

プラズマポーズの生成に関連する電離層外圏の研究

高 木 秀 男

An Investigation of Topside Ionosphere associated with Formation of Plasmasphere

Hideo TAKAKI

この論文では電離層外圏の構造を観測と理論の両方から研究し、その結果を用いて **plasma knee** の生成を論ずる事を目的としている。まず **Alouette I** によって観測された電離層外圏のデータを使って緯度にして $50^{\circ}\sim 70^{\circ}$ 、高さ $300\sim 1,000\text{km}$ での電子密度分布を解析し、その結果を理論的に説明するために日中及び夜間につき各々適当な大気モデルに基づいて O^{+} と H^{+} の理論的分布を **charge transfer** を考慮して求めた。その結果夜間では $1,000\text{km}$ より低い所で O^{+} から H^{+} へ主イオンが変わるのが普通であることがわかった。従って夜側の高緯度でスケールハイトが小さく $1,000\text{km}$ においても O^{+} が主イオンであるという事実は H^{+} の **outflow** を考慮してのみ説明することが可能である。そして適当な **outflow** がある場合のイオン密度の理論分布と観測結果を比較して、**outflow** の下限値が推定されると同時に上限値も明らかにされた。さらにイオン分布が変化する **transient latitude** と **plasma knee** の位置がどこに来るかを計算してみた。即ちまず磁気圏のプラズマが乱れた状態にあることを示し、特にドリフト不安定の場合の拡散係数を計算し、観測から得られた密度分布をもとにして、**plasma knee** が色々な位置に安定に存在するために必要な電離層からの **flux** を計算し **outflow** の上限と組合せることによって **plasma knee** の位置が地球半径の 4 倍近辺に来る事を示した。

1 緒 論

磁気圏の電子密度の空間分布は磁気圏物理学を研究する上で非常に重要な基本的物理量であり、磁気圏物理学のあらゆる問題に関係があるため、その正確な値を知ると同時にその様な分布を作り出す物理的過程を知る事は他の問題を考える上でも非常に意義がある。それ故に理論的にも観測の方からも色々な方法で電子密度を求める研究が進められて来た。

まずホイッスラーの観測から赤道面での電子密度を求める試みが **Allcock**¹⁾, **Pope**^{2), 3)}, **Smith**^{4), 5)} 等によってなされ、その結果を使って電子密度の **radial dependence** を簡単な函数系で表わすために、**Storey model**, **Dungey model**, **Johnson model** が提案された。又地磁気脈動の周期から磁力線にそう電子密度を求める試みが **Obayashi**⁶⁾ によってなされている。一方理論的な研究も色々な観点から試みられ、まず **Dowden**⁷⁾ は電離層で等方的な **pitch angle distribution** を持った荷

電粒子が双極子磁場にそってどの様に分布するかを計算している。Angerami and Thomas⁸⁾ は外気圏が拡散平衡の状態にあると仮定して外気圏の電子密度を電場、重力、遠心力を考慮して計算した。又 Eviatar, Lenchek and singer⁹⁾, Kamiyama and Takaki¹⁰⁾ は磁気圏の電子は電離層に源があると仮定して, iono-exosphere の base から飛び出した H^+ が single particle 近似で外力のもとでどの様に分布するかを計算した。

所が Carpenter¹¹⁾ はホイッスラーを研究している内に knee whistler を発見し, その伝播特性から磁気圏の電子密度は一樣に L と共に減少するのではなく, $L \approx 4$ 近くで電子密度がオーダーで $1 \sim 2$ ぐらい非常に sharp に落ち, しかもそれが定常的に存在することを明らかにした。それでこの knee whistler の結果と前の理論を比べてみると knee の内側では Angerami and Thomas⁸⁾ の結果がよく合い, knee の外側では Eviatar et al⁹⁾, Kamiyama and Takaki¹⁰⁾ の結果がよくあう事がわかった。Carpenter 等はその後の論文^{12), 13)} でさらに knee の位置と Kp との相関, knee の位置の local time dependence 等についてくわしく研究している。

一方人工衛星による直接観測の方も初めて Gringauz¹⁴⁾ によってなされて以来 Taylor et al¹⁵⁾, ¹⁶⁾, Binsack¹⁷⁾, Brinton et al¹⁸⁾, によって行なわれ, 特に Kp と knee の位置 の関係について研究が進められた。今まで高エネルギー粒子についての観測はしばしば行なわれていたが thermal ion の観測は測定技術上の問題があって行なわれていず, positive ion mass spectrometer (OGO 1, OGO 2) や Faraday Cup experiment (IMP 2) によって観測され初めたわけである。結果は定性的には Carpenter 等の結果とよく合っているが, 一般に直接観測で求めた knee の位置の方がホイッスラーで求めたものより外側に来ている事が注目される。この様に人工衛星による直接観測からも plasmopause が確められた事から新しく磁気圏像を書き変える事になった。

それで plasma knee の生成に関する理論的研究も1966年ごろから始められ今までに Nishida¹⁹⁾, Brice²⁰⁾, Mayr²¹⁾ の理論が発表されている。まず Nishida は磁気圏には Axford and Hines 流の大規模な対流がある事を電離層の電流系から示し, それに地球の自転による回転を superpose して流線を書くと磁気圏尾部を通る流線と通らない流線があり, 磁気圏尾部を通る流線上では open magnetosphere のために粒子が流出し plasma trough を形成するのでこの2種の流線の境界が plasmopause となると主張した。そしてこの理論によって knee whistler から求めた plasma knee の位置の local time dependence も定性的にうまく説明がつくことを示している。又 Brice は磁気圏のモデルとして Dungey model を使い $V \times B$ による 電場によって生ずる対流を考えると interplanetary plasma と terrestrial plasma の境界に plasma knee が出来ることを示し, このモデルによって plasma knee の現象だけでなく磁気圏内の色々な現象が定性的に説明出来ると主張している。さらに Mayr は磁気圏の夜側では $L=6$ より外側では磁力線が開いており, そこでは磁力線にそう拡散がさかんで open magnetosphere での concentration は reduce され, その結果磁力線に垂直な方向に密度勾配が作られ, 磁力線を横切る拡散は open magnetosphere と closed magnetosphere の間に transition region を作り, それが plasma knee であると主張し knee の形を計算から求めている。この論文では次の第2章で Topside ionosphere のデーター解

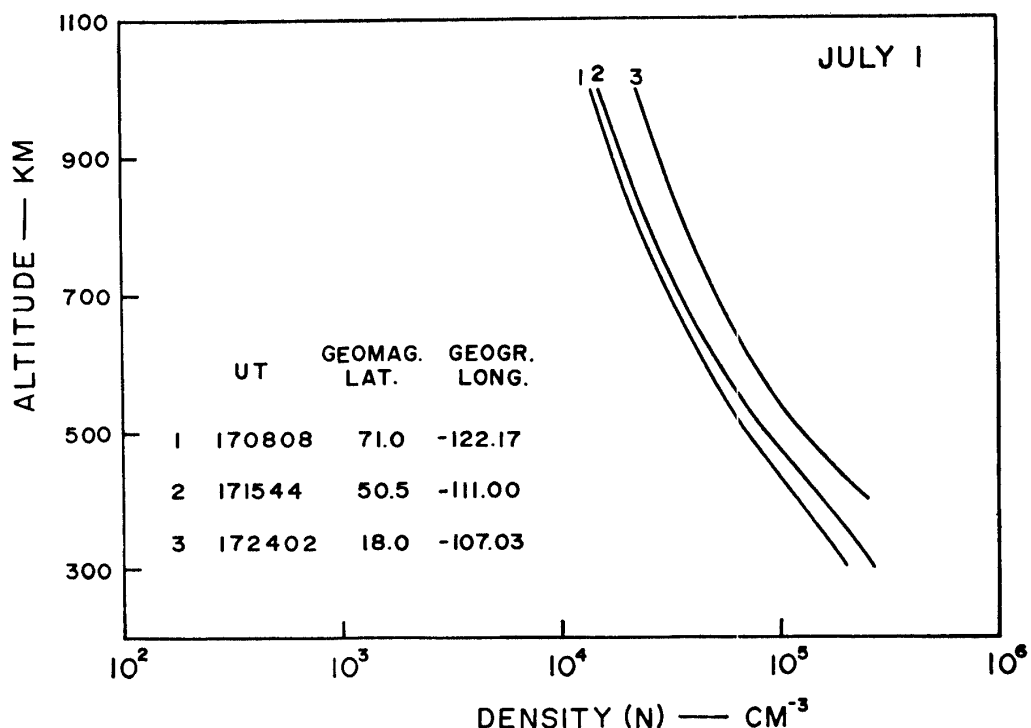
析の結果を示し、第3章で Mayr 流の立場から第3章の結果を使って plasma knee の位置を計算する。

2 Topside Ionosphere Data の解析

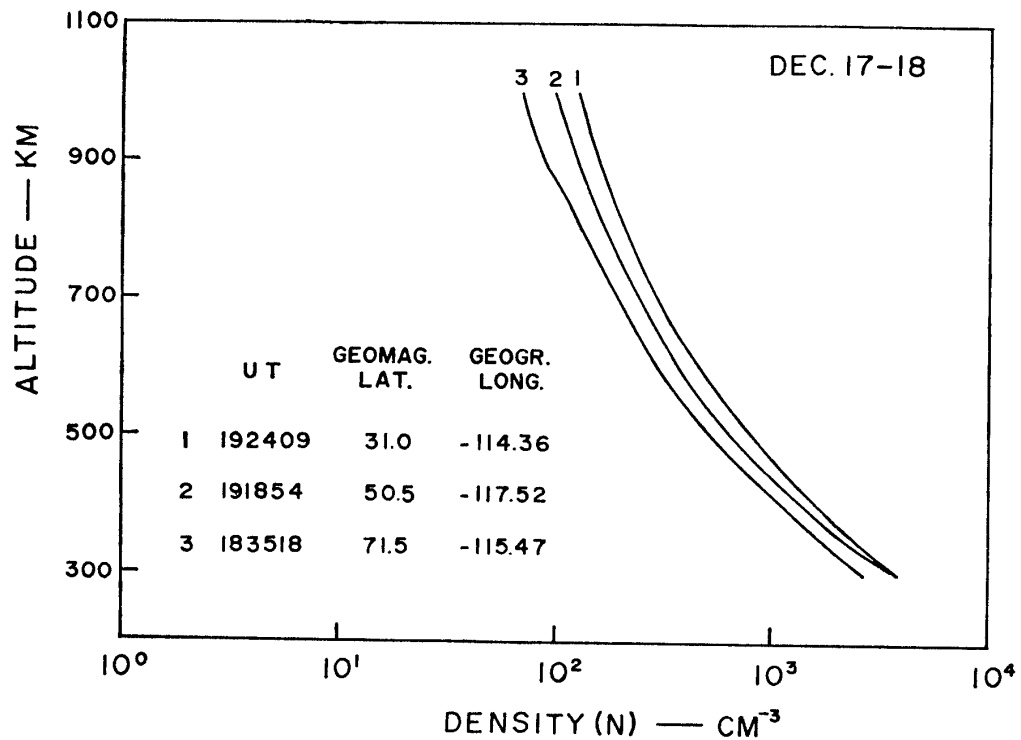
<2.1> Alouette I Data の解析

topside ionosphere の構造（イオン成分、イオン温度、flow、磁気嵐時の変化等）を調べるために Alouette I のデータを解析した。Alouette I satellite は1962年9月29日太陽活動度が極小になっている期間に NASA から打ち上げられ、軌道は polar orbit に近く、高さは $1,014\text{km} \pm 15\text{km}$ ではほぼ円軌道、周期は105分で topside ionosphere の観測にはもってこいの人工衛星である。解析は NASA から出版された Thomas et al²²⁾ のデータを使い1963年の中高緯度について行った。この期間は大きな磁気嵐は少なかったが topside ionosphere（特に夜）の構造が磁気変動に共なってどの様になるかに注目して調べてみた。

