşılaştırılmış ve şu sonuçlara varılmıştır : Ororal E_s yankıları, görülen orora bölgesindeki sınırlı bir alandan yansımaktadır. Orora zayıf olduğunda, görünen yansıma yüksekliği $h'E_s = 130-135$ km'dir. Ororal parlaklık arttığında minimum görünen yükseklik 120 km olmaktadır. Görünen yükseklik 105 km'ye düştüğünde ororal parlaklık yeniden artmaktadır. Buradan, ororal parlaklık arttıkça görünen yüksekliğin azaldığı anlaşılmaktadır.

Ayrıca ororal parlaklıkla kritik frekans arasındaki ilişkide saptanmıştır. Orora zayıf olduğu zaman $f_{O S} \approx 4$ MHz, ororal parlaklık arttığında $f_{O S} \approx 5$ MHz ve parlaklık daha da arttığında $f_{O S} = 8-9$ MHz arasında bulunmuştur. Bu da $h'E_s$ ile $f_{O S}$ arasında ters orantılı bir ilişki olduğunu göstermektedir.

Şubat 1968'den Şubat 1971'e kadar yapılan uzay araştırmaları da ororal yankıların sürekli orora ile ilişkili olduğunu göstermiştir. Bu araştırmalar, gece-E tabakasının, oror kuşağı içinde $2^{\circ}-6^{\circ}$ lık bir enlem aralığında oluştuğunu, bu bölgenin, gündüzün ekvatora doğru genişlediğini, gece ise oror ovalı içinde kaldığını göstermiştir. O halde, yansıma yüksekliğinin gündü-



Şekil 4.11 İki tip E tabakasının kritik frekanslarının zamanla değişimi.



Şekil 4.12 Kuzey Amerikada kışın(1955-56) elde edilen f_{E_s} değerleri.

zün daha düşük olduğu söylenebilir.

E-bölgesinde, yüklü parçacık yağışının yarattığı iyonlaşma ise şöyle açıklanmaktadır : Ororal parçacık yağış bölgeleri oldukça hızlı hareket ederler. Böylece, parçacık yağışının meydana getirdiği iyonlaşma, kendi başına, büyük değerlere erişebilir. 100-120 km yükseklikleri arasında iyonik dengeleme süresi saniyeler mertebesinde olduğu halde, 250-450 km arasında bu süre onlarca dakika kadardır. Bu nedenle, parçacık yağışının 250-450 km arasında yüksek elektron yoğunluklu bir yapı oluşturabilmesi onlarca dakika süren bir ororal yapı gerektirir.

Açıklama amacıyla, doğu-batı doğrultusunda bir ark düşünelim, ve arkın, kuzeye veya güneye doğru hareket ettiğini kabul edelim. 110 km yükseklikte kimyasal olaylar öyle hızlı olmaktadır ki, arkın hareketi süresince iyonlaşma düzeyi büyük ve kararlı değerlere erişebilmektedir. Böylece, parçacık, belirli bir yüksekliğin, örneğin 90 km'nin altına etkiyememektedir. 150 km'nin üstünde ise iyonlaşma öyle yavaş olmaktadır ki, arkın hareketi boyunca geçen sürede, iyonlaşma düzeyi önemli sayılacak bir değere erişememektedir.

4.4.3. F-Bölgesindeki Değişmeler

F-bölgesindeki değişmelere daha çok düşük enerjili parçacık yağışı neden olmaktadır. Enerjileri düşük, ama akıları büyük olan bu parçacıklar, F-bölgesine girdikten sonra dağılmakta, iyonosferin derinliklerine kadar etkiyememektedirler. İyonlaşma, daha çok yer manyetik alan çizgileri boyunca, aşağıdan yukarıya doğru olmaktadır. Akşam saatlerinde yapılan bazı ilk gözlemler, yukarıya doğru iyonlaşmanın, elektron yağışının meydana geldiği enlemlerde olduğunu göstermektedir (T.R.Hartz, Morphology of Radio-radar Propag. Effects, AGARD, Radar Propag, in the Arctic.).

Elektron yoğunluğundaki düzensizlikleri saptayabilmek amacıyla birçok araştırmalar yapılmıştır. Alouette I uydusu ile elde edilen sonuçlar, düşük K_p ($K_p \leq 2$) değerlerinde, 1000 km'deki yankı dağılımının oror ovalına oldukça uygun olduğunu göstermiştir. Şekil 4.13 de yerel zamanın ve jeomanyetik enlemlerin fonksiyonu olarak, Petrie'nin elde ettiği yankı dağılımı verilmiştir. Burada, gündüzün yüksek, gece ise alçak enlemlere doğru biraz kayma olduğu görülmektedir.

Bundan sonra yapılan ek çalışmalar, yüksek enlemlerde (55° nin üstünde), iyonosferin oldukça düzensiz olduğunu, düzensizliğin ~ 1 km'den ≥ 100 km'ye kadar yayıldığını göstermiştir. Düzensizlikler, yerin manyetik alan çizgileri boyunca, tabakalar veya uzun silindirik kanallar biçiminde gözükmemektedir, ve ayrıca, F-bölgesinden yükseklerle birkaç bin km'ye kadar uzanmaktadır. Gündüz saatlerinde, F-bölgesinin üst bölgelerinde daha çok düzensizlik olmaktadır. Bazı ilk sonuçlar gündüzün yüksek enlemlere, gece ise daha alçak enlemlere doğru birkaç derecelik kayma olduğunu gösteriyorsa da, en yoğun yankı dağılımı, F-bölgesinde, max. elektron yoğunluklu enlemlerde olmaktadır.

Ocak 1969'da ISIS-I uydusu kutup üzerinden geçerken elde edilen sonuçlar, elektron yoğunluğu ve dağılımının parçacık yağışına uygun olduğunu, ama max. elektron yoğunluğu ve dağılımının tamamına max. tanecik yağışına karşılık düşmeyip yüksek enlemlere doğru birkaç derece yer değiştirdiğini göstermiştir [14].

F-bölgesindeki düzensizliklerle plazma kararsızlıkları arasındaki ilişki de birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Bunlara göre, kutupsal enlemlerdeki orta yükseklik bölgelerinde, iyonlaşma alanları gece yarısından önce $\vec{E} \times \vec{B}$ ile orantılı bir hızla doğuya doğru, gece yarısından sonra ise gene $\vec{E} \times \vec{B}$ ile orantılı bir hızla batıya doğru hareket ederler. F-bölgesinin çok

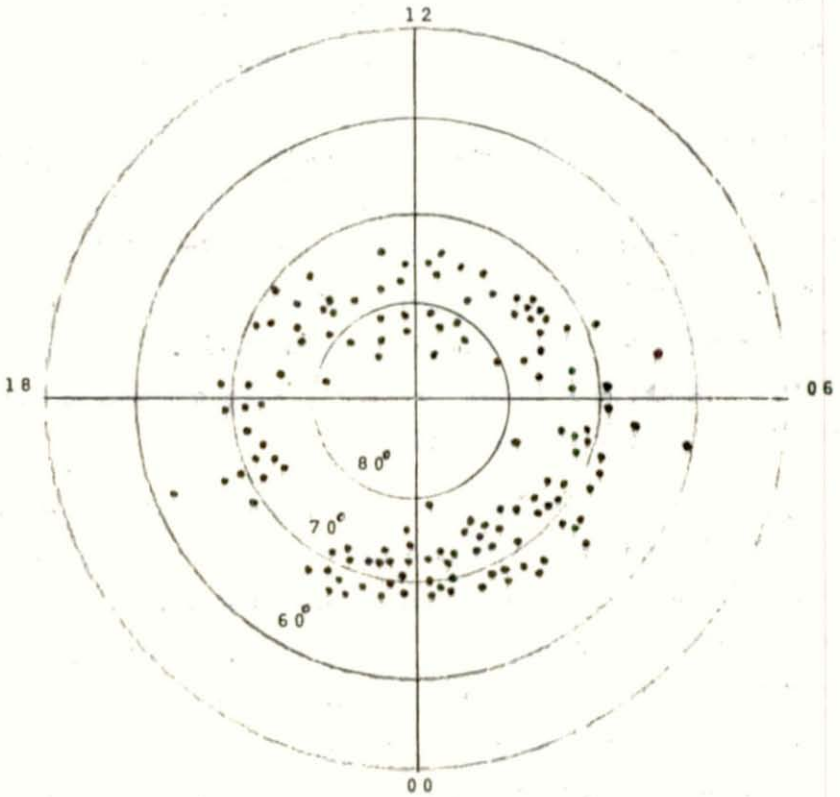
yükseklerinde, manyetik alan çizgileri boyunca elektron yoğunluğunda meydana gelen dalgalanmalar nedeniyle, plazma kararsızlıkları oluşur. Bu kararsızlığın olabilmesi için, bir manyetik alanın var olması, iyon yoğunluğunun değişmesi ve nötr parçacıklarla iyonlaşmış parçacıkların çarpışmasından ileri gelen iç-etkişimlerin olması gerekir. Elektronlarla nötr parçacıklar arasındaki kuplaj yeterince zayıf olduğu zaman, yani elektronlar nötr parçacıklardan bağımsız olarak hareket ettikleri zaman, kararsızlık daha çok olur (W.G.Chesnut Polar Propag. Effects on VHF-UHF Radars).

Kararsızlığın oluşumunu anlayabilmek için, bir plazma bulutu ve bu bulut boyunca hareket eden nötr parçacıklar düşünelim. Bu durumda iyonların ve nötr parçacıkların göreceli hareketleri önemlidir. İyonlar hareketsiz kabul edilirse, nötr parçacıkların iyon bulutu boyunca hareketinden sözedilebilir. Yok eğer nötr parçacıklar hareketsiz kabul edilirse, iyon bulutu, $\vec{E} \times \vec{B}$ ile orantılı bir hızla sürüklenmiş olur.

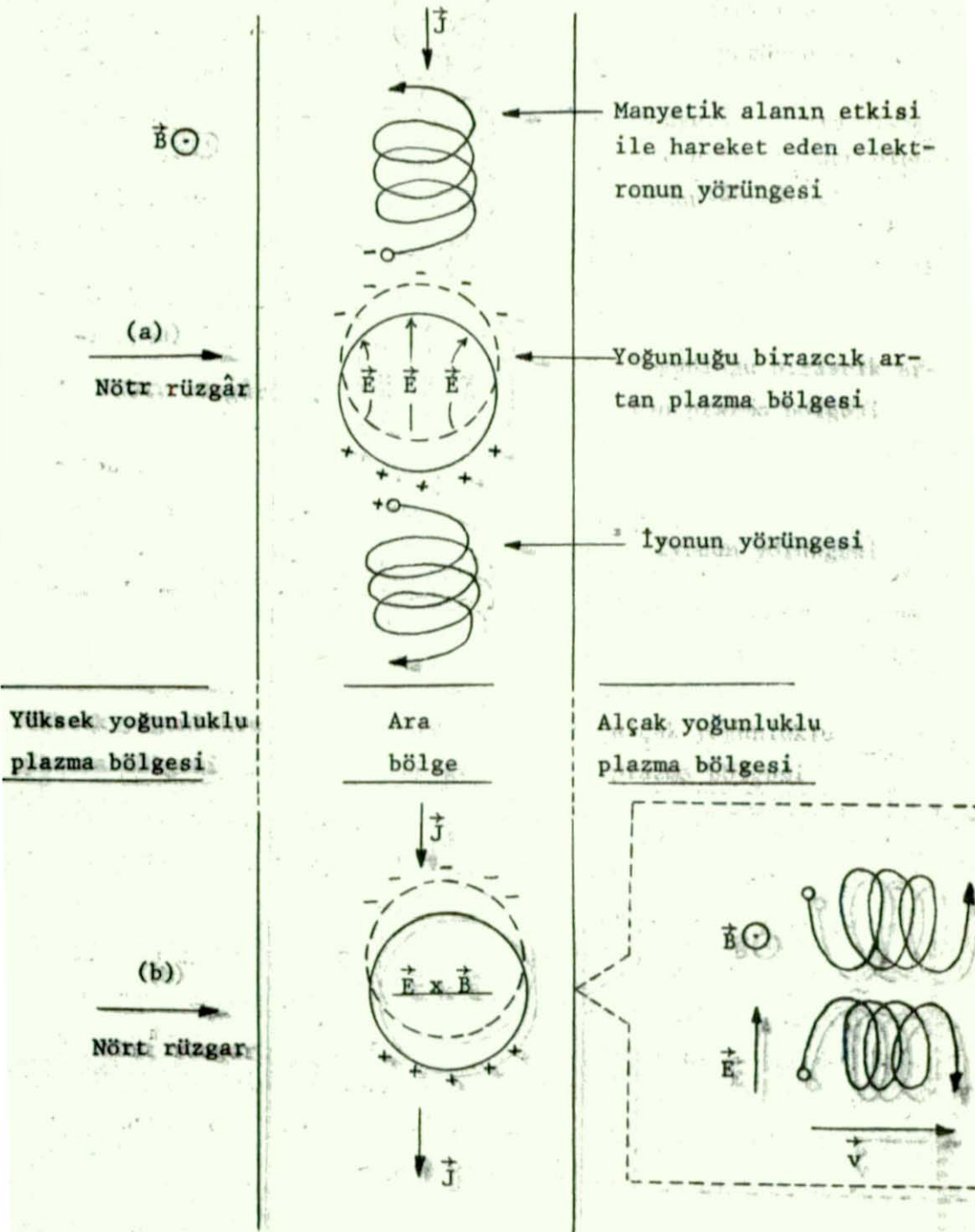
İyon bulutunun durduğunu, nötr parçacıkların plazma boyunca aktığını düşünelim. Plazma boyunca akan bu nötr parçacıklar, çarpışma yoluyla, plazma parçacıklarına momentum kazandırırılar, ve manyetik alan içinde hareket eden yüklü parçacıklar nedeniyle bir elektrik akımı doğar. Eğer iyon bulutu bir bakır parçası olsaydı, bu akım bir girdap akımı olurdu. Akım yolu iyon bulutu dışında, örneğin E-bölgesinde, kapanırsa, bu akım $\vec{J} \times \vec{B}$ Lorentz kuvvetini yaratır ve bu kuvvet, plazmayı sürüklemeye çalışan nötr rüzgâr kuvvetine karşı koyar.

Şimdi, nötr parçacıklar iyon bulutunu geçerken meydana gelen değişimleri görelim. Plazmanın bir kısmı şekil 4.14.a daki gibi gösterilmiş olsun. Plazma yoğunluğu sol yanda yüksek, sağ yanda ise biraz daha düşük olsun. Ara bölge, değişim (gradient)

bölgesidir. Manyetik alan tabakadan dışarı doğru alınmıştır. Şekilde, elektronların ve pozitif iyonların hareket yörüngeleri gösterilmiştir. Mademki parçacıkların hareketleri karşıt doğrularda olmaktadır, o halde sürüklenme sonucu doğan akım aynı yönde olur. Şekilde, bu akım aşağıya doğru yönelmiştir.



Şekil 4.13 Alouette I ile elde edilen yankıların dağılımı (Petrie) [42].



Şekil 4.14

Aradaki değişim bölgesine yoğunluğu biraz artmış olan bir plazma küresi sokulmuş olsun. Nötr parçacıkların neden olduğu çarpışma sonucu, yüksek yoğunluklu bölgedeki iyonların ve elektronların hareketi öbür yerlerdekinin aynı olur. Böylece, hareket sonucunda iyonlar ve elektronlar birbirlerinden ayrılırlar. Ayrılan bu yüzey yükleri, şekilde gösterildiği gibi, düşey bir elektriksel alan yaratırlar. Bu alanın etkisiyle, yüzey yüklerinin sürekli olarak birbirinden ayrılması engellenmiş olur.

Yeni durumda, elektronların ve pozitif iyonların birbirine dik bir elektriksel alanla bir manyetik alan içindeki hareketleri sözkonusudur. Şekil 4.14.b'de bu hareketlerin yörüngeleri gösterilmiştir. Elektronlar ve pozitif iyonlar $\vec{E} \times \vec{B}$ ile orantılı bir hızla, aynı yönde birlikte sürüklenirler. Bu, değişim bölgesine sokulan plazma küresinin son hareketi olur. Plazma, yüksek yoğunluklu bölgeden düşük yoğunluklu bölgeye doğru hareket eder. Böylece, plazmanın dışından içeriye doğru birazcık yoğunluk artışı olur.

