ピンチ・プラズマの圧縮過程に対する一つのモデル．Ⅳ．

柴田兼敏，松浦健哉，川俣修一郎

（宇都宮大学 工学部）

（1982年12月22日受理）

A Simple Model for an Implosion Dynamics
of Pinch Plasma. IV.

Kanetoshi Shibata, Kenya Matsuura and
Shuichiro Kawamata

(Received December 22, 1982)

Abstract

Maximum pinch time of a plasma in a toroidal pinch device is obtained from magnetic probe measurement. This experimental result is in good agreement with the pinch time calculated from MHD shock wave model. It is verified that the model is very useful for an implosion of the pinch plasma.

§ 1. まえがき

これまでの三つの報告^{1)~3)}（以下に，報告Ⅰ，Ⅱ，およびⅢと記す）で，われわれはピンチ・プラズマの圧縮過程に対する一つのモデルを提案した。報告Ⅰでは，バイアス磁場のないときの θ ピンチ・プラズマの圧縮過程が，報告ⅡとⅢでは，バイアス磁場のあるときのそれが議論された。これらにつづく本報告では，小型トロイダル・ピンチ装置におけるその実験結果を報告して，モデルによる解析結果との比較を行う。

モデルはプラズマの圧縮運動における電磁流体力学（MHD）的な保存則にその基礎をおき，かつ，圧縮されてゆく有限幅の境界プラズマ層の前面が衝撃波面になっていることを基本として構成されている（これらのことから，今後，MHD衝撃波モデルと呼ぶことにする）。これは境界層内の個々の流体要素の圧縮運動を完全なMHD方程式の解として知るという正統的な理論の

立場に立脚したものでなく、若干の仮定のもとで空間的に平均化された意味での巨視的な層の運動を保存則のみに従って議論したものである（報告Ⅰ参照）。つまり、あくまでもモデルの段階のものである。それ故に、モデルがどの程度実験的に検証され得るかということが最も興味ある重要な問題となる。このような観点から、本報告はMHD衝撃波モデルの一つの実験的な検証を試みたものである。*)

小型トロイダル・ピンチ装置における圧縮過程の実験は正バイアス磁場の条件のもとでなされ、プラズマが最大に圧縮される時間（最大圧縮時間）とガス初期圧、バイアス磁場および圧縮磁場の立ち上がり速度との関係が実験的に観測された。用いられた装置のパラメーター、実験条件、観測手段等が第2節に、そして、実験結果とその解析および考察がまとめて第3節に述べられている。モデルによる解析は報告Ⅲにしたがって行われた。

§ 2. 装置および実験方法

装置とその実験方法についての概要を述べる。

実験は円型断面軸対称磁場配位をもつ小型トロイダルピンチ装置を用いて行われた。大半径 25 cm, 小半径 5 cm のパイレックスガラス製ドーナツ型放電管がプラズマの電磁流体力学的平衡を保障するために厚さ 3 mm の導体壁（銅製）で覆われている。その外側にはトロイダル磁場発生用 θ -コイルおよびプラズマ電流を流すための z -コイルが巻かれている。主放電を開始する以前に予備電離プラズマ中にバイアス磁場を印加するが、この磁場の発生には θ -コイルが併用されている。この装置の放電回路のパラメーターは第1表に示されている。

現在組み込まれている予備電離用 θ 型放電回路では、そのキャパシターのエネルギーが弱く予備電離としては十分でない。そのためこれに加えてさらにクローバをしない主放電としての z 型放電回路が用いられた。つまり z バンクの放電開始後の最初の一周期が予備電離プラズマを生成するために用いられた。したがって、本報告における実験では、われわれは主放電 z 回路、予備電離用 θ 回路およびバイアス磁場回路が最初に放電され、これらの放電開始後 76 μsec で主 θ 放電を行った。予備電離用キャパシター、 z 用キャパシターおよび θ 用キャパシターの充電電圧はそれぞれ 6 kV, 10 kV, 20 kV である。そのとき、主放電後のトロイダル磁場の値は最大で約 5 kG, プラズマ電流の値は 25 kA である。バイアス磁場回路の充電電圧をそれぞれ 3 kV,

