

オーロラ粒子の加速機構 (Review)

寺 沢 敏 夫*

Acceleration Mechanism of Auroral Particles: A Review

Toshio TERASAWA*

Abstract: A review of recent observational and theoretical results on the problem of auroral particle acceleration is given. First, evidences of the existence of field-aligned potential drops as an agent of particle acceleration are summarized. Second, the necessity of external electric generators is shown, and several models of electric generator are reviewed. Third, the structure of the particle acceleration region is considered; Chiu-Schulz magnetic-mirror theory of the structure of electric potential is criticized, and recent evidences of the double-layer formation in laboratory and computer experiments are reviewed briefly.

要旨: オーロラ粒子の加速機構について、最近の観測をもとに従来の結果を概観した。はじめに、粒子の加速をになうものとして、磁力線に平行な電場が存在していることの観測的な証拠についてまとめ、次に、電場エネルギーの供給源として外部起電力の必要性を示し、提案されているいくつかの起電力のモデルについて述べた。また、加速領域のモデルとして提案されている磁気ミラー理論について検討し、最後に、double layer をめぐる最近の話題として、室内実験、計算機シミュレーションにつき触れた。

1. E_{\parallel} の存在の証拠

近年の衛星・ロケットによる観測から、オーロラ帯につながる磁力線上に、それと平行な電場 E_{\parallel} が存在していることは、ほぼ実証されたと思われる。以下順を追って、それらの観測をふりかえってみたい。

MOZER *et al.* (1977) は S3-3 衛星の観測から、高度数千 km のオーロラ帯上空に、数百 mV/m に達する電場が存在することを示した。図 1 に彼らの結果を示す。平行電場 E_{\parallel} の存在する領域で、磁場に垂直な電場成分の逆転がみられる。この構造は以前から考えられていたポテンシャルの空間分布 (図 2) によく合っている。BURCH *et al.* (1976) はイオ

* 東京大学宇宙航空研究所 Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo, 6-1, Komaba 4-chome, Meguro-ku, Tokyo 153.

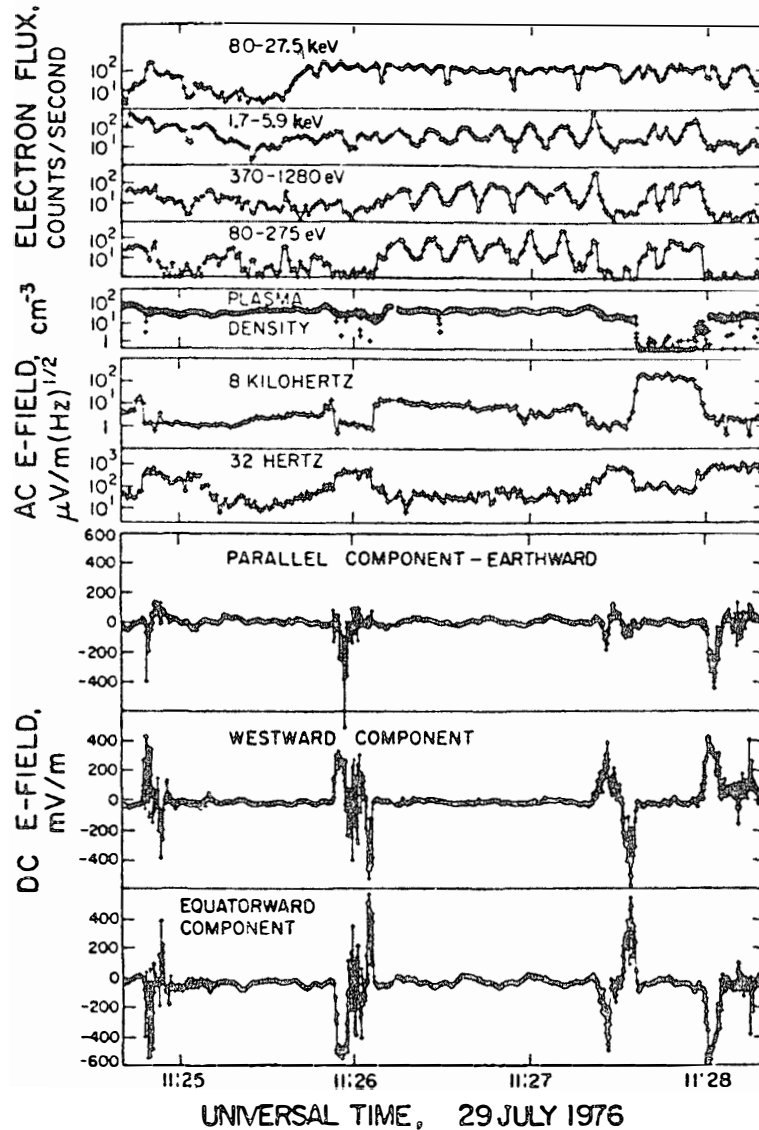


図 1 オーロラ帯上空 (高度数千km) における粒子, 電場観測. 下の3つのパネルが, それぞれ磁力線に沿った電場成分, 垂直な成分 (西向きおよび赤道方向) を示す (MOZER *et al* , 1977).

Fig. 1 Field and particle measurements made on a satellite during its poleward-bound passage through extremely large dc-electric-field regions in the northern auroral zone. The particle data are modulated at twice the satellite spin frequency (reproduced from MOZER *et al* , 1977).

ンの流れの測定から, 図2のようなポテンシャル構造の存在を結論した. 図3に彼らの観測例を示す. Inverted V型とよばれる典型的な, 粒子のエネルギー・スペクトル変化 (FRANK and ACKERSON, 1971) がみられると同時に, イオンの流れの方向の逆転がみられる. この変化は図2のようなポテンシャル構造に伴う, 局所的な $E \times B$ ドリフトの方向の変化として矛盾なく解釈することができる. この他, WESCOTT *et al.* (1976) は人工 B_a

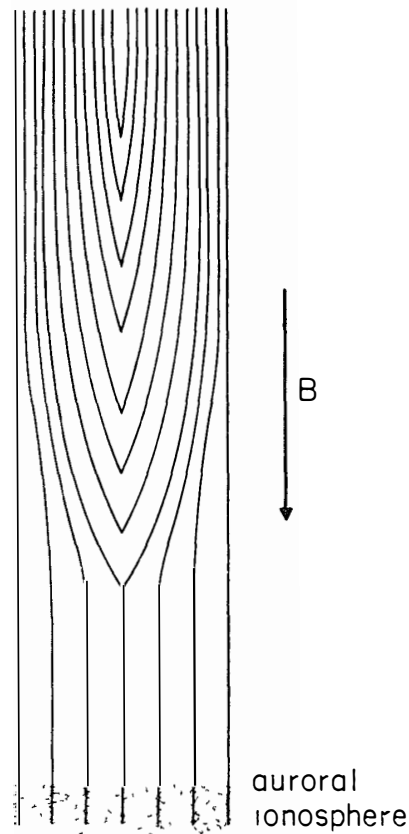


図 2 オーロラ・アーク上空の等ポテンシャル面のモデル (図は SWIFT *et al.*, 1976 による)