Değişim bölgesine, yoğunluğu birazcık artmış olan bir plazma yerine, sol yandan yüksek yoğunluklu bir plazma küresi sokulmuş olsun. Gene benzer olaylar meydana gelir ve plazma küresi sağa doğru hareket eder. Düşük yoğunluklu bölgeye ulaştığında, plazma küresi sanki büyümüş gibi olur ve gene yerel plazma yoğunluğu artmış olur.

Böyle bir plazma küresi, gerçekte doğal olarak meydana gelen yoğunluk dalgalanmaları nedeniyle büyür. Bunlar, yerin manyetik alan çizgileri boyunca iyonlaşmaya neden olurlar. Doğal olarak, bunun için bir manyetik alanın var olması, plazma yoğunluğunun değişmesi ve aynı zamanda elektronlarla iyonların göreceli olarak hareket etmeleri gerekir.

Cunnold, bu tür hareketlerin alt-F bölgesinde meydana geldiğini ve etkilerinin manyetik alan çizgileri boyunca şiddetlendiğini ileri sürmüştür. Radyo işaretlerinin bozulmasına yol açan kutupsal F-bölgesi düzensizlikleri, genellikle 1 km çapında ve boyu 5-20 km olan uzun kanallar şeklinde gösterilmektedir [14].

5. BÖLÜM

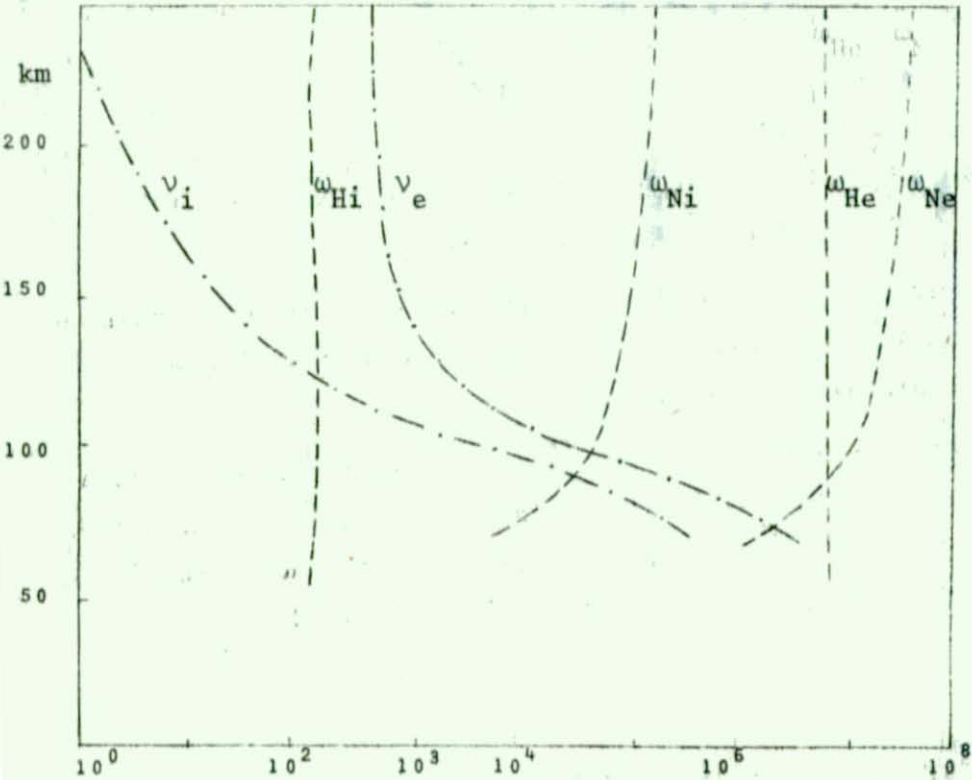
ORORAL İYONOSFERDE DÜZENSİZLİKLER

Ororal iyonosferde iyonlaşma, uzay-zaman içinde önemli değişimler gösterir. 80-200 km yükseklikleri arasında, ororal enlemlerde, nötr rüzgarlar ve elektriksel alanlar nedeniyle önemli akımlar doğar. Onun için, bu bölgeye, "dinamo" bölgesi denir.

Dinamo bölgesinde atmosferin bileşimi, yoğunluğu ve hareketi ile ilgili bilgiler şimdilik yeterli olmaktan uzaktır. İyonosferik karışıklıklar süresince iyonizasyonun yapısı daha da bozulur ve uzay-zaman dağılımını ayrıntılı olarak belirlemek olanaksızlaşır. Tüm dinamo bölgesinde, plazma yoğunluğu nötr parçacık yoğunluğundan çok daha düşük olur. Aşağıdaki tabloda, elektron yoğunluğu N_e , iyon yoğunluğu N_i ve nötr parçacık yoğunluğu N_n olmak üzere, 100-500 km'de, gece ve gündüz için plazma yoğunluğunun nötr parçacık yoğunluğuna oranı verilmiştir [25].

Yükseklik (km)	100		300	
yerel zaman	Gündüz	Gece	Gündüz	Gece
$N_e, N_i / N_n$	10^{-9}	10^{-10}	10^{-3}	10^{-4}

İyonosferik plazmanın nötr gaz üzerinde büyük etkisi vardır. Bu bölgede elektronların hareket yeteneği yerin manyetik alanına bağlıdır, buna karşın iyonların hareketi daha çok çarpışmalarla kontrol edilir. Bu durum şekil 5.1 de görülmektedir. Burada elektron ve iyonların jiro-frekansları (ω_{He}, ω_{Hi}), çarpışma frekansları (ν_e, ν_i) ve plazma frekansları (ω_{Ne}, ω_{Ni}) yüksekliğe bağlı olarak verilmiştir.



Şekil 5.1 Elektron ve iyonların çarpışma, jiro ve plazma frekanslarının, ortalama bir iyonosferik model için, yükseklikle değişimi [25].

5.1. İyonosferde Elektriksel Alanlar

1960 yılından önce, iyonosferin yer manyetik alanına paralel doğrultudaki iletkenliğinin sonsuz olduğu sanılıyordu. Bu düşünce şimdi değişti ve elektriksel alanın, iyonosfer fizikinin anlaşılmasında, önemli ve gerekli bir değişken olduğu kanıtlandı. Son yıllarda, iyonosferdeki elektriksel alanlarla ilgili bilgiler hızla arttı [12,25,59,73].

İyonosferde, özellikle DC elektriksel alanlar önemli bir rol oynamaktadır. Alanın büyüklüğü ve doğrultusu konusunda genel bir anlayışa varılmıştır. Kutba yakın yerlerde elektriksel alanın değeri 20-50 mV/m arasında değişmektedir. İyonosferdeki büyük ve hızla değişmeler sonucu, alan 100 mV/m'den büyük değerlere erişebilmektedir. Elektriksel alan, geceleyin kutba doğru, gündüzün ekvatora doğru yönelmektedir.

Ororal düzensizliklerde elektriksel alanın ne olacağı, anlaşmazlık konusu olmuştur. 1973 yılına dek yapılan ölçmelerden şu sonuçlara ulaşılmıştır:

- a) 10 Kev'luk elektronların oluşturduğu ororal arklar içinde, DC elektrik alanlar önemli ölçüde küçülmektedir.
- b) 1 Kev'luk elektronların belirleyici olduğu ororal arklar içinde, elektriksel alan büyümektedir.

Yer manyetik alanına paralel doğrultuda bir elektriksel alanın varlığı şimdilik tartışma konusudur.

Elektriksel alanın şiddeti 20 mV/m'yi aştığında, 90 ve 120 km yükseklikleri arasında, elektrostatik dalgalara ilişkin alanlar gözlenmiştir. Bu alanların frekansı 10 ile 3000 Hz arasında değişmekte, doğrultusu ise hemen hemen manyetik doğu-batı doğrultusunda bulunmaktadır. Bu AC dalga alanı, uzayda, kabaca 0,2-20 m arasında değişmektedir. Max. genlik ve en geniş frekans aralığı, anten DC alana hemen hemen dik olduğu zaman elde edilmektedir. Böylece, yükseklik arttıkça, AC alan vektörü DC alan doğrultusuna doğru dönme eğilimi göstermektedir. Buna neden olarak σ_p/σ_H oranının yükseklikle değişmesi gösterilmektedir (Yaklaşık olarak 100 km'nin üstünde $\sigma_p > \sigma_H$ dir).

5.2. İyonosferik İletkenlik

İyonosferin elektriksel iletkenliği, yüklü parçacıkların

yoğunluğu ve hareket yetenekleriyle belirlenmektedir. Bu parçacıklar, iyonosferde, yer manyetik alanı ve elektriksel alanların etkisiyle hareket ederler. Böylece, plazma sürüklenmeye ve ortamda elektriksel akımlar doğmaya başlar. Ortamın elektriksel bakımdan nötr olduğu kabul edilirse ($N_e = N_i$), eksi iyonların etkisi terkedilebilir. Homojen E ve B alanları içerisinde yüklü bir k parçacığının hareket denklemi,

$$m_k \frac{d\vec{v}_k}{dt} = e_k (\vec{E} + \vec{v}_k \times \vec{B}) - m_k \vec{v}_k \nu_k \quad (5.1)$$

şeklinindedir. Burada k bir artı iyon veya elektron olabilir. ν_k parçacığın nötr gaza göre hızıdır. Manyetik alan z-ekseni doğrultusunda, elektriksel alan ise x-z düzleminde olacak şekilde bir eksen sistemi seçilmiş olsun. (5.1) denklemi daha önce elektriksel alan bileşenleri cinsinden çözülmüş ve iyonosferik duyarlılık matrisi için (1.19-21) denklemleri bulunmuştu. Bu bağıntılardan yararlanarak iyonosferik iletkenlik tanımlanabilir. İyonosferde konveksiyon akımı $\vec{J} = d\vec{P}/dt$ dir. Zamanla değişim harmonik ise $\vec{J} = i\omega\vec{P}$ olarak yazılabilir. Diğer yandan $\vec{P} = -\epsilon_0 M \vec{E}$ olduğu hatırlanırsa, akım yoğunluğu,

$$\vec{J} = -i\omega\epsilon_0 M \vec{E} \quad (5.2)$$

olur. Akım yoğunluğu ile elektriksel alan arasında $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ bağıntısı vardır. Bunu (5.2) denklemi ile karşılaştırırsak,

$$\sigma = -i\omega\epsilon_0 M \quad (5.3)$$

olur. M_1, M_2, M_0 değerlerine karşılık olan iletkenlik tensörü elemanları $\sigma_P, \sigma_H, \sigma_0$ olsunlar.

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

(1.21) bağıntıları kullanılırsa,

$$\sigma_{pk} = -i \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{\omega - i\nu}{(\omega - i\nu)^2 - \omega_H^2}$$

$$\sigma_{Hk} = \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{\omega_H}{(\omega - i\nu)^2 - \omega_H^2} \quad (5.5)$$

$$\sigma_{ok} = -i \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega - i\nu}$$

bulunur. Buraya kadar, elektriksel alanın ω açısal frekansı ile değiştiği kabul edilmiştir. İyonosferin E-bölgesinde DC elektriksel alanlar ve akımların var olduğu uzay araştırmaları ile saptanmıştır. Bu durumda, örneğin iyonlar için DC iletkenlik bileşenleri, yukarıdaki bağıntılarda $\omega = 0$ konarak bulunabilir.

$$\sigma_{pi} = \frac{Ne}{B} \cdot \frac{v_i \omega_H i}{v_i^2 + \omega_H^2}$$

$$\sigma_{Hi} = - \frac{Ne}{B} \cdot \frac{\omega_H^2}{v_i^2 + \omega_H^2} \quad (5.6)$$

$$\sigma_{oi} = \frac{Ne}{B} \cdot \frac{\omega_H}{v_i}$$

Elektronlar için DC iletkenliği bulabilmek için, yukarıdaki ifadelerde parçacığın yükünü $-e$ almak yeterlidir. Buna göre,

$$\sigma_{pe} = \frac{Ne}{B} \cdot \frac{v_e \omega_{He}}{v_e^2 + \omega_{He}^2}$$

$$\sigma_{He} = \frac{Ne}{B} \cdot \frac{\omega_{He}^2}{v_e^2 + \omega_{He}^2} \quad (5.7)$$

$$\sigma_{oe} = \frac{Ne}{B} \cdot \frac{\omega_{He}}{v_e}$$

olur. Burada σ_p Pedersen iletkenliği veya elektriksel alan doğrultusundaki iletkenlik, σ_H Hall iletkenliği veya manyetik ve elektriksel alanlara dik doğrultudaki iletkenlik, σ_o ise manyetik alan doğrultusundaki iletkenliktir. Her doğrultudaki toplam iletkenlik, iyonlara ve elektronlara karşılık olan iletkenlik bileşenlerini kendi aralarında toplayarak bulunabilir.

$$\begin{aligned}\sigma_p &= \sigma_{pe} + \sigma_{pi} = \frac{Ne}{B} \left[\frac{v_e \omega_{He}}{v_e^2 + \omega_{He}^2} + \frac{v_i \omega_{Hi}}{v_i^2 + \omega_{Hi}^2} \right] \\ \sigma_H &= \sigma_{He} + \sigma_{Hi} = \frac{Ne}{B} \left[\frac{\omega_{He}^2}{v_e^2 + \omega_{He}^2} - \frac{\omega_{Hi}^2}{v_i^2 + \omega_{Hi}^2} \right] \\ \sigma_o &= \sigma_{oe} + \sigma_{oi} = \frac{Ne}{B} \left[\frac{\omega_{He}}{v_e} + \frac{\omega_{Hi}}{v_i} \right]\end{aligned}\quad (5.8)$$

Pedersen iletkenliğinde elektronlara ve iyonlara karşılık olan terimler toplandığı halde, Hall iletkenliğinde çıkarılmaktadır. Bunlara ilişkin yükseklikle değişim grafikleri şekil 5.2'de gösterilmiştir. Plazma yoğunluğu $10^6/m^3$ ve ortalama iyon kütlesi 30 olarak alınmıştır. Şekilde görüldüğü gibi, elektronlar için Pedersen iletkenliği 100 km'nin üstünde terkedilecek kadar küçüktür. O halde, iyonosferin E-bölgesinde, σ_p hemen tamamen pozitif iyonlardan ileri gelir. İyonosferik Hall iletkenliğinde ise, plazmada, elektronlardan ileri gelen terim daha etkindir.

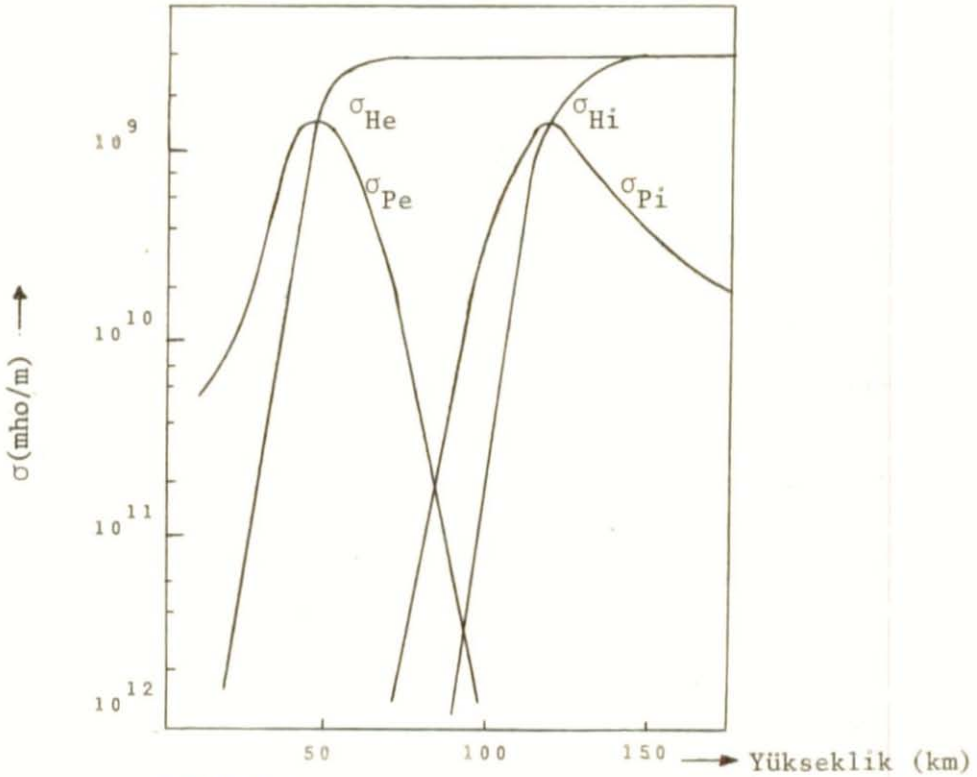
İyonosferde, yer manyetik alan çizgileri boyunca iletkenlik bileşeni dik bileşenlerden daha büyüktür. O halde elektriksel alanın dik bileşeni paralel bileşenden çok daha büyüktür. Çoğu kez manyetik alan çizgileri çok iyi iletkenlerdir ve elektriksel alanın dik bileşeni yüksekliğe bağlıdır. Orta iyonosferde, ta-

bakalar arasındaki kuplaj nedeniyle, iletkenliklerin yükseklik entegrali kullanılır.

$$\Sigma_P = \int \sigma_P dh$$

$$\Sigma_H = \int \sigma_H dh$$

İyonosferde manyetik alan çizgileri boyunca akan akımlarla iyonosferik akımlar arasındaki ilişkiyi saptayabilmek için, F.Yasuhara, Y.Kamide ve S.I.Akasofu, TRIAD uydusu ile elde edilen kayıtları kullandılar. Bu amaçla iyonosfer üç bölgeye ayrılmıştır. Kutup başlığı (polar cap), ororal oval ve orta-düşük enlem bölgesi [78].