*) 実際には、本報告で述べられる小型トロイダル・ピンチ装置の実験結果の一部がすでに得られていて、これらの結果を如何に説明するかという模索からモデルが提案されたというのが経過である。

ピンチ・プラズマの圧縮過程に対する一つのモデルⅣ

第1表 放電回路の諸定数

	主 放 電		予 備 電 離 加 熱 (θ 型)	バイアス
	θ	z		
エ ネ ル ギ ー (kJ)	5.94	5.94	0.99	4.5
コンデンサー容量 (μ F)	13.2	13.2	2.2	90
最大充電電圧 (kV)	30	30	30	10
1/4 放電周期 (μ s)	14	20	7	80
最大トロイダル磁場 (kG)	8		—	0.8
最大プラズマ電流 (kA)	70		—	—

5 kVおよび7 kVに選んだ。そのときの磁場の値はそれぞれ190 Gauss, 400 Gauss, 560 Gaussである。使用ガスはヘリウムである。実験は初期圧14~200 mTorr の範囲で行われた。

最大圧縮時間は放電管の断面の中心におかれた磁気探針により測定された。第1図がその観測波形であり、それらは主 θ 放電開始前1 μ sec から開始後8 μ sec までの時間領域におけるトロイダル磁場の時間変化を示している。図において、上の波形はプラズマがないときの真空におけるそれであり、下の波形はプラズマがあるときのものである。上の波形は時刻 t_a のところで正弦波状に立ち上がっており、この時刻 t_a が主 θ 放電の開始時間である。 t_a 以前の時間的に殆ど一定な波高値は主放電直前のバイアス磁場の値を示している。プラズマがあるときの波形の時間変化は、プラズマの電気伝導度が極めて大きいと仮定するとき、以下のように解釈することができる。主 θ 放電開始後の極めて短い最初の時間領域では、時間変化する外部磁場（これはほぼ真空磁場に等しい）の圧力はプラズマの内部の圧力（プラズマ圧力とバイアス磁場圧力の和）より小さいために、プラズマは圧

第1図 トロイダル磁場波形
(初期圧 70 mTorr)
上 : プラズマがない場合
下 : プラズマがある場合

縮運動をしないであろう。つまり、圧縮運動は上記二つの圧力が丁度均衡する時刻 t_0 より始まる。上に述べたような電気伝導度に関する仮定のものとでは、 t_0 以後もしばらくの間はプラズマ柱断面の中心のトロイダル磁場の値は顕著な変化をしないと考えられる。したがって、この時間領域、つまり図における時刻 t_b 程度までの間は観測波形は殆ど時間変化をせず、それ故に、われわれは時刻 t_0 を波形から読みとることはできない。^{*} プラズマがある程度圧縮された時刻、即ち、時刻 t_b 以後、波形からみられるように、プラズマの内部の磁場の値は急激に増加してゆき、時刻 t_c でその波高値は最初の最大値に達する。 t_c 以後に発生している $2 \sim 3 \mu\text{sec}$ の周期の磁場の振動は、 θ ピンチの実験において通常よく観測されている径方向振動である。以上の考察から、時刻 t_c をもってプラズマの圧縮運動がほぼ終了したものとみなしてよい。こうして、プラズマの最大圧縮時間は $t_p = t_c - t_a$ としてトロイダル磁場の観測波形から実験的に決定される。次節で、われわれはこのようにして得られる t_p に関係した種々の実験結果を示す。