Fig. 2. *Equipotential model for an auroral arc. Solid lines represent equipotential surfaces, and the electric field is toward the center axis of the figure. The magnetic field is taken to be vertical (reproduced from SWIFT *et al.*, 1976).*

雲のドリフトから、 E_{\parallel} の存在を結論した。また、最近、粒子のピッチ角分布についての詳しい観測がなされ、ますます E_{\parallel} の存在することは確かになってきた。図 4 に ARNOLDY *et al.* (1974) のロケット観測の結果を示す。Discrete オーロラ内では、図 4 にみられるような、磁力線方向に集中した下向きピッチ角分布をもつエネルギー幅の狭い電子ビームが観測されている。こうした電子が、 E_{\parallel} で加速されているとするなら、同時にイオンの上向きの加速が起こるはずである。SHELLEY *et al.* (1976) は、そのような上向きのイオンビームを観測した(図 5)。最上段に対応する粒子のピッチ角を示す。ピッチ角 $\sim 0^{\circ}$ (上向き) の時、 O^+ , H^+ イオンが観測されている。

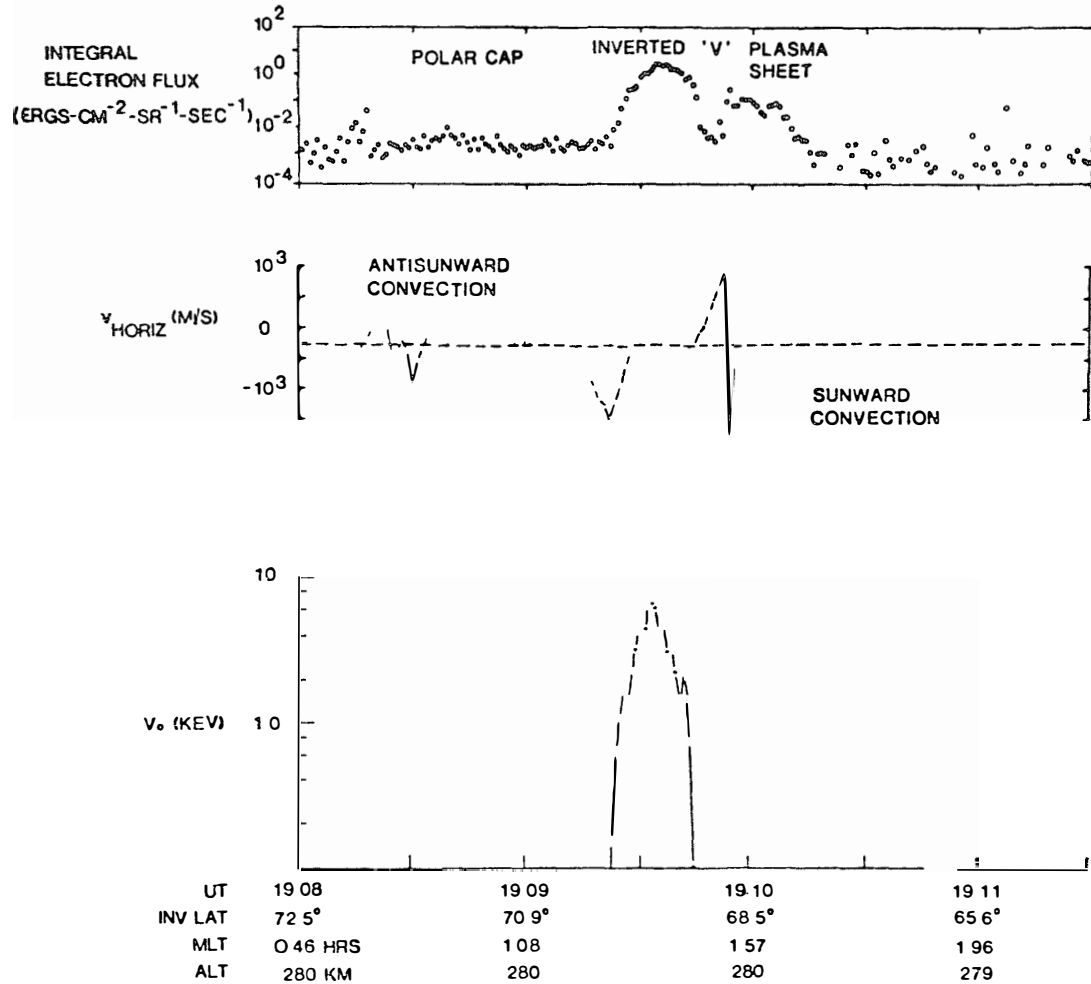


図 3 上段 降下電子フラックス 中段 イオンの流れベクトルの水平成分 下段 降下電子エネルギースペクトル (高エネルギーピークの時間変化) から求めたポテンシャル差. 19 09 30 UT 前後に, 流れの方向が顕著な変化を示している. この変化は, 電子のエネルギースペクトル変化に伴って観測されている (BURCH *et al*, 1976).

Fig. 3 (Top) Total electron flux (Middle) The horizontal component of ion drift in the plane perpendicular to the spacecraft velocity vector Corotation effects have not been removed from V_{horiz} , but the dashed base line denotes V_{horiz} in the corotating frame (Bottom) Value of V_0 , a parameter which is a measure of the field-aligned electrostatic potential drop, which, when applied to a Maxwellian velocity distribution, can reproduce the observed electron distribution functions (reproduced from BURCH *et al*, 1976).

