

4年 STP講義資料

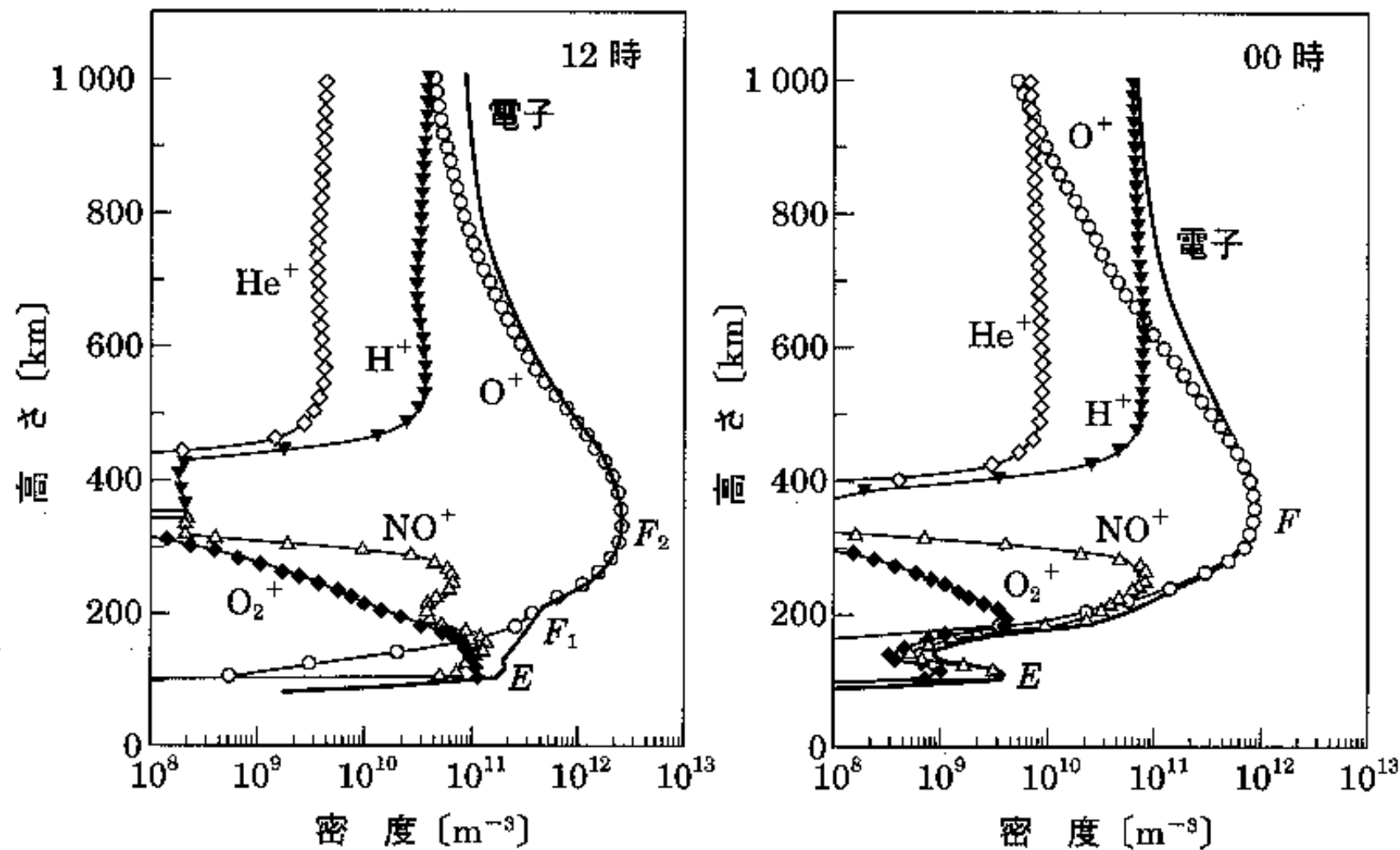


図 3・10 イオンの高度分布 (IRI)

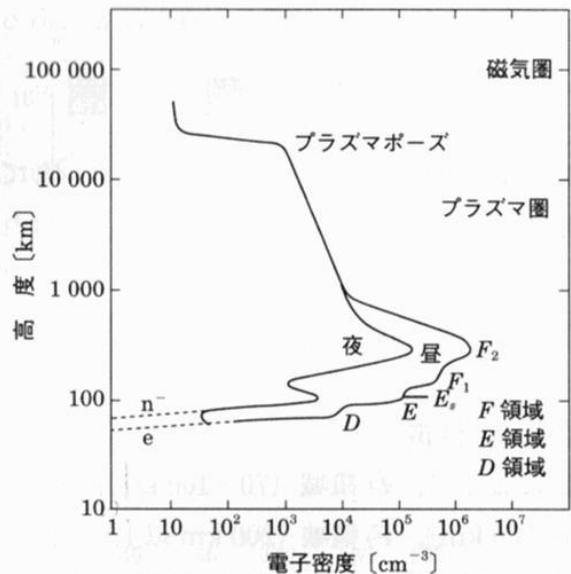
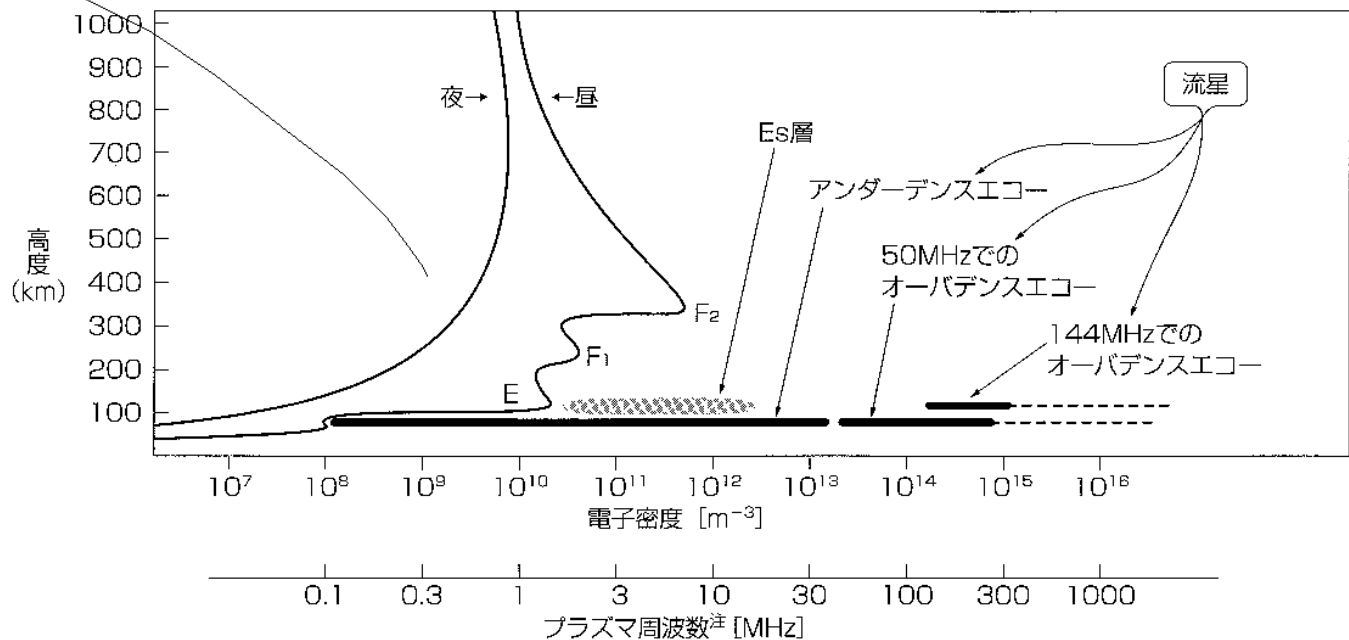


図 1・6 電離圏からプラズマ圏に至る電子密度の昼間と夜間の標準的な高度分布と各領域の名称

〔図1.16〕 高度と電子密度(電離層)と流星による電子密度



注：電離気体中を伝搬できる電波の最低周波数をいう(用語集参照)

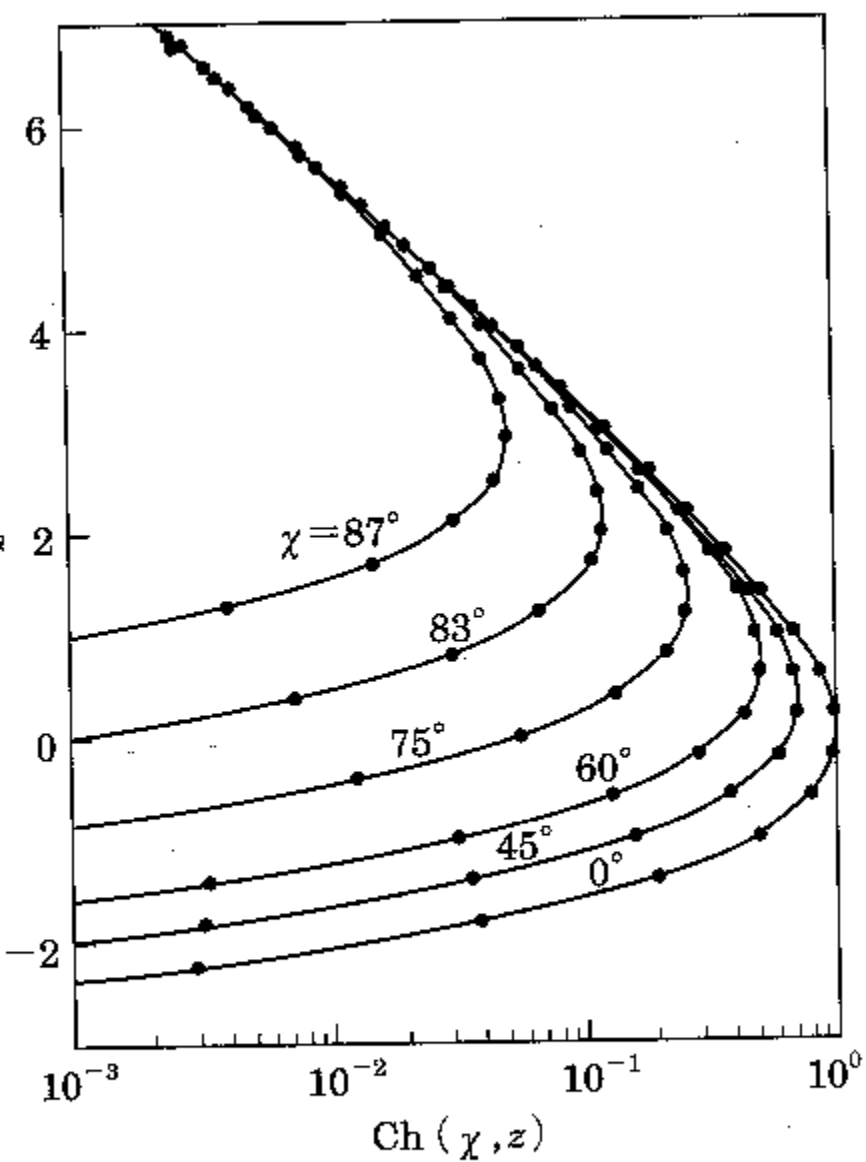


図 3・5 種々の天頂角に対する $Ch(\chi, z)$ の変化

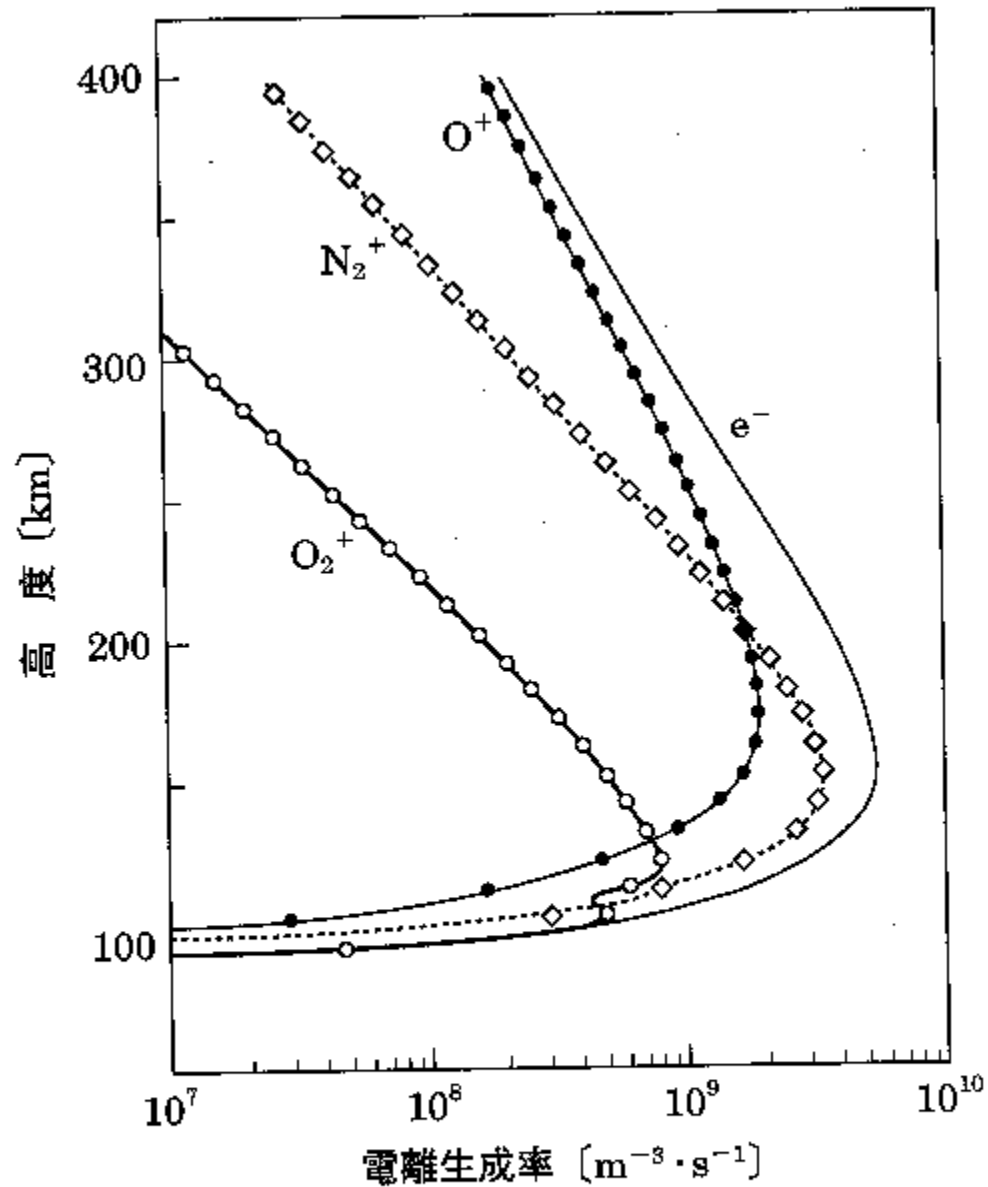


図 3・6 電離生成率の高さ分布

表 3・2 F 領域の電離圏パラメータ

(高度, 時刻)	(300 km, 12 時)	(160 km, 12 時)	(160 km, 0 時)
電子密度 n_e [m^{-3}]	2×10^{12}	3×10^{11}	2×10^9
電子温度 T_e [K]	1 500	1 000	800
イオン温度 T_i [K]	1 200	900	800
$\alpha_1 n_e$ [s^{-1}]	2.2×10^{-1}	4.5×10^{-2}	3.6×10^{-4}
$\alpha_2 n_e$ [s^{-1}]	2.0×10^{-1}	3.3×10^{-2}	2.4×10^{-4}
$\alpha_3 n_e$ [s^{-1}]	1.3×10^{-1}	2.5×10^{-2}	1.9×10^{-4}
β_1 [s^{-1}]	1.7×10^{-4}	1.0×10^{-2}	1.0×10^{-2}
β_2 [s^{-1}]	1.4×10^{-4}	1.7×10^{-2}	1.8×10^{-2}
β_3 [s^{-1}]	1.0×10^{-1}	1.3	1.4

