トムソン散乱測定による入射形プラズマの加熱過程の研究

非会員 里 見 憲 男 (大阪大)

非会員 後 藤 誠 一 (大阪大)

正 員 伊 藤 博 (大阪大)

1. ま え が き

現在、大阪大学で運転中の入射形プラズマ実験装置では、重水素プラズマの磁気圧縮（テータピンチ）加熱によりイオン温度が $T_i=2\text{ keV}\sim 4\text{ keV}$ に達する急速加熱を実現し、核融合反応による中性子の放出を観測している⁽¹⁾。現在までに入射形プラズマの加熱機構の解明を目指して、イオン温度、電子温度、プラズマの密度および圧縮磁界、電界の振舞を調べる一連の実験が行なわれてきた⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。今日ではテータピンチ実験での高密度領域 (10^{16} cm^{-3} 以上) と低密度領域 (10^{14} cm^{-3} 以下) では、その加熱機構が異なることが定説になっている。すなわち、高密度領域のテータピンチでは衝撃的圧縮あるいは衝撃波の発生とそれに続く断熱圧縮が加熱の主因であり、低密度領域のテータピンチでは波動の励起と共に無衝突衝撃波 (Collisionless shock wave) の発生による加熱が主因であるとされている。我々の入射形プラズマの実験では、密度が $10^{14}\sim 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ と上述の密度領域の中間にあり、この密度領域で確実に keV のプラズマが得られている。いかなる密度領域の磁気圧縮加熱においても、その加熱機構の解明のためにはプラズマの初期圧縮過程 (Implosion phase) における密度、電磁界の径方向の伝搬過程を詳細に調べ、プラズマの振舞を明らかにする必

要がある。我々は、この電磁界の径方向の伝搬過程を磁気プローブと静電プローブを用いて詳細に調べてきた。そして、この電磁界の測定により以下のようなことがわかった。入射形プラズマの圧縮過程では、圧縮磁界の印加後 $t=220\sim 250\text{ ns}$ を境にして電磁界の振舞が大きく変化する。この時刻はイオン温度の上昇率が大きく変化する時刻と対応している。また反射イオンが発生したことによってと思われる電磁界の特徴的な振舞が観測された。この反射イオンの発生は、入射形プラズマの急速加熱の重要な要因になると考えられる。更に、この反射イオンがプラズマ中心を通過して運動することが誘因となり、外向きのプラズマの流れが発生し、この流れによる膨張運動が起こる。この運動の存在が入射形プラズマが小さな圧縮率でありながら急速イオン加熱を実現している原因であると考えられる。以上の電磁界の振舞から推察されたプラズマの振舞は、プラズマの密度の空間分布の詳細な測定が行なわれて初めて裏付けられる。この密度の測定には上述の電磁界の時間、空間変化に見合った分解能が必要であり、時間分解能 20 ns 、空間分解能 0.5 cm 以下が要求される。ところで本実験以前では、プラズマの密度の測定は可視領域連続光の絶対強度測定法により求めていた。この測定法では精度の高い密度の空間分布を求めることは困難であり、時間空間分解能も上述の要求を満たすことができない。そこで、測定精度が高く時間空間分解能の良いトムソン散乱測定法の導入が必要となった。

以上の必要性から、我々は入射形プラズマの加熱機構の解明の研究の一環として、多チャネル式トムソン散乱測定装置を設計製作した。この測定装置を使い入

Study of a Heating Process of a Hot Plasma by Thomson Scattering Measurement. By Norio Satomi, Non-member, Seiichi Gotō, Non-member & Hiroshi Itō, Member (Plasma Physics Laboratory, Faculty of Engineering, Osaka University).
里見憲男：非会員，大阪大学工学部超高温理工学研究施設
後藤誠一：非会員，大阪大学工学部超高温理工学研究施設
伊藤 博：正員，大阪大学工学部超高温理工学研究施設

