

# 太陽フレアおよび Neutral Sheet のモデル実験 (III)

大藪 修義・岡村 昇一・河島 信樹・横田 俊昭\*

## Model Experiment on Solar Flares and the Neutral Sheet (III)

By

Nobuyoshi OHYABU, Nobuki KAWASHIMA, Shoichi OKAMURA and Toshiaki YOKOTA

**Abstract:** A model experiment is performed on solar flare phenomena and the magnetic neutral point behind the earth. Anomalous resistivity is observed in a collision-free magnetic neutral point discharge. It appears as a sharp rise (hump) of the voltage between discharge electrodes. This hump appears earlier and its height increases as (i) the plasma density is decreased (ii) the discharge voltage is increased and (iii) the external quadrupole magnetic field is increased. The electron temperature is measured from the absorption method of X-ray and the ion temperature from the Doppler broadening of HeII  $\lambda$  4686. At the time of the appearance of this hump, the electron and ion temperatures rise abruptly up to 10 KeV and 100 eV, respectively. This means that the magnetic energy which is supplied from the electric energy in the capacity is dissipated and converted into the thermal energy of the plasma.

### 1. 緒 言

磁気中性点におけるエネルギーの散逸は、宇宙物理において興味ある問題である。太陽のフレアでは、エネルギーは、磁気エネルギーとしてたくわえられているが、フレア（エネルギーの放出）を起こさせるためには、何らかのトリガーのメカニズムが必要である。トリガーがかかると  $10^{32}$  erg のエネルギーが粒子やふく射エネルギーに変換される [1]。またよく似た現象は地球の近くでも観測され、magnetospheric substorm (or aurora flare) と呼ばれている。地球の後方の Neutral sheet にたくわえられた磁気エネルギーは散逸して、その結果、aurora や geomagnetic disturbance が生ずる [2]。われわれの実験の目的はこれらの宇宙現象を実験室のプラズマを通じて解明することにある。

前回の報告では、collisional な領域で、Neutral point に流れる plasma current による neutral sheet の形成と resistive tearing mode によりその sheet pinch の、小さなフィラメント状の pinch への崩壊に関する実験結果を報告した [3][4][5]。

今回は、collisionless 領域(プラズマ密度 $\sim 10^{12} \sim 10^{13}/\text{cc}$ )における実験結果の報告である。

---

\*広島大理学部

## 2. 実 験

実験装置の概略図は Fig. 1 に示す. 4 本の対になった導体棒には, 準定常的な quadrupole 的磁場を作る電流が流れ, 1 本には, 15kA/ROD まで流すことができる. plasma は, 両端の電極間の neutral point に沿ったコンデンサー放電 (15kV, 2.4  $\mu$ F) によって作られ,

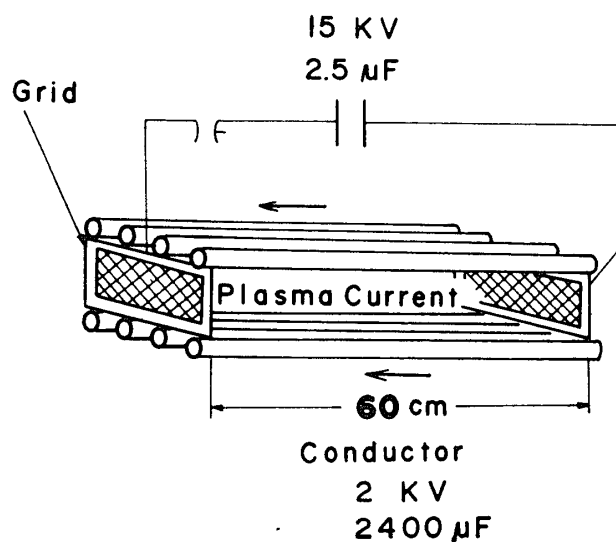


Fig. 1 Schematic layout of the experiment.