最後に、実験結果とモデルの計算結果との比較の際に必要なとされる予備電離プラズマの密度と温度および外部トロイダル磁場の立ち上がり速度の実験値について言及しておく。これらの値はモデルにおける計算値を求めるときの種々のパラメーター（報告ⅢのSとB）を決める際に必要となるものである。われわれは予備電離プラズマの密度を知るのにまず複探針測定を試みた。この測定から、密度に関しては初期圧の $10 \sim 30\%$ の電離度である結果が得られた。電離度の実験値は初期圧の値によって変化をしているが、両者の値の間には必ずしも規則的な関係はなく、初期圧の $14 \sim 200 \text{ mTorr}$ の範囲でその電離度の値はほぼ上記の範囲にあったということである。これはこの種の装置で発生するプラズマに対する複探針測定の精度の限界であるとみなされる。しかしながら、過去のいろいろな予備電離放電の実験結果から電離度 $10 \sim 30\%$ は妥当な値である。そこで、われわれは解析に用いる予備電離プラズマの密度の値の一つとして、上記範囲の中間をとって初期圧の 20% 電離度を用いることにする。また、報告Ⅰの第4節でも述べたように、不完全予備電離プラズマのピンチ実験では、残っている中性原子は圧縮過程でその殆どが電離されて、ピンチ終了時にはプラズマは 100% 電離の状態に達していると考えてよい。このために、解析は 100% 電離度の場合も行われる。一方、温度に関しては、複探針測定では電

*) 主放電直前の予備電離プラズマの密度と温度およびバイアス磁場の値が実験的に知られているならば、時刻 t_0 は両圧力の均衡する条件（または報告Ⅲの式(2.3)）から理論的に求められ得る。実際に、本報告の実験におけるその値を求めると、実験条件によって若干変化するが、およそ $t_0 = 0.1 \sim 0.5 \mu\text{sec}$ 程度となり、観測波形の t_b より小さい。

子温度の値が 10 eV 以上というかなり高い結果を得た。この原因は明白でないが、予備電離プラズマの電子温度としては余りにも高すぎるように思われる。そこで、前に述べたように、予備電離の段階ですでに z 回路を放電していることから、ループ電圧とプラズマ電流を測定することにより予備電離プラズマの電気抵抗率を求め、この値から電子温度を導くことを試みた。この方法ではプラズマ電流の最大になる時刻ではかなり正確に電子温度を求めることができる。われわれはこのときの電子温度の値から主 θ 放電開始時刻における予備電離プラズマの電子温度を推定した（文献 4）の 3.3 節参照）。この温度の値は初期圧およびバイアス磁場によって若干変化するが、電離度を 20% とするとき 1.9 ~ 2.8 eV の範囲にあり、平均して 2.4 eV となる。また、この電子温度に関しては、次のような方法も試みられた。それは、主放電後の圧縮がまだ顕著でない初期の時間領域における磁場の拡散係数を測定し、これよりプラズマの電気抵抗率を求めて電子温度を算出する方法である。この方法による測定結果は 2 ~ 3 eV の範囲にあり、ループ電圧測定の場合とほぼ一致したものになっている。⁴⁾ このようにして、われわれはループ電圧測定の結果を予備電離プラズマの電子温度の値として妥当なものと結論し、そして、電子温度とイオン温度は等しいものと仮定して、^{*} 解析に用いるプラズマ温度を $T = 5.6 \times 10^4$ °K (4.8 eV) とした。次に、圧縮の際ピストンの役割を演ずる外部トロイダル磁場を報告Ⅲの式 (Ⅲ 2.1) のようにとるとき、主 θ 放電開始時のその立ち上がり速度 $(dB_e/dt)_{t=0}$ が解析に必要となる。この値は磁気探針による真空磁場（またはプラズマのあるときの放電管壁におけるトロイダル磁場）の観測波形から、放電開始後 1 μ sec の時刻における波高値を用いて算出された。主放電 θ 回路のキャパシターを 20 kV に充電した典型的な場合におけるその値は $(dB_e/dt)_{t=0} = 5.45 \times 10^8$ gauss/sec である。