2. エネルギー源の問題

さて, 上に述べたように, discrete オーロラにつながる磁力線上には, 数 kV のポテンシャル差が存在して粒子を加速している. 電子は反電場方向, イオンは電場方向に加速され, 電場方向の電流を形成している. この系では $\mathbf{E} \cdot \mathbf{j} > 0$ であるから, エネルギーは外部

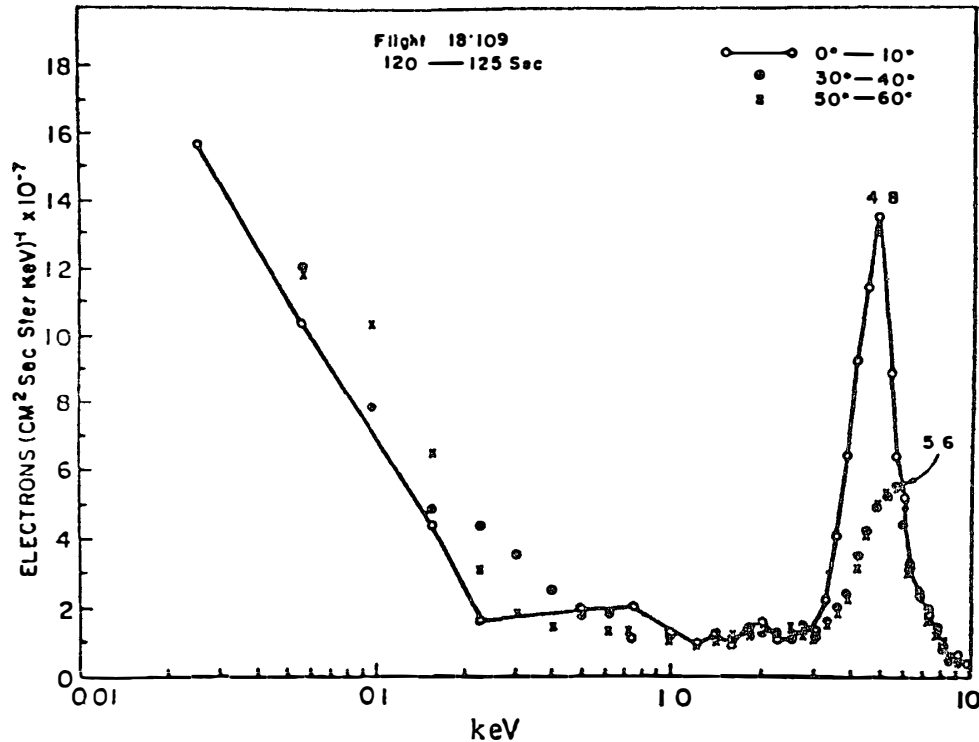


図4 降下電子エネルギースペクトルをピッチ角別に示した。4.8 keV に磁場方向の鋭いピークがみられる (ARNOLDY et al., 1974)。

Fig. 4. Pitch angle sorted electron energy spectra obtained from a rocket observation (reproduced from ARNOLDY et al., 1974).

の電源から供給する必要がある (キルヒホッフの法則)。外部電源の必要性については、少々誤解があるようで、たとえば KAN (1975) は、イオンの流れのエネルギーを電子に移すプロセスで、エネルギー供給をまかなおうとしているが、電流方向に電圧降下がある限り、外部起電力が必要である。(静電ショックの典型例としてよく引用される MONTGOMERY-JOYCE の解 (1969) では、ポテンシャル差を通して流れる電流が 0 となっていて、外部電源は不要だが、加速されるのは電子だけで、イオンは減速されている)

外部電源の候補には、いくつかの提案がある。その 1 つは磁気圏尾部の電流の切断に伴う誘導電場 $\partial B/\partial t$ を利用する考え方である。尾部電流の切断機構そのものがよく理解されていないため、この考え方に沿った具体的なモデルを作ることは困難である。別の考え方として、磁気圏尾部のどこかで作られたプラズマの流れが、MHD 発電をするというアイデアがある。ROSTOKER and BOSTRÖM, (1976) (図 6) がその例で、尾部の中心部で何らかの「爆発」が起き、それによって朝側および夕方側に放出されたプラズマ流をエネルギーとする発電システムを提案し、観測される磁気圏と電離圏をむすぶ電流系 (e.g. IJIMA

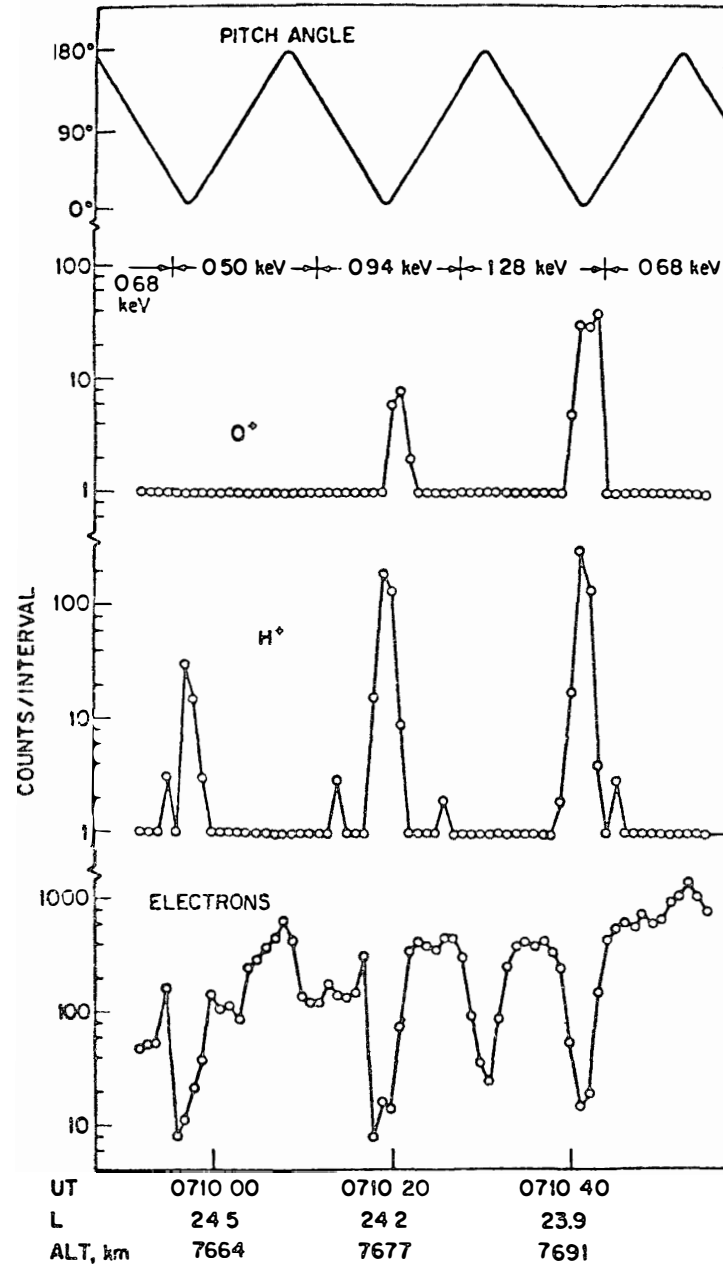


図 5 上向きイオンビームの観測 検出器の方向(最上段)がピッチ角 0° 附近を向いた時、 O^+ 、 H^+ イオンが観測されている (SHELLEY *et al*, 1976).

