

**T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

77566

İYONKÜRENİN ISIL ÖZELLİKLERİ

Esat GÜZEL

**T.C. FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
DOKÜMANLAMA VE KÜTÜPHANE
BÖLÜMÜ**

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**ELAZIĞ
1998**

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

İYONKÜRENİN ISIL ÖZELLİKLERİ

Esat GÜZEL

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu Tez 16.12.2022 Tarihinde, Aşağıda Belirtilen Jüri Tarafından Oy birliği /
Oy çokluğu ile Başarılı / Başarısız Olarak Değerlendirilmiştir.


Prof. Dr. Mehmet AYDOĞDU
Danışman


Doç. Dr. M. Eyüphan YAKARCI


Doç. Dr. Osman BİCAN

ÖZET
DOKTORA TEZİ

İYONKÜRENİN ISIL ÖZELLİKLERİ

Esat GÜZEL

Fırat Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
1998, Sayfa : 99

Bu tezde, iyonkürenin ısı özellikleri çalışılmıştır. İyonkürenin ana ısı kaynakları, Güneş'ten gelen morötesi (UV) ışınımın nötr atom ve molekülleri iyonlaştırması, iyonküreyi oluşturan elemanların kendi aralarında çarpışmaları sırasında ortaya çıkan ısı ile bir bölgeden başka bölgeye taşınan ısıdır.

Maksimum ısı, iyonküredeki oksijen atomunun iyonlaşması sırasında üretilmektedir. İyonlaşma ile ortaya çıkan ısı, yerden itibaren yükseklik arttıkça azalmakta ve F2-bölgesinin tepe yüksekliğinde (hmF2) en büyük değerini almaktadır. Üretilen ısıнын günlük dağılımı ise, maksimum ısıнын, saat 15 civarında ve haziran ayında üretildiğini göstermiştir.

Elektronlarla, iyonların ve O₂, N₂, O, H nötr elemanların arasındaki çarpışmalar sonunda ortaya çıkan ısı hesaplanmıştır. Hesaplanan ısıнын, elektronlar, iyonlar ve nötr parçacıkların yoğunluklarına bağlı olarak, yükseklikle azaldığı tespit edilmiştir. Gündüz saatlerinde ısıнын arttığı, diğer saatlerde azaldığı görülmüştür.

Yoğunluğun düşük olduğu üst iyonkürede, temel ısı kaynağı ısıнын taşınması olduğu için, ısıl iletkenlik katsayıları hesaplanmıştır. Isıl iletkenlik katsayıları yükseklikle artmakta ve gündüz saat 17 civarında ve haziran ayında en büyük değerlerine ulaşmaktadır.

Anahtar Kelimeler: İyonküre, Isı üretimi, Isı kaybı, Isıl iletkenlik.

ABSTRACT**PhD Thesis****THERMAL PROPERTIES OF THE IONOSPHERE****Esat GÜZEL**

**Firat University
Graduate school of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
1998, page: 99**

In this thesis, the thermal properties of ionosphere has been studied. Main heat sources of the ionosphere are the ionization of the neutral atoms and molecules by the solar ultraviolet (UV) radiation, collisions between the constituents of the atmosphere and the transport of the heat.

Maximum heat is produced during the ionization of the atomic oxygen in the ionosphere. The heat decreases while the altitude increases and it reaches to its maximum values at hmF2 height. Diurnal variations of the produced heat shows that heat is maximum around 15 LT and at June.

The heat due to the collisions of the electrons with ions and O₂, N₂, O, H neutral elements have been calculated. It is determined that the calculated heat decreases with altitude.

Since the principal heat source at the topside ionosphere is the transport of the heat, the thermal conductivities have been calculated. The conductivities increase with the altitude, and their maximum values are obtained around 17 LT and at June.

Key Words: Ionosphere, Heat production, Heat losses, Thermal conductivity.

TEŞEKKÜR

“ İyonkürenin Isıl Özellikleri ” adlı doktora tezimin hazırlanmasının her safhasında ilgi ve yardımlarını esirgemeyen, engin bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım değerli danışman hocam sayın Prof. Dr. Mehmet AYDOĞDU Bey’e sonsuz teşekkürler eder saygı ve şükranlarımı sunarım.

Araştırmamın bilgisayar programlama ve yazılım aşamalarında sürekli desteğini gördüğüm ve tecrübelerinden faydalandığım saygıdeğer hocam Doç. Dr. Osman ÖZCAN Bey’e teşekkür eder saygılarımı sunarım.

Çalışmalarımın her aşamasında, başta ana bilim dalımızın diğer elemanları olmak üzere, tüm bölüm elemanlarının gösterdiği hoşgörü, yardım ve anlayıştan dolayı her birine ayrı ayrı teşekkür eder, sevgi ve saygılarımı sunarım.

Ayrıca benimle beraber tez yapmış kadar maddi ve manevi sıkıntı çeken sevgili eşim Ayşe ve oğullarım Yunus Emre ile İhsan Eren’e minnet ve sevgi duygularımı sunarım.

Esat GÜZEL

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	II
ABSTRACT.....	III
TEŞEKKÜR.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	VII
ÇİZELGELER LİSTESİ.....	IX
SEMBOLLER LİSTESİ.....	X
 1. GİRİŞ.....	 1
2. İYONKÜRENİN ISIL YAPISI.....	3
2.1. İyonkürenin Oluşumu.....	3
2.2. İyonkürenin Isınması.....	6
2.2.1. Enerji Denge Denklemleri.....	9
2.2.2. Fotoelektronlar.....	11
2.2.3. Bölgesel Fotoelektron Isınması.....	13
2.2.4. Fotoelektron Taşınması.....	18
2.2.5. Plazma Isısının Diğer Kaynakları.....	21
2.2.5.1. Elektronlar.....	21
2.2.5.2. İyonlar.....	23
2.3. Elektron ve İyonların Enerji Kayıpları.....	24
2.3.1. Isıl Elektronun Soğuma İşlemleri.....	25
2.3.2. Isıl İyonların Soğuma İşlemleri.....	29
2.4. İyonkürenin Isıl İletkenliği.....	30
2.4.1. Elektron Isıl İletkenliği.....	31
2.4.2. İyon Isıl İletkenliği.....	35
3. MATERYAL VE METOD.....	36
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	38
4.1. Isı Üretimi.....	38

4.1.1. Isı Üretiminin Yüksekliğe Bağlı Değişimi	39
4.1.2. Isı Üretiminin Günlük Değişimi.....	42
4.1.3. Isı Üretiminin Mevsimlik Değişimi.....	45
4.1.4. İyon Gazı Isı Üretiminin Değişimi.....	48
4.2. Isı Kayıpları.....	52
4.2.1. Çarpışmalardan Dolayı Isı Kayıplarının Yükseklikle Değişimi	53
4.2.2. Çarpışmalardan Dolayı Isı Kayıplarının Günlük Değişimi	56
4.2.3. Çarpışmalardan Dolayı Isı Kayıplarının Mevsimlik Değişimi	59
4.2.4. Dönme ve Titreşim Uyarılmalarından Dolayı Isı Kayıpları	63
4.2.4.1. Dönme ve Titreşim Uyarılmalarından Dolayı Isı Kayıplarının Yükseklikle Değişimi.....	64
4.2.4.2. Dönme ve Titreşim Uyarılmalarından Dolayı Isı Kayıplarının Günlük Değişimi	67
4.2.4.3. Dönme ve Titreşim Uyarılmalarından Dolayı Isı Kayıplarının Mevsimlik Değişimi	72
4.3. Isıl İletkenlik	76
4.3.1. Isıl İletkenliğin Yüksekliğe Bağlı Değişimi	77
4.3.2. Isıl İletkenliğin Günlük Değişimi.....	80
4.3.3. Isıl İletkenliğin Mevsimlik Değişimi.....	82
KAYNAKLAR	84

ŞEKİLLER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1. İyonkürenin yapısı.	3
Şekil 2.2. İyon bileşenlerin yoğunluklarının yükseklikle değişimi.	4
Şekil 2.3. Temel iyon yoğunluklarının yükseklikle değişimi.	5
Şekil 2.4. Nötr bileşen yoğunluklarının yükseklikle değişimi.	6
Şekil 2.5. İyonküre sıcaklıklarının yükseklikle değişimi.	8
Şekil 2.6. İyonküredeki elektronlar, iyonlar ve nötr parçacıklar için enerji kaynakları.	9
Şekil 2.7. Optik ışın yolu.	16
Şekil 2.8. Isınma veriminin (ϵ) yükseklikle değişimi (Dalgarno ve diğ., 1968).	18
Şekil 2.9. Fotoelektron akısının yükseklikle değişimi.	20
Şekil 4.1.1. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısının yükseklikle değişimi.	42
Şekil 4.1.2. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısının günlük değişimi.	45
Şekil 4.1.3a. O, O ₂ ve N ₂ bileşenlerinin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısının mevsimlik değişimi.	47
Şekil 4.1.3b. He ve H nötr bileşenlerinin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısının mevsimlik değişimi.	48
Şekil 4.1.4a. İyon ısınmasının yükseklikle değişimi.	51
Şekil 4.1.4b. İyon ısınmasının günlük değişimi.	51
Şekil 4.1.4c. İyon ısınmasının mevsimlik değişimi.	52
Şekil 4.2.1. Nötr bileşenlerin yoğunluklarının yükseklikle değişimi.	53
Şekil 4.2.1.1. Tüm nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının yükseklikle değişimi.	56
Şekil 4.2.2.1. Tüm nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının günlük değişimi.	59
Şekil 4.2.3.1a. Tüm nötr bileşenler ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.	61
Şekil 4.2.3.1b. N ₂ ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.	61
Şekil 4.2.3.1c. O ₂ ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.	62
Şekil 4.2.3.1d. O ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.	62

Şekil 4.2.3.1e. H ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.....	63
Şekil 4.2.4.1.1. N_2 ve O_2 dönme ısı kaybının yüksekliğe bağlı değişimi.	66
Şekil 4.2.4.1.2. N_2 ve O_2 titreşim ısı kaybının yüksekliğe bağlı değişimi.	66
Şekil 4.2.4.2.1. N_2 ve O_2 dönme ısı kaybının günlük değişimi.	69
Şekil 4.2.4.2.1a. N_2 dönme ısı kaybının günlük değişimi.	69
Şekil 4.2.4.2.1b. O_2 dönme ısı kaybının günlük değişimi.....	70
Şekil 4.2.4.2.2. N_2 ve O_2 titreşim ısı kaybının günlük değişimi.....	70
Şekil 4.2.4.2.2a. N_2 titreşim ısı kaybının günlük değişimi.....	71
Şekil 4.2.4.2.2b. O_2 titreşim ısı kaybının günlük değişimi.	71
Şekil 4.2.4.3.1. N_2 ve O_2 dönme uyarılmalarından dolayı ısı kaybının mevsimlik değişimi.	73
Şekil 4.2.4.3.1a. N_2 dönme uyarılmalarındaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.	74
Şekil 4.2.4.3.1b. O_2 dönme uyarılmalarındaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.....	74
Şekil 4.2.4.3.2. N_2 ve O_2 titreşim uyarılmalarından dolayı ısı kaybının mevsimlik değişimi.	75
Şekil 4.2.4.3.2a. N_2 titreşim uyarılmalarından dolayı ısı kaybının mevsimlik değişimi.	75
Şekil 4.2.4.3.2b. O_2 titreşim uyarılmalarından dolayı ısı kaybının mevsimlik değişimi	76
Şekil 4.3.1.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının yüksekliğe bağlı değişimi.	80
Şekil 4.3.2.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının günlük değişimi.....	82
Şekil 4.3.3.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının mevsimlik değişimi.	83

ÇİZELGELER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Çizelge 2.1. Atmosfere giren ışınlara karşılık gelen akı değerleri (Bauer, 1973).	12
Çizelge 2.2. Atmosferik bileşenlerin iyonlaşma dalga boyları ve potansiyelleri (Bauer, 1973).	12
Çizelge 2.3. Dalga boyuna bağlı iyonlaşma akısı, emilme ve iyonlaşma kesit alanları (Bailey, 1981).	13
Çizelge 4.1.1. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısıнын yükseklikle değişimi.	41
Çizelge 4.1.2. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısıнын günlük değişimi.	44
Çizelge 4.1.3. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısıнын mevsimlik değişimi.	47
Çizelge 4.1.4. Tüm iyonların ısınmasının yükseklikle, günlük ve mevsimlik değişimi.	50
Çizelge 4.2.1.1. Nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalar sırasında oluşan ısı kaybı değerlerinin yükseklikle değişimi.	55
Çizelge 4.2.2.1. Nötr bileşenlerle çarpışmalar sırasında oluşan ısı kaybı değerlerinin günlük değişimi.	58
Çizelge 4.2.3.1. Nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalar sırasında oluşan ısı kaybı değerlerinin mevsimlik değişimi.	60
Çizelge 4.2.4.1.1. N_2 ve O_2 bileşenlerinin dönme ve titreşim uyarılmaları sırasında oluşan ısı kaybı değerlerinin yüksekliğe bağlı değişimi.	65
Çizelge 4.2.4.2.1. N_2 ve O_2 bileşenlerinin dönme ve titreşim uyarılmaları sırasında oluşan ısı kaybı değerlerinin günlük değişimi.	68
Çizelge 4.2.4.3.1. N_2 ve O_2 bileşenlerinin dönme ve titreşim uyarılmaları sırasında oluşan ısı kaybı değerlerinin mevsimlik değişimi.	73
Çizelge 4.3.1.1. κ_e ve κ_i ısı iletkenlik katsayılarının yüksekliğe bağlı değişimi.	79
Çizelge 4.3.2.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının günlük değişimi.	81
Çizelge 4.3.3.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının mevsimlik değişimi.	83

SEMBOLLER LİSTESİ

IP	: İyonlaşma potansiyeli.
h	: Plank sabiti.
ν	: Çarpışma frekansı.
T_e	: Elektron sıcaklığı.
T_i	: İyon sıcaklığı.
T_n	: Nötr sıcaklık.
T_0	: Referans yüksekliğindeki nötr gaz sıcaklığı.
UV	: Morötesi (Ultraviolet) ışınlar.
n_n	: Nötr gaz yoğunluğu.
n_0	: Referans yüksekliğindeki nötr gaz yoğunluğu.
n_e	: Elektron yoğunluğu.
n_i	: İyon yoğunluğu.
k	: Boltzmann sabiti.
m_e	: Elektronun kütlesi.
m_i	: İyonun kütlesi.
m_n	: Nötr bileşen kütlesi.
g	: Yerçekimi ivmesi.
h_0	: Referans yüksekliği.
H	: Ölçek yüksekliği.
ϕ_r	: Isı akısı vektörü.
$\phi(\lambda)$	: Dalga boyuna bağlı ışıınım akısı
P	: Basınç.
Q	: Enerji üretimi.
L	: Enerji kaybı.
C_v, C_p	: Isı kapasitesi.
I	: Dip açısı.
κ_e	: Elektron ısı iletkenlik katsayısı.
κ_i	: İyon ısı iletkenlik katsayısı.
κ_n	: Nötr bileşen ısı iletkenlik katsayısı.

- λ : Dalga boyu.
 Φ_{∞} : Işınımın atmosfere girerken sahip olduğu akı değeri.
 I_{∞} : Işınımın atmosfere girerken sahip olduğu enerji değeri.
 σ_a : Emilme (Absorpsiyon) kesit alanı.
 σ_i : İyonlaşma kesit alanı.
 τ : Optik derinlik.
 χ : Zenit açısı.
 ε : Isı verimi (Efficiency).
 q : İyon üretimi (İyonlaşma miktarı).
 $\Phi_{\infty}^+, \Phi_{\infty}^-$: Yukarı ve aşağı doğru fotoelektron akıları.
 U_n : Sürüklenme hızı.
 V_n : Termal hız.
 ω_e : Elektron dönme(Siklotron) frekansı.
 ω_i : İyon dönme(Siklotron) frekansı.
 ω_n : Nötr bileşen dönme(Siklotron) frekansı.
 $\mathbf{B}$: Manyetik alan.
 $\mathbf{E}$: Elektrik alanı.
 ν_{ei} : Elektron-iyon çarpışma frekansı.
 ν_{en} : Elektron-nötr bileşen çarpışma frekansı.
 ν_{in} : İyon-nötr bileşen çarpışma frekansı.
 E_e : Hızlı elektron (Kozmik ışınlar) enerjisi.
 $\overline{Q}_D$: Nötr bileşenlerin tesir kesit alanı.
 ΔE : İki titreşim seviyesi arasındaki enerji farkı.
 μ_A : İndirgenmiş iyon kütlesi.
 $Z_{1,2}$: İyon yükleri.
 $\Phi_{\parallel}^j$: Isı akısı.
 J_e : Kararlı hal elektrik akımı.
 R_d : Dünyanın yarıçapı.
 $g(0)$: Deniz seviyesindeki yerçekimi ivmesi.

1. GİRİŞ

Güneş'in yaydığı X-ışınları ve morötesi (UV) ışınların atmosfer tarafından emilmesi atmosfer gazlarının iyonlaşmasına neden olur (Schunk ve Nagy 1978; Robineau ve diğ., 1996). Bu ışınlamalar atmosfer içinde ilerledikçe, emilmeden dolayı şiddetlerini kaybederler. Emilmenin en fazla olduğu yükseklik ~160 km dir. Bu nedenle, en fazla iyonlaşma bu yüksekliklerde olmaktadır. Atmosfer içindeki iyonlaşmanın sonucunda oluşan bu plazma bölgesine iyonküre denir. Atmosferin parçacık yoğunluğu yüksekliğe bağlı olduğu için, iyonlaşma da yüksekliğe bağlı olur. Bundan dolayı, iyonküre farklı tabakalardan oluşur. Yerden yaklaşık 50 km yükseklikten başlayan iyonküre üç bölgeye ayrılır. Bunlar,

D bölgesi : ~50 - 85 km arasındadır. İyonlaşma, 1-10 Å X-ışınları ve 1216 Å UV tarafından yapılmaktadır.

E bölgesi : ~85 - 160 km arasındadır. İyonlaşma, 10-200 Å X-ışınları ve 800-1030 Å UV ışınlamaları tarafından yapılmaktadır.

F bölgesi : ~160 km den hidrojen ve helyum iyonlarının hakim olduğu protonküreye kadar devam eder. İyonlaşma, 200-1030 Å UV ışınlamaları tarafından yapılmaktadır. Bu bölge F1 ve F2 diye iki bölgeye ayrılır.

İyonkürenin elektron yoğunluğu $\sim 1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ civarındadır. Yoğunluğun en yüksek olduğu bölge F2 bölgesidir. Bu yüksekliğe F2 bölgesinin tepe ($h_m F2$) yüksekliği denir.

İyonkürenin yoğunluğunun değişimi, iletkenlik, anormallikler ve iyonküredeki dinamik süreçler birçok araştırmacı tarafından çalışılmıştır. Ancak, elektron, iyon ve nötr sıcaklıklara temel teşkil eden iyonküredeki ısı üretimi ve kaybı daha az çalışılmıştır. Bu gün ısı dengenin, F bölgesinin normal bir görünümü olduğu gerçektir. İyonkürenin tam anlaşılabilmesi için ısı özellikleri bilinmelidir.

İyonlaşma potansiyeli (IP) olan Y atomu (veya molekülü), $h\nu$ enerjili ışınlam ile etkileştiği zaman iyonlaşma,



şeklinde dir. Bu etkileşmenin sonunda fotoelektronun kazandığı E enerjisi,

$$E = h\nu - IP \quad (1.2)$$

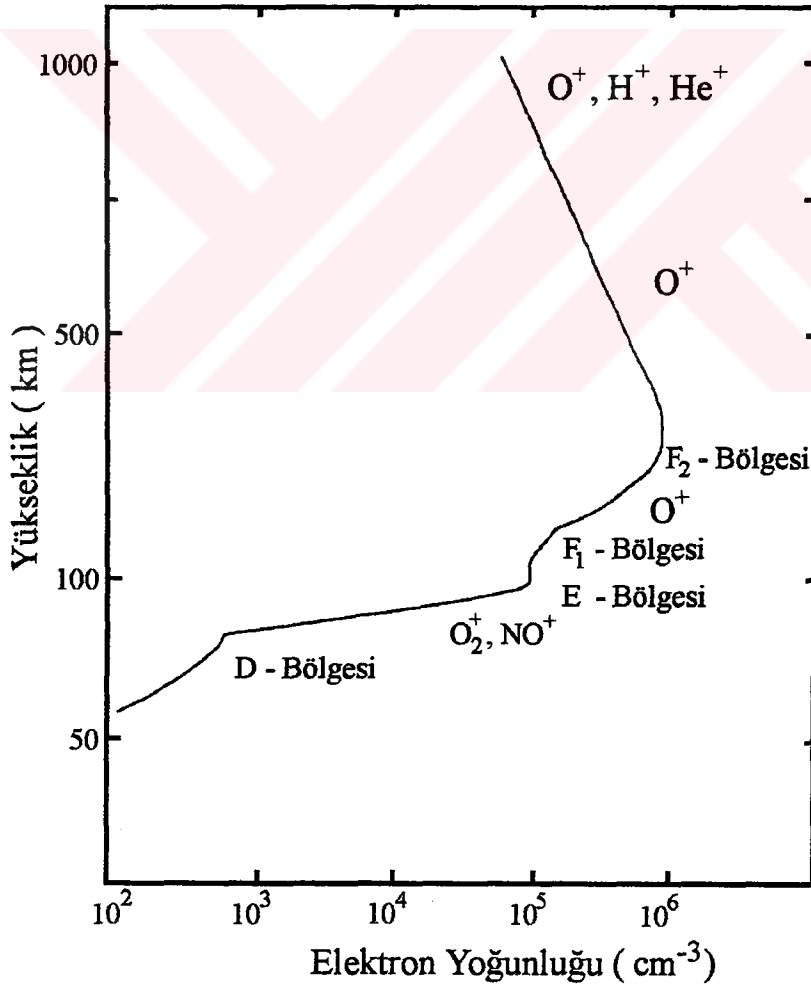
dir. Bu olay sonunda ortaya çıkan enerji, iyonkürenin ana ısı kaynağını oluşturur. Bunun yanı sıra, ısı iletimi, çarpışmalar ve dinamik enerjinin ısı enerjisine dönüşmesi gibi ısı kaynakları da vardır. Elektronlar, iyonlar ve nötr parçacıklar, ısı kaynaklarıyla farklı şekilde reaksiyona girerler. Bunun sonucu olarak, elektron (T_e), iyon (T_i) ve nötr (T_n) sıcaklıkları şeklinde üç türlü sıcaklık ortaya çıkar. Bu sıcaklıklar, iyonkürenin yoğunluk gibi önemli bir özelliğini oluşturur.

Bu çalışmada, iyonkürenin F-bölgesinin ısı özellikleri araştırılmıştır. Bu amaca uygun olarak, ikinci bölümde ısı üretimi ve kayıp mekanizmalarının temelini teşkil eden teorik bilgiler verilmiştir. Üçüncü bölümde, ısı üretimi ve kayıplarının hesaplanması sırasında kullanılan materyal ve metodlar açıklanmıştır. Bulgular ve tartışmalar dördüncü bölümde toplanmıştır. 4.1 nolu bölümde iyonlaşma sırasında meydana gelen ısı ve elektronlarla iyonlar arasındaki etkileşmeler sırasında iyonlara aktarılan ısı hesaplanmıştır. Çarpışmalar sırasında oluşan ısı kayıpları ile dönme ve titreşim uyarımları sırasında oluşan ısı kayıpları bölüm 4.2'de verilmiştir. 4.3 bölümü iyonkürede ısının taşınmasıyla ilgili mekanizmaların temel parametresi olan ısı iletkenlik katsayıları ile ilgili sonuçlardan oluşmaktadır.

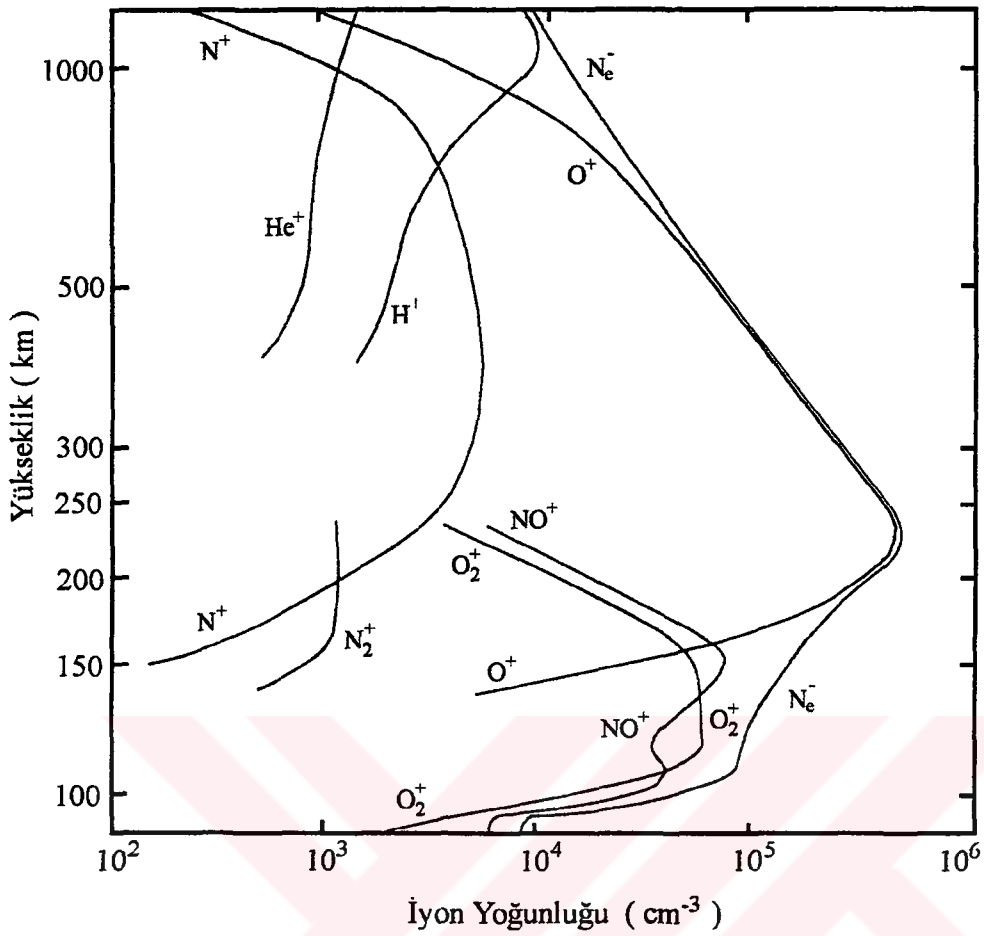
2. İYONKÜRENİN ISIL YAPISI

2.1. İyonkürenin Oluşumu

İyonküre, atmosferin içinde plazmadan oluşan bir tabakadır. Yaklaşık olarak yer yüzeyinden 50 km yükseklikten başlar ve manyetokürenin dışına kadar uzanır. D, E ve F bölgeleri diye kısımlara ayrılan iyonküre ile ilgili ilk bilgiler radyo dalgalarının kullanılması sırasında elde edilmiştir. Atmosfer hakkında yapılan çalışmalar, atmosferin yapısı, hareketleri ve iyonkürenin oluşumu hakkındaki bilgilerin gelişmesini sağlamıştır. Balon, yer istasyonları, roket ve uydu verileri iyonküreyi bir plazma olarak tanımlamaya fırsat vermiştir. Aynı zamanda bu çalışmalar nötr atmosferin yapısı ve Güneş ışınımı spektrumu hakkında bilgi vermektedir. İyonküre bölgeleri Şekil 2.1'de verilmiştir (Banks,1969).



Şekil 2.1. İyonkürenin yapısı.



Şekil 2.2. İyon bileşenlerin yoğunluklarının yükseklikle değişimi.

İyonküre, 1300 Å dan daha küçük dalga boyuna sahip morötesi (UV) ışınların nötr atmosfer gazlarını iyonlaştırması sonucunda oluşur. İyonkürenin temel oluşumu, 1026 Å dalga boylu UV ışınının atmosfer tarafından emilerek nötr bileşenlerin iyonlaşmasına sebep olmasıdır. Bu iyonlaşma sonucunda oluşan iyonların yükseklikle dağılımı Şekil 2.2'de (Banks, 1969) görüldüğü gibidir.

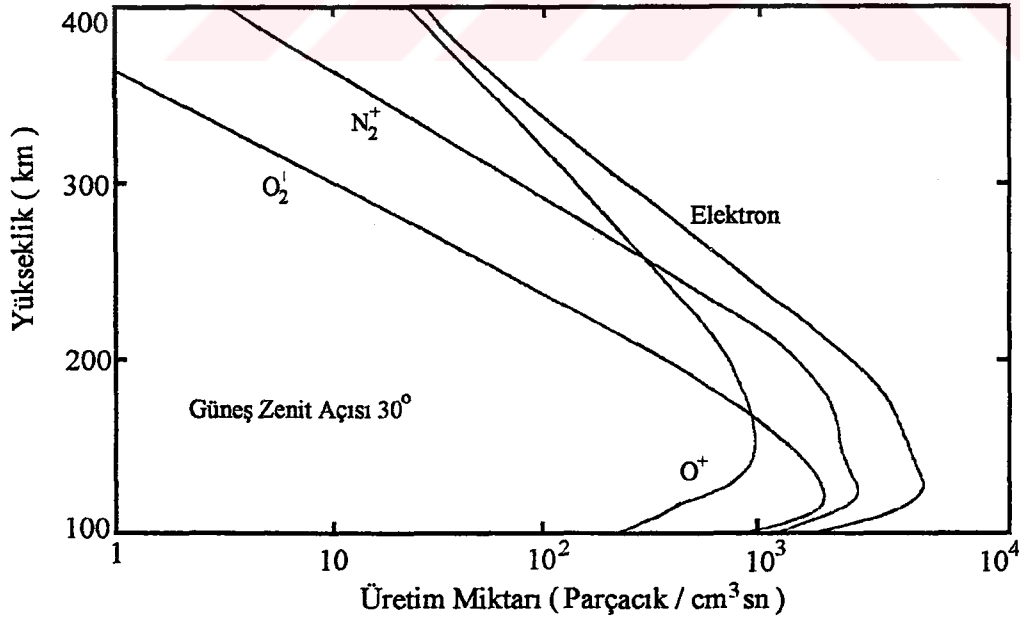
100 km üzerindeki atmosferde kısa dalga boylu UV ışınların emilmesi O^+ , O_2^+ ve N_2^+ iyonlarının üretimine sebep olur. Şekil 2.3'de (Banks, 1969) gösterildiği gibi bu iyonların üretim oranları, nötr atmosferin yoğunluğu ve atmosfer tarafından emilen UV ışınlarına bağlı olarak değişmektedir.

Sonuç olarak iyonkürenin yapısı, Şekil 2.4 ile verilen nötr atmosferin yoğunluğuna (Banks, 1969) ve yapısına bağlıdır (Nicolet, 1961). 100 km altındaki nötr atmosfere hakim olan bileşenler N_2 , O_2 , Ar ve CO_2 dir. Bunların yüzdeleri sırasıyla %78, %20.9, %0.9 ve %0.3 tür. Nötr gaz yoğunluğu yükseklikle,

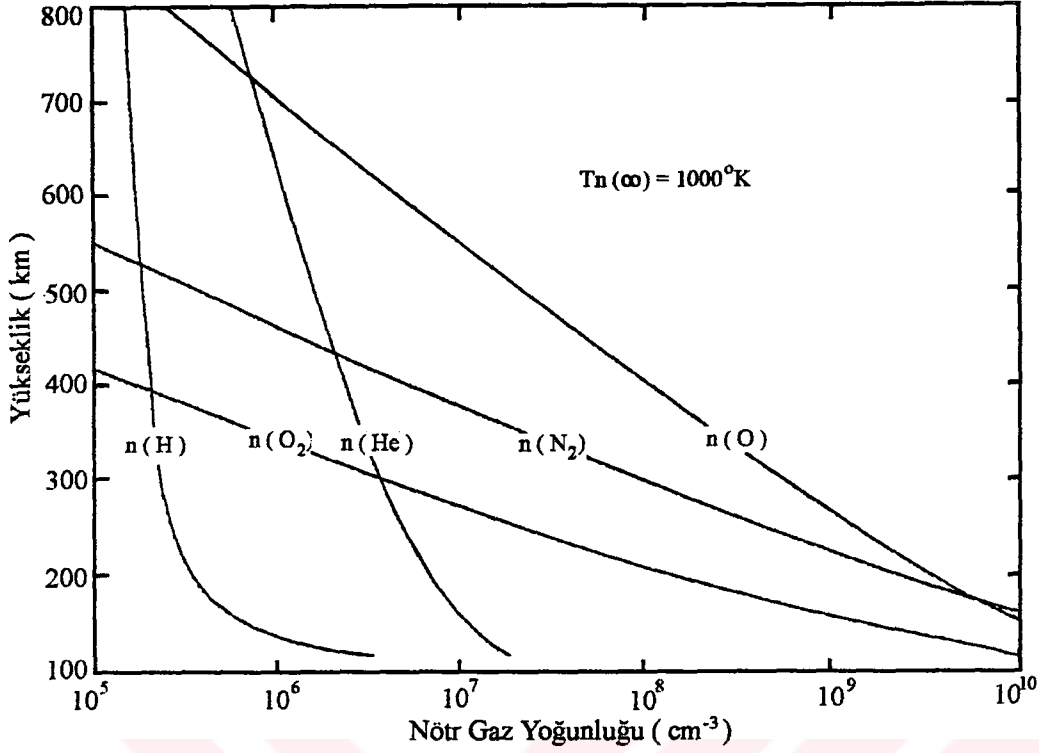
$$n_n = n_0 \frac{T_0}{T_n} \exp \left[- \int_{h_0}^h \frac{dh}{H} \right] \quad (2.1)$$

şeklinde değişir. Burada n_n nötr yoğunluk, n_0 referans yükseklikteki yoğunluk, T_0 referans yükseklikteki nötr gaz sıcaklığı, h yükseklik, h_0 referans yüksekliği, $H=kT_n/mg$ ölçek yüksekliği ve k Boltzmann sabitidir. Bu ifade sabit bir sıcaklık ($T_0=T_n$) için denklem (2.1) aşağıdaki şekli alır.

$$n_n = n_0 \exp \left[- \frac{(h - h_0)}{H} \right] \quad (2.2)$$



Şekil 2.3. Temel iyon yoğunluklarının yükseklikle değişimi.