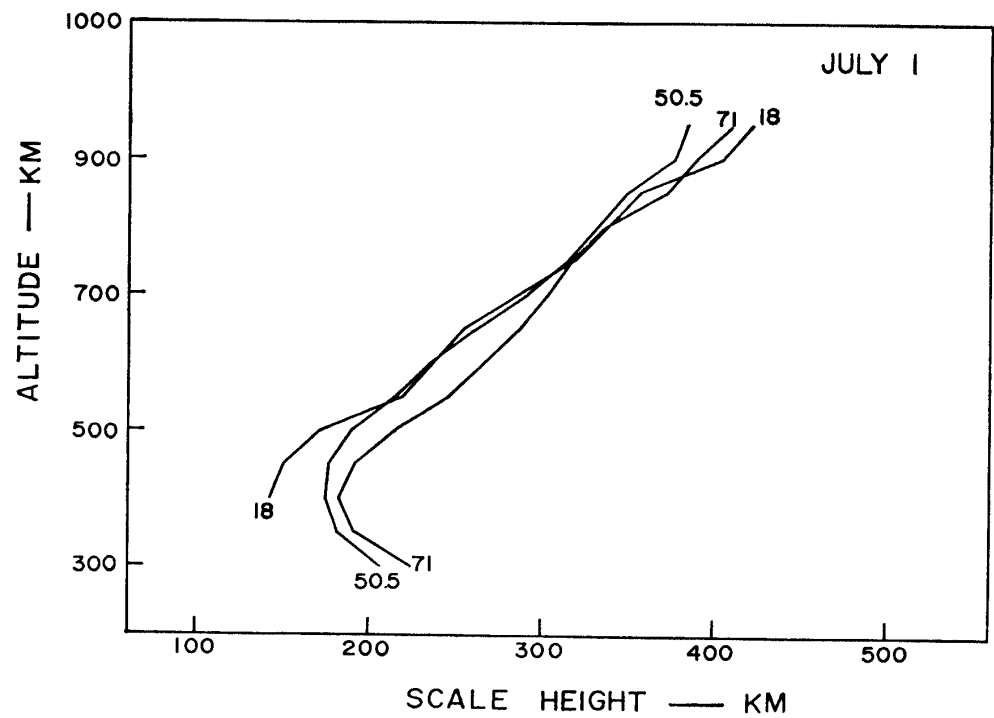
第1図は夏の昼間の電子密度分布の代表的な例であり、磁気緯度をパラメーターとして図示している。同様に冬の昼間の例を図示したのが第2図である。図より日中の電子密度は夏の方が冬より factor 2 ほど大きく、高緯度から低緯度に向ってゆっくり増加するがプロファイルの傾向は共に似ている。第3図は第1図の、第4図は第2図のデータをスケールハイトで書いたものである。どの緯度のデータもスケールハイトが一樣の高さと共に少しずつ増加している。これから昼間の 300～1,000km での topside ionosphere の主イオンがどの緯度でも O^+ であることが推測される。スケ



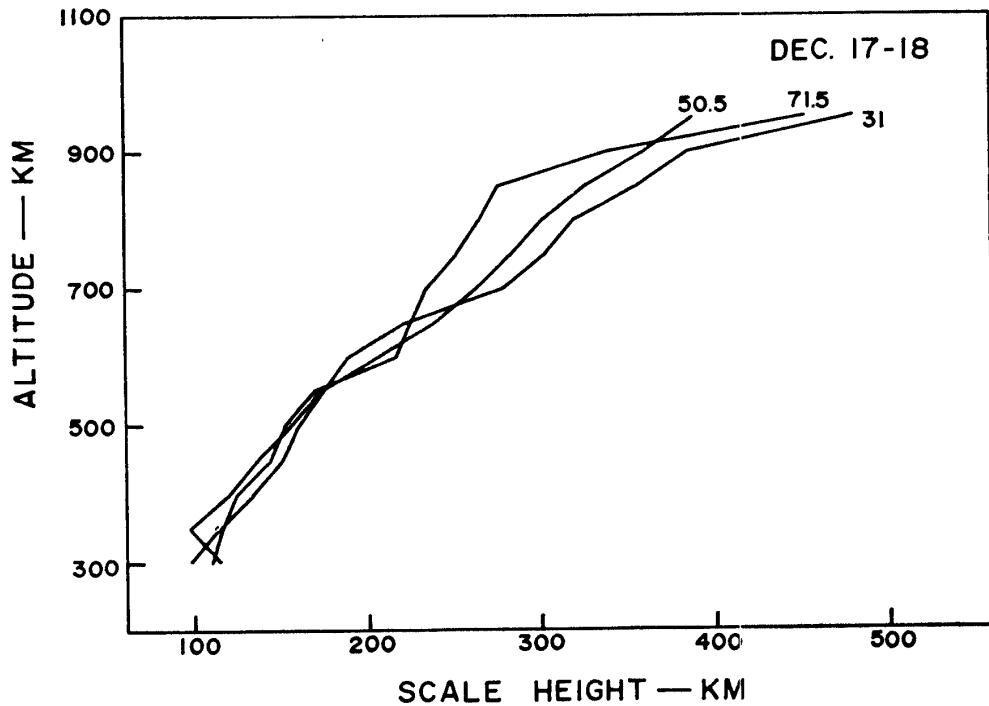
第1図 地磁気緯度をパラメーターにした電子密度分布の観測結果（夏の昼間）



第2図 地磁気緯度をパラメーターにした電子密度分布の観測結果（冬の昼間）



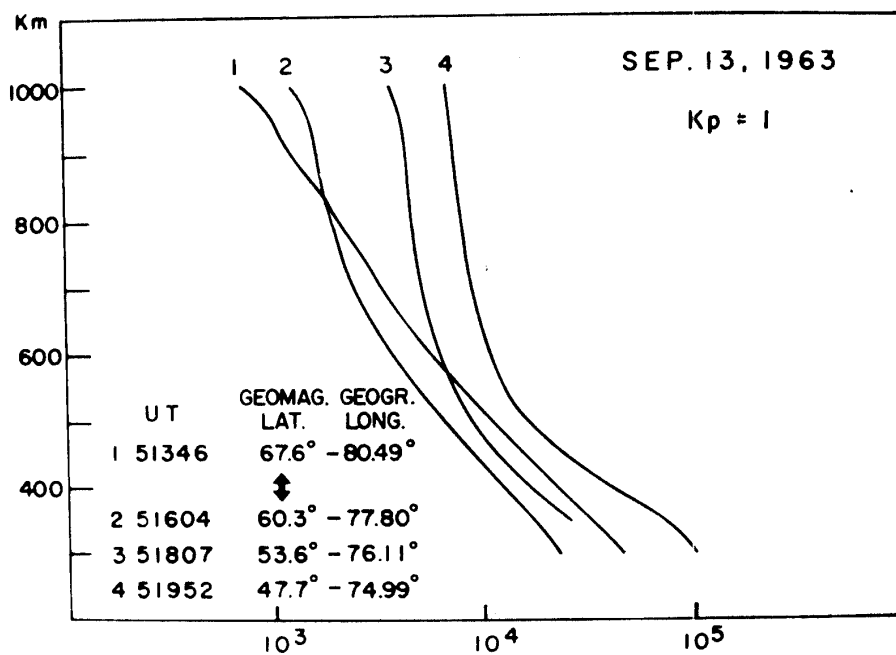
第3図 第1図をスケールハイトで表わした図



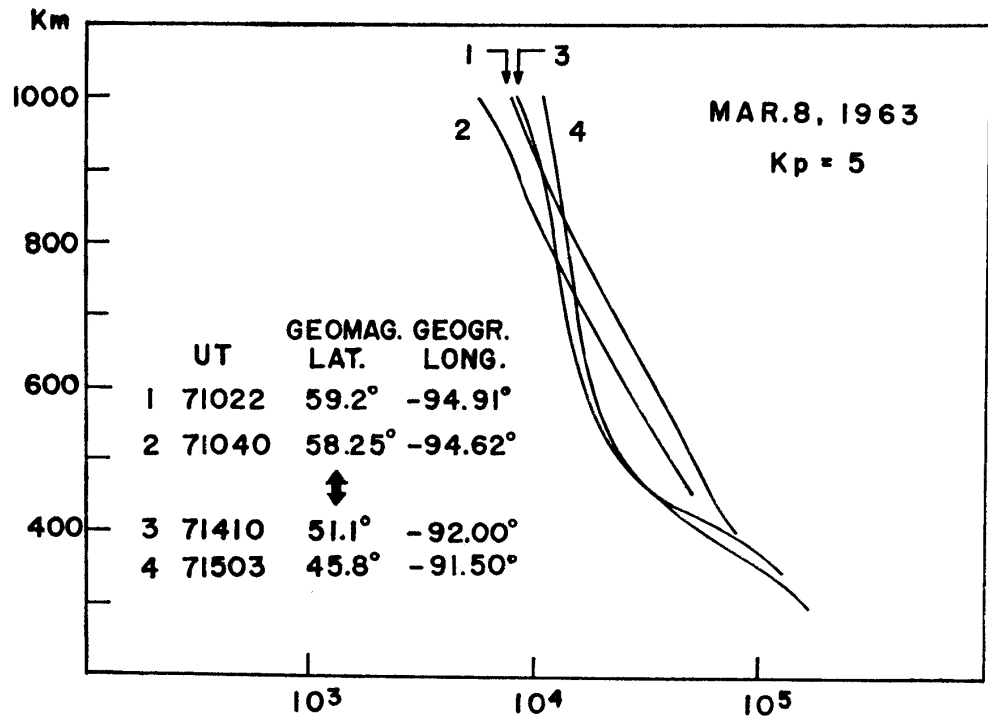
第4図 第2図をスケールハイトで表わした図

ールハイトの増加は主に温度の増加によるものと考えられるのでこの領域における温度勾配が推定され約 $0.5^{\circ}/\text{km}$ であると考えられる。

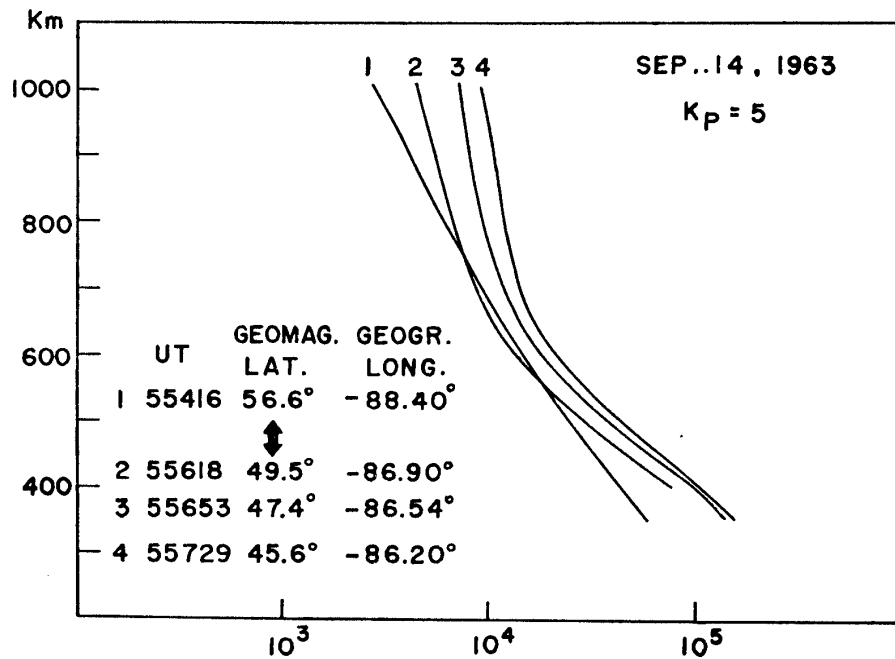
第5図～第7図は夜間（23.00 LT～00.00 LT）の電子密度分布の典型的な例を磁気緯度をパラメーターとして書いたものである。このデータ解析期間中最も大きな磁気嵐が9月13日に起きてお



第5図 地磁気緯度をパラメーターにした夜間の電子密度分布（SEP. 13, Kp=1）



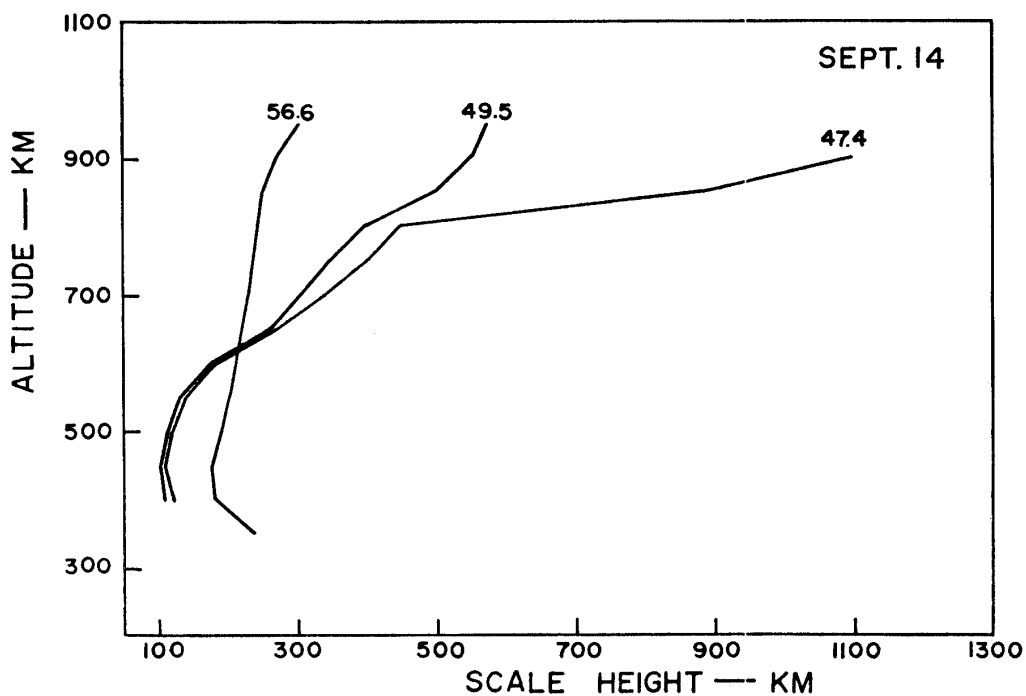
第6図 地磁気緯度をパラメーターにした夜間の電子密度分布 (MAR. 8, Kp=5)