Fig 5 The upper panel shows the pitch angle of the measured particles. The two center panels show data from the mass spectrometer at the indicated energies, and the lower panel shows electron fluxes in the energy range from 0.37 to 1.28 keV. The relative temporal precision of the plots is about one second (reproduced from SHELLEY *et al*, 1976).

and POTEMURA, 1976) を説明しようとしている。もしこのメカニズムが働いているなら、加速のためポテンシャル差をも供給するだろう。KAN and AKASOFU (1976) の discrete

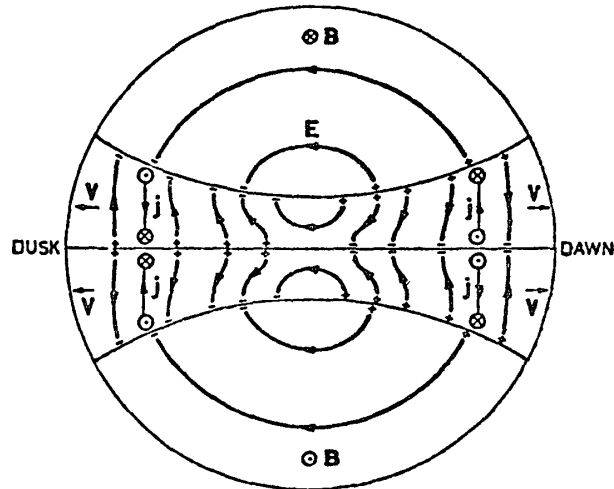


図 6 プラズマシート内部の MHD 発電モデル。図は断面を示す。プラズマシート中心部から朝方および夕方側に吹き出したプラズマ流が MHD 発電を行い、プラズマシート内部には南北方向、外部には西向き電場を作り出す (ROSTOKER and BOSTRÖM, 1976)。

Fig. 6. Model of electric field configuration in the magnetotail projected on the cross-sectional area of the tail (ROSTOKER and BOSTRÖM, 1976). This electric field pattern is taken consistent with the assumed drift of the plasma sheet plasma toward the flanks of the tail. The flow of closure current j in the direction opposite to E indicates that the region in which the current flows has the character of an electric generator.

アークのモデルもプラズマ流による MHD 発電を考える意味では ROSTOKER 達の考えに似ているが、観測される電場を供給するのに必要な、アークに平行方向のプラズマ流 shear をいかにして作り出すか、彼らのモデルでは満足すべき説明が与えられていない。(モデルの中で、shear flow は electrostatic shock により作り出されることになっている。すると、shock 内では、inertia current が電場方向に流れるから、 $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} > 0$ となり、この部分に電気エネルギーを外部から供給しなければならない。したがって、彼らのモデルは、電氣的に閉じていないことになる。)

最近、SWIFT (1977) が面白い考え方を提出した。図 7 に彼の考えたメカニズムの流れ図を示す。磁気圏尾部で加速されたプラズマ流が、マイクロな乱流 (イオン・サイクロトロン波) を作り出し、その乱流が非線型効果により、マクロなスケールの渦に移行する。一つの渦は、一つの MHD 発電機とみなすことができ (c.f. 佐藤, 1977)、加速に必要な起電力を供給することができる。マイクロな乱流を源として、加速まで説明する彼の説は大変魅力的ではあるが、必要とされるエネルギーをまかなえるほど大きな振幅をもったイオン・サイクロトロン波が存在しているだろうか。通常の見方は、マクロな速度勾配に伴って、

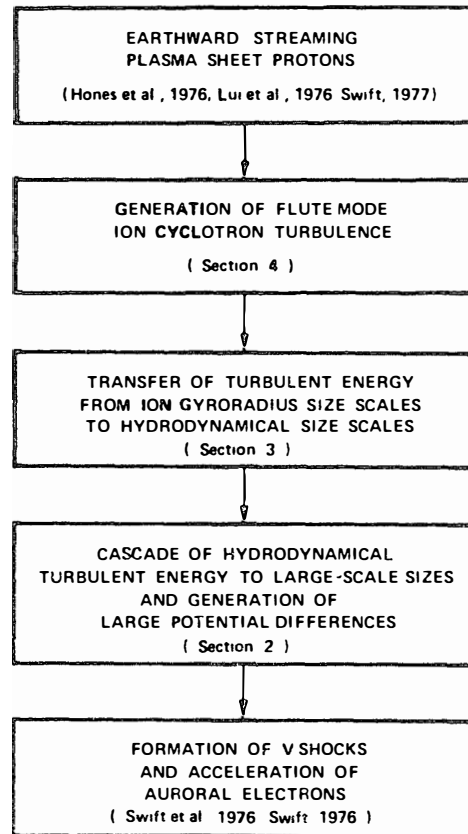


図 7 乱流発電モデル (SWIFT, 1977).

Fig. 7. Block diagram showing outline of SWIFT's idea and flow of energy from plasma sheet ions to auroral electrons (re-produced from SWIFT, 1977)

マイクロな乱流が励起されるとするものであり (e.g. KINTNER, 1976), SWIFT の考え方とは、エネルギーの流れの向きが逆である。今後、定量的な検討が必要だろう。

3. 加速領域の構造

オーロラ粒子の加速領域では、通常のクーロン衝突による抵抗は0に近く、 E_{\parallel} が存在するには何らかの機構が働かなければならない。

これまでに提案された考え方は、大別すれば、静的なものと動的なもの2つに分類することができるだろう。前者は、適当な粒子分布を与え、それに自己無撞着な電場配位を決める方法で、静電衝撃波もしくは double layer 理論や、磁気ミラー理論がこれにあたる。後者の例には、何らかのプラズマ不安定に伴う異常抵抗の発生が、 E_{\parallel} を作り出すとする考え方がある (c.f. PAPADOPOULOS, 1977)。