Şekil 5.2.

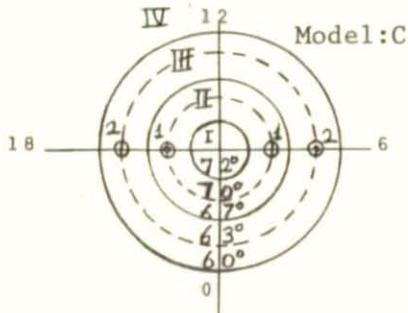
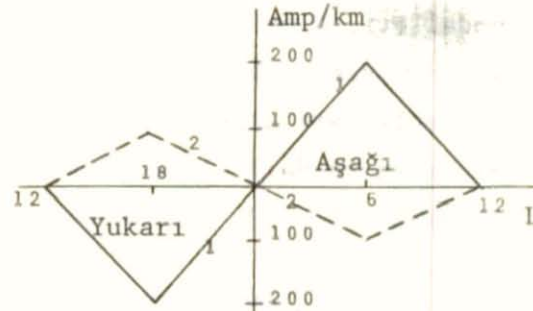
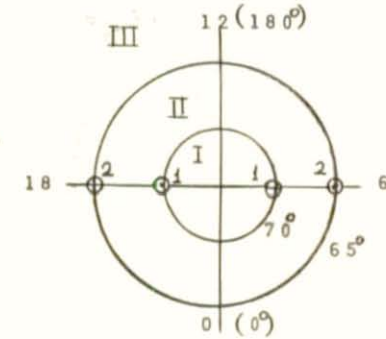
İnceleme için üç model gözönüne alınmıştır : A, B ve C modelleri. A ve B modellerinde kutup başlığı bölgesi 70° enlemi ile sınırlanan bir daire ile gösterilmiş, ororal oval ise 70° ve 65° enlemleri arasındaki kuşak olarak alınmıştır. Her bölgedeki Pedersen ve Hall iletkenlikleri aşağıdaki tabloda verilmiştir. İletkenlikler MHO olarak alınmıştır.

	Kutup başlığı I. Bölge		Ororal oval II. Bölge		Orta-düşük enlem III. Bölge			
	Σ_P	Σ_H	Σ_P	Σ_H	Σ_P	Σ_H		
MODEL A	1.0	2.0	5.0	10.0	1.0	2.0		
MODEL B	1.0	2.0	10.0	40.0	1.0	2.0		
MODEL C	I. Bölge		II. Bölge		III. Bölge		IV. Bölge	
	Σ_P	Σ_H	Σ_P	Σ_H	Σ_P	Σ_H	Σ_P	Σ_H
	1.0	2.0	10.0	40.0	5.0	20.0	1.0	2.0

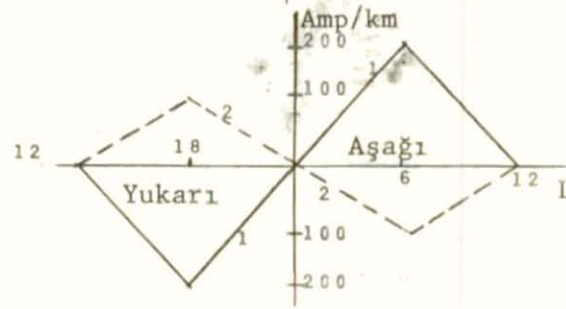
C modelinde kutup başlığı bölgesi enlemi 72° olan daire ile sınırlanmıştır. Ororal oval ise 72° ve 60° enlemleri ile sınırlanan kuşak olarak alınmıştır. Bu kuşak 67° enlemi ile ikiye ayrılmıştır. Biri kesikli diğeri ise sürekli ororaları içeren bölgelerdir. İki kuşağın iletkenlikleri birbirinden farklıdır. Kesikli orora kuşağının iletkenliğinin sürekli orora bölgesininin iki kat büyük olduğu kabul edilmiştir.

Şekil 5.3'de iyonosferik iletkenlik bölgeleri ve yer manyetik alanı boyunca akan akımın değişimi gösterilmiştir.

Model: AB



Model: C



- ⊕ Aşağı doğru
⊙ Yukarı doğru

- Kutup'a doğru
--- Ekvatora doğru

Şekil 5.3

A modeli : Ovalın II ile gösterilen kutuba bakan yanındaki sınırda (enlemi 70°) akım, 0° ve 180° boylam bölgesinde (0-12 LT) ovaldan içeriye doğru (aşağı ve pozitif) akmaktadır. $180^{\circ}-0^{\circ}$ kesiminde ise akım ovaldan dışarı doğrudur (yukarı ve negatif). Akım 90° boylamda (06 LT) max. ve 270° boylamda (18 LT) min. dir. Ovalın II ile gösterilen ve ekvatora doğru olan sınırında (enlemi 65°) akım, $180^{\circ}-0^{\circ}$ boylam aralığında ovaldan dışarı doğru akmaktadır. Akım şiddeti 90° boylamda (06 LT) min. ve 270° boylamda (18 LT) max. dır. Akşam ve sabah kesiminin ikisinde de ekvator sınırındaki akımın kutup sınırındakine oranı 0,5 dir.

dilmiştir. Ayrıca her bölgede Hall iletkenliği Pedersen iletkenliğinin 2 katıdır.

B modeli : İyonosferik karışıklıklar işe katıldığında A modeli yerine ororal oval bölgesindeki iletkenliği daha yüksek olan B modeli alınmıştır. Bu modelde II bölgesinde Hall iletkenliği 2 kat, Pedersen iletkenliği 4 kat artmıştır. Diğer bölgelerdeki iletkenlikler A modelindeki aynıdır. İyonosferik karışıklıklar arttıkça Σ_H/Σ_P oranının büyüdüğü görülmüştür.

C modelinde Σ_H/Σ_P oranı ororal oval bölgesinde 4, diğer bölgelerde 2 dir. Alan çizgileri boyunca akan akımlar 70° ve 63° enlemlerinde toplanmıştır. Akımların boylamlara göre değişimi A modelindeki benzerdir.

Tüm modellerde gündüz kesimindeki özellikler gece kesiminde de görülmektedir.

İyonosferde manyetik alan çizgileri boyunca akan akımlar yatay iyonosferik akımlarla birleşerek kapanmaktadırlar. Ororal ovalın ekvator sınırında, akımlar, batıya veya doğuya doğru eğimli olan manyetik meridyen düzlemi içinde bulunmaktadır.

Özetlersek, iyonosferde manyetik alan çizgileri boyunca akan akımları birleştiren iyonosferik akımların genellikle önemli bir doğu-batı bileşeni bulunmaktadır. Ovalın ekvator sınırında alan çizgileri boyunca akan akımlar kendi aralarında birleşmezken, tümüyle kutup sınırındaki akımların yarısıyla birleşmektedirler. Kutup sınırındaki akımların diğer yarısının kapanması büyük ölçüde iyonosferik iletkenliğe bağlıdır. Ororal ovalın iletkenliği diğer bölgelerdekinden yüksek olduğunda, akımın doğu-batı bileşeni büyür. Ovalın iletkenliği küçük olduğunda akımın büyük bir kısmı kutup başlığı ve orta-düşük enlem bölgelerinde akar. Oval bölgesindeki Hall iletkenliği büyüdükçe batıya veya doğuya doğru sapma artar.

5.3. Hız Diyagramı

İyonosferde v_k hızı ile hareket eden bir parçacığın meydana getirdiği akımın yoğunluğu,

$$\vec{j}_k = N_k e v_k \quad (5.9)$$

dır. Diğer yandan, akım yoğunluğu ile elektriksel alan arasında,

$$\vec{j}_k = \sigma \vec{E} \quad (5.10)$$

bağıntısı vardır. Eğer (5.9) ve (5.10) denklemleri birleştirilirse,

$$\vec{v}_k = \frac{1}{N_k e} \sigma \vec{E} \quad (5.11)$$

elde edilir. Bu bağıntı, matrisel olarak şöyle yazılabilir :

$$\begin{bmatrix} v_{kx} \\ v_{ky} \\ v_{kz} \end{bmatrix} = \frac{1}{N_k e} \begin{bmatrix} \sigma_{pk} & -\sigma_{Hk} & 0 \\ \sigma_{Hk} & \sigma_{pk} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \\ E_z \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

(5.6) ve (5.7) ile verilen iletkenlik bileşenleri kullanırsa, hız bileşenleri için şu bağıntılar bulunur :

$$\begin{aligned} v_{kx} &= \frac{v_k \omega_{Hk}}{v_k^2 + \omega_{Hk}^2} \cdot \frac{E_x}{B} \\ v_{ky} &= \frac{\omega_{Hk}^2}{v_k^2 + \omega_{Hk}^2} \cdot \frac{E_x}{B} \\ v_{kz} &= \frac{\omega_{Hk}}{v_k} \cdot \frac{E_z}{B} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Yer manyetik alanına dik doğrultudaki hız,

$$v_k^2 = v_{kx}^2 + v_{ky}^2 \quad (5.14)$$

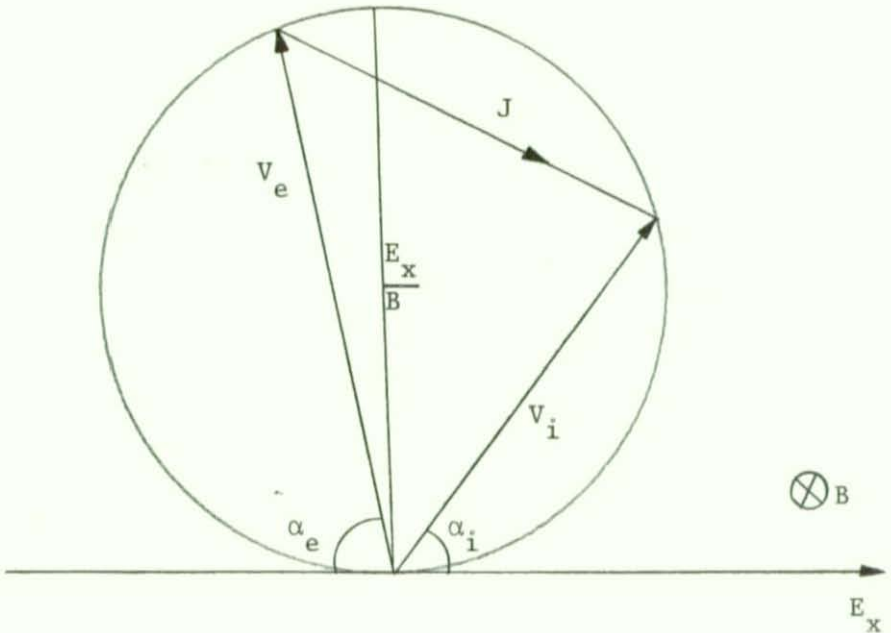
dir. Eğer v_{kx} ve v_{ky} yerine 5.13 deki ifadeler kullanılırsa,

$$v_k = \frac{E_x}{B} \sin \alpha_k \quad (5.15)$$

elde edilir. Burada,

$$\alpha_k = \arctan \frac{\omega H k}{v_k} \quad (5.16)$$

dır. 5.15 denklemi grafik olarak şekil 5.4'deki gibi gösterilebilir.



Şekil 5.4 Elektron ve iyonların sürüklenme hızlarının grafik gösterilişi

Dairenin çapı $D = v_k / \sin \alpha_k = E_x / B'$ dir. Böylece, çapı E_x / B olan daire ve bu dairenin α_i, α_e doğrultularındaki kirişleri çizilirse, elektronlar ve iyonlar için hareket hızları ve doğrultuları bulunmuş olur. 150 km'nin üstünde $v_k \ll \omega_{Hk}$ dir. Bu durumda $\alpha_i \approx \alpha_e \approx 90^\circ$ olur ve elektronlar ve iyonlar, E ve B alanlarına dik doğrultuda, $\vec{v}_e \approx \vec{v}_i \approx \vec{E} \times \vec{B} / B^2$ hızıyla sürüklenirler. Böylece, hareket doğrultusundaki akım sıfır olur. İyonosferin alt kısımlarında, 80 km'nin altında, çarpışma frekansı büyüktür ve 5.16 denkleminde $v_k > \omega_{Hk}$ olduğu düşünülürse α_k çok küçük olur. O halde, iyonlar E-alanı yönünde, elektronlar ise yaklaşık olarak E-alanına karşıt yönde hareket ederler. Bu durumda v_k büyük olduğundan, v_k küçük olur.

Limit durumda, iyonosferin en üst yükseklik düzeyinde sürüklenme hızı $v_k = E_x / B$, en alt düzeyde ise $v_k = eE / m_k \omega_k$ olur.

Yer manyetik alan çizgileri boyunca elektronların hızı o kadar büyüktür ki, bu doğrultuda, iyonosferin çok iyi iletken olduğu kabul edilebilir.

Ororal dinamo bölgesinde parçacık hareketinin genel olarak incelenmesi oldukça zordur. Çünkü bu bölgede sürüklenme hızı bir çok etkene bağlıdır. Örneğin nötr hava akımları, elektriksel alanın zamanla değişmesi, manyetik alanın kendisine dik doğrultuda bir gradyent'e sahip olması değişik hız bileşenlerinin doğmasına neden olurlar. İyonosferin 60-150 km yükseklikleri arasında yer manyetik alanına dik olan nötral rüzgâr, iyonları ve elektronları farklı doğrultularda harekete geçirir. Bu hareketten bir elektrik akımı doğar. Dinamo bölgesinde yer manyetik alanına dik doğrultudaki elektriksel alan yükseklikle değişmediği halde, nötral rüzgâr kuvveti ve hızı yüksekliğe bağlı olarak önemli değişmeler gösterir.

Yer manyetik alan çizgileri boyunca esen bir nötral rüzgâr, elektronları ve iyonları birlikte sürükler, halbuki manyetik alana paralel elektriksel alan, iyonları ve elektronları karşıt doğrultularda, $v_z = \pm eE/m_k v_k$ hızı ile hareket ettirir. $m_i v_i / m_e v_e \approx 4 \cdot 10^3$ olduğundan, doğan akım hemen hemen tümüyle elektronların hareketinin sonucudur. O halde, yer manyetik alan çizgileri boyunca akan akımların kaynağı elektronlar, alan çizgilerine dik doğrultudaki akımların kaynağı ise özellikle iyonlardır. Bu nedenle, alan çizgileri boyunca akan akımlar, iyonosfere giriş yerlerinde iyonizasyonun azalmasına, çıkış yerlerinde ise artmasına yol açar. Normal olarak bu etki küçüktür ve iyonizasyon, yeniden oluşum ve kayıplarla dengelenir.

6. BÖLÜM

VHF-UHF RADYO DALGALARININ YAYILMASINDA KUTUPSAL ETKİLER

6.1 Ororal Gürültü

Hemen hemen 25 yıldanberi radyo dalgalarının kutup bölgelerindeki ororal iyonizasyondan etkilendiği bilinmektedir. Elektron yoğunluğundaki ufak tefek değişmeler bile bu bölgelerde etkili olmakta, işaret distorsiyona uğradığı gibi, çeşitli doğrultularda dağınık bir biçimde saçılmaktadır. Araştırmalarla bulunan ilk etki ororal gürültü olmuştur. Buna, çoğu kez radyo orora, radar orora, radyo-oror yansıma veya ororal yankı da denmektedir [14].

Ororal yankı ilk kez 1950 yılının başlarında birkaç makaleye konu oldu. Forsyth ve grubu (1949 ve 1950) 3000 MHz'de ororal yankı elde ettiklerini ileri sürdüler. Daha sonraları Hartz (1958) 500 MHz'de, Egan ve Petersen [24] 30 MHz'de Moorcroft [58] ise 42,60,104 MHz'de ororal yankı elde ettiklerini ileri sürdüler.