第7図 地磁気緯度をパラメーターにした夜間の電子密度分布 (SEP. 14, Kp=5)

り、第5図はその磁気嵐が起る前のプロファイルでこの時の K_p は1であった。この図を見ると夜間においては昼間と異なって topside ionosphere の構造が高緯度と低緯度では異なっている事がわかる。即ち緯度67.6度より高緯度のデータは昼間のデータと同様に一様に電子密度が小さくなっていくのに対して、緯度60.3度より低緯度のデータは600km 近くから急に密度勾配が小さくな

りグラフの上では線が折れ曲がる。この曲り方については第6図をみればより明らかである。相対的にまっすぐなプロファイルから折曲ったプロファイルへの転移は普通緯度数度の範囲で起るが著者はこの緯度を **transient latitude** と呼ぶことにする。(図では矢印で示してある) 第7図は磁気嵐の後の **Kp** の大きい時のデータであるが、これをみると **transient latitude** は第5図より低緯度にあることがわかる。従って **transient latitude** は **Kp** の大きさによって $55^{\circ}\sim 60^{\circ}$ 移動することが推定される。しかもその緯度が **plasma knee** の存在する位置に近く、**Kp** が大きくなると内側に移動する傾向は **plasma knee** の動きに対応している点で注目し値する。**transient latitude** を境にして高緯度と低緯度の構造がどの様に異なっているかを見るためにはスケールハイトの図の方が直感的である。第8図は第7図をスケールハイトで書いたものである。低緯度のものは高緯度の



第8図 第7図をスケールハイトで表わした図

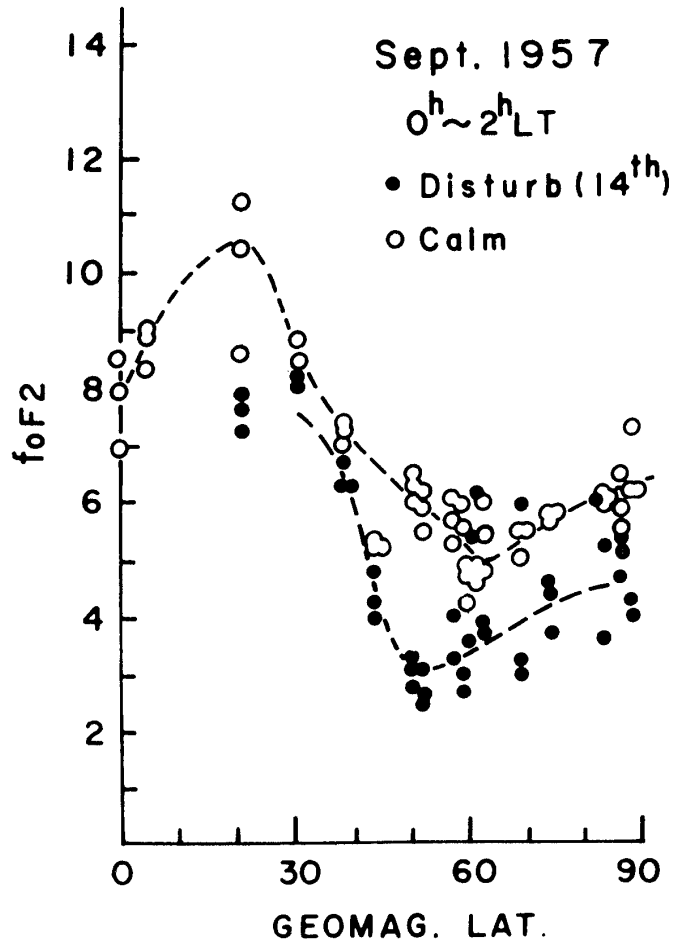
ものと違って 800km 近くから急にスケールハイトが増加し 1,000km 以上に達している。これは低緯度では 800km あたりで主イオンが O^+ から H^+ に変わったために起ったと考えられる。

一方夜間の topside ionosphere に transient latitude が存在すればその影響は **F2** 領域にも現われると考えられる。そこで **F2** 層のデータを解析したのが第9図、第10図である。第9図は1957年9月の夜間の f_oF2 を各地のデータを使って色々な緯度について調べ、disturb day のデータは●印、calm day のデータを○印で示したものである。これによれば calm の時は 60° 近くに f_oF2 の極小があり、disturb day の時には f_oF2 の極小がさらに下がると同時に極小の位置が 58° 近くに移動する事がはっきりわかる。これは **plasma knee** が disturb day には内側に移動する事に対応していると思われる。第10図は1957年9月14日の非常に磁氣的に乱れた時の

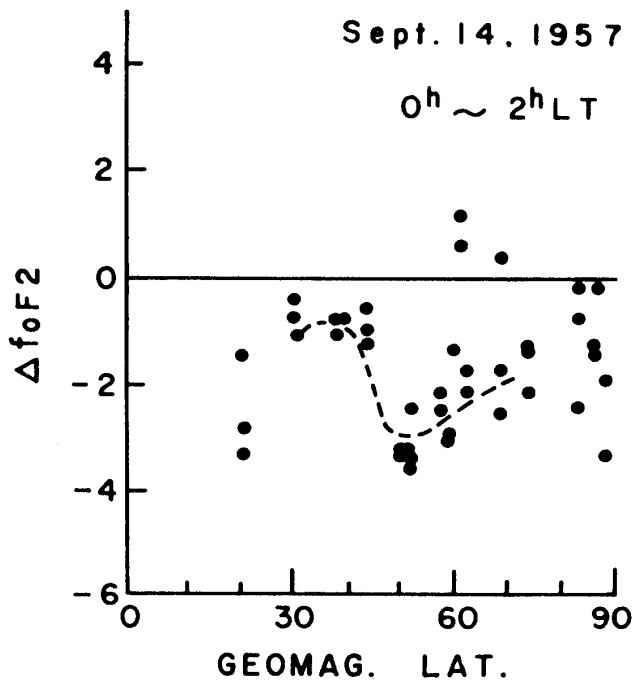
$$\Delta f_0 F2 = \overline{f_0 F2} - f_0 F2$$

(ここで $\overline{f_0 F2}$ は $f_0 F2$ の月平均値)
を図示したものである。やはり $50^\circ \sim 60^\circ$
の所が最も大きなマイナスになっており
plasma knee との関係が示唆される。

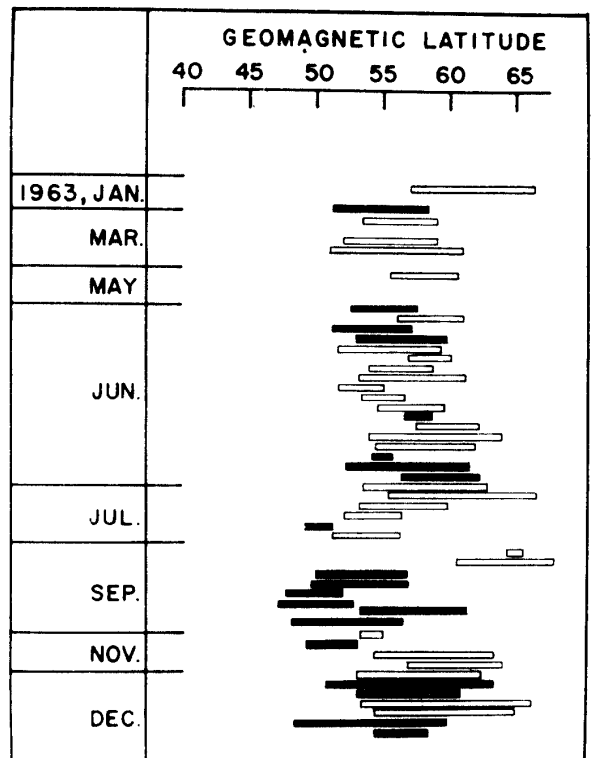
最後に第11図は transition latitude が
Kp とどんな相関にあるかを見るために統
計をとったものである。これを見ると一般
に transient latitude は Kp と相関があ
り, Kp が大きくなると低緯度に移動し,
Kp が小さいと 高緯度に移る様に思われ
る。



第9図 地磁気活動度をパラメーターとした $f_0 F2$ の緯度変化



第10図 $\Delta f_0 F2$ の緯度変化



第11図 地磁気活動度をパラメーターとした transition latitude の位置

<2.2> Alouette 1 Data の解析に対する理論的考察

topside ionosphere の温度分布を直接観測から求める事は技術的にむづかしく、一般に温度分布は間接観測又は理論的に求められている。その内最も普通に行なわれているのがスケールハイトから逆算する方法である。スケールハイトの一般式は次式で定義される。

$$H = - \frac{n_e}{\partial n_e / \partial h} \quad (1)$$

Watt²³⁾ の解析に従えば拡散平衡にある全体として中性な粒子のスケールハイトは次の形に書ける。

$$H = \frac{T_e + T_i}{T_e' + T_i' + \langle m_i \rangle g/k} \quad (2)$$

ここでプライムは高さに関する微分で、 k はボルツマン定数、 $\langle m_i \rangle = \sum_i n_i m_i / \sum_i n_i$ 。transition level を $P(O^+) = 50\%$ と定義すると、 He^+ 、 H^+ の密度が任意の値を持つ時の transition level の $\langle m_i \rangle$ は $8.5 \sim 10 \text{ amu}$ の間にある。従ってもし温度勾配が小さければ近似的に次式が成立する。

$$H(h_T) \approx 1.6H(h_{min}) \quad (3)$$

$$h_T \approx 200 \text{ km} + h_{min} \quad (4)$$

$$\frac{d}{dh} H(h_{min}) \ll \frac{d}{dh} H(h_T) \quad (5)$$

ここで h_T は transition level, h_{min} はその高さ以下では H の変化が小さくなる高さである。

(3)~(5) の近似式は transition level の近く、言い換えれば曲線が急に曲がる所で満足することは容易に確められ、従って考えられない様な大きな local temperature gradient がない限り曲線の急な曲がりには ion transition から起ると考えてよいであろう。300~1,000km では ion transition が起っていないと考えられる昼間や夜間の高緯度について、 $\langle m_i \rangle \approx 16$ と仮定して T_e 、 T_i に適当な条件を置けば温度分布が推定出来るが、今夜間の topside ionosphere に注目すれば低緯度では transition level が 1,000km 以下の所にあり、高緯度では 1,000km 以上の所にあるという事実があり、これが物理的に何を意味するかを考察する事はかなり重要な意味があると考えられる。

まず考えられるのが Watt²³⁾ が考えている様に auroral zone の温度が低緯度より高く、そのために transition level が上がるという考えである。確かに transition level は温度には敏感であり、auroral zone には常に磁気圏尾部から keV order の粒子の突入がありこの効果も当然あると考えられるが、それだけで説明がつくかという疑問である。その理由は transition level がなめらかに変化するのではなく、むしろ低緯度から高緯度へ transition latitude を通して不連続に変化しており、transition latitude が plasma knee の存在する位置に近く protonosphere と電離層が結合を起していると考えれば、plasma trough の領域が高緯度と対応し、plasmasphere が低緯度に

対応していることから **ionosphere-protonosphere coupling** という目から電離層外圏の構造をみていく必要があるからである。

もし夜側の電離層の温度がそれほど高くなく低緯度にみらるプロファイルが普通の状態であり、高緯度では磁力線が開いているために外向きに H^+ の流れがあると考えたと H^+ の密度が拡散平衡の分布より低くなり、そのために **transition level** があがるという効果も考えられる。そしてこの考えを裏付ける理論として、最近 **Banks and Holzer^{24), 25)}** の **polar wind** の理論があり、直接観測の方でも磁気圏の He^+ の密度が H^+ の $1/300$ という観測があり、それを説明するために **flow** の存在が推測されている (**Axford²⁶⁾**)。この考えに基いて **flow** があつた場合の O^+ と H^+ の分布がどうなるかは第3章で理論的に計算する。

3 Topside Ionosphere の構造

電離層外圏と磁気圏の結合を考える場合、最も重要な働きをするイオンである H^+ の **density structure** は高さの低い方から次の領域に区別して考えるのが普通である。

(1) Topside Ionosphere

主イオン O^+ は拡散平衡にあり、minor ion H^+ は **charge exchange reaction** $H^+ + O \rightleftharpoons H + O^+$ を通して O^+ , O , H と化学平衡にある。

(2) Ionosphere と Protonosphere の間の Transition region

ここでは拡散過程が H^+ に対して重要になり、化学過程と対等になる。 H^+ の密度は **diffusion flux** に非常に敏感である。

(3) Protonosphere

ここでは H^+ が主イオンであり、拡散平衡の状態にあると考えられる。**protonosphere** の密度は **transition level** では **diffusion flux** に敏感である。

以上の分類からすれば **topside ionosphere** は磁気圏の **innermost region** として理解出来る。**protonosphere** と **topside ionosphere** の結合についての理論的研究は今まで **Bates and Patterson²⁷⁾**, **Mange²⁸⁾**, **Hanson and Patterson²⁹⁾**, **Geisler and Bowhill³⁰⁾** によって比較的簡単な仮定のもとでなされて来た。そして彼等は O^+ が H^+ の拡散に対する **barrier** として働くために電離層が **protonosphere** とそれほど強く結合していないと結論している。