Şekil 2.4. Nötr bileşen yoğunluklarının yükseklikle değişimi.

2.2. İyonkürenin Isınması

1960 ve öncesindeki iyonküre ile ilgili ilk çalışmalarda, iyonkürenin ısı özelliklerinden çok, iyonküreyi oluşturan karışım ve yapısı ile ilgilenilmiştir.

Eğer üst atmosferdeki ısının en önemli kaynağı, Güneş ışınlarının emilmesi ise, üst yüksekliklerde hemen hemen izotermal bir nötr gaz sıcaklığının etkili olması mümkündür. Nötr gaz sıcaklıkları Güneş aktivitesiyle orantılıdır. Güneş aktivitesindeki değişimler Güneş UV spektrumunu etkiler. Maksimum Güneş aktivitesinde kısa dalga boylu foton akıları aşırı derecede artar. Minimum Güneş aktivitesi durumunda, gündüz minimum sıcaklık 750 °K ile 850 °K arasındadır. Orta değerdeki Güneş aktivitesi şartlarında sıcaklık 850 °K ile 1250 °K arasında değişir ve maksimum Güneş aktivitesi şartlarında sıcaklık 1250 °K ile 1750 °K arasında değerler alır.

120 km üzerindeki nötr atmosferin sıcaklık değişimi, Güneş UV ışınının emilmesi sonucunda oluşan bölgesel enerji ile ilgilidir ve ısı iletim yoluyla ısı enerji aşağıya doğru geçer. Kızılötesi ısıma yoluyla ısı enerji kaybının önemi yoktur. Güneş ısıması ile nötr atmosferin ısınması birkaç yolla olabilir (Harris ve Priester, 1963). Bunlardan ilki, atom

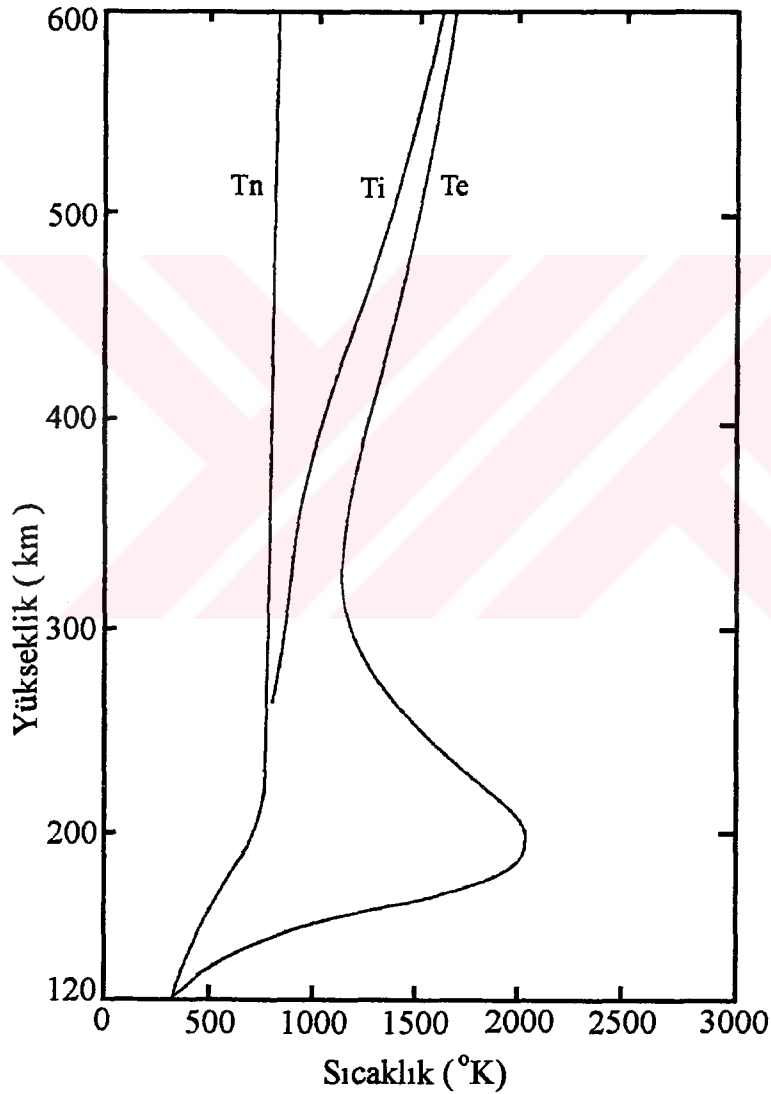
ve moleküllerin iyonlaşma enerjisidir. Depolanmış iç enerji, foton enerjisi kadar bir enerjiyle ısıya yapabilir. Başka gaz parçacıkları ile çarpışarak kinetik enerji şeklinde açığa çıkabilir. İkinci yol, moleküler bağlanma enerjisinin sonradan ortaya çıkması ile oksijen molekülünün (O_2) foto-ayrışmasını kapsar. Her iki metotta, nötr gaz ısı işlemi olduğu için nötr atmosferdeki ısı üretimi sayısal gaz yoğunluğuna bağlıdır. Aynı şekilde yoğunluk yükseklikle hızlı bir şekilde azalır. Bunun tersine nötr gazdaki termal iletkenlik her zaman gaz yoğunluğundan bağımsızdır (Nicolet, 1961).

Üst iyonküre ve F2 bölgesindeki iyonların yoğunluk eğrilerinin teorik hesaplamaları, hem elektron hem de plazma taşınım etkilerini değerlendirmek için, iyon gazı sıcaklıkları hakkında bilgi verir. Nötr ve iyonlaşmış gazlar arasındaki enerji alışverişinin farklı şekilleri, nötr gaz sıcaklıklarına plazma sıcaklığının eşitlenmesiyle, ısı dengenin oluşması sağlanır. Enerji üretimi olmadığı zaman, yeniden birleşme işlemleri, ısıya kayıpları iyonlar ve nötr gazlar arasındaki termal denge durumunda meydana gelecektir.

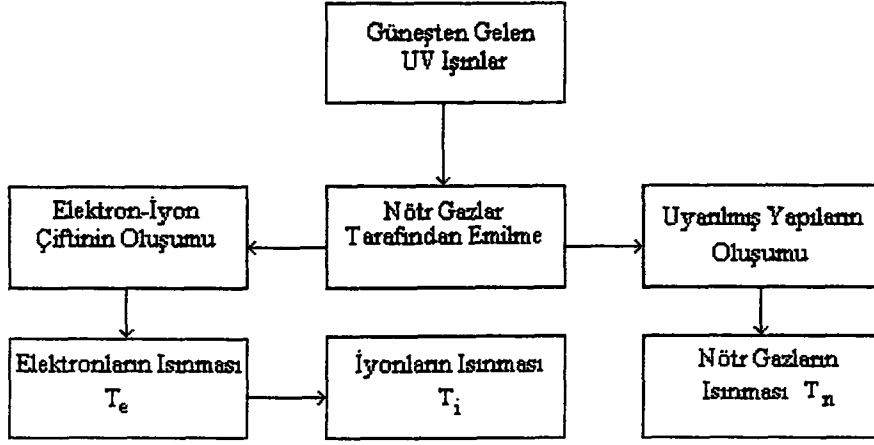
Durukayev (1946), elektron gaz ısının önemli bir kaynağı olarak nötr atmosferin fotoiyonlaşması sırasında meydana gelmiş elektronların önemli olduğunu ifade etmiştir. Bir Güneş fotonu nötr bir atomu veya bir molekülü iyonlaştırdığı zaman serbest kalan fotoelektrona, ilk fotoelektron enerjisi ile son iyon durum enerjisi arasındaki fark kadar bir enerji aktarılır. Fotoelektronlar atmosferik gazlar içerisinde jeomanyetik alan boyunca taşınma sırasında kinetik enerjilerini (ortalama ilk fotoelektron enerjisi yaklaşık 15 eV'tur) nötr atmosferik gazların uyarılması veya ikincil iyonlaşma sırasında kaybederler. Yaklaşık olarak, 1.5 eV enerjiye sahip fotoelektronların uyarma işlemleri az olurken bu fotoelektronlar daha fazla miktarda diğer elektronlar ve iyonlarla esnek çarpışma yaparlar. Bu durum, fotoelektron ısı enerjisinin önemli bir miktarını çevredeki elektron gazına aktarır. Bunun sonucunda elektron sıcaklığı nötr gaz sıcaklığından daha büyük bir değer alır.

Elektron ve nötr gazlar arasındaki ısı dengesizliğinin varlığı 1966'da Spencer ve diğ. ile 1963'te Nagy ve diğ. tarafından roket ölçümlerine dayanılarak gösterilmiştir. 1962'deki radar ölçümleri elektronlar ve iyonlar arasında termal dengenin olmadığını ortaya koymuştur (Evans, 1962). Daha sonra Spencer ve diğ.'nin roket ölçümleri (Spencer ve diğ., 1965), 150 km altındaki sonuçların tutarlı olmadığını fakat fotoelektron

ısının doğru yapılmış bir tahmin olduğunu ortaya koydu. Üst yüksekliklerde elektron sıcaklığı nötr gaz sıcaklığından büyüktür (Şekil 2.5). Hanson, bölgesel enerji üretiminin küçük olduğu üst yüksekliklerde $T_e > T_n$ ' in sağlanması için elektron gazındaki ısı iletimin önemli olması gerektiğini ifade etmiştir (Hanson, 1963). Buna bağlı olarak çok sayıda fotoelektronun yukarı atmosfere kaçtığını ve manyetik kuvvet çizgileri boyunca taşındığını ortaya koydu. Kaçan fotoelektronların bir sonucu olarak bölgesel anormalliklerin oluşması elektron sıcaklığını artıran bir etkidir (Geisler ve Bowhill, 1965).



Şekil 2.5. İyonküre sıcaklıklarının yükseklikle değişimi.



Şekil 2.6. İyonküredeki elektronlar, iyonlar ve nötr parçacıklar için enerji kaynakları.

Fotoelektronlar çevrelerindeki elektron gazını ısıtabilir, fakat iyon gazlarına enerjilerinin önemli bir miktarını aktarmazlar. Diğer taraftan ısı elektronlar iyonlar için önemli bir ısı kaynağıdır ve nötr parçacıklarla iyonlar arasındaki ısı dengenin oluşumuna katkıda bulunurlar. 300 km üzerindeki bölgede iyon gazları nötr atmosfer tarafından hızlı soğutulur. Alt yüksekliklerde $T_i \approx T_n$ dir. 300 km üzerinde $T_i > T_n$ dir. 600 km ile 800 km arasında, iyon yoğunluğuna bağlı olarak T_i , T_e değerine yaklaşır (Şekil 2.5). Üst atmosfer ve iyonküredeki termal enerjinin akışı Şekil 2.6' da özetlenmiştir.

2.2.1. Enerji Denge Denklemleri

Elektronlar, çeşitli iyonlar ve nötr gazlardan oluşan bir plazma için enerji denge denklemi, Boltzmann denklemi ve Maxwell hız dağılımı kullanılarak aşağıdaki şekilde yazılabilir (Banks, 1969).

$$\frac{3}{2}nk \left[\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot \nabla T \right] - P \nabla \cdot \nabla - \nabla \phi_r = Q - L \quad (2.3)$$

Burada n yoğunluk, T sıcaklık, V taşınma hızı, $P = nkT$ basınç, ϕ_r ısı akı vektörü, Q enerji üretimi ve L kayıptır. Bu ifade sabit hacim ve sabit basınç şartlarında nötr bir gaz için aşağıdaki şekli alır.

$$\rho C_v \left[\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \nabla T \right] - P \nabla \nabla - \nabla \phi_r = Q - L \quad (2.4)$$

$$\rho C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \nabla T \right] - P \nabla \nabla - \nabla \phi_r = Q - L \quad (2.5)$$

Burada C_v sabit hacimdeki ve C_p sabit basınçtaki ısı kapasiteleridir. Bu ifadeleri elektron ve iyon gazları için yazacak olursak,

$$\frac{3}{2} nk \frac{\partial T_{e,i}}{\partial t} + \sin^2 I \frac{\partial}{\partial h} \left(\kappa_{e,i} \frac{\partial T_{e,i}}{\partial h} \right) = Q_{e,i} - L_{e,i} \quad (2.6)$$

olur. Burada I dip açısı ve κ elektron ve iyon ısı iletkenliğidir. Elektron ısıısının kontrolünde ısı iletiminin etkisi çok büyüktür. Elektron ısı dengesini ısı iletimine bağlı olarak aşağıdaki şekilde ifade etmek mümkündür.

$$Q_e - L_e + \frac{\partial}{\partial h} \left(\kappa \frac{\partial T_e}{\partial h} \right) = 0 \quad (2.7)$$

Üst iyonkürede, elektron gazındaki ısı iletimi sadece manyetik alan çizgileri boyunca meydana gelir ve yalnızca elektron-iyon çarpışmaları etkili olmaktadır. 200 km altındaki yüksekliklerde ısı iletkenlik elektron-nötr çarpışmalarına bağlıdır.

150 km altındaki iyonküre için temel ısı kaynağı üst atmosferdeki nötr gazların fotoiyonlaşması esnasında fotoelektronlara verilen kinetik enerjidir. Bu şekildeki ısı oluşumunu ifade etmek için ilk olarak Güneşin UV akı spektrumu, nötr atmosferin birleşimi, uygun iyonlaşma ve emilme kesit alanlarını ve fotoelektron enerji dağılımını belirlemek gerekir (Schunk ve Nagy, 1978; Robineau, 1996). Fotoelektronların, iyonlar, elektronlar ve nötr parçacıklarla çarpışmaları hesaplamaya dahil edilerek, kararlı haldeki

elektron enerji dağılımını yüksekliğin bir fonksiyonu olarak bulmak gerekir. Bu şekilde bulunan enerji dağılımından hem elektron yoğunluğu hem de kinetik sıcaklık türetilir. Enerjili elektronlar, elektron-elektron çarpışmaları ve süper esnek elektron-uyarılan parçacık çarpışmaları vasıtasıyla çevredeki elektron gazının ısısı biraz artar. Bu şekildeki bir durum elektron enerjisine bağlı olarak 0,5-1,5 eV arasında değişen bir belirsizliğe sebep olur ve genellikle ısı elektronları arasındaki küçük etkileşmelerin bir sonucu olarak açıklanır.

Hızlı elektronlar, bir ısı elektron gazının içerisinde geçtiğinde enerji, Coulomb çarpışmaları vasıtasıyla çevreleyen elektronlara aktarılır. Bu şekildeki enerji üretimi, nötr atmosferden kaçan ve manyetik alan çizgileri boyunca hareket ederek manyetoküreye giren fotoelektronlar için bölgesel ısı üretim oranını hesaplamada kullanılır.

Enerji denge denklemleri üzerindeki çarpışmaların etkilerini ifade edecek olursak, kütle faktöründen dolayı esnek çarpışmalar yoluyla elektron enerji değişimi azdır, fakat nötr atomlar ve moleküller ile daha fazladır. Böylece esnek olmayan çarpışmaları içine alan enerji kayıp oranları, ısı enerji kaybı için çok önemli olabilir (Nagy ve diğ., 1963).

2.2.2. Fotoelektronlar

Fotoelektronların ilk spektrumu, genellikle Güneş fotonlarının spektral dağılımının tüm özelliklerini yansıtır. Fakat atmosferik gazlar için iyonlaşma enerjileri ve çok farklı girişlerin bir sonucu olarak çok fazla bölgesel bozulma meydana gelir (Banks, 1969). Bir fotoiyonlaşma sonucunda oluşan bir fotoelektronun enerjisi denklem (1.2)'deki gibidir. Atmosfere giren ışınların akı değerleri Çizelge 2.1'de ve atmosferik gazlar için iyonlaşma potansiyelleri Çizelge 2.2'de verilmiştir (Bauer, 1973). Bu çizelgede sadece birinci iyonlaşma potansiyelleri belirtilmiş, birden fazla iyonlaşmanın olduğu durumlar için fotoelektronların farklı bağlı enerji ihtimalleri belirtilmemiştir.

Banks ve Kockarts (1973) fotoiyonlaşma esnasında oluşacak ısı miktarını hesaplarken, çevredeki elektronlara verilen fotoelektron enerjisini ve sadece taban durumu için iyonlaşma potansiyellerini dikkate alarak hesap yapmışlardır. Bailey ve diğ. (1981) daha sonra yaptıkları çalışmalarında, O, O₂ ve N₂ atmosferik bileşenleri için dalga

boyuna bağı olarak iyonlaşma akılarını, iyonlaşma ve emilme kesit alanlarını Çizelge 2.3'de verilen değerler olarak ifade etmişlerdir.

4 - 6 eV enerjiye sahip hızlı elektronlar N_2 , O_2 ve O bileşenlerinin titreşim, dönme ve elektronik uyarılmaları sırasında fazla enerjilerinin çoğunu kaybederler. Bu şekildeki enerji kaybının çoğu N_2 'nin titreşim uyarımı sırasında meydana gelir. 2 eV altındaki enerjili elektronlar N_2 'nin dönme uyarılması esnasında hızlı olarak azalmaktadır.

Çizelge 2.1. Atmosfere giren ışınlara karşılık gelen akı değerleri (Bauer, 1973).

Dalga boyu $\lambda(\text{\AA})$	Φ_{∞} ($10^9 \text{ ph cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$)	I_{∞} ($\text{erg cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$)
1027-911	11.61	0.23
911-800	8.3	0.20
800-630	2.4	0.064
630-460	4.7	0.17
584.3 He I	0.9	0.03
460-370	0.63	0.03
370-270	10.3	0.65
303.8 He II	5.4	0.35

Çizelge 2.2. Atmosferik bileşenlerin iyonlaşma dalga boyları ve potansiyelleri (Bauer, 1973).

Atmosferik bileşen	Dalga boyu $\lambda(\text{\AA})$	İyonlaşma Pot. (IP, eV)
NO	1340	9.25
NH_3	1221	10.15
C	1100	11.3
O_2	1026	12.1
H_2O	985	12.6
CH_4	954	13.0
H	912	13.59
O	911	13.61
CO_2	899	13.79
CO	885	14.0
H_2	804	15.41
N_2	796	15.58
A	787	15.75
Ne	575	21.56
He	504	24.58

Çizelge 2.3. Dalga boyuna bağlı iyonlaşma akısı, emilme ve iyonlaşma kesit alanları (Bailey, 1981).

Dalga boyu λ (Å)	İyonlaşma Akısı Φ_{∞} ($10^9 \text{cm}^{-2}\text{sn}^{-1}$)	Emilme Kesit Alanı σ_a (10^{-18}cm^2)			İyonlaşma Kesit Alanı σ_i (10^{-18}cm^2)		
		O	O ₂	N ₂	O	O ₂	N ₂
1027-990	5.0	0	1.6	0	0	1.0	0
990-910	4.0	0	4.0	0.1	0	2.5	0
910-732	11.3	4.0	13.8	20.0	4.0	7.5	10.0
732-665	0.6	7.5	20.0	23.0	7.5	20.0	10.0
665-375	6.0	11.0	25.0	23.0	11.0	25.0	23.0
375-275	10.0	8.0	17.0	14.0	8.0	17.0	14.0
275-150	10.0	3.8	7.5	5.0	3.8	7.5	5.0
150-80	0.8	1.0	3.5	2.2	1.8	3.5	2.2

Birkaç eV' tan daha az enerjili fotoelektronlar, nötr parçacıklar veya iyonlara nispeten çevredeki elektronlarla esnek çarpışmalar yaparak enerjilerini kaybetme eğilimindedirler. Diğer taraftan, dönme ve titreşim hareketi gibi esnek olmayan işlemler birlikte oluşuyorsa, nötr parçacıklara enerji aktarımı daha hızlı olabilir. Bu durum genellikle iyonkürede 150 km altındaki bölge için doğrudur. Burada başlangıç fotoelektron enerjisinin hemen hemen tamamı esnek olmayan elektron-molekül çarpışmalarında harcanır. Enerjileri 1,5 eV altında olan fotoelektronlar enerjilerini çevredeki elektronlara aktararak soğurlar, çünkü bu değer N₂'nin maksimum titreşim enerjisinin altındadır. Üst yüksekliklerde nötr gaz yoğunlukları üstel olarak azalır ve elektron-elektron çarpışmaları üstel olarak artar. Başlangıç fotoelektron kinetik enerjisinin büyük bir kısmı elektron gazı içerisinde ısı enerjisiye dönüşür. Fotoelektron enerji ölçümleri Güneş'in zenit açısına ve atmosferik şartların değişimlerine bağlı olarak roket ve uzay araçları deneyleri ile ve teorik hesaplamalar yoluyla yapılmıştır (Hoegy ve diğ., 1965; Dalgarno ve diğ., 1965; Banks ve Kockarts, 1973).

2.2.3. Bölgesel Fotoelektron Isınması

İyonkürede hem nötr parçacıklar hemde iyonlaşmış gazlar için en temel enerji kaynağı olarak Güneş'in UV ışınlarının emilmesiyle fotoelektronlara aktarılan kinetik enerjidir (Banks ve Kockarts, 1973; Bauer, 1973., Robineau ve diğ., 1996). Fotoelektron

ısının temelde aşılması gereken iki önemli problemi vardır. Bunların ilki; Güneş UV spektrumunun detaylarını, nötr atmosferin yapısını, absorpsiyon ve iyonlaşma kesit alanlarını, bağlı iyonlaşmayı ve ilk fotoelektron enerji spektrumunu tespit etmektir. İkinci temel problem, nötr parçacıklar, iyonlar ve elektronlar ile fotoelektronlar dikkate alınarak kararlı hal elektron enerji dağılımını bulabilmektir. Bu yolla elde edilen enerji dağılımından elektron yoğunluğu ve sıcaklığı hesaplanabilir.

Fotoelektron ısınmasının hesaplanması çok zordur. Bu amaçla belli yaklaşımlar yapılmaktadır. Fotoelektronların ilk çıkış spektrumları Güneş fotonlarının spektral dağılımını yansıtmalarına rağmen, atmosferik gazların iyonlaşma potansiyellerinin farklı değerlere sahip olmaları bazı bozulmalara sebep olur. Belli bir iyonun bağlı iyonlaşma ihtimalleri, iyonlaşma enerji değerleri ve iyonlaşma kesit alanlarına bağlı olarak farklı enerjilerde fotoelektronlar üretebilir. Atmosfere giren Güneş ışınımının şiddeti, atomlar, moleküller ve iyonlar tarafından emildiğinden kademeli olarak azalmaya başlar. Herhangi bir dalga boyundaki ışınımın akısı $\phi(\lambda)$ ile ifade edilirse, akıda meydana gelen değişim aşağıdaki gibidir.

$$d\phi = n_n \sigma_a \phi_\infty ds \quad (2.8)$$

σ_a emilme tesir kesidi alanı ve ds optik ışın doğrultusundaki yol değişimidir (Şekil 2.7).

(2.8) nolu denklemden faydalanarak yüksekliğe bağlı foton akısını aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\phi(\lambda) = \phi_\infty(\lambda) \exp\left(-\int_h^\infty n \sigma_a ds\right) \quad (2.9)$$

Burada $\phi_\infty(\lambda)$ atmosfer dışındaki ışınım akısıdır. (2.9) nolu denklemdeki üstel ifade optik derinlik olarak tanımlanır ve τ ile gösterilir.

$$\tau = \int_h^\infty n \sigma_a ds \quad (2.10)$$

Yer atmosferine ışıının girişı normal olarak farklı nötr gazların kendi emilme tesir kesitleriyle incelenir ve çok bileşenli atmosfer için genelleştirilebilir. Her bileşen, tesir kesidi ve yoğunluğu oranında azalmaya sebep olur. (2.9) ve (2.10) nolu denklemlerden faydalanarak foton akısını aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.

$$\phi(\lambda) = \phi_{\infty}(\lambda) e^{-\tau} \quad (2.11)$$

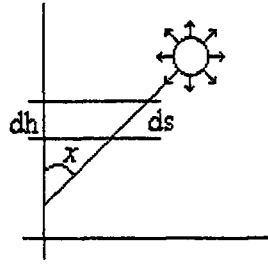
(2.11) nolu denklem belirli dalga boyuna sahip ışıınımların emilmesinden meydana gelecek atmosferik bölgeleri belirlemek için kullanılabilir. Atmosferik gazlar genellikle üstel olarak değiştiğinden ϕ akısı, τ için benzer davranış sergiler. Böylece $\tau=1$ birim optik derinlik şartı, gelen ışıının akısının hızla sıfıra indiğı bir yüksekliktir. Eğer $n_T = \int_h^{\infty} n ds$ ise birim optik derinliğin meydana geldiğı yükseklik, $n_T=1/\sigma_a$ eşitliğinin sağlandığı yüksekliktir. Optik derinliğı, doğru değerlendirebilmek için ışıınıcı emen gazların geometriksel ışıın yoluna ihtiyaç duyulur. Basınç kanuna göre gaz dağılımı,

$$\frac{dP}{P} = -\frac{dh}{H} \quad (2.12)$$

ifadesine uyar. Bu durumda basınç ifadesi aşağıdaki şekilde olur.

$$P = P_o \exp \left(- \int_{h_o}^h \frac{dh}{H} \right) \quad (2.13)$$

Ölçek yüksekliğinin sabit kabul edildiğı şartlarda yoğunluk (2.2) nolu denklemdeki gibi olacaktır. ds optik yolunu, dh yükseklik değişimi cinsinden ifade edebilmek için atmosferin, Güneş'in zenit açısına (χ) göre düzlem tabakalar halinde düzenlendiğini kabul edersek ds ve dh arasındaki ilişki ($ds = \sec \chi dh$), basit olarak Şekil 2.7'de gösterildiğı gibidir.



Şekil 2.7. Optik ışın yolu.

(2.10) nolu optik derinlik ifadesini, (2.2) nolu denklemde tanımlanan yoğunluk dağılımı için aşağıdaki şekilde yazabiliriz (Robineau ve diğ., 1996).

$$\tau = \int_h^{\infty} n \sigma_a \sec \chi dh \quad \text{veya} \quad \tau = n H \sigma_a \sec \chi \quad (2.14)$$

Bu ifade atmosferin her bileşeni için geçerlidir. Tüm bileşenlerin dikkate alındığı bir atmosfer için optik derinlik bir toplama ifadesiyle yazılabilir. Zenit açısının büyük olduğu ufuk dairesine doğru, $\sec \chi$ faktöründen dolayı τ değeri büyümektedir.

Güneş'ten gelen UV ışınlarının emilmesi iyonküredeki gazların ısınmasına sebep olur. İyonkürede yüklü parçacıkların ısınması fotoiyonlaşma sürecinde serbest kalan fotoelektronların enerjilerine bağlıdır. Fotoelektronların enerjileri IP değerinden büyük ise, ikinci iyonlaşma meydana gelir. Eğer fotoelektron enerji değeri IP değerinden küçük ise çevredeki diğer atmosfer bileşenleriyle çarpışarak veya onların uyarılması yoluyla enerjilerini kaybederler. Güneş UV ışınlarının iyonlaştırma karakterine bağlı fotoelektron enerji spektrumu iyonküreye bir ısı girişi olduğunu gösterir. Bu şekildeki ısı üretimi,

$$Q = \epsilon q \quad (2.15)$$

dir. Burada ϵ ısı verimi, emilen Güneş enerjisinin ısı enerjisine dönüşme oranıdır ve q iyon üretim miktarıdır. ϵ 'nin yükseklikle değişimi Şekil 2.8'de görülmektedir (Dalgarno ve diğ., 1968). Atmosferde emilen Güneş ışınları, farklı nötr bileşenleri farklı oranlarda

iyonlaştırır. İyon üretimi; emilme kesit alanlarına, optik derinliklerine, yoğunluklarına ve gelen ışının atmosfere girerken sahip olduğu akı şiddetine bağlıdır. Farklı akı değerleri farklı iyonküre bileşenlerini iyonlaştırırlar. Bu değişkenlere bağlı olarak q iyon üretimi aşağıdaki denklemle ifade edilir (Banks, 1969).

$$q = n \sigma_i \phi e^{-\tau} \quad (2.16)$$

Burada σ_i iyonlaşma tesir kesit alanıdır. Eğer elektron gazına bölgesel olarak giren enerji verimi $\varepsilon(h)$, yükseklik ile değişiyor ise ısı üretimi,

$$Q(h) = \varepsilon(h) n \sigma_i \phi_{\infty} e^{-\tau} \quad (2.17)$$

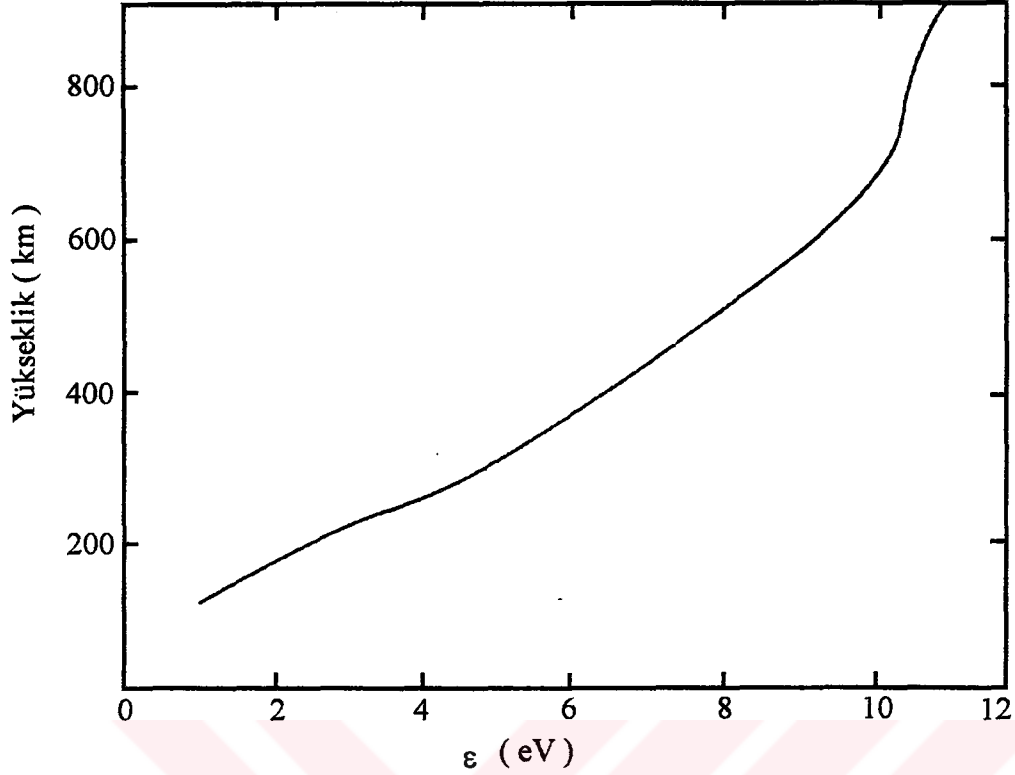
olur. İzotermal nötr bir atmosfer için (2.2) ve (2.10) nolu denklemler kullanılarak elektron gazına ısı giriş oranı,

$$Q(h) = \varepsilon(h) n_o \sigma_i \phi_{\infty} \exp \left[- \left(\frac{h - h_o}{H} \right) - n_o \sigma_a \exp - (h - h_o / H) \right] \quad (2.18)$$

olur (Bailey ve diğ.,1981). Genellikle 200 km den yukarıdaki yüksekliklerde parantez içindeki ikinci terim küçük olur ve ısı giriş oranı aşağıdaki şekle dönüşür.

$$Q(h) = \varepsilon(h) n \sigma_i \phi_{\infty} \exp \left[- \left(\frac{h - h_0}{H} \right) \right] \quad (2.19)$$

Buradan $Q(h)$ ' ın, $\varepsilon(h)$ ve nötr gaz ölçek yüksekliğine bağlı olduğu açık olarak görülür.