射形プラズマの密度分布、電子温度分布を測定した。このトムソン散乱測定の結果と電磁界の測定結果とを対応させプラズマの振舞を検討する。

2. 入射形プラズマ実験の概要

この実験装置では、二つの対向するテータピンチ銃によりプラズマを生成する。このプラズマ銃から噴出したプラズマ流を、ガイド磁界により装置の中央に導き衝突熱化を行なわせる。入射形プラズマ実験装置は、この衝突プラズマを初期プラズマとして主圧縮コイルの作る強磁界により磁気圧縮加熱を行なうものである。実験装置の概略を第1図に示した。放電管の全長は約3m、内直径は8.4cmであり、2台の油拡散ポンプにより 1×10^{-6} Torrまで排気されている。装置の両端に配置されたテータピンチ銃は長さ20cm、銃口内直径8cm、銃尾内直径7.5cmのコニカルテータピンチコイルと、高速電磁バルブおよび予備電離コイルとで構成される。プラズマ流の入射の段階では、ガイドコイルと主圧縮コイルが準定常ガイド磁界を作っている。この磁界は銃の位置から中央に向けて単調に減少し、主圧縮コイル内では0.1Tの様な磁界になるように調整されている。本実験では重水素ガスを使用しており、入射されたプラズマ流の軸方向速度は中央面で測定して 1.2×10^7 cm/sである。これは関係式

$$\frac{1}{2} M v^2 = \frac{3}{2} k T_i \dots \dots \dots (1)$$

で評価すると100eVのイオン温度に相当する。ここで、 M はイオンの質量、 v は速度、 k はボルツマン定数および T_i はイオン温度である。

本実験装置では、プラズマ銃を動作させてから磁気圧縮を印加するまでの遅延時間を適当に選ぶことにより初期プラズマの温度、密度などのパラメータを広範囲に変えることができる。磁気圧縮加熱は、内直径10cm、長さ1mの1ターンの主圧縮コイルの作る立上り時間1.4 μ s、最大強度2.5Tの磁界で行なう。このとき圧縮磁界とガイド磁界は同じ極性になっており、正バイアスの磁気圧縮になる。圧縮磁界を印加すると急激なイオン加熱が起こり、加熱開始後 $t=800$ ns

第1図 入射形プラズマ実験装置

Fig. 1. Schematic diagram of the apparatus.

第1表 入射形プラズマの諸パラメータ

Table 1. Parameters of the plasma before and after the compression.

実 験 条 件		密 度 (cm^{-3})	電 子 温 度 (eV)	イオン温度 (eV)	β 値
C-I	圧縮前	3×10^{14}	12	100	1
	圧縮後	9×10^{14}	3.5×10^3	4.0×10^3	0.5
C-II	圧縮前	2.5×10^{14}	5	10	0.1
	圧縮後	2.0×10^{15}	3.2×10^3	3.0×10^3	1
C-III	圧縮前	8×10^{13}	1	<5	<0.1
	圧縮後	1.5×10^{15}	2.7×10^3	2.0×10^3	0.5

から核融合反応による中性子の放出が観測される。加熱されたプラズマのイオン温度をCV (2,271 Å)の線スペクトルのドプラ広がりから推定すると $T_i=2 \sim 4$ keVである。この値は中性子線の絶対値から推定したイオン温度とも良く一致している。電子温度は軟X線の吸収膜法により $T_e \sim 3$ keVが得られた。第1表に本実験以前に行なわれた入射形プラズマの実験条件と加熱後の代表的なパラメータを示した⁽¹⁾。本実験では、遅延時間を $\tau=13 \mu$ sに選んでおり、第1表のC-I条件に近い実験条件になっている。この実験条件での初期プラズマの代表的なパラメータは、 $T_{i0}=100$ eV, $T_{e0}=20$ eV, $n_{e0}=2.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $B(\equiv 1 - (\beta_i/B_0)^2) \approx 1$ である。