最近、CHIU and SCHULZ (1978) が、磁気ミラー理論の立場で詳しい計算を行い、一つ

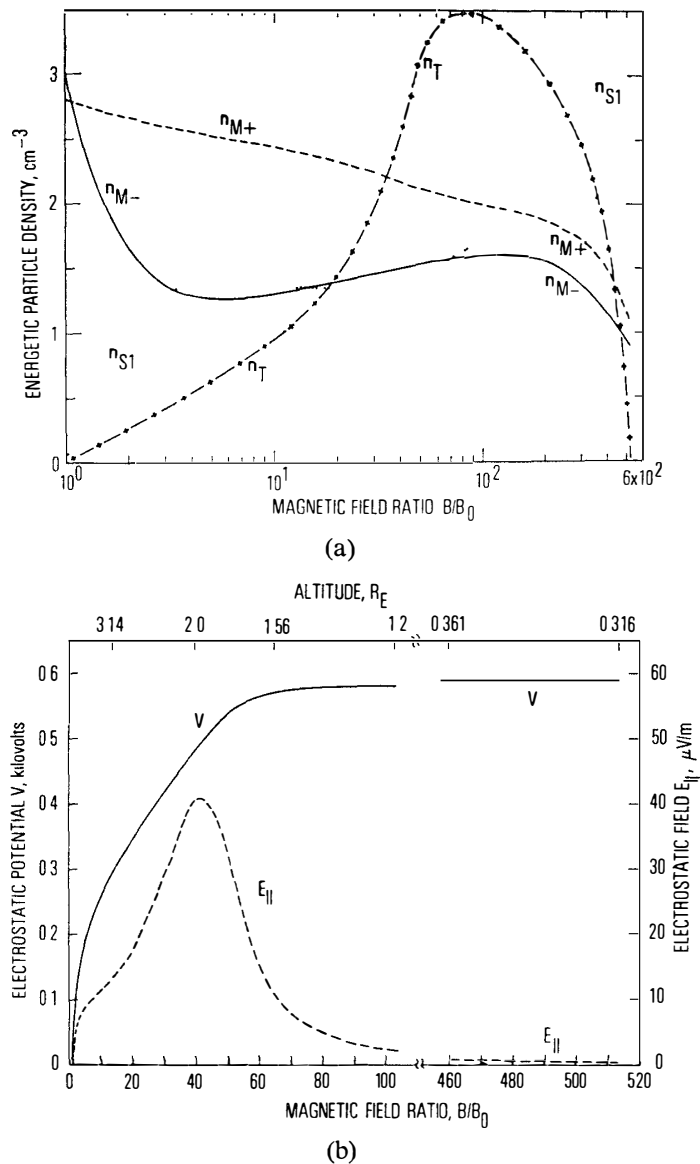


図 8 磁気ミラー理論による粒子およびポテンシャルの空間分布 (CHIU and SCHULZ, 1978).
 (a) 粒子分布. 横軸は赤道との磁場強度比で目盛った磁力線上の位置を示す.
 (b) 電場およびポテンシャル分布. ポテンシャル差の大部分は赤道 ($B/B_0=1$) 附近に集中している.

Fig. 8. (a) Distributions of the various energetic particles along the field line are shown as functions of magnetic-field ratio. The subscripts identify the various particle populations: M_{\pm} for magnetospheric protons and electrons, $S1$ for primary back-scattered electrons, and T for electrons trapped between mirror points that both lie on the same half of the field line. (b) The self-consistent electrostatic potential is shown as function of magnetic-field ratio and altitude. The magnitude of the parallel electrostatic field is also shown (CHIU and SCHULZ, 1978).

の議論のまともになっているので、以下では彼らの結果について、少し詳しく触れたい。また、double layer に関する最近の話題についても最後の部分で論ずる。

磁気ミラー理論による E_{\parallel} 形成の原理は、イオンと電子のピッチ角分布に差があると、それぞれのミラー高度が異なるため、荷電分離が生まれ電場を生じることである。磁気ミラーの効果は、磁場の勾配によって決まるから、電場は磁場の变化するスケール程度の広さにわたって分布する。図 8 に CHIU and SCHULZ (1978) の計算結果を示した。図 8(a) は粒子分布 (n_M は磁気圏起源の粒子, $n_{S1,2}$ は電離層で散乱された粒子, n_T は捕捉粒子) であり、図 8(b) はこれらの粒子の分布と自己無撞着な電場配位を示す。図に見られるように、電場は赤道近傍の $1.5 R_E$ 程度の範囲にわたって分布している。図のモデルでは、磁気圏起源のイオンには等方的、電子には $T_{\perp}/T_{\parallel}=4.1$ の異方性をもったピッチ角分布を仮定している。等方的なイオンは、電子に比べ低いミラー高度をもち、したがって、電子を下向きに引っ張る。このことが上向きの E_{\parallel} を得た理由である。しかしながら、この電場の効果は、電子の分布をより等方化するだけであって、磁力線に沿ったビームを作り出しはしない。以下でそのことを示そう。赤道 ($S=0$) でポテンシャル $\phi=0$ 、同じ磁力線上 (S) で $\phi=\phi_s$ とする。このとき電子の速度成分 (V_{\perp}, V_{\parallel}) はエネルギー保存則および断熱不変量保存を用いて、

$$V_{\parallel o}^2 + V_{\perp o}^2 = V_{\parallel s}^2 + V_{\perp s}^2 - \frac{2e}{m_e} \phi_s \quad (1)$$

$$V_{\perp o}^2/B_o = V_{\perp s}^2/B_s \quad (2)$$

記号は通常使われるものを用い、添字 o, S はそれぞれ赤道、磁力線上の点 S での値を意味している。降下粒子に対しては、 $V_{\parallel o}^2 > 0$ でなければならぬから、式 (1), (2) より

$$V_{\parallel o}^2 = V_{\parallel s}^2 + V_{\perp s}^2 \left(1 - \frac{B_o}{B_s}\right) - \frac{2e}{m_e} \phi_s > 0 \quad (3)$$

一方、赤道で双マックスウェル分布 (温度 T_{\perp}, T_{\parallel}) をもつ電子の s 点での速度分布は式 (1), (2) を用いて

$$\exp \left\{ \begin{array}{l} -\frac{m_e}{2T_{\parallel}} V_{\parallel}^2 \\ -\frac{m_e}{2T_{\perp}} V_{\perp}^2 \left(1 - \frac{B_o}{B_s}\right) - \frac{m_e}{2T_{\perp}} V_{\perp}^2 \cdot \frac{B_o}{B_s} \end{array} \right\} \quad (4)$$

に比例することがわかる。低高度では B_o/B_s は極めて小さくなる ($\sim 10^{-3}$) から、式 (4) の分布はほとんど等方的に近くなる。この分布を図 9 に示した 黒く塗りつぶした領域は