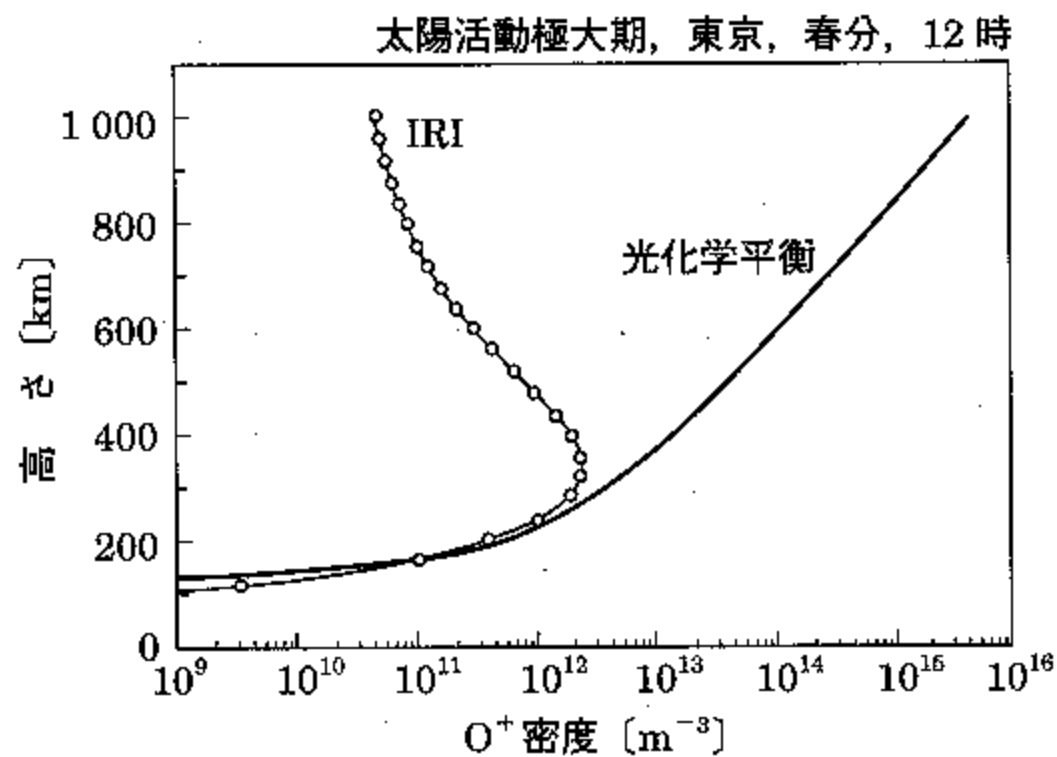


図 3・7 光化学平衡から求めた電子密度の高度変化

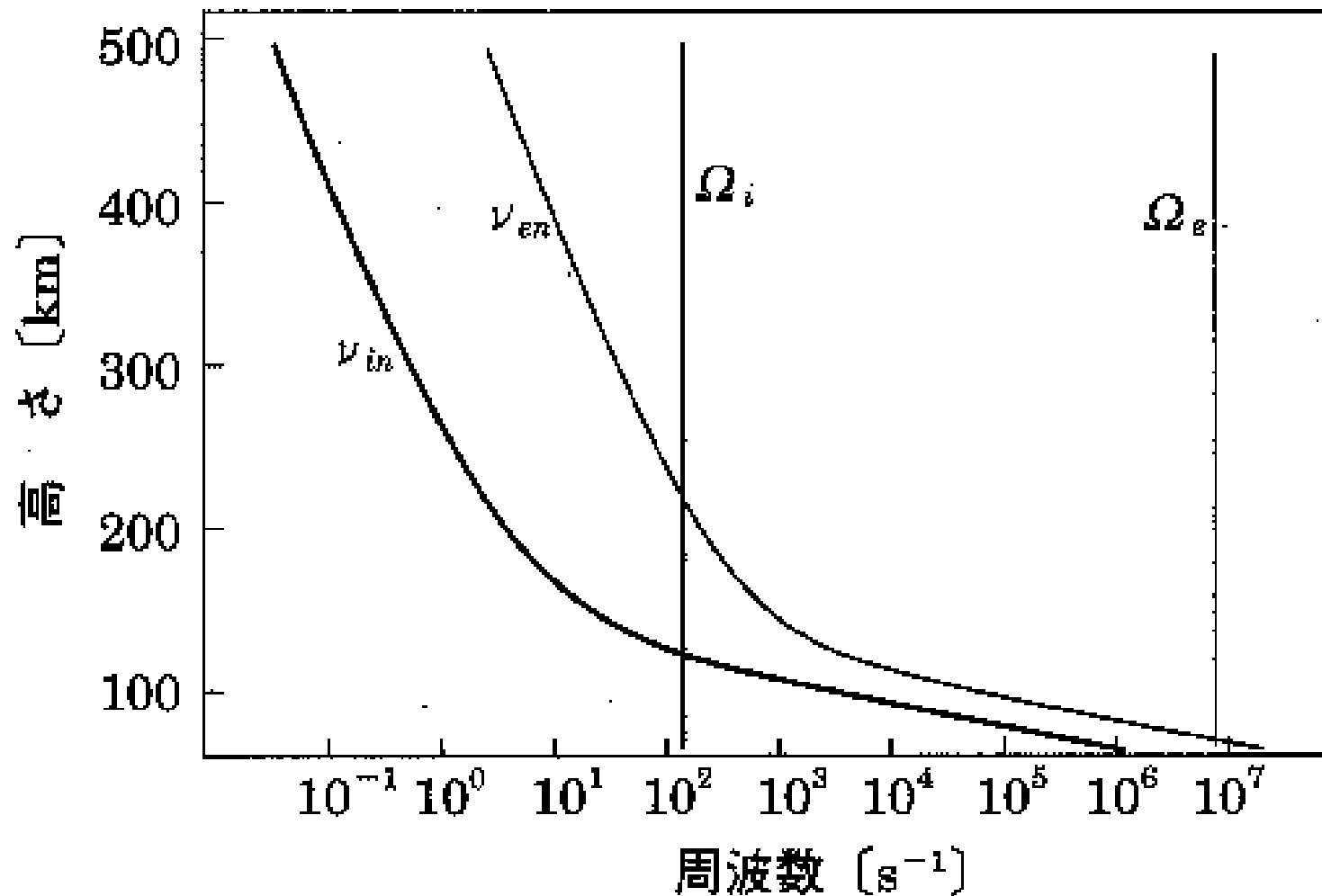


図 3・8 イオンと電子についての中性大気粒子との衝突周波数およびジャイロ角周波数（イオンは O_2^+ を仮定している）

1991年8月12日 0827 UT

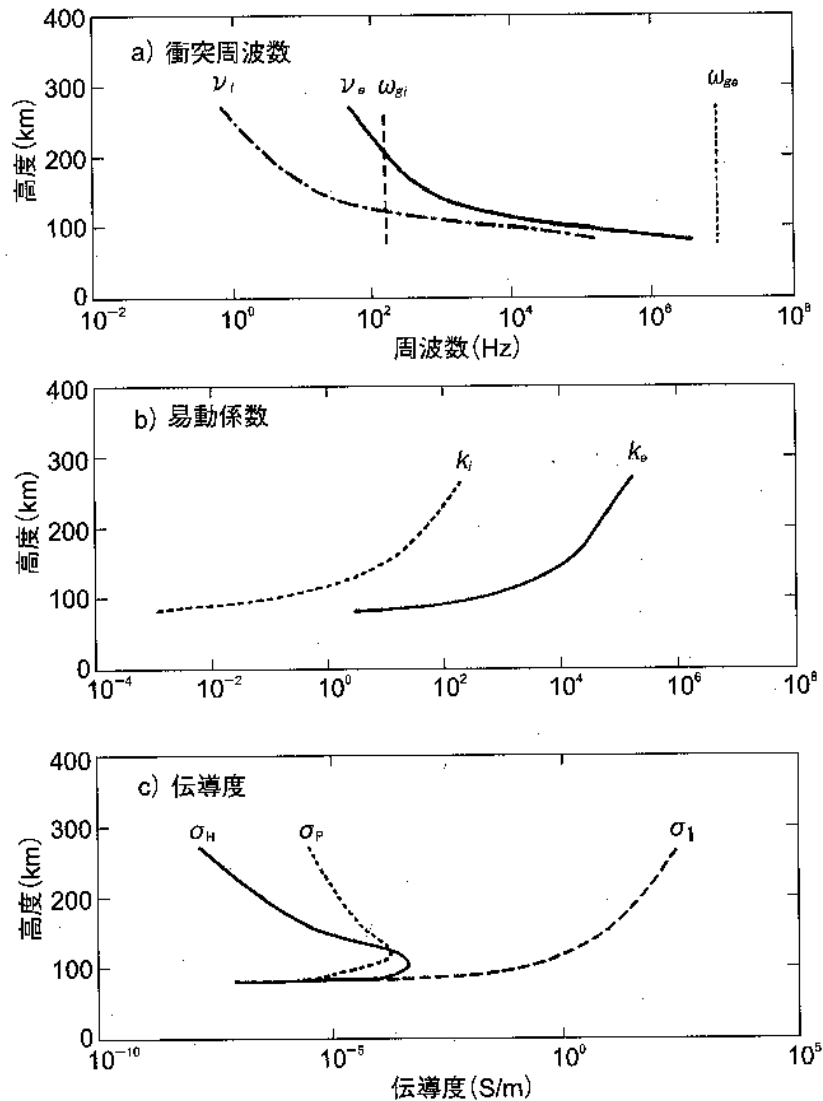


図 3.10 高緯度地域ノルウェーのトロムソ (69.7°N, 18.9°E) で EISCAT により観測されたデータを基にして求められた。a) 衝突周波数の高さ分布, b) 易動係数の高さ分布, および c) ペダーセン, ホールおよび平行伝導度の高さ分布。(A. Brekke, 2003)

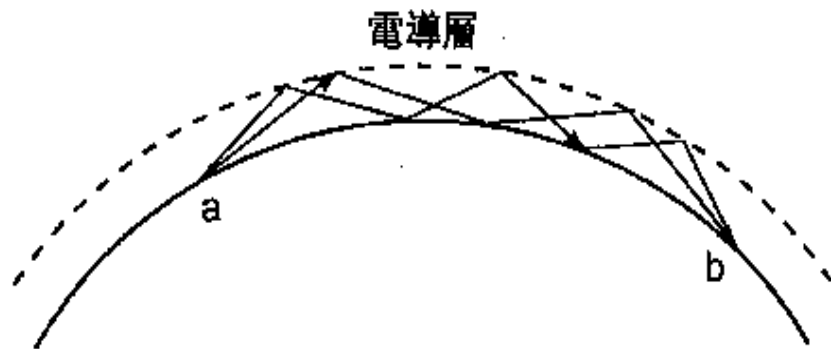


図 2.3 電導層からの反射による a から b への伝播。

電離層の研究 電波の応用技術の発展

1882 B. Stewart: 大気の流れにより電場が生じ、上層大気に電流がながれ、微小な地磁気の日変化の原因

1991 G. Marconi: 無線電波大西洋横断実験。長い波長の電波を使っていたとはいえ、波動の回折では地球の表面を回って長距離を伝わる理由がわからず。

1902 A.E. Kennelly, O. Heaviside: 海と電導層との反射、のアイデア

1920-23 (アマチュア無線家) 短波帯の電波で大陸間の横断通信が可能

1925 G. Breit, M.A. Tuve 電離層からの反射波を捕らえる実験

E.V. Appleton, M.A.F. Barnett 反射の高さを測定 (→後に軍事技術として応用)

1930 S. Chapman 電離層生成に関する研究

(当時は、太陽からの中性粒子を仮定していたが、後にマチガイであることに気づく)

Whistler波

1894 英国で電報局員が電信の最中にビューという奇妙な音に気づく。

第一次世界大戦中にも、盗聴用に仕掛けた装置がこの自然電波を捉えてしまい、苦勞することも。

1951 R.K. Potter

スペクトル(音紋)解析器発明

1953 L. R. O. Storey

雷から発生した電波の一部が電離圏を突き抜け、磁場に沿って反対半球まで伝わることを解明(Whistler波)

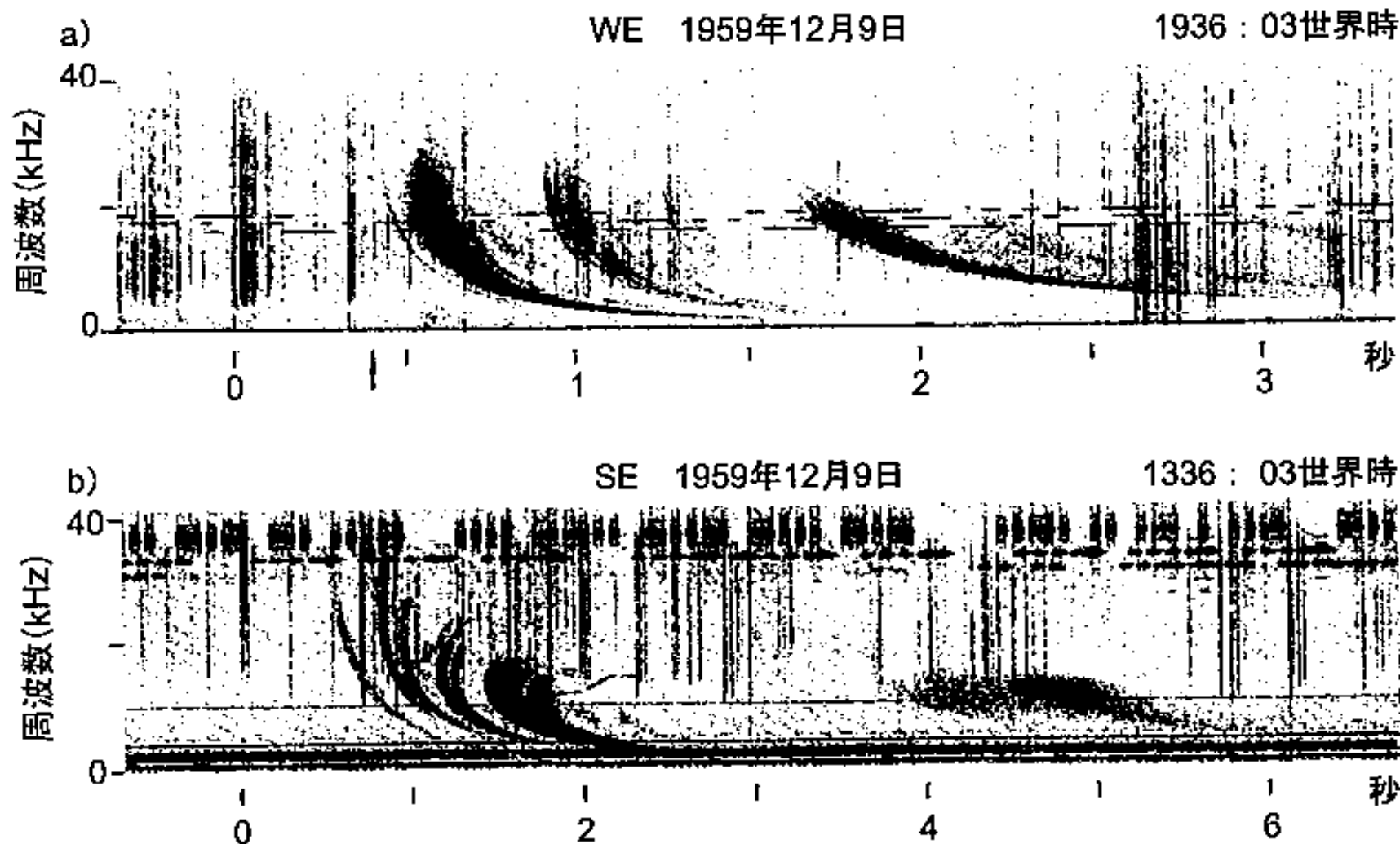


図 2.5 ホイッスラーの時間-周波数スペクトル。濃淡が強度を表している。規則的信号は、LF 帯の標準電波。b のスペクトルは、鼻のように曲がった形をしていることからノーズホイッスラーと呼ばれる。(Helliwell, 1965)

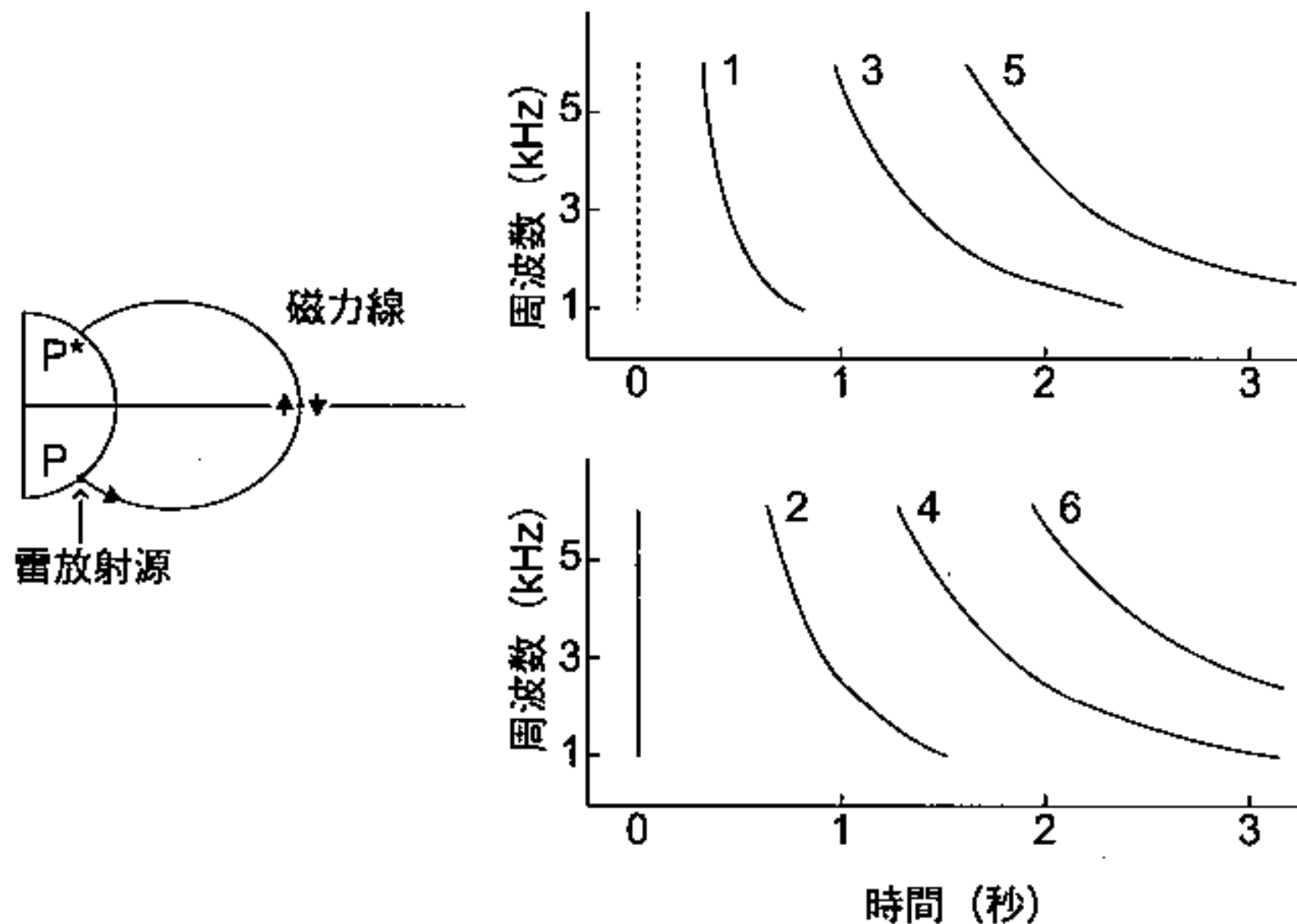
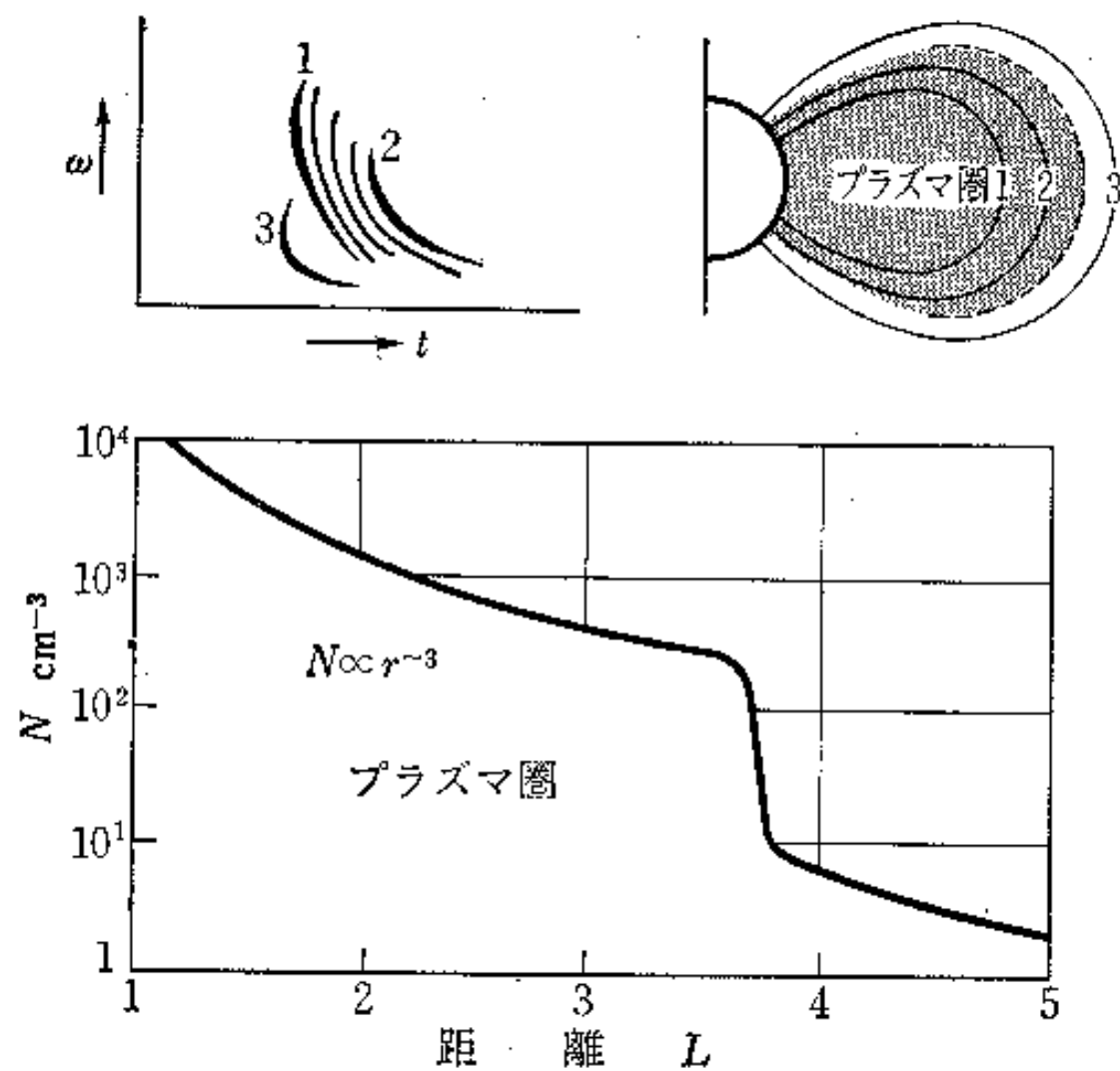


図 2.6 ホイッスラー波伝播の説明図。南半球の雷から発生した電波が、地球磁場に沿って伝わり交互に南北で観測される。



5-3 図 Knee Whistler と電子密度分布（昼間側）

磁気圏の対流

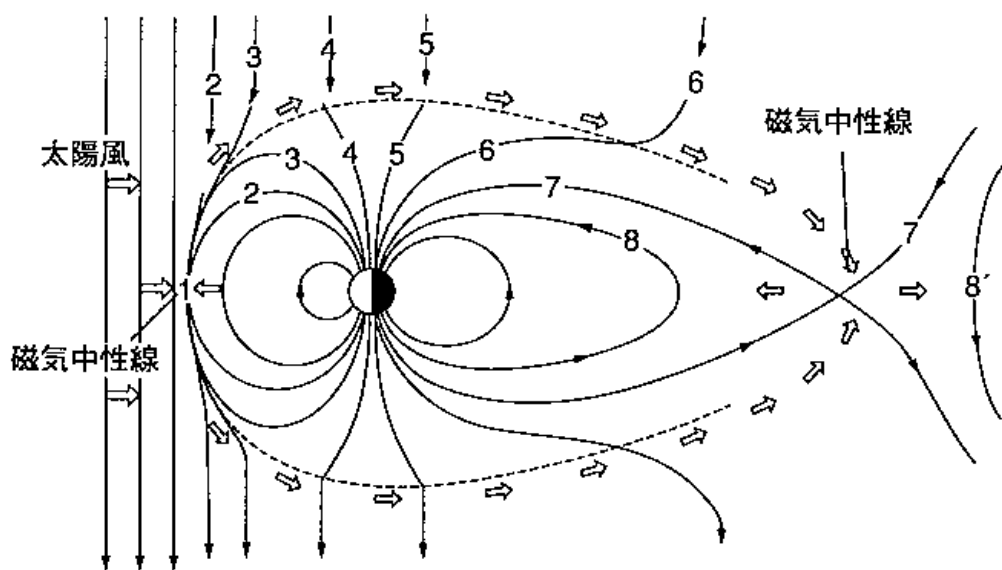


図 3.4 磁気リコネクションによる磁気圏対流の模式図

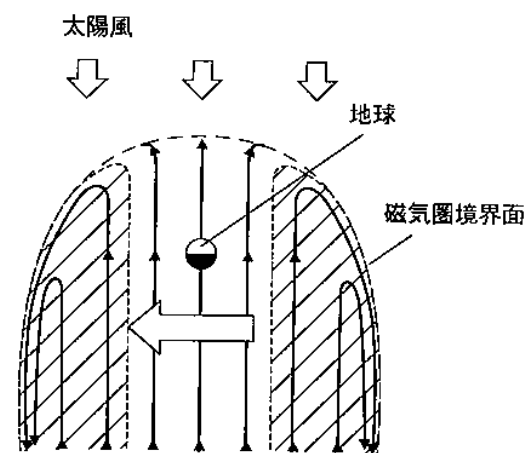


図 3.3 磁気圏赤道面におけるプラズマの対流運動
朝側から夕方側に向かう白い矢印は対流電場を表す。(Cowley, 1982)