しかし磁力線に沿うプラズマの流れが存在する場合の **topside ionosphere** の構造に関する研究は必ずしも十分ではなく、**Kamiyama³¹⁾** はさらに重力や電場の影響のもとでの、数種の気体中の拡散のより正確な式から出発して **inward flow** がある場合の **topside ionosphere** の構造を明らかにしている。この論文では **Kamiyama** の理論を使って **outward flow** のある場合の計算をし、さらに **Kamiyama** の式で考慮されていない **charge exchange** を考慮した場合の計算結果を示し、第2章で得た観測結果を理論的に考慮し、少なくとも夜側においては **protonosphere** と **topside ionosphere** は強く結合していることを示す。

<3.1> Charge Exchange を考えない場合のイオン分布

数種のイオン気体中のイオンの拡散速度 V は Chapman and Cowling³²⁾ によれば一般に次式で表わされる。

$$\sum_j n_i n_j (V_i - V_j) / D_{ij} = n d_i \quad (6)$$

ここで d_i は

$$d_i = \frac{1}{kT} \left\{ \rho_i F_i - \frac{\partial P_i}{\partial r} - \frac{\rho_i}{\rho} \sum_{j \neq i} \left(\rho_j F_j - \frac{\partial P_j}{\partial r} \right) \right\} \quad (7)$$

ρ ; 密度

F ; 単位質量に働く外力

D_{ij} ; 拡散係数

n ; 数密度

P ; 気体の圧力

topside ionosphere の主なイオンは O^+ , H^+ , He^+ であるが、最近の観測によると He^+ は Hanson³³⁾ 等によって考えられていたほど多くなく、 He^+ の割合が一番大きくなる高さでも15%以下しか存在しない事が明らかになった。従ってイオンとしては O^+ と He^+ だけを考える。計算する高さは 300~2,000km なので磁場は垂直と仮定する。添字 1, 2, 3 でそれぞれ H^+ , O^+ 中性粒子を表わし、 V_i を簡単のために w_i と書くと (6) は

$$\frac{n_1 n_2}{D_{12}} (w_1 - w_2) + \frac{n_1 n_2}{D_{13}} w_1 = n d_1 \quad (8)$$

$$\frac{n_1 n_2}{D_{21}} (w_2 - w_1) + \frac{n_2 n_3}{D_{23}} w_2 = n d_2 \quad (9)$$

ここで水平方向の拡散は無視されている。又気体は電氣的に中性であると仮定すると

$$n = 2n_1 + 2n_2 + n_3 \quad (10)$$

さらに重力の存在によって荷電粒子には additional force として $(T_e / (T_e + T_i)) m_+ g$ という力がイオンには上向きに働く。今 $T_e = T_i$ を仮定すると単位質量に働く力は

$$F_i = -g + \frac{1}{2} \frac{m_+}{m_i} g, \quad F_e = -g - \frac{1}{2} \frac{m_+}{m_e} g \quad (11)$$

以上の仮定から H^+ , O^+ の upward flux を (8) (9) 式から計算すると (Kamiyama³¹⁾)

$$S_1 = n_1 w_1 = \frac{n \{ (n_1 + n_3 D_{12} / D_{23}) d_1 + n_1 d_2 \}}{n_3 \{ n_1 / D_{13} + n_2 / D_{23} + n_3 D_{12} / (D_{13} D_{23}) \}} \quad (12)$$

$$S_2 = n_2 w_2 = \frac{n \{ (n_2 + n_3 D_{12} / D_{13}) d_2 + n_2 d_1 \}}{n_3 \{ n_1 / D_{13} + n_2 / D_{23} + n_3 D_{12} / (D_{13} D_{23}) \}} \quad (13)$$

ここで

$$d_1 = -\frac{1}{\rho} \left\{ \rho \frac{dn_1}{dz} - m_1 n_1 \left(2 \frac{dn_2}{dz} + \frac{dn_3}{dz} \right) + \frac{n_1}{H_H} \left(m_1 n_1 - \frac{1}{2} \rho \frac{m_+}{m_1} \right) \right\} \quad (14)$$

$$d_2 = -\frac{1}{\rho} \left\{ \rho \frac{dn_2}{dz} - m_2 n_2 \left(2 \frac{dn_1}{dz} + \frac{dn_3}{dz} \right) + \frac{n_2}{H_H} \frac{m_2}{m_1} \right. \\ \left. \times \left(m_2 n_2 - \frac{1}{2} \rho \frac{m_+}{m_2} \right) \right\} \quad (15)$$

H_H は中性水素のスケールハイトを表わす。

(12)～(15) 式を使って計算するためにはあらかじめ中性大気の分布や拡散係数などを与えなければならない。まず中性大気であるが H のみは太陽活動によって特異な変化をする。即ち H のみはその質量が小さいために大気圏外に **escape** することを考慮しなければならない。一方 H の生成は **chemosphere** における H_2O の解離が主な原因であるから太陽活動によってそれ程変化しない。定常状態では H の生成量と大気圏外への流出量とは等しい筈である。従って H の生成領域から **exosphere** の **base** まで H の一定の流れが存在し、これを考慮して分布を決めなければならない。大気中の2つの成分の拡散速度 w_i, w_j を関係づける式は

$$w_i - w_j = -\frac{n}{n_j} D \left[\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{m_i g}{kT} + \left(1 + \alpha \frac{n_j}{n} \right) \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (16)$$

ここで $n = n_i + n_j$, α は **thermal diffusion** 係数

今安定な大気の中を **minor constituent** が拡散する場合を考えれば, $w_j \rightarrow 0$, $n_j \rightarrow n$,

$$\therefore w_i = -D \left[\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{m_i g}{kT} + (1 + \alpha) \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (17)$$

n_i として n_H を考えれば

$$\frac{\partial n_H}{\partial z} = -n_H \left[\frac{1}{H_H} + (1 + \alpha_H) \frac{\partial \ln T}{\partial z} \right] - \frac{n_H w_H}{D_H} \quad (18)$$

実際の計算では簡単のために $\alpha_H = 0$, **flow** の **flux** は n_H の初期値にあわせて 1×10^5 と仮定し, D_H は **Dalgarno**³⁴⁾ より

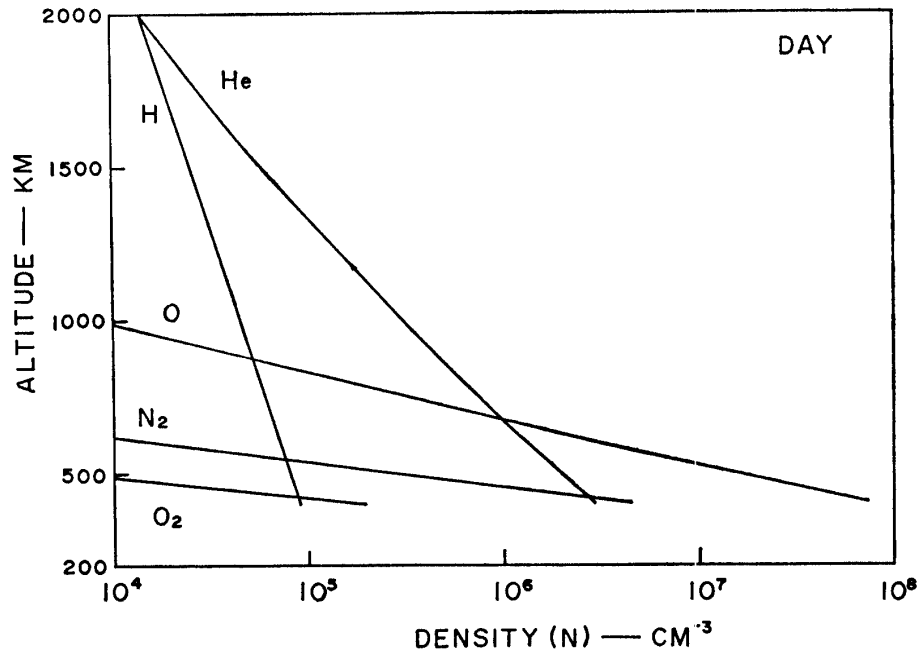
$$D_H(z) = \frac{2.4 \times 10^{16}}{n_3(z)} \left(1 + \frac{1}{M(z)} \right)^{1/2} T(z) \quad (19)$$

ここで M は中性粒子の平均質量である。

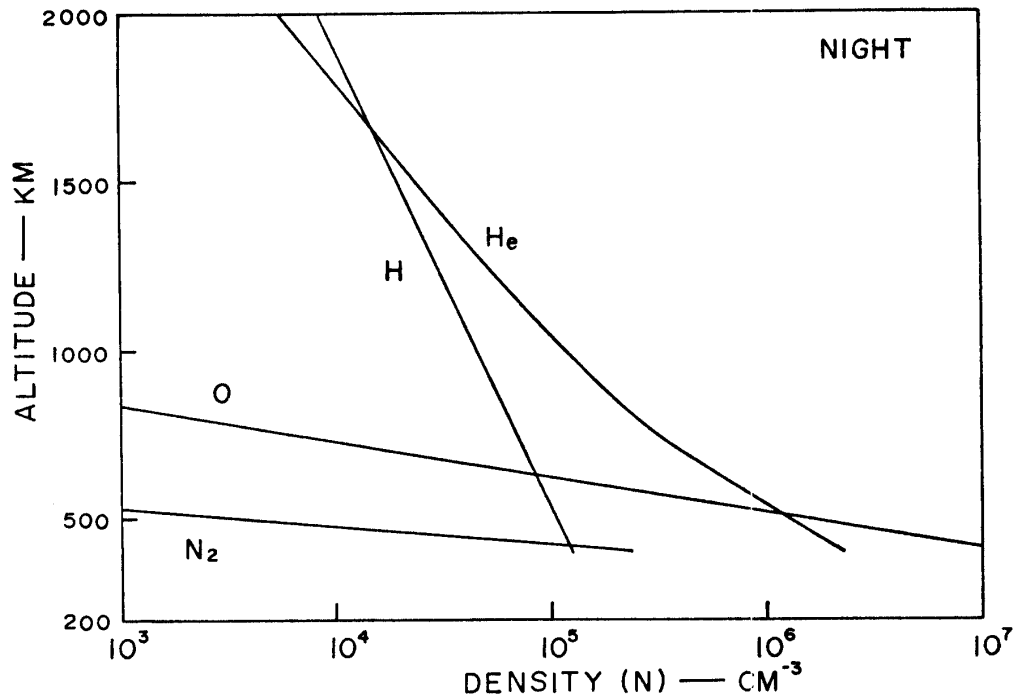
温度分布はデータの解析期間が **sunspot minimum** である事を考慮して **CIRA** の標準大気モデル **1** を使い, 初期条件として $n_H(120\text{km}) = 4.356 \times 10^5$ と仮定して **10km** ごとに計算して書いたのが第12, 13図である。ただし水素以外の中性粒子については **CIRA** のモデル **1** をさらに

$$n = n_0 \exp(-z/H) \quad (20)$$

という公式で拡張したものを図示してある。



第12図 昼の中性大気の組成



第13図 夜中性大気の組成

一方拡散係数については Dalgarno³⁴⁾ によれば温度 T の中性大気中の H^+ と O^+ の ambipolar diffusion の係数は

$$D_{13} = 1.11 \times 10^{23} / (n_1 + n_3) T \quad \text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (21)$$

$$D_{23} = 3.69 \times 10^{22} / (n_2 + n_3) T \quad \text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (22)$$

であり、又 O^+ 中の H^+ 拡散係数については

Hanson and Patterson²⁹⁾ によれば

$$D_{12} = 7.40 \times 10^{15} / (n_1 + n_2) \quad (23)$$

で与えられる。

さらに O^+ の flow が存在しても O^+ , H^+ の分布はほとんど変化しないことが Kamiyama³¹⁾ によって確かめられているのでこの論文では $S_2 = 0$ として H^+ の flow のみに注目する。そして初期条件としては 400km での O^+ の密度を昼は 1.8×10^5 、夜は 5×10^4 と仮定し H^+ の密度は

