低密度テーターピンチプラズマの加熱について

日大理工 椎名庄一, 大西晴幸

鈴木哲二

(44年7月17日 受理)

Abstract

The heating of θ -pinch plasma produced by 18 KJ fast condensor bank was investigated at the earlier stage in the increasing magnetic field. The electron temperature was determined from the absorption method of soft X-rays at initial pressures of 10 - 200 mTorr D₂. The time histories of neutron, visible light and hard X-ray's emissions were also observed. The soft X-ray measurements showed the higher (several KeV) and the lower ($\sim 10^2$ eV) electron temperatures. The higher electron temperature can be observed in the condition that the plasma densities are within the extremely low region, which has the lower and the upper limits. The neutron detector showed the more intense signal in the plasma with the higher electron temperature than in the lower electron temperature, in spite of the lower density.

The production of such higher temperature plasma can be considered as an dissipative phenomenon in the collisionless plasma, which may result from an microinstability, for instance, the electron-ion two streaming instability referred to the θ -pinch configuration.

Heating in low density θ -pinch plasma

S. Shiina, T. Suzuki, H. Ohnishi

Department of Physics and Atomic Energy Research
Institute, College of Science and Engineering,
Nihon University

§ 1 まえがき

テーターピンチプラズマに関する現在の主要な問題は(1)粒子及びエネルギー損失の防止という観点からトーラス磁場配位に於ける high- β プラズマの平衡と安定化条件を見出すこと。(2)ピンチ時のプラズマ加熱に関する問題で特に低密度領域 ($10^{12}/\text{cm}^3 \sim 10^{14}/\text{cm}^3$) で観測される異常な高温プラズマの生成及び硬X線の発生原因があげられる。(3)高温高密度であることからプラズマガンや光源(軟X線及び真空紫外領域)として利用すること。等があげられよう。

ここでは低密度での加熱について述べる。従来の比較的高密度プラズマでは一般に電子温度 T_e に比しイオン温度 T_i が高く、その上限値はピンチによる加熱機構(snow plough モデル) また T_e は Thermal conduction 及び Radiation loss と collision によるイオンからのエネルギー注入のバランスで決定されると考えられている。しかしながら低密度領域では T_e , T_i 共に loss なしの snow plough モデルによる値を越え、かつ $T_e \gtrsim T_i$ となりまた硬X線で観測されている。この様な低密度に於ける加熱機構はまだ十分解明されていないが、加熱に伴って高周波振動が発生することから、ある種のマイクロ不安定性に基づく collisionless heating と考えられている。高周波振動としてエレクトロンプラズマ振動数あるいはエレクトロンサイクロトロン振動数が観測され⁽¹⁾、最近ではこのマイクロ不安定性は collisionless shock の front 巾が C/ν_{pi} (C ; 光速, ν_{pi} ; イオンプラズマ振動数)に等しいことから electron-ion streaming instability であるとされている。⁽²⁾ いづれの場合も加熱の条件として cold プラズマの存在が重要な役割を果していることが知られている。以上の知き低密度テーターピンチの加熱機構の問題に関連し小型 fast θ -pinch で得られた結果を報告する。

§ 2 実験装置及び測定

プラズマ発生装置のダイアグラムを第1図に示す。

コンデンサーは $22\mu\text{F}/3$ (30KV) が48ヶ 並列結合され、各コンデンサーには1ヶの主ギャップが結合されている。各主ギャップからコレ

クタープレートまでは長さ5 mのRG-8/u同軸ケーブルが2本、総数で96本が並列接続されている。

使用コイルは第2図に示す様にI型及びII型で、コイルI型は出来るだけ温度を上げる目的で長さを短かくしコイルII型はプラズマ安定性を考慮して長い Tab及びDumy Tab がついている。