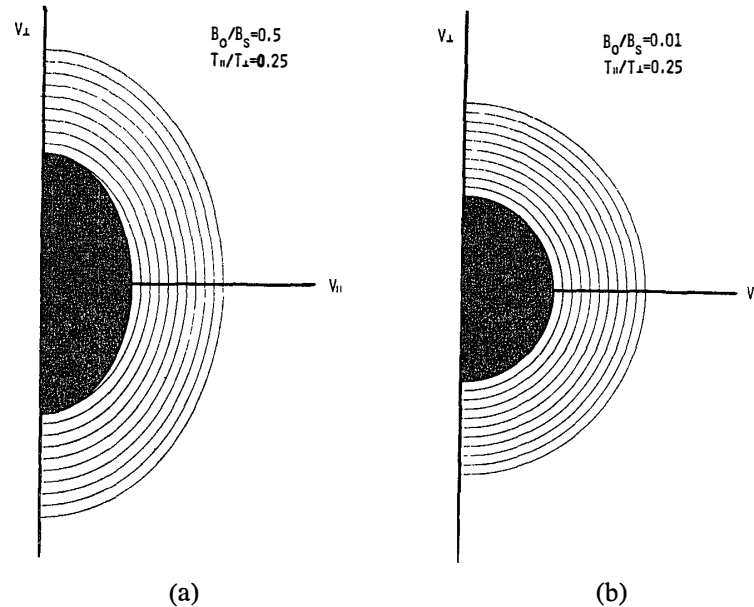
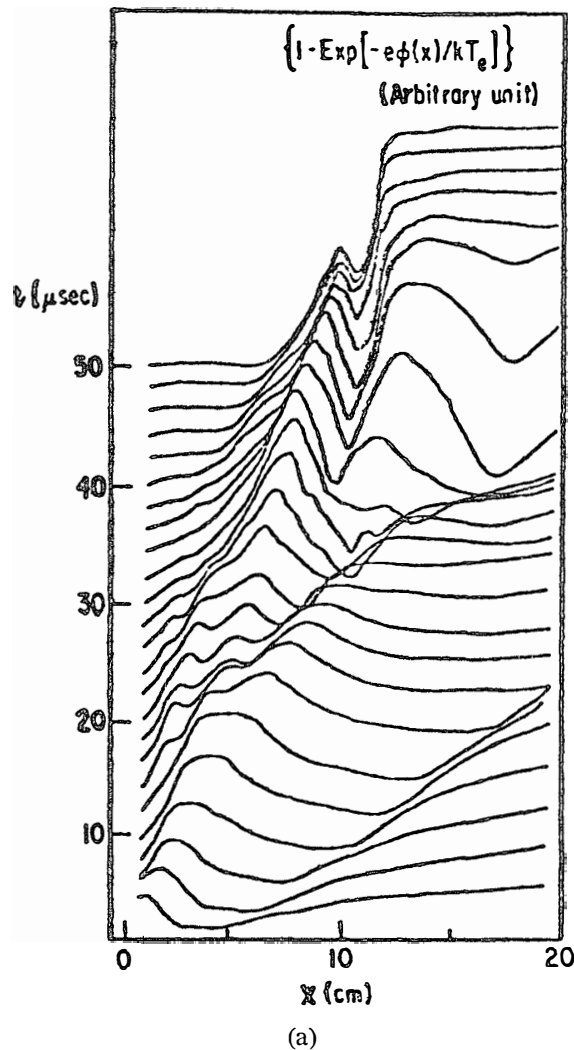


図 9 CHIU と SCHULZ のモデルから期待される磁気圏起源の電子のピッチ角分布. 赤道でのピッチ角異方性を $T_{\parallel}/T_{\perp}=1/4$ と仮定し, $B_0/B_s=0.5$ (a) と $B_0/B_s=0.01$ (b) の場合について期待されるピッチ角分布を $(V_{\parallel}, V_{\perp})$ 平面における等高線で示す. 黒く塗りつぶした部分は禁止領域であり, この中に分布する電子は電離層起源, もしくは散乱を受けた捕捉粒子である.

Fig. 9. Contour map of the pitch-angle distribution for electrons of magnetospheric origin expected in CHIU and SCHULZ model. The pitch-angle anisotropy T_{\parallel}/T_{\perp} at the equator is assumed to be 0.25. (a) distribution at $B_0/B_s=0.5$ and (b) distribution at $B_0/B_s=0.01$. The dark shaded ellipses are the "forbidden regions" for electrons of magnetospheric origin

条件 (3) を満たさない禁止領域である. 分布の等高線は楕円 $V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2 \{ (1 - B_0/B_s) + T_{\parallel}/T_{\perp} \cdot B_0/B_s \} = \text{一定}$ であらわされ, 禁止領域との間に薄い三日月状の領域がある. ミラー理論で作らうる磁場方向の「ビーム」は, この三日月の部分しかない. したがって, ロケット高度における ARNOLDY らの観測 (図 4) をこの理論で説明することはできない. 一方, 高度数千 km での粒子のピッチ角観測から, MIZERA *et al.* (1977) は CHIN 達の計算と一致する結果を得たとしている. MIZERA らの結果によれば, 赤道面と衛星間に磁力線に沿って 1 kV, 衛星と電離層間に 2 kV とポテンシャル差があることになる. ここで問題と思われるのは, このポテンシャルの配分である. 先に述べたように, 磁気ミラー効果による電場は, 磁場の勾配のスケールにわたって分布する. 観測されるような低高度にポテンシャル差を集中させるためには, 赤道でかなり特殊なピッチ角分布を与えなければならないだろう. したがって, 磁気ミラー効果による電場は, 存在していてもよいが, これだけでオーロラ粒子の加速をすべて説明することは困難に思える.