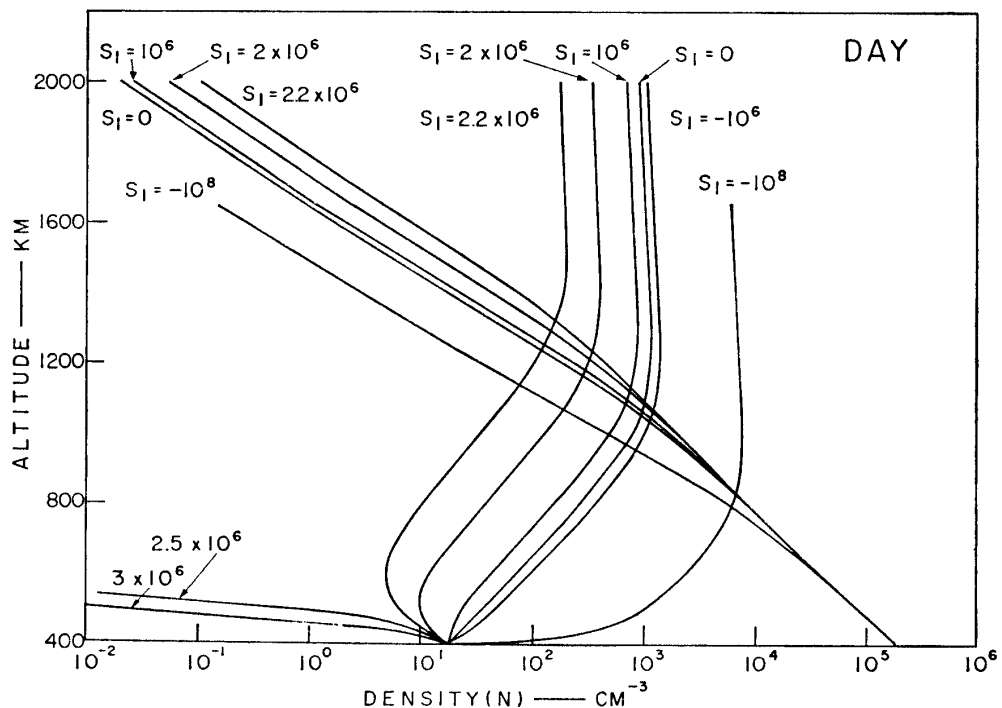
$$O^+ + H \rightleftharpoons O + H^+ \quad (24)$$

の charge exchange reaction によって化学平衡が成立していると仮定し、

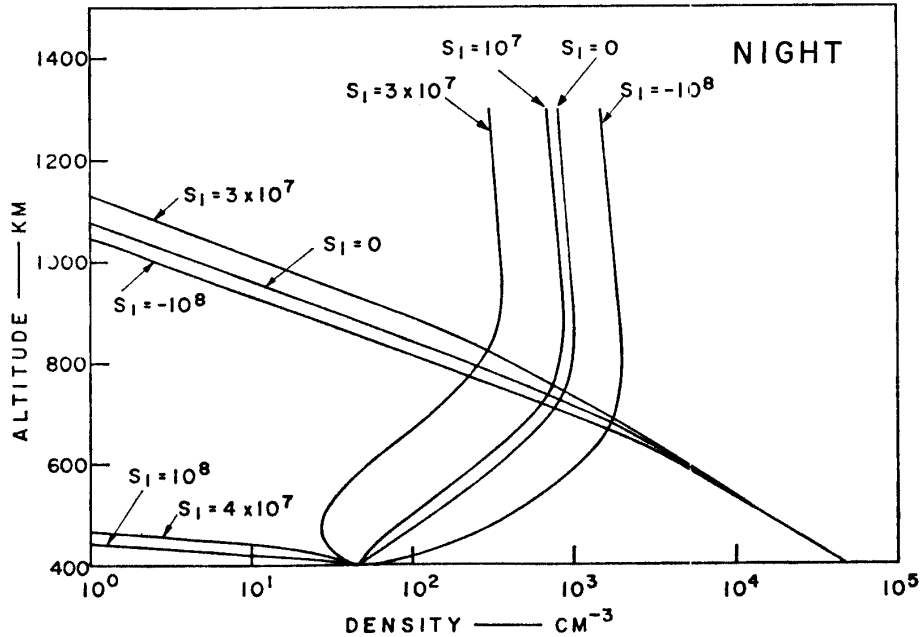
$$[H^+] = \frac{9}{8} \frac{[H][O^+]}{[O]} \quad (25)$$

から昼は $H^+ = 1.7893 \times 10^1$ 、夜は $H^+ = 4.6636 \times 10^1$ と仮定した。

それで (12)~(15) 式を使い n_1 , n_2 に対してどのような分布を与えたら S_1 が高さと共に与えた flux の値で一定に保たれるかを計算した。第14図は昼間の計算結果を flow flux をパラメーターとして図示したものであり、負符号のついたものは下向きの flow を意味する。 $S_1 = 0$ の時の tan-



第14図 flux をパラメーターとした O^+ と H^+ の密度分布の計算結果 (昼間)


 第15図 flux をパラメーターとした O^+ と H^+ の密度分布の計算結果 (夜間)

sition level は約 1,050km であり, 下向きの flow の場合は $S_1 = -10^6$ ぐらいではほとんどプロファイルは変わらず, $S_1 = -10^8$ ぐらいになると始めて transition level が 800km に下がる。一方上向きの flow については $S_1 = 2 \times 10^6$ ぐらいになると $S_1 = 0$ の分布からずれ始め, $S_1 \geq 2.5 \times 10^6$ になると全く異なったプロファイルになる。これは上向きの flow がこれぐらいになると H^+ の下からの供給が出来なくなるためと考えられ, 従ってこの図から H^+ の上向きの flow flux の上限 (これを critical flux とよぶ) が推定出来る。第15図は夜間の計算例であり, 昼間と比べて transition level が低く critical flux が大きいという点が注目される。即ち $S_1 = 0$ の flow のない状態で transition level が 750km であり, 第2章で示した低緯度タイプのプロファイルが普通の状態であり, 高緯度タイプのプロファイルになるためには critical flux $\approx 3.5 \times 10^7$ ぐらいの外向きの flow が存在していなければならないことを示している。

<3.2> Charge Exchange を考慮した場合のイオン分布

upper F region の H^+ の密度は (24) 式の charge exchange によって決定され, それより高い所では拡散が H^+ の分布を決める。そして (24) 式の他の成分の密度の日変化は化学平衡によって支配されている領域の H^+ の密度の変化を引き起す。charge exchange を考慮するためには次の連続の式を導入すればよい。

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \text{div} n_1 w_1 = S_1 - L_1 \quad (26)$$

ここで S_1, L_1 は H^+ の source rate と loss rate である。今定常状態を考えているから $\partial/\partial t = 0$ とすれば

$$\frac{\partial(n_1 w_1)}{\partial z} = K \left[n(H) n_2 - \frac{8}{9} n(0) n_1 \right] \quad (27)$$

ここで K は (24) 式の rate constant で Hanson and Patterson²⁹⁾ によれば

$$K = 1.2 \times 10^{-9} \left(\frac{T}{1,500} \right)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{sec} \quad (28)$$

この節でも $S_2 = 0$ と仮定すれば拡散速度を与える式は (8) (9) (12) (13) (14) (15) 式より次の様になる。

$$\begin{aligned} -\frac{n_2}{D_{12}} S_1 + \frac{n_2}{D_{13}} S_1 = & -\frac{n}{\rho} \left\{ \rho \frac{dn_1}{dz} - m_1 n_1 \left(2 \frac{dn_2}{dz} + \frac{dn_3}{dz} \right) \right. \\ & \left. + \frac{n_1}{H_H} \left(m_1 n_1 - \frac{1}{2} \rho \frac{m_+}{m_1} \right) \right\} \end{aligned} \quad (29)$$

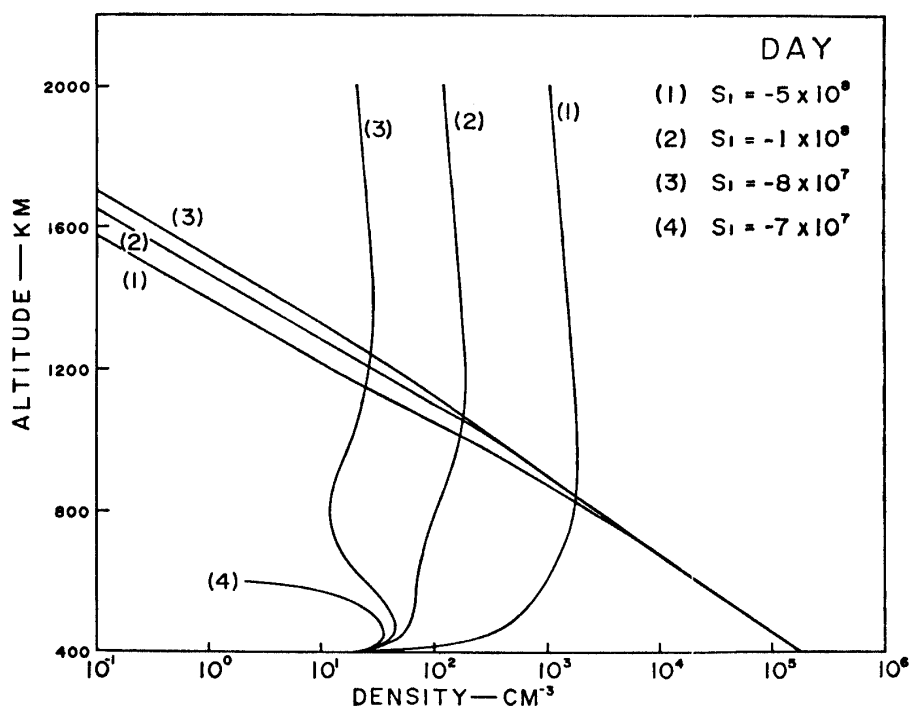
$$\begin{aligned} -\frac{n_2}{D_{21}} S_1 = & -\frac{n}{\rho} \left\{ \rho \frac{dn_2}{dz} - m_2 n_2 \left(2 \frac{dn_1}{dz} + \frac{dn_3}{dz} \right) \right. \\ & \left. + \frac{n_2}{H_H} \frac{m_2}{m_1} \left(m_2 n_2 - \frac{1}{2} \rho \frac{m_+}{m_2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (30)$$

これを次の様に変形して Runge-kutta 法により近似的に解いた。

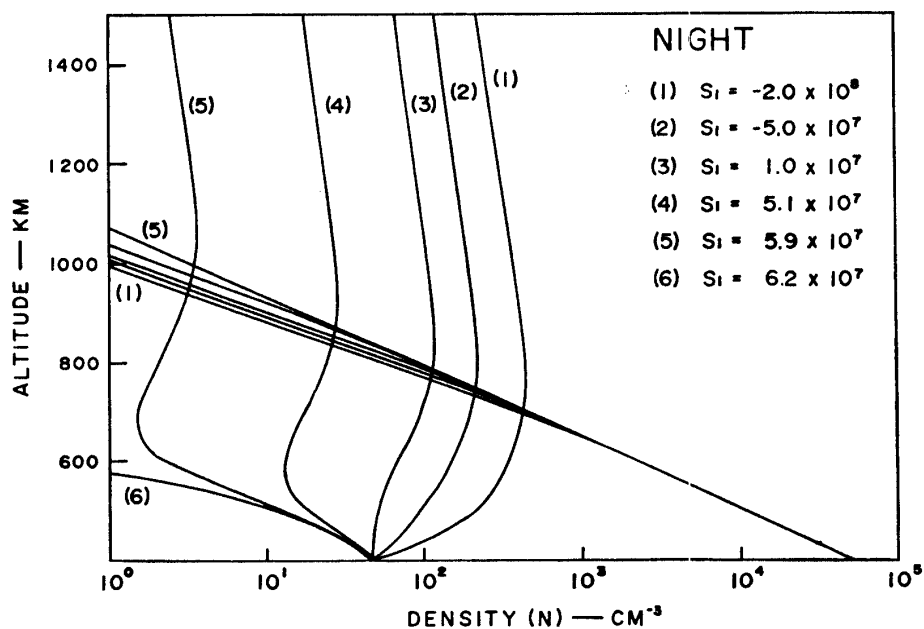
$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dz} = & \frac{1}{(\rho^2 - 4m_1 n_1 m_2 n_2)} \left[\left(2m_1 n_1 m_2 n_2 + m_1 n_1 \rho \right) \frac{dn_3}{dz} - \frac{2n_2 n_1 m_2}{H_H} \left(m_2 n_2 - \frac{\rho}{2} \frac{m_+}{m_2} \right) \right. \\ & \left. + \frac{2\rho n_2 S_1 m_1 n_1}{D_{21} n} - \frac{n_1}{H_H} \left(m_1 n_1 \rho - \frac{\rho^2}{2} \frac{m_+}{m_1} \right) - \left(\frac{1}{D_{21}} + \frac{1}{D_{13}} \right) \frac{n_2}{n} S_1 \rho^2 \right] \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dz} = & \frac{1}{(\rho^2 - 4m_1 n_1 m_2 n_2)} \left[\left(2m_1 n_1 m_2 n_2 + m_2 n_2 \rho \right) \frac{dn_3}{dz} - \frac{2n_1 m_2 n_2}{H_H} \left(m_1 n_1 - \frac{\rho}{2} \frac{m_+}{m_1} \right) \right. \\ & \left. - \frac{2\rho n_2^2 S_1 m_2}{n} \left(\frac{1}{D_{12}} + \frac{1}{D_{13}} \right) - \frac{n_2}{H_H} \frac{m_2}{m_1} \left(m_2 n_2 \rho - \frac{\rho^2}{2} \frac{m_+}{m_2} \right) + \frac{n_2}{D_{21}} \frac{S_1 \rho^2}{n} \right] \end{aligned} \quad (32)$$