第 2 図

低密度テーターピンチプラズマの加熱について

第3図には装置定数を示す。

名 称	記 号	コイル I 型装置	
		コイル I 型装置	コイル II 型装置
エ ネ ル ギ ー	W	15.8 KJ	15.8 KJ
電 圧	V	30.0 KV	30.0 KV
静 電 容 量	C	32.2 μ F	35.2 μ F
全 回 路 インダクタンス	L_t	104 nH	46.1 nH
コイル 内 径 長 さ 巻 数 インダク タンス	$2r_c$	80 mm ϕ	80 mm ϕ
	l	200 mm	655 mm
	N	1	1
	L_c		
放 電 周 期	T	12.0 μ sec	8.0 μ sec
最 大 電 流	I_{max}	547 KA	828 KA
最 大 磁 場	B_{max}	31.0 K Γ	17.3 K Γ
磁場の立ち上り	$\dot{B}_{t=0}$	$1.6 \times 10^{10} \Gamma/sec$	$2.9 \times 10^{10} \Gamma/sec$
磁 場 の 形		直 線 磁 場	直 線 磁 場
放 電 管 内 径	2r	50 mm ϕ	50 mm ϕ

第 3 図

但し全回路インダクタンス L_t の内訳は

$$L_t (I \text{ 型}) = L_{cond} (2.67 \text{ nH}) + L_{gap} (4.71) + \frac{1}{2} L_{cable} (15.7) \\ + L_{coil} (25.9) + L_{collector} (55)$$

$$L_t (II \text{ 型}) = L_{cond} (\quad) + L_{gap} (\quad) + \frac{1}{2} L_{cable} (\quad) \\ + L_{coil} (10.8) + L_{collector} (12.2)$$

(RCA 6810A) との間にアクリルライトパイプを挿入し、このライトパイプの部分で放電管の真空シールドを施した。光電子増倍管の磁場による影響を除くため厚さ 10mm の μ metal による磁気シールドを、又誘導除去のため detector を銅管でシールドした。更に光電子増倍管の熱雑音を考慮した冷却も可能である。測定は放電管の軸方向から行ない、磁場に沿って入射する電子を除去するため放電管と detector の間に 5 KG のマグネットを置いた。電子温度は Al foil に

測定は S.T.L
カメラによる安定性の観測、軟 X 線による電子温度測定、Total light の時間変化を始め、硬 X 線、中性子の予備的な観測を行なった。

軟 X 線測定は有効直径 15mm 厚さ mm の NaI(Tl)シンチレーターを用い、可視光及び外気からの保護のため厚さ 25 μ の Be foil を Window として使用した。シンチレーターと光電子増倍管

る吸収法から求められ、厚さ $6.5\mu\sim 2000\mu$ の各種の foil を有する absorber holder がシンチレーターの前面に置かれた。

Total light 用光電子増倍管、硬X線 (NaI(Tl) $50\phi\times 2.5\text{ cm}$)、中性子 (プラスチックシンチレーター $100\phi\times 10\text{ cm}$) 観測用の各測定器は放電管の測面に置かれた。

S.T.L イメージコンバーターカメラによる流し写真からプラズマの巨視的振舞、特にコイルスロットへのプラズマのドリフト速度及びピンチ速度が調べられた。

§ 3 実験結果

3.1 プラズマの巨視的振舞

S.T.L カメラによる観測から得られた結果を示すと、最初に Breakdown が起りプラズマの発生する magnetic half cycle (h.c) と初気圧の関係を第4図に示す。

ここで○印は放電開始後始めに

Breakdownがおこる h.c, ☆印は最も強力な光を放つ h.c, □印はその後の h.c を意味する。尚この結果は I 型と II 型コイルとで同様であった。

半周期 初気圧	第 1	第 2	第 3	第 4	第 5
200 m T		○	☆	□	□
100			○	☆	□
50			○	☆	□

第 4 図

次にピンチ速度について第5図

(coil I 型) 第6図 (coil II 型) を示す。

この結果からピンチ速度は約 10^7 cm/sec であるが coil I 型に比し coil II 型で大きく、又高気圧程 (但し同じ h.c で) そして後の h.c 程大きいことが知られる。

