

太陽フレアおよび Neutral Sheet のモデル実験 (IV)

岡村昇一・大藪修義
河島信樹・横田俊昭*

Model Experiment on Solar Flare and the Neutral Sheet (IV)

By

S. OKAMURA, N. OHYABU, N. KAWASHIMA and T. YOKOTA

Abstract: An experiment is performed to study the magnetic energy dissipation and ion heating in a magnetic neutral point discharge which is related to both an explosive energy dissipation in space plasma phenomena and the ion heating in thermonuclear fusion research. A plasma current sheet is created by exciting a plasma current along the magnetic neutral line of a two dimensional quadrupole magnetic field. A sudden anomalous increase of resistivity is observed which results in fast energy dissipation and strong plasma heating. The sudden increase of the plasma resistivity appears earlier and its magnitude increases as (i) the plasma density is decreased, (ii) the discharge plasma current is increased, or (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 electrostatic energy analyzer. When the sharp rise of the resistivity appears, the electron and ion temperature rise abruptly up to several keV range within 0.5μ sec and about 10% of the initial energy stored in the capacitor for the plasma current excitation is converted into the ion thermal energy. This strong and efficient ion heating cannot be explained by a simple classical process and the role of turbulent waves should be important.

要 約

磁気中性点におけるプラズマの加熱現象を調べる実験を行なった。磁気中性点加熱は太陽フレアやオーロラ現象の中心的な問題であり、核融合研究においても重要な問題である。磁気中性点を流れるプラズマ電流はシート状にピンチされ、プラズマは異常抵抗を示し強く加熱される。異常抵抗の大きさは、(i)プラズマ密度を下げる、(ii)プラズマ電流値を上げる、(iii)磁場を強くする、とそれぞれについて増大する。電子温度をX線輻射より、イオン温度を静電型エネルギーアナライザーにより測定した所、それぞれ非常に高温に加熱されていることがわかった。特にイオンに関しては電源に貯わえられたエネルギーの10%がイオン熱エネルギーに変換され、その温度は数keVに達する。この加熱現象は古典的な過程では説明できず、波の介在した乱流状態が強く関係したものであると考えられる。

* 愛媛大

§ 1. 緒 言

磁気中性点におけるプラズマの加熱現象は、太陽のフレアのメカニズムと関連して古くから研究されてきている[1]。またその後人工衛星により、地球の背後赤道面上に厚さ600 km程度の薄い磁気中性面が存在することが観測され[2]、そこにおいてオーロラ等の現象の原因となる高エネルギー粒子が生成されると考えられるに及んで、ますます磁気中性点におけるプラズマの振舞いは重要な研究対象となっている[3]。

我々は実験的にプラズマ加熱の機構を調べている[4]。前回までの報告では、collisionalな領域でのプラズマ電流のピンチ及び崩壊の現象、またcollisionlessの領域におけるプラズマの異常抵抗と電子の強い加熱現象について報告してきたが、その後イオンについてもやはり強く加熱されていることが測定されたので、今回は主としてそれに関する結果を報告する。