Axford&Hinesの提唱した 対流モデル

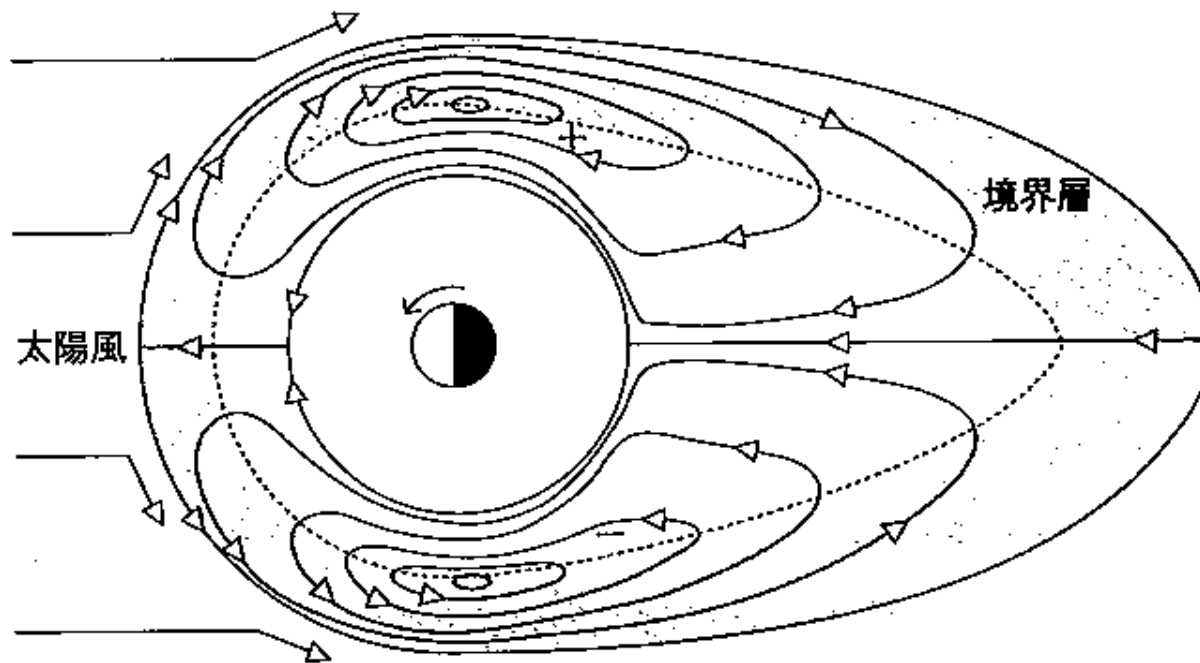


図 5.9 アックスフォードとハインズによる赤道面における閉じた磁気圏モデル。流線はプラズマの流れを示す。(F. S. Johnson, 1978)

電流系@電離層(Southern IMF)

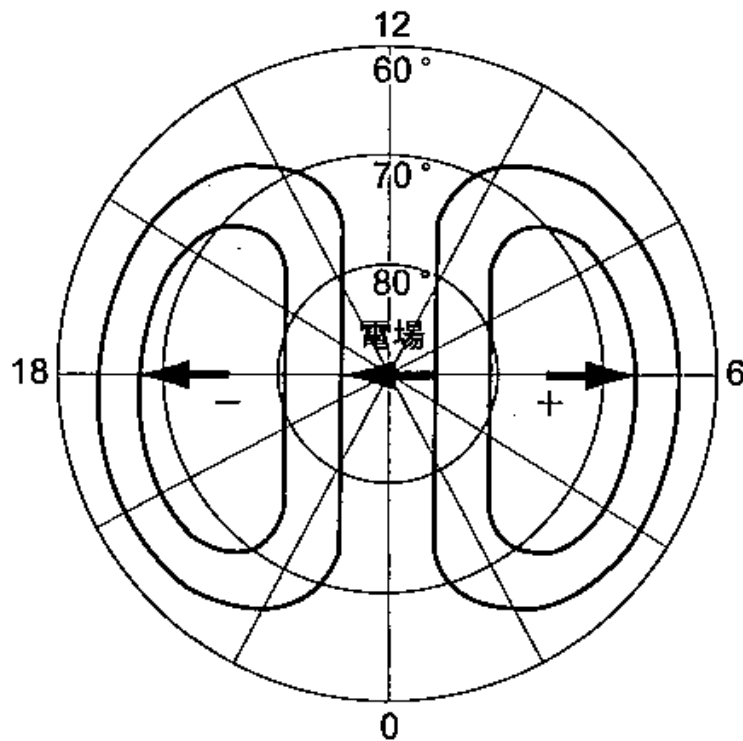


図 5.15 高緯度電場の等ポテンシャル線。低エネルギープラズマの流線に対応する。

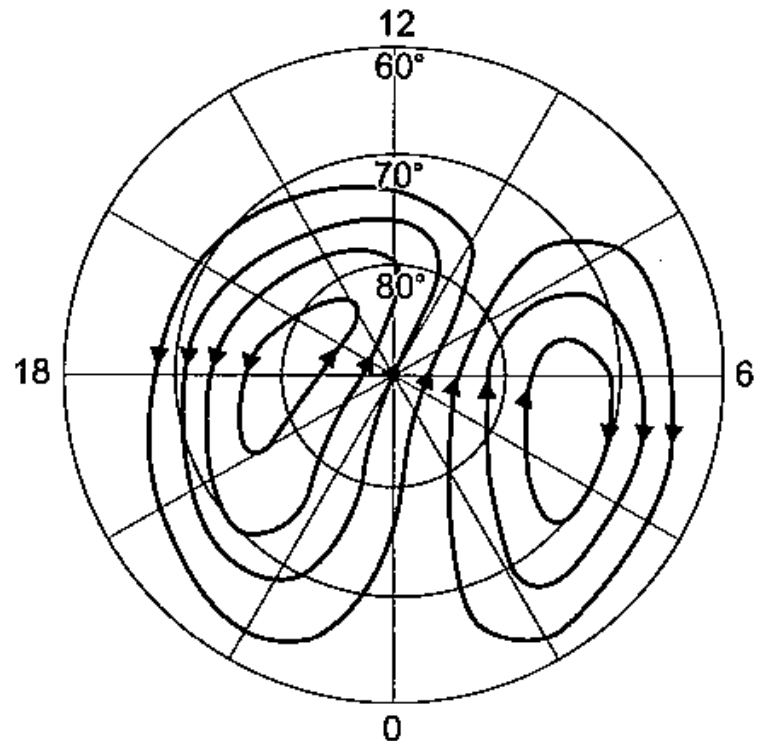
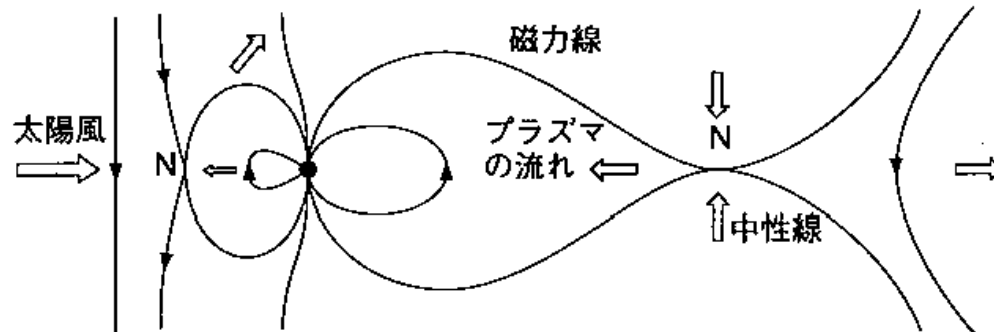


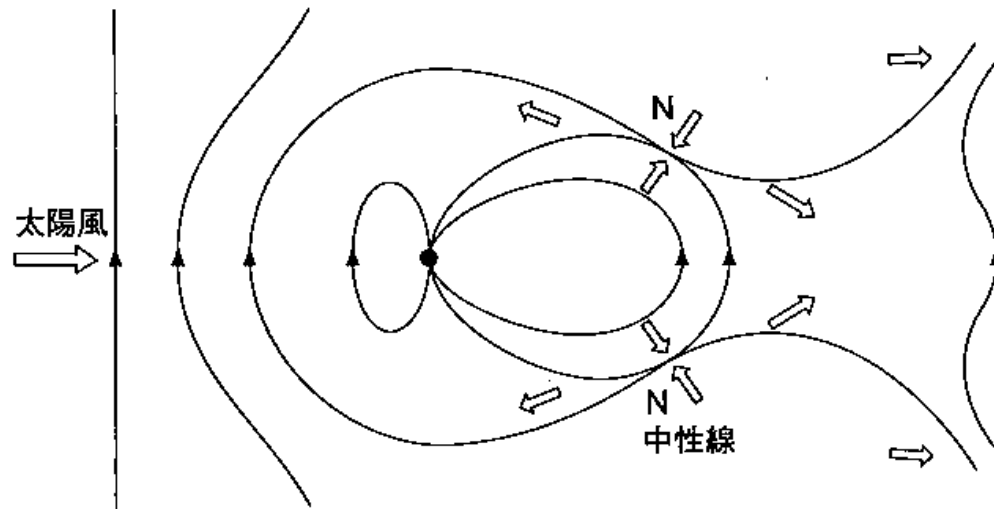
図 5.16 夏季の極域における地磁気静穏日の日変化 (Sq^p) に対応する等価電流系。(T. Nagata and S. Kokubun, 1962)

南/北向きの惑星間空間磁場(IMF)が到達したときのリコネクション

a) 南向き惑星間磁場



b) 北向き惑星間磁場



Reconnection の証拠 (T. D. Phan, Nature 2000)

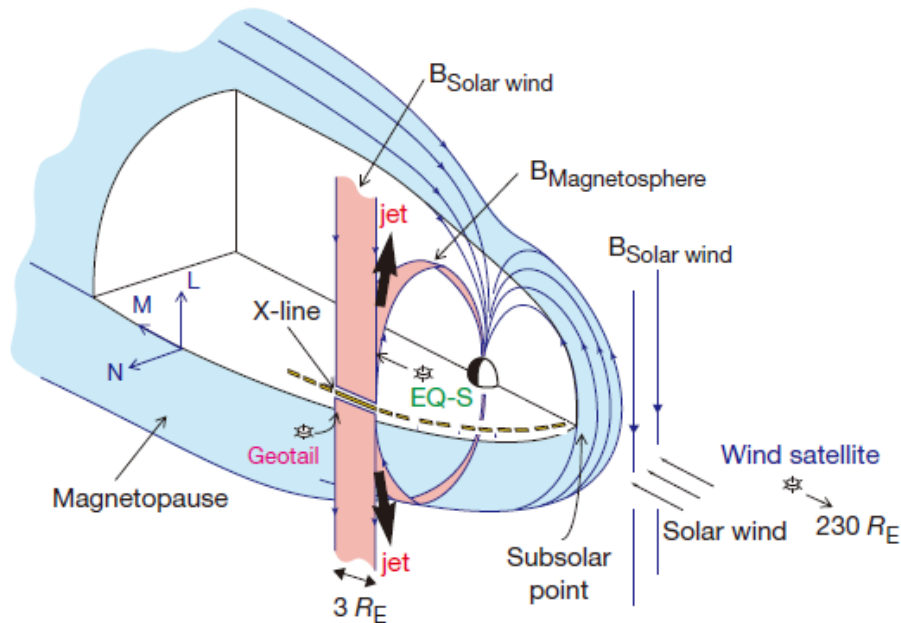


Figure 1 Three-dimensional cutaway view of the magnetosphere showing the spacecraft positions and the presence of an extended reconnection line. The separation between the Geotail satellite and the Equator-S (EQ-S) satellite was $\sim 4 R_E$ in the north-south, and $\sim 3 R_E$ in the east-west, direction. Bi-directional reconnection jets detected at both spacecraft locations indicate a reconnection X-line (yellow solid line) along the dawn flank magnetopause and slightly north of the equatorial plane. The inferred X-line (yellow dashed line) extends to the subsolar point and over to the dusk flank. The boundary normal (LMN) coordinate system is defined such that the N axis points outward along the magnetopause normal and the (L, M) plane is tangential to the magnetopause with L orientated due north and M due west.

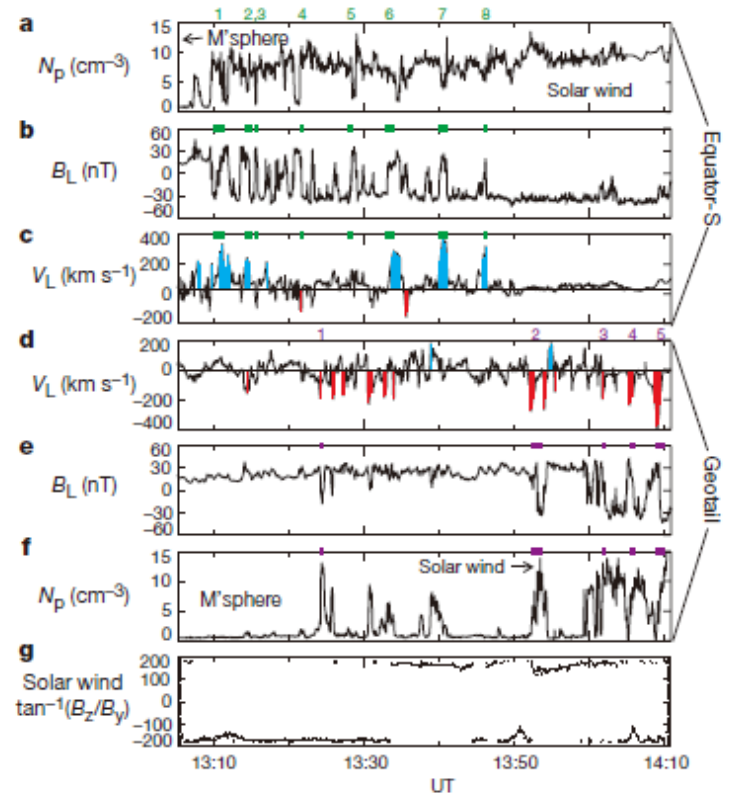


Figure 2 Overview of Equator-S and Geotail encounters of bi-directional jets. Multiple magnetopause crossings are caused by inward-outward magnetopause motions. **a-c**, The plasma density (N_p), the north-south (L) component of the magnetic field (B_L) and flow velocity (V_L) measured by Equator-S. **d-f**, The L component of velocity and magnetic field, and the density measured by Geotail. The magnetopause is identified by a transition from high-density and southward field ($B_L < 0$) in the solar wind to low-density and northward field in the magnetosphere, or vice versa. **g**, The clock angle of the solar wind magnetic field, measured by Wind. A forward time-shift of 45 min has been applied to this data to take into account the solar wind convection time from the Wind position to the flank magnetopause. The field was purely southward ($\tan^{-1}(B_z/B_y) \approx \pm 180^\circ$) during this interval.

- 内部磁気圏(プラズマ圏)

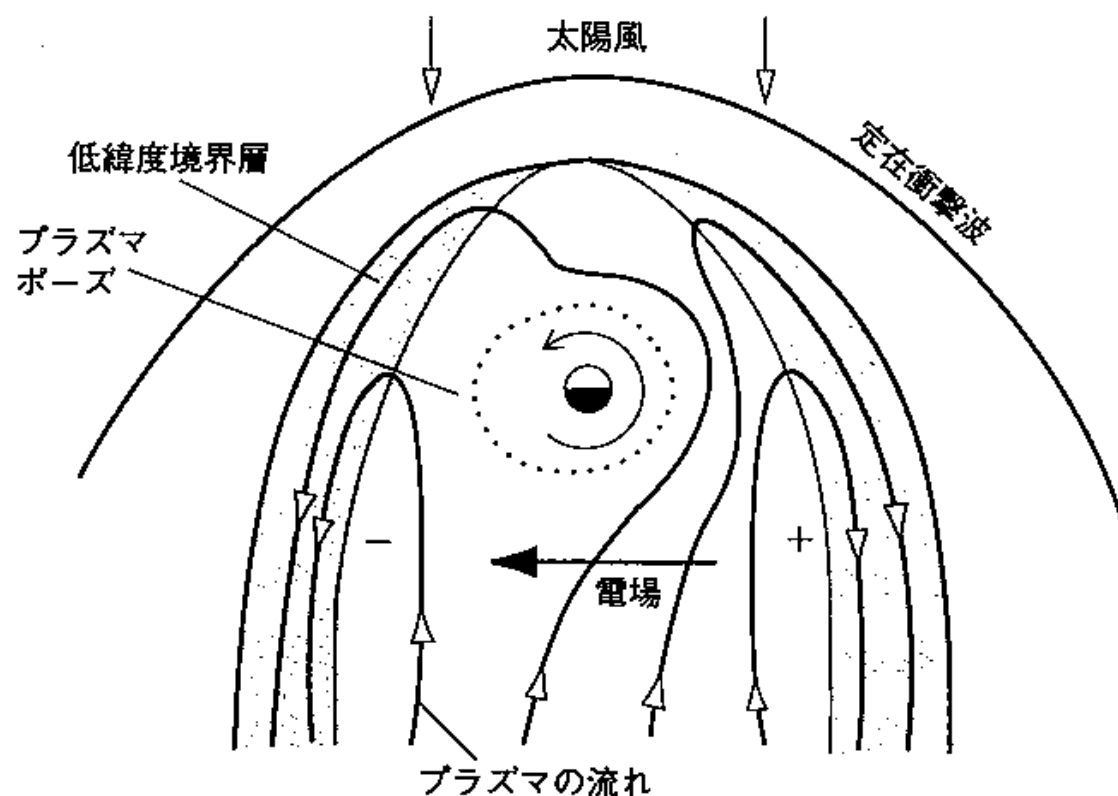
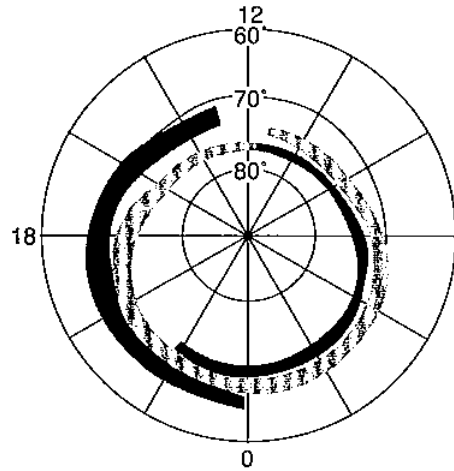
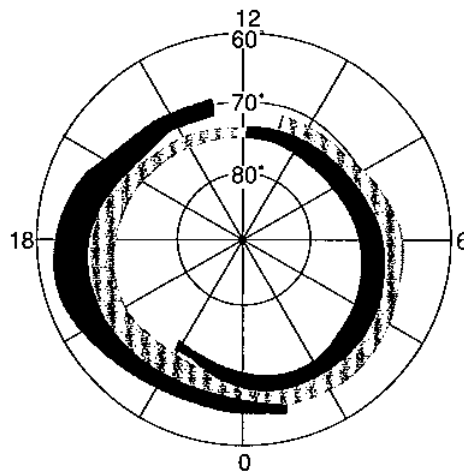


図 5.13 赤道面における磁気圏対流。夕方では共回転の向きは対流と逆向きなので、地方時 18 時付近によどみ点ができる。磁気圏界面の内側には、磁気シースプラズマがしみこんだ低緯度境界層と呼ばれる領域がある。

(a) $|AL| < 100 \text{ nT}$



(b) $|AL| \geq 100 \text{ nT}$



■ 磁気圏から電離圏に向かう電流
▨ 電離圏から磁気圏に向かう電流

図 3.8 沿磁力線電流の平均的な空間分布

(a) 地磁気活動静穏時, (b) 地磁気活動活発時. (Iijima and Potemra, 1978)

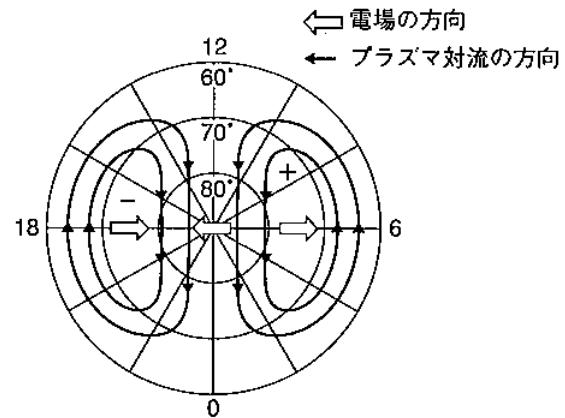


図 3.9 高緯度電離圏の等ポテンシャル線と電場構造

朝側と夕方側の 2 つのセル構造から, ツー・セル (two cell) 構造ともよばれる.

