電流波形制御高密度Zピンチ放電

正員 石井 彰 三 (東工大)

正員 原 築 志 (東京電力)

正員 蘭田 不二夫 (住友電工)

正員 福田 昌 宏 (東工大)

正員 林 泉 (東工大)

1. ま え が き

速いピンチ放電を使えば、高温 ($\sim \text{keV}$), 高密度 (10^{17} cm^{-3} 以上) プラズマが容易に得られることは、テータピンチあるいはZピンチとして良く知られている。Zピンチでは、更に 10^{19} cm^{-3} 以上の高密度とするとプラズマフォーカス⁽¹⁾, 核融合⁽²⁾, 大強度パルスX線源⁽³⁾への応用がある。このような様々なZピンチ放電の応用分野では、強いプラズマ圧縮を効率良く行なう方法の確立が重要な課題の一つである。

ところで、速いZピンチに関する従来の実験では、放電電流が正弦波状に立上っている。これは電源としてコンデンサを使うため、高密度プラズマを得る目的からすれば、正弦波の電流でなければならない理由は何もない。むしろ、低インダクタンスのコンデンサバンクから立上り時間 $1 \sim 2 \mu\text{s}$ 以下の大電流でZピンチを駆動すると、強い衝撃波が半径方向へ生じ、プラズマ柱本体の圧縮そのものは大きくならない。すなわち、温度の上昇は著しいが、粒子数密度の大きな増加は得られないことは、Rankine-Hugoniotの関係式から明らかである⁽⁴⁾。

この問題の解決策の一つとして、次の方法が考えられる。まず、放電電流を時間的にプログラムして、マ

ッハ数が1に近い複数の弱い衝撃波をプラズマ電流層の前面に順次発生させる。これら複数の衝撃波フロントが放電管軸上へ同時に到着するようにしておけば、管軸の位置において弱い衝撃波の重ね合わせにより実効的に強い衝撃波が得られる可能性がある。これと類似の考え方は、既にレーザー核融合の分野では、照射するレーザー光パルス強度波形を制御して、燃料ペレットを断熱圧縮し最終的に強い圧縮を得る方法として提案されている⁽⁵⁾。また、一次元の平面波モデルを使った理論も報告されている⁽⁶⁾。

Zピンチのこの種の圧縮に関する理論はPotter氏によって報告されており⁽⁷⁾, 正弦波でなく電流の時間微分が正となるような電流波形が示されている。実験でこれら所定の放電電流に制御することは、技術的に現状では困難である。著者らは近似的にこれと近い放電電流波形を、容量および充電電圧の異なる二種のコンデンサバンクを適当な時間差で放電させる簡単な方法により得て、上述した方法の可能性を調べることを試みた。高密度Zピンチプラズマを実現するための最適な放電電流波形に関する理論的検討は十分になされているとは言えないが、原理的には多数のコンデンサを順次投入すれば任意の波形を得ることは可能である。

今回の実験条件下では、複数の衝撃波の重ね合は実現できなかった。しかしながら、単純な正弦波でない波形の放電電流立上りとする、異なるメカニズムにより最大ピンチ時の電子数密度の増加現象を生じさせることのできるなどの成果が得られたので報告する。

Zピンチに関した本論文で述べるような実験例は、著者らの知る限りではこれまでのところ皆無である。

Tailored Pulse Current Dense Z-pinch Discharge. By Shozo Ishii, Member (Department of Electrical and Electronic Engineering, Tokyo Institute of Technology), Tsukushi Hara, Member (The Tokyo Electric Power Co., Inc.), Fujio Sonoda, Member (Sumitomo Electric Industries Ltd.), Masahiro Fukuda, Member & Izumi Hayashi, Member (Department of Electrical and Electronic Engineering, Tokyo Institute of Technology).