我々はトムソン散乱測定を実施する以前に、入射形プラズマの加熱過程について次のような幾つかの注目すべき実験事実を得ていた。C-II条件におけるドプラ温度の上昇率が圧縮磁界印加後 $t=200 \sim 250$ nsを境にして大きく変化し、この時刻以前では温度の上昇率が1 eV/nsであり、その直後では20 eV/nsであった。この事実が入射形プラズマのイオン加熱過程が二段階に分かれていると予想される端緒となった。そこで、別の条件でも同様の二段階の加熱過程が存在すること、および1段階と2段階の境目となる時刻を確かめるために本実験と同じ条件でHe II (4,686 Å)のドプラ温度の時間変化を調べた。第2図にこのドプラ温度の時間変化を示した。このHe IIのドプラ温度は、 $t \approx 240$ nsにおいて急激に変化し、高温成分と低温成分に分れる⁽⁴⁾。また半径方向の電界 E_r の測定結果によると、やはり $t \approx 240$ nsで E_r の空間分布のピークの位置が急激に管壁まで後退する特異な動きを示す⁽³⁾⁽⁴⁾。更にこの時刻では、圧縮磁界 B_z の空間分布が中心に大きく集中した分布になり、 θ -方向の電界 E_θ がこの時刻を境にしてその符号を負から正に変える。このようにC-II条件と同様に、本実験条件においても $t=240$ ns前後を境にして二段階の加熱過程が存在すると推察される。入射形プラズマのイオン加熱

第2図 イオン温度の時間変化

Fig. 2. Time history of the ion temperature.

のモデルにおいてもこの時刻は重要な意味を持っていた⁽⁵⁾。すなわち、このイオン加速のモデルでは、イオンを加速するピストンが $t=250$ ns で一度管壁まで後退するという仮定を入れて初めてイオン温度の時間変化が説明できた。これらのイオン温度の上昇率、電磁界の振舞および振舞の急激な変化は、プラズマの動きに直接関係しているはずであるが、この対応は密度の空間分布の詳細な測定が行なわれて初めて裏付けられる。

3. トムソン散乱測定装置

本章では我々の設計製作した多チャネル式トムソン散乱測定装置の特徴と、測定に使用した接続部について述べる。

〈3・1〉 レーザ光集光系 トムソン散乱測定の SN 比は、以下のように測定点でのレーザ光束の幅に依存する。高密度プラズマの測定ではプラズマからの光が、低密度プラズマの測定では測定系の雑音が SN 比を左右する。プラズマからの光が制動放射だけであると仮定すると

$$\frac{S}{N} = C_1 \frac{L}{n_e d w} \quad (2)$$

の SN 比の関係式を得る。また測定系の雑音をショット雑音と仮定すると

$$\frac{S}{N} = C_2 \left(\frac{n_e L}{w} \right)^{1/2} \quad (3)$$

の SN 比の関係式を得る。ここで n_e は電子密度、 d はプラズマ柱の直径、 L はレーザ出力、 w は散乱を観測する場所でのレーザ光束の直径である。また C_1 と C_2 は n_e, d, w, L 以外に依存する量である。関係式(2)からは測定可能な密度の上限が評価でき、関係式(3)からは測定可能な密度の下限が評価できる。両式の L/w への依存の仕方からわかるように、いずれの密度領域の散乱測定でもレーザ出力を大きくすると

第3図 レーザ光集光系

Fig. 3. Focussing arrangement for the laser.

第2表 ルビーレーザの仕様

Table 2. Specifications of the ruby laser.

Q スイッチャイアントパルスルビーレーザ	
レーザ出力	300 MW (1段増幅)
Q スイッチ	KDP
パルス幅	20 ns
ビーム径	15 mmφ
ビーム広がり	10 mrad

共に、光束の直径を小さくするほど SN 比の大きい測定ができる。よって、本装置では第2表のようなルビーレーザを使い、光束を $w=1$ mm にするように第3図のようなレーザ光集光光学系を製作した。この場合、常に最大の SN 比を保って測定するには、散乱光集光光学系の光軸はレーザ光の集光点に常に一致している必要がある。従って、測定点の移動を行なう際にレーザ光集光光学系と散乱光集光光学系を一致させたまま移動できるように、信号処理系を除く全系一つの光学台に乗せた。レーザ光をプラズマ実験装置の真空容器内に集光するには、実験装置からの制約により集光の広がり角は大きく取れない。更に光学台もあり大きくできないとすれば、第3図のような L_1 と L_2 の2枚の合成レンズ系が必要になる。第1レンズ L_1 の集光点 S では、レーザ光による気中放電が発生し透過光は 30~50% に減少する。そこで G_1 と L_1 とで排気部を構成させ、数十 mTorr に排気して気中放電を防いでいる。また図のような光学系では反射面が多くなるので、プリズムやレンズには反射防止膜を施し光の反射損失を防いでいる。この光学系の総合透過率は、ダイバージェンスリミッタでの損失を除けば実測値で約 90% になっている。