Nishida 1966

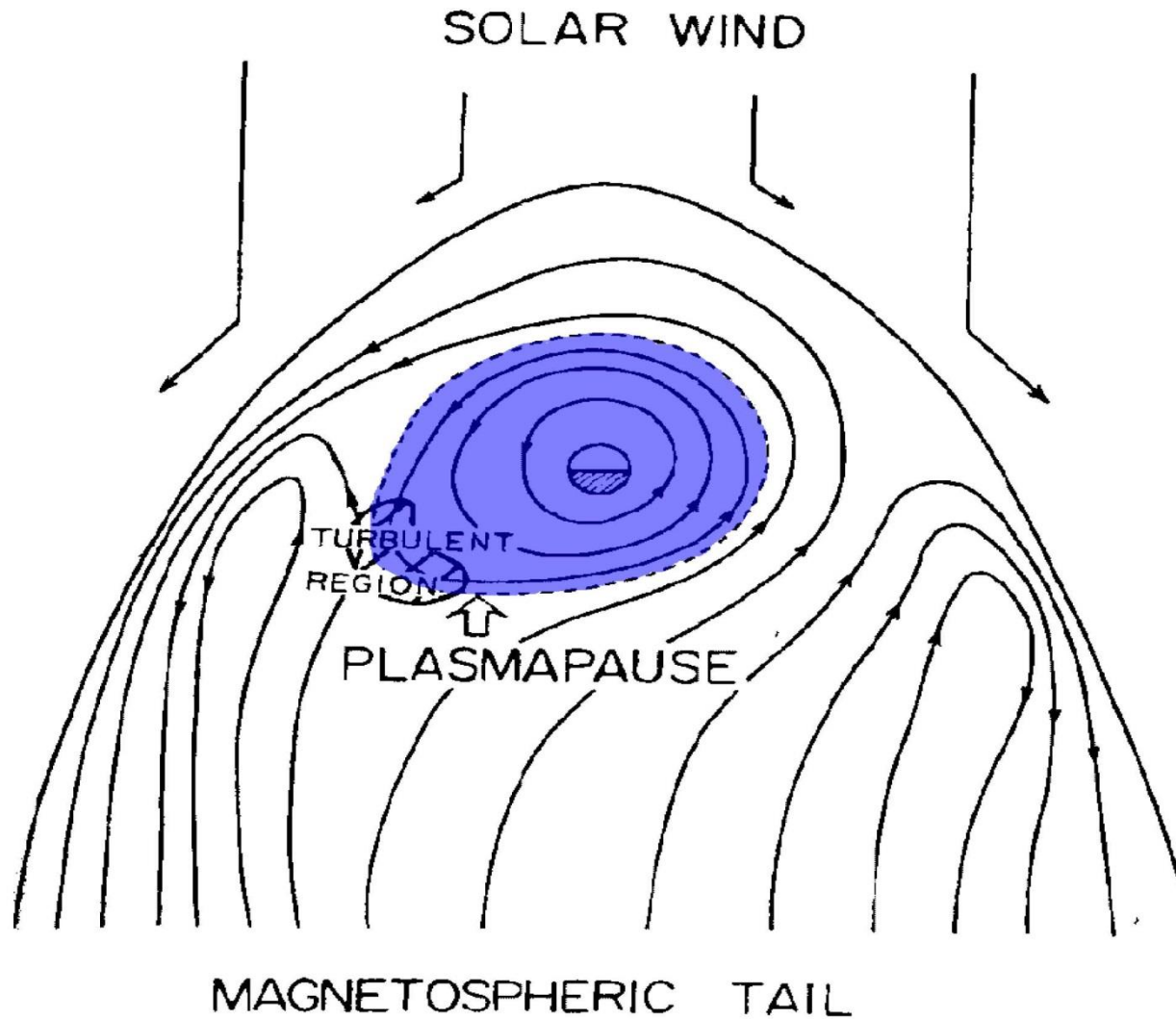
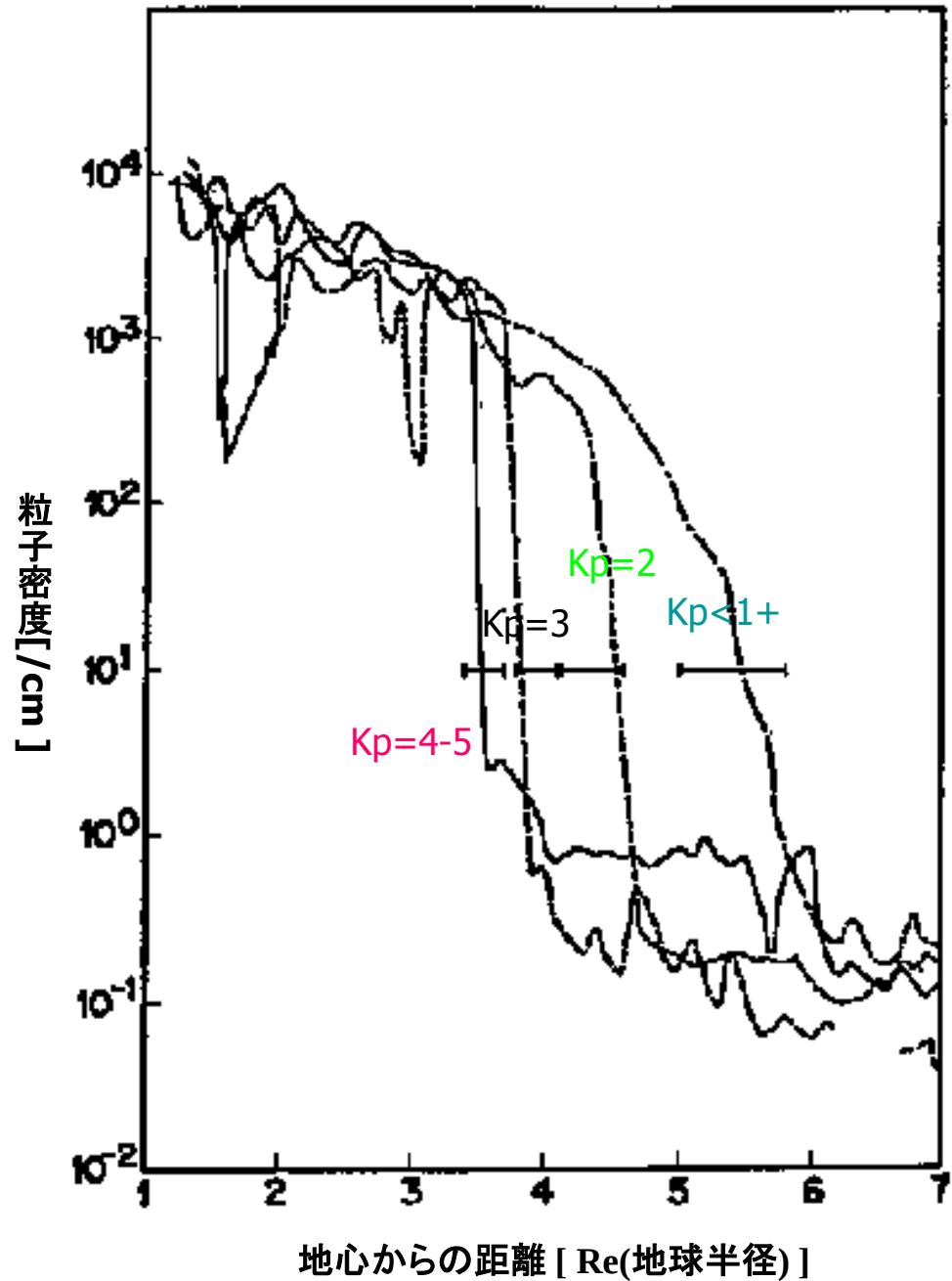
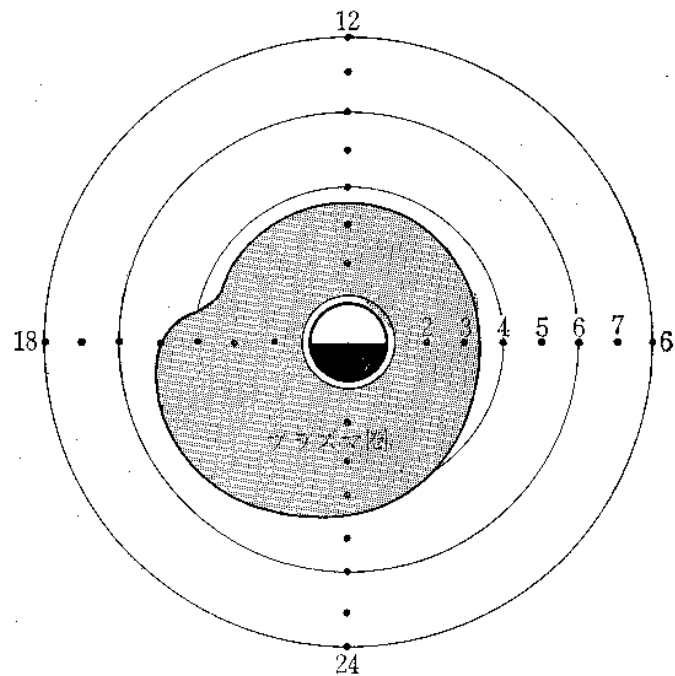
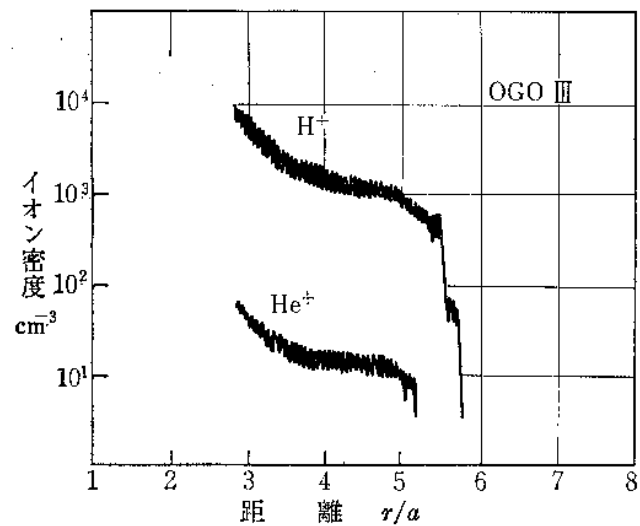


図1-5:Kp指数とプラズマ圏の変動(Chappell *et al.*,JGR,1970)



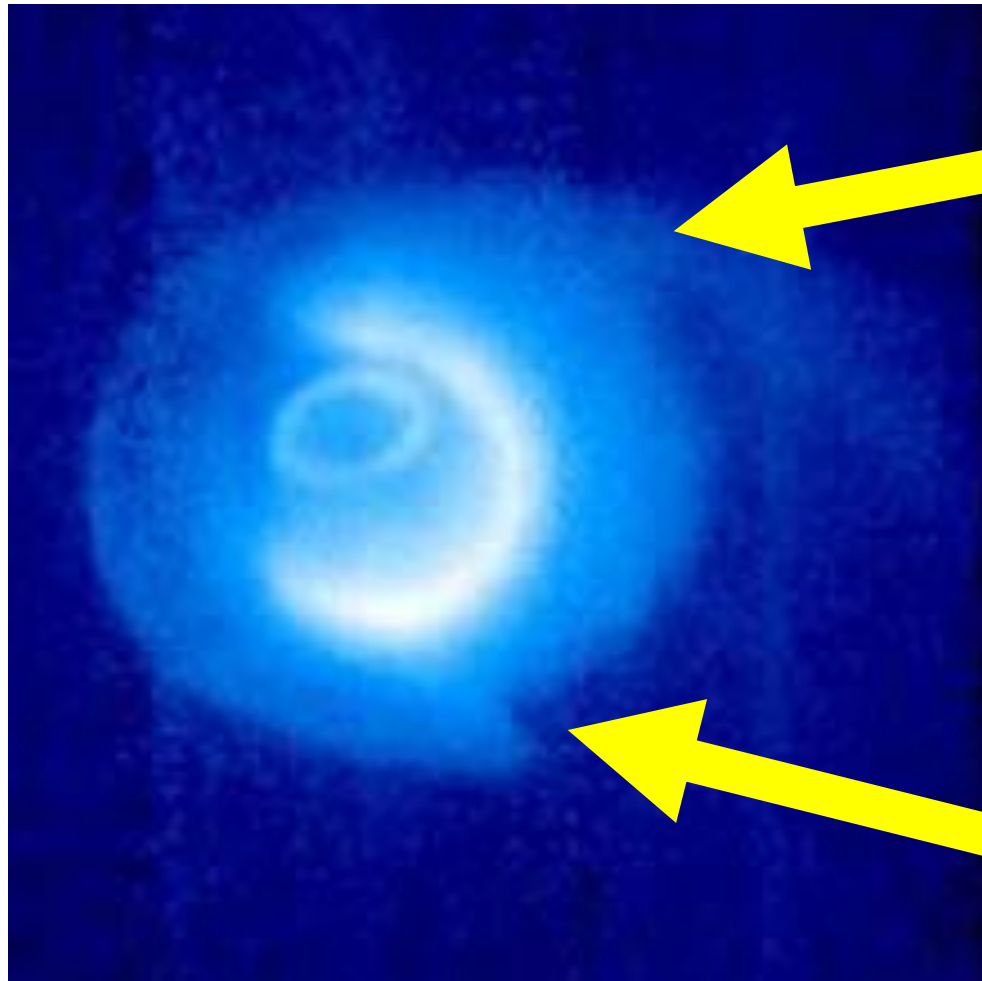


5-4 図 プラズマ環のかたち (赤道面) — 地磁気活動度 $K_p=2\sim4$ [2]



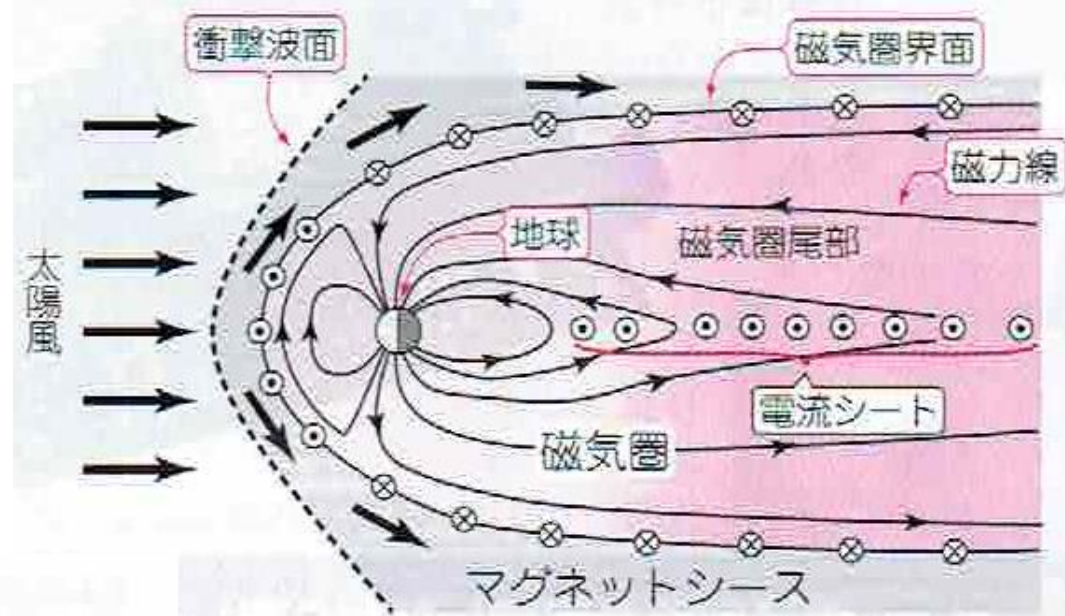
5-5 図 プラズマ環のイオン密度分布 $K_p \leq 2$. 地方時=22~24 h [3]

He⁺イオンの散乱光でみた プラズマ圏（人工衛星から撮影）



夕方側からプラズマ
が流出

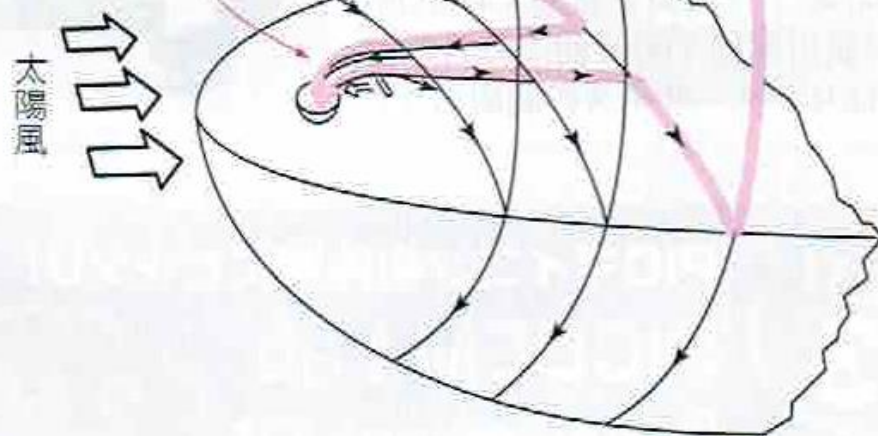
過度なShielding電
場による影響



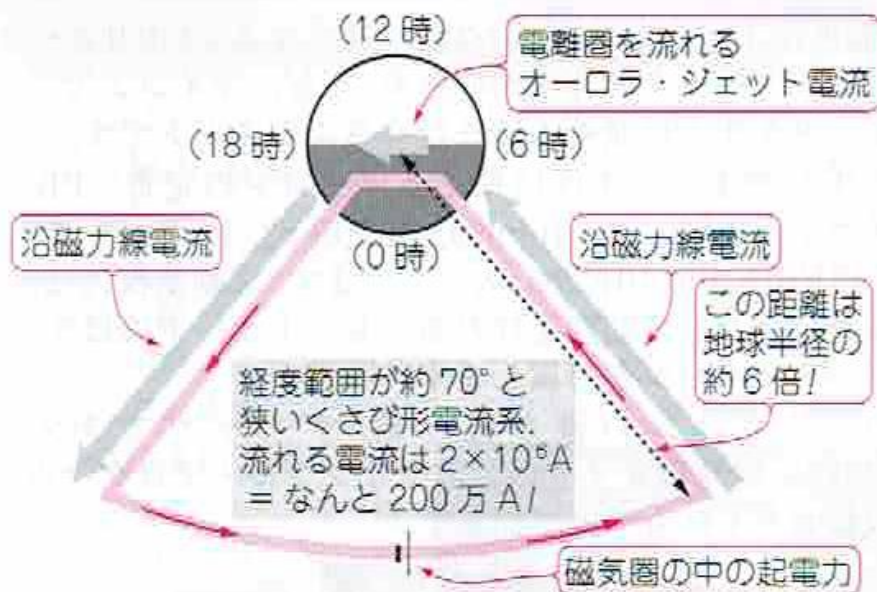
表から裏へと流れる電流 $\longrightarrow$: 太陽風
裏から表へと流れる電流 $\longrightarrow$: 磁力線

地球と太陽風、磁気圏の位置関係

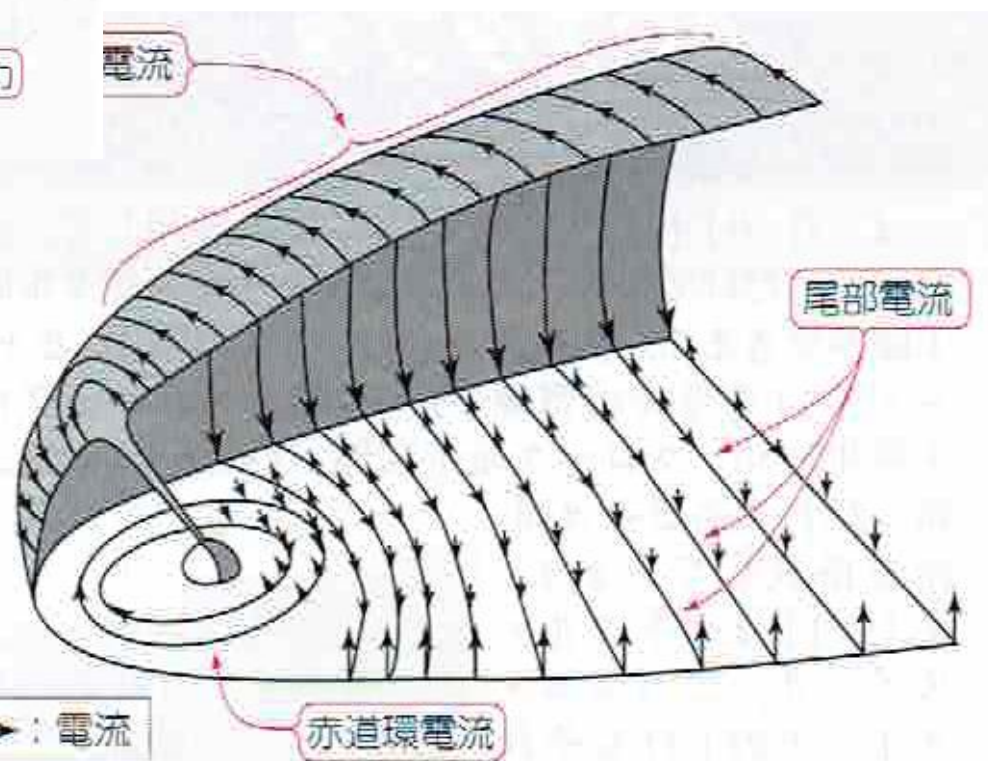
磁気圏の尾部電流の一部が電離圏に流れ込む



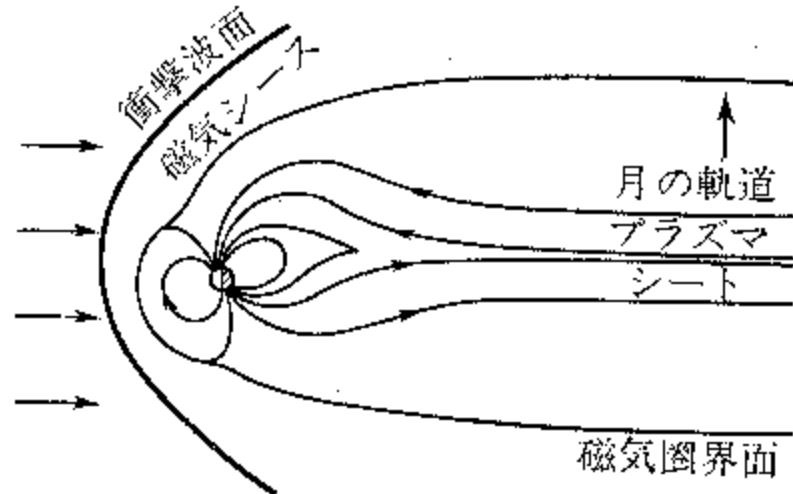
図C 磁気圏から電流が電離圏に流れ込むとオーロラ爆発が起きる



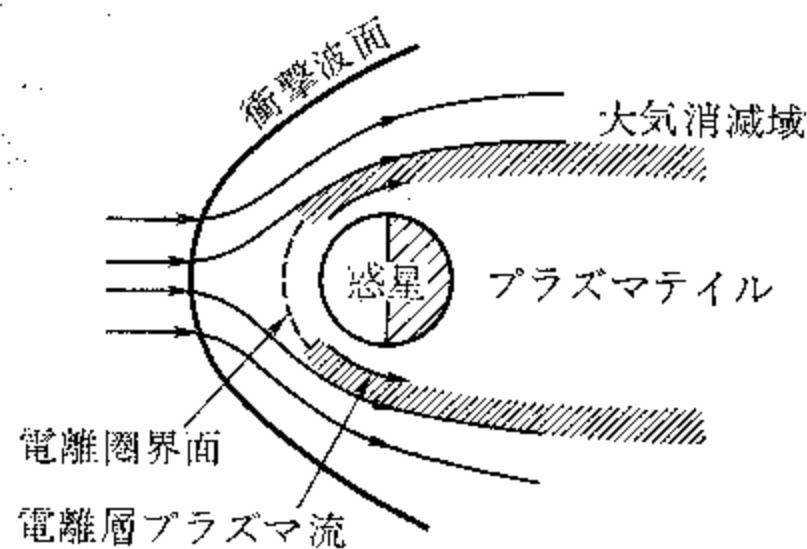
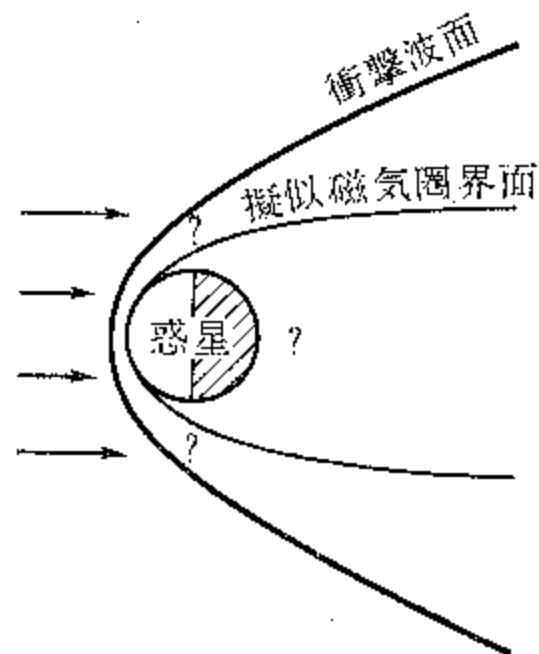
図D 磁気圏と電離圏を結ぶ電流の回路



