

磁気圏物理学入門

奥澤隆志*

An Introductory Review of Magnetospheric Physics

Takashi Okuzawa

Abstract

This paper provides an introduction to basic concepts about magnetospheric physics for the beginning students, focusing on the interaction of solar wind with the Earth's magnetosphere for substorm as well as quiet conditions. The origin of the solar wind is also emphasized. Substorm research has not revealed all of the facts so far. However, this indicates that research on this complex phenomenon will be highly fruitful in near future.

Key words: magnetosphere, solar wind, substorm, aurora, heliosphere

1. はしがき

地磁気やオーロラの科学的な研究は、17 世紀の初めから本格的に始まった。17~19 世紀のこの方面の研究の歴史を眺めると、Halley, Celsius, Gauss, Weber, Ångström などの大家の名前にすぐにぶつかることから分かるように、天文学や物理学の初期の発展史の中にそのまま組み込まれている。次第に専門性を強め、宇宙科学に分類されるようになったこの分野の研究は 20 世紀に入って爆発的に進み、1960 年代に始まった人工衛星による観測がさらにその発展を加速させた。その結果、地球周辺の電磁環境は、太陽活動と抜き差しならぬ関係に置かれていることが分かった。

太陽からのエネルギー放射には、大別して X 線、紫外線、可視光線、赤外線、電波などの電磁波によるものと、プラズマ流、宇宙線などの荷電粒子流によるものがある。地球近辺で最大のエネルギー束をもつものはなんといっても電磁波放射であり、300~800nm の波長範囲で 1kW/m^2 もあって、電離圏の生成や下層の対流圏の気象現象は主にこれに制御されている。これに次いで大きなものが太陽プラズマ流であり、 $1\sim 10\text{mW/m}^2$ のエネルギー束をもって惑星間空間を満たし、ときに強められて地球上で磁気嵐 (magnetic storm) ならびに、しばしばオーロラ

(aurora) で代表されるサブストーム (substorm) の源となる。

太陽がこのようなプラズマ流を放出しているという言い伝えは古くからあり、オーロラの起源としてノルウェーの実験物理学者 Birkeland²⁴⁾ が仮説として提唱している。

1930 年代にはこのプラズマ流は磁気嵐の時だけ来襲すると考えられていた。英国の物理学者 Chapman and Ferraro¹⁾ による初期の磁気嵐理論はこの仮説に基づくものである。彗星の尾が反太陽向きであることから、太陽プラズマ流は平常でも常に存在しているのに気付いた人は少なくなかったであろう。シカゴ大学の天体物理学者 Parker²⁾ がその理論付けに成功して、さらには、1960 年代に人工衛星や惑星ロケットによる実測結果 (例えば Cahill and Amazeen³⁾; Ness⁴⁾) が次々と出るに及んで、太陽コロナから常時流れ出している太陽風 (solar wind) の概念が定着した。この解説論文では、太陽風と地球磁場の相互作用という観点から、(1) 地球磁気圏の概念、(2) サブストームの機構、(3) 太陽のプラズマ放射、に焦点を絞ってその概要を紹介したい。

本稿で取り上げるこれらの話題は、人工飛行体観測を通じて私たちが直接接触れることのできる自然界のプラズマ現象であり、その舞台は宇宙の 99.9% を占めるとされるプラズマの本質を探る巨大な実験室といえる。

* 本学名誉教授、元情報通信工学科教授 (平成 15 年 3 月末に定年退官)

2. 地球磁気圏の概念

2.1 磁気圏の形成

英国の物理学者Gilbert²⁵⁾は1600年に“De Magnete”という本を出版し、その中で「地球はそれ自身が大きな磁石である」と述べている。その後、ハレー彗星で知られるHalleyによる実測分布図の作成や数学者としても名高いGauss²⁶⁾などの尽力により、地球磁場の主磁場は、地球半径の数倍以内では、仮想的な棒磁石が地球の中心近くにあるとみたときの**双極子磁場** (magnetic dipole field) に似通っていることが明らかになった (Fig.1 参照)。この仮想棒磁石は、磁気モーメント $7.91 \times 10^{22} \text{Am}^2$ をもち、地球中心から約 500km ずれたところに位置している。その結果、その磁気軸は地球の自転軸に対して約 10.5° ずれていて、2000年現在で地表面を北と南半球をそれぞれ (79.5°N , 71.6°W), (79.5°S , 108.4°E) の地点で貫いている。この2点を両極と定めて緯度、経度を表す地磁気座標が便宜上、よく用いられている。これからしばしば登場する**磁気赤道** (magnetic equator) はこのようにして決められた赤道のことである。

現在では Table 1 で示すような諸元をもち常時存在する希薄な熱い磁化プラズマからなる超音速の太陽風と相互作用し、地球磁場は Fig.1 の姿とはだいぶ変わっていることが分かっている。すなわち、地磁気は地球の前面で太陽風の行く手を遮りこれを後ろに迂回させるときに、極冠部の磁力線が Fig.2 で示すように反太陽方向に吹き流される。このちょうど吹き流しのようなかたちに変形した地球磁場の支配領域をアメリカの宇宙科学・天文学者 Gold⁶⁾ の提案をいれて**磁気圏** (magnetosphere) とよぶ。なお、太陽風は太陽の磁場と一緒に運んできている点が、極地方の電磁気的な擾乱にとって重要である。

それでは、太陽風は地球磁場によって地球からどの辺りの距離で行く手を遮られているのか推定してみよう。太陽風粒子が磁気圏と弾性衝突し完全反射すると仮定すれば、太陽風動圧 $P_s = 2n_s m_s v_s^2$ (\gg 太陽風磁気圧 $B_s^2 / 2\mu_0$) が地球側の磁気圧 $P_E = B_{mp}^2 / 2\mu_0$ と釣り合う条件を考えてみればよい。ただし、 B_{mp} は磁気圏境界のちょうど内側の磁場の強さである。地磁気に双極子磁場を仮定し、太陽風(導体)による映像効果も加味すると $B_{mp} = 2B_0 (R_E/r_0)^3$ が成り立つ、ただし、 $B_0 = 3.0 \times 10^{-5} \text{T}$ は磁気赤道の地表面における磁場強度、 $R_E = 6400 \text{km}$ (地球半径)、 r_0 は正午の子午面上の磁気圏境界までの地心距離である。 $P_s = P_E$ に Table 1 の数値 ($n_s = 5 \times 10^6 / \text{m}^3$, $v_s = 4 \times 10^2 \text{km/s}$, $m_s =$ 陽子質量) を入れることにより、ただちに $r_0 \approx 9R_E$ と求められる。なお、太陽と地球を結ぶ線と角度 ϕ をなす磁気圏境界までの地心距離は $r_{0\phi} = r_0 (\cos \phi)^{1/3}$ となり、 $\phi < 90^\circ$ に対する磁気圏境界までの第一近似距離を与える。試みに $\phi = 45^\circ$ としてみると $r_{0\phi} \approx 11R_E$ と求まる。

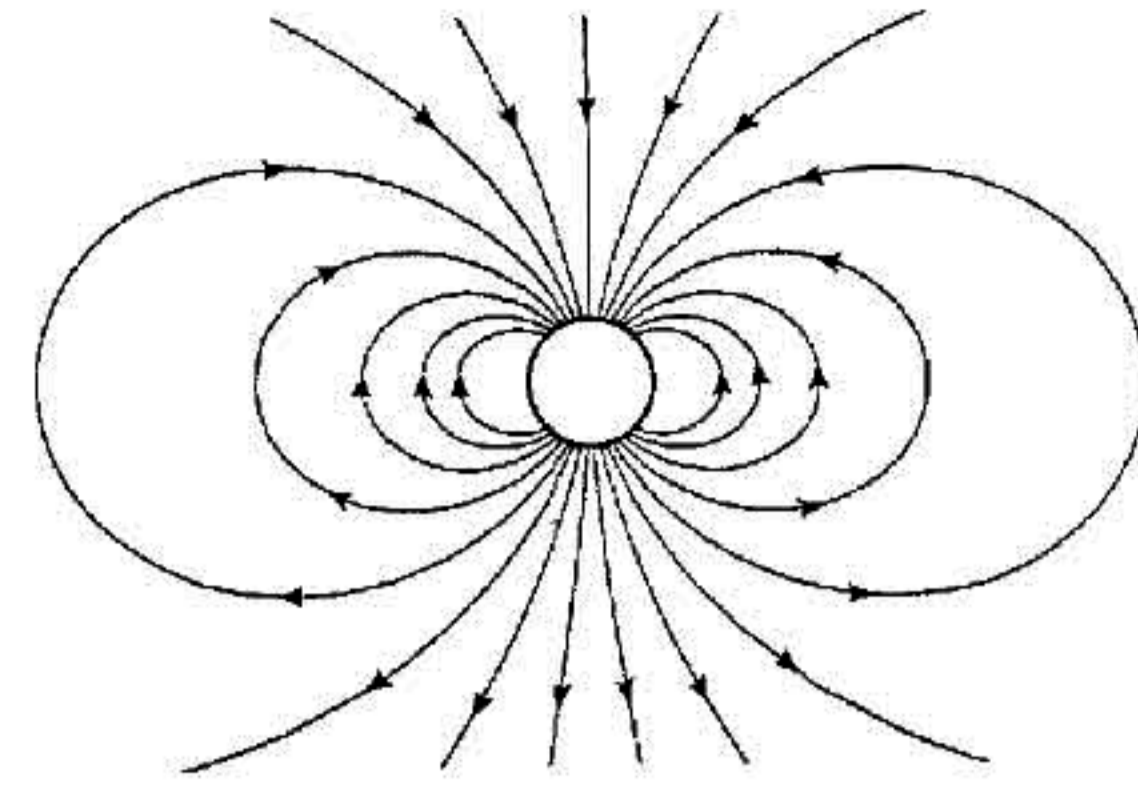


Fig. 1 Magnetic field lines of a magnetic dipole at the center of the earth. North is on top, where field lines enter the earth.

Table 1 Average amplitude values of solar wind parameters around 1 AU.

速度 v_s		$4 \times 10^2 \text{ km/s}$
数密度 n_s		$5 \times 10^6 / \text{m}^3$
温度(イオンの擬温度*) T_s		10^5 K
磁束密度 B_s		5 nT
アルペーン速度 C_A		$7 \times 10 \text{ km/s}$
マッハ数 M		7
アルペーンマッハ数 M_A		6
組成比	$\text{H}^+ : \text{He}^{++} : \text{He}^+ = 1 : 0.1 : 0.001$	
H^+ の平均自由行程 λ_p		$1.4 \times 10^8 \text{ km}$

* マクスウェル分布ではなく、顕著な非熱的成分もある。

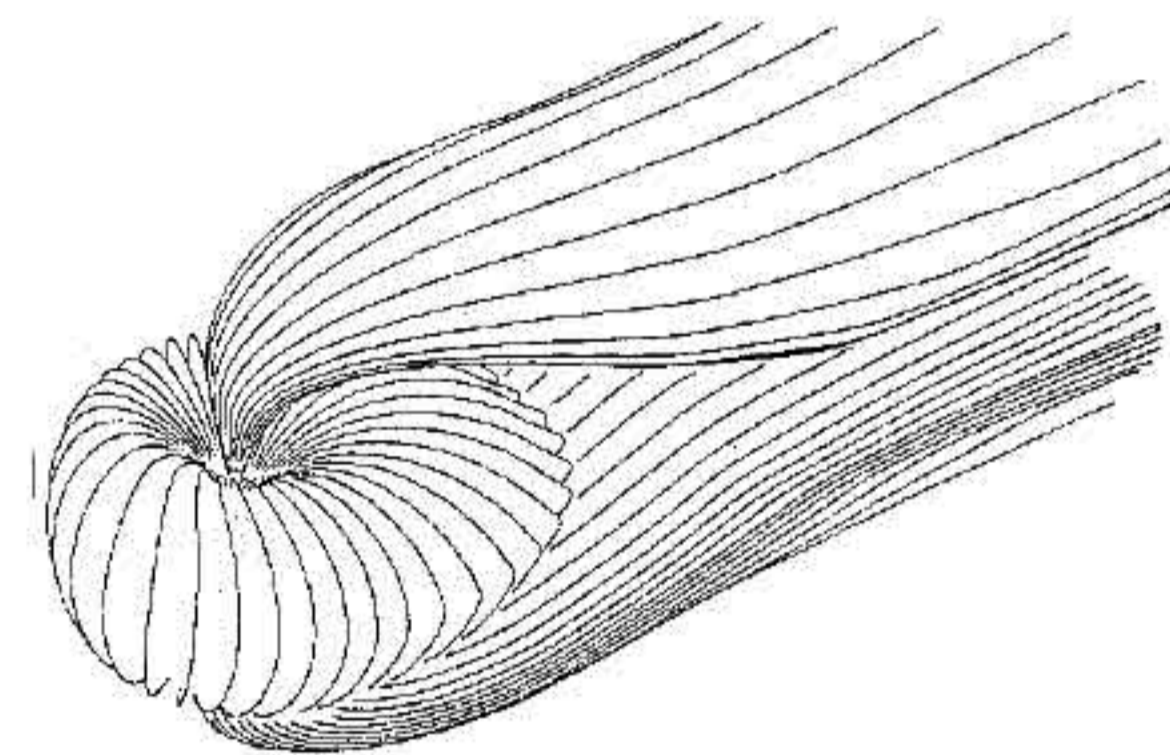


Fig. 2 Earth's magnetic field lines formed by the interaction with the solar wind: The low-latitude field lines have a roughly dipole shape, while the high-latitude lines swept round over the poles to form a geomagnetic tail.

地球とは異なり金星や火星は固有の磁場をもっていない。仮定の話として、地球がもしこのような非磁化惑星の仲間であったならば、太陽風は地表面からどの程度の距離まで接近して止まるのであろうか? 地球大気の静圧 $P_E = n_E \kappa T_E$ (κ は Boltzmann 定数) が太陽風の動圧 $P_s = n_s m_s v_s^2$ (太陽風粒子の非弾性衝突を仮定している) と平衡を保つ条件 $P_E = P_s$ に、太陽風の方には Table 1 の数値 (および $m_s =$ 陽子質量) を採用すると、地球のプラズマ温度 $T_E = 10^3 \text{K}$ 、電子密度 $n_E \sim 10^{10} / \text{m}^3$ がちょうどこれを満たす数値であるから、だいたい電離圏の少し上空の $(1 \sim 2) \times 10^3 \text{ km}$ 付近まで太陽風が普段でも来てしまうことになる。

2. 2 磁気圏のプラズマ領域

Figure 3 は Explorer X 号を初めとする数々の人工飛翔体の観測が明らかにした磁気圏の子午面での断面図である。太陽風は超音速流であるから、これが磁気圏に吹きつけられると、その前面にはちょうど船の舳先にできる白い波頭を連想させる**定在型衝撃波 (bow shock)**が、太陽側に地心距離約 $13\sim 15R_E$ のところに生じている。それと**磁気圏境界 (magnetopause)**との間は**マグネトシース (magnetosheath)**とよばれる磁場と流れの不規則な乱流領域が占めている。彗星の尾を想像させる反太陽方向に伸びた磁気圏の領域である**磁気圏尾 (magnetotail)**は少なくとも地球半径の6000倍の約3800万 km の彼方まで達していると考えられている。ちなみに月の平均地心距離は約 $60R_E$ (約38万 km) であるから、楽々この中に納まってしまふ。

外側から磁気境界面を横切って内側に入ると、磁気圏尾部に着目して、まず**プラズママントル (plasma mantle)**という太陽風に準じた暖かいプラズマの占める境界層を経て、 $1\sim 10\text{eV}$ 程度の冷たい**ローブ (lobe)**に入る。この粒子密度約 $10^6/\text{m}^3$ の希薄プラズマ領域を過ぎてから**プラズマポーズ (plasmopause)**といわれる通常、地心距離約 $4R_E$ のところで境として地球方向に急激に2から3オーダーも密度が上昇する**プラズマ圏 (plasmasphere)**に入る。プラズマ圏の磁力線は閉じていて本来の双極子型を保っているため、下層の電離圏からプラズマの供給があっても、これを捕捉しておく割合が高いので、内側では濃い密度を維持していると考えられる。なお、これとは対照的に、Fig. 2 でみられるように極冠部から出て反太陽側に吹き流されている磁力線沿いには**ポーラーウィンド (polar wind)**として知られる電離圏起源の粒子群が、地球から逃げ出していることが知られている (例えばAbe et al.⁶⁾)。

つぎに、磁気圏の尾部と太陽側を分ける部分が**ポーラーカusp (polar cusp)**として知られている。これは両半球の極上空近くにあり、北半球でいえば、夜側の太陽方向に伸びた磁力線と昼間側にあつて夜側に向かう閉じた磁力線のぶつかる境界領域に当たる。この部分は磁気的に中性になる点を含むので、太陽風粒子に対する防御が少し弱く、昼間の高緯度電離圏へ太陽風プラズマの一部を運ぶ通風口の役割を果たしていると考えられている。

プラズマ圏を占める低エネルギー粒子領域にオーバーラップして、**放射線帯 (radiation belt)**あるいは発見者の名に因んで**バンアレン帯 (van Allen belt)**とよばれる高エネルギーの捕捉粒子が極地方に穴の開いたドーナツ状に地球を覆っている。これに含まれる粒子束は最大 $10^{12}/\text{m}^2/\text{s}$ に達し、そのエネルギー範囲は $10^2\text{eV}\sim 10\text{MeV}$ にわたる。その起源としては、いわゆるアルベド (albedo) 説が最初、有力であった。これは、数GeVを超えるエネルギーをもつ