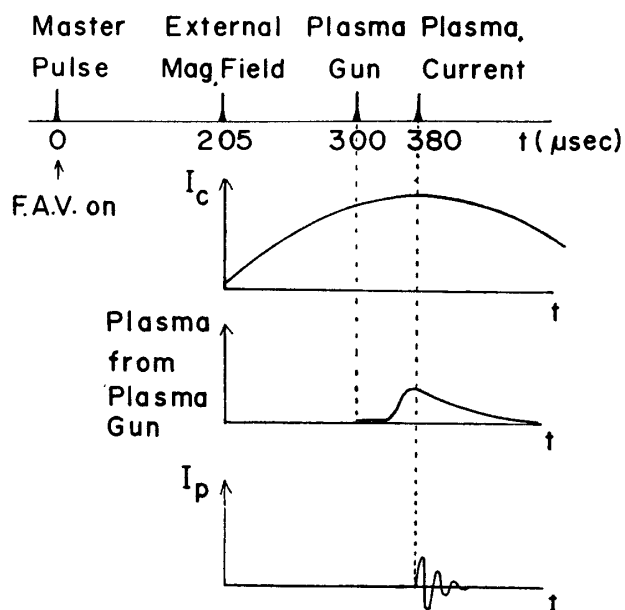


Fig. 2 Time sequence of the experiment.

plasma current sheet が形成される. plasma sheet の厚さは  $1\sim 2\text{ cm}$  でその幅と長さは, それぞれ  $10\text{ cm}$ ,  $60\text{ cm}$  である. plasma current は, 導体棒中を流れる電流とは, 逆方向であり, その peak 値は,  $15\text{ kA}$  である. 放電はおもに He, Ar,  $\text{H}_2$ , air を使用し, 初期 pressure の領域は,  $2\times 10^{-5}\text{ Torr}$  と  $5\times 10^{-3}\text{ Torr}$  間に行った. このような low pressure の領域では荷電粒子の mean free path は, 装置の大きさに比べてずっと長い. それゆえに plasma は完全に collisionless の領域にある. 放電を容易にするために少量の plasma が Gun から打ち込まれる. 実験の time sequence は Fig. 2 に示した.

Fig. 3 には, plasma 電流と両電極間の電圧波形が示されている. 放電開始後,  $2\mu\text{sec}$  に

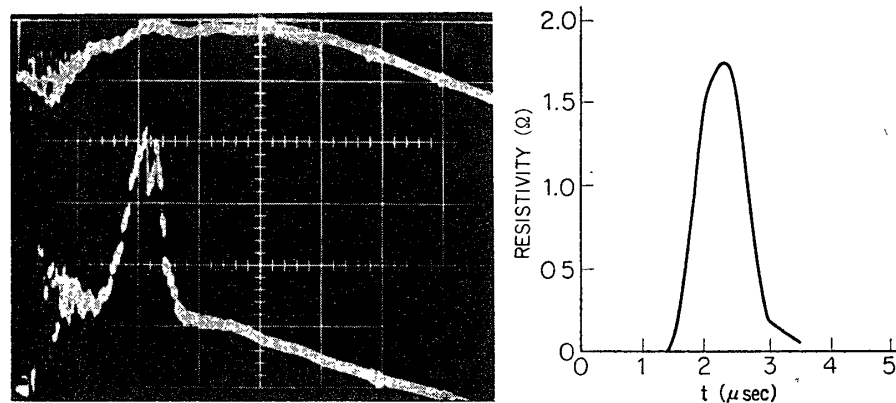


Fig. 3 The upper trace is the signal of the plasma current ( $5\text{ kA/div}$ )  
The lower trace is the signal of the voltage between two meshed electrodes ( $2\text{ kV/div}$ ) Sweep:  $1\mu\text{sec/div}$ .

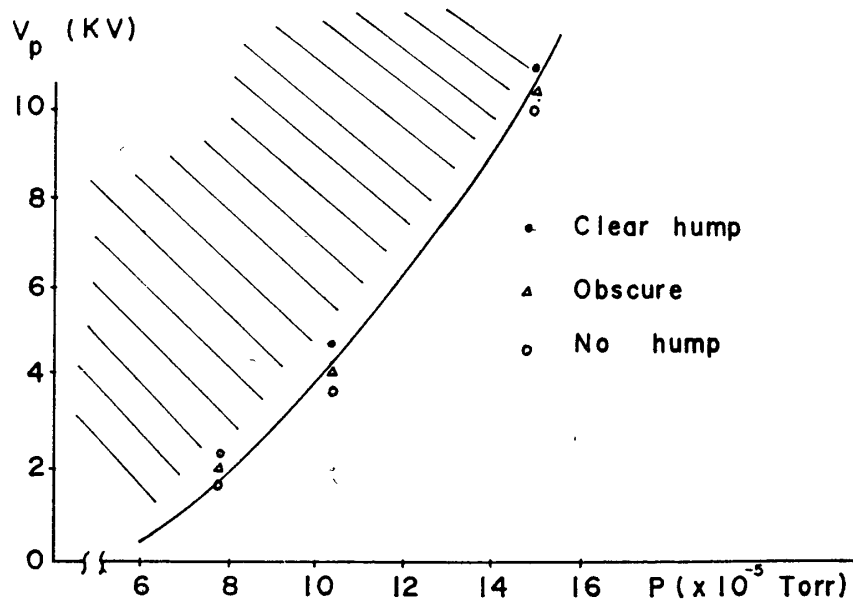


Fig. 4 Dependence of the appearance of the abrupt voltage hump on  $V_p$  and the initial pressure  $P$ .