§ 3. 実験結果および考察

ここでは、実験によるピンチ・プラズマの最大圧縮時間の測定結果を述べ、これらと MHD 衝撃波モデルによる計算結果との比較、検討を行う。数値解析には報告Ⅲ³⁾ の計算式が用いられる。

第 2 図 (a) はバイアス磁場 190 ガウスを印加した場合の最大圧縮時間の初期圧依存性を示す。同図 (b) および (c) はバイアス磁場がそれぞれ 400, 560 ガウスの場合の結果である。×印が

*) この仮定は実験的には必ずしも自明のことではないが、電磁流体力学に基づくモデルの解析でこのように考えるのは妥当であろう。

(a) : バイアス磁場 190 ガウスの場合 (b) : バイアス磁場 400 ガウスの場合 (c) : バイアス磁場 560 ガウスの場合

第2図 最大圧縮時間の初期圧依存性

前節で述べた方法で測定された実験値であり、実線はモデルによる計算値である。前節で述べたように、計算値はプラズマの電離度が20%と100%の場合の2通りについて求められた。ここで、典型的な実験条件のもとでのモデルに関係した二つのパラメーター S 、 B の値を参考のために示しておくと、初期圧 70 mTorr、バイアス磁場 400 ガウスおよび主 θ 放電回路のキャパシター 20 kV 充電の場合におけるそれらの値は、20%電離で $S = 0.384$ および $B = 1.435$ であり、100%電離で $S = 0.574$ および $B = 0.642$ である。

これらの図から、まず第一に、実験から得られるプラズマの最大圧縮時間は計算値と同様にほぼ初期圧の $1/4$ 乗に比例して長くなることがわかる。この比例関係は、実験的には、既に、 S 、 $Kiyama$ ⁵⁾ のバイアス磁場のない場合の直線 θ ピンチの実験でも報告されており、彼等は実験結果の解析を反射イオンモデルで行っている。また、計算値におけるこの比例関係は、図の実線で示されているMHD衝撃波モデルによるものの他に、これまでによく知られている雪かきモデルや反射イオンモデルにおいても与えられることである。しかしながら、理論的にすっきりした形でこれらのモデルにプラズマ圧力やバイアス磁場の効果を考慮することは必ずしも簡単でない。このような観点から、われわれはこの一連の報告で電磁流体力学にその基礎をおくMHD衝撃波モデルを提案したものであり、したがって、本報告では原則としてこれらのモデルについては言及しない。ただ、雪かきモデルについては、単なる参考として、後に、第2図(b)の実験結果と関連させて若干の考察を行う。

さて、第2図において、バイアス磁場のいずれの値の場合でも、実験値が20%電離よりむしろ

100%電離の場合の計算値によく一致していることは非常に興味深い。もともと、モデルによる計算値は、主放電印加直後から最大に圧縮する時刻までの間、プラズマがその電離度の値のままの状態にあることを前提として算出されたものである。しかしながら、通常のピンチの実験における同様に、本報告の実験においても最初不完全電離であったプラズマは、圧縮過程の途中において残っている中性原子が電離してゆき、最も収縮した時にはほぼ完全電離に近い状態になっていると考えてよい。そして、主放電印加後の極めて早い時間にそれらの中性原子のほとんどが電離すると仮定できるならば、実験値が20%電離より100%電離の計算値に一致することの方が妥当であろう。また、この実験事実と上の考察に関連して、われわれは、バイアス磁場のないときのモデルの検証の一つの例として、報告Ⅰで述べたScylla 1-Bの実験に関する考察¹⁾を思い起す。

Scylla 1-Bの実験によるプラズマの密度は、まず、15%電離の計算値に沿って時間変化し、この電離度の場合の最大圧縮時間を過ぎた付近からそれは急激に増加する。その後、プラズマの密度は、ほぼ100%電離の計算曲線に沿って変化し、そして、プラズマはこの電離度の場合の最大圧縮時間の計算値付近で実験的に最大圧縮に達していることが報告された。本報告における実験においても当然Scylla 1-Bの実験に類する現象が起きていることが考えられて、実験値が100%電離の計算値によく一致することは十分に理解されることである。