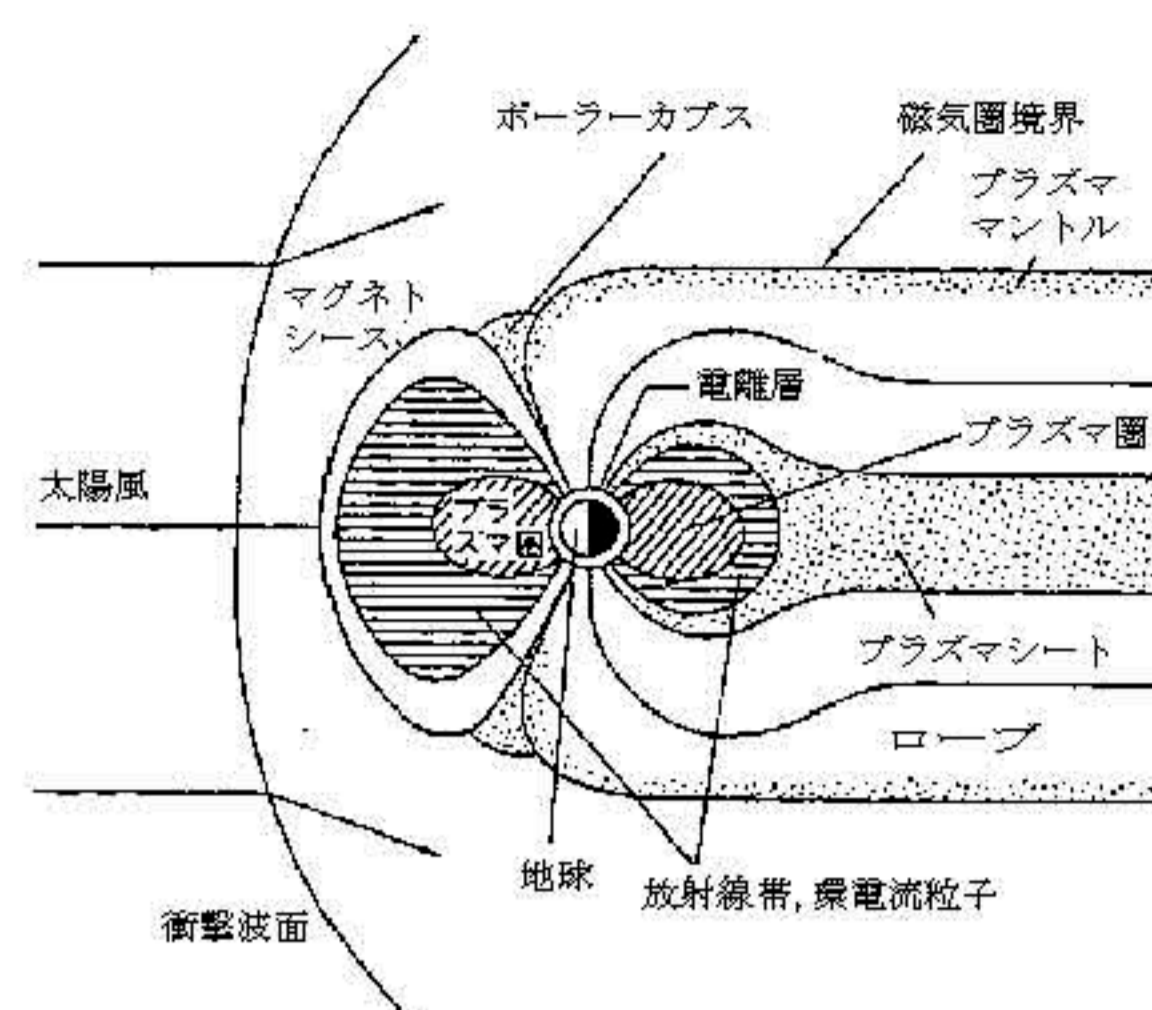


Fig. 3 Schematic illustration of the magnetic-field topology and the classification of plasma regions in the magnetosphere in the noon-midnight meridian plane.

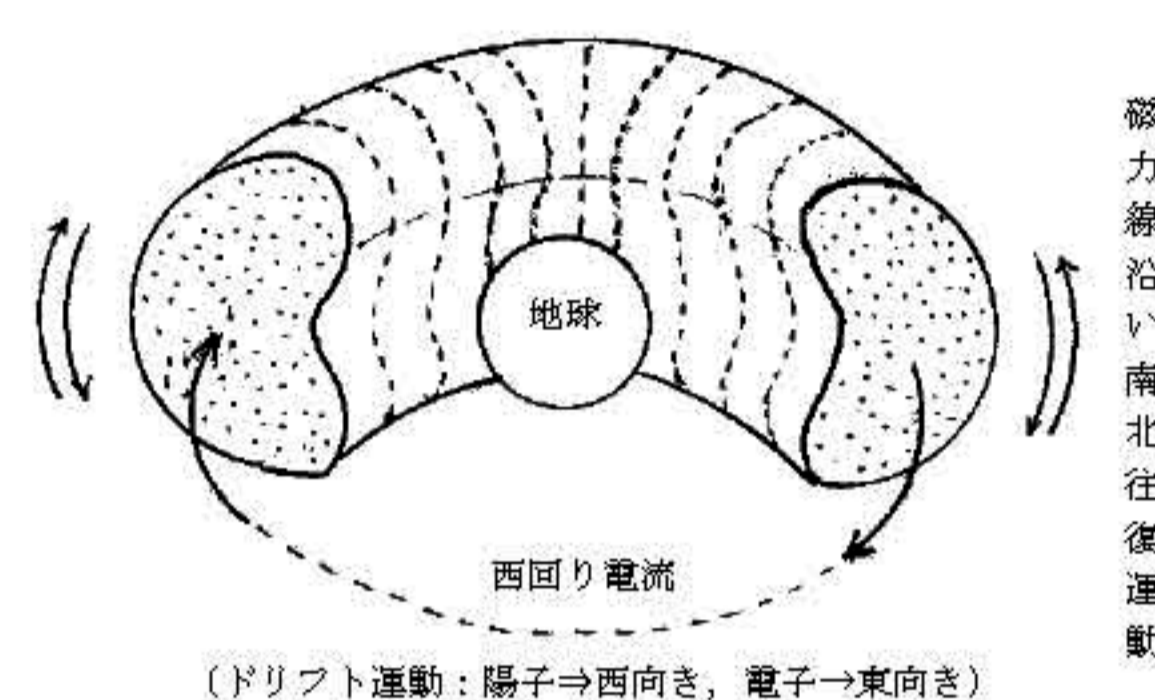


Fig. 4 Schematic picture for the toroidal-shape distribution of high-energy particles surrounding the earth: Both ∇B and curvature drifts contribute to generate westward current (ring current), while magnetic mirror effect yields bouncing motion between the two hemispheres.

た宇宙線陽子が地球大気窒素や酸素の原子核に衝突して中性子を叩き出し、それが β 崩壊してエネルギーが1桁以上低い陽子になって、地球磁場に捕捉されたとする説である。しかしその後、中性子の計測技術が進み、陽子エネルギースペクトルとの比較が精密に行われると、この説で説明できるのは、約数10MeV以上の陽子成分に限られることが分かった。現在では結局、大部分が磁気圏尾の赤道部から侵入した太陽風粒子をソースとする説が有力である。地球の南北両半球に2つの端をもつ双極子磁場の磁力線束に捕捉されて螺旋運動する荷電粒子は、磁場が両端に行くにつれて強くなるため、損失コーンに入らない成分が磁気鏡の効果で反射され、両半球間を磁力線沿いに往復運動する。それと同時に磁場の勾配 ∇B によるドリフトや曲率に起因するドリフト作用を受けて、正イオンは西向きに、負イオンは東向きに移動する。先の往復運動とこのドリフト運動が合成された結果が、地球赤道上空をドーナツ形に覆う放射線帯粒子の分布である (Fig.4 参照)。磁気嵐に際しては、これらの捕捉粒子に新たに侵入した太陽風粒子を加えた西向きの電流が**環電流 (ring current)**として地上の地磁気水平成分の強度を下げるはたらきをする。

夜側の磁気圏尾部に再び眼を転じると、両極冠部を出て吹き流しのような形状をしている磁力線は、両半球で

互いに反平行になっている。したがって磁気赤道の近くでは、磁場強度が互いに打ち消し合ってゼロに近づいている。このような磁気中性面では磁気圧がほとんど無くなるわけであるから、磁気圏構造を定常的に保つためには、その部分のプラズマの圧力が高くなければならない。実際この領域には1 KeV 程度の高温プラズマが存在し、**プラズマシート** (plasma sheet) とよばれている。

2. 3 磁気圏の電流構造

磁場が存在するだけでは力にならない (この点は昔、京都の基礎物理学研究所のシンポジウムで議論があったと仄聞している)。アンペア力は $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ で表されるから電流 (電流密度 \mathbf{J}) が流れていないといけない。押し寄せてくる太陽風を前面で遮って磁気圏に簡単に侵入させないようにする作用はこのアンペア力である。そのために磁気圏表面に流れるべき電流を**チャップマン・フェラロ電流** (Chapman-Ferraro current) という。図示すると Fig.5 のようになる。

つぎに、磁気圏尾部のプラズマシートを定常的に保つためには、圧力平衡式 $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla P$ (P はガス圧) から得る電流

$$\mathbf{J} = \frac{\mathbf{B} \times \nabla P}{B^2} \quad (1)$$

が、Fig.6 に矢印で模式的に示すとおり、尾部のプラズマシートに沿って東から西向きに流れなければならない。これをふつう**尾部横断電流** (cross-tail current) とよんでいる。このことは、先のポーラーカスプと並んで、太陽風粒子が磁気圏の脇から磁気圏に入り込む余地のあることを暗示している。

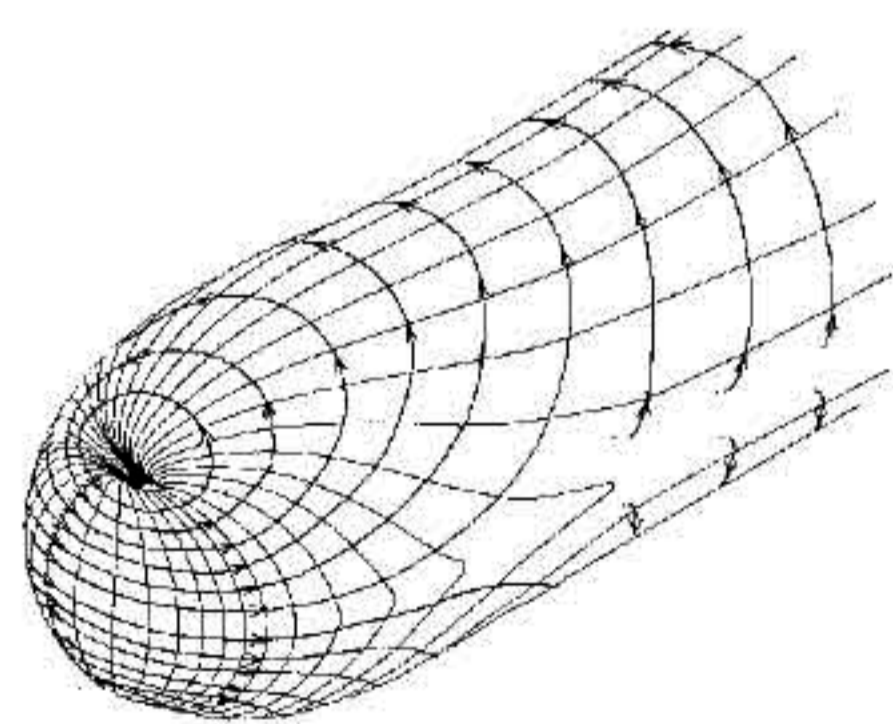


Fig. 5 Chapman-Ferraro current flowing on the outer boundary of the magnetosphere to oppose the entry of solar wind.

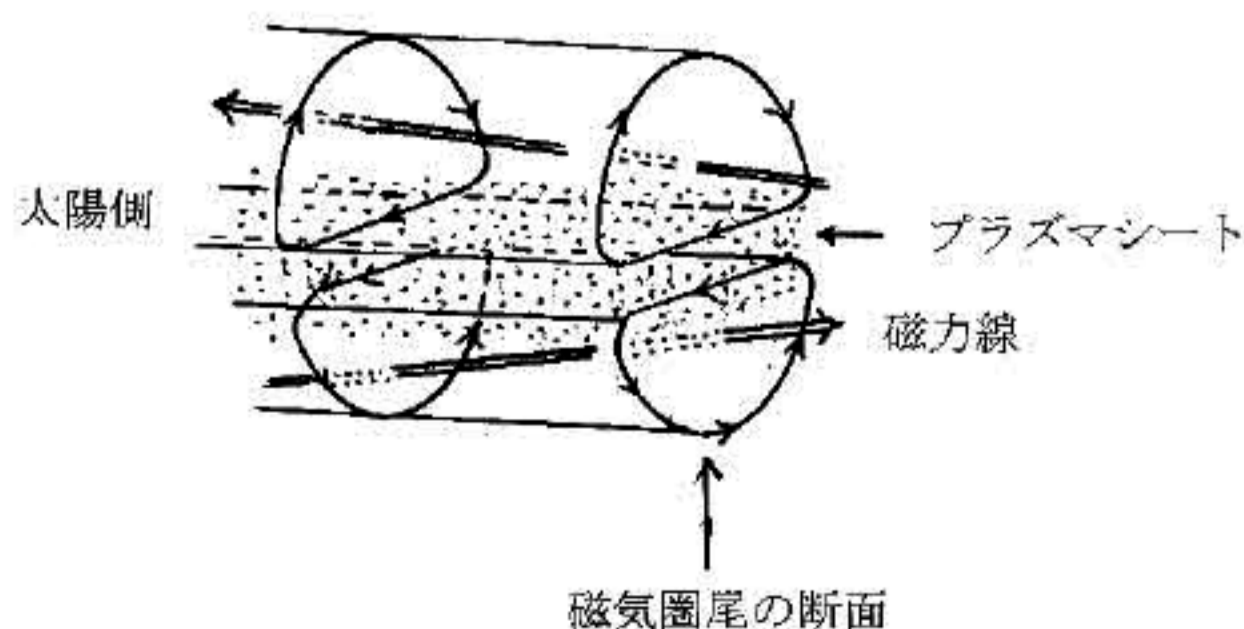


Fig. 6 Electric current flowing in the magnetotail.

2. 4 電離圏のプラズマ

プラズマ圏の下部に当たる高度 80~500km にかけて存在する弱電離プラズマ領域が**電離圏** (ionosphere) として知られている。中性粒子が荷電粒子成分に比べてかなり多く含まれ、高度 300km 付近でその比をとると、前者が後者の 1000 倍もあるくらいである。その下層は比較的重い酸素や窒素とその化合物が多数を占めているが、高度が高まるにつれて軽い成分に置き換わっていき、上層は陽子成分が支配する、いわゆる全体として拡散平衡分布の成り立っている世界である。Fig.7 は、太陽活動と地方時に大きく左右されるこの高度分布を示す。電子およびイオンに関するサイクロトロン周波数 f_{ce} と f_{ci} 、ならびに中性粒子との衝突周波数 ν_{en} と ν_{in} の昼間の高度分布を示すのが Fig.8 である。この図から、最下層部では $f_{ce} < \nu_{ce}$ 、 $f_{ci} < \nu_{ci}$ であるが、約 85km 以上の高度でイオン成分の方は変わらないのに、電子成分は $f_{ce} \geq \nu_{ce}$ と不等号が逆転していることに気付く。このことは、高度 85km 以下の領域では、電子とイオンがともに 1 回転時間内に中性粒子と衝突してその運動がランダム化してしまうが、約 85km 以上では電子だけが衝突せずに回転運動を全うすることができることを表している。約 130km 以上の高度では $f_{ce} > \nu_{ce}$ 、 $f_{ci} \geq \nu_{ci}$ となって、電子とイオンがともに磁場のまわりを 1 回転する間に衝突せずに済むことになる。したがって、電離圏に外部から電場が加わったとき、約 85~130km の E 層領域ではこれに応答してイオンは自由に動けないのに電子の方は磁場にだけ制御されること (ジャイロ・フリー (gyro free) という) になって、結果として E 層は水平方向に電流の流れやすい領域になることが分かる。このことが、E 層を一般的に電流層と同定している理由である。荷電粒子がジャイロ・フリーになって意味をもつ電場ドリフトの速度は、電子、イオンともに同じ大きさで同方向になるので、上部電離圏の F 層領域に電場が加えられても、電流がそこを水平方向に流れるのは難しくなる。