$I_e = 7.5\text{ kA/rod}$

Gas: air

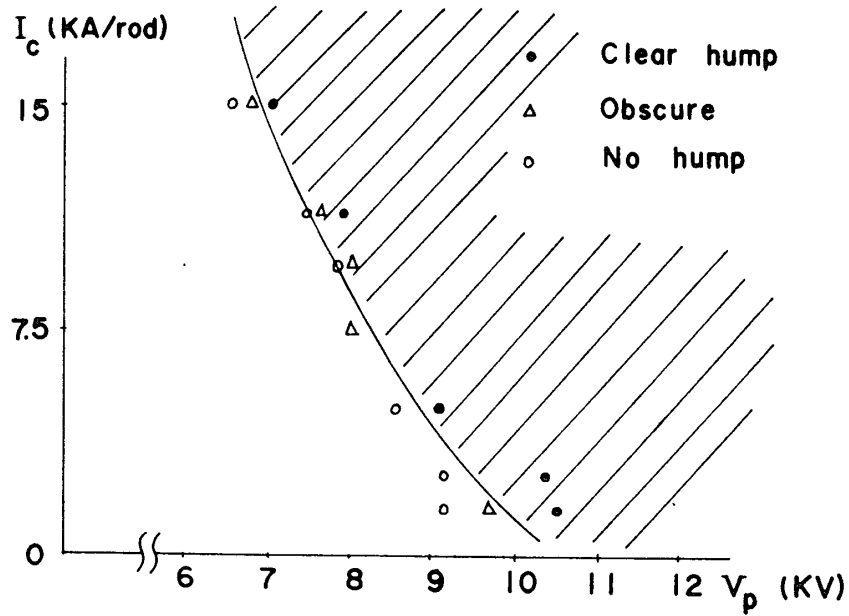


Fig. 5 Dependence of the appearance of the abrupt voltage hump on  $V_p$  and the external magnetic field  $I_c$ .  $P=1.3 \times 10^{-3}$  Torr Gas: He

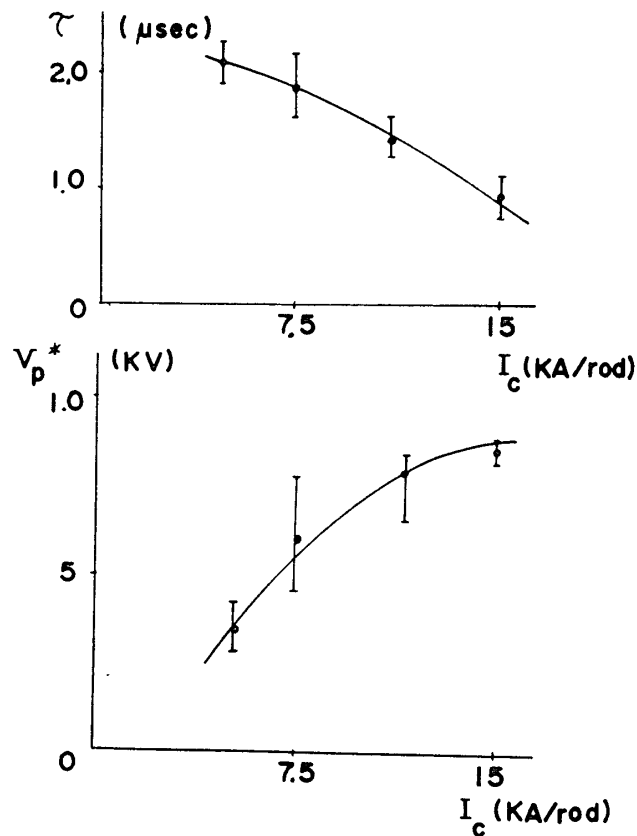


Fig. 6 Dependence of the time  $\tau$  and the voltage  $V_p^*$  on the external magnetic field.  
 $\tau$ : the time delay (from the start of the discharge) of the appearance of the voltage hump  
 $V_p^*$ : the peak voltage of the hump  
 $V_p=8$  kV  $P=4 \times 10^{-4}$  Torr Gas: air