一連の静電衝撃波もしくは double layer 理論 (BLOCK, 1972; KAN, 1975, SWIFT, 1975; YAMAMOTO, 1976) は, 適当な粒子分布を与えて自己無撞着な電場を求めるという点では, 磁気ミラー理論と同様であるが, 磁場の勾配を考えないため, 電場の存在領域の厚さがデバイ長~イオン・ラーマー半径程度になる点が異なっている. いままでの double layer 理論は, その形成プロセスの解明には成功しておらず, 観測される低高度でのポテンシャル差の形成を説明しうるか否か明らかでない. 最近の double layer をめぐる話題は, 室内実験および計算機シミュレーションによって, double layer を作り出してみせたことである (QUON and WONG, 1977, DEGROOT *et al*, 1977, COAKLEY *et al*, 1978). それらによると, $T_e > T_i$ の条件下で電子のドリフト速度が熱速度 $\sqrt{T_e/m_e}$ を越えると, イオン音波の発生は押えられ, 定常的な double layer が形成されるという. 図 10 に QUON 達の実験結果を示す. 図 10(a) は観測されたポテンシャル分布の時間発展を示し, (b) は定常状態



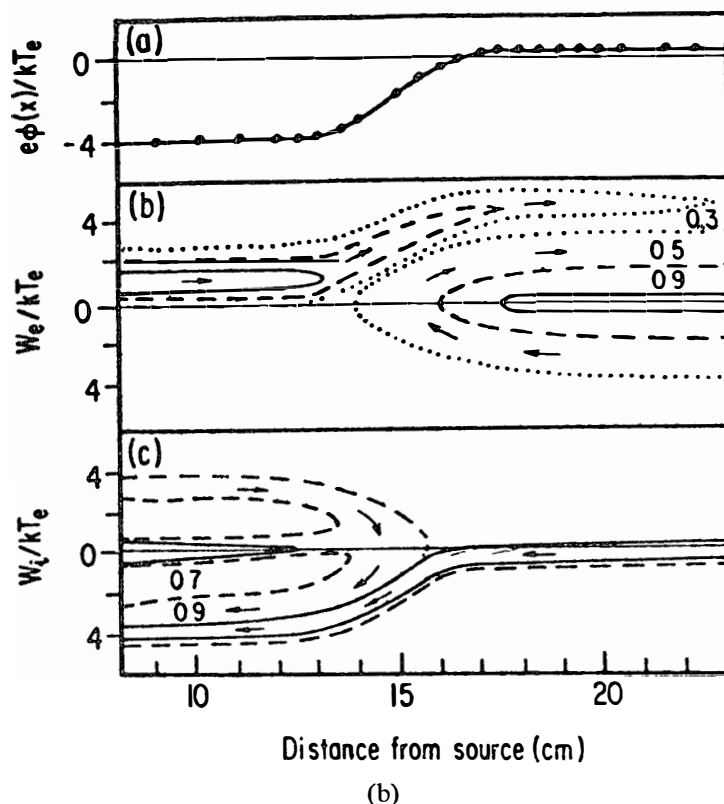


図 10 Double layer 形成の室内実験 (QUON and WONG, 1977). ドリフト速度 $= 1.5\sqrt{T_e/m_e}$.

(a) ポテンシャル分布の時間発展. $2\mu\text{s}$ ごとのポテンシャルの発展が任意目盛で示されている.

(b) 定常状態におけるポテンシャル分布 (上段), および位相空間における粒子分布を等高線で示す (中段は電子, 下段はイオン).

Fig. 10. (a) Representation of plasma potential profile in time sequences $0 \leq t \leq 50$ micro sec, showing the transformation of moving potential perturbations into a stationary potential double layer.

(b) (b-a) plots of steady-state plasma potentials, (b-b) the phase-space representations of the electron velocity distribution, and (b-c) ion velocity distribution function. Velocities are plotted in energy scales of $W_{e,i} = \frac{1}{2}m_{e,i} V^2$ for electrons and ions, respectively. Numbers indicate the normalized height of the distribution functions (reproduced from QUON and WONG, 1977).

に達したあとでのポテンシャル分布および電子, イオンの位相空間での分布を等高線で示してある. 図 10(b) 下段のイオンの分布の左側に見られる捕捉イオンが, double layer の形成に本質的な役割をはたしているという. 図 11 に示したのは, DEGROOT 達の 2 次元シミュレーションの結果で, y 軸 (横) は電流方向, x 軸 (縦) は電流に垂直な方向に対応する. はじめ, プラズマ波の乱流状態にあったものが, 図に見られるような定常的なポテンシャル分布に成長することを示した. これらの結果は, 今までどちらかという別のも

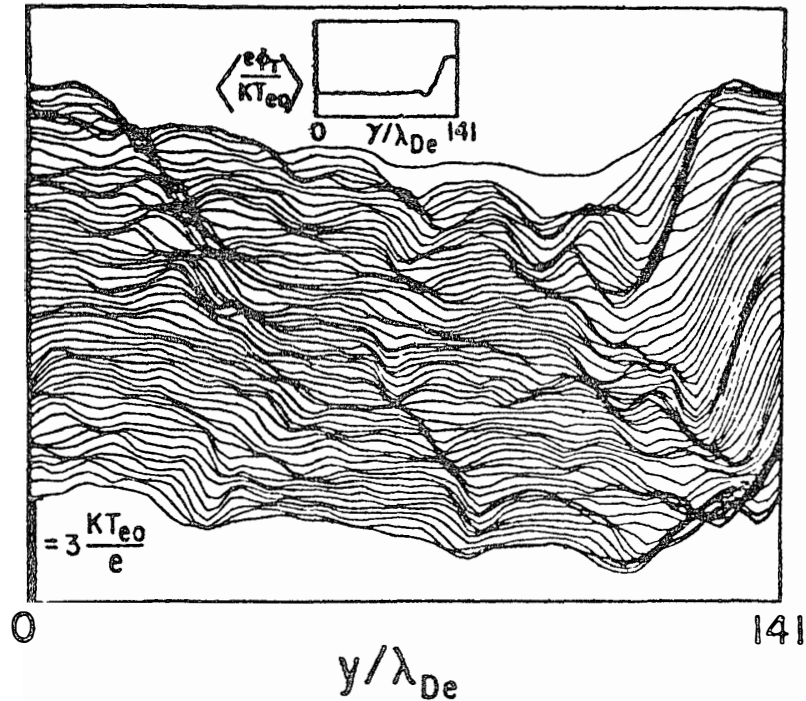


図 11 Doublelayer 形成の 2 次元計算機シミュレーション結果 (DEGROOT *et al.*, 1977).
 図のポテンシャルは, 電子プラズマ振動の周期について平均してある.

Fig. 11. Self-consistent potential surfaces (time averaged over one plasma period) at $T\omega_{pe}=1225$ from the start of 2-dimensional simulation. The x -averaged total potential (sum of self-consistent plus external) is shown schematically in the inset (reproduced from DEGROOT *et al.*, 1977).