石井彰三: 正員, 東京工業大学電気電子工学科

原 築志: 正員, 東京電力(株)技術開発本部

蘭田不二夫: 正員, 住友電工(株)

福田昌宏: 正員, 東京工業大学大学院博士課程

林 泉: 正員, 東京工業大学電気電子工学科

若干関連のある実験として、 T チューブを用いた二段階衝撃波の報告はあるが⁽⁸⁾⁽⁹⁾、いずれも一次元の現象であり、衝撃波の駆動機構に熱的な要素も加わり、純然たる電磁力だけではない。このため、これらは Z ピンチの問題に対して十分な解答を与えない。

2. 実験装置

〈2.1〉 Z ピンチ装置 直線 Z ピンチ装置は、放電管内径 7.6 cm, Z 放電電極間距離 61 cm である⁽¹⁰⁾。使用気体はヘリウムで、封入圧力を 100 mTorr とした。本論文では複雑な波形制御を行わず、二つのピンチ現象が重なり合う場合に注目した。緩やかに立上る放電電流を初めに流し、その後適当な時間間隔をおいて急速に立上る電流を加えて、先行するピンチプラズマ層に対し、後続のプラズマがどのように振舞うかを調べた。

実際の放電回路は図1のようであり、4~8 kV に充

図1 Z ピンチ放電回路

Fig. 1. Z -pinch discharge circuit.

電した 4.85 μF のコンデンサ放電に引き続き 0~2 μs 経過後、17~22 kV に充電した 2.05 μF のコンデンサを放電させた。なお、これらの電圧範囲では実験結果が類似の傾向であったので、本論文のデータは初段のコンデンサを 8 kV, 二段目を 20 kV に充電した場合のものを取上げる。このとき、初段および二段目の放電電流立上り速度 $\dot{I}_1, \dot{I}_2$ は、それぞれ 8.8×10^9 , 5.8×10^{10} A/s であった。二種類のコンデンサ放電の投入時間差 T_D は、遅延パルス発生器と高電圧パルス発生器を組合せて調節し、その典型的な電流波形を図2に示す。予備電離は最大電流値が約 5 kA, 減衰時間 10 μs の Z 放電を用いて、主放電開始前 20 μs の時刻に行なった。

〈2.2〉 測定 圧縮過程における電磁界分布は、磁気探針および電界探針を用いて求めた。磁気探針は直径 2 mm の検出コイルを外径 5 mm のパイレックスガラス管に納めたものである。測定は探針を 5 mm おきに半径方向へ移動して行なった。電界探針には直径 0.5 mm, 長さ 2 mm のタングステン線が 2 mm の間隔で、外径 5 mm のパイレックスガラス管の先端部に取付けられている。電界測定では、既に報告した発光ダイオードと光ファイバを組合せた光信号伝送系を使い⁽¹⁰⁾、オシロスコープとの電氣的絶縁、雑音除去性能の向上を図った。放電管軸上での電子数密度の時間変化をレーザ干渉計で求め、各条件におけるプラズマ圧縮状態を比較した。このためのマッハツェンダー干渉計は He-Ne レーザを管軸方向から入射させるが、光学系には通常の反射鏡を用いずに光ファイバを

図2 コンデンサ二段放電電流波形

Fig. 2. Two step capacitor discharge current waveforms.

使って光路を構成した⁽¹¹⁾。このようにすると、比較的场所をとる反射鏡の代わりに光ファイバの入射部分だけを置けば良いので、干渉計を組む際の放電管付近の限られた空間の制約が軽減できる特長がある。

3. 実験結果

〈3・1〉 電子数密度 プラズマの長さを放電電極間距離とみなせば、干渉計で得たフリンジシフト数から電子数密度 n_e が求められる。いま、一段目のコンデンサ C_1 を 8 kV に、二段目 C_2 を 20 kV にそれぞれ充電し、 C_1 に対する C_2 の放電投入時間遅れ T_D を変えたときの放電管軸上 $r=0$ における電子数密度 n_e の時間変化を図 3 に示す。なお、本論文では一段目のコンデンサが投入された時刻を時間原点 $t=0$ とする。ピンチしつつあるプラズマ層の先端部が管軸に到達した時刻から n_e は増加を始め、この時刻から約 $0.5 \mu\text{s}$ 後の最大ピンチ時に最大値となる。この値を以後 N_e とおく。主たるプラズマ圧縮が二段目の放電電流によるので、 T_D を大きくするにつれて電子数密度の増加開始時刻は遅くなる。 $T_D=1.8 \mu\text{s}$ では一段目の電流が管軸に到達した後 $1 \mu\text{s}$ で初めて二段目の放電の影響が現われている。図のように投入時間差 T_D を変えていくと、各場合で最大ピンチ時に得られる電子数密度、 N_e の値が変化していくのがわかる。