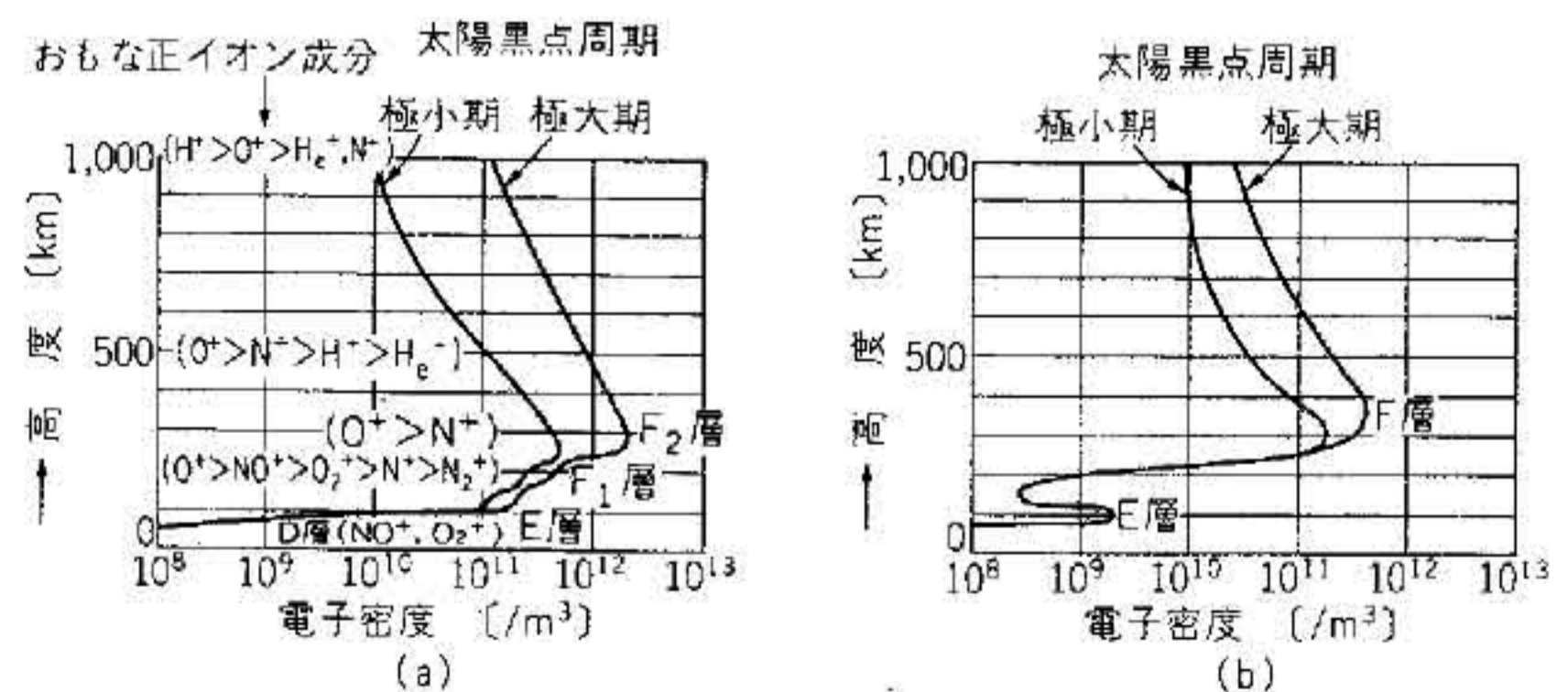


Fig. 7 Height profile of the ionospheric electron density and main constituents: (a) daytime, (b) nighttime.

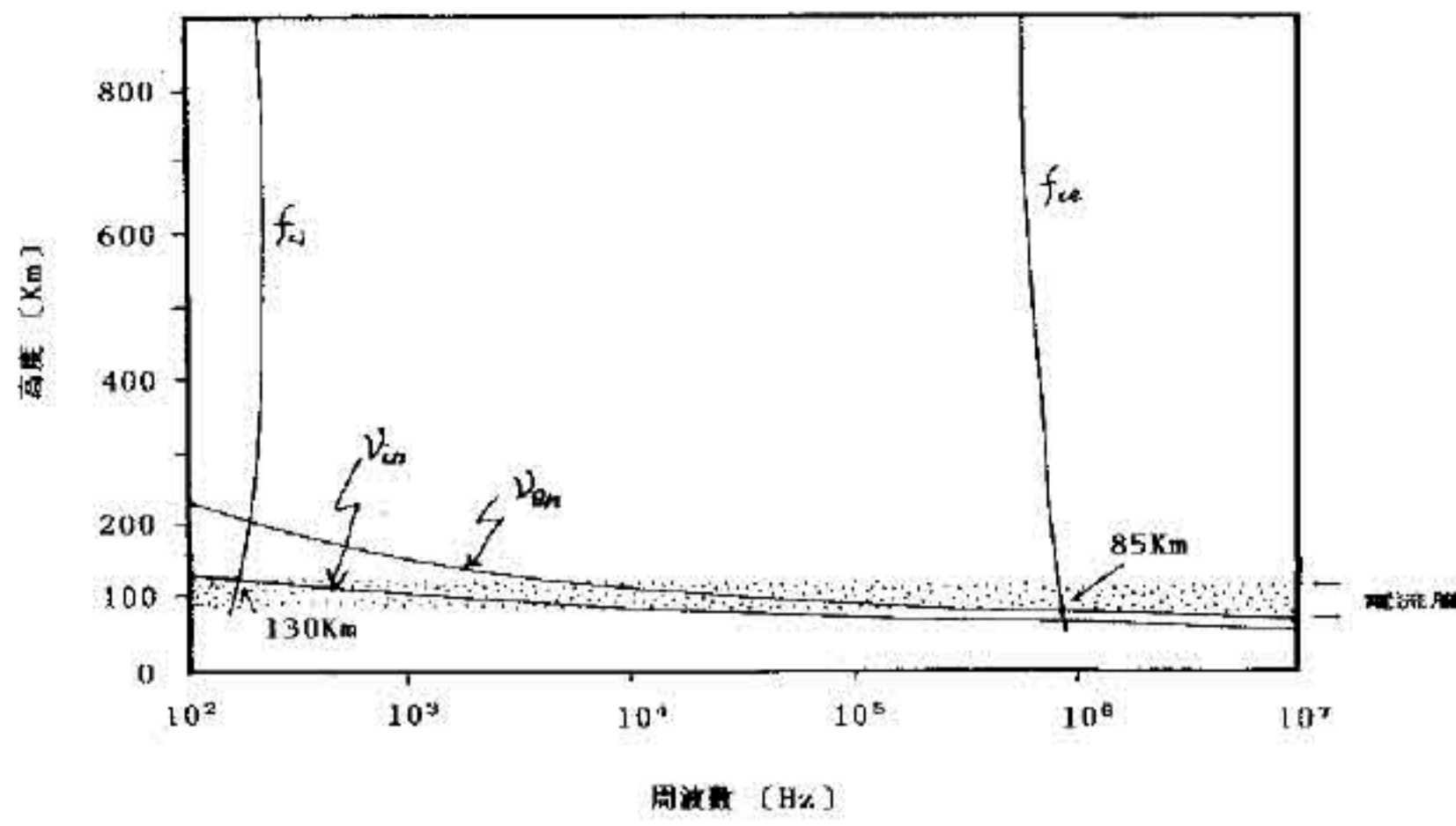


Fig. 8 Height dependence of cyclotron and collision frequencies for both electron and ion species.

2. 5 磁気圏と電離圏の結合

人工衛星や宇宙ロケットによる磁場の観測から、極地方の電離圏には地磁気の磁力線に沿って磁気圏から流れ込む、あるいは流れ出る電流、すなわち沿磁力線電流 (field-aligned current: 略して FAC) のあることが分かっている。Iijima and Potemra⁷⁾ によるその磁氣的に比較的静穏な時の水平面分布図を Fig.9 に掲げる。一見して分かる特徴は、2 対の大規模 FAC が存在することである。その内の 1 つは高緯度側にあり、午前側から電離圏に流れ込み、午後側で上方に流れ出るもの、低緯度側にあるもう 1 対の前とは流れの極性が反対のものである。それぞれ、領域 1 (region 1)、領域 2 (region 2) 電流と称している。前者は磁気圏尾の境界付近に、後者は赤道環電流につながっているとみなされている。なお、高緯度の正午付近にある FAC は、ポーラーカスプからの電流の出入口である。このような電流系がいつも存在することは、磁気圏側になにか電源のあることを窺わせる。このことは翻って、太陽風から磁気圏へエネルギーを常時供給する機構が存在することを示している。

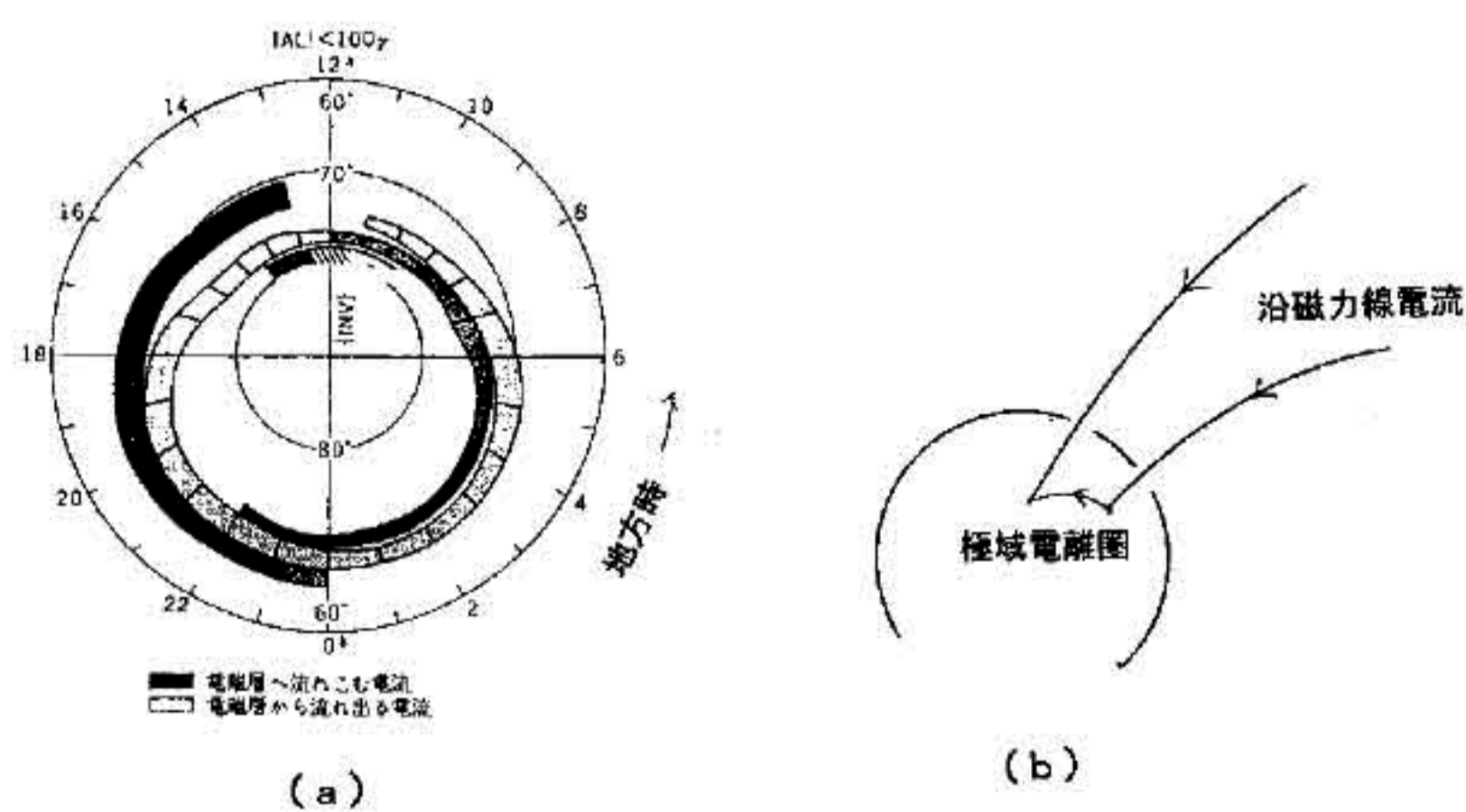


Fig. 9 (a) Large-scale distribution of field-aligned currents flowing down to and out of the ionosphere from the magnetosphere (after Iijima and Potemra⁷⁾).

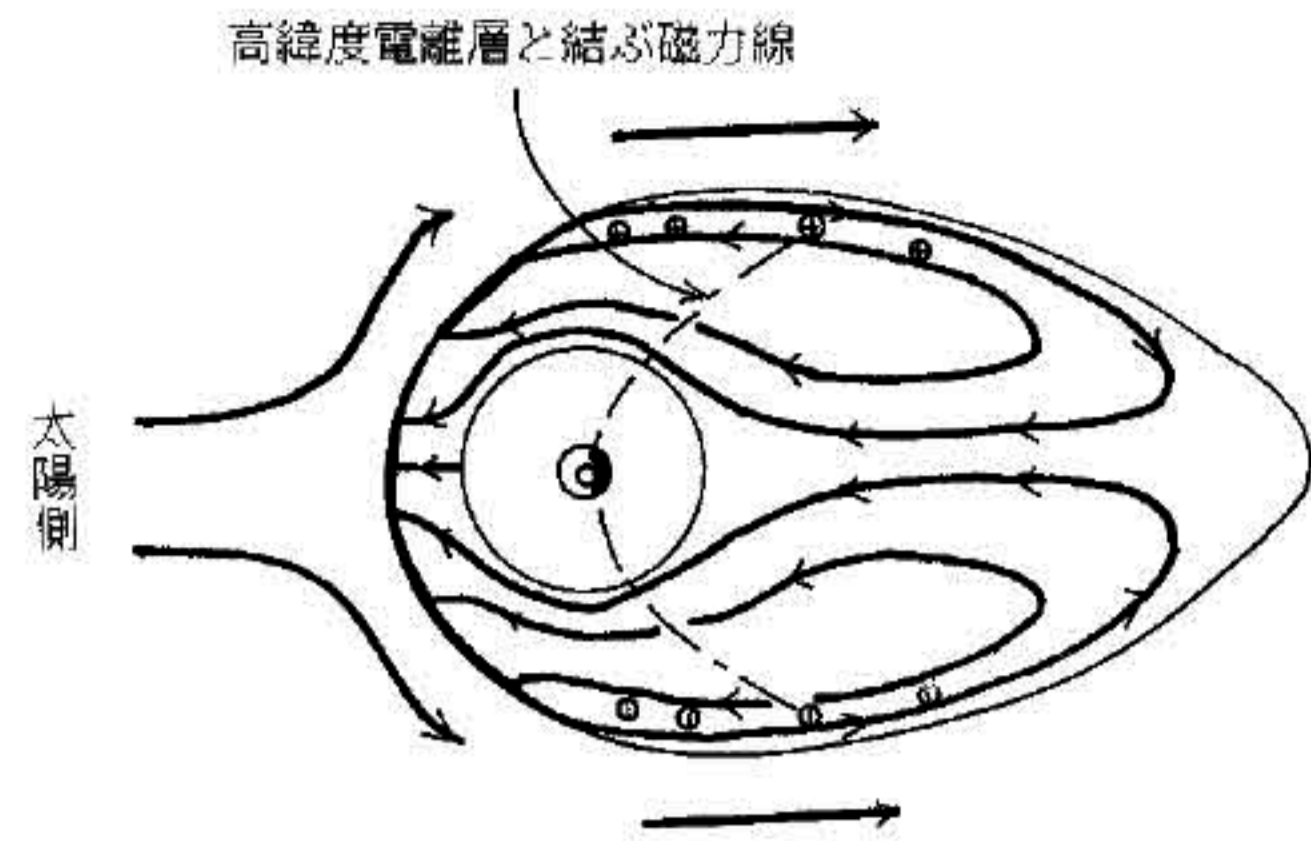


Fig.10 Schematic illustration of the convective motion of the magnetospheric plasma in the magnetic equatorial plane by a viscous-like interaction with the solar wind, which was proposed by Axford and Hines⁸⁾ .