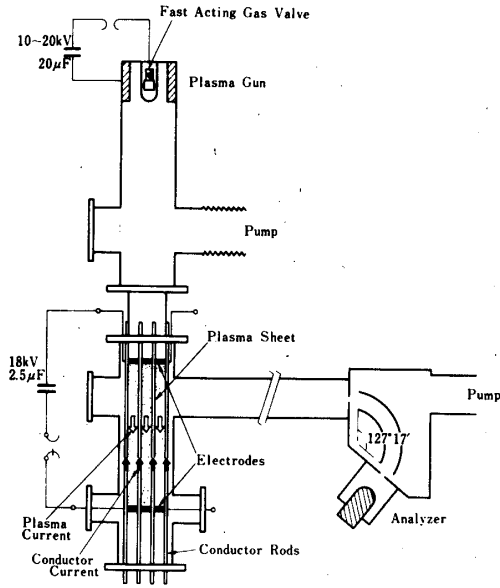
§ 2. 実 験

装置の概略図をFig.1に示す。Fig.1(a)は装置の全体を上方より見た図であり、Fig.1(b)はプラズマ加熱の部分の見取り図である。上下各4本の導体棒に大容量のコンデンサーにより同方向の電流を流し、準定常的なquadrupole磁場を作る。導体棒一本当たりの電流は、ピーク値で最大15kAである。二つのグリッドの間の加熱領域にプラズマガンより、H, He, Arのプラズマを打ち込み放電を行なう。プラズマガンにより打ち込まれるプラズマは密度 10^{12} - $10^{14}/\text{cm}^3$ 、電子及びイオン温度は数eVである。加熱のためのコンデンサーは18kV, $25\mu\text{F}$ で、電流は導体棒と逆方向に流し、その値はピーク値で約15kAとなる。プラズマは厚さ約1cm、巾約10cmのシート状にピンチされ加熱が起こる。

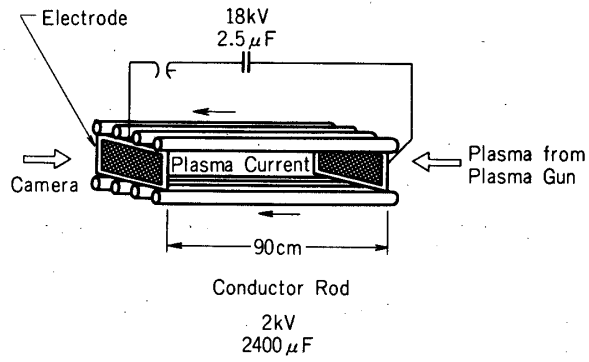
加熱されたイオンのエネルギーを測定するために、静電型エネルギーアナライザーが加熱領域より約3mの位置に置かれ、磁場に垂直に飛び出したイオンのエネルギー分布を測る。アナライザーは半径15cmの円筒型で、電極間隔1cm、付加電圧は3kVまで加える。入射スリットは巾1mm、長さ10mmとし、検出器としては電子増倍管を用いた。

実験のTime SequenceをFig.2に示す。まず始めにFast Acting Valveによりプラズマガンに気体が導入され、 $300\mu\text{sec}$ 後にプラズマガンが放電を行ないプラズマが打ち出される。 $380\mu\text{sec}$ 後にプラズマは加熱領域に満たされグリッド間に放電が行なわれる。一方quadrupole磁場を作るために $205\mu\text{sec}$ 後に磁場用コンデンサーが放電を始め、加熱の起こる $380\mu\text{sec}$ 後に電流が最大となる。

始めにプラズマ電流の電圧-電流波形をFig.3に示す。プラズマはヘリウムを使い、密度は $9 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ である。放電開始後 $2\mu\text{sec}$ に急激な電圧上昇(hump)が現われるが、これはプラズマの抵抗が突然増加したことを表わす。この時の抵抗値は古典的なクーロン散乱のみを考えたモデルではとても考えられないものであり、プラズマ中になんらかの不安定性が生じた結果と考えられ、いわゆる異常抵抗と呼ばれるものの一つである。電圧humpの実験パラメタに対する依存性は次の様になる、(i)プラズマ密度(n_0)を減少させる。(ii)加熱のためのコンデンサーの充電電圧(V_p)を上げる、(iii)quadrupole磁場形成のための電流値



(a)



(b)

Fig.1 Schematic layout of the experiment.