Gürültü oluşturabilen başlıca üç kaynak bilinmektedir. Bunlardan ilki ororal iyonizasyondaki düzensiz ısıl değişmelerdir. Kirchoff'un termodinamik yasasına göre, eğer bir ortam enerji yutarsa, bu ortam aynı zamanda ışıma yapar. Her frekanstaki ışıma enerjisi o frekanstaki yutulmaya eşit olur. Bu tip ısıl değişmelerin yarattığı saçınım "Thomson saçınımı" denmektedir. Pratik olarak bu saçınım, VHF ve UHF bandlarında dalga boyundan bağımsızdır.

İkinci bir gürültü kaynağı "synchrotron" ışımadır. 1962 yılında, yukarı atmosferde, "Deniz Yıldızı" (Star Fish) ile yaratılan nükleer patlama ile "synchrotron" ışımaya meydana getirildi. Nükleer patlama sonucu, oldukça yüksek enerjili β ışınları (birkaç Mev) doğdu ve bu yüksek enerjili elektronlar yerin manyetik alanı tarafından tutuldu. Bunların, manyetik alan çizgileri etrafındaki jirasyon hareketi, yüksek ve çok yüksek frekanslarda "synchrotron" ışımaya yaptı. "30 MHz'den 120 MHz'e kadar olan gürültü, ekvatora yerleştirilen aygıtlarla alındı. Daha yüksek frekanslar için ekstrapolasyonla bulunan gürültünün normal kozmik kaynak gürültülerinden daha az olduğu görüldü. Böylece, kutup bölgelerinde "synchrotron" gürültünün önemli olmadığı sonucuna varıldı.

Üçüncü bir radyo-gürültü kaynağı, ororal iyonosferde, uyarılmış plazma kararsızlıklarından ileri gelen elektromanyetik ışımaya olabilir. Ancak, iyonosferik plazma frekansının birkaç on MHz'i aştığını ileri süren bir kuram şimdilik bulunmamaktadır. Bu nedenle, VHF ve UHF bandlarındaki ororal gürültülerin plazma osilasyonlarından ileri geldiği şüphelidir. 30 MHz'in üstündeki gürültünün, muhtemelen ororal yansımalarla meydana gelen çeşitli işaretlerin girişiminden ileri geldiği sanılmaktadır.

Deneyisel çalışmaların çoğu, HF bandının altındaki frekanslarda yansımaların VHF ve UHF bandlarındakinden daha yoğun olduğunu göstermiştir. 100 MHz'in ve belki de 40 MHz'in üstündeki frekanslar için, yansımaların, genellikle E ve alt-F bölgelerindeki elektron yoğunluğu dalgalanmalarının neden olduğu saçınımlardan ileri geldiği sanılmaktadır. Ororal iyonosferdeki bu tip yansımalar için matematik bağıntı Booker tarafından verilmiştir. Hacımsal saçınım katsayısı için bu bağıntı,

$$\sigma = \sigma_e \Delta N_e^2 \phi(k_r, k_\theta, k_z) \quad (6.1)$$

şeklindedir. Burada σ hacımsal saçınım katsayısı, σ_e bir serbest elektron için Thomson saçınım katsayısı, ΔN_e^2 elektron yoğunluğundaki değişme, $\phi(k_r, k_\theta, k_z)$ saçılan dalganın k yayılma vektörünün silindirik koordinatlardaki spektrum fonksiyondur [14].

Geri-saçınımlı radar sistemleri için verilen yukardaki bağıntı, radar ve plazma frekanslarına bağlıdır. Saçınım bölgesinde, radar frekansı plazma frekansından daha büyüktür. Bu bölgede yansıma olabilmesi için şu koşulların gerçekleşmesi gerekir. 1) Ortamda elektronlar var olmalıdır. 2) Elektron yoğunluğunda dalgalanma olmalıdır. 3) Elektron yoğunluğundaki dalgalanmaların dalga boyu için Bragg koşulu sağlanmalıdır. Pratik olarak saptanan elektron yoğunluğu $10^5/\text{cm}^3$ veya biraz daha büyüktür. $\Delta N_e/N_e$ ise yüzde 1 ile 10 arasındadır. Yüksek enlemlerde bu değerler % 30'a çıkabilmekte ve gece, gündüze göre, daha büyük olmaktadır.

İyonosferde, küçük ölçümlü elektron yoğunluğu değişimleri için, VHF ve UHF frekanslarındaki hacımsal saçınım katsayısı,

$$\sigma \approx N_e \sigma_e \frac{1}{1 + T_e/T_i} \quad (6.2)$$

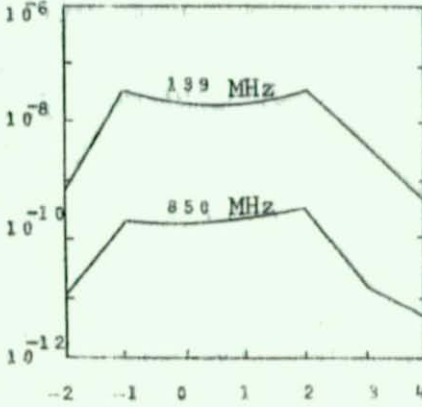
dir. Burada T_e elektronların, T_i ise iyonların mutlak sıcaklığıdır. Eğer plazmanın ısıl dengede olduğu kabul edilirse $T_e = T_i$ ve,

$$\sigma \approx \frac{1}{2} N_e \sigma_e \quad (6.3)$$

olur. İyonosferde T_e/T_i oranı 1 ile 4 arasında değişir [65].

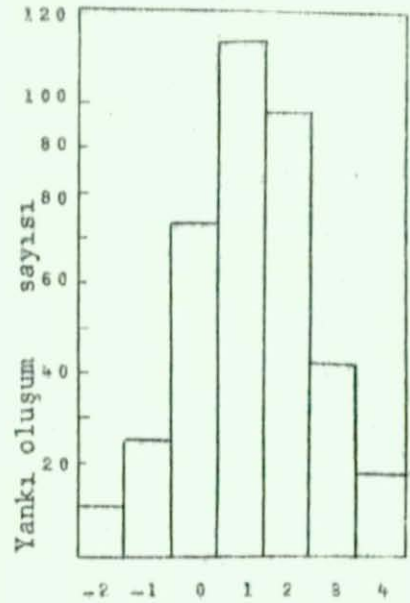
Özellikle kutup bölgelerinde, yer manyetik alan çizgileri boyunca meydana gelen küçük ölçümlü elektron yoğunluğu değişimleri ile ilgili düzensiz (incoherent) saçınımlar yoluyla yansıyan dalgalar, ancak çok duyar radarlarla alınabilmektedir.

Hacimsal saçınım katsayısı (logaritmik)



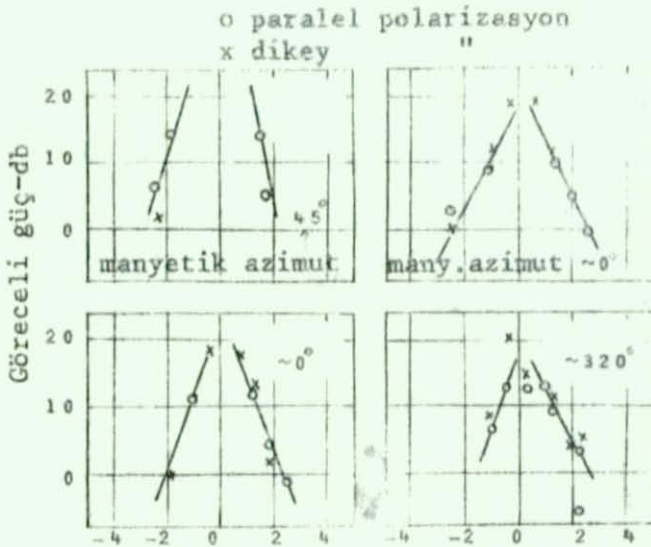
Görüş açısı (derece)

Şekil 6.1 [14]



Görüş açısı

Şekil 6.2 [14]



Açısal sapma (derece)

Şekil 6.3 [14]

6.2. Ororal Saçınım ve Manyetik Görüş Açısı

Ororal iyonosferdeki saçınımlarla görüş açısı arasındaki ilişki 1960 yılından çok önceleri açığa çıkarılmıştı. Görüş açısı, ger-saçınımlı sistemlerde (alıcı ve verici bir arada) vericiden yayılan dalganın yayılma doğrultusu ve yerin manyetik alanına dik doğrultu arasındaki açı olarak, bi-statik sistemlerde ise (alıcı ve verici birbirinden uzakta) vericiden yayılan dalga ve saçınım bölgesinden alıcıya giden dalganın yayılma doğrultuları arasındaki açının açı ortayı ile yerin manyetik alanına dik doğrultu arasındaki açı olarak tanımlanmaktadır. Daha 1952 yılında Chapman, görüş açısı sıfır (iyonosfere giren dalganın yayılma vektörü yerin manyetik alanına dik) olduğu zaman, ororal yankıların oldukça şiddetli olduğunu ileri sürdü. Daha sonraki gözlem sonuçları, Chapman'ın bu varsayımını doğruladı [6, 14,36,41].

Ororal yankıların görüş açısına bağlı olarak değişimini saptayabilmek için, araştırmacılar, üç farklı yöntem kullandılar. Bunlardan ilki, uzun bir zaman aralığında, görüş açılarının değişimine bağlı olarak radar işaretlerinin şiddetlerini ölçmektir. Bu durumda, örnek olarak alınan her bölgede, ororal uyarım koşullarının, ortalama olarak aynı olacağı kabul edilmektedir. Böylece elde edilen ortalama güç, görüş açısının fonksiyonu olarak çizilebilir. Chesnut ve grubunun bu yoldan elde ettikleri bazı veriler şekil 6.1'de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi kuvvetli yankılar tam manyetik dikliğin olduğu (görüş açısı sıfır) yerlerden gelmemektedir. Bu durum, ororanın manyetik alanı distorsiyona uğratması varsayımına dayandırılmaktadır. Orora zayıf olduğu zaman manyetik alan distorsiyona uğramamakta, yankılar, görüş açısının sıfır olduğu bölgelerden elde edilmektedir. Manyetik karışıklıkların şiddeti arttıkça manyetik alan distorsiyona uğramakta ve böylece, önceleri biraz diklik böl-

gesi dışında kalan yerler şimdi diklik bölgeleri olmaktadır. Manyetik kırışiklıklar kuvvetli olduğu için, yankı genlikleri de büyümektedir. Öyle ise, şekil 6.1'deki büküm noktalarının, manyetik kırışiklıklar süresince yerin manyetik alanındaki distorsiyonlara karşılık olduğu söylenebilir.

Ororal yankıları manyetik görüş açısına bağlı olarak göstermede ikinci bir yol, uzun bir zaman aralığında ororaları gözlemek ve yankı sayısını saptamaktır. Chesnut ve grubunun (1968) bu yoldan elde ettikleri veriler şekil 6.2'de gösterilmiştir. Burada, dikliğin tamıtamına sağlandığı bölgede değil, bunun yakınındaki bölgelerde yankılar daha çok olmaktadır.

Üçüncü yol, birçok görüş açılarında çevresel özellikleri aynı gibi gözükken bir tek oranın saçınım şiddetini gözlemektir. Bu eğriler, manyetik alanda bozulma olsun veya olmasın, saçınımın yerel manyetik alana açısal bağımlılığını göstermektedir. Şekil 6.3'de değişik manyetik azimutlarda elde edilen değişimler verilmiştir. Eğrilerden, görüş açısındaki her derece için 10 db'lik bir değişme olduğu görülmektedir.

6.3. Ororal Saçınımın Frekansla Değişimi

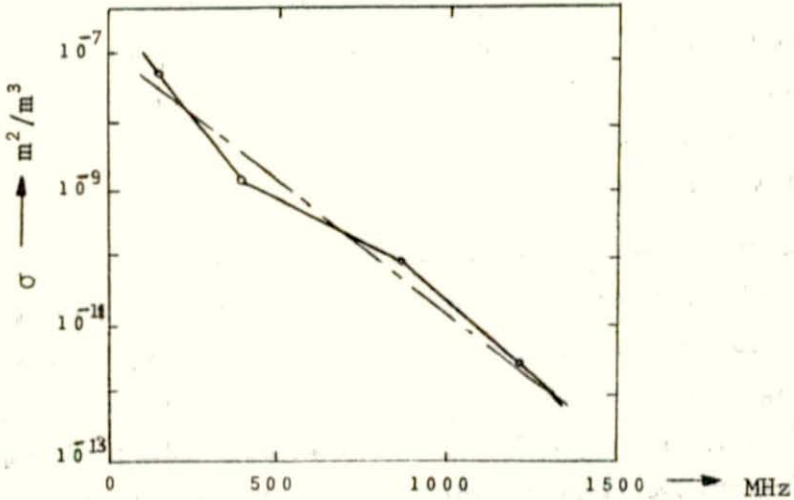
Değişik frekanslarda yapılan araştırmalar düşük frekanslarda yankı gücünün daha büyük olduğunu, frekans yükseldikçe gücün azaldığını, hemen hemen bütün frekanslarda, 1⁰'lik görüş açısı için güçteki azalmanın 5-10 db olduğunu göstermiştir. Şekil 6.4'de hacımsal saçınım katsayısının frekansla değişimi verilmiştir. Düşey eksen logaritmiktir. Şekilde görüldüğü gibi frekans arttıkça hacımsal saçınım katsayısı düşmektedir. Kesikli çizgiler ortalama değişimi göstermektedir.

Frekansa bağlı olarak ororal saçınımın değişimi bir çok araştırmacı tarafından incelemiş, saçınım şiddeti için analitik

bağıntı olarak,

$$P(f) = P_0 e^{-f/f_0} \quad (6.4)$$

bulunmuştur. Burada f_0 "ölçüm frekansı" adını alır. f_0 deki değişmelerin kaynağı ve diğer jeofizik olaylarla ilişkisi şimdilik bilinmemektedir [14,24,58].

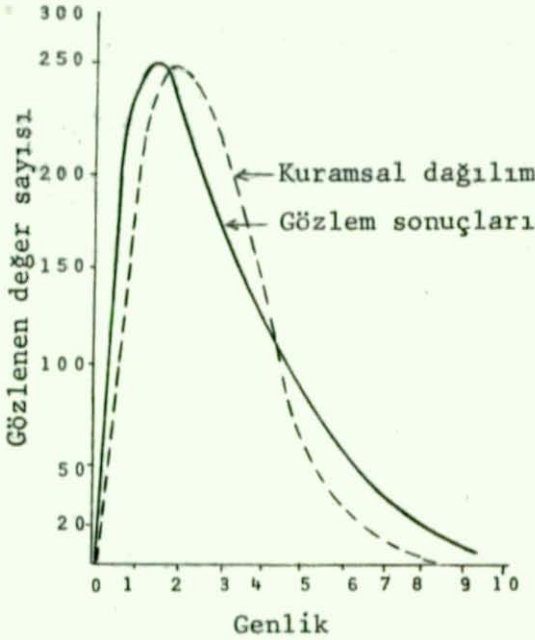


Şekil 6.4 Hacimsal saçınım katsayısının frekansla değişimi.

6.4. Ororal Yankılarda Genlik Dağılımı

Radyo dalgaları iyonosferden bir tek noktadan değil, ilk Fresnel kuşağı ile belirlenen bir alandan yansımaktadır. Bu alan dalga boyuna ve vericiden olan uzaklığa bağlıdır ve bir kaç km çapında olabilir. Alıcıya ulaşan işaret, bu alandaki küçük düzensizliklerden doğan elementer dalgacıklardan oluşur. Düzensizliklerin yer değiştirmesi sonucu dalgalar arası girişimler olabilir ve yansıyan işaretin genliğinde ve fazında değişmeler olur. Bundan başka, alıcıya ulaşan işaret farklı yollardan gelen dalgalardan da oluşabilir. Böylece, dalganın alan bileşenlerinde dalgalanmalar olur. Gözlem sonuçları, genlik dalgalanmalarında

nın Rayleigh dağılımına uygun olduğunu göstermiştir. Şekil 6.5 de bu dağılım gösterilmiştir [15,25].