〈3・2〉 散乱光処理系 半値幅が 100~1,000 Å に及ぶスペクトルプロファイルを精度をほぼ一定に保って分析するには、1チャネルあたりの分析波長幅 $\delta\lambda$ を予想される半値幅に応じて選択できることが必要であ

第 4 図 リレーレンズと光路分離用
多チャンネルプリズム

Fig. 4. Relay lenses and multichannel
prism array.

る。本装置は 8 チャンネルとし、分析全波長幅 $\Delta\lambda=8 \times \delta\lambda$ を 250 Å, 500 Å, 1,000 Å の三段階に切り換え可能な多チャンネル系を製作した。この多チャンネル光学系を第 4 図に示した。分光器のスリット面の像は、リレーレンズ系により多チャンネルプリズム面に投影される。分析全波長幅の変更は、リレーレンズ系の組合せを変更し、その倍率を変えることにより達成できる。このような方式の多チャンネル化は、分光器のスリット面にオプティカルファイバ束とかミラーまたはプリズムの配列による多チャンネル化に比べ波長幅の変更が容易であり、光の損失も少ないなどの点で最も優れている (6)~(8)。

多チャンネルプリズムで種々の方向に分離された光は、8 本の光電子増倍管で受ける。この 8 本の光電子増倍管の出力は、遅延ケーブルとパワディバイダとで構成するシグナルミキサーにより 50 ns の時間間隔で生起するパルス列に変換される。このパルス列を 1 台のオシロスコープ上に表示させて散乱測定を行なう。

〈3・3〉 接続部 接続部の最も重要な役割は迷光の除去である。迷光は真空容器に設けたレーザ光の入射窓や出射窓で生じた散乱光が真空容器の器壁で散乱され観測系に入るのが原因となる。この迷光除去は、通常バッフル、ビームダンプ、ビューイングダンプによる構成で行なう。本実験の測定対象である入射形プラズマ実験装置では、一般のピンチ形実験装置と同様に実験装置からの制約によりビューイングダンプを設けることができない。そこで、ビューイングダンプの代わりに器壁散乱を減じる目的で黒色のセラミックを使った観測部を製作した。第 5 図に、この観測部とバッフルおよびビームダンプの配置を示した。入射窓は図中のように直角入射の窓にし、この窓ガラスには反

第 5 図 観測部と迷光除去のための構成

Fig. 5. Observation section and arrangement
for the reduction of the stray light.

第 6 図 レーリー散乱測定

Fig. 6. Rayleigh scattering measurement.

射防止膜を施した。観測窓の前にはしゃ光板を入れている。ビームダンプは青色ガラスのブルースタ窓にし、ブルースタ角による反射防止と青色ガラスの光吸収を利用した。このような配置で行なったレーリー散乱測定を第 6 図に示した。ガス圧を零にしたときの出力である迷光レベルは、窒素ガスに換算して約 25 Torr である。この値は黒色セラミックの観測部を使用しない場合の約 1/5 の迷光レベルである。

4. 測定結果とプラズマの振舞

本章では入射形プラズマの圧縮過程での密度分布、電子温度分布の測定結果を示し、またこれらの分布の時間変化を電磁界分布に対応させてプラズマの振舞について検討を加える。 $t=240$ ns 前後での種々の現象は第 2 章で述べた二段階加熱の機構を解明するうえで最も重要と判断されるため、圧縮磁界印加後の数百 ns までの時刻で詳しい測定を行なった。

〈4・1〉 電子密度 磁気圧縮加熱を行なったときの放電管中心 $r=0$ cm での電子密度 n_e の時間変化を第 7 図に示した。トムソン散乱測定の時刻は、磁気プローブによる圧縮磁界とレーザパルスと同時に測定し、これらの相互関係から決定した。このようにして決定した測定時刻の精度は ± 10 ns 以下である。中心でのプラズマの密度は、圧縮磁界の印加後 $t=160$ ~

第 7 図 放電管軸上の電子密度の時間変化

Fig. 7. Time history of the electron density on the axis.