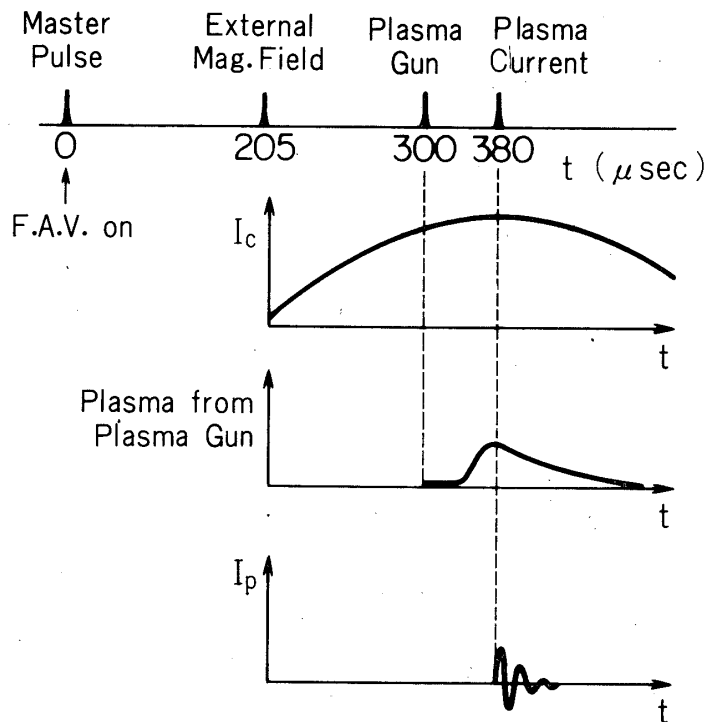


Fig.2 Time sequence of experiment.

(I_c)を増す, ことのそれぞれについて電圧 hump は早い時刻に現われ, またそのピーク値も大きくなる。

電圧 hump の現われる時刻にほぼ一致してX線の放射が起こる。NaIシンチレーションカウンタとアルミニウムフィルムを用いて吸収曲線を求めた。X線は高エネルギー電子から放射されると考えられるが, 10keV のマクスウェル分布を持つ電子より放射されるX線の吸収曲線と実験で得られたそれとは非常に良く一致し, 電子が10keVに加熱されていることがわかる。

次にプラズマイオンの加熱に関する測定結果を報告する。プラズマは主として水素プラズマを用いた。イオンのエネルギー分布を静電型エネルギーアナライザーにより測定した。アナライザーを接地してあるために飛んで来るイオンのエネルギーはプラズマの電位によって影響を受けることが考えられる。しかしグリッドの正, 負の側をそれぞれ接地してエネルギー分布を比べたところ, その効果は非常に小さい。これはイオンがプラズマ塊として飛び出すためであろうと思われる。ただし, 一応グリッドの正極を接地して実験を行なった。

Fig.4に, 加熱における電圧 hump, X線, アナライザーのシグナルの時間関係を示す。アナライザーシグナルよりイオンの time of flight (τ_4) だけ遡った時刻はX線の出る時刻に一致し, 電子とイオンは同時に加熱されている。また電圧 hump の起こる時刻と比べる

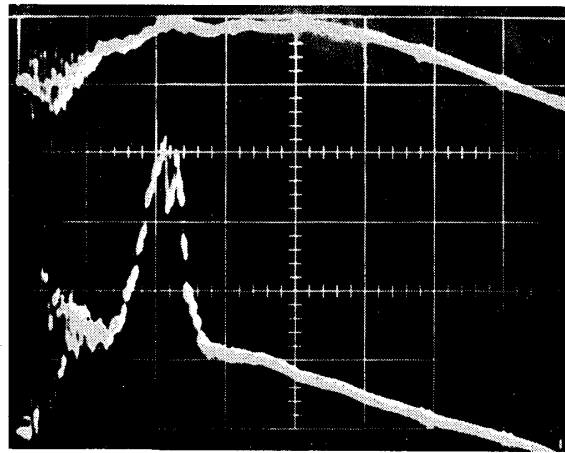


Fig. 3 Appearance of the anomalous resistivity in the plasma sheet. The upper trace is the signal of the plasma current (I_p) (8kA/div). The lower trace is the signal of the voltage between two meshed electrodes (2kV/div). Sweep: 1 μ sec/div. The charging voltage on the capacitor (2.5 μ F) for the plasma current excitation $V_p = 9.5$ kV, the conductor current (which creates the external quadrupole magnetic field) $I_c = 10$ kA/rod, hydrogen plasma, the initial plasma density $n_0 = 1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$.