半周期 初気圧	第 2	第 3	第 4
200 m T	$8\times 10^6\text{ cm/sec}$	$15\times 10^6\text{ cm/s}$	
100		$10\times 10^6\text{ cm/s}$	$15\times 10^6\text{ cm/s}$
50		$10\times 10^6\text{ cm/s}$	

第 5 図

プラズマの安定性については I 型, II 型 coil 共に全体として安定 (特に Breakdown の最初の h.c で) であると云える。coil I 型ではわずかにコイルスロットへのドリフトが見られ

半周期 初気圧	第 2	第 3	第 4
200 m T	$12\times 10^6\text{ cm/sec}$	$22\times 10^6\text{ cm/s}$	$23\times 10^6\text{ cm/s}$
100		$17\times 10^6\text{ cm/s}$	$17\times 10^6\text{ cm/s}$
50		$147\times 10^6\text{ cm/s}$	$147\times 10^6\text{ cm/s}$

第 6 図

低密度テーターピンチプラズマの加熱について

約 $1 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ で、低気圧程ドリフト速度が小さい。第7図に初気圧 200 mTorr (D_2) , 2nd 及び 3rd h.c. での流し写真を示す。この写真から知られるように coil II 型ではコイルスロットへのドリフトは殆んど見られない。ドリフト速度 V_D が主にコイルスロットに於ける磁場の径方向分布の不均一性に基づいているとすれば次式で与えられる。⁽³⁾

$$\frac{r_0}{B} \cdot \frac{dB}{dr} \sim V_D^2 \cdot \frac{M}{2kT}$$

ここで r はコイル半径, M はイオンの質量, kT はプラズマ温度を表わす。この関係式によれば,

2nd h.c. 3rd h.c.

Coil I 型 200 mT.

2nd h.c. 3rd h.c.

Coil II 型 200 mT.

Image Converter Camera
による流し写真

第7図

I 型での磁場の不均一性は $kT \sim 100 \text{ eV}$, $V_D = 1 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ として 1 % 程度になる。従って coil II 型での不均一性はプラズマ温度に大きな相違がなければ更に小さくなっていると考えられる。

3.2 軟X線の測定結果

軟X線の測定は主に II 型 coil プラズマで行なった。電子温度は軟X線の Al foil による吸収法から求めるが、それに先立ち得られた信号が軟X線であることを次の様な事実から確かめた。

(1) ガス封入のまま 2 回目の放電を行なっても信号は観測出来ない程度まで減少すること。このことは 1 回目の放電の際発生する不純物ガスによるものと思われる。(2) Detector 前面に約 5 KG の磁場 (放電管軸と垂直方向に) をかけても信号に変動は見られないこと。従って得られた信号はプラズマからの電子によるものでない。(3) 厚さ 25μ の Be foil での信号強度 (I_0) に比し更に厚さ 6.5μ の Al foil を加えた場合の信号強度 (I_1) は、以下にのべる特別な場合を除いて、約 $1/10$ に減少する。この減少率は第 8 図から分る様に $100 \sim 200 \text{ eV}$ の電子温度に対応する。一般に厚さ t , 吸収体 N を透過する軟X線の単位時間当りの強度 I_N は

$$I_N \propto \int_0^\infty \frac{dP}{d\lambda} e^{-\mu_N t} d\lambda \quad \text{に比例する。}$$