ところで、磁気圏境界には、とくにその脇腹沿いに流れ去る太陽風と磁気圏側との間には流速のずれが生じていて、これが原因で発生するケルビン・ヘルムホルツ不安定性 (Kelvin-Helmholtz instability) を通じてプラズマ波動、例えばプロトンサクロトロン波、が媒介となつてつくりだす異常粘性 (abnormal viscosity) の作用 (プロトンの平均自由行程は磁気圏境界付近では約 1 AU にも達するので粒子間衝突が基になる通常の粘性ははたらかない) で磁気圏内部にプラズマの流れを引き起こす機構がある。この機構により磁気圏の内部に生じると考えられている大規模対流のパターンの概念を赤道面で描いたものを、提唱者の Axford and Hines⁸⁾ に倣って、Fig.10 に示す。なお、3 次元的にこれを図示するのは非常に難しい。朝方側の対流閉路には正、夕方側のそれには負の電荷をもつ分極電場ができていて、導電率が極端に高いために成り立つ条件

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

に矛盾しない速度 $\mathbf{v} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$ をもって内部のプラズマが対流運動している。式 (2) は、磁気レイノルズ数の極端に大きい磁気圏領域で成り立つ、磁場の凍結 (frozen-in magnetic field) を表す電磁流体力学の式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

をファラデーの誘導法則

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4)$$

から導き出すときにも使われる。この対流パターン (ないし磁気圏電場) は、磁力線が等電位線になること (式 (2) 参照) から、磁力線に沿って極域電離圏に投影される。いま、式 (2) の両辺に $\nabla_{\perp} \cdot$ (ただし添え字 \perp は磁力線に直交成分を表す) を作用させ、ガウスの法則

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (5)$$

を考慮に入れると、電荷密度 ρ_c は

$$\rho_c = -\epsilon_0 \mathbf{B} \cdot (\nabla_{\perp} \times \mathbf{v}) \quad (6)$$

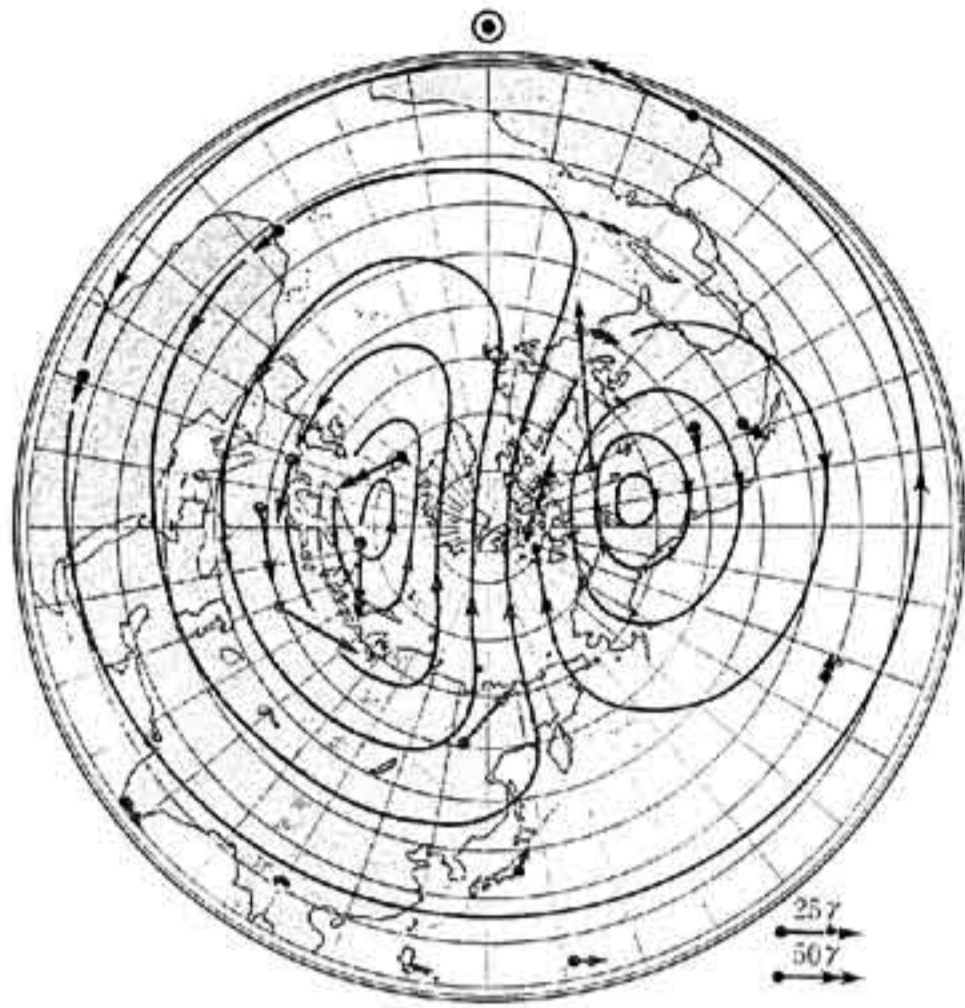


Fig.11 An example of DP-2 current system (after Nishida⁹⁾).

これは、磁力線（向きも考慮）を回転軸にして左回りの渦の中心には正の電荷が、右回りの渦の中心には負の電荷が溜まることを表している。

極地方の地表面に分布する複数の観測所で同時観測した磁場変動をもたらすソースとして、その上空の電離圏に流れる電流系を描いてみると、典型的には Fig.11 で表されるような、DP-2 電流といわれている双極の目玉をもつ電流系の分布が得られる（例えば Nishida⁹⁾）。これが上記の磁気圏対流の極域電離圏への投影の結果であると考えられるが、電離圏で流れの矢印が元の対流系のものと逆転しているのは、先に述べたように、E層では中性粒子との衝突の影響を免れているのは電子であり、電流はしたがって主に電子が担っているためである。また左右対称でないのは、(1) 極域電離圏ではホール導電率が卓越すること、(2) 磁力線の足は地表面につながっていることから、地球の自転に伴う共回転 (corotation) を考慮すると磁気圏対流系自体が歪んで、現実には Fig.10 に変形が生じているためである。なお、Nishida⁹⁾ はこのとき地球近辺に生じて地球を一周するかたちの閉じた対流セル領域がプラズマ圏に対応するという理論を提案している。

3. サブストームの機構

3.1 Birkeland の主張

太陽面でフレアと呼ばれるような爆発が起こると、2～3日後に地磁気が大きく変動して、汎世界的に通常数日間継続する磁気嵐が起こったり、その間、極地域を中心にして、まれには中緯度地域にまでオーロラが現れたりすることは中国やヨーロッパの古い記録にみることができる。時代は下って20世紀の初頭、Birkeland²⁴⁾ は自らの詳細なオーロラの観測と、極域にある4つの地磁気観測所（ノルウェー、スピッツベルゲン、アイスランド、

ノーバヤ・ゼムリヤ）における磁気記録を解析して、30分から1時間の時間スケールの“elementary polar magnetic storm” とよぶ新しい種類の現象があることを主張している。斯界の権威 Chapman は当初、これは1つの磁気嵐の過程内部で起こっている現象であり、それを構成する要素にすぎないとしてこの説に反対した (Akasofu¹⁰⁾。その後、アラスカ大学において Chapman の元で精力的にオーロラを研究していた Akasofu¹¹⁾ が、磁気嵐とは独立に起こり、オーロラ活動には密接に関連する事例も多数あることを例証したことを契機に、磁気圏サブストーム (magnetospheric substorm) は磁気圏物理学の根幹をなす主題に躍り出た。Birkeland の主張が約半世紀ぶりに陽の目をみたのである。なお余談になるが、Birkeland は日本滞在中に亡くなっている。この間の事情は岩波文庫の寺田寅彦随筆集 (五) の中の「B 教授の死」に詳しい。また最近、英国の Jago 女史²⁷⁾ の手になる “The Northern Lights” という Birkeland の評伝が出版されている。

3.2 オーロラについて

オーロラは、よく知られているように、上空から侵入した高エネルギーの電子や陽子が、大気酸素や窒素分子または原子に衝突して励起する発光現象である。

サブストームは一時、極磁気嵐 (polar magnetic storm) とならんで、オーロラサブストーム (auroral substorm) ともよばれていくくらいで、オーロラ現象と密接な関係がある。成長相 (growth phase)、爆発相 (expansion phase)、回復相 (recovery phase) という時間的な区分を表す用語は、オーロラ現象の変動区分を示すものと同義といつてよい。

オーロラの研究は、国際地球観測年 (IGY: 1957-58) に始まり、1960年代から本格化した人工衛星観測によって大幅に進んだ。極地方に大量に据え付けた全天カメラの記録を解析して、旧ソ連の Feldshtein¹²⁾ は、磁気緯度 65°～70°の辺りに磁気極を囲んで楕円状の帯をなしてオーロラが形成されることを示した。これをオーロラオーバル (auroral oval) という。

Akasofu¹¹⁾ による Fig.12 で示すように、典型的なオーロラ過程は、1～2時間継続して終わる。まず真夜中の穏やかなオーロラアークが赤道側にゆっくりと移動し始め (成長相)、爆発相は、数分後に突然輝きを増して爆発的な光の乱舞が起こる時 (auroral break up という) から始まる。アークは全体的に極に向かって移動すると同時に、真夜中より朝方に向かう東向きドリフト、ならびに夕方側では渦巻状の形状も現れて西向き移動性サージ (westward traveling surge) がみられるようになって、オーロラは夜間の全天に広がる。回復相は30分から1時間後に訪れ、緩やかに元の状態に復帰する。

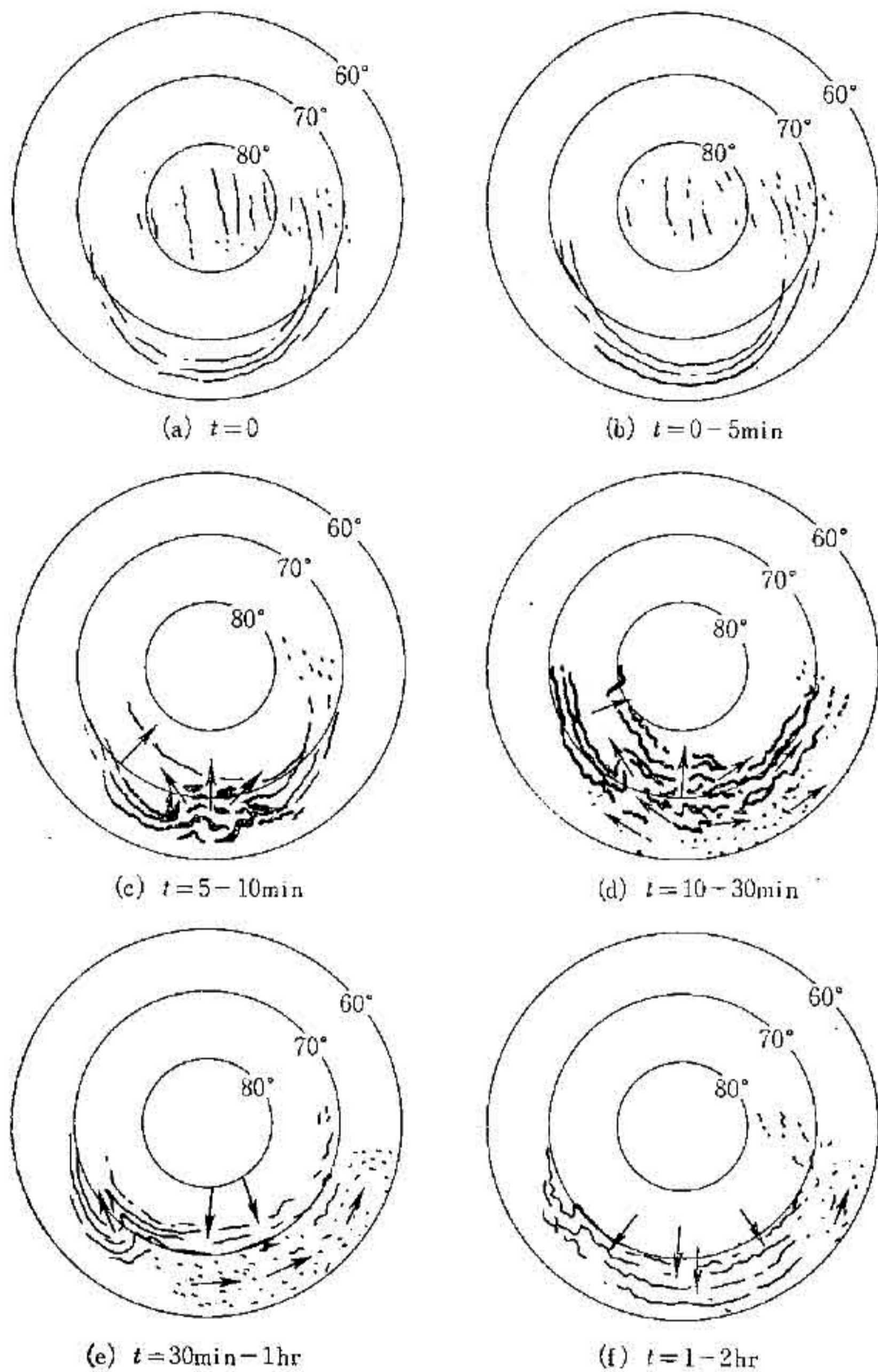


Fig.12 Time evolution of an auroral substorm (after Akasofu¹¹⁾).

3. 3 太陽風の発電機機構

太陽風が運んでくる磁場、すなわち惑星間空間磁場 (interplanetary magnetic field : 略して IMF) が南向きであるとき、このサブストームがよく発生することが、米国 NASA の Fairfield¹³⁾ によって発見されたのは画期的であった。地球の磁場とこの南向き磁場 (southward IMF) が結合して、結果として極地方の上空に強いジェット電流を流したり、オーロラを発生させたりするサブストームの機構について、まだ定説は固まっていないが、この小文では Akasofu¹¹⁾ による有力な仮説を中心にして、巨視的な視点から、以下にその概略を説明したい。

IMF の磁場 B の浸透する太陽風が速度 v をもってやってくると、いったん磁気圏の先端の壁に突き当たってから、磁気圏尾の外壁に沿って後方に流れる。その一方、極冠部に根をもつ磁力線は、磁気圏尾部で IMF の磁力線と結合している。したがって、磁気圏の外壁に沿って流れる太陽風は尾部で IMF を横切って後方に流れ去ることになる (Fig.13 参照)。

太陽風の流れに伴う電場は、式 (2) から

$$E = -v \times B \quad (7)$$

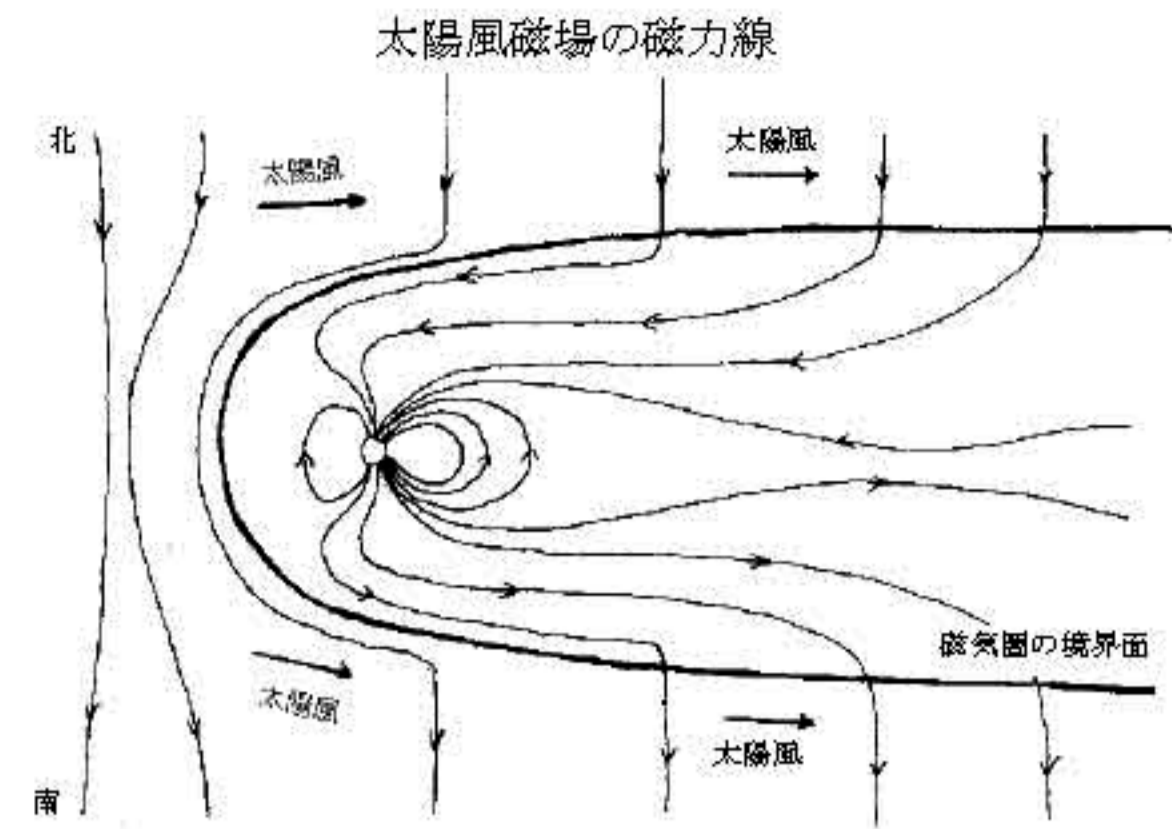


Fig.13 Schematic illustration of the connection of southward IMF with the magnetotail in the noon-midnight meridian plane. The magnetotail combines with polar ionosphere via magnetic field lines.