われわれは、参考のための一例として、最大圧縮時間の雪かきモデルによる計算結果を第2図(b)に示した。図の破線がそれである。また、この計算に関係したモデルの概要と若干の考察を附録Aに述べておいた。図は、MHD衝撃波モデルの場合とは逆に、実験値が20%電離のときの計算値に一致していることを示している。この傾向は他のバイアス磁場の値のときも同様である。しかしながら、前に述べたように残っている中性原子の殆どが圧縮の過程で電離されることを考えると、この一致は理解しがたいように思われる。だからと言って、この事実だけから雪かきモデルが実験と一致しないと一般的に結論することは妥当ではない。しかし、われわれはプラズマが流体的振る舞いの側面を十分にもっている低温、高密度のプラズマのピンチ実験では、この一連の報告で提案しかつ議論をしてきたMHD衝撃波モデルの方がより実際のでもっともなモデルのように考える。附録Aのような形で求めた雪かきモデルによる最大圧縮時間に対する計算値は、パラメータSとBのすべての値の範囲で、MHD衝撃波モデルによるものより大きい値を与える傾向にあることをつけ加えておく。

次に、第3図に最大圧縮時間のバイアス磁場依存性を示す。○印と×印は初期圧がそれぞれ50 mTorr と 100 mTorr の実験値であり、実線はその圧力で100%電離を仮定したときのモデ

ルによる計算値である。最大圧縮時間の実験値および計算値はともにバイアス磁場が強くなるにしたがって小さくなることがわかる。そして、実験値のバイアス磁場依存性の傾向はほぼ100%電離の計算値のそれに一致している。このバイアス磁場依存性の実験事実は、報告ⅡおよびⅢの解析結果を通じて、次のような二つの理由から説明される。その一つは、バイアス磁場が強くなるとともに衝撃波面の速度は大きくなることである。しかし、最大圧縮時間は主放電開始時刻からプラズマが最大に圧縮されるまでの時間で定義されているので、この理由だけでは実験事実を説明することは必ずしもできない。もう一つの理由はプラズマが圧縮を開始

第3図 最大圧縮時間のバイアス磁場依存性

する時間、つまり報告ⅡまたはⅢで定義された初期時間のバイアス磁場依存性にある。報告Ⅲの第2節で詳細に述べたように、ピストンの役割を演ずる外部磁場の設定を式(Ⅲ 2.1)のようにとるとき、初期時間の値はバイアス磁場の値が大きくなるにつれて小さくなってゆく。これがもう一つの理由である。実験結果の解析において、外部磁場が式(Ⅲ 2.1)のような形をとることの正当性は、本報告第1図の磁場の観測波形から明らかである。外部磁場を報告Ⅱのようにとるとき(式(Ⅱ. 2.16)), 初期時間の値はバイアス磁場とともに増加してゆき、そして、その増加分は第一の理由による衝撃波面の速度に起因する圧縮時間の減少分に打ち勝って、結果として最大圧縮時間はバイアス磁場とともに大きくなる。したがって、報告Ⅱにおける解析では実験事実は説明できなくなる。以上の考察の観点から、われわれは初期時間を直接に測定することは困難であるが、最大圧縮時間のバイアス磁場依存性の実験は報告Ⅲにおける初期時間とバイアス磁場の関係の間接的な証明と考えることもできる。

第4図に、外部磁場の立ち上がり速度と最大圧縮時間の関係を示した。実験はバイアス磁場と初期圧の値を固定したいくつかの場合がなされて計算値との比較がなされたが、それらの傾向はすべての場合について全く同じであるので、ここではバイアス磁場400 Gauss, 初期圧90mTorrの典型的な場合の一例を挙げるにとどめる。図における×印は実験値であり、実線はモデルによる計算値である。同図より、外部磁場の時間的立ち上がり勾配が大きい程プラズマの圧縮は早く完了することが理解される。また、初期圧依存性のときと同様に、実験的に得られるプラズマの最大圧縮