この様子は T_D を横軸にとり、 n_e の最大値 N_e を

図 4 のように示せば更に明確となる。すなわち、 T_D が $0.6 \mu\text{s}$ 以内では Z ピンチで到達する N_e は $(4.6 \pm 0.4) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ で一定であるが、 $0.6 \mu\text{s}$ を越えると N_e は増加を始める。 $T_D=1.3 \mu\text{s}$ としたときに極大値 $6.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ となり、それ以後では逆に減少する。この結果は、コンデンサの蓄積エネルギーが同

図 3 放電管軸上における電子数密度の時間変化
Fig. 3. Temporal behavior of electron number density at the discharge tube axis.

図 4 軸上における電子数密度の投入時間差 T_D に対する依存性
Fig. 4. T_D and the maximum electron number density at the axis.

一であっても、放電電流の立上り方を制御することにより、ピンチで得られる電子数密度を約40%増加できたことを意味する。このように投入時間差 T_D の変化による最大電子数密度 N_e の極大値の存在が、種々の充電電圧でも観測された。ただし、一段目コンデンサの充電電圧を高くすると極大値を与える時間 T_D は短くなる傾向にあった。

〈3・2〉 磁界分布と電流密度分布 図4中で最も高い電子数密度が得られた $T_D=1.3\mu\text{s}$ と、二つのコンデンサを同時に放電した $T_D=0\mu\text{s}$ それぞれの場合について、磁気探針で求めた方位角方向磁界の半径方向分布 $B_\theta(r)$ を図5に示す。両者の違いは、 $T_D=1.3\mu\text{s}$ の場合における一段目放電電流による磁界の深い浸み込みと、管軸付近 ($r<2.5\text{ mm}$) での大きな磁界こう配に見られる。

二段目の放電電流が立上っても、磁界分布は一段目に連続した形で増加し、管壁から新たな磁界こう配の

発生とその半径方向への進展は生じなかった。この傾向は T_D の値によらず変わらない。すなわち、磁界測定からは独立した二段目の電流層は検出できなかった。直線状のZピンチ放電では後続の放電電流が必ずしも管壁付近から流れ始める必要はなく、既に形成されている導電率の高いプラズマ層中に直接流れる可能性がある。本実験結果はこの場合に相当している。一方、Tチューブを使った電磁熱衝撃波の実験では、先発、後発二つの発光層の移動が明確に観測され、後続する衝撃波の追い付き現象も検出されている⁽⁹⁾。これはエネルギー注入される場所が衝撃波管の終端部分に限定されているために、二つの衝撃波の分離が容易なためである。

アンペアの法則により、図5から電流密度分布を求めると図6となる。 $T_D=1.3\mu\text{s}$ の場合、プラズマ電流の集中が著しく、最大 $2.6\times 10^8\text{ A/m}^2$ であり、 $T_D=0$ の場合の1.7倍である。特定の T_D における電子

図5 方位角方向磁界 B_θ の半径方向分布

Fig. 5. Radial distributions of azimuthal magnetic field B_θ .

図6 電流密度 J_z の半径方向分布

Fig. 6. Radial distributions of axial current density J_z .

図7 投入時間差 T_D による電子温度の変化

Fig. 7. T_D dependence of electron temperature at the axis.