第 8 図 電子密度の空間分布

Fig. 8. Spatial distribution of the electron density.

170 ns で初期値の $2.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ から急激に増大し始め、 $t=220 \text{ ns}$ になると $1.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ にまで増大する。 $t=220 \text{ ns}$ では初期の密度の約 7 倍の圧縮である。 $t=220 \text{ ns}$ 以後では、この中心の密度は一度減少し $t=250 \text{ ns}$ で初期の密度の約 3 倍の圧縮に落ち着く。250 ns 以後の密度の増加は単調で、 $t=700 \sim 1,200 \text{ ns}$ になっても高々 $2 \times 10^{15} \sim 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の密度にしかない。このように入射形プラズマの磁気圧縮では、最大で約 10 倍の密度の圧縮にとどまる。中心での密度の増加の始まる時刻 $t=160 \sim 170 \text{ ns}$ と、圧縮磁界の先端が放電管中心に到達する時刻はほぼ一致している。

次に圧縮加熱過程初期の密度の空間分布を第 8 図に示した。ただし $r > 2.5 \text{ cm}$ では、迷光が急激に多くなり測定できなかった。測定のできた位置では SN 比が実測で 1～4 の範囲であった。従来の高密度領域のテータピンチでは、圧縮磁界を印加すると磁気ピストンがプラズマ柱の外側から形成され、この磁気ピストンがプラズマを集めながら収縮 (Snow plow model)

第 9 図 圧縮磁界の空間分布

Fig. 9. Spatial distribution of the compression magnetic field.

してゆく。このとき磁気ピストン部には密度の部分的な山 (Density hump) が生じ、この山が磁気ピストンと共にプラズマ中心に向かって進行する。ところが、第 9 図に示した圧縮磁界の空間分布を見ると、いわゆる磁気ピストンを形成するとみられる磁界こう配の存在する部分 (Current sheath) の幅は 1～1.5 cm もありかなり厚い。しかも磁界は非常に速くプラズマ中に浸透している。一般に、このような磁界の振舞は低密度領域のテータピンチ実験でよく観測されており、磁界の拡散が支配的であるようなプラズマの圧縮過程に対応している。また第 9 図の圧縮磁界の空間分布には、衝撃波の発生を示す磁界の飛びも見つからない。以上のような磁界の振舞は、正バイアスのテータピンチに一般的な現象である。実際、入射形プラズマ実験にトムソン散乱測定を導入する以前では、可視領域連続光の絶対強度測定にアーベル変換を行なって密度分布を求めたが密度の山と、その径方向の伝搬は見つかっていなかった。すなわち、Snow plow model で言われるような圧縮過程は見つからなかった。このような衝撃波を伴わない拡散的な圧縮では、イオン加熱の効率が悪いとされているにもかかわらず、入射形プラズマでは正バイアスの実験で確実に keV プラズマが得られている。従って、絶対強度測定により密度分布測定が行なわれた段階では、急激なイオン加熱を生ずるような波動の励起が入射形プラズマのイオン加熱の原因ではないかと予想されていた。ところが以上の予想に反し、第 8 図のトムソン散乱測定により得られた密度分布では密度の増大の山が形成され、これが径方向に運動する急激な圧縮が見られる。絶対強度測定でこのような密度分布の振舞が測定できなかったのは、空間分解能と時間分解能の不足とアーベル変換により分布の微細構造が失われたことが原因と思われる。第 8 図の $t=100 \text{ ns}$ と $t=120 \text{ ns}$ の密度分布は、磁界の空間分布の形状にほぼ重なる。すなわち、磁界

第 10 図 θ -方向の電界の空間分布

Fig. 10. Spatial distribution of the azimuthal electric field.