急な電圧 hump が現われる。

この hump が現われるときの時間分解のある写真からでは, plasma column の急激な変化は生じていない。これは電圧 hump への  $dL/dt$  ( $L$ : plasma current sheet のインダクタンス) の寄与が小さいことを意味する。そして電圧の hump は, wave-particle interaction による anomalous な抵抗の増加によると考えられる。

この anomalous な抵抗の増加による電圧 hump が生ずるか否かは, 実験のパラメータに非常に依存する。

Fig. 4 は, plasma 放電の充電電圧  $V_p$  と放電前の初期圧力  $P_0$  の依存性を示している。 $V_p$  が増加すると, また  $P_0$  が減少すると電圧 hump は生じやすい。外部の quadrupole 的磁場の依存性は, Fig. 5, Fig. 6 に示した。外部磁場を強くすると電圧 hump が早く現われその高さの大きくなる。このことは, 強い quadrupole 的外部磁場は, anomalous なエネルギーの dissipation により望ましい条件を与えることを意味する。

- i) plasma density を減少させると
- ii) 放電の充電電圧  $V_p$  が増加させると
- iii) 外部の quadrupole 磁場を強くすると

anomalous な電圧 hump は, 早く現われ, しかもその大きさは大きくなる。上の結果は, もちろん gas の種類には依存しない。

gas を He にして分光測定を行なった。

He II  $\lambda 4686$  の intensity は hump が生じたときに急激に増す。イオン温度は, He II 4686 のドップラー幅によって求めた。イオン温度は, hump が生じたときから上昇して放電中 (第 1 半周期) ほぼ一定であり,  $V_p=12$  kV,  $I_c=15$  kA/ROD,  $P=5 \times 10^{-4}$  Torr のとき, 100 eV 程度まで上昇した。

また電圧 hump が大きいときには, イオン温度の上昇も大きいことがわかった。(Fig. 7)

NaI のシンチレーションカウンタによって, plasma からの X-ray の emission が観測された。X-ray の emission は, hump が現われたときに生ずる。absorber (Al-foil) の厚さを変えることによって,

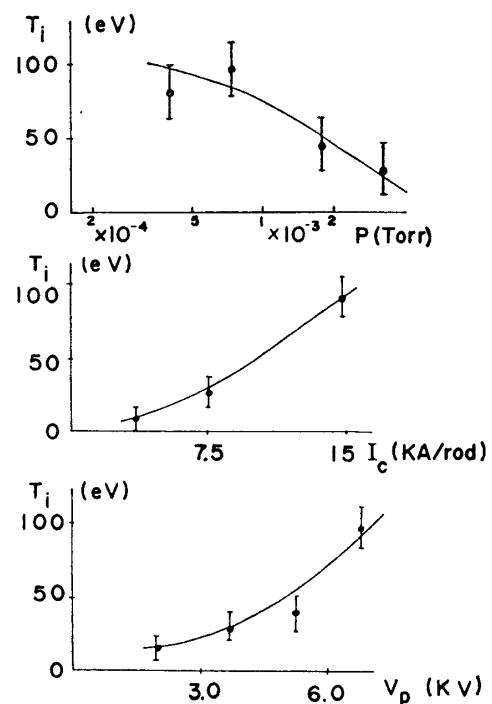


Fig. 7 Dependence of the ion temperature on various parameters

(a) Initial pressure  $P$  dependence

$V_p=10$  kV  $I_c=15$  kA/rod Gas: He

(b) external magnetic field  $I_c$  dependence

$V_p=11$  kV  $P=9 \times 10^{-4}$  Torr Gas: He

(c) charging voltage  $V_p$  dependence

$I_c=15$  kA/rod  $P=1 \times 10^{-3}$  Torr Gas: He

X-ray の energy spectrum が得られる. Fig. 8 は plasma からの X-ray の Al-absorption curve の実験結果であり, 比較のために 20 KeV のエネルギーの X-ray の absorption curve も示してある. absorber の厚さを増したとき, 20 KeV の X-ray の absorption curve の方が実験の curve よりも早く減少する. それゆえに 20 KeV 以上の X-ray が存在し, そして, X-ray は, electron の bremsstrahlung から生ずるから, 20 KeV 以上の electron が存在することがわかる. しかも, この 20 KeV は, 電極間の電位差 (最大は hump のときで 13 kV) よりも大きい. この結果は, 非常に興味深い. というのは X-ray は, 単に電極間の電場によって加速された runaway electron からの bremsstrahlung でないからである.

electron のエネルギー分布を Maxwellian とすると, electron の温度は, absorption method によって得られる.