Şekil 2.8. Isınma veriminin (ϵ) yükseklikle değişimi (Dalgarno ve diğ., 1968).

2.2.4. Fotoelektron Taşınması

Fotoelektronların fazla enerjilerinin kayıpları hesaplanırken, genellikle düşük yoğunluğa sahip nötr gaz bölgelerine taşınma ihmal edilmiştir. Fakat taşınma ile fotoelektronların atmosferik kayıplarının meydana gelmesi beklenebilir. Bununla beraber, fotoelektron kaybının meydana geldiği bölgelere nötr gazlar hakimdir. 250, 350 km yükseklikleri arasında fotoelektron kaybının arttığı tespit edilmiştir (Dalgarno ve diğ., 1968). Manyetoküre içindeki hızlı elektronların kaçıışı atmosferden enerjinin kaybını gösterir fakat, kaçan hızlı elektronlar bölgesel ısınma oranının az olduğu üst yükseklik bölgelerinde depolanarak o bölgelerin ısınısını artırır (Dalgarno ve diğ., 1968). Fotoelektron taşınması geniş bir şekilde literatürlerde yer almıştır (Dalgarno ve diğ., 1963; Evans, 1967a; Dalgarno ve diğ., 1968).

Fotoelektron kaçış akısının büyüklüğünün hesaplanması, saçılma modeli (Evans, 1967c) ve basit emilme kuralları üzerine yapılabilir. Alan çizgileri boyunca taşındığı

farzedilen, belirli bir E enerjili fotoelektronlar, esnek ve esnek olmayan çarpışmalar sırasında nötr atmosfer ile birbirlerini etkilerler. Bir esnek çarpışmanın etkisi, gelen elektronun eğim açısını değiştirmektedir. Bir bileşenli basit bir model için elektron akıları aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\Phi^+ = \Phi^- = \frac{q\langle \text{Cos}\theta \rangle}{2\sigma_a} \left(1 - R \left[1 - \frac{2\sigma_a}{I\langle \text{Cos}\theta \rangle} \Phi^-(\infty) \right] e^{-H/\lambda} \right) \quad (2.20)$$

Burada q fotoiyonlaşma oranı, $\Phi^-(\infty)$, ε ve $\varepsilon+d\varepsilon$ aralığındaki fotoelektronların aşağı doğru ve $\Phi^+(\infty)$ yukarı doğru akısı, $\langle \text{Cos}\theta \rangle$ $\Phi^+(\infty)$ ve $\Phi^-(\infty)$ için ortalama eğim açısı, R ve λ ,

$$R = \frac{1 - [\sigma_a/(\sigma_a + 2p_e\sigma_e)]^{1/2}}{1 + [\sigma_a/(\sigma_a + 2p_e\sigma_e)]^{1/2}} \quad \text{ve} \quad \lambda = \frac{\langle \text{Cos}\theta \rangle \text{Sin } I}{n_n [\sigma_a/(\sigma_a + 2p_e\sigma_e)]^{1/2}} \quad \text{dır.}$$

Burada p_e esnek çarpışma için geri saçılma ihtimali, I manyetik dip açısı ve σ_e esnek çarpışma için toplam kesit alanıdır. $\lambda \ll H$ olduğu küçük yüksekliklerde net olmayan fotoelektron taşınmasını gösteren akı değerleri,

$$\Phi^+ = \Phi^- = \frac{q\langle \text{Cos}\theta \rangle}{2\sigma_a} \quad (2.21)$$

olur. $h \rightarrow \infty$ limitinde, fotoelektronların kayıp akısı,

$$\Phi^+(\infty) = \left[\frac{q\langle \text{Cos}\theta \rangle}{2\sigma_a} \right] (1 - R) \quad (2.22)$$

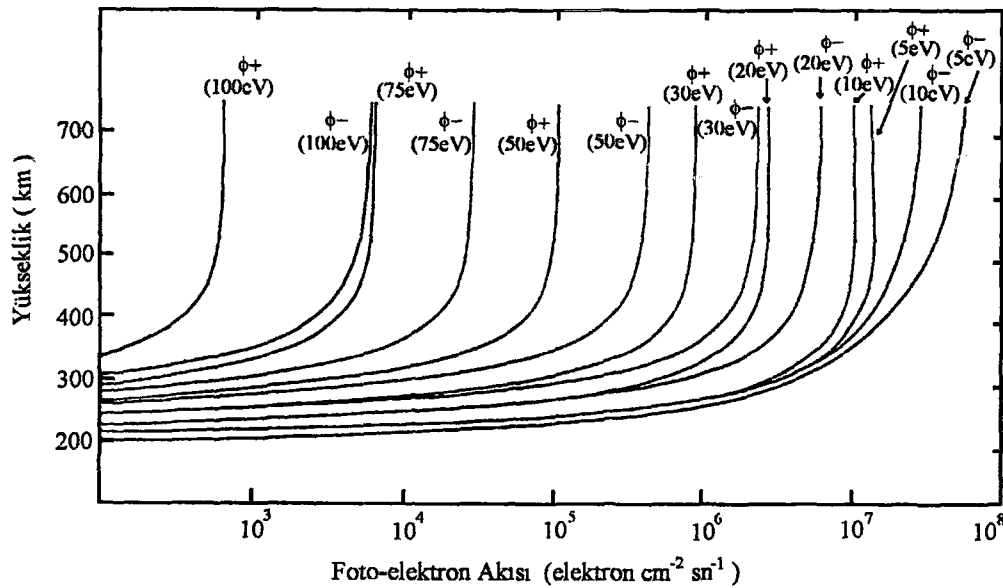
olarak bulunur. Böylece esnek saçılma, fotoelektron kayıp akısına indirgenir. Gelen fotoelektronların bir kısmı yukarı doğru saçılmaya uğratılarak bölgesel atmosferden kaçar. $\lambda \approx H$ ilişkisini sağlayan elektron kaçış yüksekliği için belirlenen nötr atmosfer

yoğunluğuna benzer bir yoğunluk değerine sahip olan bir bölge için yoğunluk değeri aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$n \approx \frac{\langle \cos \theta \rangle \sin I}{H [\sigma_a (\sigma_a - 2P_e \sigma_e)]^{1/2}} \quad (2.23)$$

Fotoelektron akısının büyüklüğünün kaba bir tahmini yapılacak olursa, nötr atmosferin 300 km civarındaki temel bileşeninin atomik oksijen olduğu bulunur. Yaklaşık olarak $1-3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ civarındaki kaçış akısı değeri kabul edilebilir. Atomik oksijenden ortaya çıkan fotoelektronlar 1,5 eV civarında ortalama bir enerjiye sahip olduğundan dolayı, $1,5 - 4,5 \times 10^{10} \text{ eV cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ civarındaki toplam enerji akısı, üst yükseklikler için önemli bir ısı kaynağını ifade eder.

İyonküreye ait fotoelektron akılarının teorik hesaplamaları, taşınmanın etkilerini içine alacak şekilde yapılmalıdır (Dalgarno ve diğ., 1963). Farklı modeller ve farklı enerji değerleri için hem yukarı hem de aşağı doğru fotoelektron akı değerlerinin yapılan hesaplamalarında yukarı ve aşağı doğru kaçış akısı arasındaki fark özellikle alt yüksekliklerde büyük ve kayıp akılarının atmosfer şartlarının değişimine nispeten duyarsız olduğu tespit edilmiştir. Yalnız 70°'den daha küçük Güneş zenit açısından etkilenmez (Dalgarno ve diğ., 1967). Fotoelektron akılarının değişik şartlar için hesaplanan değerleri aşağıdaki Şekil 2.9'da verilmiştir (Banks. ve Kockarts, 1973).



Şekil 2.9. Fotoelektron akısının yükseklikle değişimi.

2.2.5. Plazma Isısının Diğer Kaynakları

İyonkürenin ısınmasının temel sebebi olan Güneş UV ışınlarının emilmesinden başka ısı kaynağı olarak, Güneş rüzgarlarının ısıtması, elektromanyetik sürüklenme, plazma akımı, Joule ısınması, nötr rüzgarlar, kozmik ışınlar ve atmosferin genişleme ve büzülmesi gibi dinamik süreçlerin yanı sıra iyon-atom yük değişimi, ayrışma ve tekrar birleşme ve parçacık iyonlaşması gibi foto kimyasal süreçleri ifade etmek mümkündür. Fakat bu süreçlerin oluşturduğu ısınma, büyük bir ısınma değildir.

Bunlar arasında en etkin olan ısınma işlemleri, elektronlar ve iyonlar için ayrı ayrı incelenecektir.

2.2.5.1. Elektronlar

Jeomanyetik alana dik bir elektrik alan içerisindeki yüklü parçacıklar, nötr gazlar içerisinde alan boyunca sürüklenir. Yüklü ve nötr parçacıklar arasındaki çarpışmalar, taşınma hızlarını sınırlar ve hareket yönünün değişimi ısı enerjisi meydana getirir. Bir E elektrik alanı içindeki elektron için ısı denklemi aşağıdaki gibidir (Banks ve Kockarts, 1973).

$$Q_e = m_e n_e \bar{v}_{en} \left\{ \left[\left(\frac{cE_y}{B_z} \right) - U_n \right]^2 - \left[\left(\frac{cE_x}{B_z} \right) - V_n \right]^2 + (\omega_e - \omega_n)^2 \right\} \quad (2.24)$$

Burada m_e elektron kütlesi, n_e elektron yoğunluğu, v_{en} elektron-nötr bileşen çarpışma frekansı, c ışık hızı, B manyetik alan, U_n sürüklenme hızı, V_n termal hız, ω_e ve ω_n elektron ve nötr bileşen siklotron frekanslarıdır. Burada yalnız nötr gaz olduğu kabul edilmektedir. Bu işlemlerin meydana getirdiği elektron ısı, E_x ve E_y değerleri için, iyon gazlarında meydana getirilen akıdan daha küçüktür. Esnek çarpışmalar nedeniyle elektron enerji kaybı artar. Esnek olmayan etkileşmelerin önemi sebebiyle, bu şekildeki bir ifade elektronlar için geçerli olmayabilir. Elektrik alanlar ve nötr rüzgarlar tarafından meydana getirilen Joule ısı esnek olmayan işlemler sırasında harcanır.

Plazma içinde elektrik akımları aktığı zaman, elektron ve iyon taşınma hızları değişir ve çarpışmaya ait Joule ısısı tekrar meydana gelir (Banks ve Kockarts, 1973). Bu etki esnasında elektron gazının ısınması aşağıdaki şekilde oluşur.

$$Q_e = m_e n_e \bar{v}_{ei} (V_e - V_i)^2 g(v/\alpha) \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.25)$$

Galaktik kozmik ışınlar, Güneş kozmik ışınları, Güneş proton rüzgarları ve daha düşük enerjili elektronlar ve manyetokürede çoğalan protonlar, iyonkürenin alt bölgelerinde iyonlaşmaya sebep olurlar. Kozmik ışınlar yüksek enerjilerinden dolayı iyonküre içinde en alt bölgelere kadar inebilir. Galaktik kozmik ışınlar $E > 10^9$ eV enerjileri ile iyonküre içinde D bölgesinin altındaki C (kozmik ışın bölgesi) bölgesinin oluşumuna sebep olurlar. Karışmış Güneş şartlarında nadiren üretilen $E > 10^9$ eV enerjiye sahip Güneş kozmik ışınları (protonlar), D bölgesindeki iyonlaşmanın artmasında önemli bir etkiye sahiptir (Bauer, 1973). Kozmik ışınlar hem gündüz hemde gece boyunca 74 km altındaki bölgelerde iyonlaşmaya sebep olur. Daha düşük enerjili aroral parçacıklar kutup bölgelerinde küçük iyonlaşma bölgeleri meydana getirir. Aroral parçacıklar gündüz 10^3 eV'tan daha küçük enerjiye sahip olduklarından 200 km nin altına nüfuz edemezler, gece ortalama enerjileri 10^3 eV'tan daha büyüktür ve 100 km ye kadar nüfuz edebilirler. Yaygın olarak çarpışmalardan meydana gelen iyonlaşma ışınların emilmesinden meydana gelen iyonlaşma kadar tutarlı ve sürekli değildir (Banks ve Kockarts, 1973).

150 km altındaki yüksekliklerde elektron için E_e enerjili hızlı elektronların (kozmik ışınlar) Φ akısı bir ısı elektron gazını geçtiğinde, enerji çevredeki elektronlara aktarılır. Aktarılan enerji miktarı,

$$Q_e = 2 \times 10^{-12} \frac{n_e \Phi}{E_e} \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.26)$$

dır(Banks, 1969). Burada E_e eV cinsinden hızlı elektronların enerjisidir.

2.2.5.2. İyonlar

Esnek Coulomb çarpışmalarından dolayı elektron gazı iyon gazları için bir ısı kaynağı gibi davranır. Elektronlar ve iyonlar arasındaki ısı enerji transferi aşağıdaki gibi ifade edilebilir (Banks ve Kockarts, 1973).

$$Q_i = 7,7 \times 10^{-6} n_e n_i \left[\frac{T_e - T_i}{m_i T_e^{3/2}} \right] \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.27)$$

Burada n_i iyon kütlesi ve m_i atomik kütle birimi cinsinden iyon kütlesidir. Bu ifade elektron ve iyon gazlarının farklı Maxwell hız dağılımlarına sahip oldukları kabullenmesine dayanır. Farklı plazma işlemlerinin teorik modelleri göstermiştir ki iyonküreye ait bileşenler genelde Maxwell formlarından bağımsız kalır (Brace ve diğ., 1963; Nisbet, 1967).

Elektron gazı tarafından ısıtılmaya ek olarak iyonlar için muhtemel diğer ısı enerji kaynakları dalga enerjisi, elektrik alanları, kimyasal reaksiyonlar veya esnek olmayan çarpışmalar sayılabilir. Bununla beraber gözlemlerden elde edilen bilgilerden 300 km üzerindeki yüksekliklerde iyon gazının ısınmasının asıl kaynağı olarak elektron gazı olduğunu destekleyen sonuçlar alınmıştır (Banks ve Kockarts, 1973). 300 km'nin altında, manyetoküre ve iyonküre merkezli elektrik alanları, nötr gazlar ve elektrik akımları, rastgele termal hareketler içindeki kütle taşımanın değişmesi, iyon sıcaklığının büyük ölçüde etkiler. Elektrik alanının olmadığı durumlarda iyonlar nötr atmosfer tarafından harekete zorlanırlar. Daha üst yüksekliklerde hem elektrik alanları hem de nötr gaz hareketleri iyon gazını ısıtır. Böylece, elektrik alan kaybolsa bile yerin dönmesine bağlı olarak nötr gaz hareketleri iyon ısınmasına sebep olabilir. Nötr atmosferdeki iyonlara ait enerjiyi ısı üretimi ve enerji kaybı olarak ikiye ayırabiliriz. Sonuç olarak, iyon sıcaklığının değişimleri hem elektrik alanları hem de nötr rüzgarların büyüklük ve zaman değişimlerinin bir ölçümü olarak bulunur. İyon gazının ısıtılmasına dikkat edilirse bir tek iyon türü için aşağıdaki denklemi yazmak mümkündür.

$$Q_i = \left(\frac{m_e^2}{m_i} \right) n_e \bar{v}_{ei} (V_e - V_i)^2 g(v/\alpha) \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.28)$$

m_e/m_i kütle faktöründen dolayı elektron akımlarının meydana getirdiği ısınma elektronlara göre iyonlar için daha azdır.

2.3. Elektron ve İyonların Enerji Kayıpları

Farklı sıcaklıklara sahip iki gazı oluşturan parçacıklar arasındaki esnek çarpışmalar aracılığıyla enerji değişimi aşağıdaki şekilde verilmektedir (Banks ve Kockarts, 1973).

$$\frac{dU}{dt} = - \left[\frac{2m_1m_2}{(m_1 - m_2)^2} \right] n_1 \bar{v}_{12} \frac{3}{2} k(T_1 - T_2) \quad (2.29)$$

Burada $\bar{v}_{12}$ çarpışma frekansı,

$$\bar{v}_{12} = \frac{4}{3} n_2 \left(\frac{8k}{\pi} \right)^{1/2} [(T_1/m_1) + (T_2/m_2)]^{1/2} \bar{Q}_D \quad (2.30)$$

ve $\bar{Q}_D$ tesir kesit alanı,

$$\bar{Q}_D(N_2) = 2.82 \times 10^{-17} \left(1 - 1.21 \times 10^{-4} T_e \right) T_e^{1/2} \text{ cm}^2 \quad (2.31)$$

$$\bar{Q}_D(O_2) = 2.2 \times 10^{-16} \left(1 + 3.6 \times 10^{-2} T_e^{1/2} \right) \text{ cm}^2 \quad (2.32)$$

$$\bar{Q}_D(O) = 1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2. \quad (2.33)$$

$$\bar{Q}_D(H) = 5.47 \times 10^{-16} \left(1 + 1.3610^{-3} T_e \right) \text{ cm}^2 \quad (2.34)$$

$$\bar{Q}_D(He) = 5.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (2.35)$$

dır.

Bir çok deneysel ve teorik çalışmadan, iyonküre içinde farklı gazlardaki enerji değişiminin önemli bir kısmının esnek çarpışmaların bir sonucu olmadığı fakat çarpışan parçacıkların iç enerji yapılarının uyarılmasından meydana geldiği bilinmektedir (Geisler ve Bowhill, 1965). Bir atom veya molekülün iç enerji yapısının uyarılması enerji kaybı için önemli bir mekanizmadır. Çünkü, esnek çarpışma, enerji transferini sınırlayan kütle faktörünü işe karıştırmadan çarpışan parçacıklara kinetik enerjinin doğrudan transferine izin verir. Esnek olmayan çarpışmalardaki kütle faktörü, nötr bir atmosferdeki elektron gazının soğuma oranını belirlemede iyonlar için yapılandan daha önemli olabilir. İyonlar, aynı atomik kütleyle sahip parçacıkların meydana getirdiği nötr bir gazdaki esnek çarpışmalar yoluyla, bir enerji kaybına uğrarlar.

2.3.1. Isıl Elektronun Soğuma İşlemleri

Bir elektronun nötr parçacıklarla esnek çarpışma yapması sonucunda enerji değişimi (Banks ve Kockarts, 1973),

$$\frac{dU_e}{dt} = - \left(3 \frac{m_e}{m_n} \right) n_e k \bar{v}_{en} (T_e - T_n) \quad (2.36)$$

dır. Burada m_n nötr parçacık kütlesi ve

$$\bar{v}_{en} = \frac{4}{3} n_n \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \bar{Q}_D \quad (2.37)$$

olarak tanımlanan elektron-nötr momentum transfer çarpışma frekansıdır. Banks ve Kockarts (1973), atmosferdeki N_2 , O_2 , O ve H için elektron-nötr çarpışmasıyla enerji transfer oranlarını aşağıdaki ifadelerle vermektedirler.

$$\left. \frac{dU_e}{dt} \right|_{N_2} = -1,2 \times 10^{-19} n_e n(N_2) \left[1 - 1,2 \times 10^{-4} T_e \right] T_e (T_e - T_n) \quad (2.38)$$

$$\left. \frac{dU_e}{dt} \right|_{O_2} = -7,9 \times 10^{-19} n_e n(O_2) \left[1 - 3,6 \times 10^{-2} T_e^{1/2} \right] T_e^{1/2} (T_e - T_n) \quad (2.39)$$

$$\left. \frac{dU_e}{dt} \right|_O = -7,2 \times 10^{-18} n_e n(O) T_e^{1/2} (T_e - T_n) \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.40)$$

$$\left. \frac{dU_e}{dt} \right|_H = -6,3 \times 10^{-16} n_e n(H) \left[1 - 3,5 \times 10^{-4} T_e \right] T_e^{1/2} (T_e - T_n) \quad (2.41)$$

Teorik analizler ve deneysel değerlerden, üst atmosferde N_2 ile yapılan esnek çarpışmalar sonunda oluşan elektron enerji transferinin önemli bir değere ulaşmadığı tespit edilmiştir (Banks ve Kockarts, 1973). Gerçekten, N_2 ve O_2 dönme uyarılmaları enerji kaybı için denklem 2.36' da ifade edilen kütle faktörü ihmal edilmektedir (Cole, 1967 ve 1968). Bu ifade,

$$\left. \frac{dU_e}{dt} \right|_{N_2 \text{ dönme}} = -2 \times 10^{-14} n_e n(N_2) \frac{(T_e - T_n)}{T_e^{1/2}} \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.42)$$

şeklindedir. Deneysel çalışmalar O_2 'nin N_2 'den daha fazla elektron soğurucu olduğunu göstermiştir. Banks ve Kockarts (1973), Dalgarno ve diğ. (1968) O_2 'nin dönme enerji değişimini aşağıdaki şekilde vermektedirler.

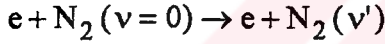
$$\left. \frac{dU_e}{dt} \right|_{O_2 \text{ dönme}} = -7 \times 10^{-14} n_e n(O_2) \frac{(T_e - T_n)}{T_e^{1/2}} \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.43)$$

O₂ yoğunluğunun hızla azaldığı 150 km üzerindeki yüksekliklerde elektron enerji dengesine O₂ dönme uyarmasının etkisi büyük değildir.

Moleküler bileşenlerin titreşim uyarılmalarıyla oluşan elektron ısı kaybı,

$$L_e(\text{titreşim}) \cong n_e n_n \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_n}\right) \left[\exp\left(\frac{\Delta E}{kT_n} \frac{T_e - T_n}{T_e}\right) - 1 \right] \quad (2.44)$$

bağıntısı ile ifade edilir (Bauer, 1973). Buradaki ΔE iki titreşim seviyesi arasındaki enerji farkıdır. İyonkürede elektron enerjisinin ve sıcaklığının (1500 °K üzerindeki elektron sıcaklıkları için) yüksek olduğu zaman elektron gazı için titreşim soğuması önemli olabilir. Bunun yanı sıra elektron yoğunluğunun küçük olduğu bölgelerde dönme ve titreşim uyarılmaları, esnek çarpışmalar yoluyla kaybedilen enerjiye göre çok küçüktür. Artan enerjilerde, titreşim uyarılması mümkün olur ve bu uyarılma esnek çarpışma kayıpları ile rekabet edebilecek oranda kayıba sebep olur (Dalgarno, 1969). N₂'nin titreşim uyarılması etkisi dönme etkisinden daha fazla elektron soğumasına sebep olur. N₂'nin titreşim uyarılması,



şeklinde(Richards ve diğ., 1986). Enerji kayıp miktarı Dalgarno ve diğ.(1963) tarafından hesaplanmıştır. 1 eV' tan 6.5 eV'a kadar tüm elektron enerjileri için (bilhassa 2.5 eV ta maksimum değer alan) enerji kaybı aşağıdaki denklemlerle verilir (Dalgarno, 1969).

$$\frac{dE}{dh} = -n(N_2) \times 3 \times 10^{-16} \text{ eV cm}^{-1} \quad (2.45)$$

N₂ titreşim uyarması kesinlikle iyonküredeki elektron enerji kaybının ana sebeplerinden biridir(Richards ve diğ., 1986; Williams ve McDonald, 1987).

Oksijen molekülünün (O_2) titreşimsel uyarılması 1-1.8 eV arasındaki enerjiler için bir maksimuma sahiptir ve iyonkürenin E bölgesinin altı için önemlidir. O_2 için titreşim enerji kaybı aşağıdaki şekilde verilir.

$$\frac{dE}{dh} = -n(O_2) \times 8 \times 10^{-18} \text{ eV cm}^{-1} \quad (2.46)$$

Özellikle 200 km üzerindeki yüksekliklerde N_2 'nin uyarılması, ilk uyarılmış yapısının uyarma potansiyelinden (6,2 eV) nispeten büyük olduğundan dolayı elektronlar için enerji kayıp işlemlerinin bir önemi yoktur. Ters olarak, O_2 'nin ilk uyarılma yapısı sadece 0,96 eV olduğundan, elektron termal enerjisi için önemli bir düşüş meydana getirebilir. Laboratuvar ölçümleri ve teorik analizlerde O_2 'nin taban durum yapısı için direk etkilemenin, kesit alanının çok küçük ($\sim 10^{-19} \text{ cm}^2$) olduğunu dolaylı olarak göstermiştir. Elektronların iyonlarla esnek Coulomb etkileşmesi hızlı bir elektron-iyon enerji transferine sebep olur. Denklem (2.36) kullanılarak,

$$\left. \frac{dU_e}{dt} \right|_{\text{iyonlar}} = -3 \frac{m_e}{m_i} n_e k \bar{v}_{ei} (T_e - T_i) \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.47)$$

elde edilir. Bu ifade sayısal olarak;

$$\left. \frac{dU_e}{dt} \right|_{\text{iyonlar}} = -(7,7 \pm 0,8) \times 10^{-6} n_e n_i \frac{(T_e - T_i)}{m_i T_e^{3/2}} \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.48)$$

şeklini alır ve bu denklemde $T_e = 3T_i$ olduğu sabit bir iyon sıcaklığı için maksimum bir enerji transferi meydana gelir.

Elektron gazı içindeki bölgesel enerji üretimi için yukarıdaki denklemden daha büyük elektron sıcaklığı, ısı taşınma veya bölgesel nötr atmosfere enerji aktarımının önemli olduğu durumlarda ortaya çıkabilir.

2.3.2. Isıl İyonların Soğuma İşlemleri

3000 °K' den düşük sıcaklıklarda yük çekiminin sebep olduğu iyon-nötr etkileşmesi ortaya çıkar. 3000 °K' den büyük sıcaklıklar için kutuplanma dışındaki diğer etkiler önemli olur. (2.29) nolu denklemden esnek iyon-nötr etkileşmeleri için enerji kaybı,

$$\left. \frac{dU_i}{dt} \right|_{\text{nötrler}} = -2,6 \times 10^{-4} \frac{m_i m_n n_i}{(m_i + m_n)^2} \bar{v}_{in} (T_i - T_n) \text{ eV cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (2.49)$$

Burada $m_{i,n}$ belirlenmiş parçacığın atomik kütlesidir. $\bar{v}_{in}$ tek yüklü iyonlar için iyon-nötr çarpışma frekansı aşağıdaki denklem ile verilir,

$$\bar{v}_{in} = 2,6 \times 10^{-9} n_n (\alpha_0 / \mu_A)^{1/2} \text{ sn}^{-1} \quad (2.50)$$

Burada μ_A atomik birimler cinsinden indirgenmiş iyon-nötr kütlesidir ve α_0 nötr gaz polarize olabilme sabitidir (10^{-24} cm^3 biriminde).

İyonların enerji transfer miktarı için aşağıdaki gibi yaklaşım yapılabilir,

$$\frac{dU_i}{dt} = -n_i n_n \beta_{in} (T_i - T_n) \quad (2.51)$$

İyonkürede, iyon gazlarındaki enerji üretiminin farklı olmasının bir sonucu olarak, iyon kinetik sıcaklığında küçük farklar meydana gelir (Banks ve Kockarts, 1973). Büyük farkları engelleyen önemli bir faktör Coulomb etkileşmesine dayalı hızlı iyon-iyon enerji değişim oranıdır. Denklem (2.29)'dan iyon-iyon enerji değişim oranı,

$$\left. \frac{dU_i}{dt} \right|_{\text{iyon-iyon}} = -\frac{3m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} n_1 k \bar{v}_{12} (T_1 - T_2) \quad (2.52)$$

2.4.1. Elektron Isıl İletkenliği

Elektron sıcaklığının değişiminden ortaya çıkan Φ_e enerji akısı ortalama serbest yol yaklaşımından (Banks, 1966; Banks ve Kockarts, 1973),

$$\Phi_e = -\frac{3}{4} n_e \bar{v} k \lambda \frac{\partial T_e}{\partial z} \quad (2.56)$$

olarak yazılabilir. Burada $\bar{v}$ elektronun ortalama ısı hızı, λ elektron için ortalama serbest yoldur ve genellikle tamamen iyonlaşmış bir plazmadaki elektron-iyon Coulomb çarpışmaları ile tayin edilir. Kullanılan ortalama serbest yol ifadesi,

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (2.57)$$

dir. Burada n saçılan parçacıkların sayısal yoğunluğu ve σ saçılma kesit alanıdır, bu durumda ısı iletkenlik aşağıdaki şekilde verilir.

$$\kappa_e' = \frac{3}{4} \left(\frac{\bar{v} k n_e}{\sigma n} \right) \quad (2.58)$$

İyonlar ile Coulomb çarpışmalarından dolayı elektronların saçıldığı tamamen iyonlaşmış bir gaz için $n_e = n$ olması mümkündür ve yukarıdaki iletkenlik ifadesi,

$$\kappa_e' \cong \frac{3}{4} \left(\frac{\bar{v} k}{\sigma} \right) \quad (2.59)$$

olur. Bu ifadede yüklü parçacık yoğunluğundan bağımsız olarak σ_e 'nin yerine elektron-iyon momentum transfer tesir kesit alanını kullanmak suretiyle ek bir azalma sağlanabilir. Elektron-elektron çarpışmalarının lineer olmayan etkilerini içine alan daha kesin sonuçlar, Boltzmann eşitliğinin doğrudan doğruya değerlendirilmesiyle, aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\kappa'_e = 1,8 \times 10^6 T_e^{5/2} \text{ ev cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \quad (2.60)$$

Bu ifade plazmada bulunan termoelektrik etkilerin hiçbirini dikkate alınmadan oluşturulmuştur.

Kısmen iyonlaşmış bir plazma için etkili ısıl iletkenlik değerini araştırmadan önce, iyonküre plazması için önemli olan ısıl iletkenliğin iki halini tartışmak gerekir. Birincisi, manyetik kuvvet çizgileri boyunca sarmal yollar içinde elektronların zorlanarak hareket etmeleri üzerinde jeomanyetik alanın etkisi düşünülebilir. İletkenliğin alan çizgilerine paralel ve dik kısmı birbirinden farklı ve anizotropiktir (Da Rosa, 1966; Banks ve Kockarts, 1973). Elektron gazının manyetik alana dik olarak enerji taşınması oldukça küçüktür. Böylece, sadece elektron sıcaklık değişimini alana paralel bileşen belirler. Alana paralel bileşen, elektron gazı içerisinde taşınan enerji üzerinde etkili olacaktır.

Plazmanın ısıl iletkenliğinin azalmasında önemli rol oynayan ikinci etki, elektronların akışına mani olan farklı elektrik etkilerin meydana gelmesidir (Harris ve Priester, 1963; Banks ve Kockarts, 1973). Plazmada, manyetik alana paralel iletkenliğe etki eden E elektrik alanı, $\left(\frac{dT_e}{ds}\right)$ sıcaklık değişimi ve $\left(\frac{dP_e}{ds}\right)$ elektron basınç değişimi mevcuttur. Bunların sonucu olarak, kararlı haldeki elektrik akımı J_e ve elektron ısı akısı Φ_e aşağıdaki gibi ifade edilebilirler.

$$J_e = \sigma \left(E_{\parallel} - \frac{1}{en_e} \frac{dP_e}{ds} \right) + \phi \frac{dT_e}{ds} \quad (2.61a)$$

$$\Phi_e = -\kappa'_e \frac{dT_e}{ds} - T_e \phi \left(E_{\parallel} - \frac{1}{en_e} \frac{dP_e}{ds} \right) \quad (2.61b)$$

Bu ifadelerin bir sonucu olarak ısı akışı sıcaklık ve basınç değişimine ve elektrik alanına bağlı olacaktır. Alt iyonküre için ısı akısı,

$$\Phi_e = - \left(\kappa_e' - \frac{T_e \phi^2}{\sigma} \right) \frac{\partial T_e}{\partial s} \quad (2.62)$$

ve etkili ısı iletkenlik $\kappa_e = i \kappa_e'$ değerine indirgenebilir. Buradaki i indirgeme katsayısı,

$$i = 1 - (T_e \phi^2 \kappa_e' \sigma) \quad (2.63)$$

değerine sahiptir. Böylece ısı enerji akısı aşağıdaki şeklini alır;

$$\Phi_e = - \kappa_e \left(\frac{\partial T_e}{\partial s} \right) \quad (2.64)$$

Tamamen iyonlaşmış bir plazma içindeki serbest yol, iyonların elektronlar ile çarpışmaları sırasında belirlenebilir. Bu durumlar için ısı iletkenliğin sayısal değeri hesaplanan $i = 0,419$ değeri ile aşağıdaki gibi belirlenebilir (Banks, 1969; Titheridge, 1976; Williams ve McDonald, 1987; Breen ve diğ., 1996).

$$\kappa_{ei} = 7,7 \times 10^5 \sin^2 I T_e^{5/2} \text{ eV cm}^{-1} \text{ sn}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1} \quad (2.65)$$

Bu ifade plazma yoğunluğundan bağımsızdır (Da Rosa, 1966). Bu ifade 200 km altındaki ysekliklerde geçersizdir. Çünkü o bölgelerde ısı iletkenlik elektronlar ile nötr parçacıklar arasındaki çarpışmalara bağlıdır (Banks, 1966). Bu bölgedeki ısı iletkenlik aşağıdaki şekildedir (Dalgarno ve diğ., 1967).

$$\kappa_{en} = 3.2 \times 10^7 \sin^2 I \frac{T_e N_e}{v_{en}} \text{ eV cm}^{-1} \text{ sn}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1} \quad (2.66)$$

Burada v_{en} elektron-nötr çarpışma frekansısıdır ve denklem (2.37) ile verilmiştir. Bu ifade dip açısından bağımsız olarak aşağıdaki şekilde verilebilir (Banks, 1969; Bauer, 1973).

$$\kappa_{en} = \frac{57n_e T_e^{1/2}}{\sum_n n_n \bar{Q}_D} \quad (2.67)$$

Buradaki $\bar{Q}_D$ değerleri (2.31) - (2.35) denklemlerinde verilen değerlerdir. Bu şekilde hesaplanan iletkenlik değerleri aşağıdaki şekilde birleştirilebilir (Dalgarno ve diğ., 1967).