Şekil 6.5

6.5. Ororal Saçınım ve Plazma Düzensizlikleri

Ororal saçınım ile plazma düzensizlikleri arasındaki ilişki ilk kez Booker tarafından formüle edilmiş ve saçınım kesidi için matematik bağıntı (6.1) denklemi ile verilmiştir. Ancak, Booker'in kuramı ororal yansımaları yer manyetik alan çizgileri boyunca oluşan gelişigüzel düzensizliklere bağlıyordu ve olayların anlaşılmasında eksik kalıyordu. Daha sonraları geliştirilen kararsızlık kuramları bu eksikleri tamamlamaya yardımcı oldu [8,11,27].

Yer manyetik alan çizgileri boyunca oluşan düzensizlikler ve plazmadaki iyonizasyon kararsızlıklarını açıklayan başlıca üç kuram bulunmaktadır : İyon-akustik kararsızlık, iyon yoğunluğunun gradyentinin işe katıldığı "drift-gradient" kararsızlık

ve iyon-siklotron kararsızlık. Tüm bu kararsızlıklar iyonosferin E-bölgesinde görülmektedir. İlk iki kuram ekvatorial elektrojetlerdeki düzensizlikleri açıklamakta kullanılmış, ama sonraları ororal E-bölgesine uygulanmasının olanaklı olduğu görülmüştür. İyon-siklotron kararsızlık kuramı ise yalnızca ororal iyonosfere uygulanmıştır.

E-bölgesindeki kararsızlık, esas olarak bu yüksekliklerde elektron jiro-frekansının elektron-nötr tanecik çarpışma frekansından büyük olmasından ileri gelir. Halbuki bu koşul iyonlar için ancak daha büyük yükseklik bölgelerinde sağlanır. Bu durumda, elektronların ve iyonların göreceli hareketleri sonucu, iyonosferde bir elektriksel akım meydana gelir.

Elektriksel akımın üç bileşeni vardır : Yer manyetik alana paralel olan doğrudan bileşen, elektriksel alana ve yer manyetik alanına dik olan Hall akımı ve yer manyetik alanına dik ama elektriksel alana paralel olan Pedersen akımı, bu üç bileşenin oranı yükseklikle değişir. Böylece, akımın doğrultusu ile elektriksel alan arasındaki açı da yükseklikle değişmiş olur.

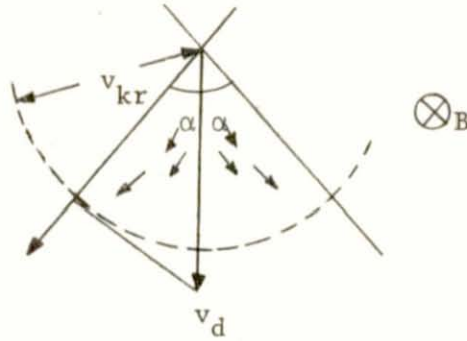
Gerek iyon-akustik kararsızlık gerekse "drift-gradient" kararsızlık, ikisi de, yatay bir elektriksel alan ve buna dik bir manyetik alanının varlığını gerektirir. Halbuki iyon-siklotron kararsızlık kuramı, yer manyetik alan çizgileri boyunca akan bir akımın varlığını esas alır.

6.5.1. İyon-Akustik Kararsızlık

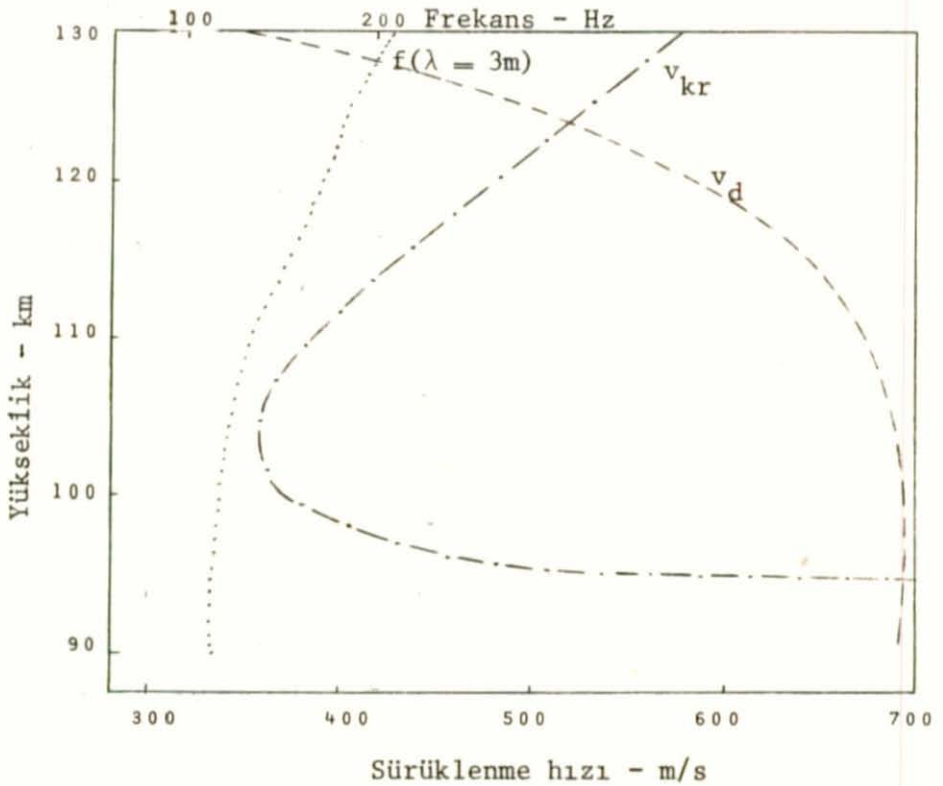
İyonosferde yer manyetik alan çizgileri boyunca düzensizliklerin oluştuğu birçok yıldanberi bilindiği halde, bu düzensizliklerin çoğunun kaynağı açıklanamıyordu. İlk kez Farley [27] ve Buneman [11] , iyonosferin E-bölgesinde, elektrostatik

plazma dalgalarının oluşum ve gelişim kuramını koydu ve geliştirdiler. Kuramın özü şudur : Yer atmosferinin yer manyetik alanı içindeki gel-git hareketi bir elektriksel alan yaratır. Bunun sonucu olarak, iyonosferde bir elektriksel akım doğar. Bu yatay akımlar, genellikle 90-140 km yükseklikleri arasında akarlar. Daha aşağılarda iyonosferin iletkenliği düşüktür. Çünkü çarpışma frekansı yüksektir. Daha yukarılarda ise yerin manyetik alanı nedeniyle iletkenlik düşüktür. İyonların ve elektronların JİRO-frekansları çarpışma frekanslarından büyük olduğu zaman hem elektronlar hemde iyonlar, $\vec{E} \times \vec{B}/B^2$ hızıyla, birlikte sürüklenirler. Bu durumda, sürüklenme doğrultusunda akım sıfır olur. İletim bölgesinde çarpışma frekansının jiro-frekansa oranı, genellikle elektronlar için 1 den küçük, iyonlar için yaklaşık olarak 1 dir ($v_e \ll \omega_{He}, v_i \approx \omega_{Hi}$). Eğer elektronların iyonlara göre sürüklenme hızı yaklaşık olarak iyonların ısıtılma hızına eşit olan kritik bir değeri aşarsa, akustik plazma dalgaları meydana gelir. İyonosferin 90-120 km yükseklik bölgelerinde, sürüklenme hızının bu kritik değeri aşması için yeterli elektriksel alan şiddeti 25-45 mV/m kadardır. Yükseklik arttıkça bu değer hızla büyür [44,56].

Dalganın hızı, ortamın yerel ses hızına eşittir. Max.genlik ve frekans, yer manyetik alanına dik doğrultuda elde edilir. Manyetik alana dik olarak yayılan dalgalar giderek ilk doğrultularını değiştirmeye başlarlar. Böylece, geri-saçınımlı bir radar sistemiyle gözlemlendiğinde, yalnız şekil 6.6'da gösterilen 2α açısı içinde kalan dalgalar alınabilir (Bi-statik sistemlerde, saçınım açısının ortayı boyunca yayılan dalgalar alınabilir ancak) [73].



Şekil 6.6 $v_{kr} = v_d \cos \alpha$



Şekil 6.7 Sürüklenme hızı, kritik hız ve frekansın yükseklikle değişimi

Kararsız plazma dalgalarının meydana gelebilmesi için gerekli kritik hız ve elektronların sürüklenme hızı yükseklikle değişir. Şekil 6.7 de, 35 mV/m'lik bir DC elektriksel alan için, bu değişime bir örnek verilmiştir. Burada, v_d elektronun göreceli sürüklenme hızı, v_{kr} dalga boyu 3 metre olan bir dalganın meydana gelebilmesi için kritik hız, f ise dalganın frekansıdır. v_d ile v_{kr} arasında en büyük fark 100 ile 105 km arasındaki yüksekliklerde bulunmaktadır. O halde en büyük AC dalga alanı ve frekans bandı bu aralıkta elde edilir. E-bölgesindeki gözlenen çok alçak frekanslı gürültüler bu kurama uymaktadır [25].

E-bölgesinde elektron yoğunluğunda uzaysal dalgalanmaları bu mekanizma ile açıklanabilmektedir. Elektronların iyonlara göre sürüklenme hızı iyonların ısıl hızını aştığı zaman, cepheleleri yer manyetik alan çizgilerine paralel olan dalgalar doğmaktadır. Dalgaların yayılma doğrultusu yer manyetik alanına dik, yani E-bölgesi akım vektörüne karşıt olacak şekildedir. İyonosferin iletkenliği yer manyetik alan çizgileri boyunca daha yüksek (manyetik alana dik doğrultuya göre) ve elektronların jirofrekansı çarpışma frekansından daha büyük olduğundan, plazma dalgaları, elektronları yer manyetik alan çizgileri boyunca etkin bir şekilde demetlemeye çalışır. Ororal E-bölgesinde oluşan düzensizlikler ise, elektronları dağıtmaya çalışarak, yer manyetik alan çizgileri boyunca yayılırlar.

Bu plazma dalgaları, ororal elektrojetlerce yaratılmaktadır. Dalgalar, yayılmaya başlayınca, sürüklenen elektronlardan enerji alarak büyümektedir.

6.5.2. Farley Kuramına İlişkin Deneysel Kanıtlar

İyon-akustik kararsızlık kuramı ile ororal saçınımlar arasındaki ilişkiyi saptayabilmek için birçok araştırma yapılmıştır. İlk kez Leadabrand, kuzey İskoçya'da Decker tekniğiyle

400 MHz'de ororal yankı elde etti ve bunların azimut açılarına bağlı olarak değişimini verdi. Ona göre, yankı dağılımı Farley'in kuramına uygundu ve radar ışınları Farley dalgalarının yayılma doğrultusuna paralel olduğu zaman değişimde tepeler görülmüştü. Radar ışınları Farley dalgalarının bulunamayacağı kabul edilen doğrultuda iken gene yankılar elde edilmişti ama, bunlarda tepe noktaları yoktu. Daha sonra Gadsten [36], Leadabrand'ın verilerini kullanarak, bunlarla Farley kuramı arasındaki ilişkiyi araştırdı. O, uygulanan düzgün bir elektriksel alanda, elektron-iyon hareket doğrultusunun yüksekle değiştiğini, kuzey-güney doğrultusundaki bir elektriksel alanın, 110 km yükseklikte, doğu-batı doğrultusunda bir Hall akımı yarattığını ileri sürdü. Gadsten'e göre, 110 km'nin üstündeki yüksekliklerde, örneğin 120 km den 130 km'ye kadar Pedersen iletkenliği Hall iletkenliğinden daha büyük olur ve elektronun hareket doğrultusu iyonunkine göre kuzey-güney doğrultusuna doğru daha çok döner. Öyle ise, iyon-akustik dalgaların yayılma doğrultusu yükseklikle değişir.

Daha önce şekil 5.1 ve 5.2 de verilen değişimler, bu savları doğrular gözükmektedir. E-bölgesi yüksekliklerinde v_e yaklaşık olarak sabit kaldığı halde v_i yükseklik arttıkça küçülmektedir. O halde α_i büyüyecek ve iyonların hareket doğrultusu elektriksel alan doğrultusuna daha çok yaklaşacaktır. $\omega_{He} \gg v_e$ olduğundan, elektronların hareket doğrultusu hemen hemen elektriksel alana dik olacaktır. Buda akımın elektriksel alana dik doğrultudaki bileşenin küçülmesi sonucunu doğurur.

Mc Diarmid [56], ororal yankıların birçoğunun bu şekilde açıklanamayacağını ileri sürdü. Ona göre, yüksek enlemlerdeki istasyonlarda diklik koşulu tam olarak sağlanamaz. Özellikle radyo ororalaların gözlediği Kanada'daki istasyonlarda, en yoğun ororal iyonlaşmaların olduğu 100 km yüksekliklerde, görüş açısı her

Hofstee ve Forsyth [44], 40 MHz yakınlarındaki frekanslarda çalışan iki bıstatik radyo sistemiyle, iyonosferik saçınım bölgesini incelediler. Sistemin birinde görüş açısı 91° , ötekinde ise tam 90° idi. İyon-akustik dalgalar, belirgin olarak, 6° lik görüş açısı içinde elde edildi. Bu sonucu açıklayabilmek için uydularla yapılan gözlemler, oror kuşağında oldukça büyük ölçümlü akım dağılımlarının varlığını ortaya koydu. Böyle bir akım sisteminin, 100 km yükseklikte, batıya doğru akan bir Hall akımına neden olduğu yer üzerine yerleştirilen manyetometrelerle saptandı. Hall akımları geniş bir alanda oldukça düzgün olarak dağılmakta ve yer manyetik alanında bozulmaya neden olmaktadır. Manyetik alandaki bu bozulmalar, iyon-akustik dalgaların yayılma doğrultusuna yani elektronların sürüklenme doğrultusuna dik olmaktadır. Elektronun göreceli hızındaki küçük bir artış, dalgaların, manyetik alana dik düzlem içinde, akım vektörünün her iki yanına doğru dağılarak yayılması sonucunu yaratmaktadır. Böylece, yer manyetik alan çizgileri düzgün bir biçimde distorsiyona uğradığından, görüş açısı, belirli bir hacimde yaklaşık olarak 0° olmaktadır. Manyetik alan çizgileri bozulmaya uğramadan önce görüş açısı 0° den farklıdır, ancak yer manyetik alan çizgileri bozulmaya uğradıktan sonra bu açı sıfır olmaktadır.

Mc Diarmid, yüksek enlemlerdeki ororal yankıların oluşumunda iyon-akustik dalgaların etkisi olduğu, ancak, yansımaların tek nedeninin bu dalgalar olmadığı sonucuna varmıştır.

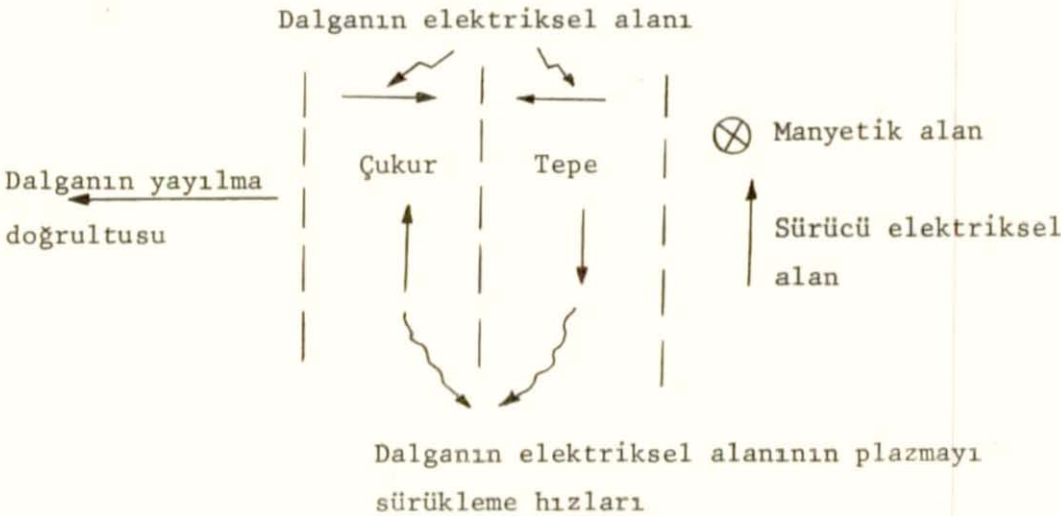
E-bölgesindeki ikincil bir düzensizlik kaynağı, yüksek enlemlerde iyon-akustik dalgalar arasındaki etkileşimlerdir. Dougherty ve Farley [22], frekansları ve yayılma sabitleri farklı iyon-akustik dalgalar arasındaki nolineer etkileşimlerin ororal yansımalarda rol oynadığını ileri sürdüler. Örneğin yayılma sabitleri k_1, k_2 ve k_3 eşit frekansları $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ olan üç

iyon-akustik dalga olsun. Bunların uzay-zaman değişimi $\exp[i(\omega_j t - k_j \cdot r)]$ şeklinde gösterilebilir ($j = 1, 2$ dir). Nolineer etkileşim sonucu, yayılma sabiti $k_3 = s_1 k_1 + s_2 k_2$ ve açasal frekansları $\omega_3 = s_1 \omega_1 + s_2 \omega_2$ olan yeni bir dalga oluşur. s_1 ve s_2 nin herbiri ± 1 dir. Nolineer etkileşim sonucu doğan bu dalgalara ikincil plazma dalgaları denir ve bunlar, çok zayıf yansımalara neden olurlar.