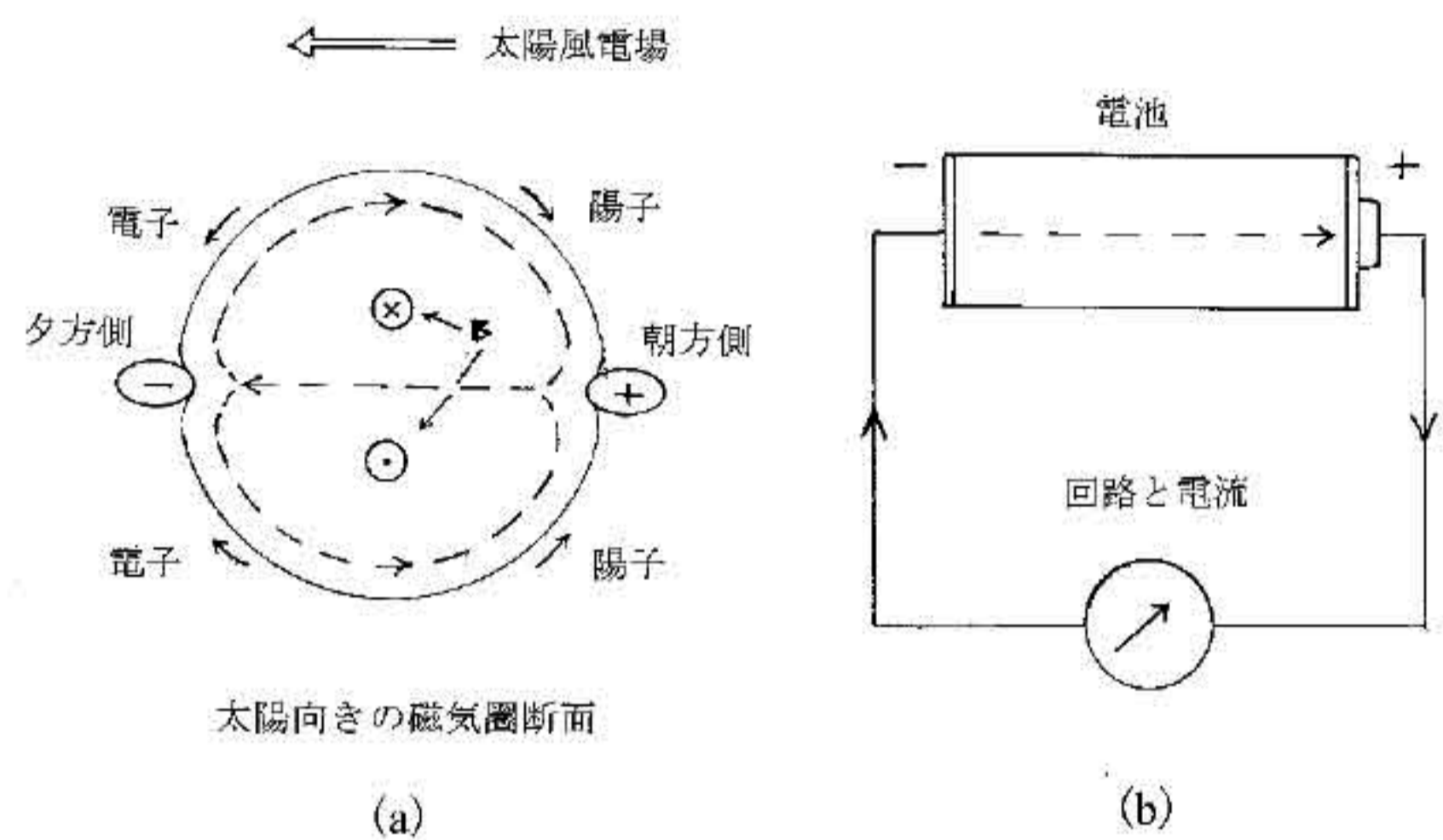


Fig.14 (a) Solar-wind dynamo defined as the condition of $J \cdot E < 0$, which is operating on the magnetotail boundary surface. (b) An electric battery cell for comparison purpose.

で与えられる。したがって、もし IMF が南向き、 v が太陽中心からの動径方向とすれば、磁気圏境界には朝方から夕方に向かう電場が掛かっていることになる。また、このような一流体モデルを去り、太陽風が陽子 (速度 v_p 、電荷 e) と電子 (速度 v_e 、電荷 $-e$) からなるプラズマ媒質としてみれば、前者には陽子速度 $e v_p \times B$ 、後者には $-e v_e \times B$ の力がはたらく。粒子速度は式 (2) の v とは若干異なるが向きは同じとすれば、Fig.14 (a) で示すように陽子と、電子はわずかではあるがそれぞれ朝方と夕方側にずれるはずである。このずれは、磁気圏の南半球側、北半球側のいずれでも同じ向きに生じる。このずれによる荷電粒子の運動は磁気圏の外壁に沿い半円形状に夕方から朝方向きの電流をつくる。この向きはもとの太陽風電場 E の向きとは明らかに逆である。電気回路学でよく知られているように、発電機の内部ではその外部とは逆向きの電流が流れている (Fig.14 (b) 参照)。すなわち $J \cdot E < 0$ が発電機の条件であるから、南向き IMF が加わっている磁気圏尾部の外壁は発電機の役割を果たしていることになる。

磁気圏と太陽風とでは、支配している磁場が異なることから、その境界には前述の太陽風起源の正負の電荷がそれぞれ朝方、夕方側に蓄積され分極電場を形成しているともいえる。

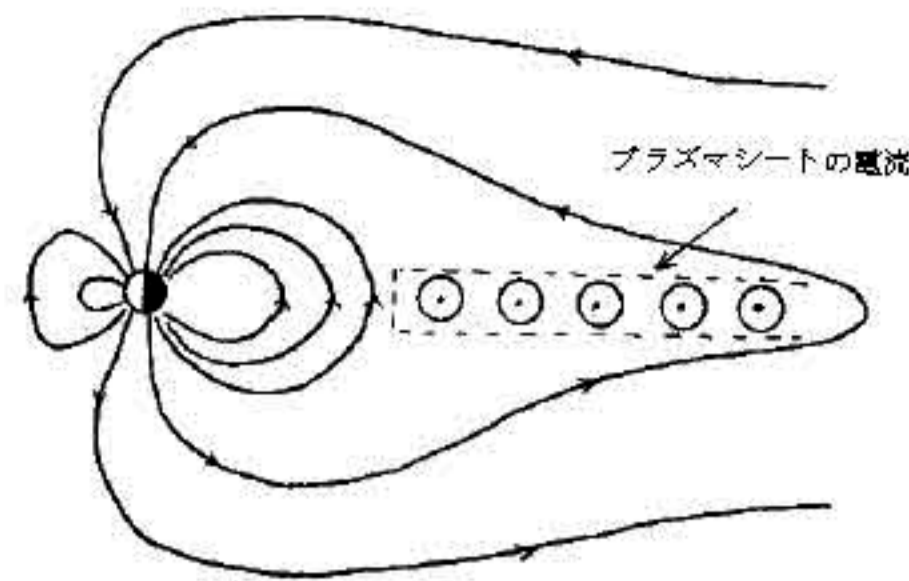


Fig.15 Penetration of the cross-tail current into the dipole field region to modify the shape of the dipole field line.

また、上述のように磁気圏回路に付いた発電機は、Fig.6で示した磁気圏の断面図から分かるように、尾部横断電流を強める向きにはたらく。その結果、地球に近い夜側において静穏時には閉じていた磁力線の領域にもこの尾部横断電流が入り込み、これにより元の双極子型から反太陽方向に磁力線が引き延ばされた部分が磁気圏尾の地球に近い領域 ($<30R_E$) にできると考えられる (Fig.15参照)。

3. 4 太陽風発電機の出力と電流路

太陽風の運んでくる電場は式 (2) で与えられるので、ポインティング束の大きさ $\delta P = |E \times B| / \mu_0$ の最大値は vB^2 / μ_0 と表される。すなわち、IMF-Bの二乗と太陽風の速さ v にとも比例することが分かる。Table 1の数値を用いると、静穏時にその値は $\delta P \approx 8 \times 10^{-6} \text{W/m}$ となる。これが入射する磁気圏 (尾部を円筒に擬す) 断面の半径を $R_t = 15R_E$ と選ぶと、入射電力は $P = \pi R_t^2 \delta P \approx 0.2 \text{TW}$ と推定される。IMF-Bが南向きとした場合、この磁気圏尾部横断電圧は $\Phi = 2R_t \cdot vB \approx 400 \text{kV}$ となるから、磁気圏に流れ込む電流 $I = P / \Phi = 0.5 \text{MA}$ 程度と見積られる。しかし、これは磁気圏を流れる全電流であり、極地のオーロラや磁気擾乱現象に関与するのは、その内の数分の1であると考えられる。

太陽風発電機の供給する電力 P は、IMFの向きにも依存する。Akasofu¹⁴⁾ は長年の研究の末、これについて次のような経験則を提唱している。彼はこれを ϵ パラメータとよび、現在ではかなり人口に膾炙している。

$$\epsilon \text{ (MW)} = 20 \times v \text{ (km/s)} \times B^2 \text{ (nT)} \times \sin^4 (\theta/2) \quad (7)$$

ここで θ は、北から計った角度であり、南向き IMF に対しては 180° となる。IMFが平常値の2倍に増したとして、このとき、あらためて式 (7) を使って電力を推定してみると、約 1TW という値が求められる。これは、一般の大型発電所の出力約 1GW の 1000 倍に相当する。またこの場合、尾部横断電圧は約 1MV に達する。

前節で述べたように朝方を正、夕方を負の端子とする先の太陽風発電機の出力は、大部分がプラズマシートを流れる尾部横断電流となって流れる。ところで、荷電粒子は磁力線の回りに螺旋運動をしている。また Fig.2 で理解したように、磁気圏尾の磁力線は地球の両極地方にそ

の根をもっている。したがって、一本一本の磁力線は電線の役割を果たし、磁気圏尾部から極地に通ずる電流路となって、上記の電力を一部分、両極地方に運ぶ。尾部を輪切りにしたとき、プラズマシートを含む北半分と南半分の外壁が極光帯部分につながると考えてみるとよい。静穏時にも観測される極地方の上空にみられる FAC の内の領域 1 電流は、この電線を経由して流れる主に電子によって運ばれるものであろう。FAC に下端でつながる電離圏 E 層には極光帯沿いにジェット電流 (jet current) が流れて極地方の地磁気を激しく乱す。Fig.11 の DP-2 に少し似ているが、目玉の位置や極光帯に極端に電流が混み合っている点で違いのある DP-1 といわれている電流系が、これを表現するものとして昔から知られている。なお、最近本学の Taguchi and Nishimura¹⁵⁾ は、極軌道を飛ぶ DE 2 衛星による電場観測データを解析して、サブストームの各段階ごとにその時の極域全体にわたる電位分布を求めることに成功している。

ジェット電流の強さを表す AE 指数と Akasofu¹⁶⁾ の ϵ パラメータがよい相関を示す例を Fig.16 に掲げる。

太陽風-磁気圏-電離圏を1つにまとめた電気回路系 (Fig.17 参照) を考えると、この部分は電気抵抗とみなされる。このときオーロラはこれに直列につながる放電管とみたらよいであろう。

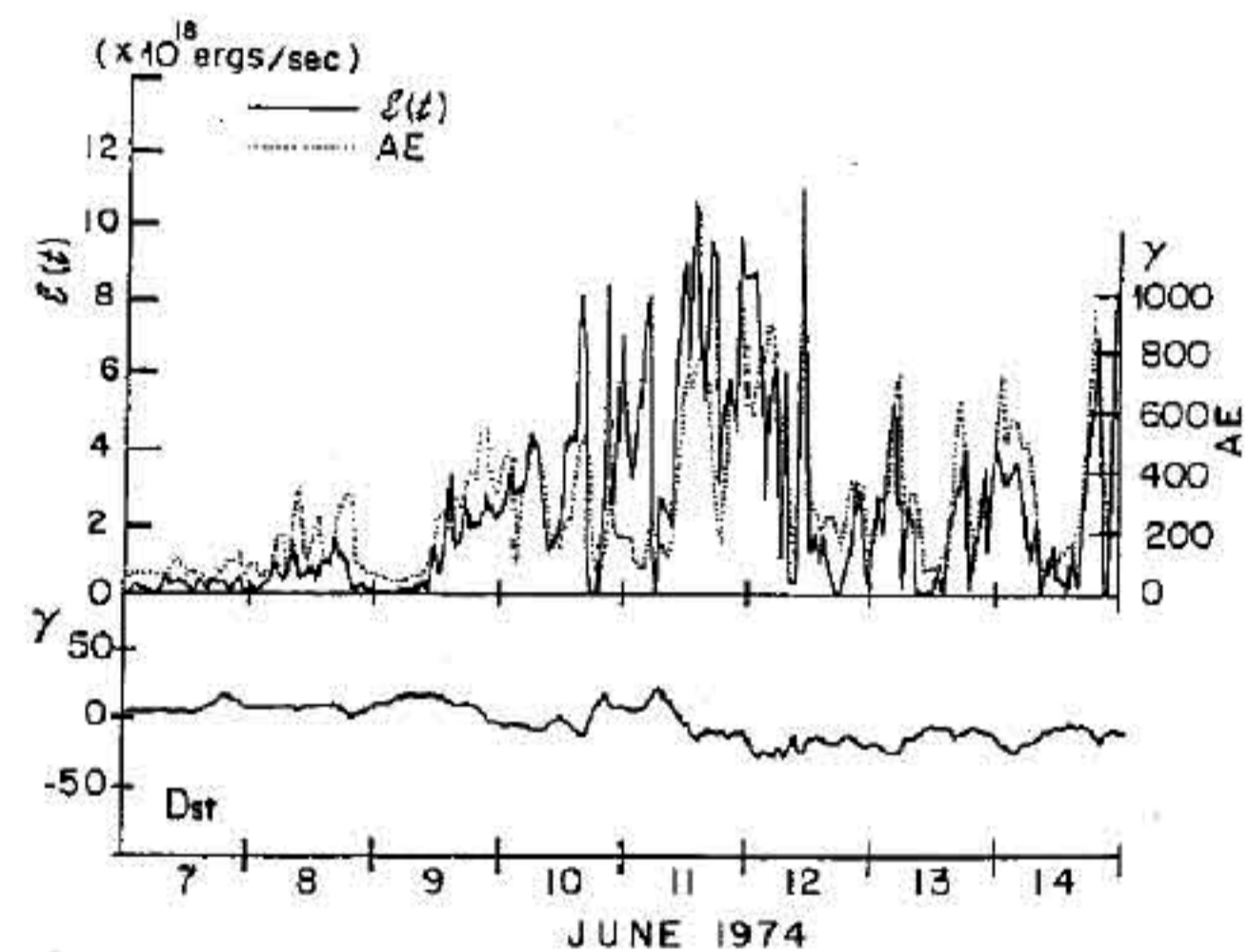


Fig.16 Correlation between the interplanetary quantity ϵ , the auroral electrojet index AE and the ring current index Dst for the storm of 9-14, June, 1974 (after Akasofu¹⁶⁾).

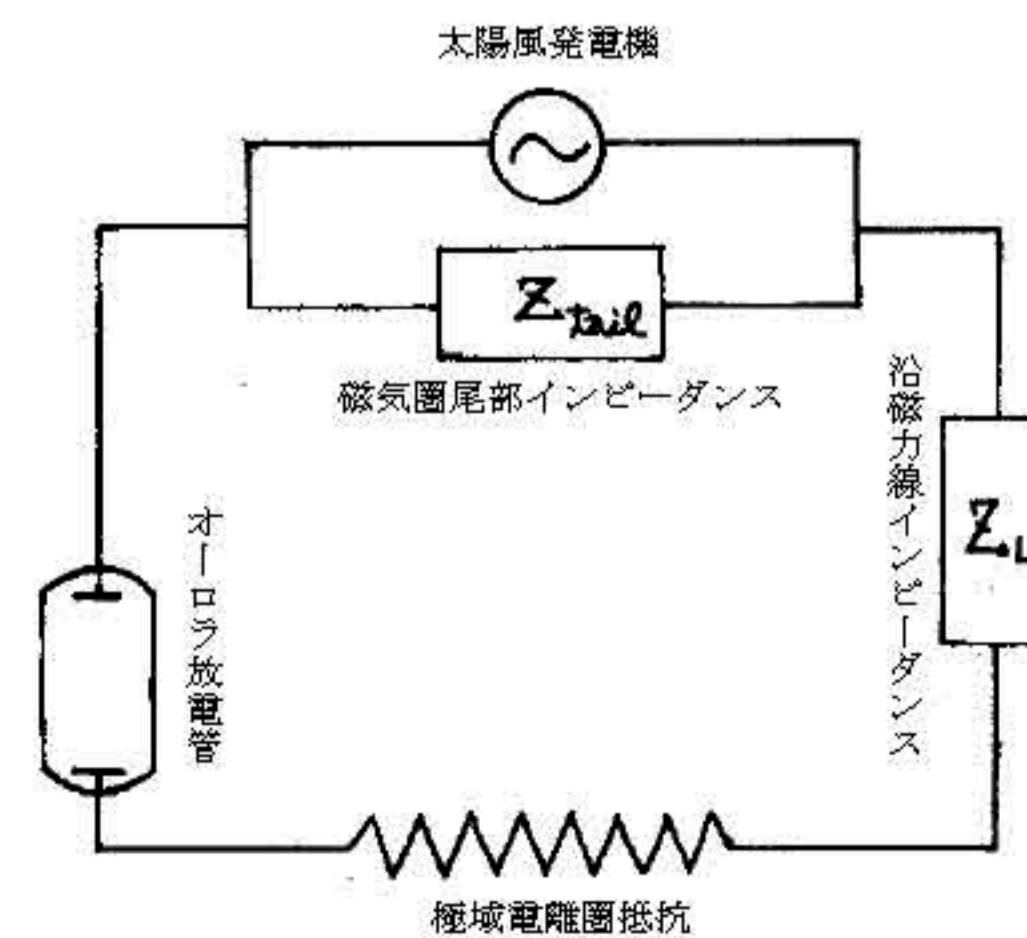


Fig.17. Equivalent circuit of the interaction of the magnetosphere with the ionosphere, resulting in auroral discharge. Both Z_{tail} and Z_L will be dominated by inductance.