の到達と共に密度の増大が観測され、磁界の進行と共に密度の増大の始まる位置も径方向に進行する。この進行速度は約 1.2×10^7 cm/s である。一方、圧縮磁界の最大こう配の位置の移動速度も約 1.2×10^7 cm/s である。(1)式の関係を使うと、この時刻において重水素イオンは 100 eV のイオン温度に相当する運動エネルギーを得ている。圧縮過程の初期において磁界の拡散が無視できると仮定すると、磁界を横切る方向すなわち径方向のプラズマの速度 v_r には

$$v_r = \frac{E_\theta}{B_z} \dots \dots \dots (4)$$

の関係が成立する。ここで E_θ は θ -方向の電界であり、 B_z は圧縮磁界である。我々は圧縮磁界の時間微分 $\dot{B}_z$ を磁気プローブで測定し、これに軸対称の仮定を行ない E_θ を数値的に求めた。これを第 10 図に示した。 $t=120$ ns, $r=2$ cm の E_θ と B_z の値を使い(4)式からプラズマの速度を求めると $v_r=1.3 \times 10^7$ cm/s を得る。このように密度分布の山の進行速度は、(4)式で与えられる速度ともほぼ一致する。以上のように、圧縮過程の初期においては、密度分布の山と電流シースの進行速度および E_θ/B_z の速度はいずれもプラズマ柱の収縮速度を与えている。ただし、圧縮磁界の振舞が非常に拡散的であるために、圧縮過程全体の収縮速度を圧縮磁界の進行速度から決定することは困難である。また 120 ns 以後では、プラズマ全体の動きよりも後で述べる個々の粒子としての反射イオンの運動が、密度分布の振舞を支配すると考えられ密度の山の進行速度を決定することは困難である。従って 120 ns 以後は、(4)式でプラズマの収縮運動を検討してみる。(4)式から得られる最大の速度は、 $t=140 \sim 160$ ns, $r=1$ cm で 2.4×10^7 cm/s である。この速度に対応する運動エネルギーが熱化すると、(1)式から 400 eV のイオン温度が得られる。この温度は、第 2 図の第 1 段階の加熱過程における $T_i=400 \sim 450$ eV に対応していると考えられる。すなわち、圧縮過程が非

常に拡散的であるにもかかわらず、加熱過程の第 1 段階は(4)式の Snow plow 的な解釈ができる。

以上の 120 ns までの振舞に対して $t=140, 160$ ns では、密度の山が磁気ピストンに先行するようになる。この様子を第 9 図の磁界分布の中に $t=160$ ns の密度分布を重ねて示した。密度の山が磁気ピストンに先行するのは、急速に進行する磁気ピストンにより反射された反射イオンが発生したことによると考えられる⁽⁹⁾⁻⁽¹²⁾。ここで言う反射イオンとは、磁気ピストンの速度を v_p とすると、その速度 v が $v_p < v \leq 2v_p$ となるようなイオンである。(4)式から与えられる速度は、 $t=140 \sim 160$ ns, $r=1 \sim 2$ cm の範囲で $1.6 \times 10^7 \sim 2.4 \times 10^7$ cm/s である。この速度を磁気ピストンの速度と考えると、 $2v_p$ の速度を得た反射イオンは(1)式から 700 $\sim$ 1,600 eV の運動エネルギーを持っていることになる。このような高エネルギーのイオンの存在が、 $t=250$ ns 以後のイオン温度の上昇に寄与する有力な要因となっていると思われる。このように拡散的な磁気圧縮にもかかわらず、反射イオンの発生しているのが入射形プラズマの加熱過程の特徴である。

$t=220$ ns を過ぎると、中心の密度が減少すると共に密度の山がプラズマ柱の外側に向かって移動している。このような密度分布の振舞は、プラズマの外向きの流れに対応するものと考えられる。この流れは、 $r=2.5$ cm に至るまで存在している。これに対応して $t=300$ ns には密度の山が $r=2.5$ cm に現われている。この様子は第 10 図に示した E_θ の空間分布からも理解できる。この E_θ は $t=220$ ns まで負の値を持ち、プラズマが内向きの流れの収縮運動の状態にあることを示している。 $t=240$ ns になると E_θ は正の値を持ち、外向きの流れによる膨張状態にあることを示している。しかも、この E_θ が正の値を持つのは $r=0 \sim 2.5$ cm であることも密度分布の振舞と一致している。入射形プラズマでは、圧縮磁界を印加する前のイオン温度が 100 eV と非常に高く、0.1 T のパイアス磁界に対してラーマ半径は 2 cm にもなる。このことから圧縮過程の初期では、イオンは磁界の影響を受けることなくほとんど自由粒子のように振舞うと考えてよい。従って、プラズマ中心に向かうイオンの流れは中心を越えて行き過ぎ、その後外向きの流れに変わると解釈すれば $t=220$ ns 以後の密度分布の振舞が理解できる。このような意味での膨張過程において、入射形プラズマの電磁界は特徴的な振舞を示す⁽³⁾⁽⁴⁾。すなわち、この間に電流シースはほとんど後退しないのに対し、 E_r の分布のピークは大きく後退する。これは膨張過程を引起す外向きの流れの中の反射イオン