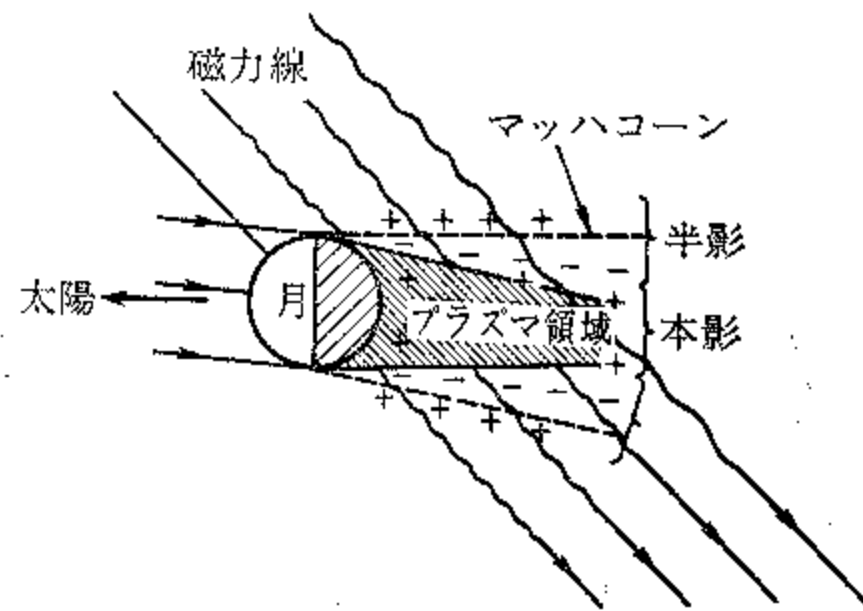
図B 磁気圏界面電流と尾部電流がつながって連続した電流系ができている



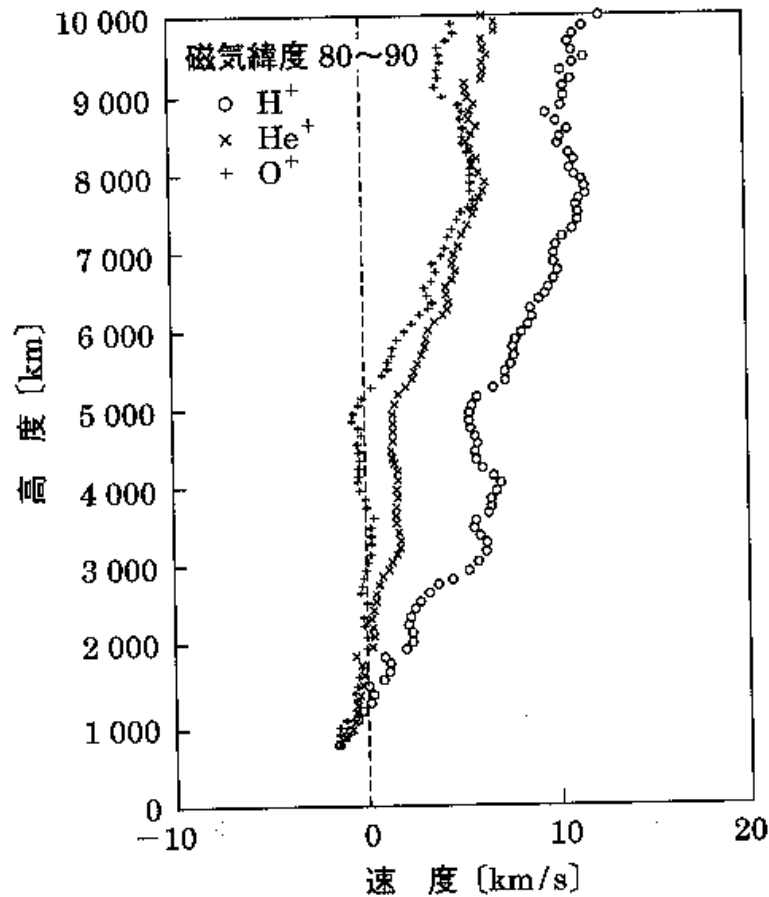
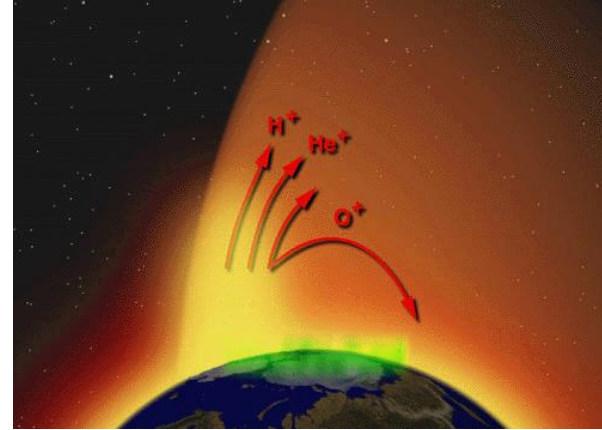
(c)



(d)



地球の極域からの 大気流出



KP<3: $4.8-9.0 \times 10^{25} O^+$ ions/s

Kp>=3 $14.1-24.9 \times 10^{25} O^+$ ions/s

[Abe et al., 1996]

地球全球に存在するOの総量（大気のみ）

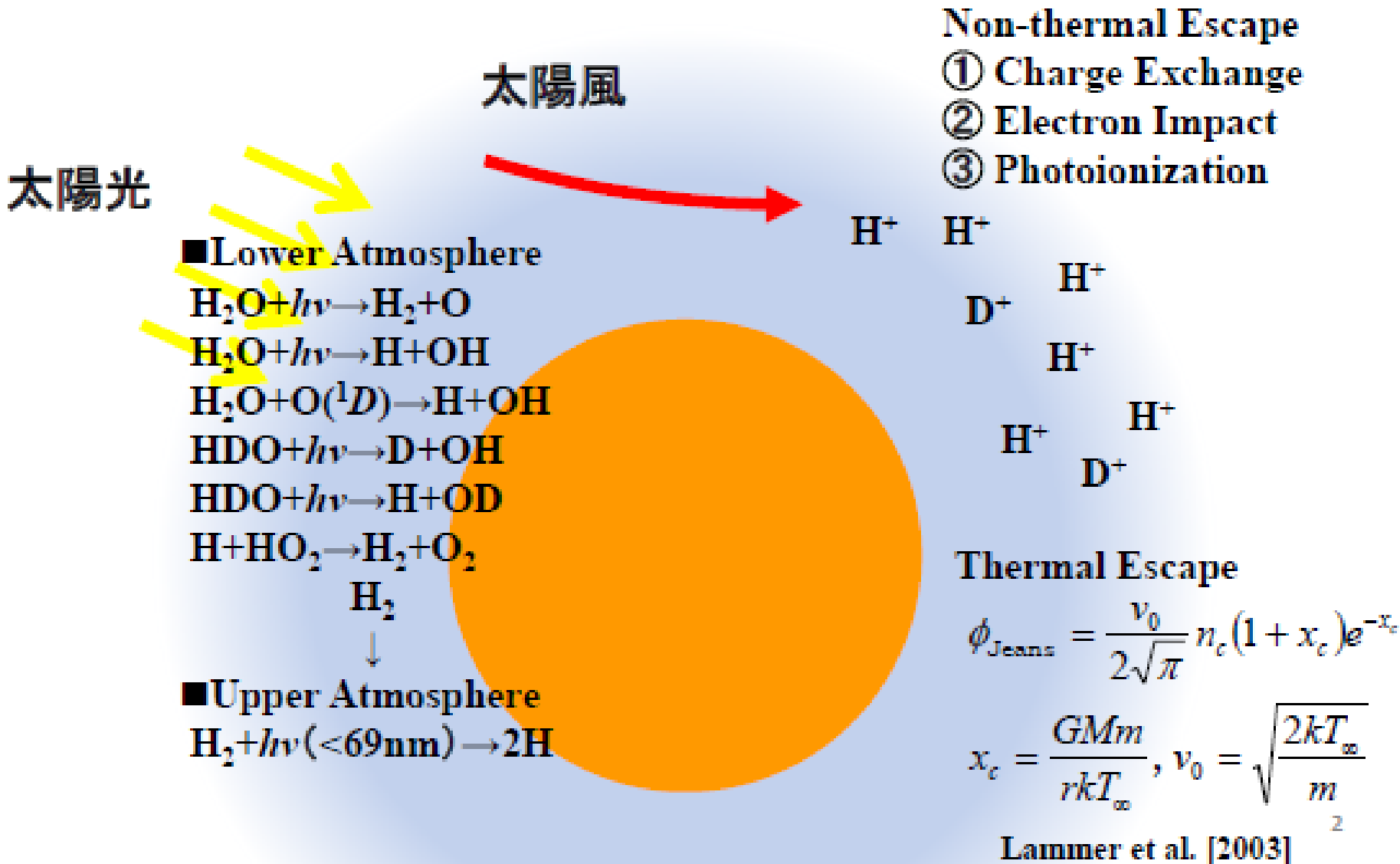
O_2 : 2×10^{43} molecules (下層大気)

$3 \times 10^{26} [\text{ions/s}] \times 1 \text{ 億年} (3 \times 10^{15} \text{ sec}) =$
 $10^{42} \text{ ions} < 2 \times 10^{43} \times 2 \text{ O atoms}$

図 6・15 あけぼのが観測した電離層イオンの流出。
縦軸は衛星高度、横軸は磁力線に平行な
速度成分 [Abe, 1993]

1億年継続して、やっと1割弱減る。

水の散逸過程



火星探査機Phobos-2による プラズマの観測

2×10^6 ions/cm²/sec (at X=-10R_mでのFLUX平均) x 幅 8 R_m = **3×10^{25} ions/sec**

H⁺

O⁺

電子

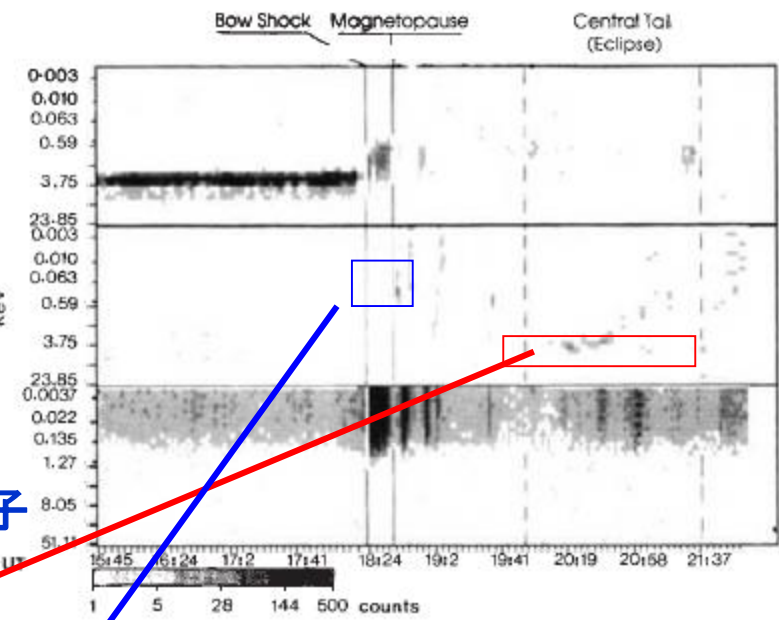


FIG. 1 Energy-time spectrogram of H⁺, O⁺ and electrons (top, middle and bottom, respectively) flowing away from the Sun. These data were taken during the first orbit of the Phobos 2 spacecraft around Mars, 1-2 February 1999.

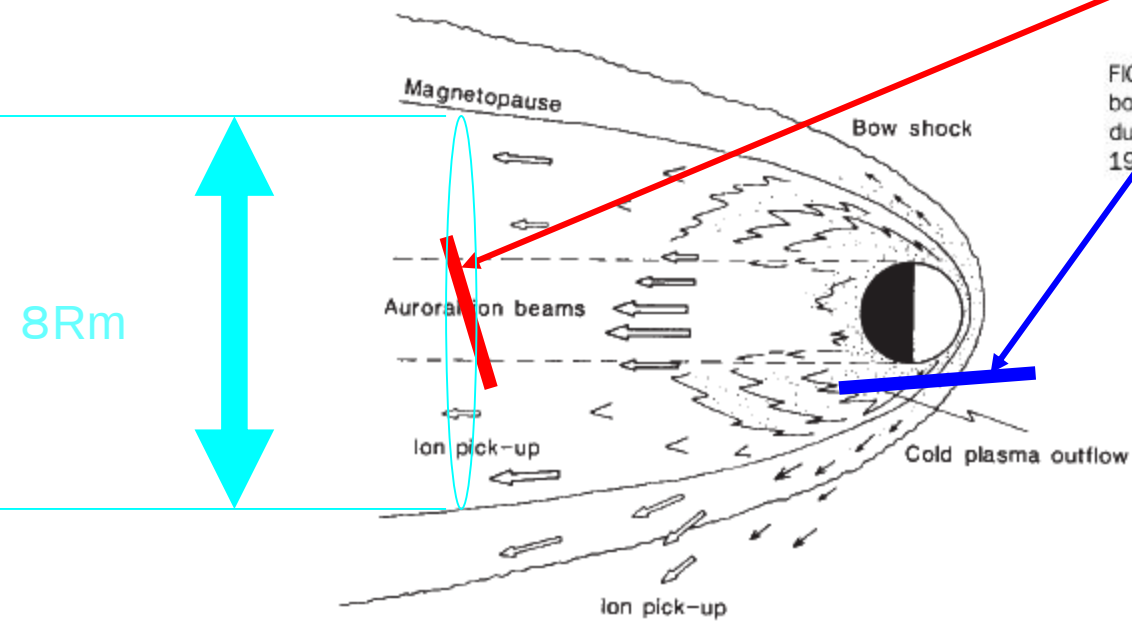


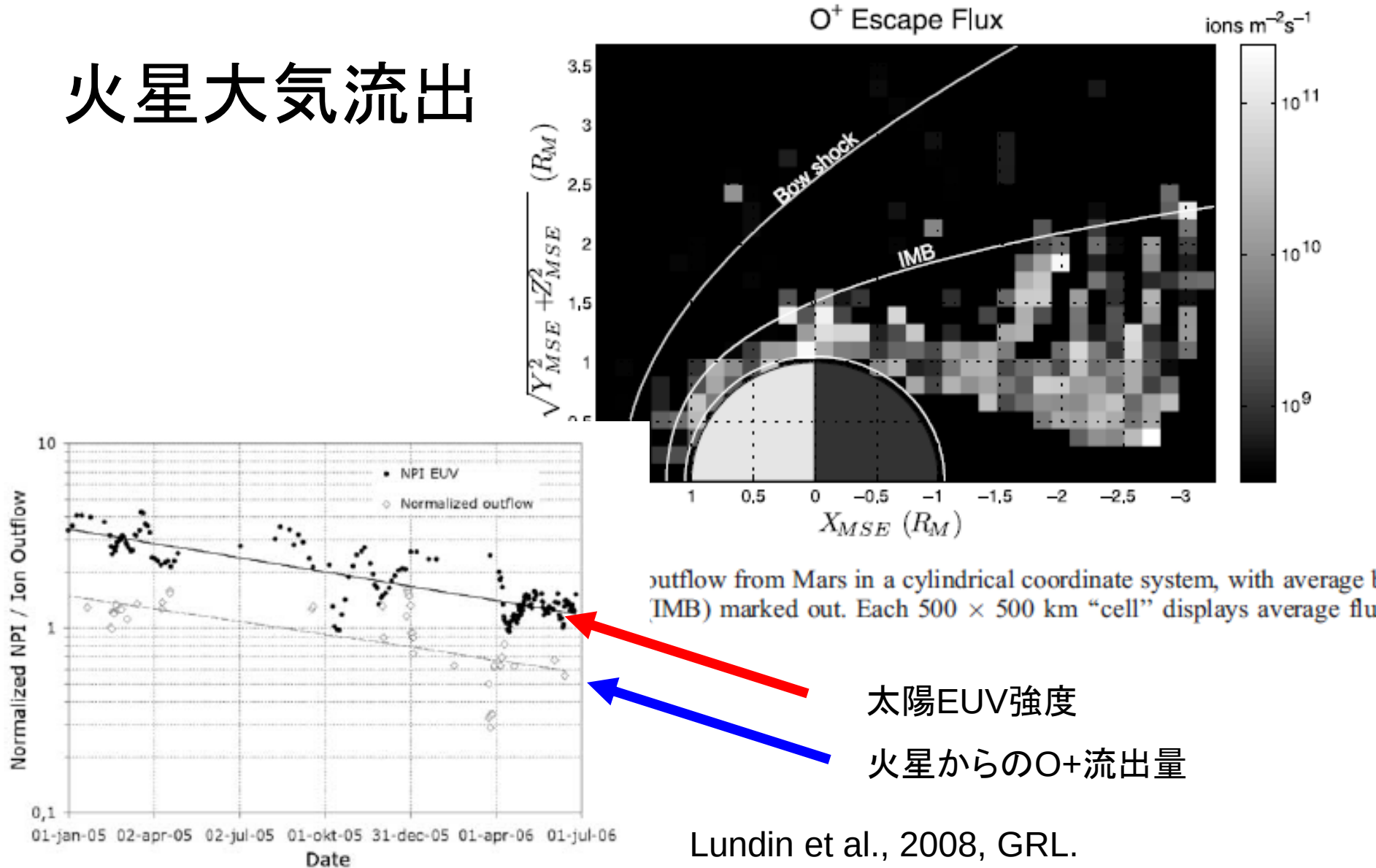
FIG. 4 Representation of the ionospheric ion outflow from Mars. The diagram illustrates the properties of the main ionospheric ion-escape regions, the tail boundary and the central tail.

O⁺ escape rate **3×10^{25} ions/sec**が、もし本当ならば、今後1億年以内に火星の大気がなくなる。

6m Barの大気 = 3×10^{41} [molecules] 10^{16} sec = 3×10^8 year = 3億年

本当か？

火星大気流出



Lundin et al., 2008, GRL.