第4図

外部磁場の立ち上がり速度と最大圧縮時間の関係

時間は100%電離を仮定した計算曲線にほぼ一致していることがわかる。

最後に、以上の本報告でなされた実験結果とその解析に関連した三つの事柄について若干の考察を述べておこう。まず第一に、実験はトロイダル型の装置で行われたために、プラズマの圧縮運動へのトロイダル効果についてである。主 θ 放電後のプラズマ柱の流しカメラ写真測定によると、最大圧縮時にはプラズマはほぼ放電管断面の中心に圧縮をしており、そして、実験条件にも関係するが、プラズマ柱がドーナツ形状の外側に向かって運動をして壁に到達するの

は放電後約10 μsec である。したがって、放電開始後2~3 μsec の間で生ずるプラズマの圧縮過程へのトロイダル効果は無視できると考えてよいだろう。このことから、解析においてわれわれはプラズマの形状が直円筒であることを仮定した。第二の事柄はプラズマ電流 I_p の圧縮運動への影響についてである。実験において主 θ 放電開始時にその値が零から立ち上がるような若干のプラズマ電流が流されており、この電流の圧縮運動への影響が考えられる。しかし、本報告の実験条件の範囲内ではこの電流のつくるポロイダル磁場の大きさは主 θ 放電によるトロイダル磁場の約1/10程度のものである。したがって、プラズマの圧縮現象は殆どトロイダル磁場によって支配されていると考えてよい。第三の事柄は解析における予備電離プラズマの温度の値についてである。その温度の値の決定は第2節に詳しく述べたが、厳密なことを言うならば、実験条件毎にそれに対応した温度でもって解析が行われなければならない。それにも拘らず、モデルによる解析では、われわれはバイアス磁場や初期圧等の実験条件が変化してもプラズマ温度を一定とみなした。このことは次のような理由によるものである。われわれが行った実験条件の範囲内で電子温度の測定値は1.9~2.8 eVと狭い範囲でだけ変化しており、その変化は測定の誤差の範囲にあって必ずしも規則的ではなかったことにある。そして、もう一つの理由はモデルによる最大圧縮時間の計算値が予備電離プラズマのプラズマ温度の考えられ得る値の範囲では殆ど変化をしないことである。このことを示すために、われわれは温度の値が1.7~8.6 eV (2×10^4 °K ~ 10×10^4 °K) の範囲における最大圧縮時間の温度依存性を第5図に示しておいた。かくして、プラズマ温度を一定と

した解析結果と実験結果の比較に関する本報告でなされた考察は妥当なものであると言える。

§ 4. あとがき

本報告で、われわれは小型トロイダル・ピンチ装置を用いてバイアス磁場のある場合のプラズマの最大圧縮時間の実験結果を述べ、報告Ⅲのモデルによる計算結果との比較を行った。本報告で得られた結果は以下になる。

第一に、プラズマの最大圧縮時間は初期圧の $1/4$ 乗に比例する関係にあること、第二に、バイアス磁場が強い程この時間は短いこと、第三に、外部磁場の立ち上がり速度が大きくなるにつれて、最大圧縮時間は短くなることが実験的に確かめられた。第四に — これが本報告の最大の結果であるが — MHD 衝撃波モデルがこれらの実験結果を非常によく説明することである。換言すれば、この一連の報告で提案され、かつ、議論された θ ピンチ・プラズマの圧縮過程に対するモデルの一つの実験的な検証が与えられた。