のとして扱われてきたプラズマ異常抵抗と, double layer とが実は密接なつながりを持つことを示唆している点で興味深い。しかしながら, こうした実験・計算の理論的な解明はまだ十分になされたとはいえず, 乱流状態が, いかなる機構によって局所的構造を形成するに至るか, 詳しいことはほとんどわかっていない。また, 実験・計算では, double layer 形成のもとになるのは, 電子プラズマ波の乱流状態であるが, 観測的に double layer と相関がみられるのは, イオンサイクロトロン波である (MOZER *et al.*, 1978; TORBERT and MOZER, 1978, KINTNER *et al.*, 1978)。こうした波のモードの問題も含め, 今後の理論的・観測的検討が望まれる。

4. ま と め

ここ数年の観測から, オーロラ粒子の加速機構について, 多くの情報がもたらされた。それらによると, オーロラ帯につながる磁力線上に, 磁力線に沿って電場のポテンシャル差が存在し, オーロラ粒子を加速していることは, ほとんど疑いがない。

今後、電場のエネルギーの供給源の問題、ポテンシャルの構造を決めるメカニズムの問題について、理論的にもつめていく必要があるだろう。また、観測される電子のエネルギースペクトルの形成には、加速電場の他にプラズマ非線型効果による散乱が働いているとの議論もあり (BRYANT *et al.*, 1978; PAPADOPOULOS and COFFEY, 1974; MATTHEWS *et al.*, 1976), 今後の検討が必要だろう。

文 献

- ARNOLDY, R. L., LEWIS, P. B. and ISAACSON, P. O. (1974): Field-aligned auroral electron fluxes. *J. Geophys. Res.*, **79**, 4208-4221.
- BLOCK, L. P. (1972): Potential double layers in the ionosphere. *Cosmic Electrodynamics*, **3**, 349-376.
- BRYANT, D. A., HALL, D. S. and LEPINE, D. R. (1978): Electron acceleration in an array of auroral arcs. *Planet. Space Sci.*, **26**, 81-92.
- BURCH, J. L., LENNARTSSON, W., HANSON, W. B., HEELIS, R. A., HOFFMAN, J. H. and HOFFMAN, R. A. (1976): Properties of spikelike shear flow reversals observed in the auroral plasma by Atmosphere Explorer C. *J. Geophys. Res.*, **81**, 3886-3896.
- CHIU, Y. T. and SCHULZ, M. (1978): Self-consistent particle and parallel electrostatic field distributions in the magnetospheric-ionospheric auroral region. *J. Geophys. Res.*, **83**, 629-642.
- COAKLEY, P., HERSHKOWITZ, N., HUBBARD, R. and JOYCE, G. (1977): Experimental observations of strong double layers. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 230-233.
- DEGROOT, J. S., BARNES, C., WALSTEAD, A. E. and BUNEMAN, O. (1977): Localized structures and anomalous dc resistivity. *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 1283-1286.
- FRANK, L. A. and ACKERSON, K. L. (1971): Observations of charged particle precipitation into the auroral zone. *J. Geophys. Res.*, **76**, 3612-3643.
- IJIMA, T. and POTEIRA, T. A. (1976): The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad. *J. Geophys. Res.*, **81**, 2165-2174.
- KAN, J. R. (1975): Energization of auroral electrons by electrostatic shock waves. *J. Geophys. Res.*, **80**, 2089-2095.
- KAN, J. R. and AKASOFU, S.-I. (1976): Energy sources and mechanisms for accelerating the electron and driving the field-aligned currents of the discrete auroral arc. *J. Geophys. Res.*, **81**, 5123-5130.
- KINTNER, P. M., Jr. (1976): Observations of velocity shear driven plasma turbulence. *J. Geophys. Res.*, **81**, 5114-5122.
- KINTNER, P. M., KELLEY, M. C. and MOZER, F. S. (1978): Electrostatic hydrogen cyclotron waves near earth radius altitude in the polar magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 139-142.
- MATTHEWS, D. L., PONGRATZ, M. and PAPADOPOULOS, K. (1976): Nonlinear production of suprathermal tails in auroral electrons. *J. Geophys. Res.*, **81**, 123-129.
- MIZERA, P. F. and FENNELL, J. F. (1977): Signatures of electric fields from high and low latitude particle distributions. *Geophys. Res. Lett.*, **4**, 311-314.

- MONTGOMERY, D. and JOYCE, G. (1969)· Shock-like solutions of the electrostatic Vlasov equation *J. Plasma Phys.*, **3**, 1–11.
- MOZER, F. S., CARLSON, C. W., HUDSON, M. K., TORBERT, R. B., PARADY, B. and YATTEAU, J. (1977) Observations of paired electrostatic shocks in the polar magnetosphere. *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 292–295.
- PAPADOPOULOS, K. and COFFEY, T. (1974): Anomalous resistivity in the auroral plasma *J. Geophys. Res.*, **79**, 1558–1561.
- PAPADOPOULOS, K. (1977) A review of anomalous resistivity for the ionosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **15**, 113–127.
- QUON, B. H. and WONG, A. Y. (1976) Formation of potential double layers in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1393–1396.
- ROSTOKER, G. and BOSTROM, R. (1976): A mechanism for driving the gross current configuration in the auroral oval. *J. Geophys. Res.*, **81**, 235–244.
- 佐藤哲也 (1977) 地球・惑星における電離圏—磁気圏結合系の諸問題 (Review). 惑星プラズマ圏および磁気圏研究会講演集, 大家寛編. 東北大学理学部, 97–100
- SHELLEY, E. G., SHARP, R. D. and JOHNSON, R. G. (1976). Satellite observations of an ionospheric acceleration mechanism. *Geophys. Res. Lett.*, **3**, 654–656.
- SWIFT, D. W. (1975) On the formation of auroral arcs and acceleration of auroral electrons *J. Geophys. Res.*, **80**, 2096–2108.
- SWIFT, D. W., STENBAEK-NIELSEN, H. C. and HALLINAN, T. J. (1976) An equipotential model for auroral arcs. *J. Geophys. Res.*, **81**, 3931–3934.
- SWIFT, D. W. (1977) Turbulent generation of electrostatic fields in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **82**, 5143–5154.
- TORBERT, R. B. and MOZER, F. S. (1978)· Electrostatic shocks as the source of discrete auroral arcs. *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 135–138.
- WESCOTT, E. M., STENBAEK-NIELSEN, H. C., HALLINAN, T. J. and DAVIS, T. N. (1976): The Skylab barium plasma injection experiments 2 Evidence for a double layer. *J. Geophys. Res.*, **81**, 4495–4502
- YAMAMOTO, T. (1976) On the formation of electrostatic shock waves associated with auroral electron precipitation. *Planet. Space Sci.*, **24**, 1073–1080.

(1978年6月10日受理)