数密度の増加は電流の集中度からも裏付けられる。

(3.3) 電子温度 電界探針を用いて管軸上 $r=0$ での軸方向電界成分 E_z を測定し、電子温度の推定を行なった⁽¹⁰⁾。管軸上では $B_\theta=0$ なのでオームの法則は、

$$J_z = \sigma E_z \dots\dots\dots (1)$$

となる。ここで、 σ は導電率で、

$$\frac{1}{\sigma} = 1.03 \times 10^{-2} \frac{Z \ln A}{T_e^{3/2}} \dots\dots\dots (2)$$

Z : イオン電荷数, $\ln A$: クーロン対数,

T_e : 電子温度 (eV)

電子数密度が最大となった時刻における E_z の実測値と、磁界分布から求めた J_z を(1)式に代入すれば σ の値が得られる。電子数密度はわかっているの、(2)式から管軸上での電子温度 T_e が求められ、投入時間差 T_D との関係を示すと図7のようになる。図4において、最大の到達電子数密度を与えた $T_D=1.3 \mu s$ のとき電子温度も最大となっている。

4. 検 討

以上のように、コンデンサ電源の蓄積エネルギーは一定であっても、放電を制御すれば温度、密度などのプラズマパラメータを変化できる可能性は実験的に明らかとなった。そこで、図4に示された実験結果が当初の意図どおりの機構によるものか否かについて考察する。本論文の着想は、レーザー核融合における燃料ペレット圧縮法の類推から複数の衝撃波を管軸上で重なり合せ、強い圧縮を得ようとするものであった。

しかしながら、ピンチ過程における電流密度の半径

方向の変化は図6のようになだらかな形をしており、電流層と、いわゆる衝撃波フロントの分離が明らかでなかった。また、後続する放電電流層の追いつき現象も観測されなかった。これらのことから、本実験結果では当初の考え方に対応する現象は起きておらず、電子数密度の増加は別の理由によるものとしなければならない。

まず、先行する放電が予備電離的な働きをするために、密度の増加現象が生じた可能性を考える。同一のコンデンサバンクであるならば、Zピンチ放電では予備電離を加えないほうが最大圧縮時の電子数密度は高くなる。これは圧縮力が一定ならば、温度の低い気体を圧縮するほうが高い密度となることによる。例えば、近い実験条件であるが、予備電離を加えなかった場合の結果を示す図8では、図4に比べ全体に電子数密度は1.7倍程度高い値をとっている。すなわち、予備電離効果が原因とする考え方では図4の実験結果を説明できない。

ところでZピンチの圧縮過程では、プラズマはプラズマ半径に応じてインダクタンスが、温度変化に応じて抵抗が時間的に変化する負荷である。一方、電源側でも複数のコンデンサが投入されるので、電源インピーダンスが変化する。これはプラズマと電源との結合度が時々刻々変化することを意味し、電源との結合が強くなればプラズマに注入されるパワーが増加する。注入パワーが大きくなればプラズマ圧縮も効果的に行なわれ、電子数密度の増加現象が予想される。

電子温度の変化を評価するのは容易でないが、プラズマのインダクタンスはプラズマ半径がわかれば良い。そこで、プラズマの導電率を無限大と仮定した簡単なモデルによる計算を行なうこととする。圧縮過程におけるプラズマ半径を雪かきモデルで求め、プラズマをインダクタンス負荷として、電源も含めた回路方程式と組合せてプラズマの運動に対応した電源との電氣的結合を評価してみる。ここでは電源と時変数インダクタンス負荷との最適結合を検討した Katzenstein 氏の手法を応用する⁽¹²⁾。

雪かきモデルは半径 r の位置の無限に薄い厚みの層に、初期密度 ρ_0 のプラズマがかき集められながら半径方向に運動していくとするもので、Zピンチの場合は次式で示される。

$$\frac{d}{dt} \left\{ \rho_0 \pi (r_0^2 - r^2) \frac{dr}{dt} \right\} = - \frac{\mu_0 I^2}{2\pi r} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 r_0 : 放電管半径, I : 放電電流, μ_0 : 真空中の透磁率

図 8 予備電離をしない Z 放電で得られた電子数密度の投入時間差 T_D による変化
Fig. 8. Electron number density obtained in the discharge without preionization.

図 9 モデル計算に用いた放電回路
Fig. 9. Discharge circuit used for the calculation.