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\kappa_{ei}} + \frac{1}{\kappa_{en}} \quad (2.68)$$

(2.65) ve (2.66) nolu denklemler (2.68) nolu denklemde yerine konulursa, elektron ısı iletkenlik katsayısı aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\kappa_e = \frac{3.2 \times 10^7 T_e N_e}{v_{en} + 41.29 T_e^{-3/2} N_e} \text{ ev cm}^{-1} \text{ sn}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \quad (2.69)$$

v_{en} elektron-nötr çarpışma frekansı üst yüksekliklerde sıfıra yaklaştığı zaman (2.68) nolu denklem (2.65) nolu denkleme eşit olur. Özellikle T_e ve ısı iletkenliğinin büyük olduğu şartlarda, ısı iletimin etkisi $T_e(h)$ eğrisine yaklaşır.

Eğer üst iyonkürede ısı akısını sıfıra eşit kabul edersek, T_e 'nin yükseklikten bağımsız olduğu izotermal bir bölgenin olduğunu söyleyebiliriz. Bu durum özellikle 400 km üzerindeki yüksekliklerde yapılan teorik çalışmalarda tespit edilmiştir. Eğer üst yüksekliklerdeki T_e değişimi alan çizgileri boyunca oluşuyorsa, iyonküre ile protonküre arasında bir ısı akısının olduğunu söylemek gerekir (Geisler ve Bowhill, 1965). Özellikle gün batımından sonra protonküreden ısı akışı olduğunu göstermişlerdir. Gün doğumundan sonraki iki saat içerisinde, iyonküredeki elektron sıcaklıklarının gündüz değerlerine ulaştığı tespit edilmiştir (Da Rosa, 1966).

2.4.2. İyon Isıl İletkenliği

İyon sıcaklığındaki değişimlere tepki olarak, iyon ısı enerjisinin Φ_i akısı manyetik kuvvet çizgileri boyunca akar. Tek bir iyon gazı için ısı akısı (2.55) nolu denklem kullanılarak elde edilebilir.

m atomik kütleli tek bir iyon gazı için κ_i ısı iletkenliği aşağıdaki gibi verilmiştir (Banks ve Kockarts, 1973; Roble ve Hastings, 1977).

$$\kappa_i = 4,6 \times 10^4 m_i^{-1/2} T_i^{5/2} \text{ eV cm}^{-1} \text{ sn}^{-1} \text{ oK}^{-1} \quad (2.71)$$

İyonküredeki iyon gazları için iyon iletkenlik değerinin gelişmiş bir hali her bir iyon bileşeni için farklı olan iletkenliklerin etkilerini hesaba katarak

$$\kappa_i = 1,2 \times 10^4 \left[n^+(O) + 2n^+(He) + 4n^+(H) \right] T_i^{5/2} n_e^{-1} \quad (2.72)$$

yazabiliriz.

3. MATERYAL VE METOD

İyonkürenin ısı yapısının araştırıldığı bu çalışmadaki iyonküre plazmasına ait parametreler IRI-79 (International Reference Ionosphere) programı kullanılarak elde edilmiştir.

İyonkürenin ısı yapısı, ısı üretimi, kayıplar ve iletkenlik başlıkları altında incelenmiştir. Tüm hesaplamalarda $h_0=120$ km referans yüksekliği kullanılmıştır. Bu referans yüksekliğine bağlı olarak tüm yüksekliklerdeki yerçekimi ivmesi $g(h) = g(0) \left(R_d^2 / (R_d + h)^2 \right)$ ifadesinden elde edilmiştir. Her nötr bileşen için optik derinlik (denklem 2.14) değerleri ayrı ayrı hesaplanmıştır. Nötr bileşenlerinin yoğunlukları, referans yüksekliğinden itibaren, her bileşen için hesaplanmıştır. Hesaplamalarda Güneş'in sakin günleri için Güneş aktivitesi $R=10$ alınmıştır. Hesaplamalar 30° D ve 40° K coğrafik koordinatı için yapılmıştır. Hesaplamalar, günlük ve mevsimlik olarak tekrarlanmıştır.

Isı üretimi (Q) hesaplamaları yapılırken (2.18) nolu denklem kullanılmıştır. Bu denklemdeki ısı verimi (ϵ) değerleri Dalgarno ve diğ. (1968)'den elde edilerek kullanılmıştır (Şekil 2.8). Üretilen ısı değeri Güneş UV ışınlarının akı değerine, nötr bileşenlerin yoğunluğuna, optik derinlik değerlerine ve emilme ve iyonlaşma enine kesit alanlarına bağlıdır. Akı değerleri için Çizelge 2.2'de (Bauer, 1973) verilen değerler kullanılmıştır. Çizelge 2.3'de (Bailey ve diğ., 1981) görüldüğü gibi emilme ve iyonlaşma kesit alanları yaklaşık olarak birbirine eşit değerlere sahiptir. Bauer (1973), kesit alanlarının 10^{-16} ile 10^{-18} cm² arasında değiştiğini ifade etmiştir. Hesaplamalarımızda bunların ortalaması olarak iyonlaşma kesit alanı $\sigma_i=10^{-17}$ cm² alınmıştır. Nötr bileşen yoğunlukları referans yüksekliğinden itibaren ve (2.2) denklemini kullanılarak elde edilmiştir. (2.2) denklemindeki referans seviyesi yoğunluk değerleri (n_0) Banks ve Kockarts (1973)'tan alınmıştır. Bu denklem içindeki ölçek yüksekliği $H = kT_n/mg$ her bileşen için ayrı ayrı hesaplanmıştır. (2.18) denkleminde bulunan dalga boyuna bağlı akı değerleri, iyonlaşma potansiyellerine bağlı olarak her nötr bileşen için Çizelge 1'den alınmıştır. Isı üretim hesaplamaları her nötr bileşen için ayrı ayrı yapılmıştır.

Elektronlar için fotoiyonlaşmaya bağlı olmayan ısı üretiminin bir kısmı atmosferin alt bölgelerini ısıttığı için, bir kısımda fotoiyonlaşmanın oluşturduğu ısınmaya göre küçük

olduğu için hesaplamaları yapılmamıştır. Isıl elektronların iyonlarla yaptıkları esnek Coulomb etkileşmelerinden dolayı iyonların ısınmaları (2.27) nolu denklem kullanılarak elde edilmiştir.

Isı kayıplarının hesaplamaları, ısıl elektronların nötr bileşenlerle yaptıkları esnek olmayan çarpışmalar sonunda nötr bileşenlere aktardıkları ısı miktarları (2.38) - (2.41) nolu denklemler kullanılarak yapılmıştır. Bu kayıplardan başka ısıl elektronların nötr bileşenlerle etkileşmeleri sırasında, nötr bileşenleri uyararak enerji kaybına uğrarlar. Bu kayıpların en büyük değere sahip olanları N_2 ve O_2 dönme ve titreşim uyarılmalarıdır. Çünkü F1 bölgesinde N_2 ve O_2 iyonkürenin temel bileşenlerindendir. Dönme uyarılmaları ile oluşan ısı kayıpları (2.42) ve (2.43) denklemleri kullanılarak yapılmıştır, titreşim uyarılmaları sonucu oluşan ısı kayıpları (2.45) ve (2.46) denklemleri kullanılarak yapılmıştır. Isıl elektronların iyonlarla etkileşmeleri sonucunda kaybettikleri enerjileri, iyonların ısınma miktarları olduğundan denklem (2.27) kullanılarak hesaplanan iyonların ısınma miktarı, elektronların iyonlara aktardığı enerjiye eşittir. Bu sebeple (2.27) denklemini kullanarak yapılan hesaplamalar (2.48) denklemini ile yapılan hesaplamalara eşittir.

Elektronların ısı kaybettikleri gibi iyonlar da ısı kaybederler. Isıl iyonlar nötr bileşenlerle ve diğer iyonlarla yaptıkları çarpışmalar sonunda enerji kaybına uğrarlar. Bu şekilde oluşan ısı kayıp oranları (2.49) ve (2.54) nolu denklemler kullanılarak hesaplanabilir fakat (2.54) nolu denklemdeki iki ayrı iyonun sıcaklıkları olan T_1 ve T_2 sıcaklıkları hesaplanamadığı için sayısal değerler elde edilememiştir. Çünkü bizim kullandığımız hesaplama yönteminde tüm iyon bileşenleri eşit sıcaklık değerine sahip olduğu kabul edilmiştir.

Elektron ısıl iletkenlik katsayıları (2.66) ve (2.67) nolu denklemlerin birleştirilmesinden elde edilen (2.69) nolu denklem kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır. İyonlar için ısıl iletkenlik katsayıları (2.71) nolu denklem kullanılarak yapılmıştır. Hesaplamalar elektronlar ve iyonlar için ayrı ayrı tekrar edilmiştir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. Isı Üretimi

Bu bölümde Güneş UV ışınlarının nötr bileşenleri iyonlaştırması esnasında ortaya çıkan elektronların ısınmaları hesaplanmıştır. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması ve bunun sonunda oluşan elektron ısı, nötr bileşenlerin yoğunluğuna, iyonlaşma potansiyellerine, emilme ve iyonlaşma kesit alanlarına ve UV akısına bağlıdır (Banks, 1969; Banks ve Kockarts, 1973; Bilitza, 1984).

Elektron ısı hesaplamalarının yüksekliğe bağlı değişimleri, 120-900 km yükseklikleri arasında 20 km artışla, 6. ay ve yerel zaman saat 12 şartları için yapılmıştır. Günlük değişimleri bir saat arayla 24 saat boyunca, 300 km sabit yükseklik ve 6. ay şartları için incelenmiştir. Mevsimlik değişim ise bir ay arayla 12 ay boyunca, 300 km sabit yükseklik ve yerel zaman saat 12 şartları için ve 30° K ve 40° D coğrafik koordinatlarında tüm nötr atmosferik bileşenler (O, O₂, N₂, H, He) için denklem (2.18) kullanılarak yapılmıştır.

Denklem (2.18)'de bulunan iyonlaşma kesit alanı $\sigma_i=10^{-17}$ cm² alınmıştır. Referans seviyesindeki ($h_0 = 120$ km) nötr bileşen yoğunlukları olan n_0 her nötr bileşen için aşağıdaki değerler kullanılmıştır.

$$n_0(O)=3.47 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}, \quad n_0(O_2)=1.06 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}, \quad n_0(N_2)=2.02 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}, \\ n_0(He)=6.43 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}, \quad n_0(H)=1.42 \times 10^6 \text{ cm}^{-3} \quad (\text{Banks ve Kockarts, 1973}).$$

Isı üretim denkleminde yer alan Φ_∞ ışın akı değerleri, Çizelge 2.1'de verilen değerler, her nötr bileşen için iyonlaşma potansiyellerine göre aşağıdaki değerler kullanılmıştır.

$$\Phi_\infty(O)=8.3 \times 10^9 \text{ ph cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}, \quad \Phi_\infty(O_2)=11.61 \times 10^9 \text{ ph cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}, \\ \Phi_\infty(N_2)=2.4 \times 10^9 \text{ ph cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}, \quad \Phi_\infty(He)=4.7 \times 10^9 \text{ ph cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}, \\ \Phi_\infty(H)=8.3 \times 10^9 \text{ ph cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}.$$

Isı üretim denkleminde bulunan $\varepsilon(h)$ ısı verimi değerleri Dalgarno ve diğ. (1968)'in yaptığı hesaplamalar kullanılıp yüksekliğe bağlı olarak hesaplanmıştır.

Bu değerlerin kullanılması sonucu (2.18) nolu denklem her nötr bileşen için aşağıdaki şekilde kullanılmıştır.

$$Q(O) = 288 \varepsilon(h) \exp \left[- \left(\frac{h-200}{H} \right) - 3.47 \times 10^{-8} \exp - \left(\frac{h-200}{H} \right) \right] \quad (4.1.1)$$

$$Q(O_2) = 12.3 \varepsilon(h) \exp \left[- \left(\frac{h-200}{H} \right) - 1.06 \times 10^{-9} \exp - \left(\frac{h-200}{H} \right) \right] \quad (4.1.2)$$

$$Q(N_2) = 48.5 \varepsilon(h) \exp \left[- \left(\frac{h-200}{H} \right) - 2.02 \times 10^{-8} \exp - \left(\frac{h-200}{H} \right) \right] \quad (4.1.3)$$

$$Q(He) = 0.3 \varepsilon(h) \exp \left[- \left(\frac{h-200}{H} \right) - 6.43 \times 10^{-11} \exp - \left(\frac{h-200}{H} \right) \right] \quad (4.1.4)$$

$$Q(H) = 0.12 \varepsilon(h) \exp \left[- \left(\frac{h-200}{H} \right) - 1.4 \times 10^{-11} \exp - \left(\frac{h-200}{H} \right) \right] \quad (4.1.5)$$

Bu denklemler kullanılarak ısı üretim hesaplamaları yapılmıştır.

4.1.1. Isı Üretiminin Yüksekliğe Bağlı Değişimi

Isı üretiminin hesaplamalarının yüksekliğe bağlı değişimi 120-900 km yükseklikleri arasında 20 km artışlarla, nötr atmosferik bileşenler (O, O₂, N₂, H, He) için (4.1.1) - (4.1.5) denklemleri kullanılarak yapılmıştır.

Fotoiyonlaşma sırasında oluşan ısı üretiminin yükseklikle değişimi Çizelge 4.1.1 ve Şekil 4.1.1'de verilmiştir. Şekil incelendiğinde O atomunun iyonlaşması sonucu ortaya çıkan ısı üretimi maksimum değerini hmF2 yüksekliğinde almakta ve yükseklikle azalmaktadır. Bu dağılım Şekil 2.2 ve Şekil 2.3'deki O⁺ iyonu ve elektron yoğunluğunun yükseklikle değişimine benzemektedir. Bu beklenen bir sonuçtur. Çünkü F2 bölgesinde O atomu hakimdir. Denklem (1.1)'e göre oksijen atomunun iyonlaşması $O + h\nu \rightarrow O^+ + e$ şeklindedir. Buradan açığa çıkan enerji denklem (1.2)'deki şekildedir. Bu sonuç,

Banks (1969); Banks ve Kockarts (1973); Stolarski ve diğ. (1975); Bilitza (1984) ve Robineau ve diğ. (1996)'da yaptıkları hesaplamalarla uyum içindedir.

O₂ molekülünün fotoiyonlaşması sırasında üretilen ısı da yükseklikle azalmaktadır. Çünkü nötr O₂ yoğunluğu yükseklikle azalmaktadır (Şekil 2.2 ve Şekil 2.4). Buradaki ısı üretimi yaklaşık olarak 400 km yükseklikte 1×10^{-1} eV, 800 km de 1.69×10^{-7} eV değerine düşmektedir.

Helyum ve hidrojen atomlarının iyonlaşması sırasında oluşan ısı üretimi çok küçük değerlere sahiptir. Bunun sebebi olarak helyum yoğunluğunun küçük olması gösterilebilir. Bunun yanısıra hidrojenin iyonlaşması esnasındaki ısı üretimi daha büyüktür ve yükseklikle artmaktadır. Hidrojenin yoğunluğu üst bölgelerde (~ 600 km) büyük olduğu için bu durum gözlenmektedir. Hidrojenin iyonlaşması sırasında oluşan ısı helyuma göre daha büyük olmasına rağmen diğer bileşenlere göre küçük değerlerdedir. Bunun sebebi olarak yoğunluk ve iyonlaşma potansiyelinin yüksek olması gösterilebilir.

N₂ molekülünün iyonlaşmasından dolayı üretilen ısı miktarı N₂ yoğunluğuna bağlı olarak alt yüksekliklerde büyük ısı değerlerine sahip olurken yükseklik arttıkça azalmaktadır. Yaklaşık 500 km yükseklikte 1×10^{-1} eV değerine düşmektedir. Bu şekildeki değişim yoğunluk değişimine benzemektedir.

Yukarıda belirtilen şekillerin hepsini birlikte incelediğimizde 300 km yükseklikteki ısı üretiminin değerleri şu şekildedir.

$$O = 941 \text{ eV},$$

$$O_2 = 6.52 \text{ eV},$$

$$N_2 = 38 \text{ eV},$$

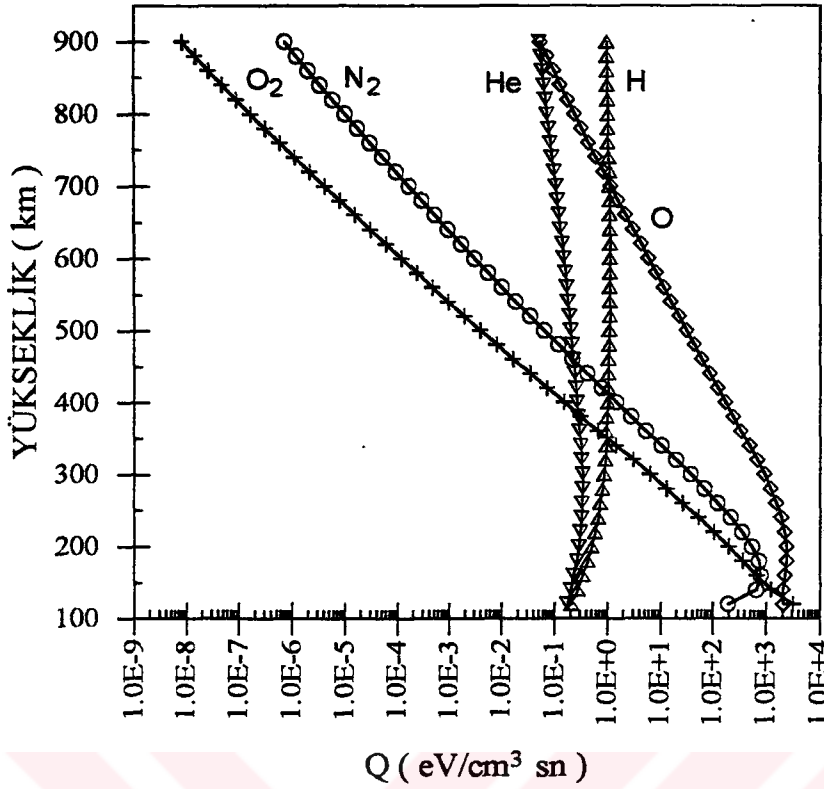
$$He = 0.342 \text{ eV},$$

$$H = 0.886 \text{ eV}.$$

Görüldüğü gibi en çok ısı üretimi O atomunun iyonlaşması sonunda ortaya çıkmaktadır. Tüm bu hesaplamalar sonunda atmosferin temel bileşeni olarak O gösterilebilir. Bu hesaplamalarımız Brace ve diğ. (1976), Roble ve Hastings (1977), Torr ve diğ. (1980) ve Bailey ve diğ. (1981)'nin yaptıkları hesaplamalar ile uyum içindedir.

Çizelge 4.1.1. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısının yükseklikle değişimi.

YÜKSEKLİK (km)	O ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	O ₂ ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	N ₂ ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	He ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	H ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)
900	5.44E-2	8.41E-9	7.31E-7	5.19E-2	9.79E-1
880	7.24E-2	1.51E-8	1.22E-6	5.52E-2	9.85E-1
860	9.67E-2	2.73E-8	2.04E-6	5.89E-2	9.93E-1
840	1.30E-1	4.97E-8	3.43E-6	6.29E-2	1.00E0
820	1.75E-1	9.14E-8	5.84E-6	6.73E-2	1.01E0
800	2.37E-1	1.69E-7	1.00E-5	7.22E-2	1.02E0
780	3.23E-1	3.17E-7	1.73E-5	7.77E-2	1.04E0
760	4.43E-1	5.98E-7	3.00E-5	8.37E-2	1.05E0
740	6.10E-1	1.14E-6	5.27E-5	9.05E-2	1.07E0
720	8.44E-1	2.19E-6	9.32E-5	9.80E-2	1.09E0
700	1.16E0	4.19E-6	1.64E-4	1.05E-1	1.10E0
680	1.60E0	8.12E-6	2.92E-4	1.13E-1	1.11E0
660	2.22E0	1.58E-5	5.21E-4	1.21E-1	1.12E0
640	3.08E0	3.09E-5	9.34E-4	1.30E-1	1.13E0
620	4.28E0	6.08E-5	1.68E-3	1.39E-1	1.13E0
600	5.95E0	1.20E-4	3.04E-3	1.49E-1	1.13E0
580	8.28E0	2.39E-4	5.53E-3	1.59E-1	1.13E0
560	1.15E+1	4.78E-4	1.01E-2	1.70E-1	1.13E0
540	1.61E+1	9.62E-4	1.85E-2	1.80E-1	1.12E0
520	2.26E+1	1.95E-3	3.41E-2	1.92E-1	1.11E0
500	3.16E+1	3.96E-3	6.32E-2	2.03E-1	1.10E0
480	4.44E+1	8.12E-3	1.18E-1	2.16E-1	1.09E0
460	6.24E+1	1.67E-2	2.20E-1	2.28E-1	1.07E0
440	8.79E+1	3.47E-2	4.14E-1	2.41E-1	1.05E0
420	1.24E+2	7.23E-2	7.82E-1	2.55E-1	1.04E0
400	1.75E+2	1.52E-1	1.48E0	2.69E-1	1.02E0
380	2.47E+2	3.20E-1	2.83E0	2.84E-1	9.94E-1
360	3.48E+2	6.78E-1	5.42E0	2.99E-1	9.71E-1
340	4.89E+2	1.44E0	1.04E+1	3.14E-1	9.47E-1
320	6.86E+2	3.09E0	2.00E+1	3.30E-1	9.24E-1
300	9.41E+2	6.52E0	3.80E+1	3.42E-1	8.86E-1
280	1.23E+3	1.33E+1	6.96E+1	3.42E-1	8.20E-1
260	1.57E+3	2.69E+1	1.25E+2	3.37E-1	7.49E-1
240	1.92E+3	5.36E+1	2.17E+2	3.27E-1	6.72E-1
220	2.23E+3	1.05E+2	3.60E+2	3.11E-1	5.93E-1
200	2.43E+3	2.00E+2	5.54E+2	2.90E-1	5.11E-1
180	2.43E+3	3.75E+2	7.47E+2	2.64E-1	4.30E-1
160	2.25E+3	6.80E+2	8.10E+2	2.33E-1	3.50E-1
140	2.05E+3	1.23E+3	6.56E+2	2.00E-1	2.76E-1



Şekil 4.1.1. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısıнын yükseklikle değişimi.

4.1.2. Isı Üretiminin Günlük Değişimi

Isı üretiminin günlük değişimi, sabit 300 km yükseklikte haziran ayı için (4.1.1) - (4.1.5) denklemleri kullanılarak bir saat aralıklarla hesaplanmıştır.

Çizelge 4.1.2 ve Şekil 4.1.2'de ısı üretiminin günlük değişimi görülmektedir. Oksijen atomunun iyonlaşması sırasında oluşan ısı üretimi şekilden görüleceği gibi, Güneş'in doğuşundan hemen sonra ve batışından 1-2 saat önce bir maksimum göstermektedir. Güneş'in doğuşu sırasında hızlı bir artış ve Güneş'in batımında hızlı bir azalma vardır. Bu şekilde oluşan maksimum ve minimumlar Güneş zenit açısının etkisi olarak ifade edilebilir. Bu bağıntıya göre zenit açısı Güneş'in doğuşu sırasında ($\chi = 90^\circ$) üretimi minimum yapmaktadır. Titheridge (1976), sıcaklıktaki bu şekildeki değişimlerin zenit açısından ileri gelebileceğini ifade etmiştir. Aynı şekilde Dalgarno ve diğ. (1967), yaptıkları çalışmada ısı üretiminin günlük değişimlerini incelerken zenit açısına bağlı olarak değişimin meydana geldiğini, gün ortasında zenit açısının küçüldüğünü ve buna bağlı olarak ısınmanın arttığını ifade etmişlerdir. Ayrıca Güneş'in doğuşu ve batışı

sırasında zenit açısının büyüdüğünü ve ısınmanın minimum değere indiğini hesaplamışlardır. Günün daha sonraki saatlerinde iyonlaşma miktarına paralel bir artışla YZ 12-14 saatlerine kadar ısının arttığı tespit edilmiştir. Sonraki saatlerde kademeli bir azalma mevcuttur.

Oksijen molekülünün iyonlaşması esnasında hesaplanan ısı üretimini, optik derinliğin zenit açısına bağlı olmasından dolayı, Güneş'in doğuşu ve batışı sırasında bir minimum gözlenmektedir. Günün ilerleyen saatlerinde gün ortasında maksimum oluncaya kadar (12-14 saatleri arasında) artmakta, daha sonra azalma göstermektedir. Bu yapı yoğunluk değişimine benzemektedir.

N_2 molekülünün iyonlaşması sırasında üretilen ısı miktarı Güneş'in doğuşuyla artmaya başlayarak öğlen saatlerinde maksimum değere ulaşmakta ve daha sonra azalmaktadır. Gece saatlerinde azalma devam etmektedir. Şekil 4.1.2 den görüldüğü gibi Güneş'in doğuşu ve batışı sırasında zenit açısına bağlı olarak minimum değerler hesaplanmıştır.

He iyonlaşması esnasında üretilen ısının günlük değişimi, Güneş'in doğuşu ve batışında minimum değerlere inmektedir. Gündüz öğlen saatlerine kadar tespit edilen artış daha sonra azalma eğiliminde olup gece de devam etmektedir. Bu şekildeki değişim yoğunluk değişimine benzemektedir.

H iyonlaşması esnasında üretilen ısının günlük değişimi, Güneş'in doğuşuyla artmaya başlayıp YZ saat 14 civarında en büyük değere ulaştıktan sonra azalmaktadır. Değerler Güneş'in doğuşu ve batışı civarında Güneş zenit açısının etkisiyle minimum değerlere düşmektedir.

Yukarıda ifade ettiğimiz beş şekilde belirtilen değerler 300 km yükseklik, 6. ay ve günlük yerel zaman değişmelerini içermektedir. Bu değerleri YZ saat 12 için karşılaştırsak aşağıdaki değerleri dikkate almamız gerekir.

$$O = 3940 \text{ eV},$$

$$O_2 = 251 \text{ eV},$$

$$He = 0.539 \text{ eV},$$

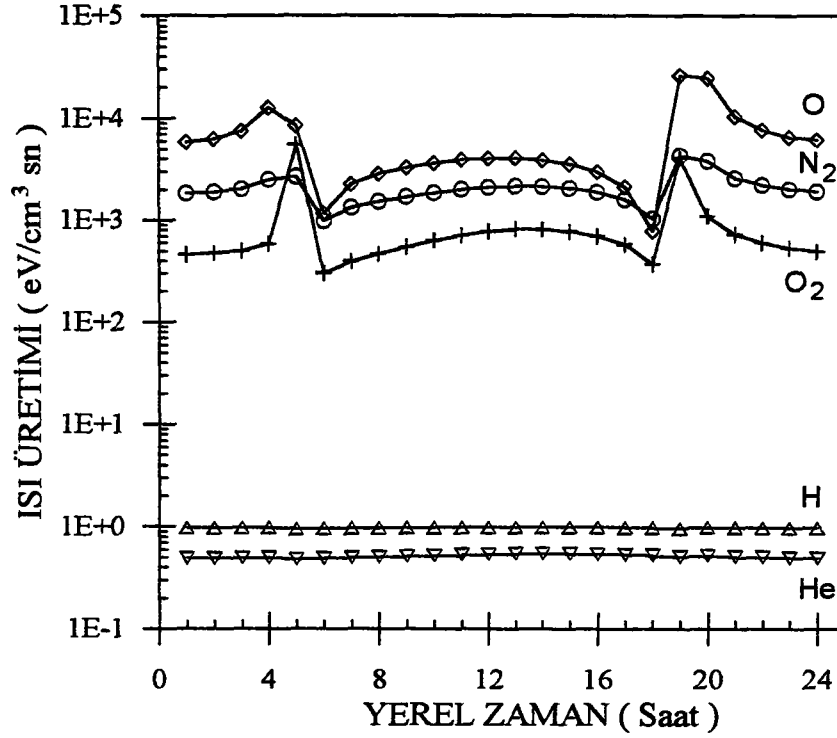
$$H = 0.992 \text{ eV},$$

$$N_2 = 769 \text{ eV}.$$

Görüldüğü gibi en çok ısı üretimi O atomunun iyonlaşması sonunda ortaya çıkmaktadır. Dalgarno ve diğ. (1967), Ching ve Chiu (1973), Stolarski ve diğ. (1975) ve Richards ve Khazanov (1997) yaptıkları çalışmalarda benzer değerler elde etmişlerdir.

Çizelge 4.1.2. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısınn günlük değişimi.

YZ (Saat)	O ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	O ₂ ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	N ₂ ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	He ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	H ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)
1	5.88E+3	1.85E+3	4.62E+2	4.89E-1	9.72E-1
2	6.35E+3	1.91E+3	4.78E+2	4.90E-1	9.79E-1
3	7.48E+3	2.04E+3	5.02E+2	4.91E-1	9.74E-1
4	1.27E+4	2.52E+3	5.88E+2	4.96E-1	9.82E-1
5	8.52E+3	2.69E+3	5.51E+3	4.79E-1	9.52E-1
6	1.17E+3	9.98E+2	3.08E+2	4.89E-1	9.66E-1
7	2.25E+3	1.34E+3	4.00E+2	4.96E-1	9.71E-1
8	2.85E+3	1.53E+3	4.73E+2	5.04E-1	9.76E-1
9	3.29E+3	1.70E+3	5.52E+2	5.13E-1	9.80E-1
10	3.63E+3	1.86E+3	6.36E+2	5.23E-1	9.85E
11	3.88E+3	2.00E+3	7.16E+2	5.32E-1	9.89E-1
12	4.01E+3	2.10E+3	7.79E+2	5.39E-1	9.92E-1
13	4.01E+3	2.15E+3	8.13E+2	5.43E-1	9.94E-1
14	3.85E+3	2.13E+3	8.12E+2	5.45E-1	9.95E-1
15	3.51E+3	2.04E+3	7.73E+2	5.43E-1	9.94E-1
16	2.97E+3	1.87E+3	6.97E+2	5.39E-1	9.92E-1
17	2.12E+3	1.59E+3	5.78E+2	5.33E-1	9.88E-1
18	7.84E+2	1.03E+3	3.71E+2	5.25E-1	9.83E-1
19	2.61E+4	4.28E+3	4.06E+3	5.08E-1	9.65E-1
20	2.47E+4	3.79E+3	1.09E+3	5.22E-1	9.96E-1
21	1.04E+4	2.58E+3	7.28E+2	5.09E-1	9.83E-1
22	7.63E+3	2.20E+3	5.99E+2	5.02E-1	9.78E-1
23	6.55E+3	2.01E+3	5.31E+2	4.96E-1	9.75E-1
24	6.09E+3	1.91E+3	4.93E+2	4.92E-1	9.73E-1



Şekil 4.1.2. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısı'nın günlük değişimi.

4.1.3. Isı Üretiminin Mevsimlik Değişimi

Isı üretiminin yıllık değişimi, sabit 300 km yükseklik, YZ saat 12 için (4.1.1) - (4.1.5) nolu denklemler kullanılarak yılın her ayı için hesaplanmıştır. Bu şekilde hesaplanan ısı üretiminin yıllık değişim değerleri Çizelge 4.1.3, Şekil 4.1.3a ve Şekil 4.1.3b'de gösterilmiştir. Her bir atmosferik bileşen için ayrı ayrı yapılan hesaplamalardan elde edilen değerler farklı olduğundan, ayrı eğrilerle gösterilmiştir. Şekil 4.1.3a incelendiğinde O iyonlaşması sırasında oluşan ısı değerinin yıllık değişimi, 1. ayda minimum olan ısı değeri 2.,3. ve 4. aylarda büyük artışlar göstermektedir. 5., 6. ve 7. aylardaki artış oranı daha küçük olmasına rağmen ısı değerindeki artma devam etmektedir ve 7. ayda en büyük değerine ulaşmıştır. 8. ayda küçük bir azalma tespit edilmiştir. 9., 10., 11. ve 12. aylarda daha büyük azalmalar meydana gelmiştir ve 12. ayda ısı en küçük değerine düşmüştür. Bu şekildeki değişimin sebebi olarak coğrafik koordinat ve Güneş zenit açısını göstermek mümkündür. Güneş ışınlarının kuzey yarım küreye dik geldiği mevsimlerde daha fazla enerji üretilmektedir. Aynı zamanda ısı değişimi elektron ve iyon yoğunluklarının mevsimlik değişimlerine benzemektedir.