ここに $\frac{dP}{d\lambda}$ は電子温度 kT_e のプラズマからの単位時間、単位体積、単位波長当りの thermal X-ray (free-free transition) のエネルギーで $(kT_e)^{1/2} \frac{1}{\lambda^2} \exp\left(-\frac{h}{\lambda} \cdot \frac{c}{kT}\right)$ に比例する。 μ_N は吸収係数⁽⁴⁾である。以上の様な事実から得られた信号が軟X線に基づくものであることを確かめた後、Al foil の厚さを $6.5 \mu \sim 2000 \mu$ の範囲で 変え信号の減少率を測定した結果以下に示す電子温度が得られた。測定は 200 mTorr (第 9 図), 100 mTorr (第 10 図), 20 mTorr (第 11 図) の各初気圧で行なった。

第 8 図 (a)

低密度テーターピンチプラズマの加熱について

第 8 図 (b)

第 9 図

低密度テーターピンチプラズマの加熱について

第 10 図

第 11 図

低密度テータピンチプラズマの加熱について

以上のデータから次の事が知られる。

- a) 電子温度は低気圧程高い。200 mTorr 3rd h.c で 100 eV, 100 mTorr 3rd h.c で 200 eV, 20 mTorr 5th h.c で 200 eV である。
- b) a) は強力な光の放出を伴った高密度プラズマの電子温度であるが, 完全に breakdown する直前の h.c 即ち 100 mTorr では 2nd h.c, 20 mTorr では 4th h.c では第 10 図, 第 11 図に見られるように信号の減少率が a) の場合に比し極めて小さい, 従って電子温度が極めて高いことを意味する。第 12 図は Al 200 μ までの信号の減少率を示し, これは kTe $\sim$ 10 KeV に相当する。
- c) この様な高温電子プラズマの発生条件は, 光と軟 X 線との同時測定から, (i) 電子密度が低いこと (breakdown 直前の h.c で発生するので最大電子密度は $\lesssim 10^{14}/\text{cm}^3$ 程度と考えられる)。(ii) 20 mTorr で光の信号から, 高温電子プラズマの発生には, 電子密度に上限と下限があることが分る。即ち 3rd h.c では電子密度は低く kTe = 500 eV, 5th h.c では電子密度が高く kTe $\sim$ 200 eV, その中間の 4th h.c では kTe $\sim$ 10 KeV と高温になる。光と軟 X 線との関係は 100 mTorr の場合も同様で光の強度が充分ではない 2nd h.c で高温になっている。
- d) 高温電子プラズマが発生する 100 mTorr 2nd h.c, 20 mTorr 4th h.c での軟 X 線信号は他の場合に比し急激な立上りを示し約 300 ns の rise time を有する。

e) 放電側面から硬X線測定では信号は観測されないが Neutron detector による予備的な測定では信号が観測された。第13図は100 mTorrでの Neutron detector の信号を示し高温電子プラズマが生成される2nd h.c で最も強くなっている。このことは電子のみならずイオンも加熱されていることを意味する。

第 13 図

§ 4 討 論

テーターピンチプラズマの温度は“ snow plough model ”によって説明される。しかしながら、誘起電流が充分でない低密度テーターピンチでは所謂 plasma breakdown は起らず従って snow plough model から期待できない幾つかの興味ある現象が見出されている。特に高エネルギー電子の発生^{(2), (5)}, 更に最近ではイオン加熱⁽²⁾など異常加熱の問題がある。この異常加熱はある種のマイクロ不安定性による無衝突プラズマの共同現象として考えられる。この無衝突プラズマの加熱の問題は, Sageev, Rudakov⁽⁶⁾等によるビームとプラズマの相互作用に於ける共同現象の解明以来, Kadomtse⁽⁷⁾, Zavorskii⁽⁸⁾によって論ぜられた。従ってテーターピンチプラズマではどの様なマイクロ不安定性の発生が可能であるかが問題になる。ここでは, § 3.2 のべた高温プラズマ発生のための二つの条件を考慮して, 以下にのべる electron-ion streaming instabilityによる加熱を考えてみよう。この instability の発生条件は, 初期状態のプラズマのイオン及びエレクトロン温度を夫々 T_i とすると $T_i = T_e$ のとき,