が重要な役割を果たしていると考えられる。すなわち、このような電磁界の振舞を引き出すには、電流シースを構成するプラズマに比較してエネルギーの高い粒子である反射イオンが外向きの流れの中に存在する必要がある。また E_r のピークの後退の始まる時刻 $t=200\sim 220$ ns に、中心を通過した流れが到達するには反射イオンのような高速の流れが必要である。以上のように $t=220$ ns 以後の密度分布の振舞は、高密度領域のテータピンチ実験において観測されている径方向の振動 (Radial oscillation) とは異なった現象であり、反射イオンの発生を伴った圧縮過程に特有なものと考えられる。また、入射形プラズマにおいて小圧縮比でありながら高速イオン加熱を実現しているのは、上述のような外向きの流れが引起す膨張過程が存在するためと考えられる。

〈4.2〉 電子温度 圧縮磁界を印加したときの電子温度の空間分布を第 11 図に示した。各々の場所での電子温度の上昇は、圧縮磁界がその場所に到達すると同時に始まる。 $t=160$ ns までは測定された範囲で $r=2.5$ cm が電子温度の最大値を与えている。従って、圧縮磁界の分布を考慮すると電子温度の上昇は電流シースでのジュール加熱によると考えられる。ただし、 $t=140$ ns と $t=160$ ns の電子温度分布の前方にできた山は、その場所で電子がジュール加熱されたためか、あるいは $r=2.5$ cm の近傍で加熱された電子がその場所に流れ込んだための二つの原因が考えられる。これを $t=140$ ns、 $r=1.5$ cm でのジュール加熱として評価してみる。 $r=1.5$ cm の磁界のこう配から電流値を求め、Spitzer 氏による抵抗値を使ってジュール加熱による温度上昇を求めると $1\sim 2$ けたの測定値より小さい。また電流シースの幅 Δ を与える関係式

$$\Delta = \frac{C}{\omega_p} \sqrt{\nu t} \dots\dots\dots (5)$$

から実効衝突周波数 ν を求め、この ν から求めた抵

第 11 図 電子温度の空間分布

Fig. 11. Spatial distribution of the electron temperature.

抗値を使って温度上昇を求めても $2\sim 3$ 倍測定された温度の方が高い。ここで C は光速、 ω_p はプラズマ振動数である。従って、図のような電子温度分布を理解するためには、反射イオンにより荷電中性を保つために電流シースから引出された高温電子が、その電流シースの前方に流れ込んだ可能性を考える必要がある。

$t=220$ ns における平坦な電子温度分布は、反対側からの流れとの混合の結果生じたものと思われる。 $t=250$ ns 以後の分布では、磁界分布から予想されるように $r=1.5$ cm の電流シースの位置に電子温度のピークがある。しかし、磁界のこう配は加熱過程の全般にわたって存在するにもかかわらず、電子温度の上昇は数百 ns で終了し、 $250\sim 300$ eV 以上にはならない。これは、放射損失と磁界に沿った方向の電子の熱伝導損失が影響していると思われる⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。

トムソン散乱測定法を導入する以前では、電子温度を軟 X 線の吸収膜法により求めていた。この軟 X 線の測定によると、電子はイオンと同様に急激な加熱を受け $T_e\sim 3$ keV に達していた。一般に軟 X 線の吸収膜法では、温度を電子の速度分布の裾の部分の寄与から決定している。従って、電子の速度分布に高温成分が存在するような場合には、トムソン散乱の測定結果と違いが生じる可能性がある。しかし、この点に関する確証は得られていない。