Oksijen molekülünün iyonlaşması sırasında oluşan ısı üretiminin yıllık değişimi, yılın ilk ayında en küçük değerinde iken, ilk üç ayda büyük miktarlarda artarak 6. ayda en büyük değerine ulaşmıştır. Sonraki aylarda azalarak 12. ayda en küçük değere düşmüştür. Diğer bileşenlerin ısı üretim değerleri O ısı değerlerinden küçüktür ve yoğunluk değişimine benzemektedir.

Güneş UV ışınlarının emilmesi sonucunda meydana gelen iyonlaşma sırasında N_2 gazını ürettiği ısı miktarının yıllık değişim eğrisi incelendiğinde, ısı yılın ilk aylarından itibaren artmakta ve 6. ayda en büyük değerine sahip olmaktadır. Yılın daha sonraki aylarında azalarak 12. ayda en küçük değerine düşmektedir. Isı üretim değeri daha önce incelediğimiz O ve O_2 ısı üretim değerlerine benzer bir değişme göstermektedir. Fakat O ısı değerlerinden küçük, O_2 ısı değerlerinden büyük değerlere sahip olmaktadır.

Şekil 4.1.3b incelendiğinde He iyonlaşması sırasında üretilen ısı miktarının yıllık değişimindeki ısı değerleri küçük değerlerdir. Fakat yıllık değişimleri ilk 7 ay boyunca artarak 7. ayda en büyük değerine sahip olmuştur. Daha sonra azalmaktadır. Isı üretiminin bu şekilde küçük olmasının sebebi olarak 300 km yükseklikte yoğunluğun düşük olması gösterilebilir.

H iyonlaşması sonunda elde edilen ısı üretimi değerinin yıllık değişimi daha önce incelediğimiz atmosferik bileşenlerin değişimine benzer bir değişme göstermektedir. Fakat ısı değerleri küçüktür. Bunun sebebi olarak H yoğunluğunun düşük olması ve iyonlaşma potansiyelinin yüksek olması gösterilebilir.

Isı üretim hesaplamalarını yaptığımız atmosferik bileşenlerin oluşturdukları ısı değerlerini aynı şartlarda (YZ saat 12, 300 km yükseklik, 6. ay ve 30° K 40° D coğrafik koordinatları) incelediğimizde aşağıdaki değerleri elde ederiz.

$$O = 4010 \text{ eV},$$

$$O_2 = 254 \text{ eV},$$

$$He = 0.539 \text{ eV},$$

$$H = 0.993 \text{ eV},$$

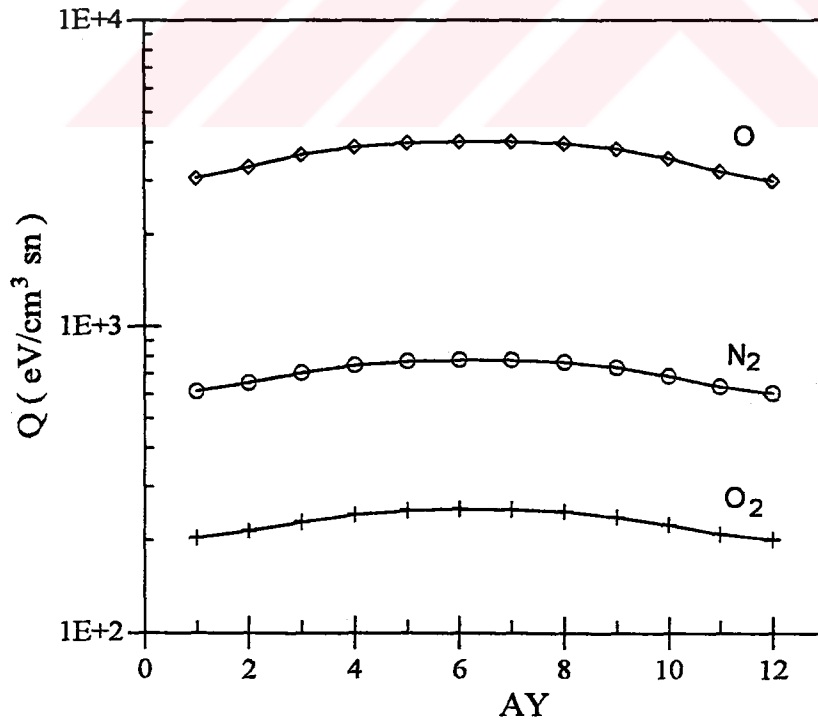
$$N_2 = 779 \text{ eV}.$$

Değerlerden görüldüğü gibi en büyük ısı O iyonlaşması sırasında üretilmektedir.

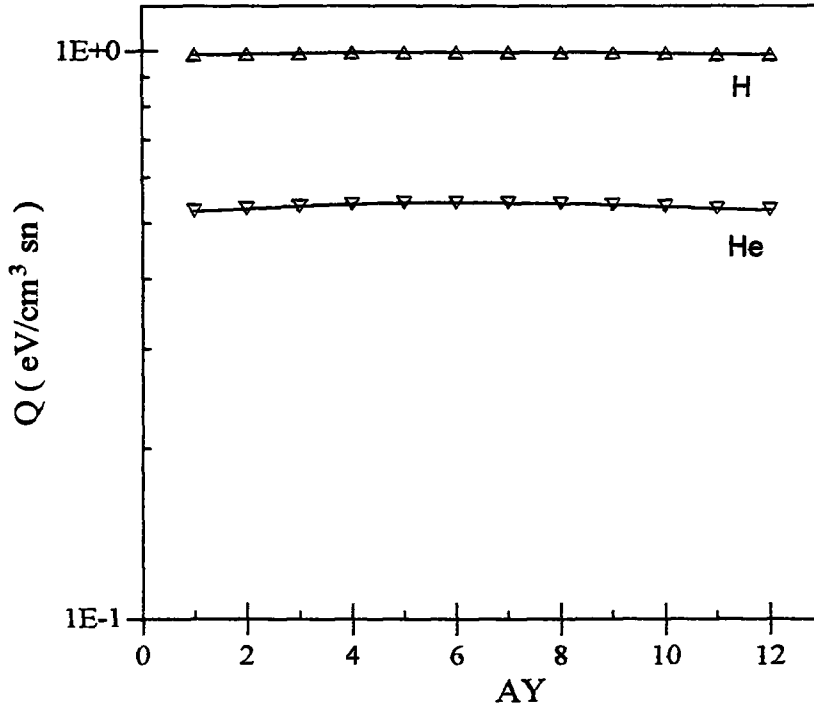
Bu hesaplamalar Ching ve Chiu (1973) tarafından yapılan çalışmayla uyum içindedir. O çalışmada, orta enlemlerde UV ısınmasının yaz aylarında en üst seviyeye çıktığı belirtilmiştir.

Çizelge 4.1.3. Nötr bileşenlerin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısının mevsimlik değişimi.

AY	O ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	O ₂ ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	N ₂ ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	He ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)	H ÜRETİMİ (eV/cm ³ sn)
1	3.05E+3	2.04E+2	6.13E+2	5.24E-1	9.85E-1
2	3.32E+3	2.15E+2	6.54E+2	5.28E-1	9.87E-1
3	3.64E+3	2.30E+2	7.06E+2	5.33E-1	9.89E-1
4	3.87E+3	2.43E+2	7.48E+2	5.36E-1	9.91E-1
5	3.98E+3	2.51E+2	7.71E+2	5.39E-1	9.92E-1
6	4.01E+3	2.54E+2	7.79E+2	5.39E-1	9.93E-1
7	4.01E+3	2.53E+2	7.78E+2	5.39E-1	9.93E-1
8	3.95E+3	2.49E+2	7.65E+2	5.38E-1	9.92E-1
9	3.80E+3	2.39E+2	7.35E+2	5.35E-1	9.91E-1
10	3.53E+3	2.25E+2	6.88E+2	5.31E-1	9.89E-1
11	3.21E+3	2.10E+2	6.37E+2	5.26E-1	9.86E-1
12	2.99E+3	2.02E+2	6.05E+2	5.24E-1	9.85E-1



Şekil 4.1.3a. O, O₂ ve N₂ bileşenlerinin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısının mevsimlik değişimi.



Şekil 4.1.3b. He ve H nötr bileşenlerinin fotoiyonlaşması sırasında oluşan ısıнын mevsimlik değişimi.

4.1.4. İyon Gazı Isı Üretiminin Değişimi

İyon gazı için asıl ısı kaynağı elektron gazıdır. Elektronlar iyonlarla esnek Coulomb çarpışmaları yaparak iyon gazının ısınmasına sebep olur. Bu şekildeki ısı transferi (2.27) denklemiyle hesaplanır. İyonların ısı üretim miktarları yüksekliğe bağlı olarak, günlük ve yıllık değişimler şeklinde hesaplamalar yapılmış ve sonuçlar Çizelge 4.1.4' de verilmiştir.

İyon ısı üretiminin yükseklikle değişimi Şekil 4.1.4a'da verilmiştir. İyon ısı üretimi yükseklikle azalmaktadır. Alt yüksekliklerde (200-300 km) en büyük değerlerine ulaşmaktadır. Bu yüksekliklerde elektron ve tüm iyonik atmosfer bileşenleri en büyük yoğunluk değerlerine sahiptir. Bu sebeple elektronlarla daha fazla etkileşme meydana gelmektedir. Bunun sonucu olarak elektronlardan daha fazla enerji alarak daha fazla ısınırlar. Üst yüksekliklerde hem elektron yoğunluğu hem de iyon yoğunluğu azaldığından buna bağlı olarak iyon ısı da azalmaktadır.

200 km altındaki yüksekliklerde nötr bileşen yoğunluklarının artmasına karşı elektron ve iyon yoğunlukları azalmaktadır. Bundan dolayı iyon ısı azalır (McClure, 1969; Rishbeth

ve Garriot, 1969). Stolarski ve diğ. 24 Mart 1974'de yaptıkları ölçümlerde iyon ısınmasının bizim hesaplamalarımızı doğrular biçimde değiştiğini tespit etmişlerdir (Stolarski ve diğ. 1975). Brace ve diğ. (1976) ile Bailey ve diğ. (1981) yaptıkları çalışmalarda iyon ısısının 250 km civarında maksimum değerine sahip olduğunu ısınmanın daha üst yüksekliklerde azaldığını belirtmişlerdir.

Daha önce yapılan bilimsel çalışmaların literatür taramasını yaptığımızda, iyon ısınmasının ölçüm ve hesaplamalarının genellikle yüksekliğe bağlı değişiminin araştırıldığını fakat günlük ve mevsimlik değişimlerinin incelenmediğini tespit ettik. Bu sebeple günlük ve mevsimlik hesaplamalarımızı, az sayıdaki çalışmayla mukayese yapmak durumunda kaldık.

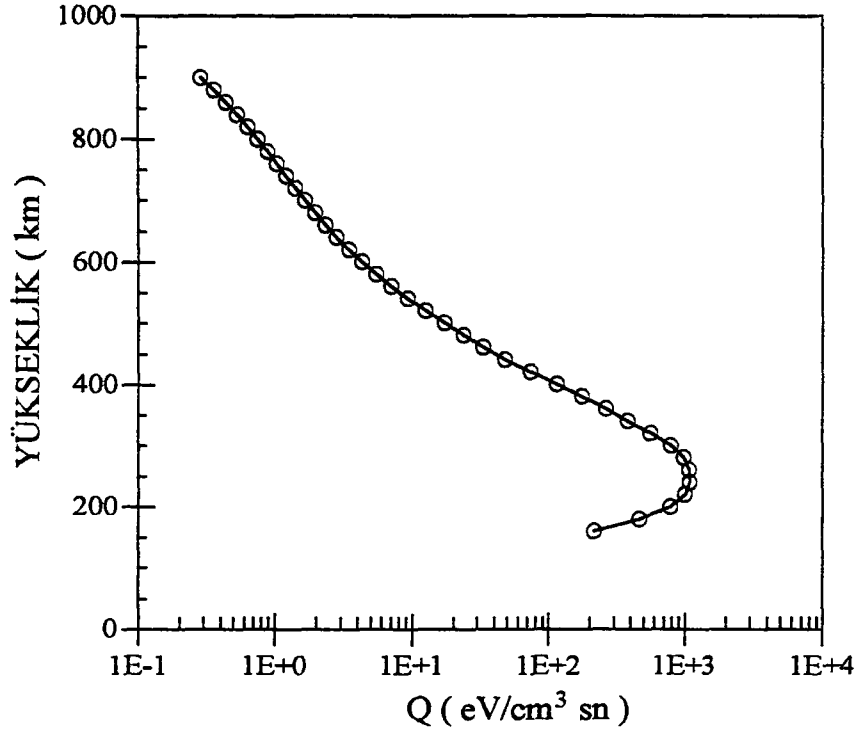
300 km sabit yükseklik ve Güneş ışınlarının kuzey yarım küreye daha dik geldiği haziran ayı şartları için hesaplanan iyon ısı üretiminin günlük değişimi Şekil 4.1.4b'de verilmiştir. Yerel zamana bağlı olarak bir saat arayla hesaplanan günlük ısınma değişimi Güneş'in doğuşuyla hızlı bir şekilde artmaya başlayarak YZ saat 17'de en büyük değerine alana kadar artmaktadır (McClure, 1969). Bu artışın öğlenden sonra YZ saat 17'ye kadar sürmesinin sebebi olarak güneşlenme süresinin uzun olması gösterilebilir. İyon gazının ısınması Güneş'in batışıyla azalarak YZ saat 04'de en küçük değerine düşmektedir. Çünkü gece hem elektron yoğunluğu hem de iyon yoğunluğu azalmaktadır. Gündüz oluşan artış, Güneş ışınlarının geliş açısına bağlı olarak daha fazla iyonlaşmanın meydana gelmesinin bir sonucudur. Bu hesaplamalarımızın McClure (1969) ile Richards ve Khazanov (1997)'un yaptıkları hesaplamalarla uyum içinde olduğu görülmüştür.

İyon ısı üretiminin yıllık değişimi Şekil 4.1.4c'de verilmiştir. Isı üretiminin yıllık değişimi bir yıl boyunca bir ay aralıklarla hesaplanmıştır. Isı üretimi ilk üç ay boyunca artmıştır. Daha sonra 8. aya kadar sürekli olarak azalmış, 9. aydan 11. aya kadar artmıştır. 12. ayda azalma tespit edilmiştir.

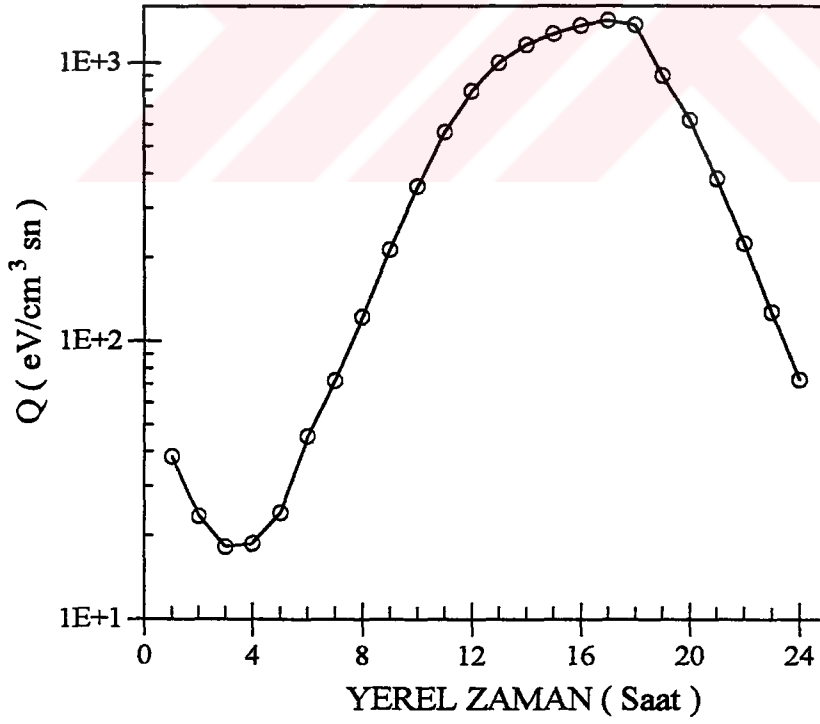
Bu hesaplamalarımızın diğer literatürle kıyaslamasını ancak o literatürlerde kullanılan denklemleri bizim kullandığımız denklemlerle kıyaslamak yoluyla yapabilmekteyiz. Bunun sonucu olarak yükseklikle ve günlük değişimin kıyaslamasını yaptığımız kaynaklarla aynı denklemler kullanılarak hesaplamalar yapıldığından, literatürlerle uyum içinde olduğunu belirtmek mümkündür.

Çizelge 4.1.4. Tüm iyonların ısınmasının yükseklikle, günlük ve mevsimlik değişimleri.

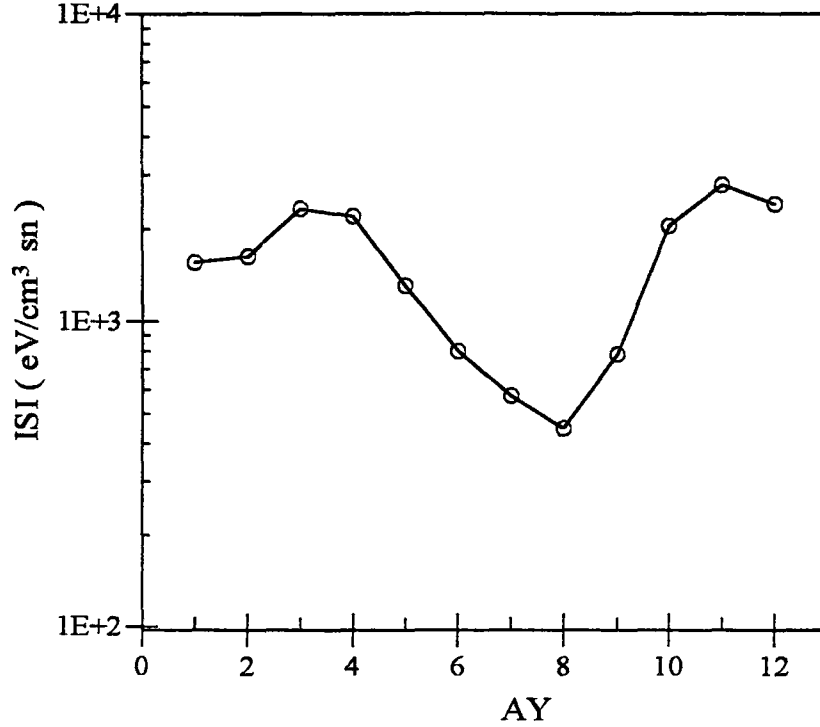
YÜKSEKLİK (km)	İYON ISISI (eV/cm ³ sn)	Y.Z. (Saat)	İYON ISISI (eV/cm ³ sn)	AY	İYON ISISI (eV/cm ³ sn)
900	2.90E-1	1	3.83E+1	1	1.56E+3
880	3.61E-1	2	2.34E+1	2	1.63E+3
860	4.43E-1	3	1.82E+1	3	2.32E+3
840	5.37E-1	4	1.87E+1	4	2.19E+3
820	6.43E-1	5	2.41E+1	5	1.30E+3
800	7.60E-1	6	4.54E+1	6	7.92E+2
780	8.93E-1	7	7.20E+1	7	5.67E+2
760	1.04E0	8	1.22E+2	8	4.44E+2
740	1.22E0	9	2.13E+2	9	7.74E+2
720	1.42E0	10	3.60E+2	10	2.03E+3
700	1.66E0	11	5.63E+2	11	2.76E+3
680	1.97E0	12	7.92E+2	12	2.39E+3
660	2.35E0	13	9.99E+2		
640	2.84E0	14	1.16E+3		
620	3.48E0	15	1.27E+3		
600	4.33E0	16	1.36E+3		
580	5.50E0	17	1.42E+3		
560	7.10E0	18	1.37E+3		
540	9.36E0	19	8.98E+2		
520	1.26E+1	20	6.23E+2		
500	1.72E+1	21	3.83E+2		
480	2.38E+1	22	2.24E+2		
460	3.34E+1	23	1.27E+2		
440	4.84E+1	24	7.28E+2		
420	7.44E+1				
400	1.15E+2				
380	1.76E+2				
360	2.64E+2				
340	3.83E+2				
320	5.62E+2				
300	7.92E+2				
280	9.85E+2				
260	1.08E+3				
240	1.09E+3				
220	1.00E+3				
200	7.84E+2				
180	4.64E+2				
160	2.16E+2				



Şekil 4.1.4a. İyon ısınmasının yükseklikle değişimi.



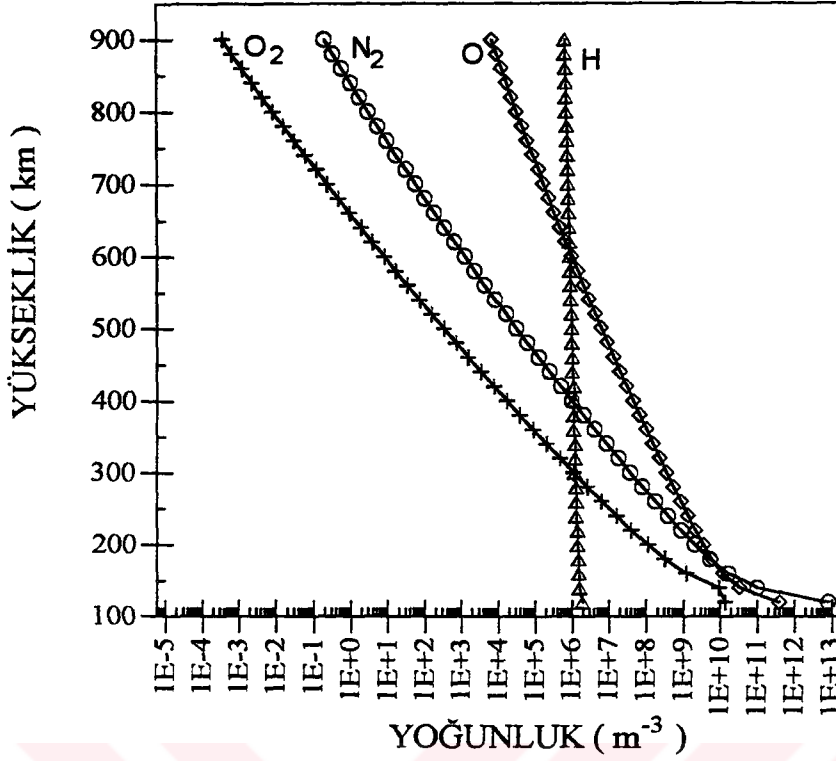
Şekil 4.1.4b. İyon ısınmasının günlük değişimi.



Şekil 4.1.4c. İyon ısınmasının mevsimlik değişimi.

4.2. Isı Kayıpları

Elektronların nötr bileşenlerle çarpışmaları ısı kaybetmelerine sebep olur. Bu çarpışmalar sonundaki ısı kayıpları (2.38) - (2.41) nolu denklemlerle verilmiştir. Isı kayıplarının hesaplamaları yukarıda ifade edilen denklemler kullanılarak 140-900 km yükseklikleri arasında, 6. ay, YZ saat 12 için yapılmıştır. Denklemler incelendiğinde ısı kayıplarının elektron ve nötr bileşenlerin yoğunluklarına, elektron ve nötr bileşen sıcaklıklarına bağlı olarak değiştiği görülür. Bu sebeple, nötr bileşenlerin yoğunluklarının değişimleri incelenmiştir. Nötr bileşenlerin yoğunluklarının yüksekliğe bağlı değişimleri Şekil 4.2.1'de verilmiştir. Isı kayıp hesaplamaları N_2 , O_2 , O ve H nötr bileşenleri için yüksekliğe bağlı olarak, günlük ve mevsimlik değişimler incelenerek yapılmıştır ve elde edilen sonuçlar ayrı şekillerle gösterilmiştir.



Şekil 4.2.1. Nötr bileşenlerin yoğunluklarının yükseklikle değişimi.

4.2.1. Çarpışmalardan Dolayı Isı Kayıplarının Yükseklikle Değişimi

Isı kayıp değerlerinin yüksekliğe bağlı değişimleri Çizelge 4.2.1.1 ve Şekil 4.2.1.1'de verilmiştir.

Şekil 4.2.1'deki N_2 ile yapılan çarpışmalar sonunda oluşan ısı kaybı incelendiğinde yüksekliğe bağlı olarak azaldığı görülür. Alt yüksekliklerde fazla olan ısı kaybı yükseklik arttıkça azalmaktadır. Bu şekildeki değişme N_2 yoğunluğunun değişimine benzemektedir. Maksimum ısı kaybı N_2 ve elektron yoğunluklarının büyük olduğu yüksekliklerde meydana gelmektedir çünkü bu bölgede daha fazla çarpışma oluşmaktadır. Aynı zamanda elektron ve nötr sıcaklıkları, ısı kayıp değişiminin bu şekilde olmasını desteklemektedir.

O_2 ile yapılan çarpışmalar sonucu oluşan ısı kayıplarında yüksekliğe bağlı olarak azalmaktadır. Isı kaybının bu biçimdeki değişimi elektron ve O_2 yoğunluğunun değişimine benzemektedir. Isı kaybı 500 km üzerindeki yüksekliklerde çok küçük değerlere sahip olmaktadır. Buna sebep olarak O_2 yoğunluğunun bu yüksekliklerde çok

küçük değerlere sahip olması gösterilebilir. Çünkü yoğunluk azaldığında çarpışma sayısının azalması çarpışmadan meydana gelecek kaybı azaltır.

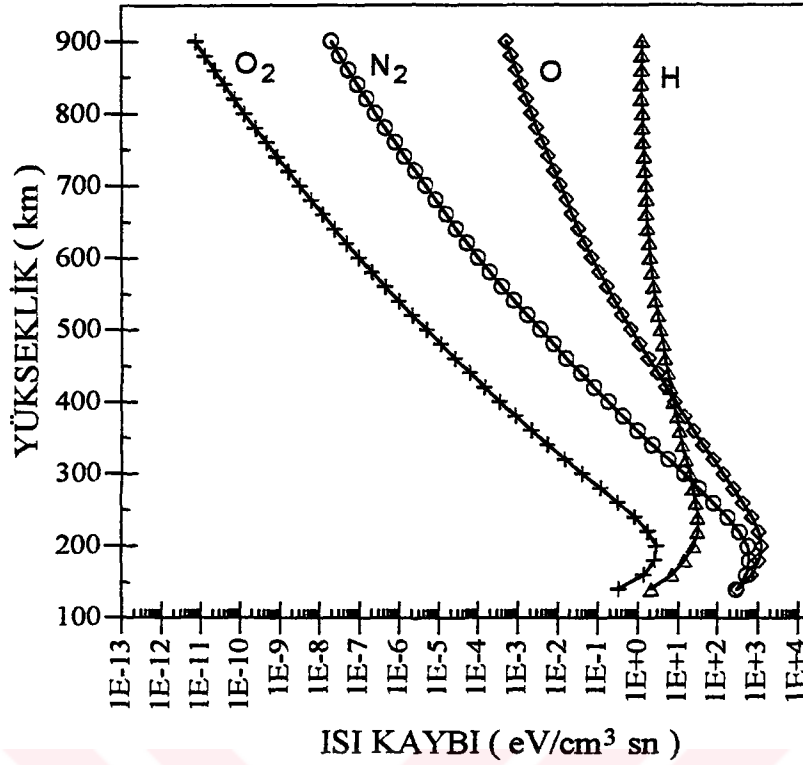
İyonkürenin temel bileşeni olarak kabul edilen O atomu ile yapılan çarpışmalar sonucunda meydana gelen ısı kayıpları Şekil 4.2.1.1.den de görüleceği gibi yüksekliğe bağlı olarak azalmasına rağmen küçük değerlere inmemiştir. Isı kayıp miktarı, O ve elektron yoğunluklarının maksimum olduğu yüksekliklerde maksimum değerlerine sahip olmaktadır. Daha üst yüksekliklerde ısı kayıpları azalmaktadır. Bu şekildeki değişimler yoğunluk ve sıcaklık değişmelerine paralel bir değişme göstermektedir. Daha önce ifade ettiğimiz gibi O atomunun iyonkürenin temel bileşeni olmasından dolayı bu bileşenle yapılan çarpışmalar en çok ısı kaybının oluşmasına sebep olmaktadır.

Nötr H atomu ile yapılan çarpışmalardan dolayı meydana gelen ısı kayıpları şekilden de görüldüğü gibi yüksekliğe bağlı olarak azalmaktadır. H yoğunluğunun üst yüksekliklerde artmasına rağmen, elektron yoğunluğunun azalması ısı kaybının az da olsa azalmasına sebep olmaktadır. Sayısal olarak maksimum ısı kaybıyla minimum ısı kaybı arasında aşırı bir fark yoktur.

Nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalardan dolayı meydana gelen ısı kayıp miktarları, elektron ve nötr bileşenlerin yoğunluklarına benzer bir değişme göstermektedir. Hesaplamalarımız Banks ve Kockarts (1973), Roble ve Dickinson (1973), Stolarski ve diğ. (1975), Bailey ve diğ. (1981), Singh ve Gerard (1982)'ın yaptıkları çalışmalardan elde ettikleri sonuçlarla uyum göstermektedir.

Çizelge 4.2.1.1. Nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalar sırasında oluşan ısı kayıp değerlerinin yükseklikle değişimi.

YÜKSEKLİK (km)	N ₂ KAYBI (eV/cm ³ sn)	O ₂ KAYBI (eV/cm ³ sn)	O KAYBI (eV/cm ³ sn)	H KAYBI (eV/cm ³ sn)
900	1.9E-8	7.5E-12	5.0E-4	1.2E0
880	3.1E-8	1.3E-11	6.6E-4	1.2E0
860	5.2E-8	2.3E-11	8.8E-4	1.2E0
840	8.8E-8	4.1E-11	1.2E-3	1.2E0
820	1.5E-7	7.4E-11	1.6E-3	1.2E0
800	2.5E-7	1.3E-10	2.2E-3	1.3E0
780	4.4E-7	2.5E-10	2.9E-3	1.3E0
760	7.6E-7	4.6E-10	4.0E-3	1.3E0
740	1.3E-6	8.5E-10	5.6E-3	1.4E0
720	2.4E-6	1.6E-9	7.8E-3	1.4E0
700	4.3E-6	3.1E-9	1.1E-2	1.5E0
680	7.9E-6	6.0E-9	1.6E-2	1.6E0
660	1.5E-5	1.2E-8	2.2E-2	1.6E0
640	2.7E-5	2.4E-8	3.3E-2	1.7E0
620	5.2E-5	4.8E-8	4.8E-2	1.9E0
600	1.0E-4	9.9E-8	7.2E-2	2.0E0
580	2.0E-4	2.1E-7	1.1E-1	2.2E0
560	3.9E-4	4.4E-7	1.7E-1	2.4E0
540	8.0E-4	9.7E-7	2.6E-1	2.7E0
520	1.7E-3	2.1E-6	4.1E-1	3.1E0
500	3.5E-3	4.8E-6	6.6E-1	3.5E0
480	7.5E-3	1.1E-5	1.1E0	4.1E0
460	1.6E-2	2.6E-5	1.8E0	4.7E0
440	3.7E-2	6.1E-5	3.0E0	5.5E0
420	8.2E-2	1.5E-4	5.0E0	6.6E0
400	1.9E-1	3.6E-4	8.5E0	7.8E0
380	4.3E-1	8.8E-4	1.5E+1	9.3E0
360	9.9E-1	2.2E-3	2.5E+1	1.1E+1
340	2.3E0	5.6E-3	4.4E+1	1.3E+1
320	5.6E0	1.5E-2	7.8E+1	1.6E+1
300	1.4E+1	4.1E-2	1.4E+2	2.0E+1
280	3.4E+1	1.2E-1	2.5E+2	2.4E+1
260	8.2E+1	3.3E-1	4.5E+2	2.9E+1
240	1.8E+2	8.5E-1	7.4E+2	3.2E+1
220	3.6E+2	1.8E0	1.1E+3	3.2E+1
200	5.9E+2	3.0E0	1.3E+3	2.6E+1
180	6.4E+2	2.7E0	1.1E+3	1.5E+1
160	5.3E+2	1.4E0	7.0E+2	7.1E0
140	3.0E+2	3.4E-1	3.2E+2	2.2E0



Şekil 4.2.1.1. Tüm nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının yükseklikle değişimi.

4.2.2. Çarpışmalardan Dolayı Isı Kayıplarının Günlük Değişimi

Çarpışmalardan dolayı ısı kayıplarının günlük değişimleri de (2.38) - (2.41) nolu denklemler kullanılarak 300 km ve tepe (hmF2) yükseklikleri ve 6. ay için hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalar her bileşen için ayrı şekillerde verilmiştir. Isı kayıplarının günlük değişimleri Çizelge 4.2.2.1 ve Şekil 4.2.2.1'de verilmiştir.