低密度テーターピンチプラズマの加熱について

I) v_D をイオンに対するエレクトロンドリフト速度とし, v_{th} を熱速度とすると

$$v_D > v_{th} = \left(\frac{2Te}{m_e} \right)^{1/2}$$

II) エレクトロンプラズマ振動数を ω_{pe} , サイクロトロン振動数を ω_{ce} とすると

$$\omega_{pe} > \omega_{ce}$$

である。不安定性の成長率はほぼイオンプラズマ振動数 ω_{pi} に等しく, エレクトロンの有効衝突時間は $2\pi/\omega_{pi}$, skin depth は c/ω_{pi} で与えられる。従ってプラズマの有効な resistivity は二体衝突による resistivity に比し増加しプラズマの加熱が期待される。そこで現在の実験条件と上述の二つの発生条件との関係を見よう。まず条件 I) $v_D > v_{th}$ に関しては v_D が未だ明らかでないので条件が満たされていると断定できないが定性的には磁場の急激な変化による誘導電圧によってドリフト速度が生じる。このドリフト速度は低密度程大きく高密度程 v_{th} に近づくと考えられる。従って条件 I) は不安定性発生のための電子密度の上限を与えよう。次に条件 II) は電子密度を n_e , 磁場を B とすると

$$n_e > 9 \times 10^4 B^2 \quad (n_e; \text{cm}^{-3}, B; \text{gauss})$$

で表わされる。ここで B の値として $\frac{dB}{dt} = 1.6 \times 10^{10} \text{ gauss/sec}$ 及び軟 X 線の rise time が 300 ns であることから, $B = \dot{B}t = 4.8 \times 10^3 \text{ gauss}$ 。従って上式は $n_e > 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ となる。即ち条件 II) は電子密度の下限を与える。以上のことから高温プラズマの生成には電子密度に上限と下限があるという実験結果と定性的に一致する。電子密度の上限値については, 初気圧ガスが殆んど電離する Breakdown 以前の h.c で起ることから $10^{14} / \text{cm}^2$ 以下であると推定される。定量的な比較はドリフト速度 v_D や resistivity の測定を必要とするが, skin depth c/ω_{pi} は $n_e = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき $\sim 10 \text{ cm}$ と予想されるため放電管半径を現在値 (25 cm) より少なくとも数倍大きくすることが望ましい。又 neutron emission が高温電子の発生する h.c で最大であることから電子加熱と同時にイオン加熱が行なわれていると考えられその機構を解明することが今後の課題となる。

参 考 文 献

- 1) Ya. F. Volkov, V.C.Dyamlov, and N.I.Mitinn
Soviet phys-Technical Phys 10, No. 6 (1965) 797
- 2) A.W.Desilva, D.F.Duchs, G.O.Goldenbaum, H.R.Grien,
E.S.Hints, A.C.Kolb, J.J.Kunze, and I.M.Vitkovitsky
Third conference on plasma physics and Thermonuclear
Fusion Research of I.A.E.A at Novosibirsk (1968) CN-24/A-8.
- 3) J.A.Roynolds, E.E. Aldridge, M.Keilhacker, and G.B.F.
Niblett Phys of Fluids (1965) 8 No. 3 529.
- 4) B.L. Henke, R.Wite, and B.Lundberg J.Ap. Phys 38(1957) 98
- 5) K.Sato, H.Ononishi, H.Murata, S.Shiina, and T.Mashiba
Kakuyugo-kenkyu 21, No. 3 (1968) 121
C.Andelfinger, G.Decker, E.Funfer, A.Heiss, M.Keilhacker,
J. Sommer, M.Ulrich Second confere n c on plasma and
Thermonuclear Fusion Research of I.A.E.A at Culham.
(1964) CN-21/49
- 6) Sagdeev R.Z. Nuclear Fusion 1, 82, (1961)
- 7) Kadomtsev B.B. Plasma Physics IV, 364