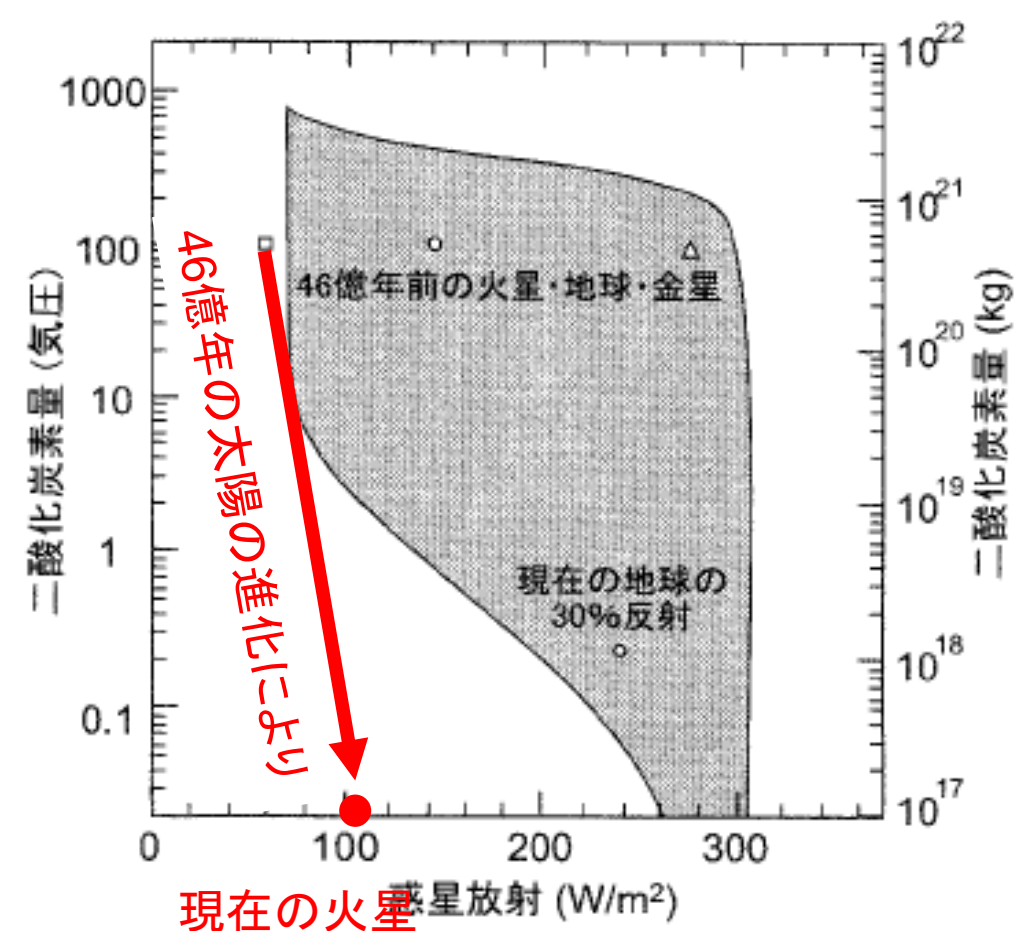
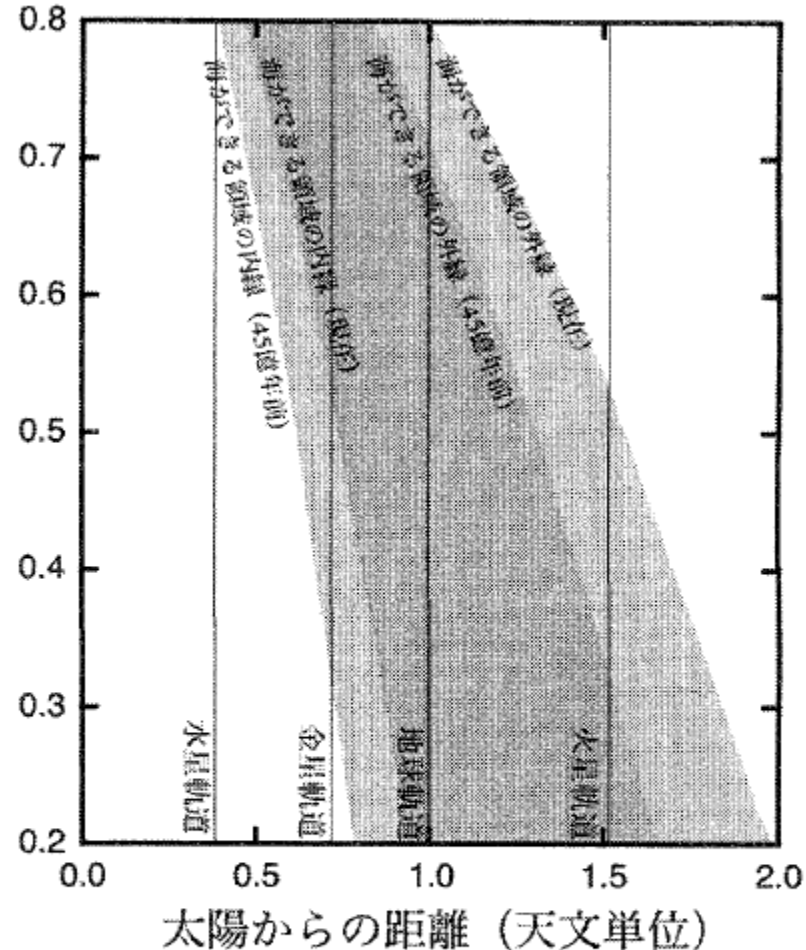


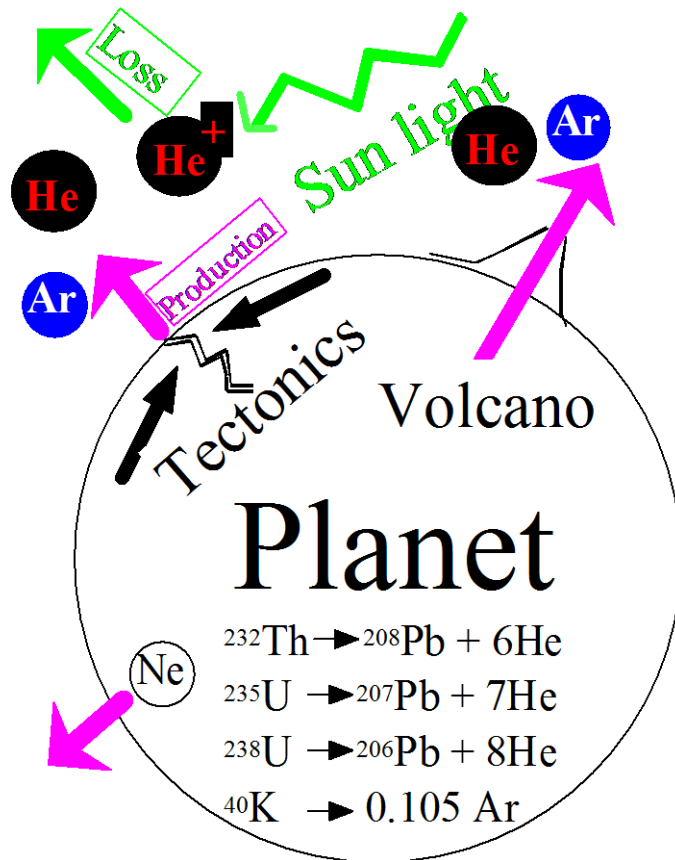
図2.8：H₂OとCO₂からなる大気において、液体の水が存在できる条件領域を示している。条件領域は以下の4つの境界によって決められている。(上)超臨界流体：液体と気体の区別が付かない。(左)液化：二酸化炭素自身が液化して温室効果が効かなくなる。(下)全球凍結：太陽放射が小さく温室効果も弱いので、全球が氷に覆われる。(右)暴走温室状態：水蒸気自身の温室効果のために高温になり、いくら大量にH₂Oがあっても海が作れない。図には、45億年前の火星・地球・金星の環境、および現在の地球(アルベド30%を仮定)の環境についても示している。



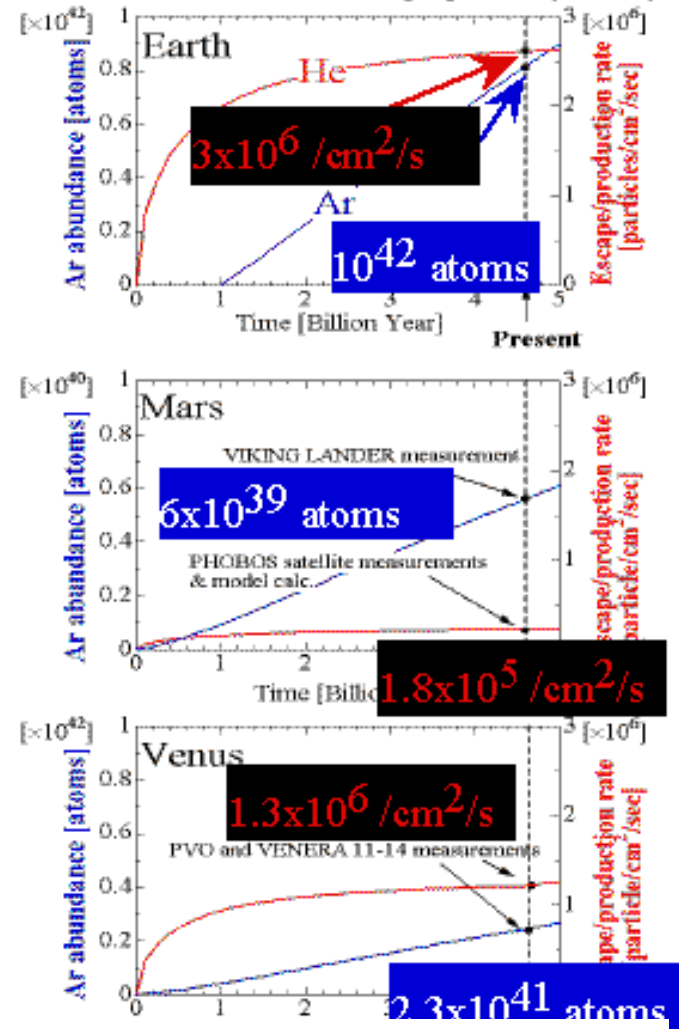
9：生存可能領域。現在の太陽放射で海が存在できる領域と、45億年前の太陽放射での領域を灰色で示した。45億年間、海が存在し続けられる領域は、図の濃い灰色の領域である。

3 barのCO₂=1.2x10¹⁹ kgのCO₂があったはず。

希ガス



Variation of He and Ar during a planetary history



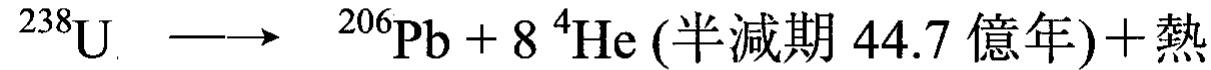
地下から大気へ希ガスが移動できる率に応じ、大気中の希ガス量の積分量が変わる。

希ガスの存在量を通じて、ごく最近までの火星の地殻の活動度や水循環を知ることができる。

・惑星大気中の希ガスはどこから沸いてくるのか？

1. (ヘリウムの生成) 地球型惑星に存在するヘリウム (^4He)

は惑星内部に存在する放射性元素の壊変から生まれる。



2. (ソースの量) 惑星内部に存在する Th, U の量は比較的

良く解っている。

例えば、現在地球内部にある Th の全量は

$$8.5 \times 10^{-8} \text{ g/g} = 1.32 \times 10^{42} \text{ atom} \quad \text{程度である。}$$

一方、火星の場合は、その比(Th:U)だけが解っている。

(参考) なぜ、地球では全量が解っているのに、火星では比だけなのか？

放射線元素の比は γ 線観測によって求められる。(火星の場合は Mars5, Phobos2 等が観測を行なった。) 地球の場合は地殻熱流量 ($63 \text{ erg/cm}^2/\text{sec}$) が解っているので、存在比から絶対量を算出できる。

水星の大気

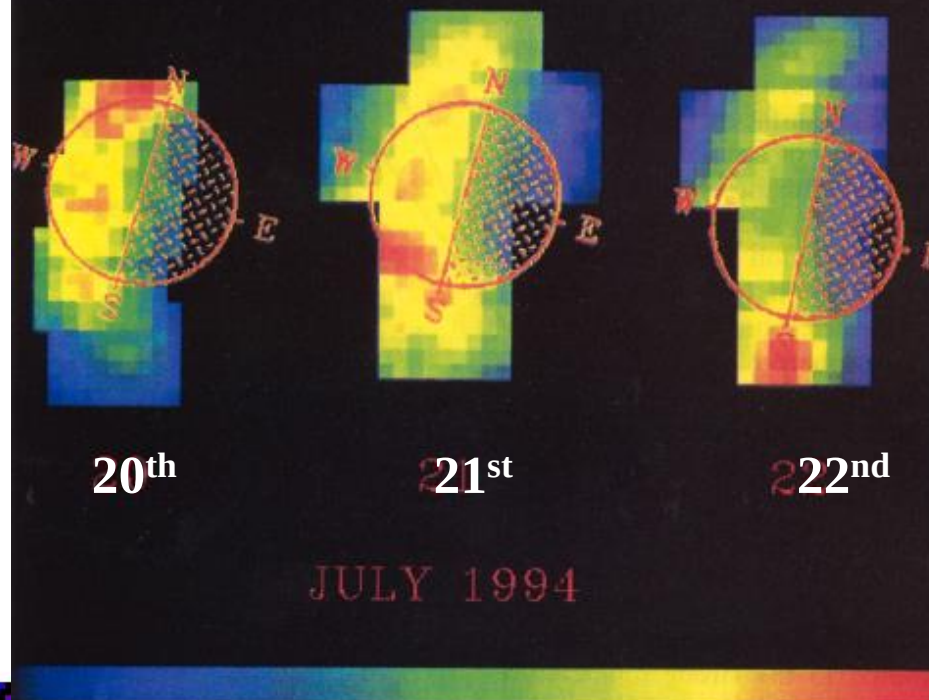
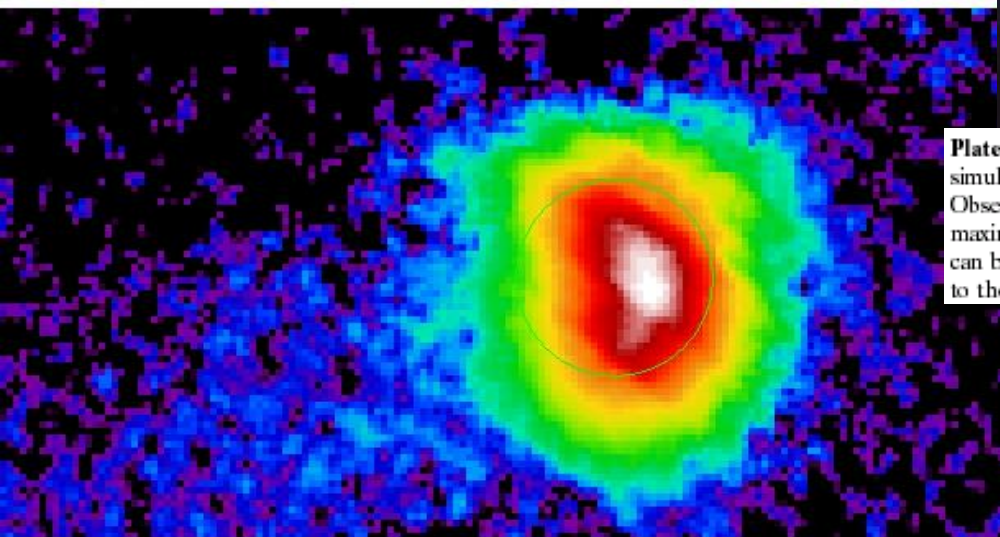
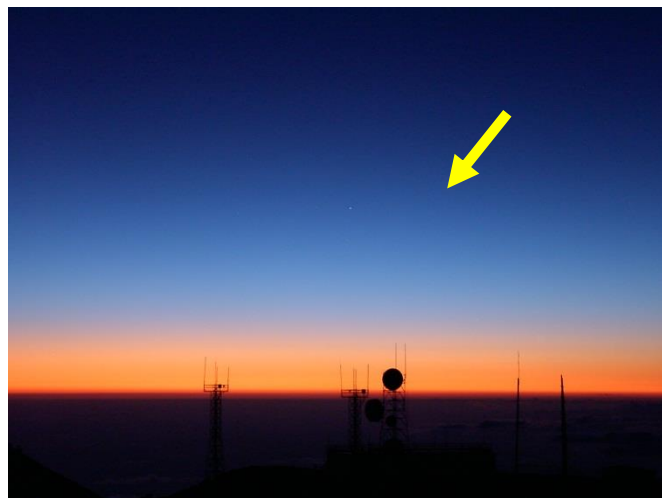
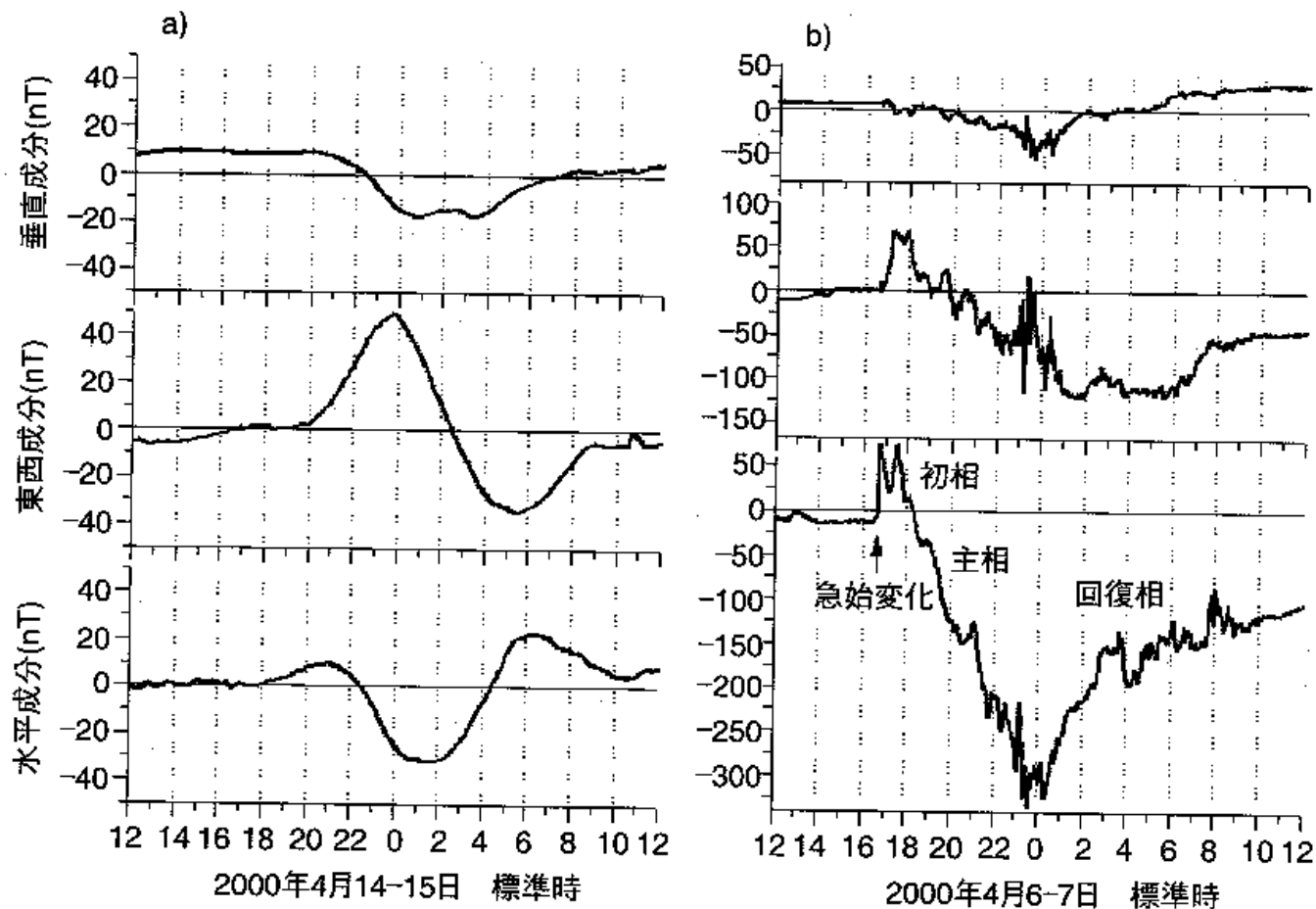


Plate 1. Images of (right) Mercury's Na D₂ emission and (left) nearby surface-reflected continuum simultaneously with the image slicer technique at the McMath-Pierce solar telescope, Kitt Peak Observatory, Arizona, on three consecutive days: July 20, 21, and 22, 1994 [Potter and Morgan, 1994]. The maximum emission (red) is 4.1 MR. On these dates the Na is concentrated in high-latitude enhancement regions that can be detected to a planetary radius above the poles. The morphology changed dramatically from day to the next.