3.5 磁気圏サブストームのシナリオ

地上で視覚的に捉えることのできるオーロラは、磁気圏サブストームのひとつの結末であり、テレビ画面の映像のようなものである。したがって、1～2時間にわたるサブストームの全容を説明する磁気圏内の物理過程は、このオーロラ現象の諸相を説明するものでなくてはならない。これに関する知見が増えているのは確かではあるが、観測的にも理論的にもこの分野はまだ百家争鳴の渦中にあるといえる。ここでは、Lui¹⁷⁾の提案している合成モデル(折衷案)を取り上げておきたい(Fig.18参照)。

オーロラ活動は、IMFが北向きの普段の時も、輝度が低くまたオーバルの径が小さく2000km程度であっても、とにかく存在している。IMFが南転して40分ぐらい経つとオーロラ嵐が始まるが、それまでの成長相はオーバルの径の広がりや真夜中付近の活動度が少し増すことである。これは、磁気圏の尾部横断電流の強化に伴い、夜側の地球近くの閉じた磁力線領域にもこの電流が貫入し、磁力線を後方に引き延ばした形となり、プラズマシート領域が結果として膨張すること(Fig.15参照)、また磁気圏境界も外側に厚みが増すことに対応している。後者は、磁気圏の太陽に面したところで南向きのIMFと北向きの地球の磁力線がマージして、最初太陽側で閉じていた地球の磁力線が解き放たれ太陽風によって尾部に吹き流されて、尾部の磁束を結果として増やす作用によるのである。

爆発相に入って最初の真夜中付近の輝度増加は、先に述べた電流貫入部分に熱化による導電率の劣化が起きることによる。これによって尾部横断電流の寸断(current disruption)が生じ、そこを流れていた電流は磁気圏尾部と電離圏を結ぶ磁力線に迂回路をみつけてFACとして極域の電離層にいき、西向き移動性サージを伴う強い西向きジェット電流を流し、再びサージの西端から上向きに磁力線沿いに磁気圏に舞い戻って、尾部横断電流を完結させる。なお、その一部は直接には舞い戻らず、赤道環電流との間に部分的に迂回路をつくって流れるようである。また注意すべきこととして、磁気圏に戻ってくるのは電流であるから、磁気圏起源の降下電子がサージの西端に降下することになる。上述の過程の3次元的な空間構造を電流くさび(current wedge)という(Fig.19参照)。それに伴って、引き延ばされていた閉じた磁力線群に双極子化(dipolarization)が起こる。これはその領域のプラズマの地球方向への移動(対流サージ(convection surge))を伴う。それが去った空隙は、尾部方向に電磁流体的な疎波(rarefaction wave)として伝搬していき、プラズマシートの薄層化を後方20～80 R_E 付近に招く。また、磁気圏のサイズが同時にやや減少する。先の対流サージは、自己無撞着的に磁力線沿いに電位の落差をつくり出し、降下粒子をオーロラを生起させるに足るエネルギー

にまで加速させる(Mauk¹⁸⁾)。

なお、磁気圏境界域の太陽風プラズマおよびプラズマシート内の粒子エネルギーは、そのままでは電離圏高度でオーロラを起こさせるには低すぎるので、電子でいえば1ないし2オーダー上の1～10KeVまで強めるこのような加速装置がとくに必要とされている。また、爆発相にある間、電流の寸断は、近地球の尾部横断電流の流れる領域に場所や時間を変えて数カ所で生じる可能性がある(Fig.18の上から3列め参照)。実際、このことはViking衛星観測によって実証されている(Rostoker et al.¹⁹⁾)。つぎに、Fig.18の最終段に示したように、地球方向に向かう対流サージと尾部の後方部へ向かう疎波によるプラズマシートの薄層化がさらに進めば、尾部の互いに反平行な磁力線が20 R_E より遠方でマージしてできる、いわゆるX点(Fig.20参照)がプラズマシート内に、場合によって数カ所生じる。磁場のエネルギーをもらってここからプラズマシートの境界に沿って地球側に向かって噴出してくるプラズマは、地球側ではプラズマシートの厚さを増し、オーロラの真夜中付近の活動域を極冠部に押し上げる作用を果たす。また、尾部の後方に向かう噴出成分はプラズモイド(plasmoid)を形成することになる(Slavin et al.²⁰⁾)。この一連の動きが進んでプラズマシートの厚さが増してX点を覆い隠し、オーロラの極冠方向への移動が止まった時から回復相が始まり、次第に静穏時の状態に戻る。

オーロラ爆発の直接の引き金が、尾部のプラズマシート領域の地心距離30 R_E 以内の近地球中性線(near earth neutral line: 略してNENL)に南北両半球の反平行磁力線がマージしてつくるX点の形成にあるとする考え方が、もう一つの仮説として有力である(例えばBaker et al.²¹⁾)。しかしながら、Tanaka²²⁾による最近の3次元電磁流体力学シミュレーションの結果をみると、オーロラ爆発の最初の始まりは、上で述べたプラズマシート内の圧力増加に伴う双極子化にこそその起源を求めべきであって、NENLのX点形成は実現性の高いトポロジーとしてのみ意味があるようである。いずれにしてもサブストームは、磁気圏-電離圏系の不安定性問題としては大筋の理解ができていて、プラズマ物理学の課題として今後に残されているといえよう。

なお、次章で少し触れるフレアという太陽面の爆発現象の発生機構も、その黒点との関連も含めて未だ十分には解明されていないようである。Fig. 20で示したX型の磁力線の出現に伴う粒子加速機構が有効とする天体物理学者も多いので、オーロラ嵐との類似性が注目されている。したがって、磁気圏サブストームの全貌が明らかになれば太陽物理学の進展にも寄与することが期待される。

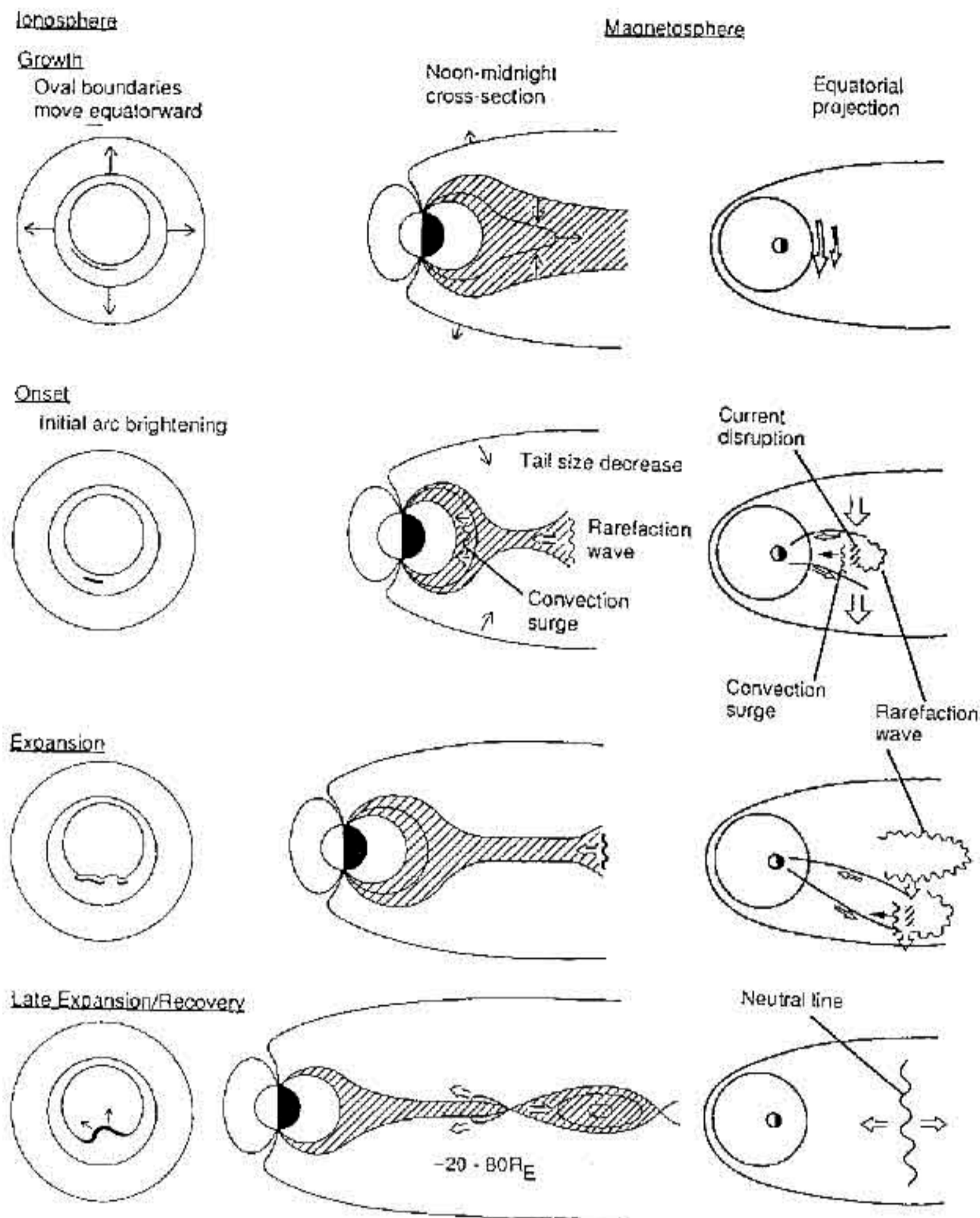


Fig.18 Sketch of a synthesis substorm model with four stages of substorm development. The first, second, and third columns illustrate substorm features in the ionosphere, noon-midnight cross section and neutr sheet region of the magnetosphere, respectively (after Lui¹⁷⁾).

4. 太陽のプラズマ放射

4.1 太陽風の発生機構

超音速で常時吹いている太陽風の発生は、簡単にいえばロケット推進用に使われるラバール管 (Laval nozzle) の原理で説明できる。いま、Fig.21 に示すように、径の広い1側では 気体が静止 ($v_1=0$) しているとすれば、狭いくびれの部分を経てつながる2側との間に成り立つベルヌーイの定理 (Bernoulli's theorem)

$$\int_{p_0}^{p_1} \frac{dp}{\rho} = \frac{v_2^2}{2} + \int_{p_0}^{p_2} \frac{dp}{\rho} \quad (8)$$

に断熱則

$$\frac{p}{\rho_1} = \left(\frac{p}{\rho_1}\right)^{1/\gamma} \quad (9)$$

を代入することにより、2側の速さ v_2 について、容易に次の関係が得られる。

$$v_2 = C_{s2} \left[\frac{2}{\gamma-1} \left\{ \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right\} \right]^{1/2} \quad (10)$$

ただし、 ρ は質量密度、 C_{s2} は2側の音速であり、 γ は比熱比である。この式は圧力の比 p_1/p_2 が十分大きければ、 $v_2 > C_{s2}$ 、すなわち超音速流が出現することを示している。

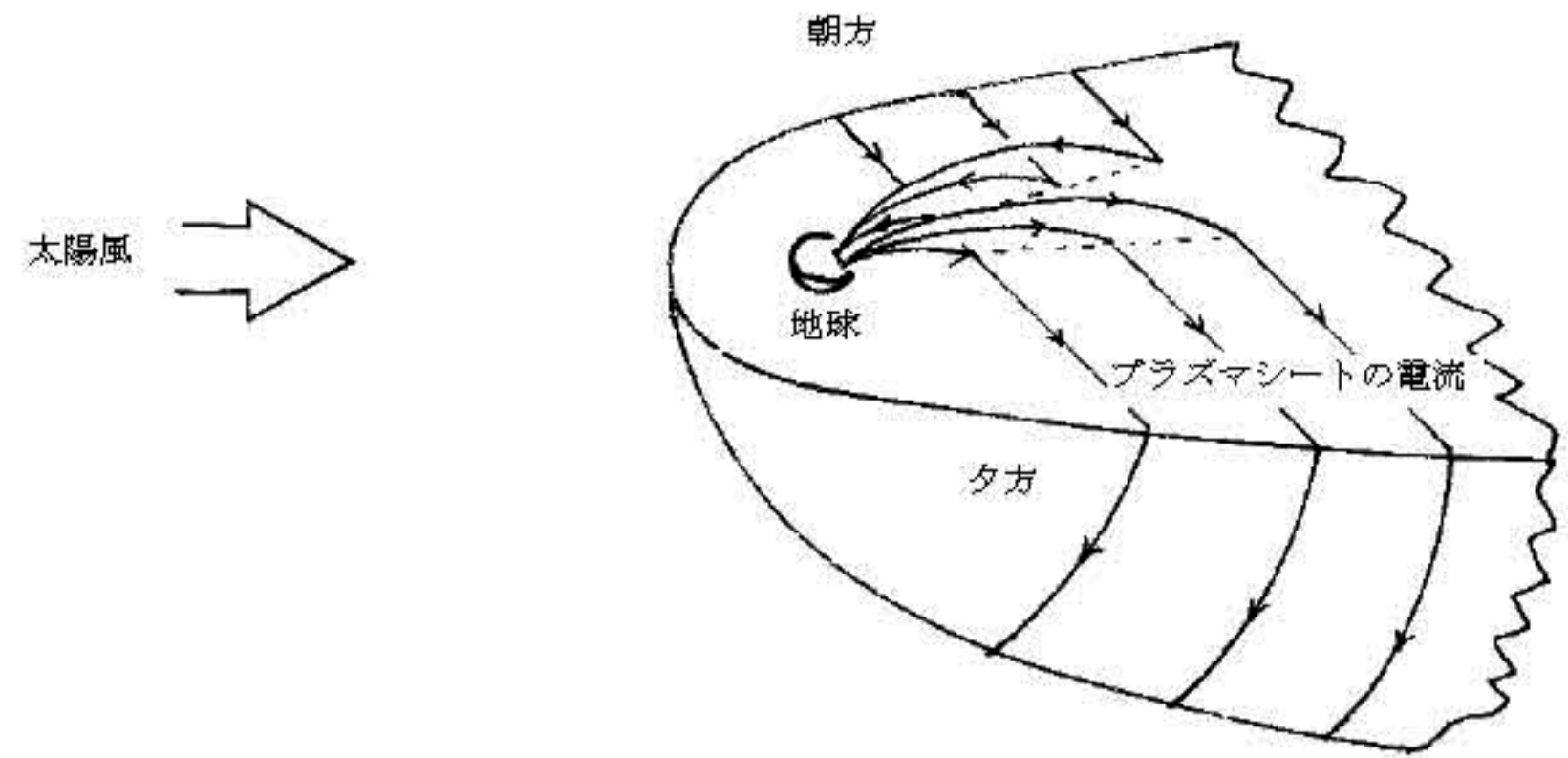


Fig.19 Current disruption in the cross-tail current which forces current diversion into the ionosphere. This leads to the formation of the current wedge and injection front earthward of the disruption region.

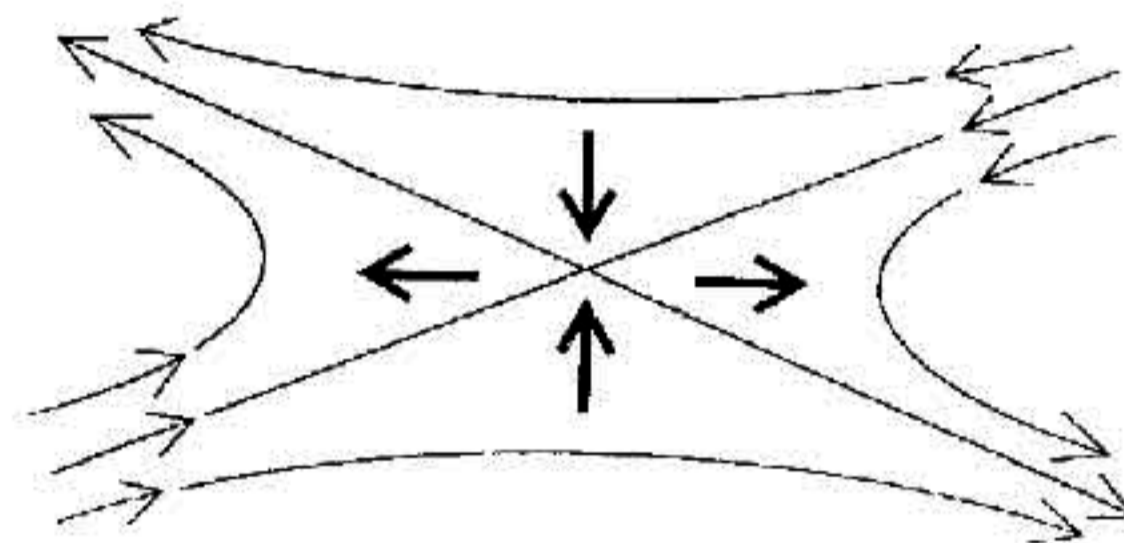


Fig.20 An x-type neutral point of the magnetic field: Thick line shows plasma flow, and thin lines magnetic field lines. If this point occurs on the dayside magnetopause (see Fig.2), then the left-pointing arrow on the top corresponds to the northward terrestrial magnetic field, and the right-pointing one on the bottom indicates the southward interplanetary magnetic field. In this case, those exiting from the left and right represent open reconnected field lines.