と、それらは有意の遅れを示しており、プラズマの turbulence のある程度発達した段階から加熱の起こることが示されている。

イオンのエネルギー分布形を Fig. 5 に示す。かなり Maxwell 分布に近い形となっている。クーロン散乱に基づくイオン-イオン緩和時間は、実験の条件においては 4 μ sec であるが、加熱の起こり始めからイオンの飛び出すまでの時間はそれに比べて 1 桁小さな値となり、異常に速くイオンエネルギーが熱化されたと言える。エネルギー分布曲線の勾配から求めたイオン温度は 5.5 keV に達しており、乱流加熱において得られたイオン温度としては最高水準にあると言える。一般に乱流加熱の実験において現われることであるが、イオンエネルギー分布は Maxwell 分布に近いとはいえ多少それからずれている。このような時、温度の概念は不確かな要素を持って来るために、我々はイオンの加熱を表わすのに平均エネルギー T_i^* を用いることにする。

Fig. 6 にイオン平均エネルギー T_i^* のプラズマ密度 n_0 に対する依存性を示す。縦軸には dN/dE の代わりに $E \cdot dN/dE$ を採っており、プラズマイオンの全エネルギーのうち高エネルギーイオンの担う割合が密度の減少と共に増加することがわかる。密度 n_0 が $10^{14}/\text{cm}^3$ を起えるとイオン加熱はほとんど起こらなくなる。密度が減少する時、イオンの平均エネルギーが増加すると共に、加熱領域に存在するイオンの中で加熱されて飛び出すイオンの割合も増加する。Fig. 6 より求めた飛び出すイオン量と初期プラズマの量との比の相対的な値 $N_{ej}(\text{ejected})/N_0$ を n_0 に対して示したものが Fig. 7 である。密度の減少と共にイオンのより多くの部分が加熱されることがわかる。

次に加熱のためのコンデンサー電源の充電電圧 V_p を変えた時の、イオン加熱の変化の様

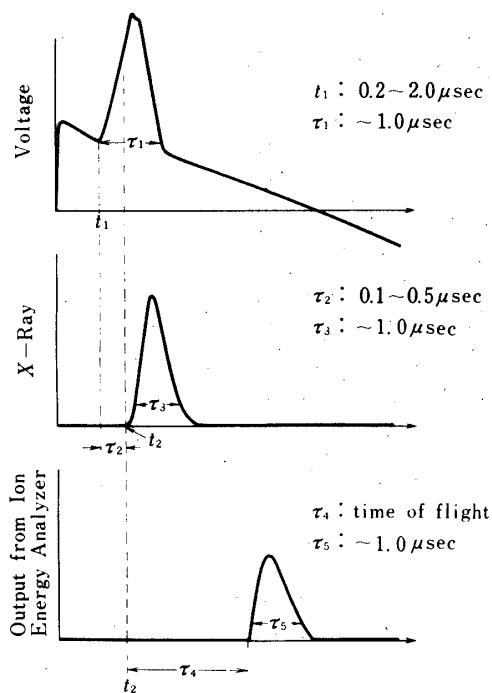


Fig.4 Signal of the hard X-ray and the high energy ions
 a) the voltage (V_p) between the two electrodes.
 b) X-ray signal from a NaI scintillator.
 c) ion signal from an electrostatic energy analyzer.

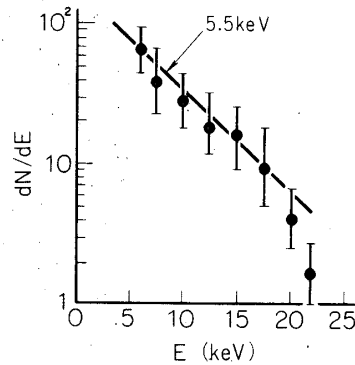


Fig.5 Energy spectrum of the ejected ions. The charging voltage on the capacitor for the plasma current excitation $V_p = 18 \text{ kV}$, the conductor current (which creates the external quadrupole magnetic field) $I_c = 15 \text{ kA/rod}$, the initial plasma density $n_0 = 8 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, hydrogen plasma.