ここで、実験結果について若干の見解を述べておく。本報告でなされた実験条件の範囲内では、第一の実験結果はかなり正確にその比例関係が成立していることを示している。MHD 衝撃波モデルによれば、この関係は実験条件に対応したモデルの二つのパラメーター S および B (定義式は (Ⅱ 2.19)) の値の範囲では、量 t_1 ((Ⅱ 2.18)) によって無次元化された最大圧縮時間 $\tau_p = t_p / t_1$ がほぼ同じ値をとることに起因している。即ち、このようなとき $t_p \propto t_1$ となり、したがって、 $t_p \propto \rho_1^{1/4} \propto p_0^{1/4}$ となるからである (ρ_1 は圧縮前のプラズマ、つまり予備電離プラズマの質量密度である)。しかしながら、 S および B の値のより広い範囲にわたっての実験が行われるならば、この比例関係は必ずしも成立しない。このことは報告ⅠからⅢまでの τ_p の S および B 依存性の解析結果から明かである。ところが、このような広い範囲の実験条件にわたっての実験は、パラメーターの値を変化させるための実験装置やピンチ・プラズマ生成に関係した実験上の制限あるいはモデルに考慮されていない他の物理現象の検討を必要とするという解析上の難しさから、かなりの困難を伴うであろう。第二の結果は、モデルの立場から眺める

第5図 最大圧縮時間のプラズマ温度依存性
(モデルによる計算結果)

ピンチ・プラズマの圧縮過程に対する一つのモデルⅣ

とき、前節に詳しく述べたように、プラズマが圧縮を始める初期時間のバイアス依存性を強く反映したものである。初期時間はプラズマ内部の圧力と外部圧縮磁場の圧力が平衡することから得られるものであり、実験的には直接測定することは困難な量であると考えられる。したがって、第二の実験結果はこの依存性の間接的な証明になっていると考えてよいであろう。第三の結果はこの種のピンチ・プラズマの圧縮過程の実験では至極当然のことである。

最後に、MHD衝撃波モデルの有効性がピンチ・プラズマの最大圧縮時間に対して実験的に検証されたことは重ねて強調されるべきことである。このモデルは本報告の実験結果の解析でみられたように、正バイアス磁場の場合の θ ピンチ・プラズマの圧縮過程に対して非常に有用である。報告Ⅲの外部磁場の表式(Ⅲ 2.1)において、バイアス磁場 B_1 を負の値にとれば、モデルは負バイアス磁場の場合においても原則的に使用できる。しかし、この場合においても、正バイアス磁場の場合におけるように実験事実をよく説明するか否かは現在の段階では明白でない。これは今後の検討すべき興味ある問題である。

適切なアドバイスを頂いた宇都宮大学の本沢忠夫氏に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 松浦健哉, 柴田兼敏 ; 核融合研究 46 (1981) 605.
- 2) 松浦健哉, 柴田兼敏 ; 核融合研究 46 (1981) 629.
- 3) 松浦健哉, 柴田兼敏 ; 核融合研究 48 (1982) 549.
- 4) 柴田兼敏, 松浦健哉 ; 核融合研究 48 (1982) 173.
- 5) 木山 学 ; 電子技術総合研究所研究報告 第787号 (1978).
- 6) M. Rosenbluth, R. Garwin, and A. Rosenbluth ; Los Alamos Report—LA—1850 (1954).
- 7) L. A. Artsimovich : Controlled Thermonuclear Reactions, Oliver and Boyd. London 1964.

附 録 A

雪かきモデル⁶⁾の概要とそれに関する若干の考察を述べておこう。よく知られているように、このモデルは、円柱状のプラズマにおいて、磁場ピストンによってかき集められてゆくプラズマで形成される無限に薄い境界プラズマ層の中心軸への運動として定式化されている。その層の運動の式は

$$\frac{d}{dt} \left\{ \pi \rho_1 (r_0^2 - r^2) \frac{dr}{dt} \right\} = -\frac{r}{4} B_e^2(t) + \frac{r}{4} B_i^2(t) + 2\pi r p(t) \quad (A.1)$$