N_2 ile yapılan çarpışmalarda meydana gelen ısı kaybının günlük değişimi Şekil 4.2.2.1'den de görüldüğü gibi, Güneş'in doğuşuyla hızlı bir şekilde artmaya başlayan ısı kaybı maksimum değerine yerel zaman saat 14 ve 15 de ulaşmaktadır. Daha sonraki saatlerde ısı kayıpları önce küçük değişmelerle azalmaya başlamakta, Güneş'in batışıyla daha büyük miktarlarda azalma devam etmektedir. Gece yerel zaman saat 2 ve 3 civarında en küçük değerine ulaşmaktadır. Bu şekildeki değişmeler elektron yoğunluğunun değişimine benzemektedir. Çünkü, elektron yoğunluğu ısı kaybını etkilemektedir. Elektron yoğunluğunun yüksek olduğu saatlerde daha fazla çarpışma meydana gelmekte ve daha fazla ısı kaybının oluşmasına sebep olmaktadır. Elektron

yoğunluğu azaldığı zamanlarda çarpışmaların da azalmasından dolayı ısı kayıpları azalmaktadır. Isı kayıplarının günlük değişimleri, yüksekliğe bağlı değişimlerinin mertebesinde meydana gelmektedir.

O₂ ile yapılan çarpışmalar sonucu oluşan ısı kayıplarının günlük değişimi, Güneş'in doğuşuyla, elektron yoğunluğunun hızlı bir şekilde artışına paralel olarak, hızla artmaktadır. Öğlen saatlerinde artış hızı azalmasına rağmen devam etmektedir. Isı kaybı yerel zaman saat 14-15 de maksimum değerine sahip oluyor. Daha sonraki saatlerde küçük farklarla azalmaya başlayan ısı kayıp değişimi Güneş'in batışını izleyen saatlerde daha büyük farklarla azalmasına devam etmektedir ve Güneş'in doğuşundan hemen önceki saatlerde en küçük değere sahip olmaktadır. Çünkü bu zaman diliminde elektron yoğunluğu da minimum seviyesine inmiştir ve bu durum daha az çarpışmaya sebep olup ısı kaybının azalmasını sağlamıştır. O₂ ile yapılan çarpışmalar sonucu kaybedilen ısı miktarı, N₂ ile yapılan çarpışmalar sonucu kaybedilen ısı miktarından daha azdır. Buna sebep olarak yoğunluklar arasındaki farkı göstermek mümkündür. O₂ yapılan çarpışmalar sonucu kaybedilen ısı miktarının günlük değişimi, yüksekliğe bağlı değişiminin mertebesinde meydana gelmektedir.

Şekil 4.2.2.1'de gösterildiği gibi, O atomu ile yapılan çarpışmalar sonunda oluşan ısı kaybının günlük değişimi, gündüz ilk saatlerde hızlı bir şekilde artarak yerel zaman saat 16-17 civarında en büyük değerine ulaşmaktadır. Daha sonra azalmaya başlayarak, azalma Güneş'in batışıyla hızlanmıştır. Isı kaybındaki azalma gece boyunca devam ederek Güneş'in doğuşunda en küçük değerini almaktadır. Isı kaybının bu şekilde bir değişmeyi izlemesi elektron yoğunluğuna bağlı olarak değişmesinin bir sonucudur ve diğer bileşenlerin oluşturduğu ısı kayıplarına göre daha büyük değerlere sahiptir.

H ile yapılan çarpışmalar sonucunda oluşan ısı kaybının günlük değişimi Şekil 4.2.2.1'de görüldüğü gibi, daha önceki bileşenlere benzer şekilde, gündüz ilk saatlerde hızla artarak saat 15-16 civarında maksimum değerini alır. Güneş'in batışıyla azalan ısı kaybı, gece boyunca azalmasını sürdürür. Güneş'in doğuşundan önceki saatlerde de en küçük değere inmektedir.

Nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalardan dolayı meydana gelen ısı kayıpları Bölüm 4.2.1'de belirttiğimiz gibi bir çok araştırmacı tarafından hesaplanmasına rağmen genellikle ısı kaybı yüksekliğe bağlı olarak incelenmiştir (Banks ve Kockarts, 1973; Roble ve

yoğunluğu azaldığı zamanlarda çarpışmaların da azalmasından dolayı ısı kayıpları azalmaktadır. Isı kayıplarının günlük değişimleri, yüksekliğe bağlı değişimlerinin mertebesinde meydana gelmektedir.

O₂ ile yapılan çarpışmalar sonucu oluşan ısı kayıplarının günlük değişimi, Güneş'in doğuşuyla, elektron yoğunluğunun hızlı bir şekilde artışına paralel olarak, hızla artmaktadır. Öğlen saatlerinde artış hızı azalmasına rağmen devam etmektedir. Isı kaybı yerel zaman saat 14-15 de maksimum değerine sahip oluyor. Daha sonraki saatlerde küçük farklarla azalmaya başlayan ısı kayıp değişimi Güneş'in batışını izleyen saatlerde daha büyük farklarla azalmasına devam etmektedir ve Güneş'in doğuşundan hemen önceki saatlerde en küçük değere sahip olmaktadır. Çünkü bu zaman diliminde elektron yoğunluğu da minimum seviyesine inmiştir ve bu durum daha az çarpışmaya sebep olup ısı kaybının azalmasını sağlamıştır. O₂ ile yapılan çarpışmalar sonucu kaybedilen ısı miktarı, N₂ ile yapılan çarpışmalar sonucu kaybedilen ısı miktarından daha azdır. Buna sebep olarak yoğunluklar arasındaki farkı göstermek mümkündür. O₂ yapılan çarpışmalar sonucu kaybedilen ısı miktarının günlük değişimi, yüksekliğe bağlı değişiminin mertebesinde meydana gelmektedir.

Şekil 4.2.2.1'de gösterildiği gibi, O atomu ile yapılan çarpışmalar sonunda oluşan ısı kaybının günlük değişimi, gündüz ilk saatlerde hızlı bir şekilde artarak yerel zaman saat 16-17 civarında en büyük değerine ulaşmaktadır. Daha sonra azalmaya başlayarak, azalma Güneş'in batışıyla hızlanmıştır. Isı kaybındaki azalma gece boyunca devam ederek Güneş'in doğuşunda en küçük değerini almaktadır. Isı kaybının bu şekilde bir değişmeyi izlemesi elektron yoğunluğuna bağlı olarak değişmesinin bir sonucudur ve diğer bileşenlerin oluşturduğu ısı kayıplarına göre daha büyük değerlere sahiptir.

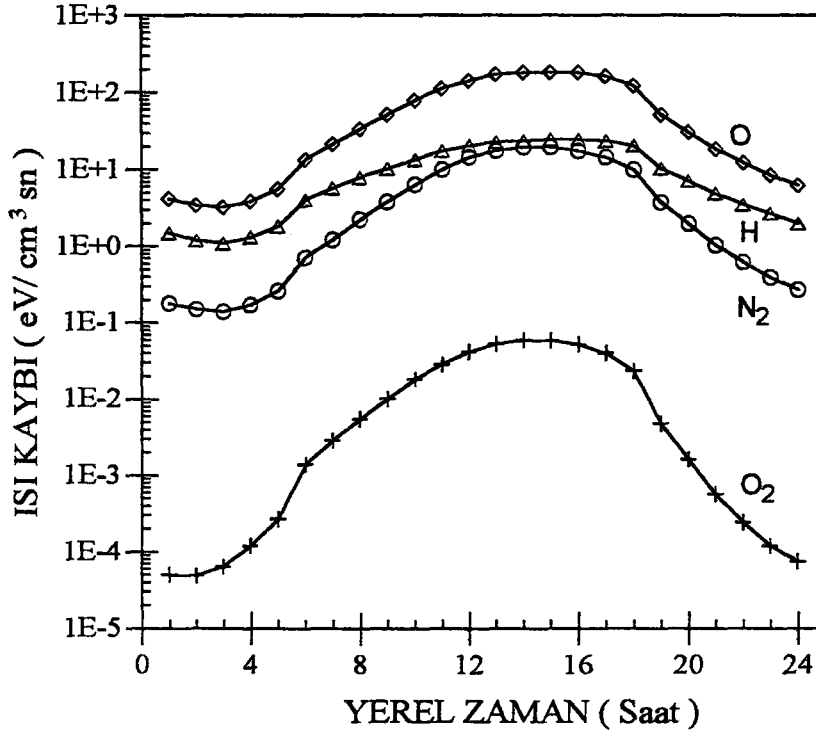
H ile yapılan çarpışmalar sonucunda oluşan ısı kaybının günlük değişimi Şekil 4.2.2.1'de görüldüğü gibi, daha önceki bileşenlere benzer şekilde, gündüz ilk saatlerde hızla artarak saat 15-16 civarında maksimum değerini alır. Güneş'in batışıyla azalan ısı kaybı, gece boyunca azalmasını sürdürür. Güneş'in doğuşundan önceki saatlerde de en küçük değere inmektedir.

Nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalardan dolayı meydana gelen ısı kayıpları Bölüm 4.2.1'de belirttiğimiz gibi bir çok araştırmacı tarafından hesaplanmasına rağmen genellikle ısı kaybı yüksekliğe bağlı olarak incelenmiştir (Banks ve Kockarts, 1973; Roble ve

Dickinson, 1973; Stolarski ve diğ., 1975; Bailey ve diğ., 1981; Singh ve Gerard, 1982). Isı kaybının günlük değişimi araştırmacılar tarafından incelenmemiştir. Bu sebeple yaptığımız günlük değişim hesaplamalarını tartışırken, kullandığımız formüllerdeki değişken parametrelere bağlı kalarak tartışılmıştır. Ayrıca Stolarski ve diğ. (1975) elektron sıcaklığının günlük değişimini hesaplarken ısı parametrelerini kullanarak bir ölçüde dolaylı olarak ısıнын günlük değişimini belirtmiştir.

Çizelge 4.2.2.1. Nötr bileşenlerle çarpışmalar sırasında oluşan ısı kayıp değerlerinin günlük değişimi.

YEREL ZAMAN (Saat)	N ₂ KAYBI (eV/cm ³ sn)	O ₂ KAYBI (eV/cm ³ sn)	O KAYBI (eV/cm ³ sn)	H KAYBI (eV/cm ³ sn)
1	1.8E-1	5.0E-5	4.2E0	1.5E0
2	1.5E-1	4.9E-5	3.4E0	1.2E0
3	1.4E-1	6.4E-5	3.2E0	1.1E0
4	1.7E-1	1.2E-4	3.8E0	1.3E0
5	2.6E-1	2.7E-4	5.5E0	1.8E0
6	7.0E-1	1.4E-3	1.3E+1	3.9E0
7	1.2E0	2.9E-3	2.1E+1	5.6E0
8	2.2E0	5.5E-3	3.3E+1	7.7E0
9	3.7E0	1.0E-2	5.1E+1	1.0E+1
10	6.2E0	1.8E-2	7.7E+1	1.3E+1
11	9.7E0	2.8E-2	1.1E+2	1.7E+1
12	1.4E+1	4.1E-2	1.4E+2	2.0E+1
13	1.7E+1	5.2E-2	1.7E+2	2.2E+1
14	1.9E+1	5.8E-2	1.8E+2	2.3E+1
15	1.9E+1	5.7E-2	1.8E+2	2.4E+1
16	1.7E+1	5.1E-2	1.8E+2	2.4E+1
17	1.4E+1	3.9E-2	1.6E+2	2.3E+1
18	9.7E0	2.3E-2	1.2E+2	2.0E+1
19	3.6E0	4.7E-3	5.1E+1	1.0E+1
20	1.9E0	1.6E-3	3.0E+1	6.9E0
21	1.0E0	5.6E-4	1.8E+1	4.7E0
22	6.0E-1	2.4E-4	1.2E+1	3.4E0
23	3.8E-1	1.2E-4	8.3E0	2.6E0
24	2.6E-1	7.4E-5	6.0E0	1.9E0



Şekil 4.2.2.1. Tüm nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalarda ısı kaybının günlük değişimi.

4.2.3. Çarpışmalardan Dolayı Isı Kayıplarının Mevsimlik Değişimi

Nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalar sonunda meydana gelen ısı kayıplarının mevsimlik değişimleri (2.38) - (2.41) nolu denklemler kullanılarak 300 km. yükseklik, yerel zaman saat 12 ve Güneş aktivitesi $R=10$ için hesaplanmıştır. Hesaplamalardan elde edilen sonuçlar Çizelge 4.2.3.1 ve Şekil 4.2.3.1a' da verilmiştir. Çizelge 4.2.3.1 ve 4.2.3.1a-d Şekilleri incelendiğinde en fazla kaybın nötr O atomu ile yapılan çarpışmalar sonunda meydana geldiği görülecektir. Bunun sebebi olarak 300 km. yükseklikte nötr O atomunun iyonkürenin temel (en fazla yoğunluğa sahip) bileşeni olması gösterilebilir. Meydana gelen kayıpları büyüklük sırasına göre sıralayacak olursak H, N₂ ve O₂ şeklinde sıralanır.

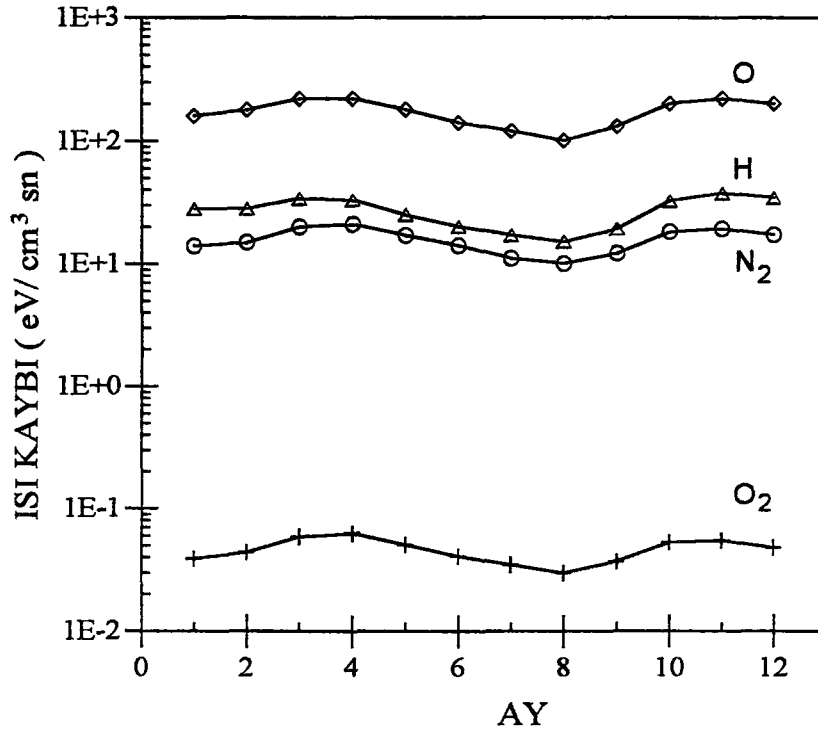
Tüm nötr bileşenler elektron ve nötr yoğunluğun büyük olduğu aylarda daha fazla enerji kaybına sebep olurken nötr bileşen yoğunluğunun azaldığı yaz aylarında daha az enerji kaybı meydana gelmektedir. Çünkü bu mevsimde hesaplamalar yaptığımız kuzey yarıküreye Güneş ışınlarının daha dik gelmesi ve daha fazla süreyle güneşlenmenin gerçekleşmesi iyonlaşmayı artırarak nötr bileşen yoğunluğunun azalmasına sebep

olmaktadır. Nötr bileşen yoğunluğunun azalması, nötr bileşenlerle yapılacak çarpışmaları azaltmakta ve enerji kaybının azalmasına sebep olmaktadır.

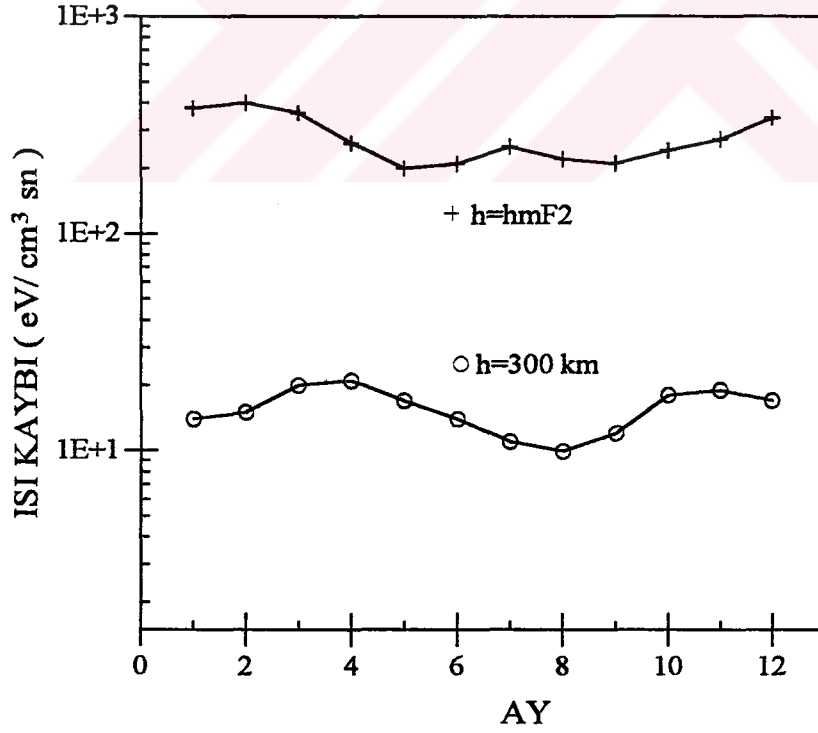
Çarpışmalardan dolayı meydana gelen ısı kaybının mevsimlik değişimi diğer araştırmacılar tarafından fazla incelenmemiştir. Bazı araştırmacılar dolaylı bir şekilde incelemişlerdir (Banks ve Kockarts, 1973; Roble ve Dickinson, 1973; Stolarski ve diğ., 1975; Bailey ve diğ., 1981; Singh ve Gerard, 1982).

Çizelge 4.2.3.1. Nötr bileşenlerle yapılan çarpışmalar sırasında oluşan ısı kayıp değerlerinin mevsimlik değişimi.

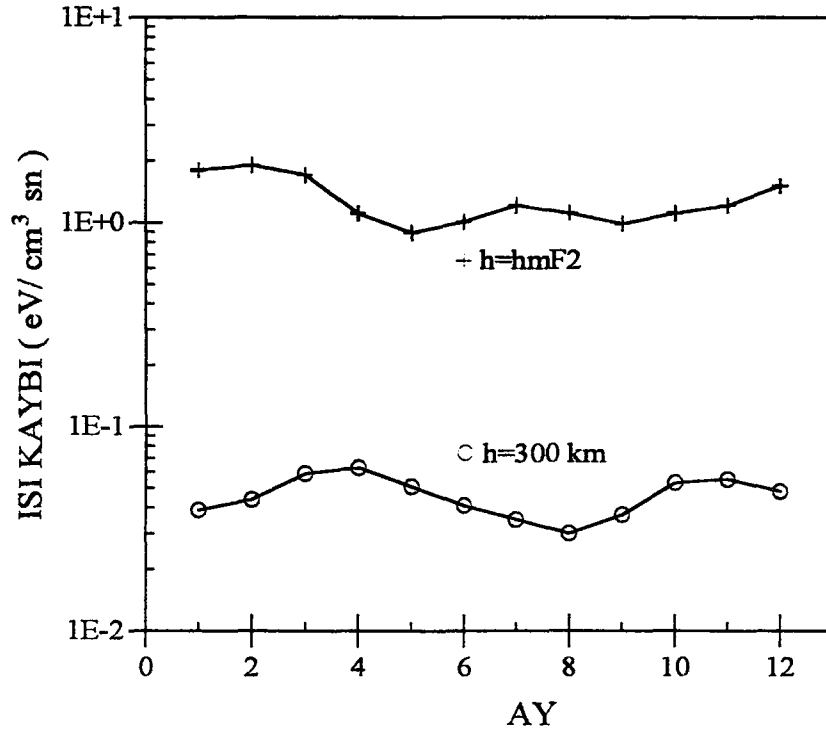
AY	N ₂ KAYBI (eV/cm ³ sn)	O ₂ KAYBI (eV/cm ³ sn)	O KAYBI (eV/cm ³ sn)	H KAYBI (eV/cm ³ sn)
1	1.4E+1	3.9E-2	1.6E+2	2.8E+1
2	1.5E+1	4.4E-2	1.8E+2	2.8E+1
3	2.0E+1	5.9E-2	2.2E+2	3.4E+1
4	2.1E+1	6.3E-2	2.2E+2	3.3E+1
5	1.7E+1	5.1E-2	1.8E+2	2.5E+1
6	1.4E+1	4.1E-2	1.4E+2	2.0E+1
7	1.1E+1	3.5E-2	1.2E+2	1.7E+1
8	9.9E0	3.0E-2	1.0E+2	1.5E+1
9	1.2E+1	3.7E-2	1.3E+2	1.9E+1
10	1.8E+1	5.3E-2	2.0E+2	3.2E+1
11	1.9E+1	5.5E-2	2.2E+2	3.7E+1
12	1.7E+1	4.8E-2	2.0E+2	3.4E+1



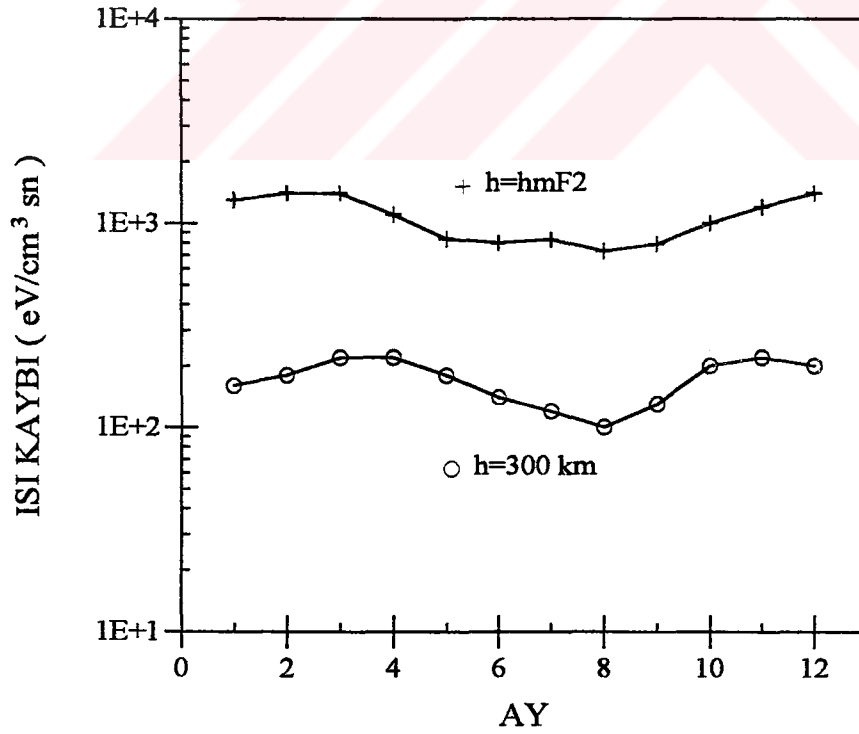
Şekil 4.2.3.1a. Tüm nötr bileşenler ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.



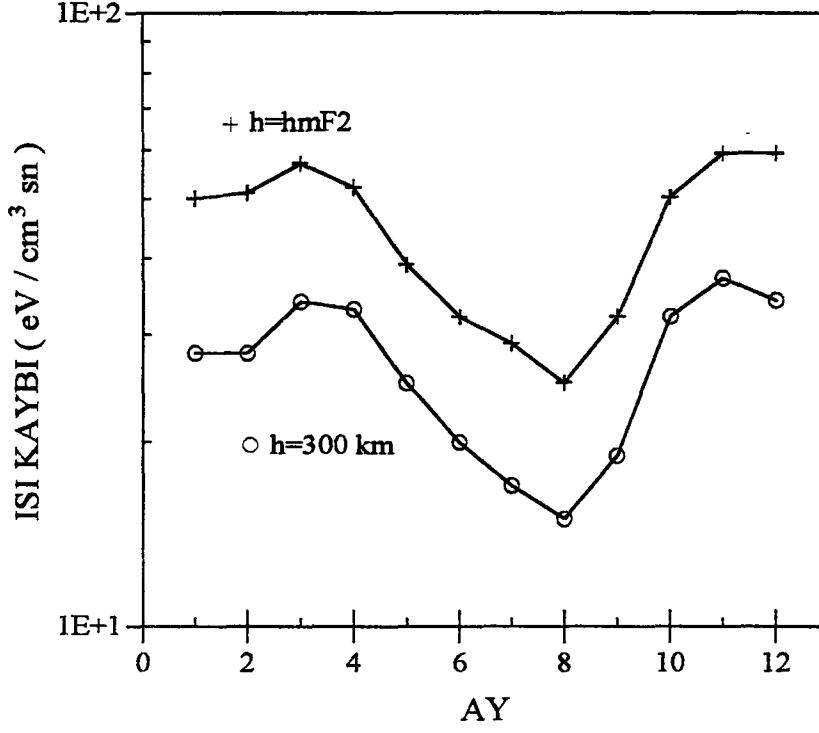
Şekil 4.2.3.1b. N₂ ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.



Şekil 4.2.3.1c. O₂ ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.



Şekil 4.2.3.1d. O ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.



Şekil 4.2.3.1e. H ile yapılan çarpışmalardaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.

4.2.4. Dönme ve Titreşim Uyarılmalarından Dolayı Isı Kayıpları

Çarpışmalar sonunda oluşan ısı kayıplarına ek olarak dönme ve titreşim uyarılmalarından dolayı meydana gelen ısı kayıpları önemli değerlere sahip olduklarından bu şekilde meydana gelen ısı kayıplarının hesaplanmaları gerekmektedir. Nötr O_2 ve N_2 moleküllerinin dönme ve titreşim uyarılmaları sırasında oluşan ısı kaybının diğer nötr bileşenlere göre daha büyük olmasından dolayı sadece bu bileşenlerin dönme ve titreşim uyarılmaları incelenmiştir.

Dönme uyarılmasından meydana gelen ısı kaybı N_2 için denklem (2.42) ve O_2 için denklem (2.43) kullanılarak hesaplanmıştır. Titreşim uyarılmaları sonunda meydana gelen ısı kaybı N_2 için (2.45) denklemi ve O_2 için (2.46) denklemi kullanılarak hesaplanmıştır. (2.42) ve (2.43) denklemleri incelendiğinde dönme uyarılmaları sonunda oluşan ısı kayıplarının, elektron ve nötr bileşen yoğunlukları ile elektron ve nötr bileşen sıcaklık farkına bağlı olarak değiştiği görülür. Titreşim uyarılmaları sırasında meydana gelen enerji kaybını veren (2.45) ve (2.46) denklemleri incelendiğinde titreşim

uyarılmaları sırasında oluşan ısı kayıplarının sadece nötr bileşenlerin yoğunluklarına bağlı olarak değiştiği ortaya çıkacaktır.

Hesaplamalar yapılırken yükseklik 300 km, yerel zaman saat 12, mevsim 6. ay ve Güneş aktivitesi $R=10$ alınmıştır.

4.2.4.1. Dönme ve Titreşim Uyarılmalarından Dolayı Isı Kayıplarının Yükseklikle Değişimi

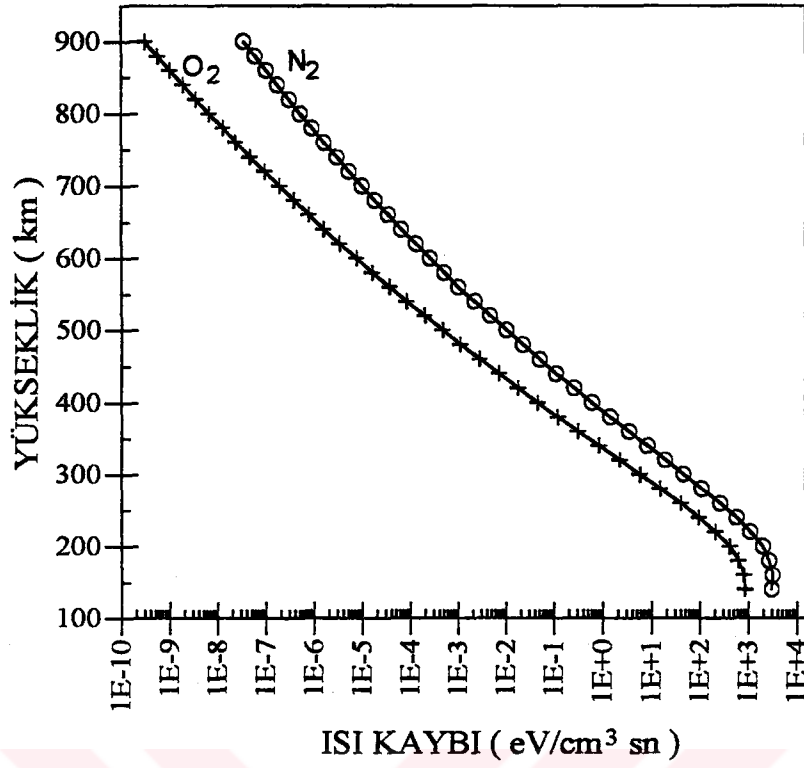
Dönme uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıplarının hesaplamalarından elde edilen değerlerin yüksekliğe bağlı değişimleri Çizelge 4.2.4.1.1 ve Şekil 4.2.4.1.1'de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi, ısı kayıpları alt yüksekliklerde büyük iken yüksekliğe bağlı olarak azalmaktadır. Bu şekildeki değişme nötr bileşen yoğunluklarının yükseklikle değişimlerine benzemektedir. Ayrıca elektron ve nötr sıcaklık farkının alt yüksekliklerde daha fazla, üst yüksekliklerde daha az olması bu şekildeki ısı kabının oluşmasını desteklemektedir.

Titreşim uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıplarının hesaplanan değerleri Çizelge 4.2.4.1.1'de ve Şekil 4.2.4.2'de, verilmiştir. Şekilden görüleceği gibi her iki nötr bileşenin titreşim uyarılması sırasında meydana gelen ısı kaybı, nötr yoğunluklarına benzer şekilde alt yüksekliklerde daha fazla iken yüksekliğe bağlı olarak azalmaktadır. Bu şekildeki değişme nötr yoğunlukların etkisinden dolayı beklenen bir değişme şeklidir.

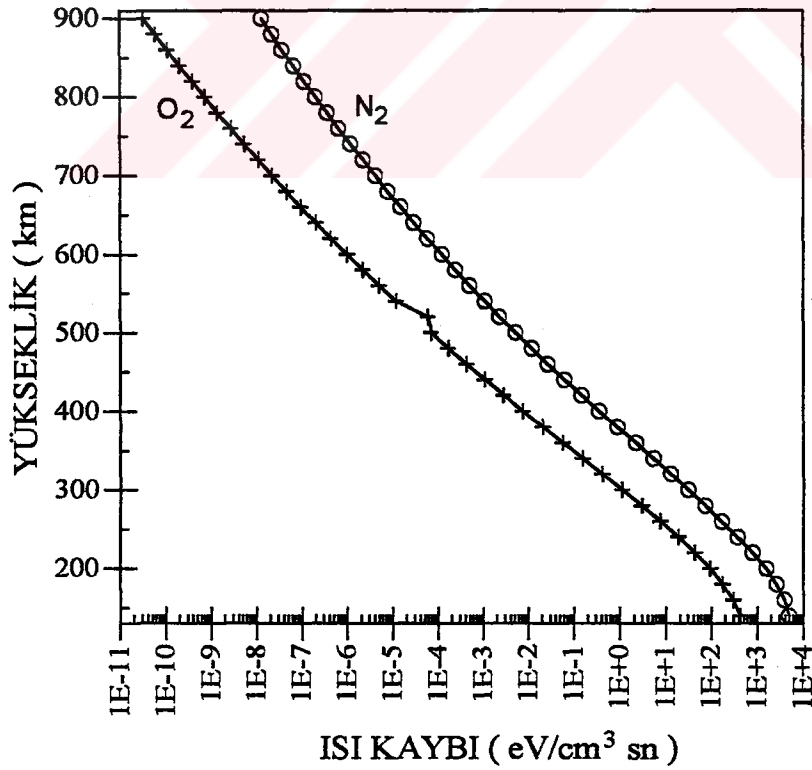
Banks (1969), üst yüksekliklerde N_2 ve O_2 'nin iyonkürenin ikincil bileşenleri olmasından dolayı, enerji dengesi üzerinde büyük bir etkilerinin olmadığını ifade etmiştir. Ayrıca $T_e > 1500$ °K olması durumunda N_2 'nin titreşim uyarılmasının dönme uyarılmasından daha hızlı bir şekilde elektron soğumasına sebep olacağını belirtmiştir. Banks (1969) ve Richards ve diğ. (1986) üst atmosferde N_2 ve O_2 yoğunluklarının küçük olmasından dolayı oluşturacakları ısı kayıplarının önemsiz olduğunu ifade etmişlerdir. Buna karşılık Dalgarno ve diğ. (1968), alt bölgelerde (E Bölgesi) titreşim uyarılmasından meydana gelen ısı kaybının önemli olduğunu hesaplamıştır. Bunlara ek olarak yaptığımız hesaplamalar Brace ve diğ. (1976) ve Singh ve Gerard (1982)'in yaptıkları çalışmalarla uyum içindedir.