子をFig.8に示す。 V_p の増加に伴ってイオン平均エネルギーは増大し、その依存性は V_p に対し一次以上の値を示す。また加熱の割合 N_{ej}/N_0 も増加するが、この方は $V_p = 10 \text{ kV}$ を越えるとほぼ一定となる。

またquadrupole磁場の強さを変えた時のイオン加熱の変化はFig.9に示す通りである。この場合も磁場形成のための電流値 I_c を増すと共にイオンの平均エネルギーは増加している。

以上をまとめると、イオン加熱の各プラズマパラメタに対する依存性は、異常抵抗に基づく電圧humpの場合と同じ傾向を持ち、(i)プラズマ密度 n_0 を減少させる。(ii)加熱用コンデンサーの充電電圧 V_p を上げる。(iii)quadrupole磁場を強くする、ことにつれてイオンは強く加熱される。

加熱され飛び出すイオンの総量を求めるために、加熱領域に近い位置でダブルプローブにより測定を行なった。飛び出すイオンは低エネルギー電子を伴ないプラズマ塊となっており、プローブ測定からもそのエネルギーを求めることができる。事実、プローブの加熱領域からの距離を変えて求めたプラズマ塊の平均速度は $\sqrt{2T_i^*/M}$ (M :イオン質量)にほぼ一致し、プラズマパラメタに対するその依存性もエネルギーアナライザにおける測定と一致し

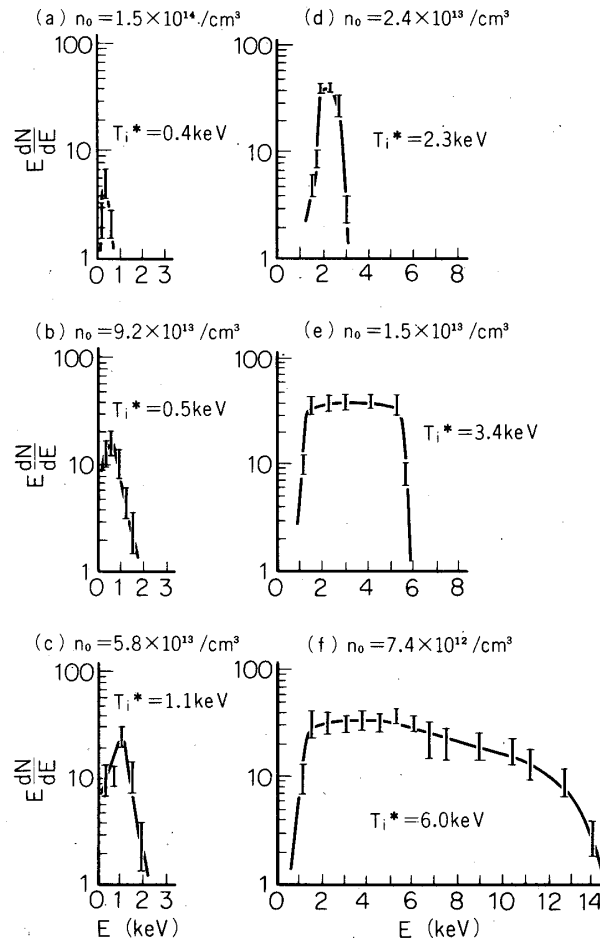


Fig. 6 Dependence of ion heating on the initial plasma density n_0 .
 T_i^* : the average energy of the ejected ions.
 $E \frac{dN}{dE}$ is taken as ordinate. The charging voltage on the capacitor
 for the plasma current excitation $V_p = 13 \text{ kV}$, the conductor current
 $I_c = 15 \text{ kA/rod}$, hydrogen plasma.