実際には、太陽の引力ポテンシャルも考慮に入れて式 (8) を立てなくてはならないが、この場合、ラバール管のくびれの径の狭い部分を太陽の引力の作用になぞらえることができる。Parker²⁾ の詳しい理論によれば、コロナガスの温度に外方向きの緩やかな負の勾配があり、その温度が臨界値 ($\sim 10^6$ K) に達していると、1 AUで実際に観測される $\sim 4 \times 10^2$ km/s の速さの太陽風が絶えず惑星間空間に流れ出すという。

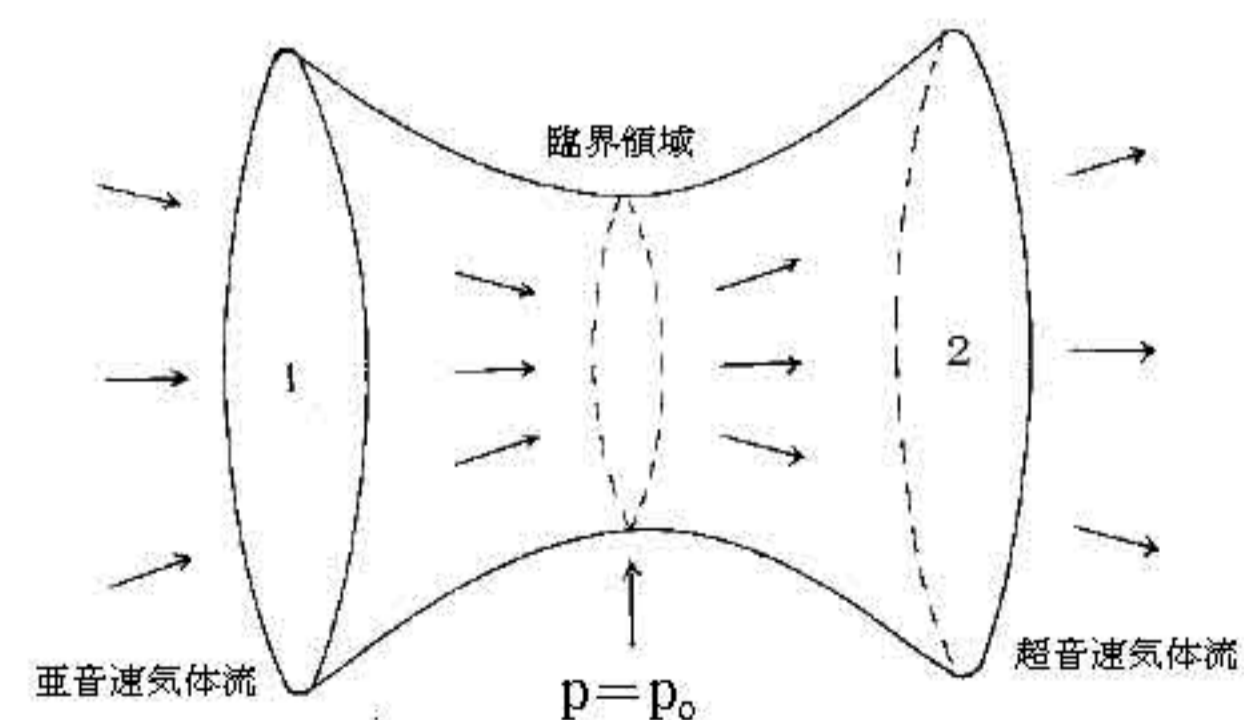


Fig.21 Principle of Laval nozzle.

4. 2 太陽活動と地磁気擾乱

太陽表面の黒点付近を水素の Balmer- α 線でみると、はっきり写真の撮れるフレア (flare) とよばれる明るい爆発現象がある。これに伴い高速プラズマ流が発生する。また、最近では放出機構がふつうのフレアの場合とは異なるとされるコロナガス噴出 (coronal mass ejection: 略して CME) もある。このようなとき、2~3日後にたいがい地磁気が乱れる。しかし逆に、小さな磁気嵐やサブストームが起こった時に、太陽側にフレアなどが見当たらないことがしばしばある。実際、太陽黒点数と地磁気の活動度の永年変化を比べてみても、必ずしもその位相が一致しない。したがって、フレアや CME 以外にも強勢された太陽風成分、言い換えると一種の衝撃波 (blast wave) を放出するソースが太陽にあることが考えられる。筆者が学生の頃にはその正体が不明であったから、「M領域」などという名称が講義に堂々と出てきていた。“M”は“Mysterious”か“Magnetic”の略であろう。

近年、観測技術が進んで太陽を X 線でみると、Fig.22 (Eddy²⁸⁾) で示すように、太陽の極に当たる部分から赤道領域を越えるかなり広い範囲にわたって周りよりも黒く写る領域が見いだされた。現在、これはコロナホール (coronal hole) とよばれ、1973年に打ち上げられた有人の宇宙実験室「スカイラブ」の成果の中で、最も有名なものである。なお、X線を使うのは、コロナに存在する重い原子が電離した状態を出す輝線スペクトルが観測されるからである。フレアや CME のような活動域は強い磁場をもっているが、太陽面から出た磁力線がループをなして閉じ、再び太陽面に戻っているのに対して、コロナホールの磁場は弱く、そこから出た磁力線は遠く惑星間空間に伸びて開いた構造になっているのが特徴である。コロナホールの寿命は長く、少しずつ変形はするものの数ヶ月に及んで、地球からみて約 27 日の自転周期をもつ太陽に対して回帰性をもつことが確かめられている。

太陽はあちこちに局所的な電流が流れ、それに応じて多数の複雑な磁場系を抱えているのであるが、太陽半径の数倍の距離から見ると、大局的に地球と同じように磁氣的な南極・北極をもつ磁化された恒星である。地球の場合、その磁気軸は 2.1 節で述べたとおり、自転軸に対して 10.5°ほど傾いているため、磁気赤道の位置を普通のメルカトル地図に描いてみると、振幅が緯度方向に最大約 10.5°の正弦波のグラフが得られるはずである。太陽の場合、この傾き角はもっと大きくて、45°はおろか、太陽活動の激しい時期には極端に 90°近くになったりすることもある。ところで、磁氣的に高緯度ほど磁力線が太陽面に垂直方向に向いているため、プラズマが外方に飛び出しやすく高速プラズマの放出口となりやすい。したがって、地球の場合に倣って、太陽の磁気軸が 45°傾いていた場合の磁気赤道の軌道を描いてみれば、それも地球

と同様に正弦波のグラフが Fig.23 の実線で示すように描くことができる。その磁気赤道からのプラズマ放出速度の大きさが 300km/s とすれば、それに同位相の上下の正弦波 (点線) に付随すべきプラズマ放出速度の大きさは上下に離れるほど大きな値をとることになる。例えば磁気緯度 $\pm 45^\circ$ を両端とする 2 本の点線に付随する放出速度は 700km/s であるが、両者合わせると経度 90° と 270° の 2 カ所で地理上の赤道に最接近している。黄道面上にいる地球はこのとき高速流を浴びやすくなる。実際、コロナホールは太陽の磁気赤道を挟んで緯度的に広範囲に分布することも珍しくないので、上述のように太陽の自転周期~27 日の間に最速プラズマ放出口を 2 回地球に向けるチャンスが生じて、1ヶ月に約 2 回、地球上に磁気擾乱をもたらすことがある。したがって、地磁気変動をスペクトル解析していて、27 日の外に 12~15 日の卓越周期を見いだしても驚くには当たらない。

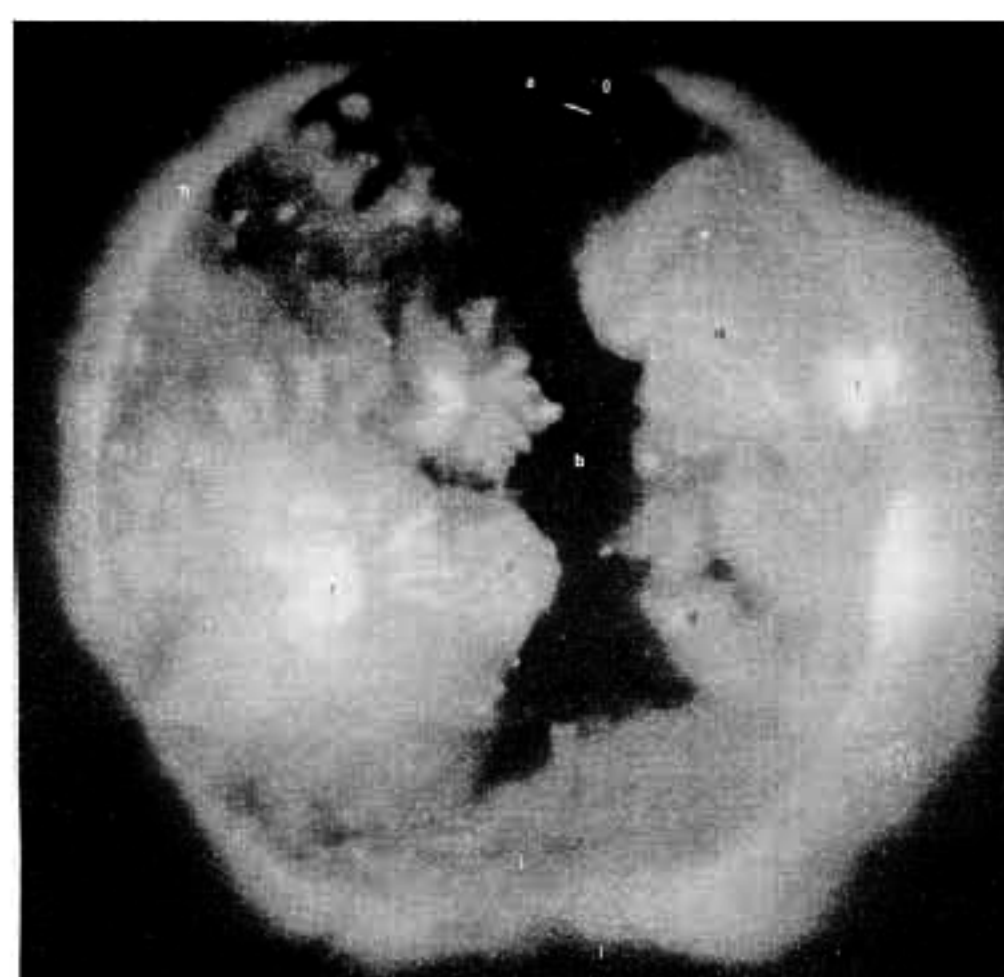


Fig.22 X-ray photograph of the sun showing the coronal hole (after Eddy²⁸⁾).

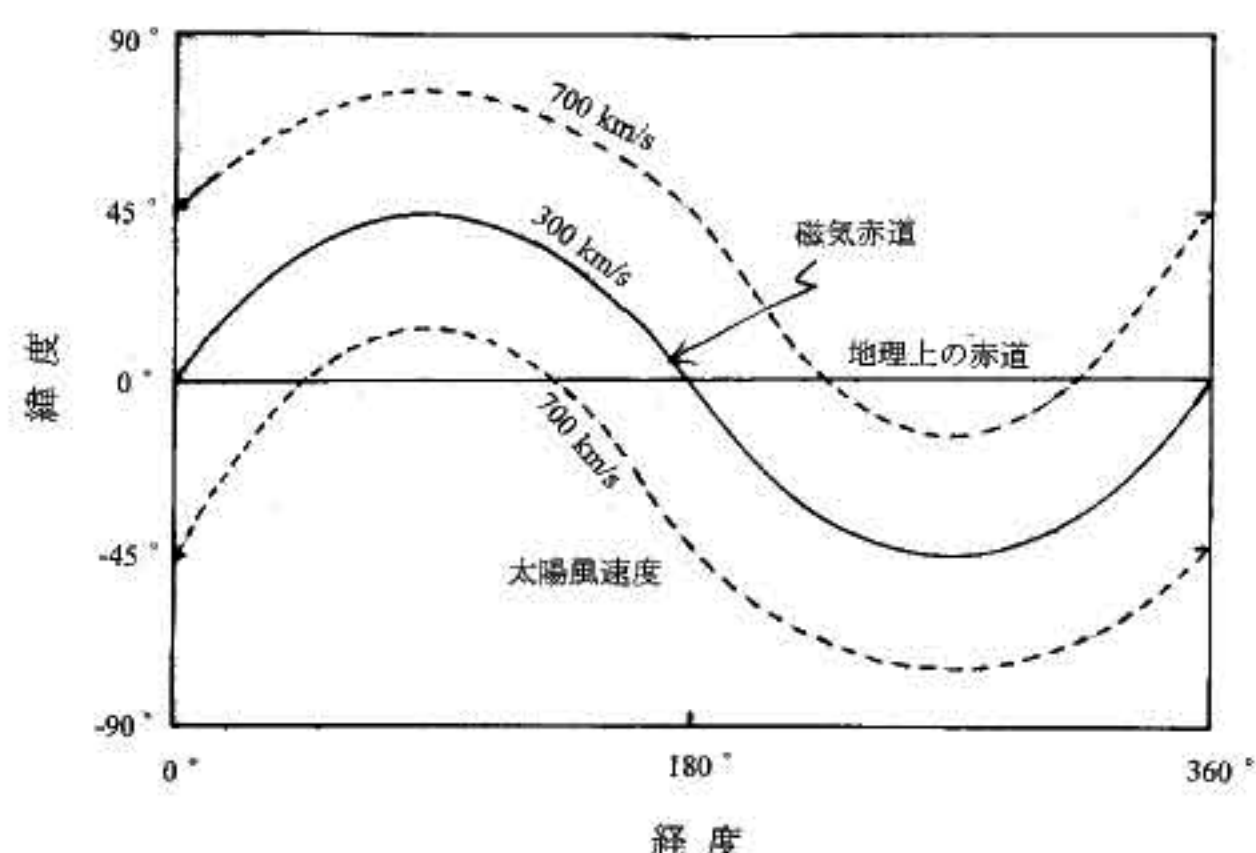


Fig.23 Schematic picture for the velocity variation of solar-emitting plasma for one period of solar rotation.

4.3 高速流と相互作用領域

Table 1 の数値を使うと、太陽風の導電率は $\sim 1 \times 10^4$ S/m, また問題とする長さのスケールをたとえ1mにとったとしても、磁気レイノルズ数は $\sim 10^4 \gg 1$ となり、磁束の凍結の原理が成り立つ。そこで、太陽から噴出するプラズマは太陽の磁場を閉じ込めてくるに違いない。太陽を出た直後の太陽風も太陽自転による経度方向の速度成分 V_θ をもっているが、角運動量の保存則により、1AU付近ではほとんど動径方向成分 V_r だけになっている。一方、プラズマが1AUの距離を移動する間に太陽の自転が進み、磁力線の根元は θ 方向にずれている。その結果、地球軌道付近の磁力線は太陽風の代表的な速さ400km/sに対して、約45°太陽方向からずれて見える (Fig.24 参照)。

太陽の赤道付近から比較的低速の太陽風と、フレアやCMEをソースとする高速流がともに放出される場合を考えよう。高速流については、上の太陽風の時よりも磁力線の曲がり具合が緩やかであるし、その前面には圧縮性の衝撃波が形成されてその波面の真後ろの領域は熱化される。後面には後進(疎波)衝撃波を伴い、惑星間空間に他にはみられない特有な構造がつけられる (Fig.25 参照)。太陽風と高速流とでつけられる圧縮領域は太陽自転とともに回転するため共回転相互作用領域 (corotating interaction region: 略して CIR) とよんでいる (Gonzalez et al.²³⁾)。この圧縮領域では磁場も強まるので、磁気雲の到来として地上で磁気擾乱を生じさせる重要な役割を演じている。

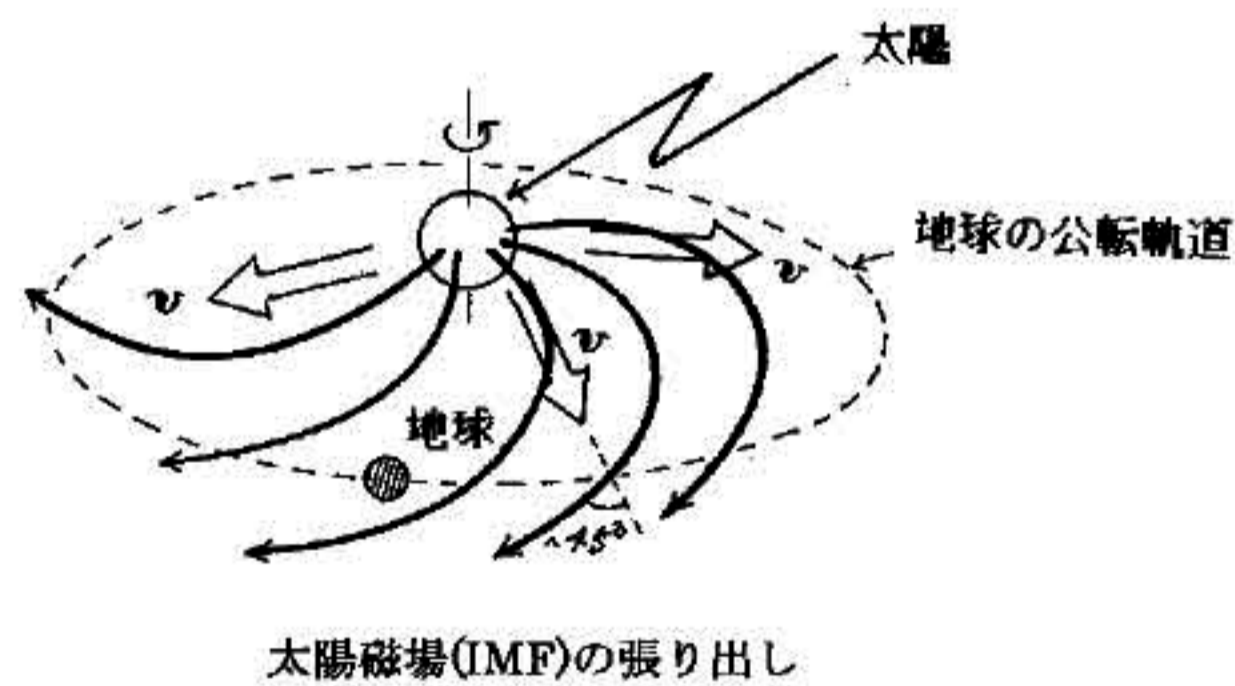


Fig.24 Conceptual view of magnetic field lines emerging from the rotating sun.