Unwin ve Knox [73], hemen hemen sürekli olan dağınık (diffuse) yankıların iyon-akustik kararsızlık kuramı ile açıklanabileceğini, ama süreksiz yankıların, "drift-gradient" kararsızlık kuramına uygun olarak oluştuğunu ileri sürdüler.

6.5.3. "Drift-Gradient" Kararsızlık

Unwin ve Knox, plazmadaki kararsızlıkların oluşumunda gene DC elektriksel alanları işe kattılar. Ancak, onlara göre, kararsız plazma dalgalarının meydana gelebilmesi için, plazma yoğunluğunun gradient'i elektriksel alan doğrultusunda olmalıdır.



Şekil 6.8 "Drift-gradient" kararsızlık.

Örneğin şekil 6.8'deki gibi yukarıya yönelik bir elektriksel alan ve kağıt düzleminden içeriye doğru bir manyetik alan düşünelim. Bu iki alanın etkisiyle, plazma yoğunluğundaki değişme sonucu oluşan ufak genlikli bir düzlem dalga sola doğru yayılmakta olsun (Bu durum, iyonosferin E-bölgesinde görülür). Dalganın kendisinin de ufak bir elektriksel alanı vardır ve bu alan, dalga tepelerinde sola, iki dalga arasındaki çukurda ise sağa doğrudur. Dalganın bu elektriksel alanı, plazmanın çukurlarda yukarıya doğru, tepelerde ise aşağıya doğru yavaşça sürüklenmesine neden olur. Eğer çevredeki plazmanın yoğunluk gradient'i yukarı doğru ise plazma yoğunluğu zamanla tepelerde artar, çukurlarda ise azalır. Başka bir deyişle dalga ilerledikçe genliği artar.

İyonosferik ölçmeler, kesikli çizgilerle gösterilen ororal yapıdan birkaç km uzaklıkta, hiç olmazsa bu yapının bir yanında, ororal bölgesini etkileyen 100 mV/m mertebesinde yatay elektriksel alanların varlığını ortaya koymuştur. Ororal bölgede bu alanlar çok küçüktür, ama dışardaki alanın burada etkili olduğu kabul edilebilir. Öyle ki, ororal yapının dışında, elektriksel alan plazma yoğunluğunun gradient'i doğrultusuna yönelir ve böylece "drift-gradient" kararsızlığı oluşur. Dalganın faz hızı, yayılma doğrultusunda elektron-iyon sürüklenme hızına eşittir.

Yatay doğrultuda yayılan bu dalgaların, düşey doğrultuda daha küçük dalga boylu kararsız plazma dalgalarına neden olduğu gösterilmiştir.

6.5.4. İyon-Siklotron Kararsızlık

Ororal iyonosferde iyon-sikloton dalgaların oluşumu Kin-del ve Kennel tarafından söz konusu edilmiştir. Bunlar yer manye-

tik alan çizgileri boyunca akan $2 \cdot 10^{-10}$ ve 10^{-9} amp/m² lik akımların plazma dalgalarını kararsız kıldığını ileri sürmüşlerdir. İyon-siklotron dalgalar iyonosferin yukarı F-bölgesinde uyarılmakta, ama kararsızlık bölgesi akımın artması ile aşağı doğru yayılmaktadır [14,34,61].

İyon-sikloton dalgalar, yer manyetik alan çizgilerine dik olarak yayılırlar ve bütün doğrultularda, akım yoğunluğunun kritik bir değerin üzerinde olduğu herhangi bir akım lifinden kaynaklanırlar. Faz hızı, çok yüksek frekanslarda iyon akustik hıza eşittir ve frekans küçüldükçe büyür. Böylece, iyon-akustik ve "drift-gradient" kararsızlıkların aksine, iyon siklotron dalgalar için plazma dağıtıcı özellik gösterir.

İyon-akustik kararsızlık kuramına göre ororal iyonosferden saçınım, yalnız radar doğrultusu elektrojetlerle küçük bir açı yaptığı zaman olasıdır. "Drift-gradient" kararsızlık kuramında ise benzer ilişki elektron-iyon sürüklenme hızı ile yapılan açı için sözkonusudur. Genellikle ororal iyonosferden kuvvetli yansımalar elektrojetlere dik doğrultuda gözlenmektedir.

Elektrojetlerdeki akımın doğrultusu, Hall ve Pedersen akımlarının değişim oranına bağlı olarak, yükseklikle değişir. İyon-siklotron kararsızlık, elektrojetlerle yapılan tüm açılarda etkili olur. Ama en şiddetli yankılar elektrojetlere dik doğrultuda meydana gelir.

6.6. Ororal Saçınımlarda Günlük ve Mevsimlik Değişmeler

Çok alçak frekanslardaki yayınların değişimlerini incelemek amacıyla, Kuzey Avrupa'da, 50° - 70° jeomanyetik enlemleri arasındaki çeşitli istasyonlardan elde edilen bilgiler değerlendirilmiş ve şu sonuçlara varılmıştır; Oror kuşağında yalnız geceleri, daha düşük enlemlerde ise gündüzleri farklı özellikte

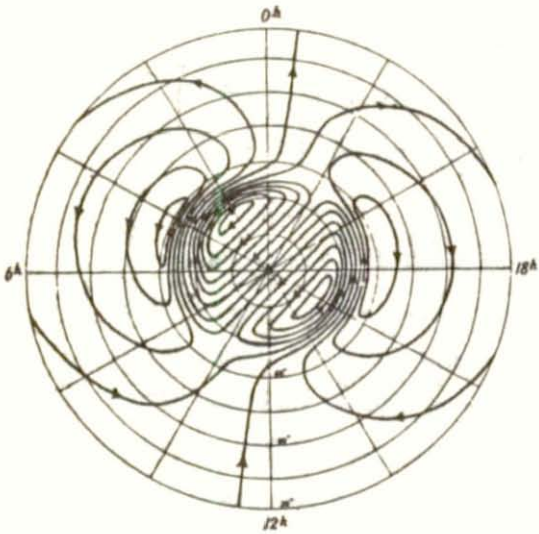
işaret yayınları meydana gelmektedir. İşaret şiddeti, gece yarısı oror kuşağı civarında maksimum olduğu halde oror kuşağının 5° - 10° güneyinde sifıra düşmektedir. Buna karşılık gündüz saatlerinde, büyük manyetik karışıklıklar ve bunu izleyen kısa zaman süresince, düşük enlemlerde dikkate değer işaretler görüldüğü halde oror kuşağı civarında genellikle kayıt yapılamamıştır.

Oror kuşağındaki çok alçak frekanslı işaretlerin, iyonosfere giren yaklaşık olarak 10 Kev'luk elektronlarla yakından ilişkili olduğu saptanmıştır. Düşük enlemlerdeki VLF işaret yayınlarının en belirgin özelliği, sabah saatlerinde görülmeleri ve kuvvetli jeomanyetik fırtınaların başlangıcından 10-16 saat kadar sonra oluşmalarıdır. Bunların nedeni sabah saatlerinde iyonosfere giren güneş rüzgârının parçacıkları sürüklenme etkisi olabilir [41].

Oror kuşağı civarındaki mevsimlik değişme şekil 6.9'da gösterilmiştir. Ortalama max. işaret şiddeti 100 olarak alınmıştır. Kış aylarında işaret şiddeti max. olduğu halde yazın minimumdur. Bu sonuç, D ve E-bölgelerindeki iyonizasyon artışı nedeniyle yutulmanın daha çok olmasıyla açıklanabilir.

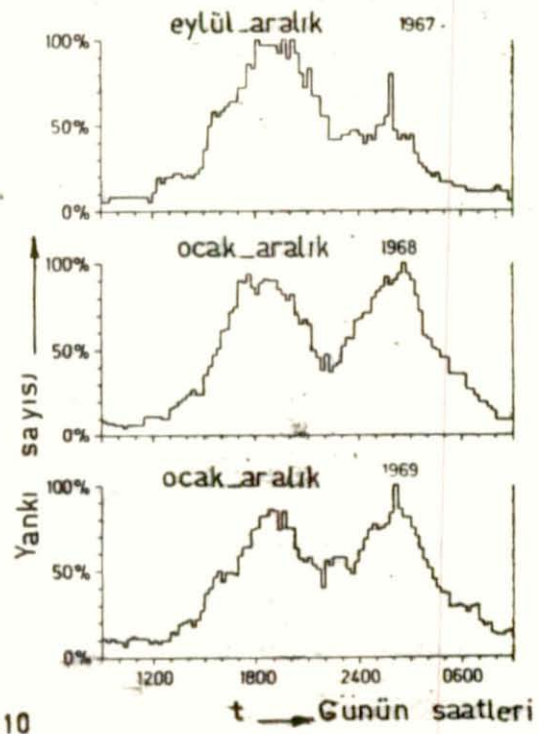
İyonosferik araştırma sonuçları, VHF ve UHF radyo dalgalarının saçınımında salt görülebilen ororaların değil, büyük ölçüde kutupsal elektrojetlerin etkin olduğunu göstermektedir. Yer manyetik alan çizgilerine dik doğrultudaki kutupsal elektrojetler boyunca periyodik yoğunluk titreşimleri meydana gelmekte ve bunlar, VHF ve UHF radyo dalgalarının saçınımına neden olmaktadır.

Kuzey Avrupa'da, 1967-69 yılları arasında elde edilen yankıların ortalama günlük değişimi şekil 6.10'da gösterilmiştir [51]. 1967 yılı diyagramı yalnız eylülde kasıma kadarki



Kutupsal elektrojetler
(Hepner)

BORLANGE - KJELLER 145.960 MHz

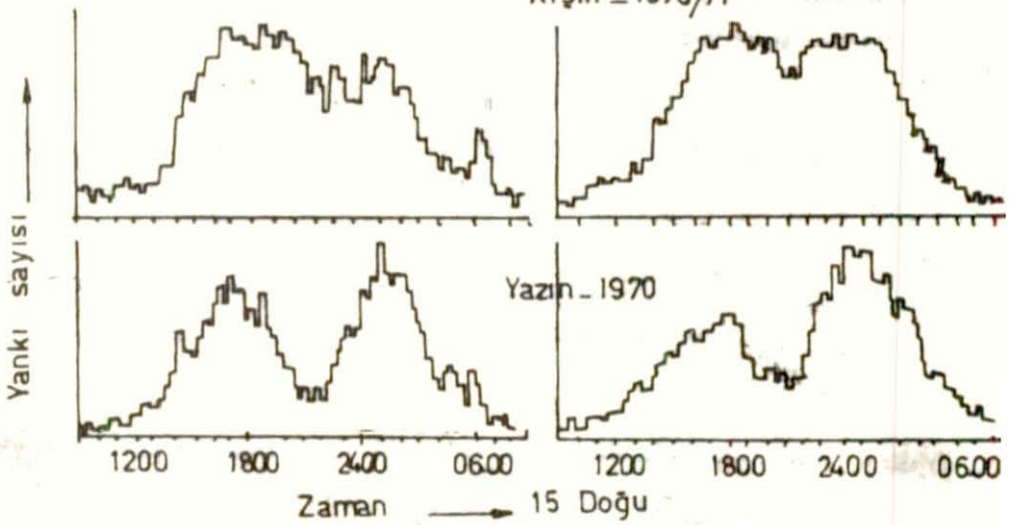


Şek. 6.10

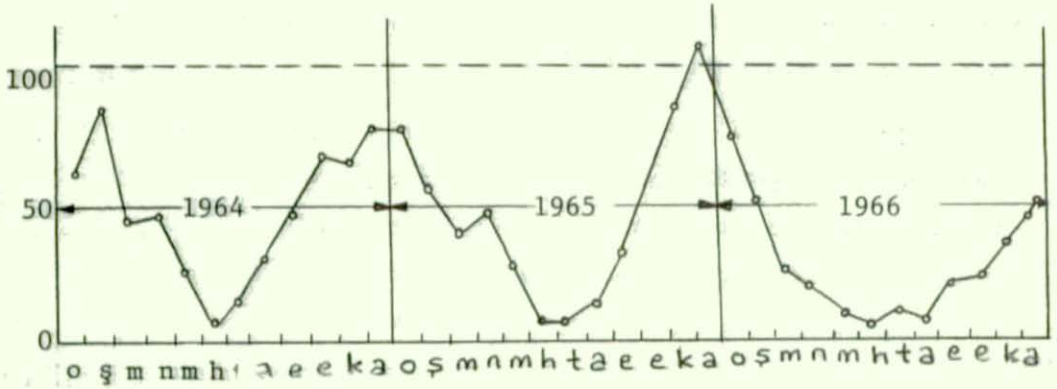
Borlänge oslo

Borlänge_ lyckse

Kışın - 1970/71



Şek. 6.11 [51]



Şekil 6.9 VLF işaret yayınlarının yıllık değişimi (Tromsø)

gözlem sonuçlarından, 1968 ve 1969 diyagramları ise yılın 12 ayı için elde edilen değerlerden çıkarılmıştır. Her diyagramda max. yankı sayısı %100 olarak alınmıştır. Saat 22 (merkezi Avrupa saati) civarında bir minimum vardır ki, buna gece minimumu denir. İkinci bir minimum saat 8 civarından 14'e kadar olan aralıkta meydana gelmektedir. Buna da öğle-öncesi minimumu denir. İlk max. akşamın ilk saatlerinde, saat 18-19'da, ikinci max. ise gece 0-2 civarında meydana gelmektedir. Gece minimumu Feldstein ovalının güneye doğru en çok yaygınlaştığı zamana rastlamaktadır. Bu durum Farley ve Buneman'ın iyon-akustik dalga kuramı ile açıklanabilir. Şekilde solda verilen model, 62° - 72° civarındaki enlemlerde, öğleden sonra ve akşamın ilk saatlerinde doğuya doğru şiddetli bir akımın bulunduğunu göstermektedir. Saat 22 civarında esas akım doğudan batıya doğru yön değiştirmekte ve yön değiştirme anında akım şiddeti sıfır veya çok düşük olmaktadır. Bu anda iyon akustik dalgalar doğamıyacağından (akım, eşik değerinin oldukça altında olduğundan) meydana gelen yankılar çok zayıf olmaktadır.

Öğle öncesi minimumu, gece minimumuna göre zaman içinde daha geniş bir yer tutmaktadır. Minimum merkezi saat 10 civarın-

dadır. Bu anda akım gene yön değiştirmiş olarak meydana gelmekte, yankı sayısı min. olmaktadır.

şekil 6.11'de ise gözlenen ororal yankıların yazın ve kışınki ortalama günlük değişmeleri görölmektedir. Yaz ve kış değişimleri arasındaki en önemli fark, yazın gece minimumunun oldukça belirgin ve çok düşük olmasıdır.

7. BÖLÜM

SONUÇLAR

Radyo dalgaları iyonosferde yayılırken yer manyetik alanından etkilenirler. İyonosferdeki yüklü tanecikler, hem dalga'nın elektriksel ve manyetik alanlarının hem de yer manyetik alanı ve varlığı araştırmalarla saptanmış olan DC elektriksel alanların etkisiyle hareket ederler. Böylece, karşılıklı etkileşim sonucu, dalga ve ortam arasında enerji alışverişi olur (Dalga'nın manyetik alanının etkisi, yer manyetik alanının etkisine göre, terkedilecek kadar küçüktür).

İyonosferde yayılan bir elektromanyetik dalga üzerinde yer manyetik alanının etkisi, (1.35) denkleminde verilen Appleton formülünden çıkarılabilir. Buna göre, iyonosfere giren dalga çift kırılmaya uğrar. Dalgalardan biri $X = 1$ olan, diğeri ise $X = 1 \pm Y$ olan yükseklik düzeyinden yansır. Bunlardan ilki olağan-dalga, öteki ise olağan üstü-dalga olarak bilinir. Olağan üstü-dalga, dalga frekansı jiro-frekanstan büyük olduğu zaman $X = 1 - Y$ den, dalga frekansı jiro-frekanstan küçük olduğu zaman $X = 1 + Y$ den yansır. İki dalga'nın kritik frekansları ve yansıma noktalarındaki elektron yoğunlukları birbirinden farklıdır.