Çizelge 4.2.4.1.1. N₂ ve O₂ bileşenlerinin dönme ve titreşim uyarılmaları sırasında oluşan ısı kayıp değerlerinin yüksekliğe bağlı değişimi.

YÜKSEKLİK (km)	N ₂ DÖNMESİ (eV/cm ³ sn)	O ₂ DÖNMESİ (eV/cm ³ sn)	N ₂ TİTREŞİMİ (eV/cm ³ sn)	O ₂ TİTREŞİMİ (eV/cm ³ sn)
900	3.5E-8	3.1E-10	1.3E-8	3.2E-11
880	5.9E-8	5.6E-10	2.2E-8	5.9E-11
860	1.0E-7	1.0E-9	3.7E-8	1.1E-10
840	1.7E-7	1.9E-9	6.5E-8	2.0E-10
820	3.0E-7	3.5E-9	1.1E-7	3.9E-10
800	5.1E-7	6.7E-9	2.0E-7	7.4E-10
780	9.0E-7	1.3E-8	3.6E-7	1.4E-9
760	1.6E-6	2.4E-8	6.5E-7	2.8E-9
740	2.9E-6	4.7E-8	1.2E-6	5.5E-9
720	5.2E-6	9.4E-8	2.2E-6	1.1E-8
700	9.6E-6	1.9E-7	4.1E-6	2.2E-8
680	1.8E-5	3.8E-7	7.7E-6	4.6E-8
660	3.4E-5	7.8E-7	1.5E-5	9.6E-8
640	6.5E-5	1.6E-6	2.9E-5	2.1E-7
620	1.3E-4	3.4E-6	5.8E-5	4.4E-7
600	2.5E-4	7.5E-6	1.2E-4	9.8E-7
580	5.0E-4	1.6E-5	2.4E-4	2.2E-6
560	1.0E-3	3.7E-5	5.0E-4	5.0E-6
540	2.2E-3	8.4E-5	1.1E-3	1.2E-5
520	4.6E-3	2.0E-4	2.3E-3	6.0E-5
500	1.0E-2	4.7E-4	5.2E-3	6.9E-5
480	2.2E-2	1.1E-3	1.2E-2	1.7E-4
460	5.0E-2	2.8E-3	2.7E-2	4.3E-4
440	1.1E-1	7.1E-3	6.3E-2	1.1E-3
420	2.6E-1	1.8E-2	1.5E-1	2.9E-3
400	6.1E-1	4.6E-2	3.6E-1	7.7E-3
380	1.4E0	1.2E-1	8.7E-1	2.1E-2
360	3.4E0	3.1E-1	2.2E0	5.8E-2
340	8.1E0	8.3E-1	5.4E0	1.6E-1
320	1.9E+1	2.2E0	1.3E+1	4.2E-1
300	4.6E+1	5.8E0	3.1E+1	1.1E0
280	1.1E+2	1.5E+1	7.4E+1	3.0E0
260	2.6E+2	4.0E+1	1.7E+2	7.6E0
240	5.7E+2	9.6E+1	3.8E+2	1.9E+1
220	1.1E+3	2.1E+2	8.0E+2	4.4E+1
200	2.0E+3	4.2E+2	1.6E+3	9.6E+1
180	2.7E+3	6.3E+2	2.7E+3	1.8E+2
160	3.1E+3	8.0E+2	3.9E+3	3.0E+2
140	3.0E+3	8.6E+2	4.9E+3	4.3E+2



Şekil 4.2.4.1.1. N₂ ve O₂ dönme ısı kaybının yüksekliğe bağlı değişimi.



Şekil 4.2.4.1.2. N₂ ve O₂ titreşim ısı kaybının yüksekliğe bağlı değişimi.

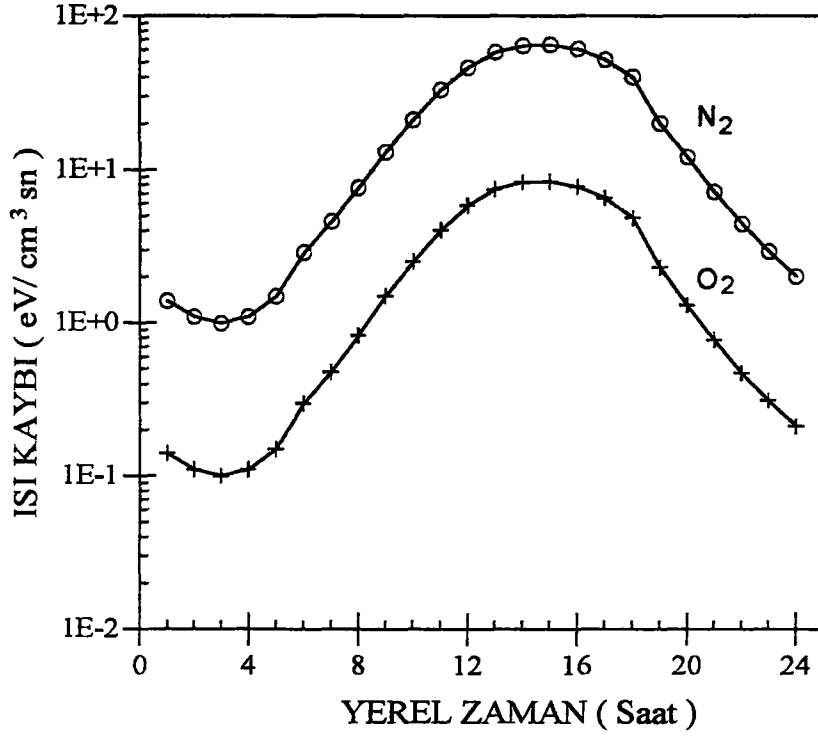
4.2.4.2. Dönme ve Titreşim Uyarılmalarından Dolayı Isı Kayıplarının Günlük Değişimi

Dönme uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıplarının hesaplamalarından elde edilen değerlerin günlük değişimleri Çizelge 4.2.4.2.1 ve Şekil 4.2.4.2.1'de verilmiştir. Bu hesaplama ek olarak N_2 ve O_2 dönme uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıpları hmF2 ve 300 km yükseklikleri için ayrı ayrı hesaplanarak Şekil 4.2.4.2.1a ve Şekil 4.2.4.2.1b'de verilmiştir. Şekil 4.2.4.2.1'den görüldüğü gibi ısı kayıpları Güneş'in doğuşu sırasında en küçük değere sahip iken günün ilerleyen saatlerinde artmakta yerel zaman saat 15 civarında en büyük değerine ulaşmaktadır. Daha sonraki saatlerde azalarak değişmekte ve azalma gece de devam etmektedir. Çünkü nötr bileşen yoğunluklarının günlük değişimleri ve elektron ve nötr sıcaklık farkının günlük değişimleri bu şekilde meydana gelmektedir. Ayrıca gündüz Güneş ışınlarının taşıdığı enerjinin etkisi bu şekilde bir değişimin oluşmasını sağlamaktadır. Her bir nötr bileşen için farklı iki yükseklikte yapılan hesaplamaların sonuçlarının verildiği şekiller (Şekil 4.2.4.2.1a-b) incelendiğinde hmF2 yüksekliği için elde edilen değerlerin daha büyük olduğu görülür. Çünkü hmF2 daima 300 km den daha aşağıda olan bir yüksekliktir ve bu yükseklikte nötr bileşen yoğunluğu daha fazladır. Bu sebepten dolayı hmF2'de daha fazla kayıp meydana gelmektedir.

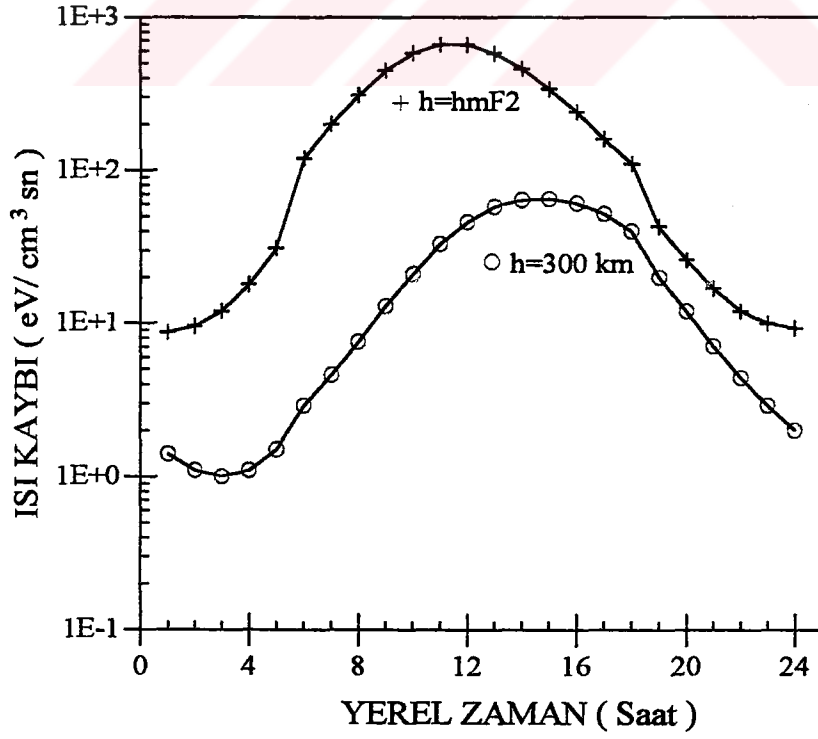
Titreşim uyarılması sırasında meydana gelen ısı kayıplarının hesaplanan değerleri Çizelge 4.2.4.2.1'de ve Şekil 4.2.4.2.2'de verilmiştir. Ayrıca her iki nötr bileşen için hmF2 ve 300 km yüksekliklerinde hesaplanan titreşim uyarılmasının sebep olduğu ısı kayıp değerleri, N_2 için Şekil 4.2.4.2.2a ve O_2 için 4.2.4.2.2b'de verilmiştir. Günlük değişim, tepe yüksekliği dışındaki yüksekliklerde Güneş'in doğuşuyla artmaya başlayarak yaklaşık yerel zaman 15 civarında en büyük değerine ulaşmakta, daha sonra azalmaktadır. Azalma gece boyunca devam etmekte ve Güneş'in doğuşuyla tekrar artma başlamaktadır. Tepe yüksekliği için aynı şekilde bir değişim gözlenmesine rağmen, daha erken saatlerde (YZ saat 11 civarı) en büyük değere ulaşılmaktadır. Farklı yüksekliklerdeki günlük değişim incelendiğinde alt yüksekliklerdeki değerlerin daha büyük olduğu görülür. Bu şekildeki değişim alt yüksekliklerde nötr yoğunluğun daha büyük olmasının bir sonucu olarak ifade edilebilir. Dönme ve titreşim uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıplarının Brace ve diğ. (1976), Singh ve Gerard (1982) ve Richards ve Khazanov (1997)'un yaptıkları çalışmalardan elde ettikleri değerlerle uyum içinde olduğu görülmüştür.

Çizelge 4.2.4.2.1. N₂ ve O₂ bileşenlerinin dönme ve titreşim uyarılmaları sırasında oluşan ısı kayıp değerlerinin günlük değişimi.

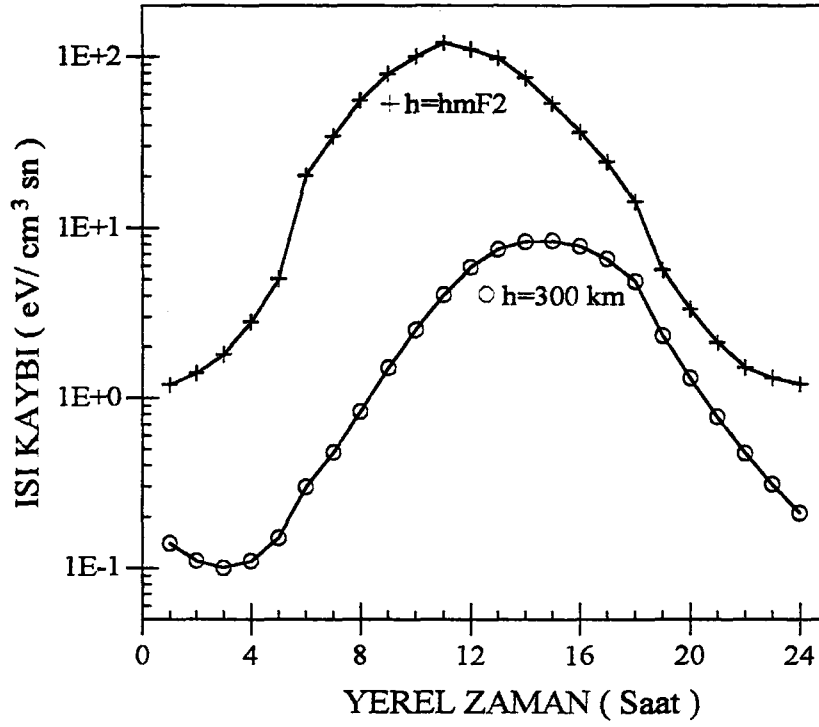
YEREL ZAMAN (Saat)	N ₂ DÖNMESİ (eV/cm ³ sn)	O ₂ DÖNMESİ (eV/cm ³ sn)	N ₂ TİTREŞİMİ (eV/cm ³ sn)	O ₂ TİTREŞİMİ (eV/cm ³ sn)
1	1.4E0	1.4E-1	1.9E0	5.3E-2
2	1.1E0	1.1E-1	1.5E0	4.2E-2
3	1.0E0	1.0E-1	1.3E0	3.6E-2
4	1.1E0	1.1E-1	1.2E0	3.6E-2
5	1.5E0	1.5E-1	1.4E0	4.1E-2
6	2.9E0	3.0E-1	1.9E0	5.6E-2
7	4.6E0	4.8E-1	2.8E0	8.3E-2
8	7.6E-1	8.3E-1	4.5E0	1.4E-1
9	1.3E+1	1.5E0	7.6E0	2.4E-1
10	2.1E+1	2.5E0	1.3E+1	4.3E-1
11	3.3E+1	4.0E0	2.0E+1	6.9E-1
12	4.6E+1	5.8E0	2.8E+1	1.0E0
13	5.8E+1	7.4E0	3.5E+1	1.3E0
14	6.4E+1	8.2E0	4.0E+1	1.4E0
15	6.5E+1	8.3E0	4.1E+1	1.5E0
16	6.1E+1	7.7E0	3.8E+1	1.4E0
17	5.2E+1	6.5E0	3.4E+1	1.2E0
18	4.0E+1	4.8E0	2.8E+1	9.6E-1
19	2.0E+1	2.3E0	2.0E+1	6.5E-1
20	1.2E+1	1.3E0	1.4E+1	4.4E-1
21	7.1E0	7.7E-1	9.1E0	2.8E-1
22	4.4E0	4.7E-1	6.1E0	1.8E-1
23	2.9E0	3.1E-1	3.2E0	1.0E-1
24	2.0E0	2.1E-1	1.3E0	3.1E-2



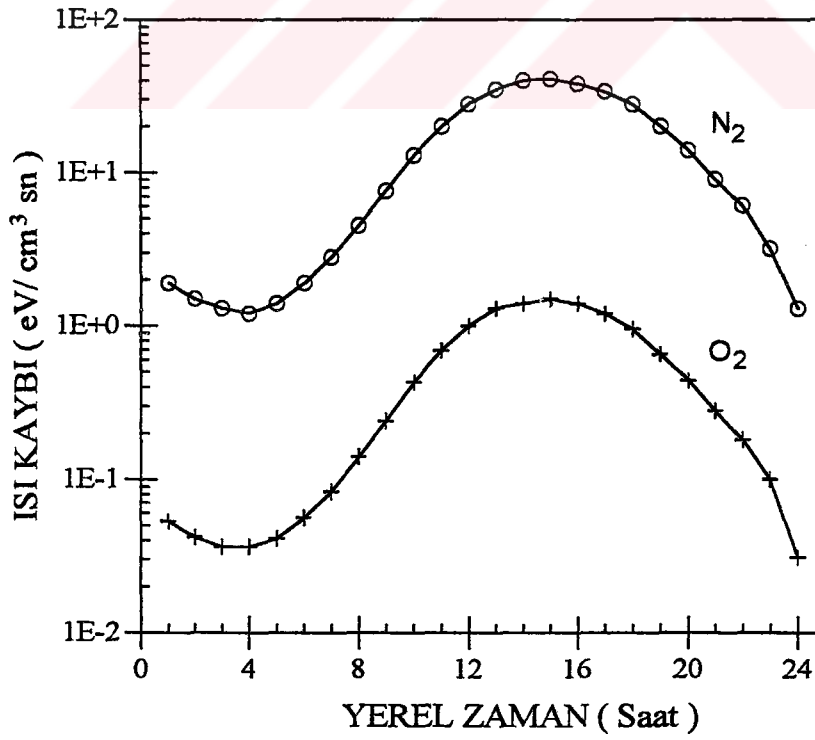
Şekil 4.2.4.2.1. N₂ ve O₂ dönme ısı kaybının günlük değişimi.



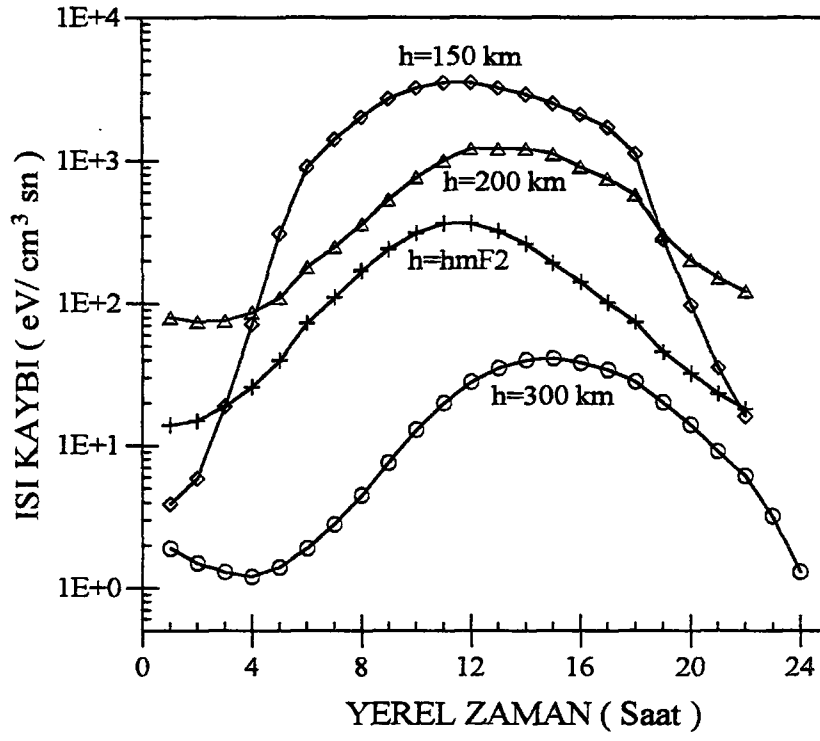
Şekil 4.2.4.2.1a. N₂ dönme ısı kaybının günlük değişimi.



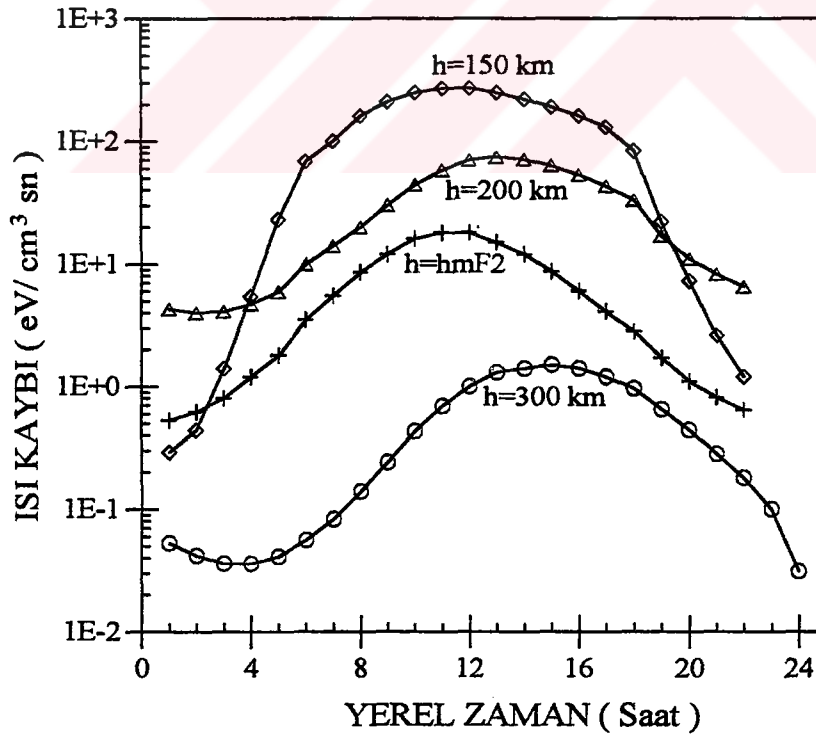
Şekil 4.2.4.2.1b. O₂ dönme ısı kaybının günlük değişimi.



Şekil 4.2.4.2.2. N₂ ve O₂ titreşim ısı kaybının günlük değişimi.



Şekil 4.2.4.2.2a. N₂ titreşim ısı kaybının günlük değişimi.



Şekil 4.2.4.2.2b. O₂ titreşim ısı kaybının günlük değişimi.

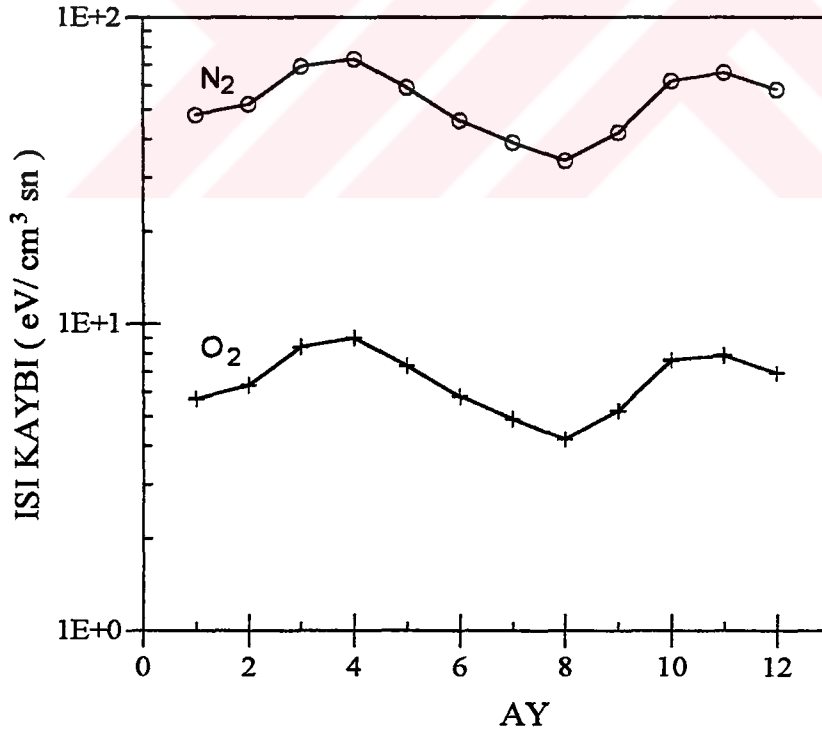
4.2.4.3. Dönme ve Titreşim Uyarılmalarından Dolayı Isı Kayıplarının Mevsimlik Değişimi

Dönme ve titreşim uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıpları 300 km yükseklik, yerel zaman saat 12 ve Güneş aktivitesi $R=10$ şartları için hesaplanmıştır. Dönme ve titreşim uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıplarının hesaplamalarından elde edilen değerlerin mevsimlik değişimleri Çizelge 4.2.4.3.1 verilmiştir. Şekil 4.2.4.3.1'de dönme uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıp değerlerinin mevsimlik değişimi gösterilmektedir. Şekilden görüldüğü gibi ısı kayıpları ilk dört ayda artmakta daha sonra 8. aya kadar azalıp en küçük değeri almaktadır. Sonraki üç ay artmakta ve 12. ayda azalmaktadır. Bu şekildeki değişme nötr bileşen yoğunluklarının mevsimlik değişmelerine benzemektedir. Ayrıca elektron ve nötr sıcaklık farkının değişimine benzer bir değişme gözlenmektedir. N_2 ve O_2 dönme uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıplarının mevsimlik değişimleri hmF2 ve 300 km yükseklikleri için ayrı ayrı hesaplanmış elde edilen değerler Şekil 4.2.3.1a ve Şekil 4.2.3.1b'de verilmiştir. Şekiller incelendiğinde hmF2 için elde edilen ısı kayıp değerlerinin daha büyük olduğu görülecektir. Titreşim uyarılmalarının sonunda meydana gelen ısı kaybının mevsimlik değişimi Şekil 4.2.4.3.2'de verilmiştir. Her bileşen için farklı yüksekliklerde hesaplanan ısı kayıp değerleri Şekil 4.2.4.3.2a ve Şekil 4.2.4.3.2b'de verilmiştir. Şekiller incelendiğinde dönme uyarılmasına benzer bir değişimin meydana geldiği görülür. hmF2 yüksekliğinde hesaplanan ısı kaybı 300 km de hesaplanan ısı kayıp değerlerinden daha büyüktür.

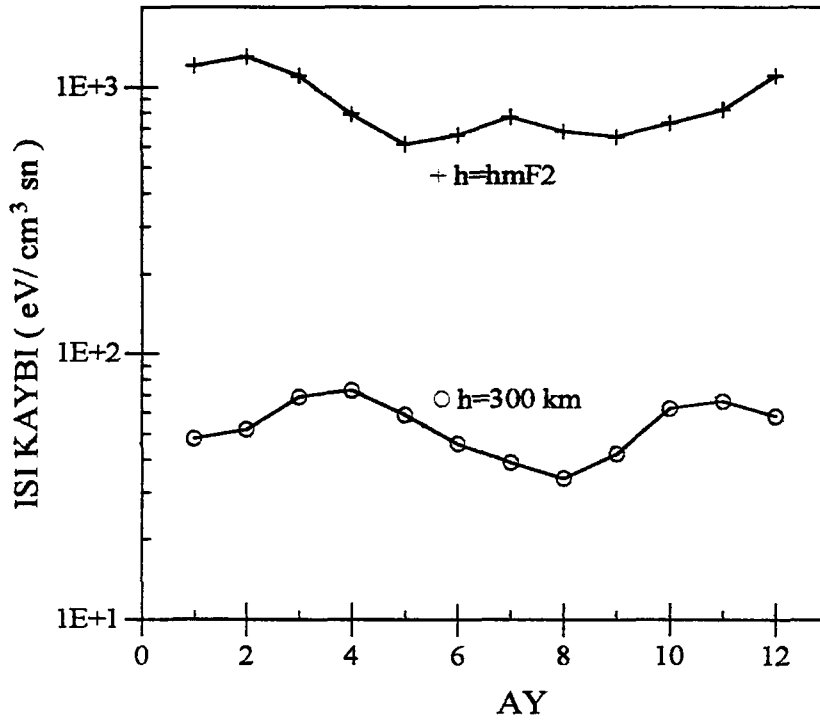
Dönme ve titreşim uyarılmalarının sebep olduğu ısı kayıplarının mevsimlik değişimleri literatürde detaylı incelenmemiştir ancak bazı araştırmacılar konuyu vurgulamışlardır (Brace ve diğ., 1976; Singh ve Gerard, 1982; Richards ve Khazanov, 1997).

Çizelge 4.2.4.3.1. N_2 ve O_2 bileşenlerinin dönme ve titreşim uyarılmaları sırasında oluşan ısı kayıp değerlerinin mevsimlik değişimi.

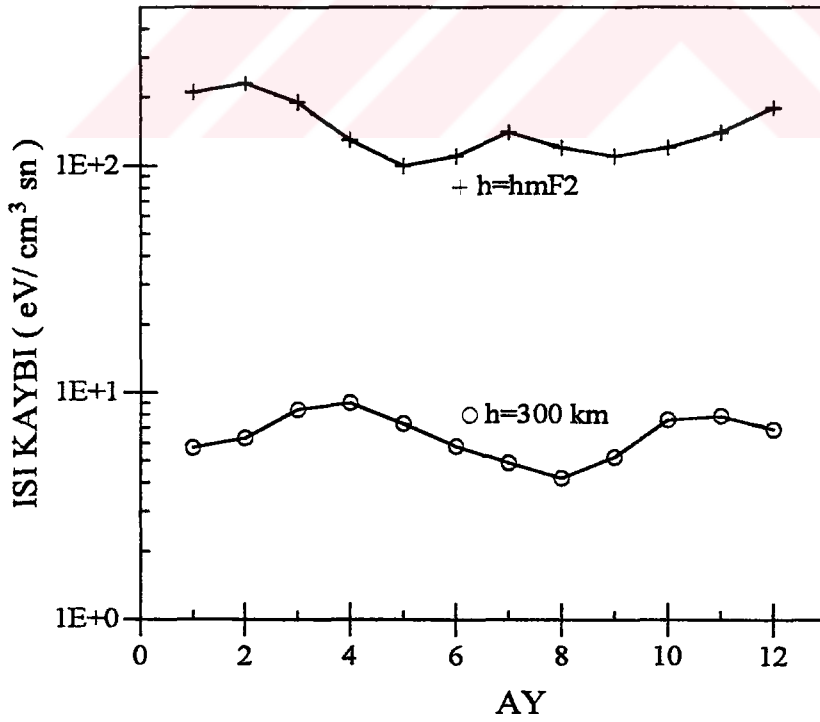
AY	N_2 DÖNMESİ (eV/cm ³ sn)	O_2 DÖNMESİ (eV/cm ³ sn)	N_2 TİTREŞİMİ (eV/cm ³ sn)	O_2 TİTREŞİMİ (eV/cm ³ sn)
1	4.8E+1	5.7E0	2.9E+1	9.6E-1
2	5.2E+1	6.3E0	3.2E+1	1.1E0
3	6.9E+1	8.4E0	4.2E+1	1.4E0
4	7.3E+1	9.0E0	4.4E+1	1.6E0
5	5.9E+1	7.3E0	3.6E+1	1.3E0
6	4.6E+1	5.8E0	2.8E+1	1.0E0
7	3.9E+1	4.9E0	2.4E+1	8.5E-1
8	3.4E+1	4.2E0	2.1E+1	7.3E-1
9	4.2E+1	5.2E0	2.6E+1	8.9E-1
10	6.2E+1	7.6E0	3.8E+1	1.3E0
11	6.6E+1	7.9E0	4.0E+1	1.3E0
12	5.8E+1	6.9E0	3.5E+1	1.2E0



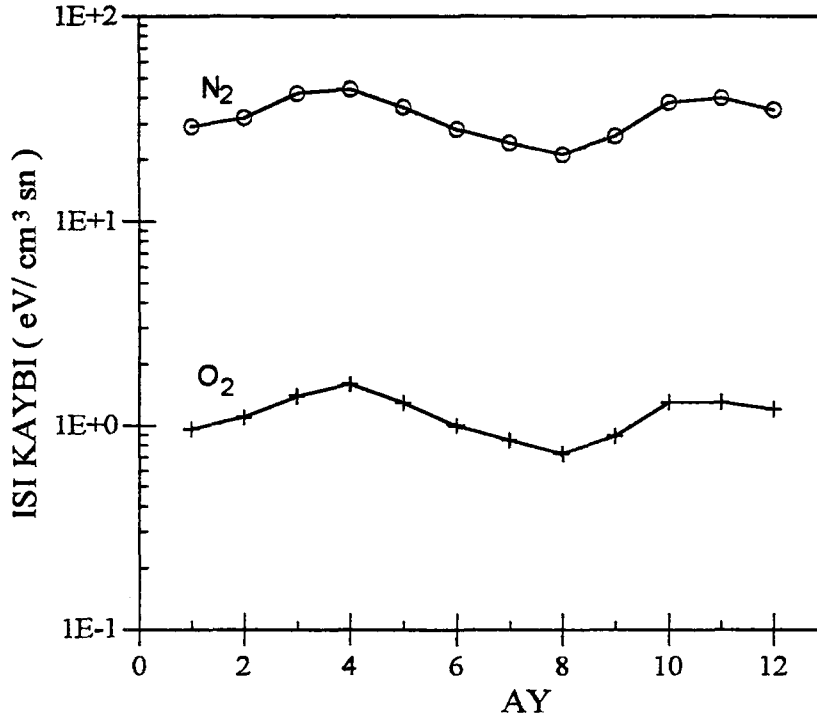
Şekil 4.2.4.3.1. N_2 ve O_2 dönme uyarılmalarından dolayı ısı kaybının mevsimlik değişimi.