電圧 hump のときに electron 温度は急激に 10 KeV まで上昇する. electron 温度の pressure dependence は Fig. 9 に示されている.  $P_0$  を増加されると electron 温度は減少し,  $5 \times 10^{-3}$  Torr 以上の高い pressure の領域では, plasma から X-ray のエネルギーは小さくなり, X-ray の多くは NaI crystal の Al-cover に吸収され, electron 温度は測定できなくなる.

electron 温度も ion 温度と同様に異常抵抗による電圧 hump が大きいときに上昇が大きくなる.

fpe (electron plasma frequency) の付近の microwave radiation (10 GHz) が観測された. これは, hump のときに強い

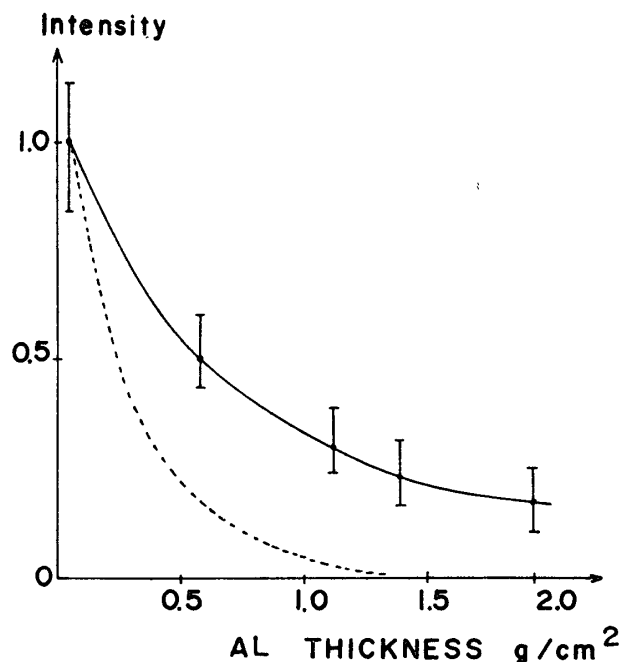


Fig. 8 The experimental aluminum absorption curve of X-ray from the plasma. (the solid line)  
 $V_p = 11$  kV  $I_e = 15$  kA/rod  $P = 5 \times 10^{-4}$   
 Torr Gas: He  
 The absorption curve of 20 KeV X-ray (the dotted line)

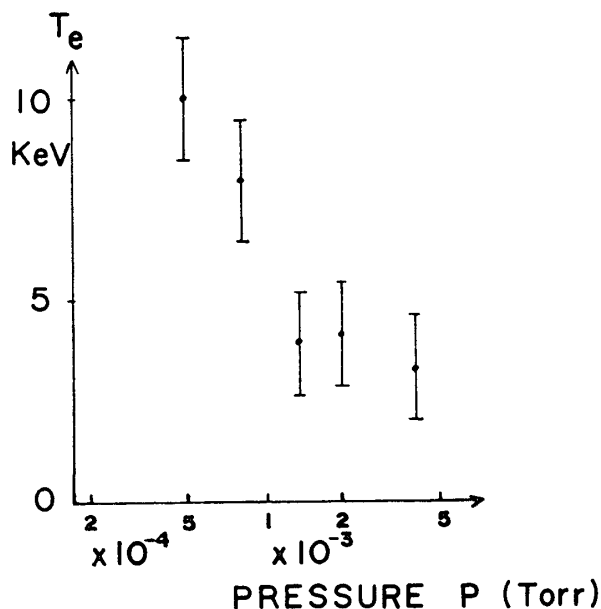


Fig. 9 Dependence of the electron temperature on the initial pressure  $P$ .  
 $V_p = 11$  kV,  $I_e = 15$  kA/rod Gas: He

plasma 振動の励起が生ずることを意味する。

また hump ときに fpi (ion plasma frequency) 付近に幅広く振動があることを観測し、これが anomalous resistivity の原因になっている ion 音波であると考えられる。

### 3. 議 論

普通の turbulent heating 実験 [6][7] (外部磁場は、軸方向) において観測された異常抵抗が neutral point discharge においても生じたことは、興味深いことである。