Olağan ve olağan üstü dalgaların polarizasyonu genel olarak eliptiktir (Biri sağ eliptik, öteki sol eliptik). Elipslerin eksenel konumu, ortamda çarpışmaların bulunup bulunmamasına bağlıdır. (1.30) denkleminde verilen polarizasyon katsayısı, çarpışma frekansı sıfır olduğu zaman tamamen sanaldır ve elipsler dik olarak kesişirler.

İyonosfere giren bir elektromanyetik dalganın zayıflaması, bölüm (1.5.2) de yutulma katsayısı ile ifade edilmiştir. Yansıma noktası yakınlarında, yer manyetik alanı işe katıldığında, yutulma katsayısı (1.49) denklemiyle verilen bağıntıya dönüşmektedir. Burada görüldüğü gibi, jiro-frekanstan daha büyük frekanslarda, manyetik alanın sıfır olması durumuna göre olağan dalga daha az, olağan üstü dalga ise daha çok zayıflamaktadır.

Yer manyetik alanının bu genel etkileri dışında, kutupsal bölgelerde önemli olan ikinci bir etkisi vardır. Bu etki, güneşten gelen elektronların ve protonların yer manyetik alanı tarafından tutulması şeklinde belirmektedir. Enerji taşıyan bu yüklü parçacıklar, yer manyetik alan çizgileri boyunca yayılarak, kutup noktası etrafında bir halka oluşturmaktadır. Halka biçimindeki bu bölge "ororal oval" veya "oror kuşağı" olarak adlandırılmaktadır.

Kutup bölgelerinde yapılan ilk fotografik gözlemler, gece oror kuşağının oval biçimde olduğunu göstermiştir. Daha sonra yapılan çeşitli araştırmalar, ororanın sadece gece saatleriyle sınırlı olmadığını, enerji yüklü parçacık yağışının gündüzün de var olduğunu ortaya koymuştur. Böylece, günün tüm saatlerini kapsayan parçacık yağış modellerinin elde edilmesi önemli araştırma konularından biri olmuştur. İlk kez Feldstein, jeomanyetik enlemlere ve yerel zamana bağlı olarak, parçacık yağış modellerini verdi. Parametre olarak jeomanyetik aktivite kullanıldı. Bulunan model eksantirik bir halkadır. Bundan sonraki çalışmalarda parçacık yağış kuşağının oval biçimde olduğunu kanıtladığından, şekil 4.4'de taralı olarak gösterilen bu bölgeye "Feldstein ovalı" denmektedir. Kutup bölgelerinde, ororolar en çok bu kuşak içinde oluşmaktadır.

Daha sonra Hartz ve Brice tarafından verilen şekil 4.5'de

ki iki kuşaklı modelde gündüz yağışı hemen hemen sürekli, gece yağışı kesiklidir. Bunlara ek olarak yapılan bazı araştırmalardan, öğle saatlerinde, 1-5 Kev enerjili bir elektron yağışı olduğu saplanmıştır. Böylece, şekil 4.6'da verilen üç kuşaklı bir model bulunmuştur.

Parçacık yağışı, iyonosferin değişik yükseklik bölgelerinde, enerjilerine ve enerjetik akılarına göre belirli dağılımlar göstermektedir. Öğle saatlerinde gözlenen "soft" kuşağı göreceli olarak, daha düşük enerjili tanecikleri temsil etmektedir. Bu nedenle, daha çok iyonosferin F-bölgesinde etkili olmakta ve bu bölgedeki iyonizasyonu artırmaktadır. Yağış, yazın maksimumdur. Gece saatlerinde daha yoğun olan "splash" yağışı, E-bölgesinde, günün tüm saatlerinde görülmekte, sabah saatlerinde yoğun olan "drizzle" yağışı ise D-bölgesindeki iyonizasyonu artırmaktadır.

Gözlem sonuçları, 1 Kev enerjili elektronların iyonosferde 150 km yakınlarına kadar etkidiklerini, F-bölgesinde, Feldstein ovalının kuzey ve güneyinde, iyonizasyon artışına neden olduklarını göstermektedir. 150 km yükseklikte gözlenen görülebilen ororaların, muhtemelen 6 Kev'luk elektronlarla ilgili olduğu sanılmaktadır. Ancak, ororal aydınlık bölgesi ile Feldstein ovalı tam olarak uyuşmamaktadır. Ayrıca 40 Kev'luk elektronların homojen olarak yayıldığı ve kutuba göre hemen simetrik olan tutma bölgesi, gündüz saatlerinde Feldstein ovalının dışında, yani daha düşük enlemlerde, geceleyin ise ovalın düşük enlem sınırında bulunmaktadır. Bu durumda, görülebilen orora ve kutupsal E_s tabakalarının nedeninin 6 Kev'luk elektronlar mı, yoksa 40 Kev'luk elektronlar mı olduğu şüphelidir. Bununla birlikte ororal E_s nin doğrudan doğruya elektron yağışı ile değil, kutupsal elektrojetlerin yarattığı düzensizliklerle ilgili olduğu sanılmaktadır.

Tutma bölgesi ile Feldstein ovalı arasındaki uyumsuzluk

şöyle açıklanabilir : Kuzey kutbunda bir tek yağış modeli değil, üstüste binmiş birkaç model vardır. Bunlardan biri Feldstein ovalına tam olarak uyar ve oror kuşağında manyetik alan çizgilerinin günlük olarak açılıp kapanması sonucu oluşur. Ororal oval ve tutma bölgelerinin ikisi de geçici olarak tutulmuş parçacıkların sabit manyetik enlemler boyunca oluşturduğu yağış modelidir. Yer manyetik alan çizgilerinin açılması ile, ovalın içinde oldukça değişikliğe uğramış bir yağış modeli oluşur. Bu modeller, radyo dalgalarının yutulmasına ve bir gece E-tabakasının oluşmasına neden olurlar.

Ororal iyonosferde yayılan radyo dalgaları, bu bölgedeki değişimlerden oldukça etkilenmektedir. Bu etkiler: E ve F-bölgelerinde saçılma, D-bölgesinde daha çok yutulma şeklinde görülmektedir. E- ve muhtemelen alt F-bölgelerindeki değişimlerin, iyonosferdeki DC elektriksel alanlarla yakından ilişkili olduğu düşünülen, küçük ölçümlü düzensizliklerden ileri geldiği sanılmaktadır. Ancak, bu DC elektriksel alanların kaynağı ile parçacık yağışı arasındaki ilişki belirlenememiştir.

Kutupsal iyonosferin D-bölgesindeki yutulmaların kaynağı yüksek enerjili parçacık yağışıdır. Bunlardan 50-500 Kev'luk elektronlar oror bölgesinde, daha yüksek enerjili (1-100 Mev) protonlar ve hemen hemen aynı mertebeden enerji taşıyan α -parçacıkları ise kutup başlığı bölgesinde yutulmaya neden olurlar. Ororal yutulma, güneşteki karışıklıklardan bir süre sonra (20-40 saat) görülmekte, ororal aktivite ile değişmektedir. Günlük değişim sabahları max. olmaktadır. Buna ilişkin grafik şekil 4.7'de verilmiştir. Yutulmanın jeomanyetik koordinatlara göre değişimini gösteren şekil 4.8'deki grafikten görüleceği gibi, yutulma kuşağı "drizzle" kuşağına oldukça uymaktadır. Jeomanyetik aktivite arttıkça, bu kuşak ekvatora doğru kaymaktadır. Mevsimlik değişimler yalnızca gündüz saatlerinde görülmektedir. Kanada ve Nor-

veç'te elde edilen sonuçlar, yutulmanın enlemlere göre değişiminin Gauss dağılımına uygun olduğunu göstermiştir (şekil 4.9).

Kutup başlığı bölgesindeki yutulma, bazı küçük güneş parlamalarından 15-200 dakika kadar sonra başlamakta ve 1-3 gün kadar sürmektedir. Yutulma, gündüzün max. olmakta, kutuba doğru artış göstermektedir. Kutup başlığındaki yutulmaya neden olan olayların güneş lekelerindeki değişimi nasıl izlediği şekil 4.10'da gösterilmiştir.

Radyo dalgalarının ororal E ve F-bölgelerinden saçılması veya yansımaları çeşitli şekillerde açıklanmaktadır. Deneysel çalışmalar, ororal yansımaların manyetik görüş açısına bağlı olduğunu göstermiştir. E-bölgesindeki değişimlerin yalnız parçacık yağışı ile değil, aynı zamanda kutupsal elektrojetlerle ilgili olduğu sanılmaktadır.

E-bölgesindeki en önemli olay, iyonizasyondaki rastgele (sporadic) değişimdir. Kutupsal "sporadic" E, biri geceleri kısken daha düzenli ve yavaş değişen, ötekisi oldukça düzensiz bir yapı gösteren iki tabaka şeklinde ortaya çıkmaktadır. Bunların kritik frekanslarının yerel zamana ve enlemlere göre değişimi şekil 4.11 ve 4.12'de verilmiştir.

Uzay araştırmaları, E_s tabakasındaki ororal yankılarla görülebilen ororal aralarında yakın bir ilişki olduğunu ortaya koymuştur. Ororal parlaklık arttıkça, görünen yansıma yüksekliği azalmakta, kritik frekans artmaktadır.

F-bölgesindeki değişimlerin kaynağı, daha önce belirtildiği gibi, düşük Enerjili parçacık yağışıdır. Gözlem sonuçları, bu bölgedeki iyonlaşmanın yer manyetik alan çizgileri boyunca aşağıdan yukarıya doğru olduğunu göstermektedir. Elektron yoğunluğundaki düzensizlikleri saptayabilmek amacıyla Alouette I uydusu ile

yapılan araştırmalar, düşük K_p ($K_p \leq 2$) koşullarında, yankı dağı-
lımının oror ovalına oldukça uygun olduğunu göstermiştir. Şekil
4.13'de buna ilişkin değişim verilmiştir.

Kutupsal iyonosferdeki bu değişmeler, radyo dalgalarının yayılmasında önemli etkiler yaratmaktadır. Araştırmalar sonucu bulunan ilk etki, ororal gürültü olmuştur. Gürültü oluşturabilen başlıca kaynakların şunlar olduğu sanılmaktadır.

- a) Düzensiz ısıl değişmeler,
- b) Yer manyetik alanı tarafından tutulan yüksek enerjili elektronların jirasyon hareketi ve bu hareket sonucu yüksek ve çok yüksek frekanslarda yapılan "synchrotron" ışıma.

c) Ororal iyonosferde uyarılmış plazma kararsızlıklarından ileri gelen elektromanyetik ışıma. "Synchrotron" ışımanın 30-120 MHz'lik gürültüler oluşturduğu saptanmıştır. Plazma titreşemlerinin birkaç 10 MHz'i aşmadığı bilinmektedir. Bu nedenle, 30 MHz'in üstündeki gürültülerin kaynağı "synchrotron" ışıma veya çeşitli ororal yansımalar arasındaki kuplaj olabilir. Araştırmalar, HF bandındaki yankıların VHF ve UHF bandlarındaki yankılardan çok daha yoğun olduğunu göstermiştir. Yankı gücünün frekansla değişimi $P(f) = P_0 \exp(-f/f_0)$ olarak bulunmuştur. 100 MHz'in üstündeki gürültülerin, genellikle E ve alt F-bölgelerindeki elektron yoğunluğu dalgalanmalarından ileri geldiği sanılmaktadır.

Ororal yankılara ilişkin gözlem sonuçları şöyle özetlenebilir :

- Görüş açısı sıfır olduğu zaman max. yankı elde edilmektedir.

- Manyetik karışıklıklar süresince max. yankı, görüş açısının sıfır olduğu yerden değil, ama sıfır derecelik görüş açısına yakın yerlerden elde edilmektedir (Bk. Şekil 6.1 ve 6.2).

- Max. yankı bölgesindeki bu ufak değişim, manyetik karışıklıklardan dolayı yer manyetik alanının distorsiyona uğramasıyla açıklanabilir.

- Yankı gücü, frekans büyüdükçe üstel olarak azalmaktadır. Bu değişim şekil 6.4'de görülmektedir.

- Görüş açısında 1^0 'lik değişme, yankı gücünde 5-10 db'lik azalmaya neden olmaktadır.

- Yankı şiddeti manyetik azimutla değişmektedir.

- Genlik dağılım Rayleigh dağılımına uymaktadır (şekil 6.5).

Yer manyetik alan çizgileri boyunca iyonizasyon yoğunluğunda meydana gelen değişmelerin ororal saçınma yol aştığı ve oluşan yankıların manyetik görüş açısına bağlı olduğu gözlemlerle saptanmış, bunların kaynağı ancak daha sonraları geliştirilen kararsızlık kuramları ile açıklanabilmıştır. İlk kez Farley ve Buneman, iyonosferde, yer manyetik alanı ve buna dik bir elektriksel alan içinde, elektron-iyon sürüklenme hızı yaklaşık olarak iyonların ı-sıl hızını aştığı zaman, yerel ses hızı ile yayılan plazma dalgalarının oluştuğuna ilişkin kuramı koydular. Yapılan iyonosferik araştırmaların çoğu, elde edilen yankıların bir çoğunun bu kurama uygun olduğunu göstermiştir. Ancak, gözlenen bazı zayıf yankıların Farley dalgaları arasındaki lineer olmıyan etkileşimlerden doğduğu gene Farley ve Dougherty tarafından ileri sürülmüştür.

İkinci bir kararsızlık kuramı, plazma yoğunluğundaki uzaysal değişim hızını (gradient'i) işe katan ve "drift-gradient" kararsızlık olarak bilinen kuramdır. Buna göre, yer manyetik alanı ve buna dik bir elektriksel alanın etkisiyle, plazma yoğunluğundaki değişme sonucu ufak genlikli dalgalar oluşur. Yoğunluktaki değişme hızı elektriksel alan doğrultusunda pozitif olduğu zaman, dalgalar giderek büyümeye başlar. Dalganın faz hızı, elektron-iyon

sürüklenme hızının yayılma doğrultusundaki bileşenine eşittir.

Üçüncü kuram, iyon-siklotron kararsızlık kuramıdır. Buna göre, ororal iyonosferde yer manyetik alan çizgileri boyunca akan akımlar kritik bir değeri aşınca, manyetik alan çizgilerine dik olarak yayılan dalgalar oluşur. Dalganın faz hızı, çok yüksek frekanslarda iyon-akustik hıza eşittir ve frekans küçüldükçe büyür.

Ororal iyonosferde en önemli değişmeler 80-200 km yükseklikleri arasında görülmektedir. Bu bölgede nötral rüzgârlar ve elektriksel alanlar nedeniyle oluşan akımlar, plazma düzensizliklerinin açıklanmasında temel olarak alınmaktadır. Gerek TRIAD uydusu ile elde edilen yer manyetik alanı doğrultusundaki akım değişimi (şekil 5.3) gerekse Heppner tarafından verilen (şekil 6.10) kutupsal elektrojet haritası, akımların sabah ve akşam saatlerinde max. olduğunu, öğle ve gece yarısı saatlerinde ise yön değiştirdiklerini göstermektedir.

İyonosferik olayların anlaşılmasında önemli olan kavramsal büyüklüklerden biri iyonosferik iletkenliktir. Ancak, normal iletkenlerden farklı olarak, iyonosferik iletkenlik doğrultuya göre değişmektedir. Bunun nedeni yer manyetik alanının etkisidir.

Duyarlık matrisi kullanılarak elde edilen iyonosferik iletkenlik bileşenleri, iyonlar ve elektronlar için, (5.6) ve (5.7) denklemleriyle verilmiştir. Elektriksel alan doğrultusundaki iletkenlik (Pedersen iletkenliği) σ_p ile, manyetik ve elektriksel alanlara dik doğrultudaki iletkenlik (Hall iletkenliği) σ_H ile, manyetik alan doğrultusundaki iletkenlik ise σ_o ile gösterilmiştir. Her üç iletkenlik bileşeni plazma yoğunluğuna, elektronun veya iyonun-yüküne, çarpışma frekansına ve jiro-frekansa (yer manyetik alanına) bağlıdır. Yer manyetik alanının iyonosfer-

de 0,5 Gauss civarında olduğu, yükseklikle hemen hemen değişmediği saptanmıştır. Çarpışma frekansı ise yükseklikle üstel olarak azalır.