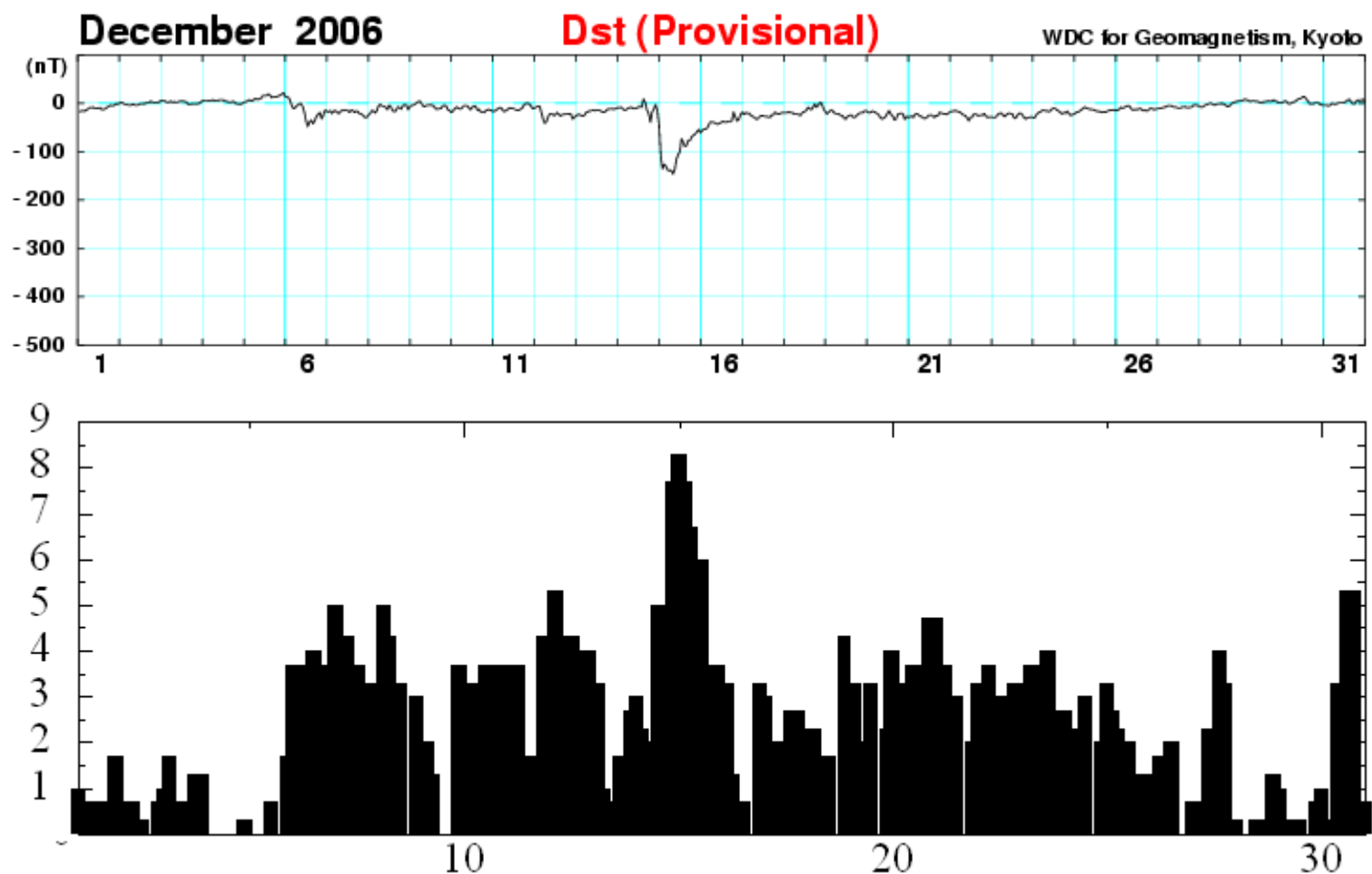
地磁気の変動： 磁気嵐



急始 (SC) :
Geomagnetic Sudden
Commencement
主相 : Main phase
回復相: Recovery
Phase

図 2.12 北海道女満別における地磁気観測例：静穏日の日変化(a)と磁気嵐時の変動(b)。

Dst-Index(上)とKp(下)



地磁気脈動

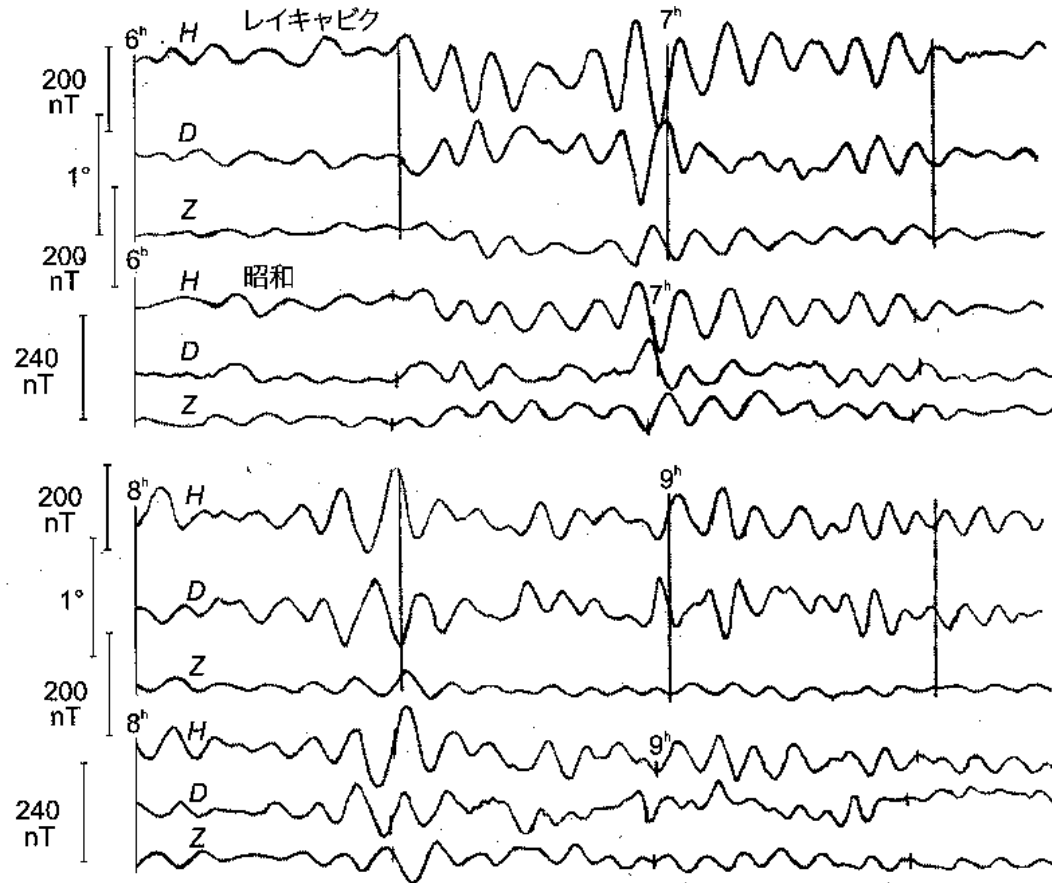


図 2.9 磁力線で結ばれた地磁気共役点，南極昭和基地とアイスランドレイキャビクで観測された長周期 (Pc5) 脈動。H, D, Z, はそれぞれ地磁気の水平，偏角，下向き成分を示す。(T. Nagata et al., 1963)

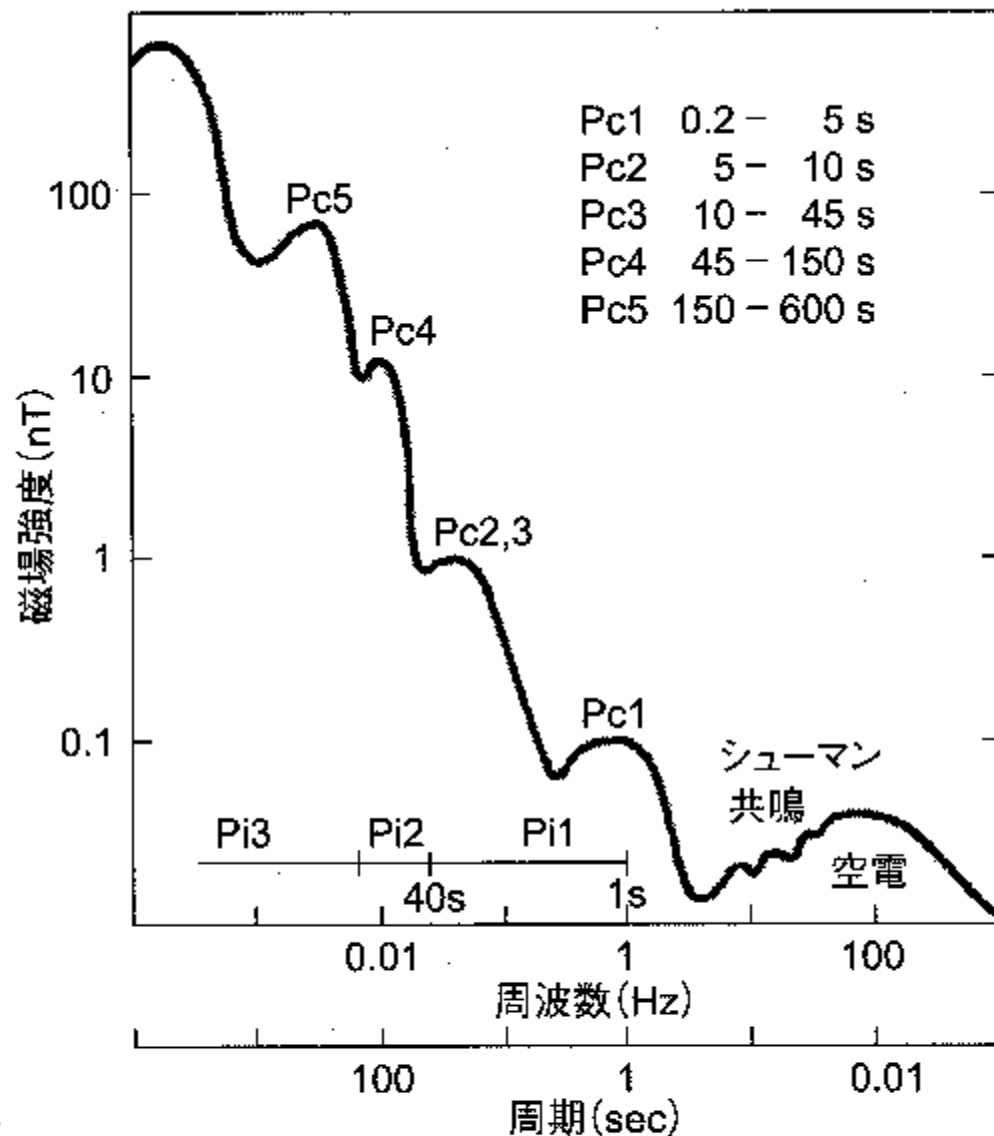


図 2.11 周期（周波数）による地磁気脈動の分類と地上で観測される変化の振幅。（福西他, 1983）

1980年2月24日

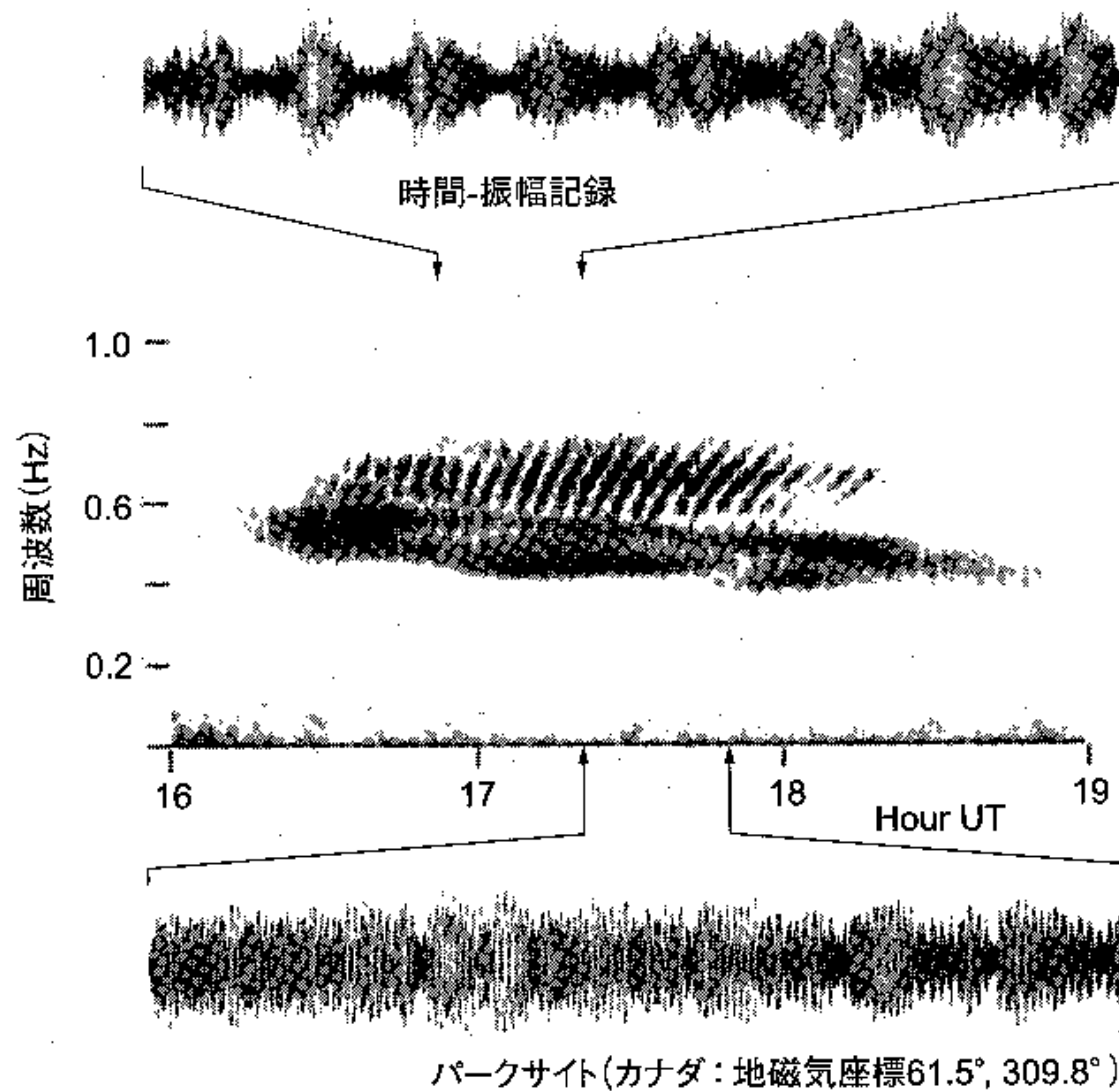
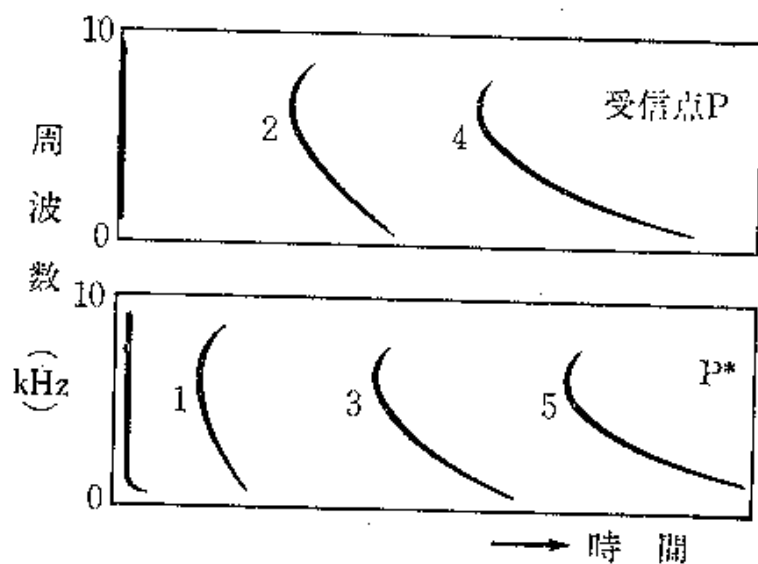
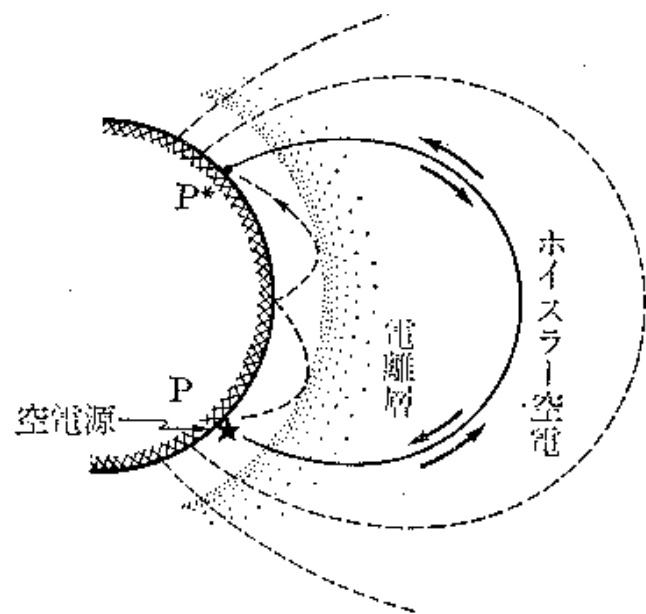
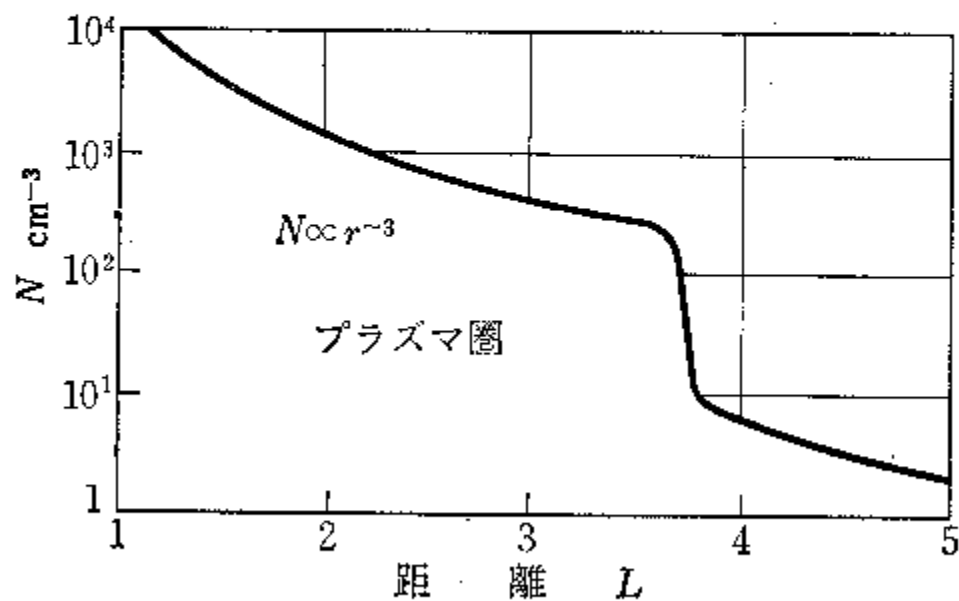
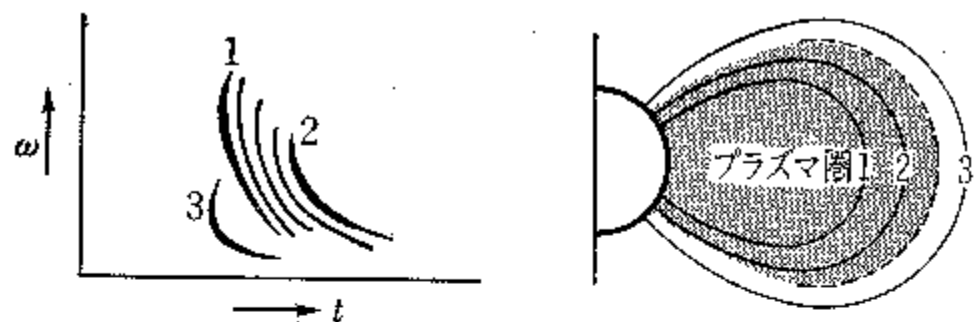


図 2.10 Pc1 脈動の波形とスペクトル。上の図のように波形が真珠の首飾りのように見えることからパール型脈動とも呼ばれている。



5-2 図 ホイスラー空電の伝搬経路



5-3 図 Knee Whistler と電子密度分布 (昼間側)

とき同じものになる。すべての粒子が一団となって動くからである]。式 (4.53) を線形化して、

$$n_1 = \frac{k}{\omega} n_0 v_x \quad (4.58)$$

式 (4.54) を線形化し、前の2つの結果を用いると

$$\begin{aligned} \text{よ} E &= -4\pi e \frac{k}{\omega} n_0 \frac{eE}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{-1} \\ \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) E &= \frac{\omega_p^2}{\omega^2} E \end{aligned} \quad (4.59)$$

それゆえ分散関係は

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2 \equiv \omega_h^2 \quad (4.60)$$

周波数 ω_h は高域混成周波数と呼ばれ、 B を横切る静電電子波は、この周波数をもつ。一方、 B に沿うものは $\omega = \omega_p$ の普通のプラズマ振動であり、熱運動が無視される限り、群速度は再び 0 となる。

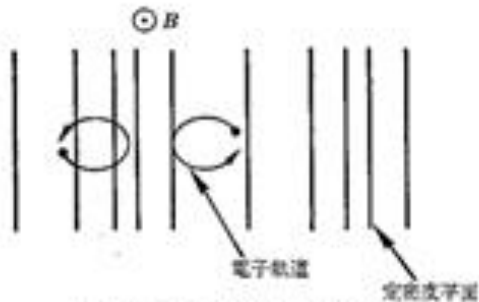


図 4.19 高域混成振動による電子の運動

この振動の物理的解釈は図 4.19 に与えられている。プラズマ振動と同様に、平面波中の電子は密な領域と疎な領域を形成する。しかしながら、今回は運動方向と垂直に磁場 B があり、Lorentz 力が軌道を閉円にする。この場合、電子に働く復元力は、静電場と Lorentz 力である。復元力が増大すると、周波数はプラズマ周波数よりも大きくなる。また、磁場が 0 になると、式 (4.60) で ω_c は 0 になりプラズマ振動となる。プラズマ密度が 0 になると ω_p は 0 になり、静電力も密度とともに 0 になるために、単なる Larmor 回転運動になる。