ている。飛び出すプラズマの空間分布を測定し、イオンに担われた総エネルギーを求めると、その値は最大 25 J に達している。これは加熱のためのコンデンサーに充電されたエネルギーの約 10% にあたる。

イオンの加熱機構におけるイオンの質量依存性を調べるために、アルゴンプラズマを使ってイオンエネルギーの測定を行なった。その結果、同じ実験条件のもとでは水素プラズマの場合とイオンエネルギーは、ほとんど変わらず、質量に強く依存したイオン加熱機構では我々の実験結果を説明することはできないことを示している。

§ 3 議 論

太陽フレアにおいては、電磁波輻射と共に高エネルギー荷電粒子の放出が起こる。その組

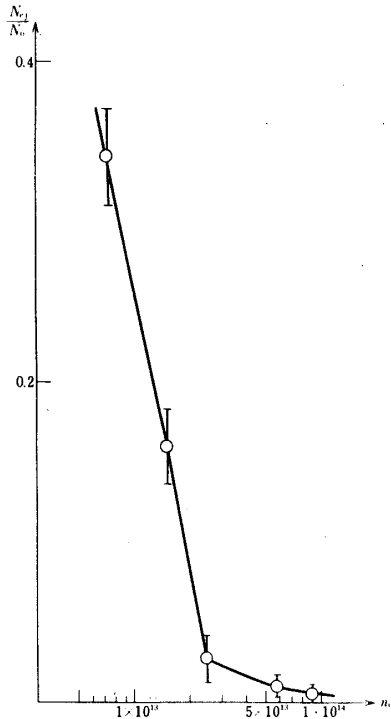


Fig. 7 Dependence of the ratio of the number of ejected ions during the heating time to that of ions in the initial plasma ($\frac{N_{ed}}{N_0}$) on the initial plasma density. The experimental condition is the same as that of Fig. 6.

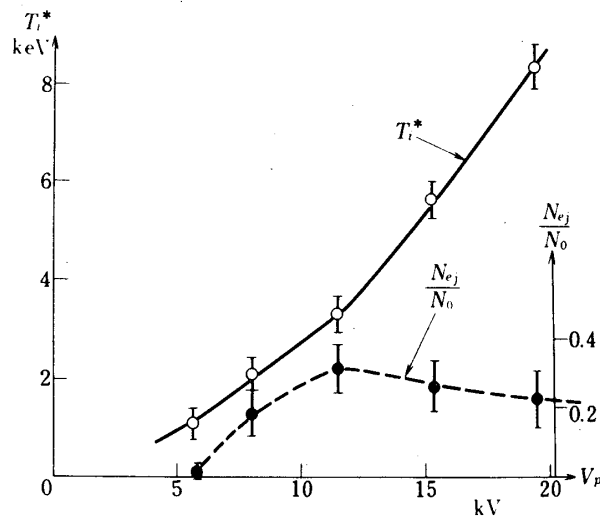


Fig. 8 Dependence of the average energy of the ejected ions (T_i^*) and the ratio ($\frac{N_{ed}}{N_0}$) on the charging voltage V_p on the capacitor for the plasma current excitation. The ratio ($\frac{N_{ed}}{N_0}$) is the ratio of the number of ejected ions during the heating time to that of ions in the initial plasma. The conductor current (which creates the external quadrupole magnetic field) $I_c=11\text{kA/rod}$, initial plasma density $n_0=7 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ and hydrogen plasma is used.

成は電子，陽子， α 粒子等であり，プラズマ加熱としてはイオン加熱が十分行なわれていることを示す。オーロラ現象においても高エネルギー電子と共に高エネルギー陽子は重要な役を担っており，この場合もイオン加熱が行なわれていることがわかる。今回の実験でイオンが電子と同程度に加熱されていることがわかったが，このことは我々の実験が宇宙空間での磁気中性点加熱現象を非常に良く simulate していることを表わしている。また加熱に要する時間も自然現象と良く対応しており [宇宙研報告 7 (1971) 217]，急激な電子及びイオン加熱が得られている。

加熱の機構について考えて見ると，我々の実験では非常に高温のイオンが短時間のうちに得られており，その値は約 $10\text{keV}/\mu\text{sec}$ となる。現在乱流加熱の機構については，電子加熱は一応 weak turbulence の理論で説明されているが，イオン加熱に関してはいまだはっきりとした定説がない。試みに加熱された電子から何らかの緩和機構によってイオンにエネルギーが伝達されるとしたモデルを考えると次のように表わせる。