İyonlar ve elektronlar için çarpışma frekansı, jiro-frekans ve plazma frekansı şekil 5.1'de, Pedersen ve Hall iletkenliği ise şekil 5.2'de yüksekliğe bağlı olarak verilmiştir. E-bölgesinde, jiro-frekansı, elektronlar için çarpışma frekansından çok büyük olduğu halde iyonlar için hemen hemen aynı mertebededir. Bu koşullar (5.6) ve (5.7) denklemlerinde kullanılırsa, Pedersen iletkenliğinde daha çok pozitif iyonların, Hall iletkenliğinde ise elektronların etkin olduğu görülür. E-bölgesinin üstündeki yüksekliklerde, elektronlar ve iyonlar için, Hall iletkenlikleri birbirine çok yakındır ve toplam Hall iletkenliği yaklaşık olarak sıfırdır. Pedersen iletkenliğinde, 100 km'nin altında elektronlar, 100 km'nin üstünde iyonlar etkindir.

E-bölgesinde, yer manyetik alanı doğrultusundaki iletkenlikte, elektronların etkisi iyonlara göre çok daha büyüktür. Çünkü $\omega_{He}/v_e \gg \omega_{Hi}/v_i$ dir.

İyonosferik iletkenlik, enlemlere göre de farklılık göstermektedir. Daha yüksek ve daha düşük enlem bölgelerine göre, oror kuşağı içinde iletkenlik daha yüksektir ve manyetik karışıklıklar süresince daha da büyümektedir. Bölüm 5.2 de değişik enlemlerde, TRIAD uydusu ile elde edilen Σ_p ve Σ_H değerleri tablo halinde verilmiştir. Tabloda görüldüğü gibi, Σ_H/Σ_p oranı oror kuşağı içinde 2 ile 4, oror kuşağının dışında 2 dir.

İyonosferik akımların yükseklikle değişimi, parçacık hız diyagramı çizilerek daha kolay anlaşılabilir. Gerçekte, (5.13) ile verilen hız bağıntıları iletkenlik bağıntılarına benzerdir, ama bunlarda elektriksel alan bileşenleri de işe girmektedir.

Yatay düzlemdeki hız değişimini gösteren (5.14) denklemine ilişkin grafik, şekil 5.4'de verilmiştir. Diyagramda, ayrıca akım yoğunluğunun doğrultusu da görülmektedir. İyonosferik parametrelerin şekil 5.1'deki değişimi gözönünde tutulursa, 150 km'nin üstünde $v_k \ll \omega_{Hk}$ olduğu görülür. Bu durumda $\alpha_e \approx \alpha_i \approx 90^\circ$, $v_e \approx v_i$ olur. Akım yoğunluğu ise $v_i - v_e$ ile orantılı olduğundan yaklaşık olarak sıfırdır. İyonosferin alt kısımlarında $v_k > \omega_{Hk}$ dir. O halde, α_k çok küçük olacağından, bu yüksekliklerde akım yoğunluğu elektriksel alanın E_x bileşeni doğrultusuna yönelir.

E-bölgesi yüksekliklerinde $\omega_{He} \gg v_e$ olduğundan, yer manyetik alan çizgileri boyunca elektronların v_{ez} hız bileşeni çok büyüktür ve bu doğrultuda iyonosfer çok iyi iletkenidir.

KAYNAKLAR

- / 1 / Ahmet Özel. "Elektromagnetik Dalgaların Propagasyonunda Atmosferin Rolü" İstanbul Kurtuluş Basımevi-1949.
- / 2 / Ahmet Özel. "Elektromagnetik Teori ve Radyasyon" Karadeniz Teknik Üniversitesi Yayınları, 1970.
- / 3 / Ahmet Özel. "Differansiyel ve İntegral Hesapta Operasyon metodu."
- / 4 / Abel W.G., Newell R.E. "Measurements of the Afternoon Radio Aurora at 1295 MHz."
Jour. Geophys. Res., Space physics, Vol.74, no.1, 1969.
- / 5 / Abel W.G., Newell R.E. "İndirect Experimental Evidence for the Existence of Hall and Petersen currents in the Auroral E-Region."
Nature, Vol. 218, May 4, 1968.
- / 6 / Bates H.F. and Albee P.R. "Aspect Sensitivity of HF Auroral Echoes."
Jour. Geophys. Res. Space Physics. Vol.74, no.5, 1969.
- / 7 / Belrose J.S. "Low and very low Frequency Radio wave propagation."
AGARD lecture Series XXIX, Radio Wave Prop.1968,P.IV-I
- / 8 / Bowles K.L, Balsley B.B. and Cohen R. "Field-Aligned E-region irregularities identified with acoustic plasma waves."
Jour. Geophys. Res., Vol.68, no.9, 1963, pp.2485-2501.
- / 9 / Budden K.G. "Radio Waves in the İonosphere."
Cambridge at the University Press, 1961.

- / 10 / Budden K.G. and Smith M.S. "Theory of the Polarisation of the ordinary wave reflected from the ionosphere in the limit of vertical incidence and vertical magnetic field." Jour. Atmos. Terr. Phys. Vol. 35, pp. 1909-1926, 1973.
- / 11 / Boneman O. "Excitation of field-aligned sound waves by electron streams." Physical Review Letters, Vol. 10, no. 7, 1963.
- / 12 / Carpenter L.A. and Kirchhoff V.W.J.H. "Comparison of high-latitude and mid-latitude Ionospheric electric fields." Jour. Geophys. Res. Vol. 80, no. 13, May 1, 1975.
- / 13 / Chakrabarty D.K., Chakrabarty P. and L. Björn. "Some studies on the daytime D-region during polar cap absorption." Jour. Atmos. Terr. Physics. Vol. 39, pp. 57-67, 1977.
- / 14 / Chesnut W.G. "Polar Propagation effects on VHF-UHF radar." AGARD-CP-97, p. 5.1
- / 15 / Chesnut W.G., Hodges J.C., Leadbrand R.L. "Auroral radar backscatter studies from Homer, Alaska." AGARD-CP-97, p. 8.1
- / 16 / Coleman J.T. "A program for the investigation and simulation of auroral instability mechanism." AGARD-CP-97, p. 14.1
- / 17 / Czechowsky P. "Calculation of an equivalent current system in the polar E-region." Radio Sci., Vol. 6, no. 2, pp. 247-253, Feb. 1971.
- / 18 / Davies K. "Ionospheric Radio Propagation." Dover Publication Inc. New York, 1966.
- / 19 / Davies K. "Magneto-ionic theory of radio propagation." AGARD Lecture Series XXIX, Radio Wave Prop., 1968, p. 1-2.

- / 20 / Dieminger W. "Ionospheric propagation of high frequency radio waves."
AGARD Lecture Series XXIX, p.III-I.
- / 21 / Dolukhanov M. Propagation of Radio Waves
Mir Publishers Moskow,1971.
- / 22 / Dougherty J.P. and Farley D.T. "Ionospheric E-region irregularities produced by nonlinear coupling of unstable plasma waves."
Jour. Geophys. Res. Vol. 72, no.3, 1967.
- / 23 / Eather R.H. "Latitudinal of auroral and airglow emissions."
Jour. Geophys. Res., Space physics. Vol.74, no.1, 1969.
- / 24 / Egan R.D. and Petersen A.M. "Auroral noise at HF."
Jour. Geophys. Res., Vol.65, no.11, 1960.
- / 25 / Egeland A. "Formation and movements of ionospheric irregularities in the auroral E-region."
AGARD-CP-173, radio systems and the ionosphere, 1975,
p.32-1
- / 26 / Egeland A., Holtet J. and Maynard N.C. "Micro structure of radio aurora scattering regions."
AGARD-CP-97, 10-1
- / 27 / Farley D.T. "A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere."
Jour. Geophys. Res. Vol.68, no.22, 1963.
- / 28 / Feldstein Y.I. "Peculiarities in the auroral distribution in high latitudes caused by the asymmetrical form of the magnetosphere." Planet Space Sci.1966, Vol.14,99 121-130.

- / 29 / Feldstein Y.I. and Starkov G.V. "Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances."
Planet space sci. 1967, Vol.15, pp.209-229.
- / 30 / Feldstein Y.I. "Night-time aurora and its relation to the magnetosphere."
Ann. Geophys. t.30. fasc.2, 1974, p.259-272.
- / 31 / Forsyth P.A. and Lyon G.F. "Ion-acoustic waves in aurora!"
AGARD-CP-97, p.II-I
- / 32 / Frank L.A. "Plasma in the earth's polar magnetosphere."
Jour. Geophys. Res. Vol.76, no.22, 1971.
- / 33 / Frank L.A. and Ackerson K.L. "Observations of charged particle precipitation into auroral zone."
Jour. Geophys. Res. Vol.76, no.16, 1971.
- / 34 / Fredricks R.W. "Wave-particle interactions in the outer magnetosphere."
Space science Reviews 17(1975), 741-780.
- / 35 / Fukushima N. "Equivalent current pattern for a field-aligned current into the auroral belt of enhanced electric conductivity."
Report of ionosphere and space Res. in Japan Vol.28, pp. 207-213 (1974).
- / 36 / Gadsten M. "The origin of afternoon auroral radar echoes."
Planet space sci. 1967, Vol.15, pp.893 to 898.
- / 37 / Galejs J. "Terrestrial Propagation of long electromagnetic waves."
Pergamon press, 1972.
- / 38 / Gassman G.J. "On modelling the arctic ionosphere."
AGARD-CP-97, p.2-1

- / 39 / Ginzburg V.L. "Propagation of electromagnetic waves in plasma." Nord Holland Publishing Company-Amsterdam.
- / 40 / Hagfors T. "Some properties of radar auroral echoes as observed at a frequency of 1295 MHz."
AGARD-CP-97, p.9-1
- / 41 / Harrang L. "VLF-Emission observed at station close to the auroral zone and at station on lower latitudes."
Jour. Atmos.Terr.Phys. 1968, Vol.30, pp.1143-1160.
- / 42 / Hartz T.R. "Morphology of radio-radar polar propagation effects." AGARD-CP-97, p.1-1
- / 43 / Hoffman R.A. and Berko F.W. "Primary electron influx to dayside auroral oval."
Jour. Geophys. Res., Vol.76, no.13, 1971.
- / 44 / Hofstee J. and Forsyth P.A. "Ion-acoustic waves in the auroral plasma."
Canadian Journal of physics. 47, 2797 (1969).
- / 45 / Hultqvist B. "Roket and satellite observations at energetic particle precipitation in relation to optical aurore,"
Ann. Geophys., t.30, fasc.2, 1974, p.223-258.
- / 46 / Ivanov Y.G. et al. "Fadeout duration and amplitude fluctuation of radio signals from artificial satellites at the northern polar cap and auroral zone."
Translated from kosmicheskie issledovaniya. Vol.12, no.3, pp. 387-395, May-June 1974.
- / 47 / Jackson J.D. "Classical Electrodynamics." Second ed., John Wiley and sons inc. 1975.

- / 48 / Kamide Y. and Akasofu S.-I. "The auroral elektrojet and global auroral features."
Jour. Geophys.Res., Vol.80, no.25, sept.1,1975.
- / 49 / Krauss J.D., Carver K.R. "Electromagnetics." Mc Graw-Hill Book Company, 1973.
- / 50 / Landmark B. "The Ionosphere."
AGARD Lecture Series XXIX, Radio wave prop. 1968, p.II-I
- / 51 / Lange-Hesse G. "Current experimental results from a VHF-CW auroral backscatter network in scandinavia."
AGARD-CP-97, p.7-1
- / 52 / Lefeuvre S. "Hyperfrequence."
Dunod, Paris, 1969.
- / 53 / Liszka L. "Polar propagation effects on radio-astronomical and satellite transmissions."
AGARD-CP-97, p.16-1
- / 54 / Lui A.T.Y. et al. "The topology of the auroral oval as seen by the ISIS 2 scanning auroral photometer."
Jour. Geophys.Res. Vol.80, no.13, May 1, 1975.
- / 55 / Maltsev Y.P. and Lyatsky W.B. "Field-aligned currents and erosion of the dayside magnetosphere."
Planet Space Sci. Vol.23, pp.1257 to 1260, 1975.
- / 56 / Mc. Diarmid D.R. "Ion-acoustic waves and radio aurora."
Canadian Journal of Physics, 48, 1863, 1970.
- / 57 / Mishin V.M., Saifudinova T.I. and Zhulin I.A. "A magnetosphere model based on two zone of precipitating energetic particles."
Jour. Geophys. Res. Space Phys., Vol.75, no.4, 1970.

- / 58 / Moorcroft D.R. "The interpretation of the frequency dependence of radio aurora."
Planet space sci. Vol.14, pp.269-275, 1966.
- / 59 / Mozer F.S. and Fahleson U.V. "Parallel and perpendicular electric fields in an aurora."
Planet Space sci. Vol.18, pp.1563-1571, 1970
- / 60 / Möller H.G. "Polar propagation effects on HF radars."
AGARD-CP-97, p.21.1
- / 61 / Oksman J. "Plasma Instabilities and radio aurora."
Ann.Geophys. t.30, fasc.2,1974, p.285-290.
- / 62 / Oyinloye J.O. "Radio wave absorption in the equatorial ionosphere."
Jour. Atmos. Terr. Phys. 1975, Vol.37, pp.1-16
- / 63 / Plonsey R. and Collin R.E. "Principle and applications of electromagnetic fields."
Mc Graw Hill Book Company inc. 1961.
- / 64 / Popović B.D. "Introductory Engineering Electromagnetics."
Addison, Wesley Publishing Company, 1973.
- / 65 / Raver K. and Suchy K. "Radio observations of the ionosphere."
Handbuch der Physik, Geophysik III, 1967.
- / 66 / Simon A. "Growth and Stability of artificial ion clouds in the ionosphere."
Jour. Geophys.Res. space Physics, Vol.75, no.31, Nov.1.1970.
- / 67 / Skadron G. and Weinstock J. "Nonlinear stabilisation of a two-stream plasma instability in the ionosphere."
Jour.Geophys. Res.Space physics, Vol.74, no.21, 1969.

- / 68 / Smith M.S. "The theory of the reflection of low frequency radio waves in the ionosphere near critical coupling conditions."
Jour. Atmos.Terr.Phys. Vol.35, pp.51-62, 1973.
- / 69 / Smith M.S. "Frequency analysis of calculated ionospheric reflection coefficients."
Jour. Atmos.Terr.Phys.Vol.35, pp.1863-1875, 1973.
- / 70 / Starkov G.V. "Auroral hight in the polar cap."
Geomag. Aeron.8, 28, 1968.
- / 71 / Taylor G.N. "Non specular ionospheric clutter in the VHF and UHF bands. ACARD-CP-97, p.13.1
- / 72 / Thorne R.M. "Wave-particle interaction in the magnetosphere and ionosphere."
Reviews of Geophysics and space physics, Vol.13,no.1,Feb.1
- / 73 / Unwin R.B. and Knox F.B. "Radio aurora and electric fields
Radio sci.Vol.6, num.12, pp.1061-1077, 1971.
- / 74 / Vassy E. "Yüksek atmosferin füzeler ve peykler yardımıyla incelenmesi, atmosferin elektrik bakımından incelenmesi."
İTÜ.Elektrik Fak. Konferansları, 1963.
- / 75 / Wagner R.A. and Pike C.P. "A discussion of arctic ionogram
AGARD-CP-97, p.4-1
- / 76 / Whitehead J.D. "Low frequency plasma instabilities in the ionosphere."
Jour.Atmos.Terr.Phys. 1968, Vol.30, pp.1563-1579.
- / 77 / Winningham J.D. at al. "The latitudinal morphology of 10 eV to 10 Kev electron fluxes during magnetically quiet and disturbed times in the 21.00-03.00 MLT sector."
Jour.Geophys.Res.Vol.80, no.22, Aug.1, 1975.

- / 78 / Yasuhara F., Kamide Y. and Akasofu S.-1 "Field-aligned
and ionosphere currents."
Planet space sci., Vol.23, pp.1355-1363.
- / 79 / Zhulina Y.M. "Seasonal variations in the position of the
auroral zone."
Geomagn. and Aeronomy 8(3), 376-380, 1968.

ÖZGEÇMİŞ

Kemal Erdoğan 1941 yılında Akçadağ'da doğdu. İlk öğrenimini Akçadağ'a bağlı Keller köyü İlkokulunda, orta öğrenimini Akçadağ Ortaokulunda, Lise öğrenimini ise Malatya lisesinde yaptı. İTÜ. Elektrik Fakültesini bitirdikten sonra bir süre Malatya Belediyesinde çalıştı. 1970 yılında KTÜ. Makina ve Elektrik Fakültesinde asistan olarak göreve başladı ve halen bu görevini sürdürmektedir.