で与えられる。 ρ_1 はプラズマの初期質量密度、 r_0 は放電管の半径、 B_e はピストンの役割を演ずる真空外部磁場、 B_i はプラズマの内部磁場（バイアス磁場）、 p はプラズマの圧力である。通常、雪かきモデルは右辺第1項の外部磁場による圧力だけを考慮するのが普通である。しかしながら、ここでは、プラズマの圧縮を抑制する方向に働くバイアス磁場とプラズマの圧力の効果を含めることにする。圧縮運動の任意の各時刻において、バイアス磁場の磁束密度がプラズマ内部で保存されることおよび L. A. Artsimovich⁷⁾に従ってプラズマ圧力が断熱圧縮の性格をもつことを仮定するとき、(A.1)は容易に書き改められて、その無次元化した式は、

$$\frac{d}{d\tau} \left\{ (1-x^2) \frac{dx}{d\tau} \right\} = -x\tau^2 - 2BSx\tau + B^2S^2 \frac{1-x^4}{x^3} + \frac{2S^2}{\gamma} x^{-2\gamma+1} \quad (A.2)$$

となる。ここで外部磁場は、報告Ⅲと同様に、

$$B_e(t) = B_1 + \left(\frac{dB}{dt} \right)_{t=0} t$$

の形にとられた。 x , τ , S および B なる量は、本報告を含めた一連の電磁流体力学的衝撃波モデルに関する報告におけると同じように、

$$x = \frac{r}{r_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_1}, \quad S = \frac{a_1 t_1}{r_0}, \quad B = \frac{b_1}{a_1}$$

$$t_1 = \frac{(4\pi\rho_1 r_0^2)^{1/4}}{\left(\frac{dB}{dt}\right)_{t=0}^{1/2}}, \quad a_1 = \sqrt{\frac{\gamma p_1}{\rho_1}}, \quad b_1 = \sqrt{\frac{B_1^2}{4\pi\rho_1}} \quad (A.3)$$

で定義された。 B_1 と p_1 はそれぞれバイアス磁場とプラズマ圧力の初期値である。圧縮を始める初期時間 τ_0 は、 $x=1$ において (A.2) の右辺がゼロとなるとき τ の値で与えられ、それは

$$\tau_0 = \left\{ \sqrt{\frac{2}{r} + B^2} - B \right\} S \quad (\text{A. 4})$$

となる。境界層の運動の軌跡 $x(\tau)$ は $\tau = \tau_0$ で $x = 1$ なる初期条件のもとで、(A. 2) を数値計算することで求められる。そして、最大圧縮時間は $x(\tau) = 0$ となる時刻で定義される。雪かきモデルによる最大圧縮時間と初期圧の関係を示す第2図(b)の破線は、このようにして得られたものである。

バイアス磁場とプラズマ圧力の効果を上のような形で導入した雪かきモデルの定式化において、われわれは強調しておかねばならないことがある。外部磁場ピストンでかき集められてゆくプラズマ粒子は、すべて、無限に薄い境界層に集積されると考えられているが、それに反して、プラズマの圧力とプラズマに凍りついて運動するバイアス磁場の磁束は運動の各時刻毎に圧縮されてゆくプラズマ柱の断面内に瞬時に平均化されなければならない。これら二つの事柄は、その平均化において粒子間の衝突という物理的な機構を想定するとき、互いに相矛盾することになるだろう。雪かきモデルの基本式をもとに、これらの矛盾が生じないように問題を定式化する“修正された雪かきモデル”を考えることも可能である。しかしながら、われわれはそのような修正された雪かきモデルを考えるよりも、むしろ、問題に対する正攻法として、電磁流体力学に忠実にその基礎をおく新しいモデルの提案を意図した。つまり、本報告を含めての一連の報告の出発点は、この報告でなされた実験結果をどのように説明するかということとともに、この目的のためにどのようなモデルをつくったらよいかであったとも言える。勿論、雪かきモデルはバイアス磁場とプラズマ圧力の圧縮運動への効果を無視する限り、上記のような矛盾は生ずることなくプラズマ・ピンチに対して簡単でかつ物理的に明快なモデルである。