第16, 17図がその結果である。だいたいの傾向は前節のものと変わらないが, charge exchange のさかんな低い所では傾向が異なり, critical flux の値及び critical flux あたりのプロファイルも異なっている。第16図は昼間の計算結果で図の中に書いてある S_1 の値は400kmでの値で, charge exchange を考慮しているので S_1 は高さと共に変化する。transition level はは普通 1,000km 以上にあり観測結果ともよく一致している。第17図は夜の計算例で普通の状態では transition level は 1,000km 以下にあり, 第2章の観測結果を説明するためには critical flux $\approx 1 \times 10^8$ 程度の outward flux が必要である事がわかる。第18図は第16図の場合の flux を高さの函数として示したものである。ただし (1) の曲線を見る時だけは横軸の目盛はグラフの上に書いてある目盛を使う。 S_1 は一般に高さと共に大きくなり 800km ぐらいからはほぼ一定となっており, (2) (3)



第16図 flux をパラメーターとした O^+ と H^+ の密度分布の計算結果 (昼間)

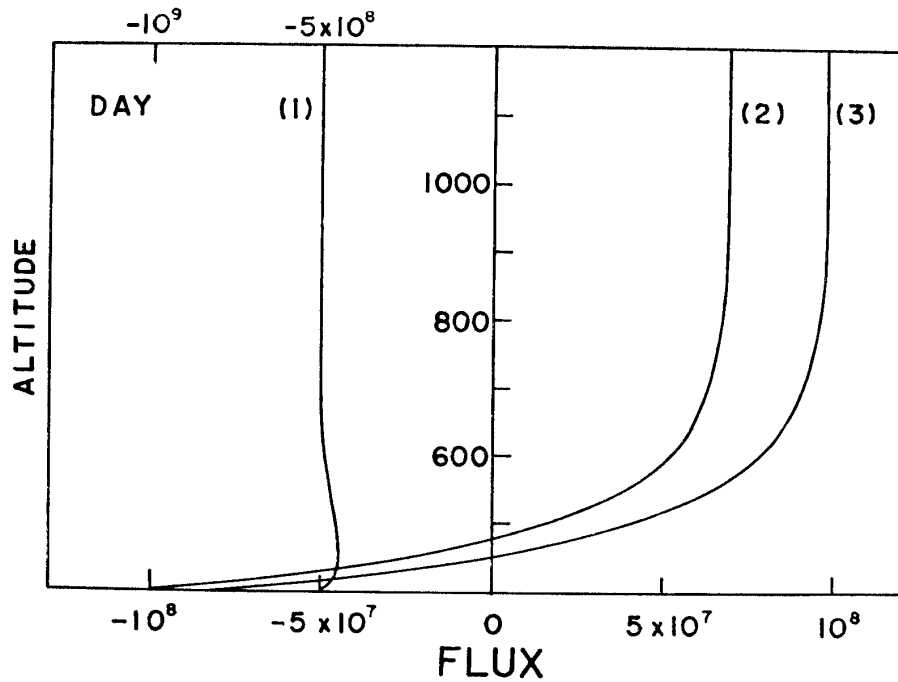


第17図 flux をパラメーターとした O^+ と H^+ の密度分布の計算結果 (夜間)

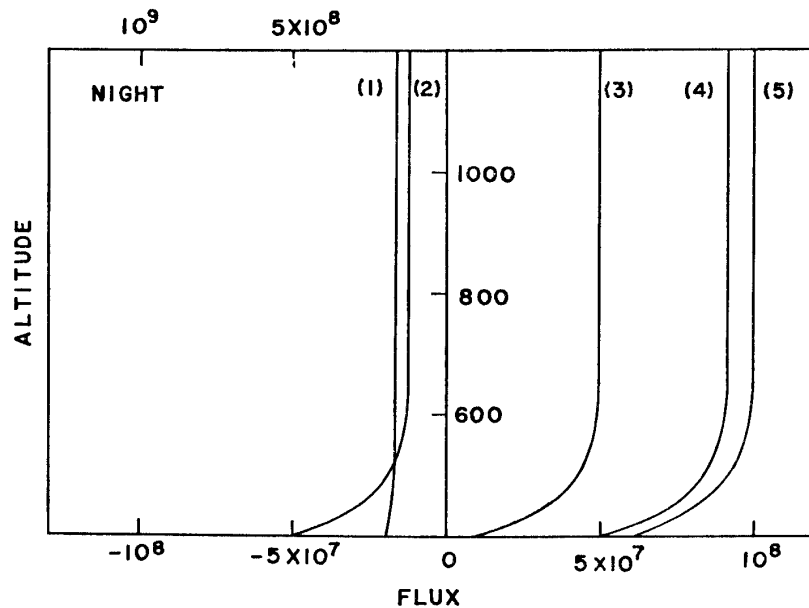
のグラフでは 450~480km の所で flow の向きが逆になっている。これらの事は charge exchange の効果が 850km 以下の所で起きている事を示すものと考えられる。同様に第19図は第17図の場合の flux を示したもので (1) の曲線だけはグラフの上の目盛で表わしてある。第19図では 650km 以上で flux が一定となっている。第18, 19図の計算結果は計算をする時のパラメーターを色々変

えると多少変化するが、変化の様子を要約すると次の様になる。

1. 温度を高くすると一般に critical flux は大きくなる。
2. 120km での H の初期値を大きくすると charge exchange の効果で 400km での critical flux は小さくなるが 2,000km での critical flux は大きくなる。
3. イオン温度を上げると一般にイオン密度は小さくなる。



第18図 flux の高度変化 (昼間)



第19図 flux の高度変化 (夜間)

<3.3> Topside Ionosphere の構造に関する考察

前に topside ionosphere から磁気圏までを3つの領域に分類したが、前節の計算で charge exchange が効果的である領域がだいたい夜では 650km 以下、昼では 850km 以下である事がわかった。そしてそれ以上の transition region では拡散の効果が有力となり、そこでの密度は磁力線方向の flow があると変化し、特に critical flux 程度の flow があれば order で 1~2 減少することが確認された。しかも第2章の観測結果を説明するに必要な outflow の下限値が critical flux とあまり変わらない事から高緯度では定常的に outflow が存在する事が必要であり、protonosphere と電離層が強く結合している証拠としてあげる事が出来る。又それと同時に Dessler and Michel³⁵⁾, Banks and Holzer²⁴⁾ の理論を補佐するものと考えられる。ただし以上の結論は主に観測と計算の transition level を比べて出したものであるが、transition level や critical flux の値は温度分布に依存するので Watt²³⁾ がいう様に温度の緯度分布を考慮してさらにくわしく考察する事が残されている。しかし outflow がある事は単に transition level が上がるだけでなく、 H^+ の密度そのものが小さくなるので電子密度のプロファイルが曲がる所の密度を見ればある程度判断出来るはずである。

最後に、critical flux の値として $5 \times 10^7 \sim 2 \times 10^8$ ぐらいの値が得られたかそれを他の人の計算と比べて見ると、Dessler and Michel³⁵⁾ は 1×10^8 ($1,200^\circ K$), Geisler³⁶⁾ (昼) 1.5×10^7 , Banks and Holzer²⁴⁾ は 4.3×10^8 (at $2,500^\circ K$) であり温度の仮定の違いを考慮すれば非常に良い一致を示していると考えられる。

4 Plasma Knee の生成

<4.1> Plasma Knee の生成理論の概略

plasma knee の生成理論には第一章で述べた様に大きく分けて2つあるが、著者は磁力線を横切る拡散によって説明する立場になって以下論ずる。磁気圏の電子密度分布に関する理論と観測を比べてみれば、plasma knee の内側では拡散平衡の分布に近い事がわかる。これは言い換えれば少なくとも plasma knee の内側では粒子-粒子衝突は少ないが、波-粒子相互作用が強くプラズマは turbulent な状態にあり effective な衝突周波数が大きい事を示している。それでは plasma knee の外側ではどうであろうか。plasma knee の外側では effective frequency が小さくなっていて、衝突を無視して計算した電子分布や Kamiyama and Takaki¹⁰⁾ になっているのとは早計の様に思われる。その理由については次節でくわしく述べるが、第1に plasma knee の位置が Kp によってかなり大きく動く事、第2に乱れたプラズマを特徴づける Bohm diffusion の係数は n に関数なく B と T から決まり L と共に急激に増加する事、第3に Serbu and Maier³⁷⁾ の IMP-2 による磁気圏の温度分布の観測結果もその理由としてあげる事が出来る。以上から磁気圏のプラズマは全体として turbulent な状態にあると考えられる。それで今夜側の磁気圏について考えると、 L にして約10以上の所では tail field は開いていると考えられ、そこでは第3章で計算

した **out flow** が存在する。従って磁力線が開いている所と閉じている所の境界には密度の飛びが生ずる事になる。そこでもし飛びの内側でプラズマが安定ならば **plasma knee** は $L=10$ の近くに存在する事になるが、これは観測と一致しない。それで観測と合わせるためにはどうしても磁力線を横切るプラズマの運動が必要になるが、それを拡散で考えようというわけである。即ち、 L が 6 以上の所では **effective** な拡散係数が十分大きくなって **plasma knee** が安定に存在出来ないと考えるのである。言い換えれば電離層から粒子が供給される速さより磁力線を横切って粒子が磁気圏尾部へ逃げていく速さの方が速いと考えるのである。この考えを実証するために **plasma knee** が色んな位置で安定に存在するために必要な電離層からの粒子の **flux** を計算してみて、第3章で計算した **out flow** の上限と組合せて **plasma knee** の位置がどこに来るかを計算してみる。そこで一番問題になるのが拡散係数をどう置くかであるが、これはあくまでも **effective** なものであり、実際はあらゆる粒子一粒子、波一粒子相互作用をマクロに見た場合の値であって、正確な値はもちろんわからないのでこの論文では最も重要と思われる **drift instability** が起る場合の拡散係数を使う事にした。

<4.> 磁気圏の状態

この節では前節で述べた様に磁気圏のプラズマが乱れた状態にあるという事をさらに深く考察してみる。そのためには磁気圏の状態を記述する基本的な物理量を考察することも一方法であり、又具体的な **instability** に伴う拡散係数を考察するのも有力な方法である。そこで第1の方法として磁気圏の温度について考えてみる。**Serbu and Maier**³⁷⁾ は **IMP-2** のデータを使って磁気圏の低エネルギー電子がほとんどマクスウェル分布をしており、赤道面上での電子温度は距離の2乗に比例して増加し、 $R_E = 5 \sim 15$ で $T_e \sim 2,000^\circ\text{K}$ のオーダーになる事を明らかにした。低エネルギー粒子がほとんど **Maxwellian** であるという事は磁気圏の中で **collision like process** がかなり働いている事を示し、プラズマがかなり乱れた状態にある一つの証拠と考えられる。又電子温度が距離の2乗に比例して増加するという事もプラズマが乱れた状態にあれば説明が容易になる。磁気圏の分布に関しては **Tamao**³⁸⁾, **Mayr and Volland**³⁹⁾ によって理論的に研究され、**Tamao** は **heat flow** が L の大きな所で磁力線を横切る **turbulent heat transfer** を通して惑星間空間から供給されると主張し、**Mayr and Volland** は磁力線に平行な **heat flux** の方程式が電子密度が小さいためと平均自由経路が大きいため磁気圏では修正され、熱伝導率は n に関係する様になり **Serbu and Maier**³⁷⁾ によって観測された高い温度を説明出来るほど減少することを示した。又上部磁気圏においては磁力線を横切る **turbulent heat transfer** がさかんで $10^{-10} \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ のオーダーであり、この **heat flux** は $T_i - T_e = 10^4^\circ\text{K}$ の温度差と **consistent** であることも明らかにした。以上の事から磁気圏の温度分布を説明するためには少なくとも上部磁気圏のプラズマは乱れており磁力線を横切る拡散がさかんである事がわかる。

次に **drift instability** に伴う拡散係数について考察してみよう。 $R_E < 10$ の磁気圏では $\beta \ll 1$ の条件を満足しているので $\beta > m_e/m_i$ の場合と $\beta < m_e/m_i$ の場合について考える。**Kadomtsev**⁴⁰⁾

によれば $\beta = 8\pi P/H^2 > m_e/m_i$ の場合, $\bar{k}\rho_i \gtrsim 1$ (\bar{k} : 波数, $\rho_i = \sqrt{kT_i/m_i\Omega_i^2}$, k : ボルツマン定数) の摂動だけが不安定で growth rate は $\bar{k}_z \sim \kappa^* \sqrt{\beta}$ で最大になる。(ここで $\kappa^* = -1/n \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$)

この場合 $\omega \sim \bar{k} \kappa^* \rho_i v_i$ で

$$\frac{\gamma}{\omega} \sim \frac{C_A}{v_e} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i \beta}} \quad (33)$$

(ここで $T_i = T_e$ を仮定, $C_A = \text{Alfvén velocity}$)

となり拡散への主な貢献は $\bar{k}_\perp \rho_i \sim 1$ の振動から起り, 拡散係数は次式で与えられる。

$$D_s \sim \frac{m_e}{m_i \beta} \rho_i^2 v_i \kappa^* \sim \frac{m_e}{m_i \beta} \kappa^* \rho_i D_B \quad (34)$$