異常抵抗の現象は  $\left\{ \begin{array}{l} \text{i) plasma density が減少すると} \\ \text{ii) 放電電圧が増加すると} \\ \text{iii) 外部 quadrupole 磁場を強くすると} \end{array} \right.$

早く現われ、しかし、plasma sheet の抵抗値は大きくなる。異常抵抗による電圧 hump が生じたときに electron, ion 温度は、それぞれ 10 KeV, 100 eV に急激に上昇する。

そして condensor にたくわえた電気エネルギーから変換された current layer の磁気エネルギーが

dissipate して、plasma の熱エネルギーに変換されたということである。

異常抵抗に対する放電充電電圧  $V_p$  と初期圧力  $P_0$  の dependence は、容易に理解できる。普通よく言われているように electron drift velocity  $V_d$  が ion sound velocity  $\sqrt{kT_e/M}$  と同程度または、より大きくなったときに plasma は wave-particle interaction により異常抵抗を示す。  $V_d = j/ne$  ( $j$ : current density,  $n$ : plasma density) であるので、 $V_p$  が大きくなると  $P_0$  が減少すると plasma がより抵抗的になりやすいということは当然である。

電圧 hump の peak 時で、plasma sheet の抵抗 ( $R$ ) は 1~4  $\Omega$  程度となり、それゆえに electron の turbulent な波に対する collision frequency は  $\sim 10^9$  Hz となる。hump の時の plasma current  $I_p$  は  $\sim 5$  kA で、power input ( $RI_p^2$ )  $\sim 50$  MW になる。

この power input が  $\sim 0.5 \mu\text{sec}$  程度続くから、plasma 25 J のエネルギーがはいったことになる。そして、この 25 J は最初 condensor にたくわえられていたエネルギーの 20% にあたる。この効率 ( $\sim 20\%$ ) は、普通の turbulent heating や他の heating method と比して、かなり大きいものである。

plasma sheet の体積  $V \sim 10^3 \text{cm}^3$ , plasma density  $n \sim 10^{13}/\text{cm}^3$   $T_e \sim 10$  KeV,  $T_i \sim 100$  eV であるから、total の plasma の熱エネルギー  $3/2 nK (T_e + T_i) \sim 24$  J となる。それゆえに dissipate したエネルギーの大部分は electron の熱エネルギーに変換している。

われわれの実験では、外部 quadrupole 磁場は、Fig. 5, 6 にあるように plasma が異常抵抗的によりなりやすくなる条件と与えている。普通の turbulent heating の軸方向の磁場は、plasma を単に閉じ込めるためだけであって、異常抵抗の現象自身には、それほど影響がないと考えられている。

quadrupole 磁場の影響に関するわれわれの実験結果は、単に磁場を強くしたときに neutral point に current が集中によるかもしれない。しかし、このような磁場配位がエネルギーの散逸によりよい条件を与える別の原因があるかもしれない。

外部磁場の役割をさらに明らかにするためには、

current density の分布, 時間的变化や plasma に励起された波の frequency spectrum と  
いったより詳細な実験が必要であると考える.

1973 年 1 月 31 日 新設部 (科学)

### 参 考 文 献

- [1] Dengey, J. W., (1953) *Phil. Mag.* **44** 725  
Hamberger, S. M., Malein, A., Adlam J. H. and Friedman M., (1967) *Phys. Rev. Letters*  
**19**, 350.
- [2] Ness, N. F. (1965) *J. Geophys. Res.* **70** 2989.
- [3] Ohyabu N. and Kawashima N. (1972) *J. Phys. Soc. Japan* **33** 496.  
Parker, E. N., (1964) *Ap. J. Suppl.* **8** 177.  
Petschek, H. E., (1968) *Proc. Nasa Symp.*  
Sweet, P. A., (1958) *Nuovo Cimento Suppl.* **8** 188.  
Syrovatskii, S. I. (1966) *Sov. Astronomy-Aj.* **10** 270.
- [4] 宇宙科学特集号 p. 217 3月 (1971)
- [5] " " p. 211 3月 (1972)
- [6] Babykin, M. V., Gavrin, P. P., Zavoiskii, E. K., Rudakov, L. I., and Skoryupin V. A.  
(1962) *Ah. Eksp. Teor. Fiz.* **42** 936.  
Bratenahl A., and Yeates C. M., (1970) *Phys. Fluids* **13** 2696.
- [7] Jensen, T. and Scott, F. R., (1968) *Phys. Fluids* **11**, 1809.