高域混成周波数は、磁場を横切るマイクロ波によって実験的に検証される。プラズマ密

宇宙空間の磁気流体波

高域混成周波数

- B に垂直
- 静電的
- 縦波

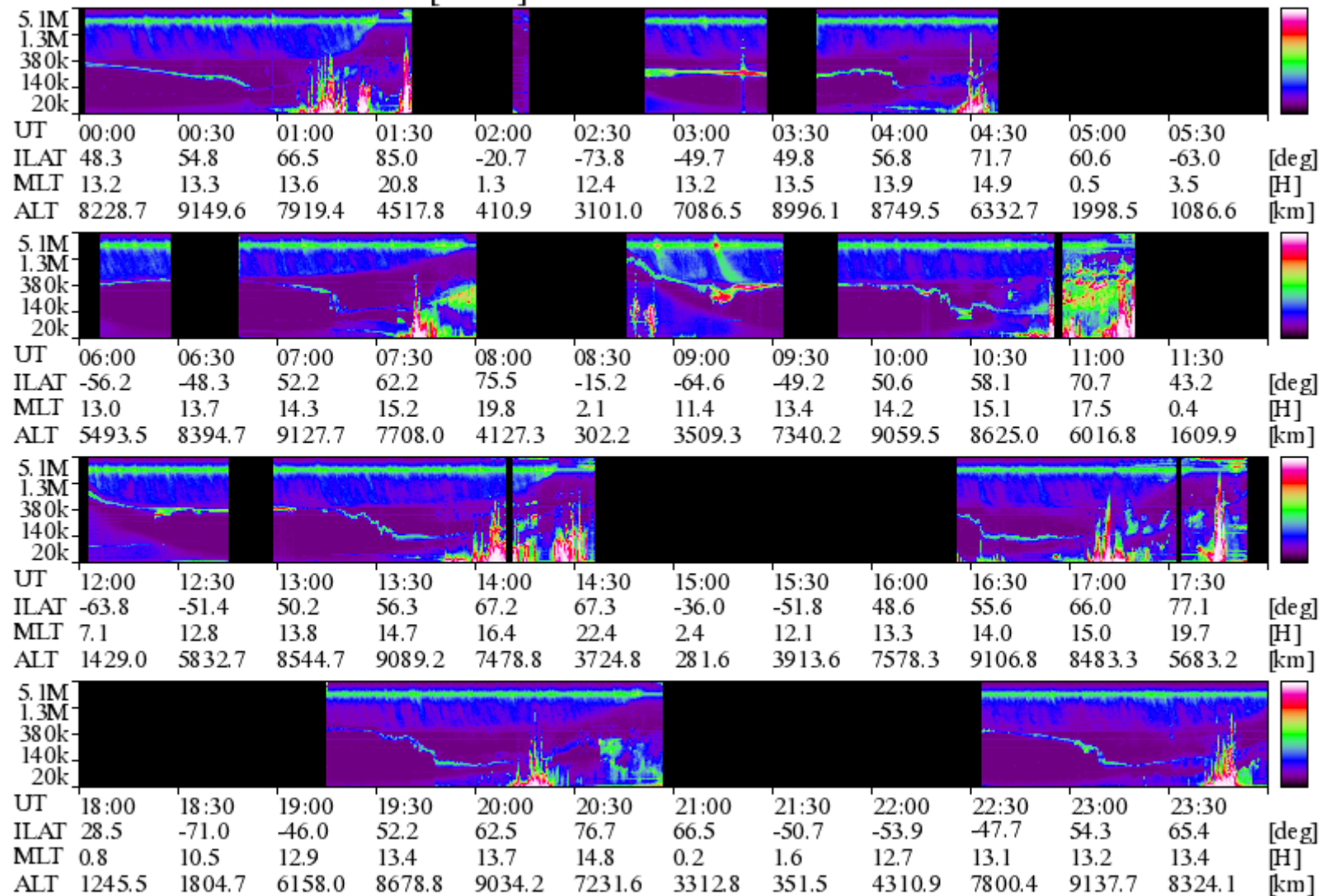
(Chen のプラズマの教科書 p83 から)

ω_c = サイクロトロン周波数 = B に比例

ω_p = プラズマ周波数 = n のルートに比例

内部磁気圏内の波動現象

Akebono/PWS 1992.01.08 [48629] DS-2



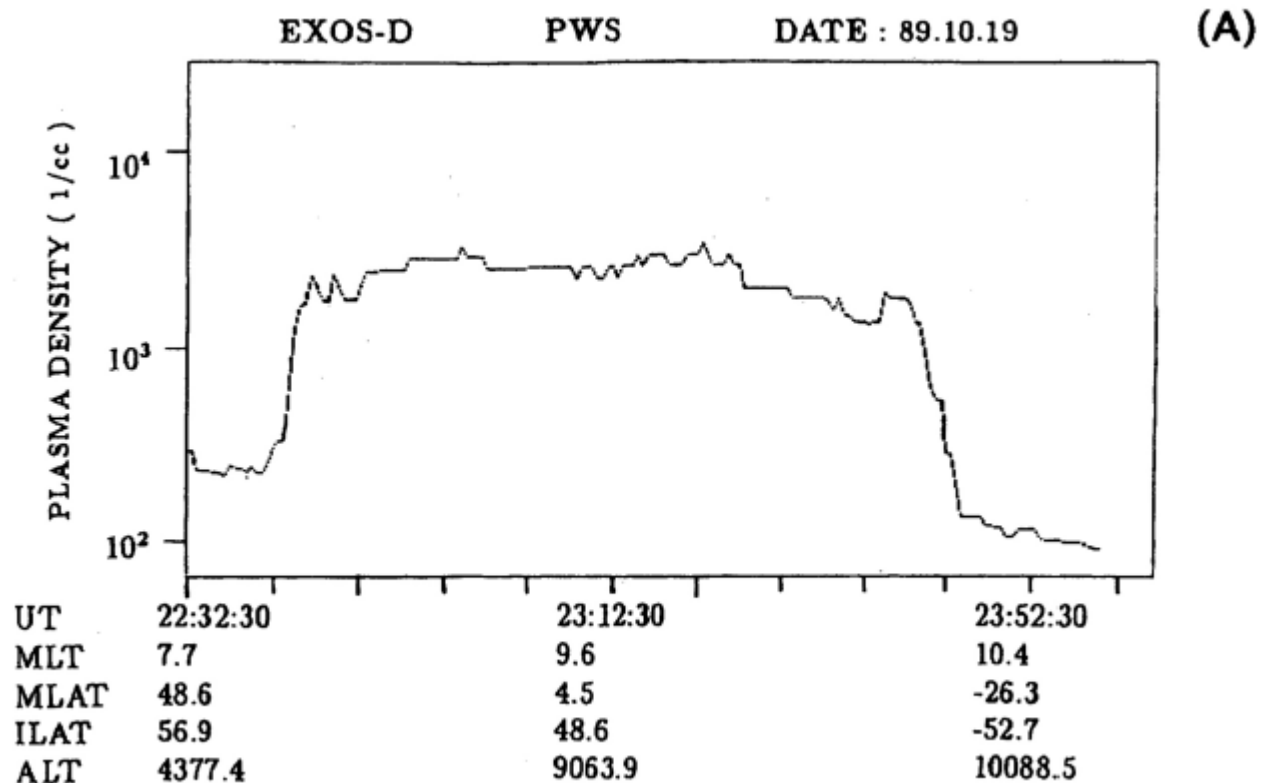
波動観測から見えるプラズマ圏

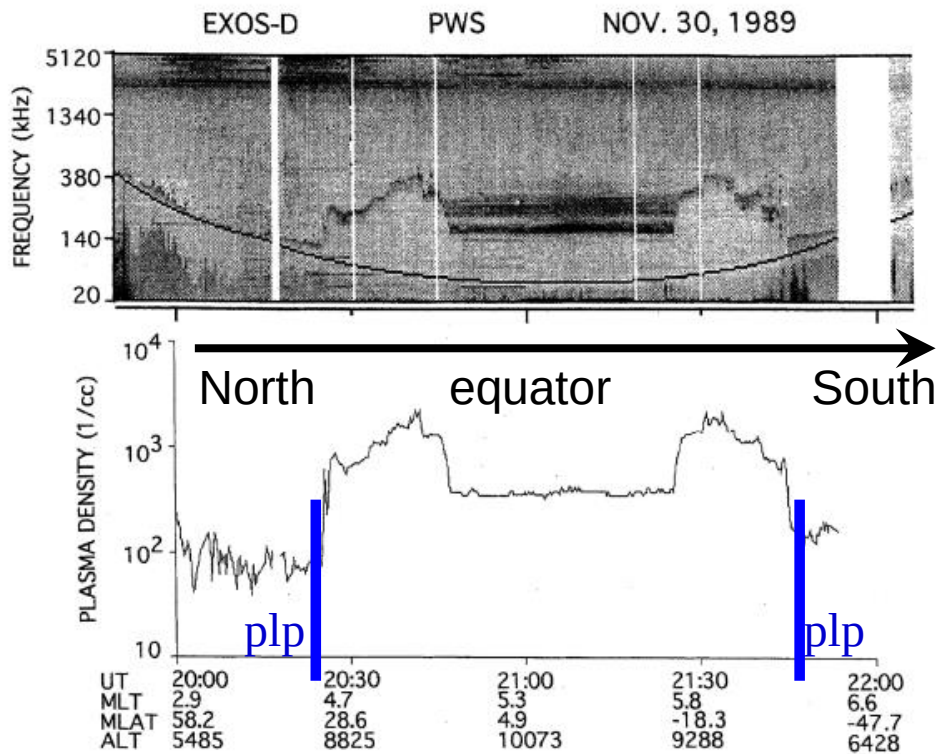
密度の絶対値は疑いところが少ない

南北対照に見える

はっきりとプラズマポーズがわかる

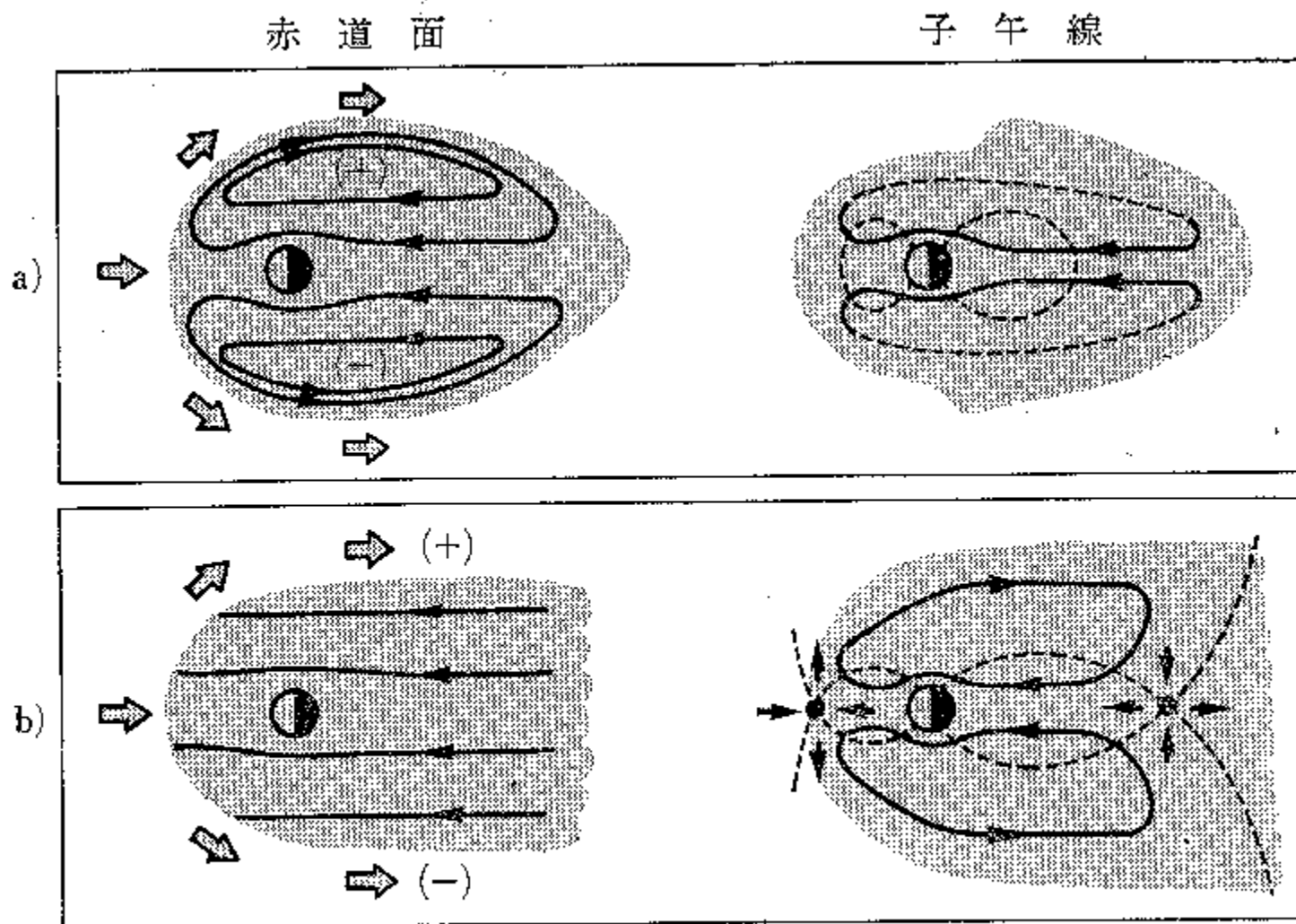
軌道の地方時は2時間ほどずれる





ロバの耳

Fig. 3. Example of the donkey ears phenomena revealed by the upper hybrid wave observation of PWS onboard the Akebono (EXOS-D) satellite (A) and obtained electron density (B). The obtained electron density profile along the satellite path of which apogee is in the equator region around 10,000 km, in this case, shows depression, around the equator region, by 1/5 of the quiet time plasmasphere in the same region. There are shock like contact region with cold dense plasmaspheric plasma in the latitude around $47\sim 48^\circ$ both in the northern and southern hemispheres. Because of shape of the plasma density profile along the approximately symmetrical satellite orbit with respect to the magnetic equator, the entire plasmaspheric plasma density profile in this period is called "donkey ears phenomena" (after Oya, 1991).



5-35 図 太陽風によって起される磁気圏プラズマの対流
 a) Axford-Hines モデル b) Dungey モデル

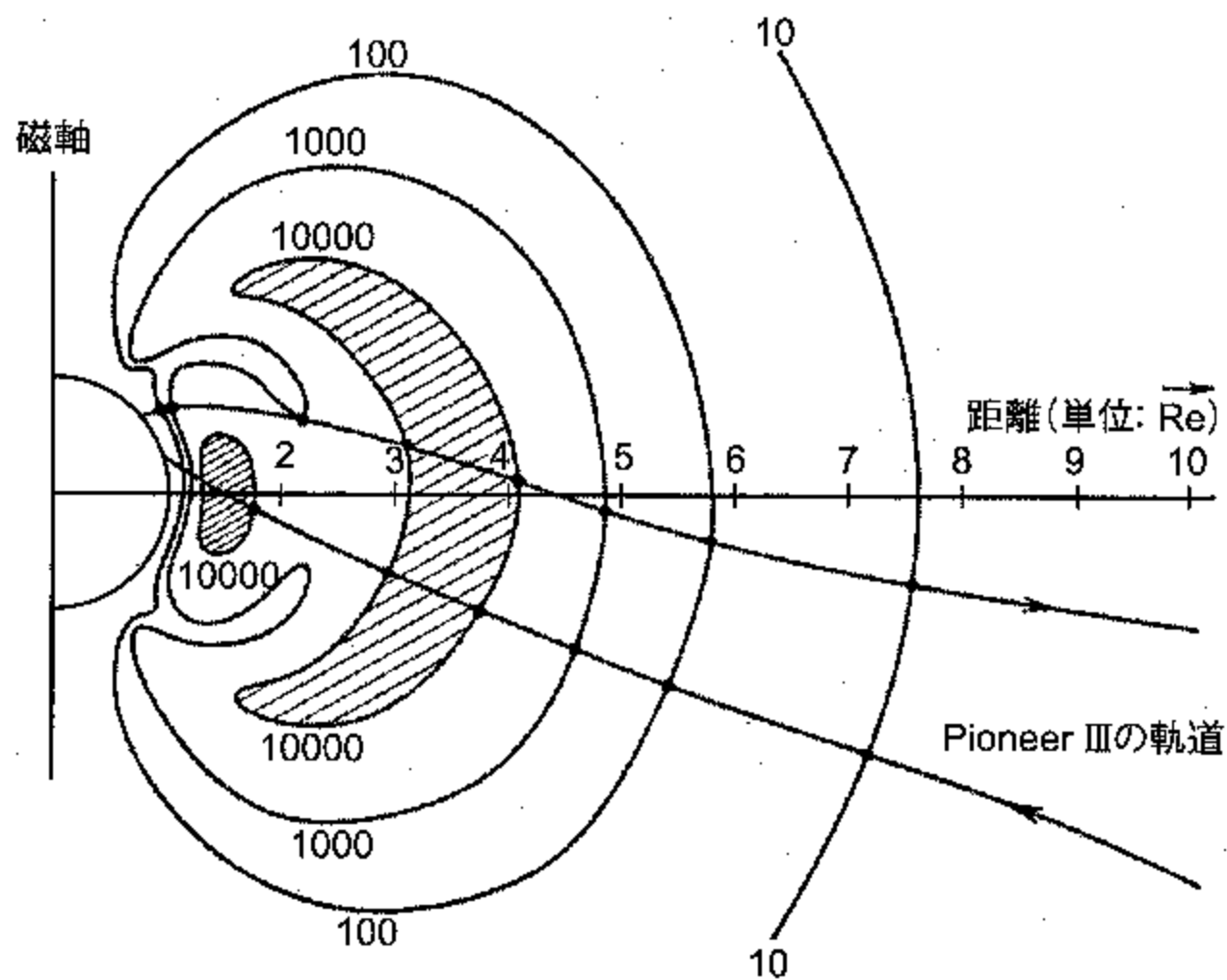
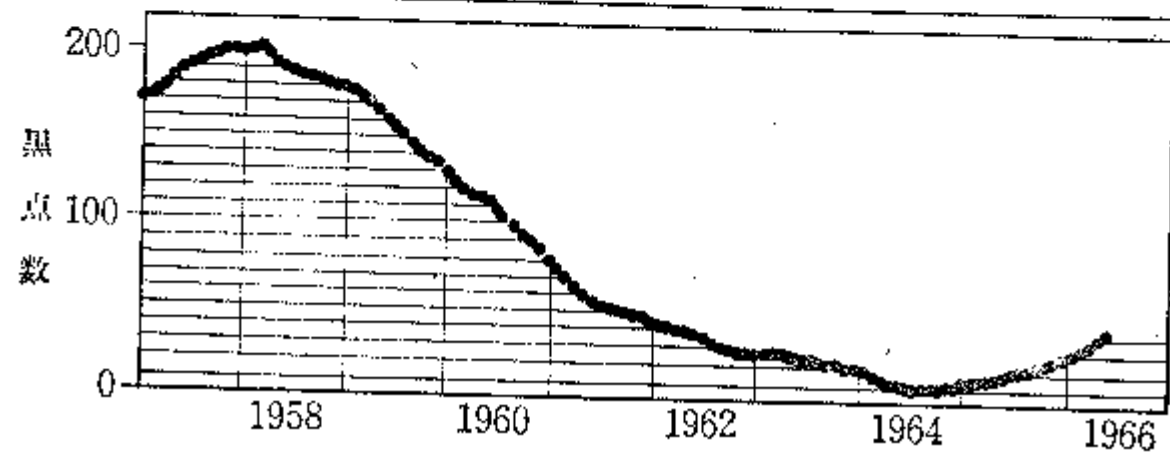
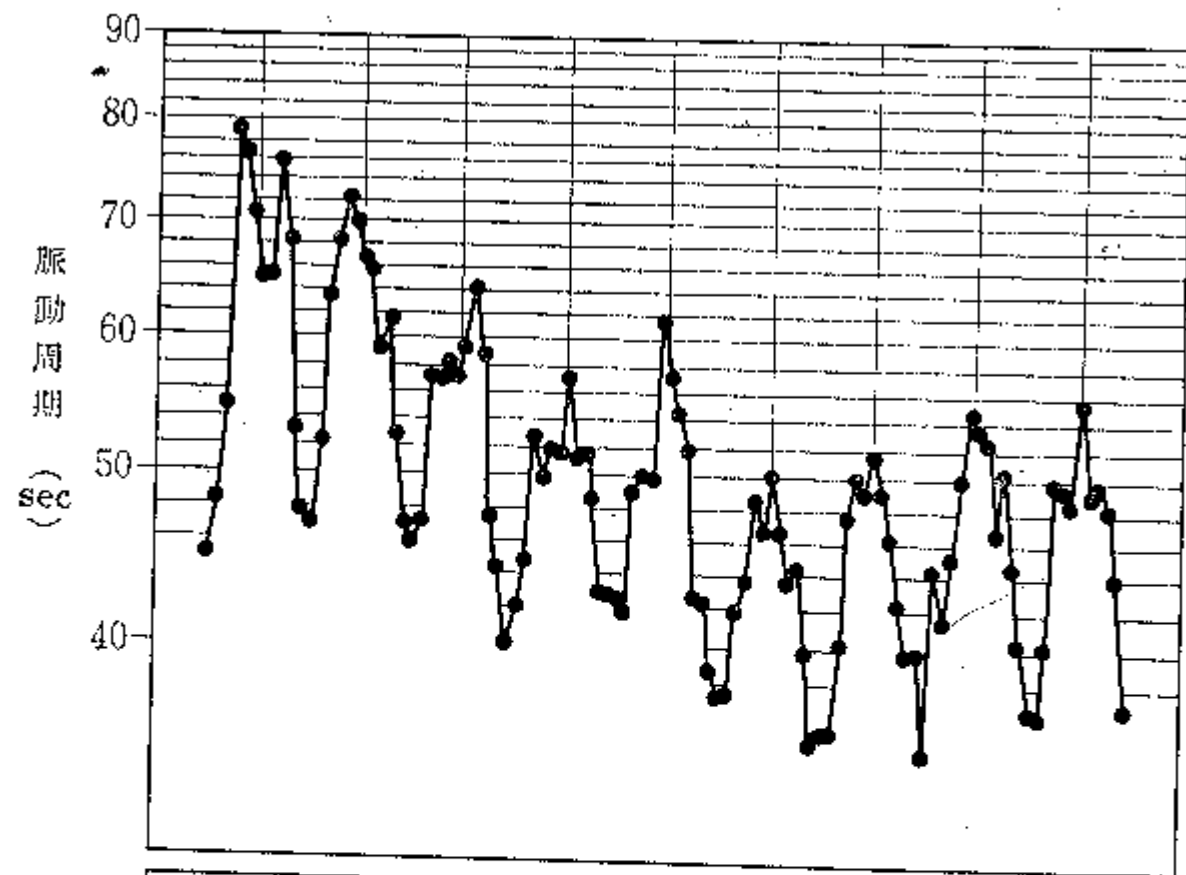


図 2.17 バンアレンらの衛星観測により発見された2つの放射線帯。コンターの単位はカウント数。(J. A. Van Allen and L. A. Frank, 1959)



6-34 図 pc-4 周期の変動と太陽黒点数の関係 [20]