ここで D_B は Bohm diffusion coefficient で $D_B \sim \rho_i v_i$

$\beta < m_e/m_i$ の場合

$\bar{k}_\perp \rho_i \sim 1$ の short wave instability に加えて $\omega_*^2 = \omega_z^2$ ($\omega_* = kT_e \bar{k}_y \kappa / m_i \Omega_i$) の hydrodynamic instability が加わり, この摂動が拡散係数に最も大きな貢献をする。 $\omega \sim \omega_* < C_A \bar{k}_z$ だから \bar{k}_\perp の minimum permissible value は $\sim \omega_0/c$ (ω_0 : プラズマ周波数) である。従って拡散係数は

$$D_s \sim \frac{c \kappa^*}{\omega_0} D_B \sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i \beta}} \kappa^* \rho_i D_B \quad (35)$$

(34) (35) 式は無限に長い column にプラズマが入っている場合の拡散係数を与える式であるが, 長さが有限の場合は式が修正されその効果は密度の低い所でより重要となり

$$L^* < a \sqrt{\frac{m_i}{m_e} (\kappa^* \rho_i)^{-2}} \quad (36)$$

の所で効果が現われる。ここで L^* は column の長さで, a は半径である。 L^* の値が小さくなると拡散係数は $L^* = \infty$ の場合より減少し次式の様になる。

$$D_s \sim \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/4} \left(\frac{\kappa^*}{K_0}\right) \kappa^* \rho_i D_B \left(\frac{a}{L^*} \sim \frac{K_0}{\kappa^*} < \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \text{ の時}\right) \quad (37)$$

$$D_s \sim \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{\kappa^*}{K_0}\right) \kappa^* \rho_i D_B \left(\frac{a}{L^*} > \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \text{ の時}\right) \quad (38)$$

ここで $K_0 = 2\pi/L^*$ 。

<4.3> Plasma Knee の生成理論

この節ではまず 4.1 節で述べた理論の概略にそって問題を解析的に取扱う。

protonosphere における density distribution は連続の方程式で記述され, steady state の場合を考えると次式の様になる (Mayr²¹)。

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 j_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta j_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} j_\phi = 0 \quad (39)$$

ここで

\mathbf{j} = diffusion flux

簡単のために赤道面だけに計算を限定し、(39) 式の ϕ -dependence を省略すると

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 j_\perp) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} j_\parallel = 0 \quad (40)$$

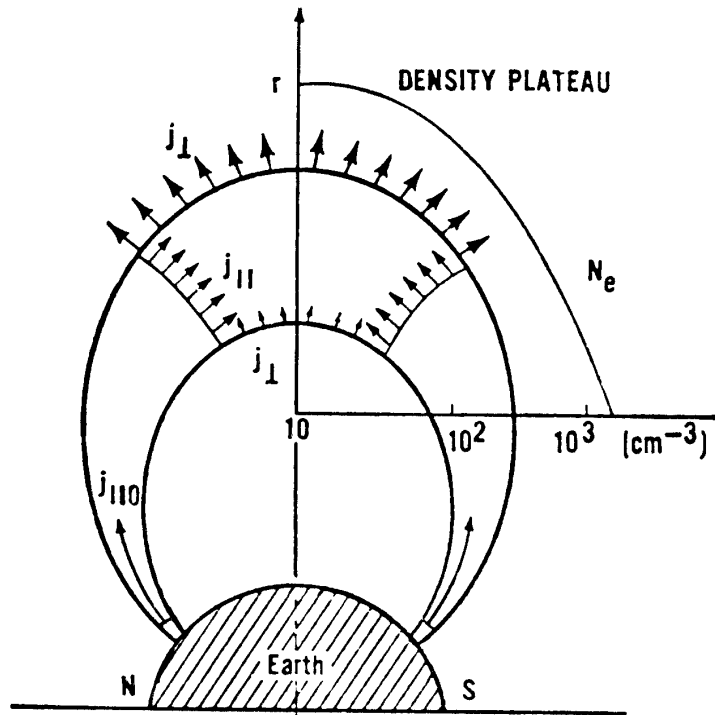
ここで parallel diffusion flux と perpendicular diffusion flux を導入すると赤道面近くを考えているから $j_\perp \sim j_r$, $j_\parallel \sim j_\theta$ 。(第20図参照) さらに j_\perp は今考えている領域ではほとんど θ には独立であり j_\parallel は赤道面に関して対称であるので赤道面に関して対称であるので赤道面で $j_\parallel = 0$ と仮定する。

すると (40) 式は

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 j_\perp) = -\frac{r}{\theta} j_\parallel \quad (41)$$

ここで θ は考える緯度の領域であり、 j_\parallel はそこでの parallel flux である。

protonosphere の bottom での parallel diffusion flux は十分水素イオン密度に影響を与えうる。従って flux j_\parallel を磁力線にそって total flux が一定に保たれるという仮定のもとに tube の



第20図 夜側における粒子の拡散

bottom での flux $j_{\parallel 0}$ に transform する。すると $j_{\parallel \theta}$ $j_{\parallel 0}$ の関係式は次式で与えられる。

$$j_{\parallel \theta} \sim j_{\parallel 0} \frac{r_0^3}{r^3} \frac{1}{\left(4 - \frac{3r_0}{r}\right)^{1/2}} \quad (42)$$

ここで r_0 は地球半径である。

(41) 式に (42) 式を代入すると

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 j_{\perp}) = j_{\parallel 0} \frac{r_0^3}{\theta} \frac{1}{r^2 \left(4 - \frac{3r_0}{r}\right)^{1/2}} \quad (43)$$

この式は磁力線を横切る diffusion flux と protonsphere の bottom での parallel diffusion flux の関係を示す式である。高緯度近くに存在する outward flow によって plasma knee を生成しているわけであるから $j_{\parallel 0}$ としては第 3 章で計算した critical flux j_c のオーダーの値を仮定するのが妥当と考えられる。

従って次の様に仮定する。

$$j_{\parallel 0} \sim j_c = \text{constant} \quad (44)$$

(44) 式を使って (43) 式を積分すると

$$r^2 j_{\perp} - r^2 j_{\perp 1} = j_c \frac{4r_0^2}{3\theta} \left\{ \left(1 - \frac{3}{4} \frac{r_0}{r}\right)^{1/2} - \left(1 - \frac{3}{4} \frac{r_0}{r_1}\right)^{1/2} \right\} \quad (45)$$

ここで距離 r_1 より内側にある磁力線では perpendicular diffusion process は減衰し密度勾配は拡散平衡分布になると仮定している。

一方, j_{\perp} は一般に次式で表わされる。

$$j_{\perp} = -D(r, N) \frac{\partial N}{\partial r} \quad (46)$$

従って (45) 式は (46) 式を使うと

$$\begin{aligned} D(r, N) \frac{\partial N}{\partial r} &= D(r_1, N_1) \left(\frac{\partial N}{\partial r} \right)_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \\ &\quad - j_c \frac{4r_0^2}{3\theta} \frac{1}{r^2} \left\{ \left(1 - \frac{3}{4} \frac{r_0}{r}\right)^{1/2} - \left(1 - \frac{3}{4} \frac{r_0}{r_1}\right)^{1/2} \right\} \end{aligned} \quad (47)$$

この式の拡散係数としては (37) 式又は (38) 式を使うわけであるが, そのためには磁気圏での温度分布, 密度分布, 及び磁場を与えなければならない。そこで温度分布では Serbu and Maier³⁷⁾ の観測結果を用いて次の様におく。

$$T = 5 \times 10^2 \frac{r^2}{r_0^2} \quad (48)$$

磁場は dipole field を仮定し赤道面近くを
考えると

$$B = \frac{0.3r_0^3}{r^3} \quad (49)$$

最後に電子密度の radial dependence で
あるがこれはいろいろな理論，観測を参照
して第21図の様な密度分布を仮定して計算
することにする。第21図で plasma knee
の内側では Serbu and Maier³⁷⁾ の観測
で得られた近似式

$$n = 1.6 \times 10^4 \left(\frac{r_0}{r} \right)^8 \quad (50)$$

を使い plasma knee の外側では collision
free model (近似的には $n \propto (r_0/r)^4$) を
使った。(Angerami and Carpenter⁴¹⁾)
この式で $r=5r_0$ で $n=5$ を仮定すると比
例定数は 3.125×10^3 になるので結局近似
式は

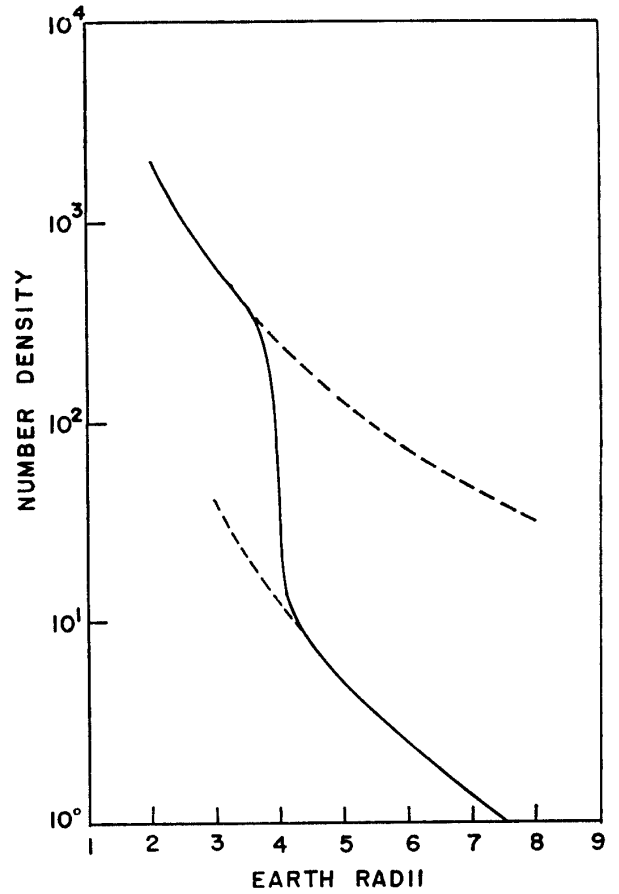
$$n = 3.125 \times 10^3 \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 \quad (51)$$

となる。磁気圏の構造を考えると D_s としては (38) 式を使うのが適当だから，(48) 式と (49)
式を使うと拡散係数は次の様に書き換えられる。

$$\begin{aligned} D_s &\sim \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \left(\frac{\kappa^*}{K_0} \right)^2 \kappa^* \rho D_B \\ &= \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{L^*}{2\pi} \cdot \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^2 \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \sqrt{\frac{kT_i}{m_i \Omega_i^2}} \times 10^3 \times \frac{T}{B} \\ &= \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{L^*}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^3 \sqrt{m_i k T_i} \times 10^3 \times \frac{c T}{e B^2} \\ &= 6.39 \times 10^4 \left(\frac{L^*}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^3 \left(\frac{r_0}{r} \right)^9 \end{aligned} \quad (52)$$

(ここで $D_B \sim 10^3 \times T/B$ を使った)

磁力線の長さ L^* は双極子磁場を仮定しているので次式から求められる。



第21図 電子密度の radial dependence

$$L^* = \frac{r_0}{\sqrt{3} \cos^2 \phi_0} (\chi + \sinh \chi \cosh \chi) \quad (53)$$

ここで

$$\sinh \chi = \sqrt{3} \sin \phi_0$$

ϕ は地磁気緯度, ϕ_0 は $r=R_0$ での地磁気緯度。

(52) 式を使って拡散係数の radial dependence を計算し図示したのが第22図である。図で (1) (2) の曲線に対応し, それぞれ knee の内側, knee の外側の典線にそって計算したものである。knee の所での D_s を計算するときは knee の初まりでは (50) 式より

$$\left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)_1 = -4.8 \times 10^4 \times \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 \quad (54)$$

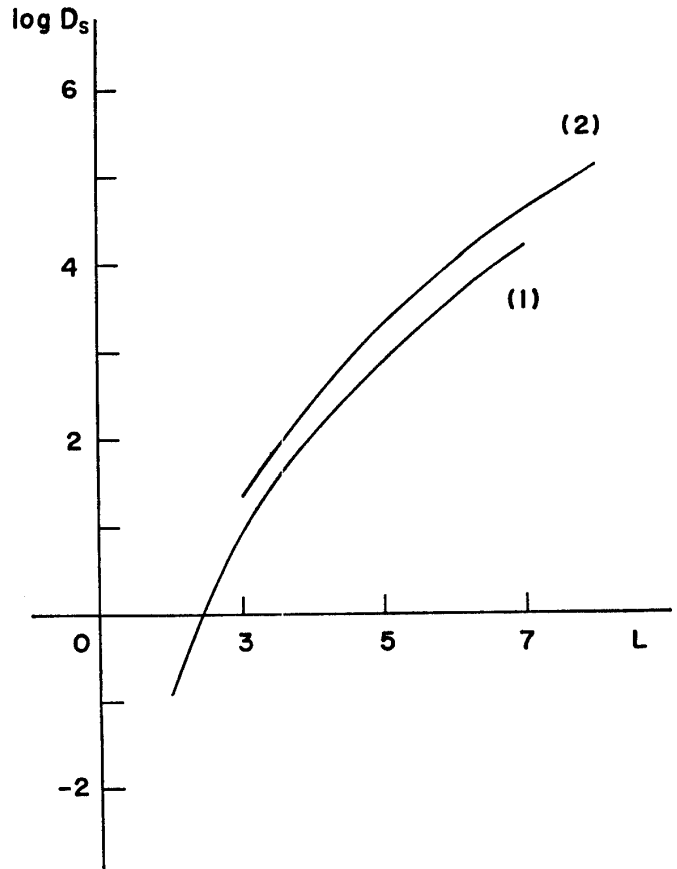
で計算し, knee の終りの所では Brinton et al¹⁸⁾ の観測の結果と (51) 式を考慮して

$$\frac{\partial n}{\partial r} = 1.0 \times 10^1 \times \left(\frac{5.4}{r} \right)^4 \quad (55)$$