5. ま と め

トムソン散乱測定により入射形プラズマの密度、電子温度の空間分布の詳しい測定を行ない、以下のことが明らかになった。圧縮加熱後の最大密度は $2\times 10^{15}\sim 3\times 10^{15}$ cm⁻³ であり、初期密度 2.5×10^{14} cm⁻³ の高々 10 倍の圧縮である。圧縮磁界の拡散的な振舞にもかかわらず、密度の山が径方向に伝搬する圧縮過程が存在する。第一段階のイオン温度は、この伝搬速度に対応する運動エネルギーが熱化したとして説明できる。反射イオンの存在を示すと思われる磁気ピストンに先行する密度分布が $t=140\sim 160$ ns に見つかった。同様に電子温度にも反射イオンの存在を示すと思われる分布が見つかった。 $t=220\sim 300$ ns で膨張過程を示す密度の山の外向きの運動が見つかった。電子は高々 300 eV 程度にしか加熱されない。入射形プラズマの小圧縮比での急速イオン加熱は、反射イオンの存在とこの反射イオンの外向きの運動による膨張過程の存在が主要な原因であると思われる。

終りに、トムソン散乱測定装置を設計製作するにあたり大阪大学の石村 勉教授、東京芝浦電気(株)の坂本嘉男氏に御助力いただきました。また大阪大学の宇

山忠男助手と矢野美一技官に実験その他で御協力いただきました。深く感謝いたします。なお、本測定装置は文部省の科学研究費補助金により製作されたものがあります。

(昭和52年9月5日受付, 同53年1月25日再受付)

文 献

- (1) H. Kishimoto, et al.: "Heating of a Plasma with $T_i > T_e$ by Fast Θ -Compression", *Phys. Rev. Letters* **31**, 1120 (1973)
- (2) H. Itô, et al.: "Rapid Θ -Compression Heating of a Plasma Obtained by Collision of Plasma Streams", 5th Conf. on Plasma Physics and Thermonuclear Fusion Research, Tokyo, (1974)
- (3) S. Gotô, et al.: "Heating Process in Experiments of Plasma Injection and Adiabatic Compression (PIACE)", VII-th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne, (1975)
- (4) H. Itô, et al.: "Experimental Study of a Two-stage Ion Heating, Plasma Injection and Compression Experiment", 6th Conf. on Plasma Physics and Thermonuclear Fusion Research, Berchtesgaden, (1976)
- (5) 伊藤: 「入射プラズマの加熱機構について」核融合研究 **32**, 114 (昭 49)
- (6) M. Keilhacker, et al.: "Doppler Shift Measurements to Investigate Plasma Rotation in the Theta Pinch", Second Conf. on Plasma Physics and Thermonuclear Fusion Research, Culham, (1965)
- (7) D.J. Dancy & M. Keilhacker: "Time Resolved Measurements of the Radial Density Distribution in a Theta Pinch", Culham Report, CLM-M 55 (1965)
- (8) N.J. Peacock, et al.: "Measurement of the Electron Temperature by Thomson Scattering in Tokamak T3", *Nature* **224**, 488 (1969)
- (9) W.F. Dove: "Ion Dynamics in a High-Voltage Θ -Pinch". *Phys. Fluids* **14**, 2359 (1971).
- (10) P.E. Phillips & A.E. Robson: "Influence of Reflected Ions on the Magnetic Structure of a Collisionless Shock Front", *Phys. Rev. Letters*, **29**, 154 (1972)
- (11) K.F. McKenna, et al.: "Measurements of Plasma Density Distribution and Current-Sheath Structure in the Implosion Phase of a Theta-Pinch Discharge", *ibid.* **32**, 409 (1974)
- (12) R. Chodura: "A Hybrid Fluid-Particle Model of Ion Heating in High-Mach-Number Shock Waves", *Nuclear Fusion* **15**, 55 (1975)
- (13) W. Engelhardt: "Radiation Losses of a Theta Pinch Plasma in the Wavelength Range 100-200 Å", Garching Report, IPP 1/108 (1971)
- (14) T.S. Green, et al.: *Phys. Fluids* **10**, 1663 (1967)