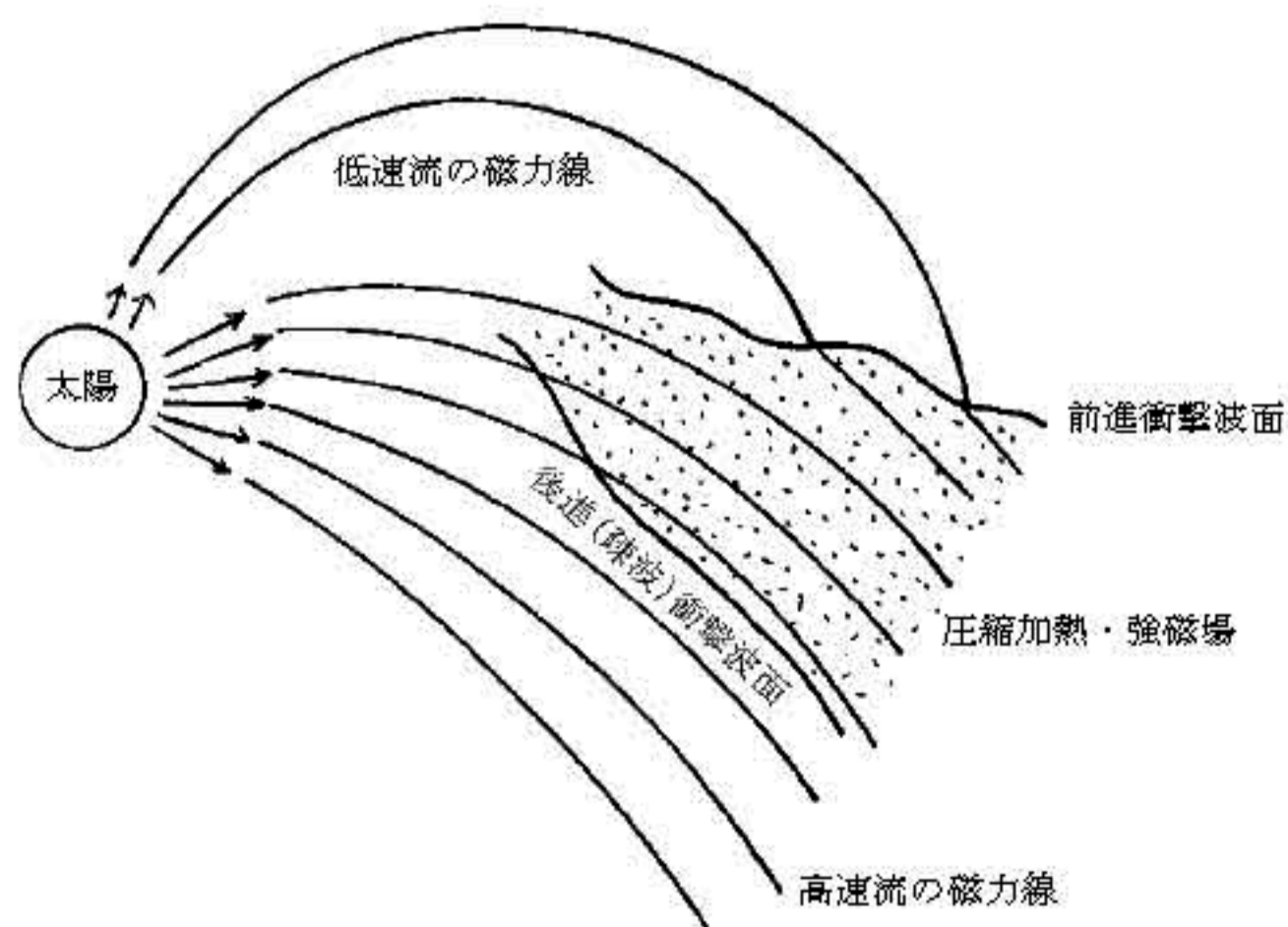


Fig.25 Schematic view of the formation of corotating interaction region (CIR): The magnetic field lines of the slower-speed stream are more curved, whereas those of the higher-speed stream are more radial.

4.4 太陽圏

コロナ領域を出発した太陽風はどこまで流れていくのであろうか? 星間ガス (interstellar gas) との間でエネルギー平衡が成り立つところでせき止められるというのが1つの考え方である。パルサーの放射する電波の周波数分散や吸収観測から、 ~ 0.01 パーセク以内の銀河系には温度 $T_g = 10^4$ Kの H^+ (質量 m_g) を主とするプラズマが $n_s = 10^3/m^3$ 程度存在し、電波星のゼーマン効果 (Zeeman effect) やファラデー回転 (Faraday rotation) の観測から星間磁場 (interstellar magnetic field) $B_g = 0.3nT$ であり、星間風 (stellar wind) が太陽と相対的に速さ $v_g = 2 \times 10^6$ km/sで吹いていることが分かっている。一方、太陽風の方は、その粒子数密度 $n_s \propto r^{-2}$ (1AUで $5 \times 10^6/m^3$)、磁束密度 $B_s \propto r^{-1}$ 、速さ $v_s = 4 \times 10^2$ km/sとすると、太陽系の端でも動圧 \gg 磁気圧およびガス圧の関係が保たれる。これらのことを念頭に置き、太陽風-星間ガス間の平衡式

$$\frac{1}{2} n_s m_s v_s^2 = \frac{1}{2} n_g m_g v_g^2 + n_g k T_g + \frac{B_g^2}{2\mu_0} \quad (11)$$

を利用すれば、超音速流の太陽風と星間ガスとの境界は80~130AUと推定される。Lyman- α の吸収線や波長21cmの電磁波の観測からその存在が知られている中性のHやHeと太陽風プラズマとの荷電交換や、太陽電波放射による光電離ならびに低エネルギー宇宙線の圧力などを考慮すると、上の推定値は若干変更される可能性がある。いずれにしても、太陽風は100AU前後のところでせき止められ、そこで終端衝撃波 (terminal shock) を形成し、それより以遠の亜音速になった成分は星間風に押し流され、太陽圏界面 (heliopause) を境にして星間空間内に特有な太陽圏 (heliosphere) を形成していると思われる (Fig.26)。その前面には星間風による定在型衝撃波が形成されている可能性がある。ちなみに太陽系の最外惑星である冥王星の平均日心距離は約39.4AUである。上述のような描像が正しいか否かについては、現在飛行中の無人宇宙探査機 Pioneer 10, 11 や Voyager 1, 2 からの報告が待たれるところである。

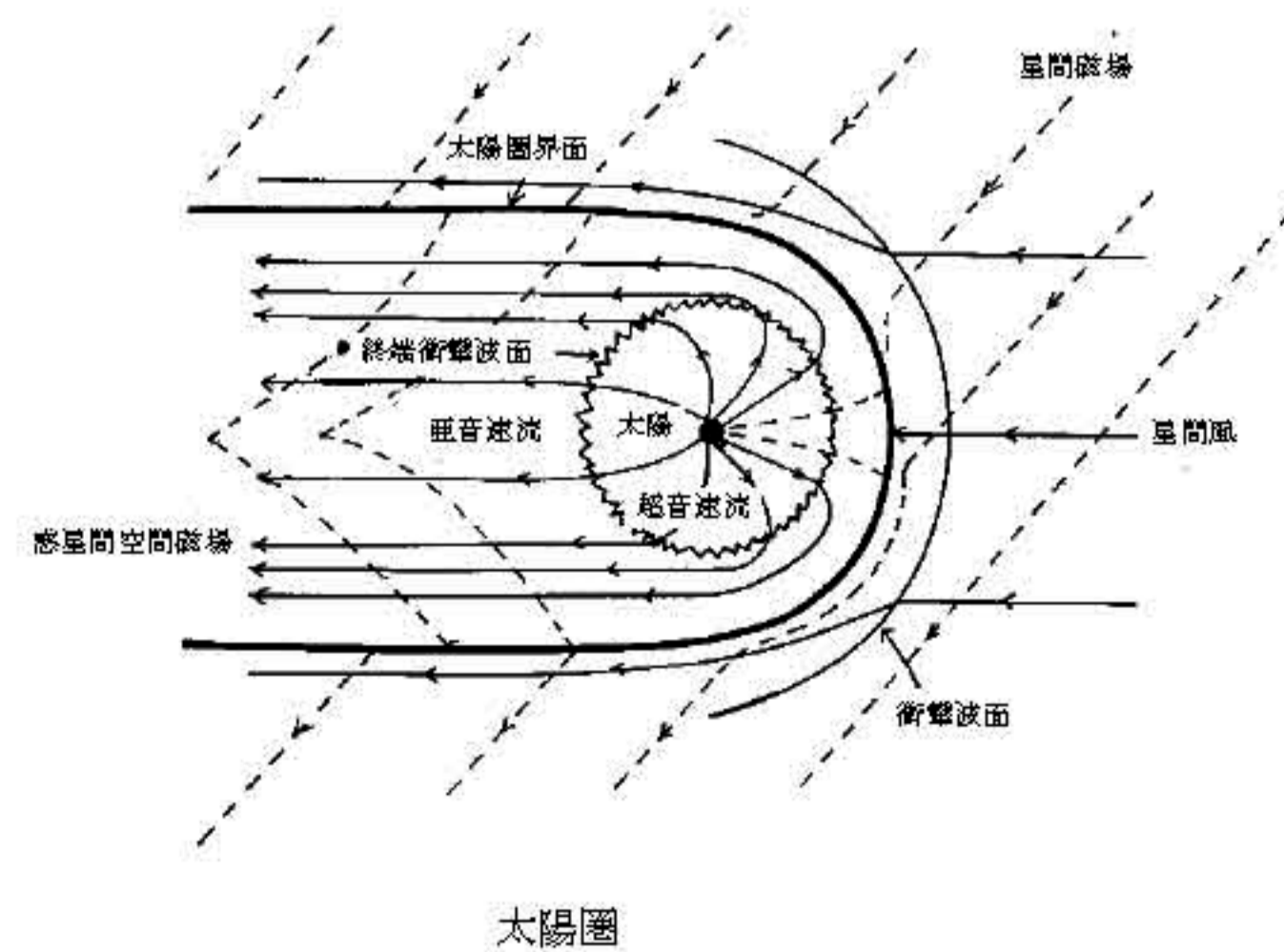


Fig.26 A conceptual picture for the structure of the heliosphere.

5. おわりに

地球は巨大な磁石である。古くは航海上の安全を図る必要からその性質が羅針盤として利用されてきたが、主役を GPS 利用に譲るまで航空機運行、通信の分野などで直接これを利用する時代が長く続いたし、カーナビや趣味の登山など日常生活の中で現在でも活用されている。本稿の初めの部分で述べたように、地磁気は太陽からの高エネルギー粒子を含む爆風が地上にそのまま達しないように遮る役割を演じていて、広い意味で地球環境を守る重要な要素として生物界に貢献している。また、地磁気がないと磁気圏も形成されないの、オーロラのような神秘的な光景に接して人々が夢を育むこともできないであろう。

情報通信の世界でも、広域通信は人工衛星を利用する宇宙通信の時代に入っているし、放送、携帯電話など電離圏の影響を受けやすい分野がこれからますます発展してくる情勢にある。したがって、通信路の安全確保という観点からも地球近辺に広がる宇宙環境の、とくに変動現象には、今後十分監視の眼を光らせなければならない。電離圏は磁気圏の物理現象のショーウィンドウのようなものであるから、電離圏の研究と並んで、磁気圏の物理的な研究を今後さらに一層進める必要がある。

これまでの研究成果を基盤にして最近、宇宙天気予報 (space weather forecast) を実現させる動きがあり、通信総合研究所や名古屋大学などでその部分的な運用が始まっていることは注目に値する。

現代科学には二面がある。すなわち、現象を丹念に観測、記録してその中から普遍性を探り出していくベーコン流の科学と、現象の間に潜む真理を主に理論的に剔りだしていくデカルト流の科学である。筆者はどちらかといえば後者に惹かれるところがあって、若い頃は理論的な研究にもっぱら肩入れしていたが、地球物理の醍醐味は、データに耳を傾けてそこから真実の声を聞くことにあると中高年になってから気づき、以後、ベーコン流のやり方を信奉して現在に至っている。そのせいで本稿は、数理的な解析に基づくよりはむしろ直感的な話に終始している。

本稿は、筆者の定年退官に当たって最終講義として平成 15 年 2 月 21 日に電通大で行った「磁気圏物理学入門」の講義録に若干補筆・修正を加えたものである。大学院の「プラズマ工学特論」で行っていた講義内容の 1 部を、少しやさしく改変して取り上げている。

磁気圏物理学の取り扱う分野は他に、磁気脈動、VLF 放射、磁気嵐、宇宙線、放射線帯、太陽電波などを含み幅広いのであるが、上記の表題で述べる内容としては、電磁気学の応用としての宇宙環境構造と、磁気圏のダイナミクスを背負うテーマとして最適と考えられるサブス

トームに的を絞ったことをご了承いただきたい。

最後に、本稿を紀要に投稿するように熱心にお勧め下さった附属図書館長 三木哲也氏、情報通信工学科教授 福田喬氏、ならびに原稿を丹念に読んで修正点を指摘していただいた情報通信工学科助教授 田口聡氏にお礼申し上げます。

参考文献

- 1) Chapman, S. and V.C.A. Ferraro: *Terr. Mag. and Atmos. Electr.*, **36**, 77 and 171 (1931); and *ibid.*, **37**, 147 (1932).
- 2) Parker, E. N.: *Astrophys. J.*, **128**, 664 (1958).
- 3) Cahill, L. J. and P. G. Amazeen: *J. Geophys. Res.*, **68**, 1835 (1963).
- 4) Ness, N. F.: *J. Geophys. Res.*, **70**, 2989 (1965).
- 5) Gold, T.: *J. Geophys. Res.*, **64**, 1219 (1959).
- 6) Abe, T., B.W. Whalen, A.W. Yau, R.E. Horita, S. Watanabe, and E. Sagawa: *J. Geophys. Res.*, **98**, 11191 (1993).
- 7) Iijima, T. and T. A. Potemra: *J. Geophys. Res.*, **81**, 5971 (1976).
- 8) Axford, W. I. and C. O. Hines: *Can. J. Phys.*, **39**, 1433 (1961).
- 9) Nishida, A.: *J. Geophys. Res.*, **71**, 5669 (1966).
- 10) Akasofu, S.: *Space Sci. Rev.*, **11**, 599 (1970).
- 11) Akasofu, S.: *Planet. Space Sci.*, **12**, 273 (1964).
- 12) Feldshtein, Y. I.: *Geomagn. Aeron.*, **3**, 183 (1963).
- 13) Fairfield, D. H.: *Space Research*, **VIII**, 107 (1967).
- 14) Akasofu, S.: *Planet. Space Sci.*, **27**, 425 (1979).
- 15) Taguchi, T. and H. Nishimura: *Proc. 6-th International Conf. on Substorm*, ed. by R. Winglee, 115 (2002).
- 16) Akasofu, S.: *Planet. Space Sci.*, **27**, 1039 (1979).
- 17) Lui, A. T.: *J. Geophys. Res.*, **96**, (A2), 1849 (1991).
- 18) Mauk, B. H.: *J. Geophys. Res.*, **94**, 8911 (1989).
- 19) Rostoker, G. et al.: *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 399 (1987).
- 20) Slavin, J. A. et al.: *J. Geophys. Res.*, **103**, (A1), 119 (1998).
- 21) Baker, D. N. et al.: *J. Geophys. Res.*, **101**, (A6), 12975 (1996).
- 22) Tanaka, T.: *J. Geophys. Res.*, **105**, (A9), 21081 (2000).
- 23) Gonzalez, W.D., B.T. Tsurutani, and A.C. Gonzalez: *Space Sci. Rev.*, **88**, 529 (1999).
- 24) Birkeland, K.: *The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902-1903*, **1**, H. Aschehoug & Co., Christiania, Norway, 1908; *ibid.*, **2**, 1913, 801pp.
- 25) Gilbert, W.: *De Magnete*, *Magneticisque Coporibus, et de Magno Magnete Tellure Physiologia Nova* 1960; also Dover, New York, 1958, 368pp.
- 26) Gauss, C. F.: *Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus*,

In: C.F.Gauss und W.Weber (Herausgeber), *Resultate aus den Beobachtungen des Magnetischen Vereins im Jahre 1838*, Weidmann, Leipzig, 1839, pp.1-57.

27) Jago, L. : *The Northern Lights - The true story of the man who unlocked the secrets of the aurora borealis*, Alfred A. Knopf, New York, 2001, 297pp.

28) Eddy, J. A. : *A New Sun*, NASA/ USA, 1979, p.92.

以上