と仮定し第22図から換算した。

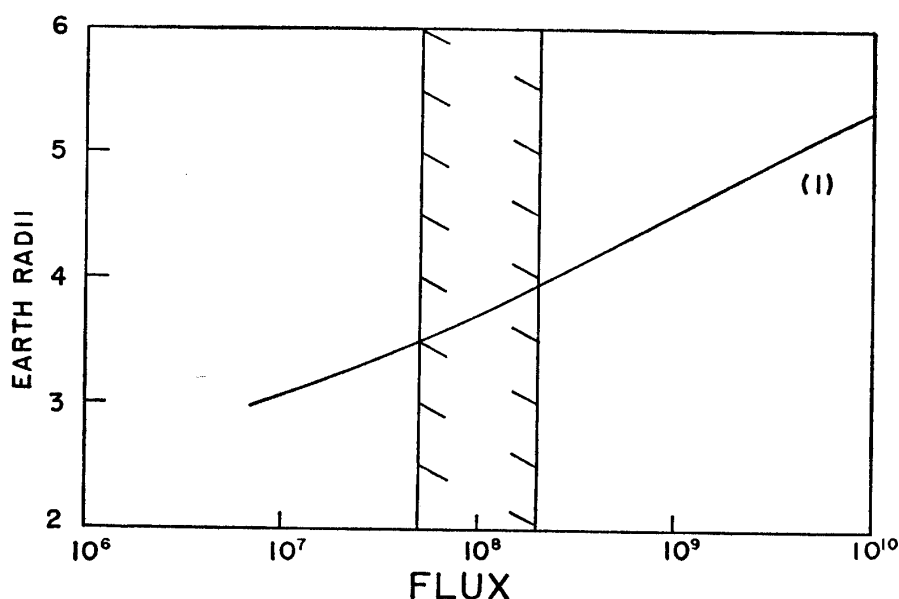
以上の準備をしておいて (47) 式から j_e を計算したのが第23図である。この図の中で曲線 (1) はそれぞれの L の所に plasma knee が安定に存在するために必要な ionosphere からの outflow の flux を示したものである。縦に斜線の入っている領域は第3章で計算した outflow の upper limit であり, この図から plasma knee は $L \approx 3.7$ ぐらいの所に出来ることがわかる。

この論文では夜の磁気圏で plasma knee の生成を考えたが, 磁力線が閉じている昼間側でも plasma knee が存在する。Mayr²¹⁾ も指適している様に電離層から供給される flux を 10^8 としても半日で供給される粒子は 10^{12} 以下であり, これは拡散平衡を成立させるに必要な量より 1 オーダー以上低い値なので, 夜側で出来た plasma



第22図 拡散係数の radial dependence

knee が昼間でも存続すると考えてよいと思う。この考えによれば同じ plasma trough の領域で



第23図 プラズマボーズの位置

あっても夜側より昼間側の方が密度が大きいと考えられるが、その傾向は Angerami and Carpenter⁴¹⁾ の結果にも現われている。

5 議論及び結論

protonosphere と上部電離層がどの様に結合しているかを調べるために磁気圏のプラズマボーズの現象を利用してみた。即ち protonosphere が上部電離層と強く結合していればプラズマボーズの現象が上部電離層の構造に影響を与えるはずであると考えたわけである。そして topside ionosphere のデータ解析から夜側の profile の緯度変化を説明するためには高緯度では外向きの flow が存在するのではないかと推測し、その outflow の下限値を求めるために計算をした所、それが critical flux の程度である事を確め、高緯度では定常的に outflow が存在し、少くとも夜側においては protonosphere と上部電離層は今まで考えられていた以上に強く結合しているという結論は最近問題になっている polar wind の考えを間接的に support するものであり、今後さらに flow がどうして起るかという事を議論していく必要があると考える。

又、transient latitude が Kp の変化に伴って移動し、その緯度及び動き方から transient latitude の存在はプラズマ圏の存在に関係があると考え、逆に plasma knee の生成をプラズマ圏と上部電離層の結合という目からながめ Mayr 流の flow によって励起された拡散によって plasma trough を作るという考えによって計算し、plasma knee の位置がホイッスラーで観測された $L=4$ 近くに来る事を示した。

従って著者は plasma knee はもともと夜間で作られ昼間側でも critical flux の関係で plasma trough の領域が存続していると考え、これによって今まで磁気圏内の大規模対流によってのみ

説明されていたプラズマポーズの生成に関して **protonosphere-ionosphere coupling** という目から説明する可能性を示すことが出来たわけである。

しかしこの理論ではドリフトの効果が全然入っていないので **Nishida** や **Brice** の理論の様に **knee position** の **local time dependence** を証明することは出来ない。

従って今後の課題としては実際の磁気圏で拡散と対流がどの様に結合してプラズマポーズを作っているかを考える事が重要であろう。最後にこの論文の今後の問題点をあげておこう。この論文では **topside ionosphere** の構造を緯度別に高緯度、低緯度、**transition latitude** と分けたのであるが、この3つだけでよいかという事はさらに検討が必要である。なぜならこの分類によれば **polar cap region** は高緯度タイプになるはずであるが **Thomas and Andrews²²⁾** の解析にもある様に必ずしもその様な単純な構造ではない様であるから。又、磁気嵐の時に **outflow** の存在する領域が低緯度にさがってくれば、それに対応して f_oF_2 の変化が現われるであろうと期待して調べてみたが、第3章でみた様に **topside ionosphere** では **outflow** になっていても 300~400km では **inflow** になっている事もあり、なかなか複雑ではっきりした統計結果を出すことが出来なかったがこれも今後の問題であると思う。

最後にこの論文を書くにあたって理論全般にわたって御指導下さった東北大学理学部地球物理学教室の上山弘教授及び数値計算に関して適切な助言をして下さった武井恵雄博士に感謝の意を表します。(又、この論文の計算は東北大学大型計算機センターのNEAC2200で行なった。)

(東北大学審査学位論文)

References

- (1) Allcock, G. Mck., The electron density distribution in the outer ionosphere derived from whistler data, J. Atmospheric Terrest. Phys., 14, 135, 1959
- (2) Pope, J. H., An estimate of electron densities in the exosphere by means of nose whistlers, J. Geophys. Res., 66, 67, 1961
- (3) Pope, J. H., A Correction to the exospheric electron density estimate using the nose whistlers of March 19, 1959, J. Geophys. Res., 67, 412, 1962
- (4) Smith, R. L., The use of nose whistlers in the study of the outer ionosphere, Stanford Electronics Labs, Tech. Rept. 6, contract AF 18 (603)-126 Stanford Univ., July 1960
- (5) Smith, R. L., Properties of the outer ionosphere deduced from nose whistlers, J. Geophys. Res., 66, 3709, 1961
- (6) Obayashi, T., Geomagnetic storms and the earth's outer atmosphere, Rep. Ionos. Res. Japan, 7, 301, 1958
- (7) Dowden, R. L., A Theoretical model model of electron density distribution along a geomagnetic line of force in the exosphere, J. Atmospheric Terrest. Phys., 20, 122, 1961
- (8) Angermi, J. J., and J. O. Thomas, Studies of planetary atmospheres, 1, The distribution of electrons and ions in the earth's exosphere, J. Geophys. Res., 69, 4537, 1964
- (9) Eviatar, A., A. M. Lenckek, and S. F. Singer, Distribution of density in an ion-exosphere of a non rotating planet, Phys. Fluids, II, 1775, 1964

- (10) Kamiyama, H., and H. Takaki, A possible distribution of ion density in the iono-exosphere with a dipole magnetic field, *J. Geomag. Geoelect.*, 18, 1, 1966
- (11) Carpenter, D. L., Whistler evidence of a 'knee' in the magnetospheric ionization density profile, *J. Geophys. Res.*, 68, 1675, 1963
- (12) Carpenter, D. L., and R. L. Smith, Whistler measurements of electron density in the magnetosphere, *Rev. Geophys.*, 2, 415, 1964
- (13) Carpenter, D. L., Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere, 1, Temporal variation in the position of the knee and some evidence on plasma motions over the knee, *J. Geophys. Res.*, 71, 693, 1966
- (14) Gringauz, K. I., The structure of the ionized gas envelope of the earth from direct measurement in the USSR of local charged particle concentrations, *Planet. Space Sci.*, II, 281, 1963
- (15) Taylor H. A. Jr., H. C. Brinton, and C. R. Smith, Positive ion composition in the magnetosphere obtained from OGO A satellite, *J. Geophys. Res.*, 70, 5769, 1965
- (16) Taylor, H. A. Jr., H. C. Brinton, and M. W. Pharo, III, Contraction of the plasmasphere during geomagnetically disturbed periods, *J. Geophys. Res.*, 73, 961, 1968
- (17) Binsack, J. H., Plasmopause observations with the M. I. T. experiment on IMP 2, *J. Geophys. Res.*, 72, 5231, 1967
- (18) Brinton, H. C., P. A. Pickett, and H. A. Taylor Jr., Thermal ion structure of the plasmasphere, *Planet. Space Sci.*, 16, 899, 1968
- (19) Nishida, A., Formation of plasmopause, or magnetospheric plasma knee, by the combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail, *J. Geophys. Res.*, 71, 5669, 1966
- (20) Brice, N. M., Bulk magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 72, 5193, 1967
- (21) Mayr, H. G., The plasmopause and its relation to the ion composition in the topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, 16, 1405, 1968
- (22) Thomas, J. O., and M. K. Andrews, The trans-polar exospheric plasma, 3 : A unified picture, *Planet. Space Sci.*, 17, 433, 1969
- (23) Watt, T. M., Ion distribution and temperature in the topside ionosphere obtained from the Alouette satellite, *J. Geophys. Res.*, 70, 5849, 1965
- (24) Banks, P. M., and T. E. Holzer, The polar wind, *J. Geophys. Res.*, 73, 6846, 1968
- (25) Banks, P. M., and T. E. Holzer, Reply of letter A. J. Dessler and P. A. Cloutier, 'The polar wind', *J. Geophys. Res.*, 74, 3730, 1969
- (26) Axford, W. I., The polar wind and terrestrial helium budget, *J. Geophys. Res.*, 73, 6855, 1968
- (27) Bates, D. R., and T. N. L. Patterson, Hydrogen atoms and ions in the thermosphere and exosphere, *Planet. Space Sci.*, 5, 257, 1961
- (28) Mange, P., Diffusion in the thermosphere, *Ann. Geophys.*, 17, 277, 1961
- (29) Hanson, W. B., and T. N. L. Patterson, Diurnal variation of the hydrogen concentration in the exosphere, *Planet. Space Sci.*, II, 1035, 1963
- (30) Geisler, J. E., and S. A. Bowhill, An investigation of ionosphere-protonosphere coupling, *Aeronomy Rept. No. 5, Univ. of Illinois*, 1965
- (31) Kamiyama, H., Multi-component diffusion in the topside ionosphere, *Rep. Ionosph. Res. Japan*, 22, 249, 1968

- (32) Chapman, S., and T. G. Cowling, 'The mathematical theory of non-uniform gases' 2nd ed., Cambridge Univ. Press, London, 1953
- (33) Hanson, W. B., Upper atmosphere helium ions, J. Geophys. Res., 67, 183, 1962
- (34) Dalgarno, A., Charged particles in the upper atmosphere, Ann. Geophys., 17, 16, 1961
- (35) Dessler, A. J., and F. C. Michel, Plasma in the geomagnetic tail, J. Geophys. Res., 71, 1421, 1966
- (36) Geisler, J. E., On the limiting daytime flux of ionization into protonosphere, J. Geophys. Res., 72, 81, 1967
- (37) Serbu, G. P., and E. J. R. Maier, Low-energy electrons measured on IMP 2, J. Geophys. Res., 71, 3755, 1966
- (38) Tamao, T., Temperature distribution in the magnetosphere, Rept. Ionos. Space Res. Japan, 20, 312, 1966
- (93) Mayr, H. G., and H. Volland, Model of magnetospheric temperature distribution, J. Geophys. Res., 73, 4851, 1968
- (40) Kadomtsev, B. B., 'Plasma turbulence', Academic Press, 1965
- (41) Angermi, J. J., and D. L. Carpenter, Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere, 2, Electron density and total tube electron content near the knee in the magnetospheric ionization, J. Geophys. Res., 71, 711, 1966

(著者 一般教養 昭和45年12月21日受理)