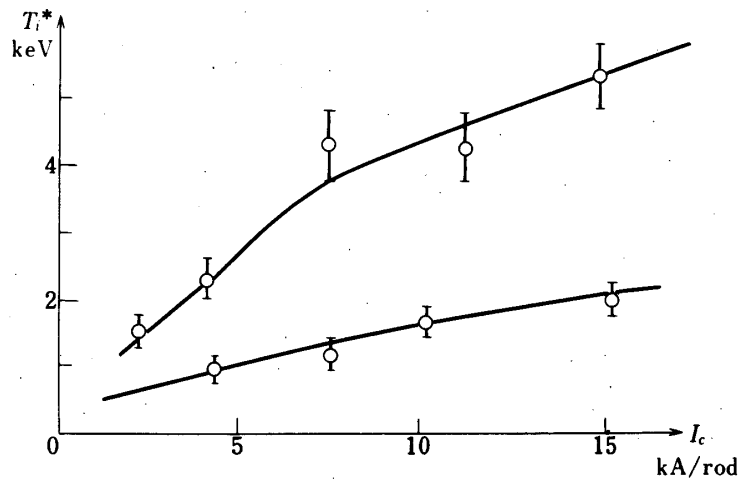


Fig. 9 Dependence of the average energy of ejected ions (T_i^*) on the external magnetic field. The experimental conditions of the upper curve are : the charging voltage on the capacitor for the plasma current excitation $V_p=17\text{kV}$ and the initial plasma density $n = 2 \times 10^{13}/\text{cm}^3$. Those of the lower curve are : the charging voltage $V_p=10.5\text{kV}$, initial plasma density injected from the gun $n_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ and the initial hydrogen filling pressure $P_0 = 7.6 \times 10^{-4}\text{ Torr}$. Hydrogen plasma is used in both cases and a neutral hydrogen gas is filled with the vessel in advance before the plasma current excitation in the case of the lower.

$$\frac{dT_e}{dt} = Q - \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} \dots\dots\dots (2)$$

Q : 一電子当たりの平均加熱エネルギー

τ_{ei} : 電子-イオン間緩和時間

クーロン散乱による緩和について τ_{ei} を計算すると、 $n = 10^{13}/\text{cm}^3$ の時

$$\frac{dT_i}{dt} = 0.5 \cdot \frac{1}{\sqrt{T_e}} \text{ eV}/\mu\text{sec} \quad (T_e:\text{eV}, T_e \gg T_i)$$

T_e に実験の値を代入すると $dT_i/dt \leq 10^{-2} \text{ eV}/\mu\text{sec}$ となり、実験より得た dT_i/dt に比べて6桁以上低い値となる。§2で述べたようにイオンのエネルギー分布は非常に速く熱化されており、そのことと合わせてイオン加熱においては単体の粒子間の衝突よりも、collectiveなプラズマの相互作用が本質的に強く作用していると思われる。

1974年7月30日新設部(科学)

参 考 文 献

- [1] Dungey, J. M., *Phyl. Mag.* 44 (1953) 725.
- [2] Ness, N. F., *J. Geophys. Res.* 70 (1965) 2989.
- [3] Sweet, P. A., *Nuovo Cimento Suppl.* 8, Ser. X (1958) 188.
Petschek, H. E., *AAS-NASA Symp. Phys. Solar Flares*, NASA SP-50 (1964) 425.
Parker, E. N., *Ap. J. Suppl.* 8 (1964) 177.
Syrovat-skii, S. I., *Sov. Astron.* 10 (1966) 270.
Alfven, H., Carlquist, P., *Solar Phys.* 1 (1967) 220.
- [4] Ohyabu, N., Kawashima, N., *J. Phys. Soc. Japan* 33 (1972) 496.
Ohyabu, N., Okamura, S., Kawashima, N., *J. Geophys. Res.* 79 (1974) 1977.
Ohyabu, N., Okamura, S., Kawashima, N., *Phys. Fluids*, to be published
宇宙研報告 7 (1971) 217
宇宙研報告 8 (1972) 210
宇宙研報告 9 (1973) 488