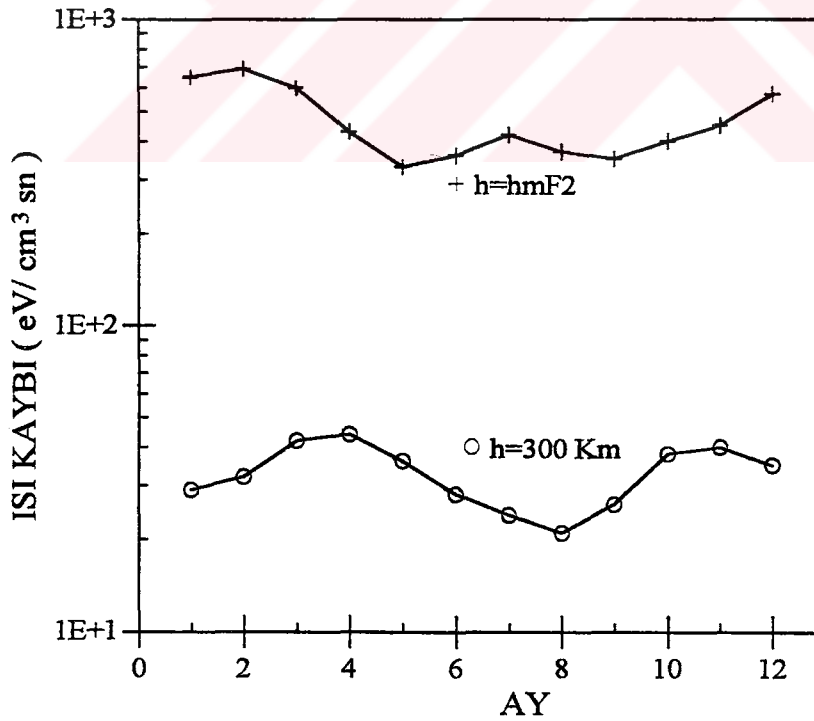
Şekil 4.2.4.3.1a. N₂ dönme uyarılmalarındaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.



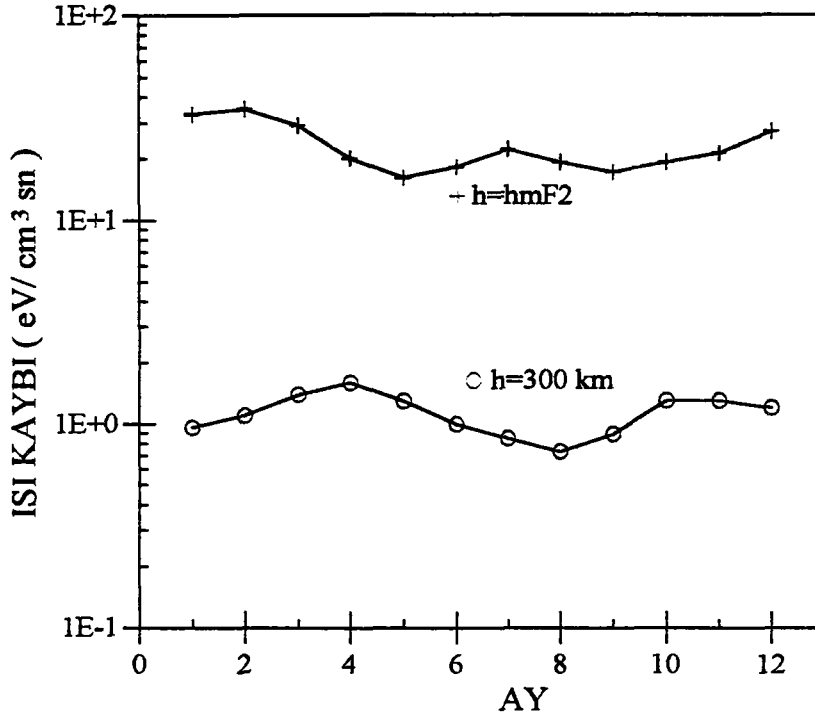
Şekil 4.2.4.3.1b. O₂ dönme uyarılmalarındaki ısı kaybının mevsimlik değişimi.



Şekil 4.2.4.3.2. N₂ ve O₂ titreşim uyarılmalarından dolayı ısı kaybının mevsimlik değişimi.



Şekil 4.2.4.3.2a. N₂ titreşim uyarılmalarından dolayı ısı kaybının mevsimlik değişimi.



Şekil 4.2.4.3.2b. O₂ titreşim uyarılmalarından dolayı ısı kaybının mevsimlik değişimi.

4.3. Isıl İletkenlik

Isı kayıplarının büyük bir kısmı ısıнын iletilmesiyle meydana gelmektedir. Bu şekildeki kayıpların hesaplanabilmesi için elektron ve iyon ısı iletkenlik katsayılarının bilinmesi gerekir. Bir çok araştırmacı iletim yoluyla oluşan ısı kaybını ısı akısını hesaplayarak ifade etme yolunu tercih etmişlerdir (Dalgarno ve diğ., 1967; Rishbeth ve Garriott, 1969; Banks, 1969; Banks ve Kockarts, 1973; Titheridge, 1976; Roble ve Hastings, 1977; Williams, 1987). Biz hesaplamalarımızda ısı akısı yerine ısı iletkenlik katsayılarını hesaplamayı tercih ettik. Çünkü ısı iletkenlik katsayılarını hesaplayarak hem ısı akısı hem de iletimden dolayı meydana gelen ısı kayıplarını bulmak mümkün olmaktadır. Hesapladığımız ısı iletkenlik katsayılarını doğrudan karşılaştırabileceğimiz çalışma sayısı az olmasından dolayı karşılaştırmalarımız ısı akısı hesaplamaları ile ve kullanılan denklemlerdeki parametrelerin değişimi dikkate alınarak yapılmıştır.

Isıl iletkenlik katsayıları elektron ve iyonlar için ayrı ayrı hesaplanmıştır. Elektron ısı iletkenlik katsayısı, elektronların iyonlara ve nötr bileşenlere ısı aktarmaları sebebiyle iki ayrı şekilde hesaplanmalıdır. Çünkü iyonlar ve nötr bileşenlerle farklı etkileşimler

meydana gelmektedir. Elektron ısı iletkenlik katsayısı, (2.65) ve (2.66) denklemleri (2.68) denkleminde yerine yazılarak hesaplanmıştır. (2.65) ve (2.66) nolu denklemlerde ifade edilen I dip açısı 30° K ve 40° D coğrafik koordinatları için I=43,569° dir. Denklem (2.37)'de ifade edilen elektron-nötr bileşen çarpışma frekansı değerleri yerine yazıldığı zaman aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\nu_{en} = 0.84266 \times n_n \bar{Q}_D T_e \quad (4.3.1)$$

Bu ifadeler (2.65) ve (2.66) nolu denklemlerde yerine yazıldığı zaman iletkenlik katsayıları aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\kappa_{ei} = 3.657 \times 10^4 T_e^{5/2} \quad (4.3.2)$$

$$\kappa_{en} = 1.804 \times 10^7 \frac{n_e}{n_n \bar{Q}_D} \quad (4.3.3)$$

Buradaki $\bar{Q}_D$ kesit alanı her nötr bileşen için (2.31) - (2.35) denklemleri kullanılarak ayrı ayrı hesaplanmıştır. (4.3.2) ve (4.3.3) denklemleri (2.68) denkleminde yerine yazılarak elektron ısı iletkenlik katsayısı aşağıdaki ifadeyle hesaplanır.

$$\kappa_e = \frac{\kappa_{ei} \kappa_{en}}{\kappa_{ei} + \kappa_{en}} \quad (4.3.4)$$

İyon için ısı iletkenlik katsayısı ise (2.72) nolu denklem kullanılarak hesaplanmıştır.

4.3.1. Isıl İletkenliğin Yüksekliğe Bağlı Değişimi

30° K ve 40° D coğrafik koordinatları, 6. ay ve yerel zaman saat 12 için, (4.3.4) nolu denklemle hesaplanan κ_e elektron ısı iletkenlik katsayısı ve (2.72) nolu denklemle hesaplanan κ_i iyon ısı iletkenlik katsayısının yükseklikle değişimi Çizelge 4.3.1.1 ve Şekil 4.3.1.1'de gösterilmiştir.

κ_e iletkenlik sabitini oluşturan κ_{ei} , elektron sıcaklığına (T_e) bağlı iken, κ_{en} , elektron sıcaklığı, elektron yoğunluğu (n_e) ve nötr yoğunluğa (n_n) bağlı olarak değişmektedir. (T_e), (n_e) ve (n_n) değişkenleri yüksekliğe bağlı olarak değişmektedir. Şekil 2.5' de gösterildiği gibi (T_e) elektron sıcaklığı yaklaşık tepe yüksekliği civarına kadar artarak maksimum değerini aldıktan sonra 300-350 km yüksekliğe kadar azalmakta ve daha sonra tekrar artarak üst yüksekliklerde sabit sayılabilecek bir değere ulaşmaktadır. n_e elektron yoğunluk değeride hmF2 yüksekliğine kadar arttıktan sonra daha üst yüksekliklerde azalmaktadır (Şekil 2.1 ve Şekil 2.2). n_n nötr yoğunluk değeri nötr bileşenin türüne bağlı olarak yükseklikle azalmaktadır.

Şekil 4.3.1.1'deki κ_e elektron ısı iletkenlik sabitinin yükseklikle değişimini incelediğimizde tepe yüksekliğine kadar bir artış ve maksimumluk görülür ve daha üst yüksekliklerde azalarak belli bir yükseklikten sonra (~ 700 km) sabit sayılabilecek bir değere ulaşır.

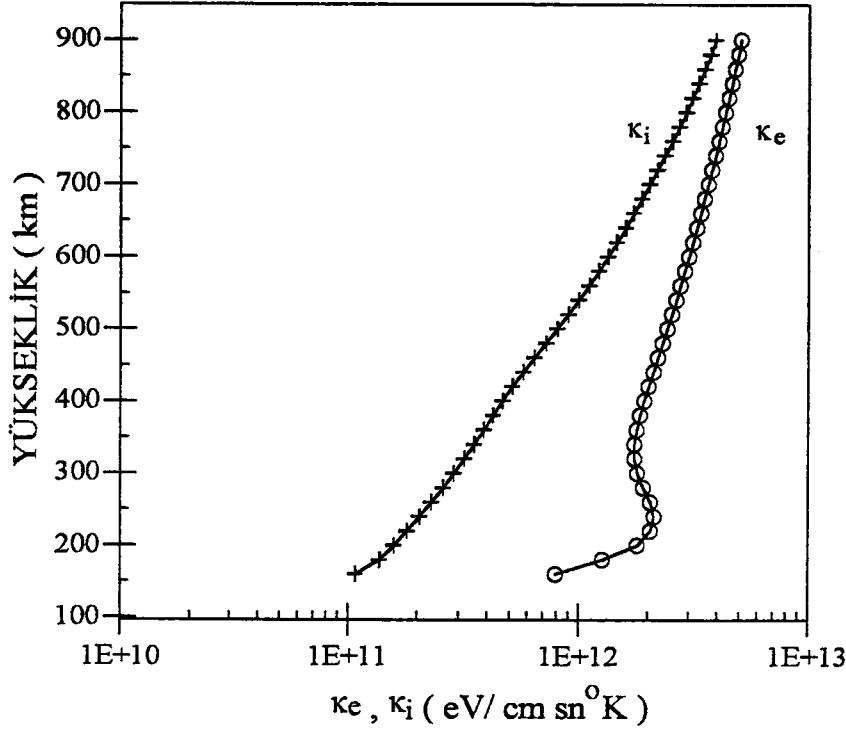
κ_i iyon ısı iletkenlik katsayısı, denklem 2.72'de ifade edildiği gibi iyon sıcaklığına (T_i) ve iyon kütlesine (m_i) bağlı olarak değişmektedir. İyon sıcaklığının yükseklikle değişimini incelediğimizde (Şekil 2.5) yüksekliğe bağlı olarak arttığını ve üst yüksekliklerde elektron sıcaklığına yakın bir değere ulaştığını görürüz.

Şekil 4.3.1.1'de gösterilen κ_i iyon ısı iletkenlik katsayısının yükseklikle değişimini incelediğimizde iyon sıcaklığının değişimine benzer bir değişme gösterdiğini görürüz. Yani iyon ısı iletkenlik sabiti yükseklikle artmaktadır.

Isıl iletkenliğin dolaylı olarak ısı akısı içinde hesaplandığı, Dalgarno ve diğ. (1967), Evans ve Mantas (1968), Rishbeth ve Garriott (1969), Banks (1969), Evans (1973), Banks ve Kockarts (1973), Titheridge (1976), Roble ve Hastings (1977) ve Williams ve McDonald (1987), çalışmalarında akı denklemleri içerisinde kullandıkları elektron ve iyon ısı iletkenlik katsayılarının formülleri, bizim kullandığımız ısı iletkenlik katsayıları formülleriyle aynı olduğundan elde ettiğimiz sonuçların benzer değişim gösterdiğini ifade etmek mümkündür. Bunlardan ayrı olarak Schunk ve Walker (1970) ve Blaunstein (1996)'da yaptıkları çalışmalarında ısı iletkenlik katsayılarını yüksekliğe bağlı olarak hesaplamışlardır. Bizim hesaplamalarımızın sonunda elde ettiğimiz sonuçlarımız bu çalışmalarla uyum içindedir.

Çizelge 4.3.1.1. κ_e ve κ_i ısı iletkenlik katsayılarının yüksekliğe bağılı değişimi.

YÜKSEKLİK (km)	κ_e (eV/cm sn °K)	κ_i (eV/cm sn °K)
900	5.08E+12	3.91E+12
880	4.93E+12	3.71E+12
860	4.77E+12	3.50E+12
840	4.62E+12	3.30E+12
820	4.47E+12	3.10E+12
800	4.32E+12	2.91E+12
780	4.18E+12	2.72E+12
760	4.04E+12	2.54E+12
740	3.90E+12	2.36E+12
720	3.76E+12	2.20E+12
700	3.63E+12	2.03E+12
680	3.49E+12	1.88E+12
660	3.37E+12	1.73E+12
640	3.24E+12	1.60E+12
620	3.11E+12	1.46E+12
600	2.99E+12	1.34E+12
580	2.87E+12	1.22E+12
560	2.75E+12	1.11E+12
540	2.64E+12	9.99E+11
520	2.53E+12	9.00E+11
500	2.42E+12	8.07E+11
480	2.31E+12	7.21E+11
460	2.21E+12	6.43E+11
440	2.11E+12	5.74E+11
420	2.01E+12	5.16E+11
400	1.93E+12	4.68E+11
380	1.85E+12	4.25E+11
360	1.79E+12	3.87E+11
340	1.75E+12	3.52E+11
320	1.75E+12	3.18E+11
300	1.80E+12	2.87E+11
280	1.91E+12	2.58E+11
260	2.05E+12	2.30E+11
240	2.13E+12	2.05E+11
220	2.05E+12	1.81E+11
200	1.80E+12	1.59E+11
180	1.27E+12	1.38E+11
160	7.95E+11	1.08E+11
140	7.40E+11	7.74E+10



Şekil 4.3.1.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının yüksekliğe bağlı değişimi.

4.3.2. Isıl İletkenliğin Günlük Değişimi

30° K ve 40° D coğrafik koordinatları, 6. ay ve 300 km yükseklik şartları için hesaplanan, κ_e elektron ısı iletkenlik katsayısı ve κ_i iyon ısı iletkenlik katsayısının günlük değişimi Çizelge 4.3.2.1 ve Şekil 4.3.2.1'de gösterilmiştir. Şekilde κ_e ve κ_i ayrı ayrı çizilmiştir.

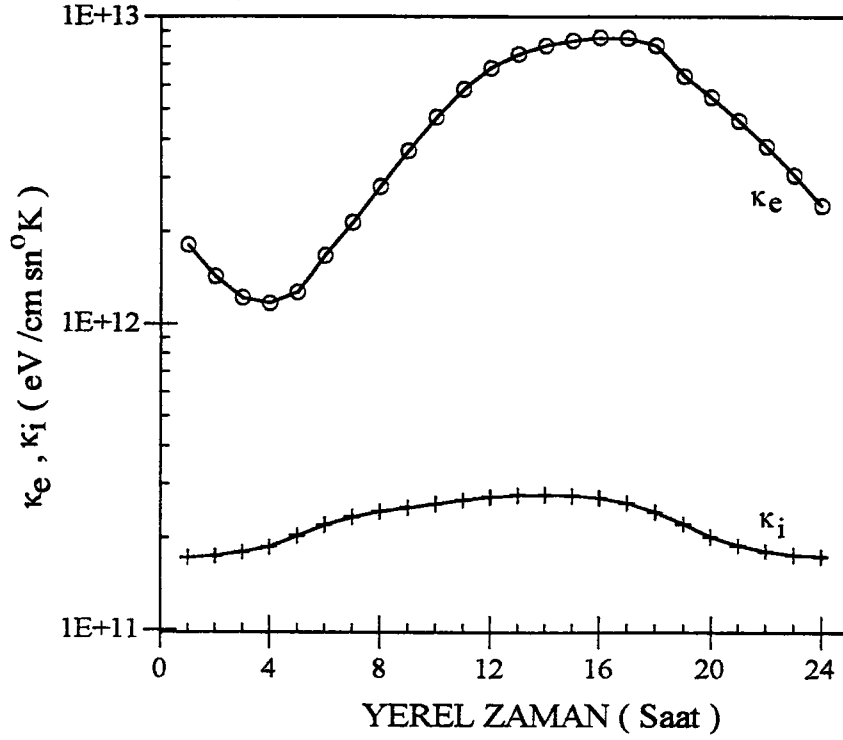
κ_e ısı iletkenlik katsayısını incelediğimizde Güneş'in doğuşundan sonra arttığı ve bu artışın Güneş'in batışına kadar devam ettiği, yerel zaman saat 18 civarında en büyük değere ulaştığı görülmektedir. Güneş'in batışıyla azalmaya başlayarak gece boyunca azalmanın devam ettiği ve Güneş'in doğuşunda ısı iletkenlik katsayısının en küçük değerine düştüğü görülmektedir. Bu şekildeki değişme ısı iletkenlik katsayısının bağlı olduğu, elektron sıcaklığının günlük değişmesine benzemektedir.

İyon ısı iletkenlik katsayısı κ_i 'nin günlük değişimi, gündüz küçük farklarla artarken, elektron ısı iletkenlik katsayısı κ_e 'ye göre daha erken bir saatte maksimum değerine ulaşmaktadır. Daha sonra Güneş'in batışıyla azalmaya başlayarak gece boyunca azalma devam etmektedir.

κ_e elektron ısı iletkenlik katsayısının günlük değışimi, κ_i iyon ısı iletkenlik katsayısına göre daha büyük oranlarda değışme göstermektedir.

Çizelge 4.3.2.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının günlük değışimi.

YEREL ZAMAN (Saat)	κ_e (eV/cm sn °K)	κ_i (eV/cm sn °K)
1	1.81E+12	1.72E+11
2	1.43E+12	1.74E+11
3	1.22E+12	1.79E+11
4	1.17E+12	1.87E+11
5	1.27E+12	2.03E+11
6	1.67E+12	2.20E+11
7	2.14E+12	2.34E+11
8	2.79E+12	2.44E+11
9	3.66E+12	2.52E+11
10	4.70E+12	2.59E+11
11	5.80E+12	2.66E+11
12	6.79E+12	2.76E+11
13	7.55E+12	2.76E+11
14	8.05E+12	2.77E+11
15	8.37E+12	2.75E+11
16	8.56E+12	2.70E+11
17	8.53E+12	2.60E+11
18	8.07E+12	2.43E+11
19	6.40E+12	2.22E+11
20	5.47E+12	2.02E+11
21	4.58E+12	1.89E+11
22	3.78E+12	1.81E+11
23	3.04E+12	1.76E+11
24	2.42E+12	1.74E+11



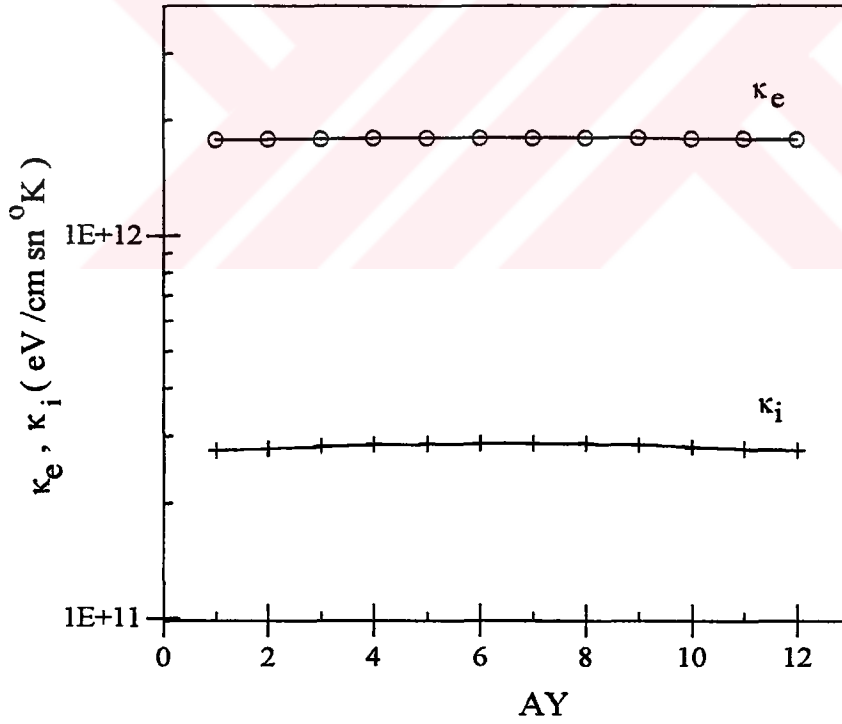
Şekil 4.3.2.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının günlük değişimi.

4.3.3. Isıl İletkenliğin Mevsimlik Değişimi

Yerel zaman saat 12 ve 300 km yükseklik için hesaplanan κ_e elektron ısı iletkenlik katsayısı ve κ_i iyon ısı iletkenlik katsayısının mevsimlik değişimi, Çizelge 4.3.3.1 ve Şekil 4.3.3.1'de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi elektron ısı iletkenlik katsayısı, iyon ısı iletkenlik katsayısından daha büyük değerlere sahiptir. κ_e elektron ısı iletkenlik katsayısı birbirine yakın değerlere sahip iken, iyon ısı iletkenlik katsayısı Güneş ışınlarını daha dik geldiği ilkbahar ve yaz aylarında artmakta diğer aylarda azalmaktadır. κ_e katsayısının ayrı incelendiği Şekil 4.3.3.1'de yılın ilk aylarında küçük olan değeri ilkbahar ve yaz aylarında en büyük değerlerine sahip olurken, sonbahar ve kış aylarında azalmaktadır. Buna sebep olarak ilkbahar ve yaz aylarında Güneş ışınlarının kuzey yarım küreye daha dik gelmeleri ve güneşlenme süresinin daha uzun olması gösterilebilir. Bu şekildeki değişimler elektron ve iyon sıcaklıklarının değişmelerine benzemektedir.

Çizelge 4.3.3.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının mevsimlik değişimi.

AY	κ_e (eV/cm sn °K)	κ_i (eV/cm sn °K)
1	1.78E+12	1.85E+11
2	1.79E+12	1.90E+11
3	1.79E+12	1.98E+11
4	1.80E+12	2.07E+11
5	1.80E+12	2.16E+11
6	1.80E+12	2.20E+11
7	1.80E+12	2.19E+11
8	1.80E+12	2.13E+11
9	1.80E+12	2.04E+11
10	1.79E+12	1.95E+11
11	1.79E+12	1.88E+11
12	1.78E+12	1.84E+11



Şekil 4.3.3.1. κ_e ve κ_i iletkenlik katsayılarının mevsimlik değişimi.

KAYNAKLAR

- BANKS, P.M., (1966), Collision Frequencies and Energy Transfer: Electrons. **Planet. Space Sci.**, 14, 1085-1103.
- BANKS, P.M., (1969), The Thermal Structure of the Ionosphere. **Proc. IEEE**, 57, 258-279.
- BANKS, P.M. and KOCKARTS, G., (1973), **Aeronomy Part A and B**. Academic Press, New-York and London.
- BAUER, S.J., (1973), **Physics of Planetary Ionospheres**. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New-York.
- BAILEY, G.J., FOOTITT, R.J. and MOFFETT, R.J., (1981), Latitudinal Gradients in the Electron Temperature of Lower F-Region at Mid-to Low Latitudes. **Planet. Space Sci.**, 29, 171-184.
- BILITZA, D., (1984), Improvement Analytical Representation of Electron Temperature in the IRI. **Adv. Space Research**, 4, 1, 93-95.
- BLAUNSTEIN, N., (1996), Changes of the Electron Concentration Profile during Local Heating of the Ionospheric Plasma. **J.Atmos. Terr. Phys.**, 58, 12, 1345-1354.
- BRACE, L.H., SPENCER, N.W. and CARIGNAN, G. R., (1963) Ionosphere Electron Temperature and Their Implications. **J.Geophys. Research**, 68, 5397-5412.
- BRACE, L.H., HOEGY, W.R., MAYR, H.G., VICTOR, G.A., HANSON, V.B., REBER, C.A. and HINTEREGGER, H. E., (1976). Discrepancy between Electron Heating and Cooling Rates Derived Atmosphere. **Explorer-C Measurements**, 81,31, 5421-5429.

- BREEN, A.R., WILLIAMS, P.J.S., ETEMADI, A. and DAVDA, V. N., (1996), Uncertainties in Measurements of Electron Temperature and the Estimation of F-Region Electron Heat Condition from EISCAT Data. **J. Atmos. Terr. Phys.**, 58, 1-4, 145-159.
- CHING, B.K. and CHIU, Y.T., (1973), Global Distribution of Thermospheric Heat Sources: EUV Absorption and Joule Dissipation. **Planet. Space Sci.**, 21, 1633-1646.
- COLE, K.D., (1967), A New faced of the Heating of Ambient Electrons by Energetic Charge Particle Streams. **Planet. Space Sci.**, 15, 873-880.
- COLE, K.D., (1968), Particle Heating Effects on the Upper F-Region. **Planet. and Space Sci.**, 16, 525-528.
- DA ROSA, A.V., (1966), The Theoretical Time-Dependent Thermal Behaviour of the Ionospheric Electron Gas. **J.Geophys. Research**, 71, 17, 4107-4120.
- DALGARNO, A., McELROY, M.B. and MOFFETT, R.J., (1963), Electron Temperatures in the Ionosphere. . **Planet. Space Sci.**, 11, 475-484.
- DALGARNO, A., McELROY, M.B. and WALKER, J.C.G., (1965), Ionospheric Electron Temperatures Near Down. **Planet. Space Sci.**, 13, 143-146.
- DALGARNO, A., McELROY, M.B. and WALKER, J.C.G., (1967), The Diurnal Variation of Ionospheric Temperatures. **Planet. Space Sci.**, 15, 331-345.
- DALGARNO, A. and WALKER, J.C.G., (1967), Ion Temperatures in the Topside Ionosphere. **Planet. Space Sci.**, 15, 200-203.
- DALGARNO, A., McELROY M.B., REES, M.H. and WALKER, J.C.G., (1968), The Effect Oxygen Cooling on the Ionospheric Electron Temperatures. **Planet. Space Sci.**, 16, 1371-1382.

- DALGARNO, A., (1969), Inelastic Collisions at Low Energies. **Canadian, J. Chem.**, 47, 1723-1731.
- DRUKAYEV, G., (1946), On the Mean Energy of Electrons Released in the Ionization of Gas. **J. Phys.(USSR)**, 10, 81-84.
- EVANS, J.V., (1962), Diurnal Variation of the Temperature of the F-Region. **J.Geophys. Research**, 67, 4914-4920.
- EVANS, J.V., (1967a), Midlatitude F-Region Densities and Temperature of at Sunspot Minimum. **Planet. Space Sci.**, 15, 1387-1405.
- EVANS, J.V., (1967c), Midlatitude Electron and Ion Temperature at Sunspot Minimum. **Planet. Space Sci.**, 15, 1557-1570.
- EVANS, J.V. and MANTAS, G.P., (1968), Thermal Structure of the Temperature Latitude Ionosphere **J.Atmos. Terr. Phys.**, 30, 563-577.
- GEISLER, J.E. and BOWHILL, S.A., (1965), Ionospheric Temperatures at Sunspot Minumum. **J.Atmos. Terr. Phys.**, 27, 457-474.
- HANSON, W.B., (1963), Electron Temperatures in the Upper Atmosphere. **Space Research**, 3, 282-303.
- HARRIS, I. and PRIESTER, W., (1963), Heating of Upper Atmosphere. **Space Research**, 3, 53-75.
- HOEGY, W.F., FOURNIER, J.P. and FONTHEIM, E.G., (1965), Photoelectron Energy Distribution in the F-Region. **J. Geophys. Research**, 70, 21, 5464-5468.
- McCLURE, J.P., (1969), Diurnal Variation of Neutral and Charged Particle Temperatures in the Equatorial F-Region. **J. Geophys. Research, Space Phys.**, 74, 1, 279-290.

- NAGY, A.F., BRACE, L.H., CARIGNAN, G.R. and KANAL, M., (1963), Direct Measurements Bearing on the Extent of Thermal Nonequilibrium in the Ionosphere. **J. Geophys. Research**, 68, 6401-6417.
- NICOLET, M., (1961), The Properties and Constitution of Upper Atmosphere. In: **Physics of Upper Atmosphere**, RATCLIFFE, J.A., Ed. Academic Press., New York, 17.
- NISBET, J.S., (1967), Neutral Atmospheric Temperatures from Incoherent Scatter Observations. **J. Atmospheric Sci.**, 24, 586-593.
- RICHARDS, P.G., (1986), Thermal Electron Quenching of $N(^2D)$: Consequences for the Ionospheric Photoelectron Flux and Thermal Electron Temperature. **Planet. Space Sci.**, 34, 8, 689-694.
- RICHARDS, P.G., TORR, D.G. and ABDOU, W.A., (1986), Effects of Vibrational Enhancement of N_2 on the Cooling Rate of Ionospheric Thermal Electrons. **J. Geophys. Research**, 91, A1, 304-310.
- RICHARDS, P.G. and KHAZANOV, G.V., (1997), On the Thermal Electron Energy Balance in the Ionosphere in January 1993 and June 1990. **J. Geophys. Research**, 102, A4, 7369-7377.
- RISHBETH, H., (1969), **Introduction to Ionospheric Physics**. Academic Press. New York and London.
- ROBINEAU, A., BLELLY, P.L. and FONTANARI, J., (1996), Time-Dependent Models of Auroral Ionosphere above EISCAT. **J. Atm. Terr. Phys.**, 58, 1-4, 257-271.
- ROBLE, R.G. and HASTINGS, J.T., (1977), Thermal Response Properties at the Earth's Ionospheric Plasma. **Planet. Space Sci.**, 25, 217-231.

- SCHUNK, R.W. and WALKER, J.C.G., (1970), Thermal Diffusion in the F2-Region of the Ionosphere. **Planet. Space Sci.**, 18, 535-557.
- SCHUNK, R.W. and NAGY, A.F., (1978), Electron Temperatures in the F-Region of the Ionosphere: Theory and Observation. **Rev. Geophys. Space Phys.**, 16, 355-367.
- SING, V. and GERARD, J.C., (1982), The Thermospheric Heating Efficiency under Electron Precipitation Conditions. **Planet. Space Sci.**, 30, 11, 1083-1089.
- SPENCER, N.W., BRACE, L.H., CARIGNAN, G.R., TAEUSCH, D.R. and NIEMANN, H., (1965), Electron and Molecular Nitrogen Temperature and Density in the Thermosphere. **J. Geophys. Res.**, 70, 2665-2698.
- SPENCER, N.W., TAEUSCH, D.R. and CARIGNAN, G.R., (1966), N₂ Temperature and Density Data for the 150 to 300 km Regions and Their Implications. **Ann. Geophys.**, 22, 151-159.
- STOLARSKI, R.S., HAYS, P.B. and ROBLE, R.G., (1975), Atmospheric Heating by Solar EUV Radiation. **J. Geophys. Res.**, 80, 16, 2266-2276.
- TITHERIDGE, J.E., (1976), Plasma Temperatures from ALDUETTE1 Electron Density Profiles. **Planet. Space Sci.**, 24, 247-259.
- TORR, M.R., RICHARDS, P.G. and TORR, D.G., (1980), A New Determination of the Ultraviolet Heating Efficiency of the Thermosphere. **J. Geophys. Res.**, 85, A12, 6819-6826.
- WILLIAMS, P.J.S. and McDONALD, J.N., (1987), Electron Temperature and Electron Density in the F-Region of the Ionosphere: II. The Role of Atomic Oxygen and Molecular Nitrogen. **J. Atm. Terr. Phys.**, 49, 9, 873-887.