次に、放電回路はプラズマの導電率を無限大とし、各部分の抵抗を無視して図9のようにする。ここで、コンデンサ容量: C_1, C_2 , スイッチを含めたそれぞれのコンデンサバンクの残留インダクタンス: L_1, L_2 , ケーブルなどの外部インダクタンス: L_e , プラズマのインダクタンス: $L(t)$ とおく。放電管の周囲に半径 r_1 , 長さ l の同軸状電流帰路導体があるとすれば、

$$L(t) = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r} \quad (4)$$

である。各コンデンサを流れる電流を I_1, I_2 とすると

$$I = I_1 + I_2 \quad (5)$$

で、回路方程式は

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_1} \int I_1 dt + (L_1 + L_e) \frac{dI_1}{dt} + \frac{d}{dt}(LI_1) \\ + L_e \frac{dI_2}{dt} + \frac{d}{dt}(LI_2) = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_2} \int I_2 dt + (L_2 + L_e) \frac{dI_2}{dt} + \frac{d}{dt}(LI_2) \\ + L_e \frac{dI_1}{dt} + \frac{d}{dt}(LI_1) = 0 \quad (7) \end{aligned}$$

となる。

スイッチ S_1 を投入し、その後、時間遅れ T_D でスイッチ S_2 を投入するものとして(3), (6), (7)式を数値的に解いた。各回路定数は実験条件に合せ、インダクタンスは $L_1 = 0.684 \mu\text{H}$, $L_2 = 0.269 \mu\text{H}$, $L_e = 0.05 \mu\text{H}$ とした。

プラズマと電源の結合割合を単純には評価できないが、ここでは次のように行なった。(3)式の雪かきモデルでは最終的なプラズマ半径 r_p が零となってしまうので、適当な半径 r で計算を打ち切る必要がある。実験では $r_p = 5 \sim 10 \text{ mm}$ であったので、一応の目安として $r_p = 5 \text{ mm}$ を選ぶ。そこで、この半径を通過するときにプラズマがもっている半径方向の運動エネルギーを評価の基準とする。すなわち、この運動エネルギーが大きいほどプラズマは強く圧縮され、電源との結合も良いと考える。このようにして求めた T_D を変えたときの運動エネルギーの変化を図10に示す。

図 10 投入時間差 T_D によるプラズマの半径方向運動エネルギーの変化

Fig. 10. T_D dependence of radial kinetic energy of the plasma.

計算モデルでは無限に薄い厚みの電流層としているが、実際の電流分布は図6のように広がっており、すべての粒子もかき集められてはいないので、図10の初期圧の値と結果は必ずしも一致しない。

投入時間差 T_D が $0 \sim 1.5 \mu\text{s}$ の範囲で、比較的高い気圧 0.3, 0.5 Torr では T_D の増加と共にプラズマの運動エネルギーは増加する一方であるが、0.1 Torr では $T_D = 0.8 \mu\text{s}$ 以上では逆に減少し始める。すなわち、適当な条件のときプラズマの運動エネルギーを極大とするような T_D が存在する。このモデルで求められるのはプラズマの半径方向運動エネルギーであり、電子数密度の変化として直ちに対応はできないが、一応の目安と考えられる。このことから、図4の実験結果を説明することができる。

現象の概略は次のように理解できる。プラズマ電流が放電管付近から流れ始める通常の Z ピンチでは、(4)式から明らかなように放電初期でインダクタンスが最も小さく、等価的なインピーダンスも低い。すべてのコンデンサを同時に放電させてしまうと、コンデンサ電圧は時間経過と共に減少する一方であるから、ピンチの進展に伴うプラズマインピーダンスの増加に応じて、プラズマ電流を有効に流すことができない。

そこで、一部のコンデンサを投入してプラズマをある程度ピンチさせ、適当な時間をおいて別のコンデンサを放電すれば、充電電圧に応じてプラズマに電圧が印加され、プラズマに入力されるパワーを増加できる。換言すると、電源エネルギーを負荷へ一度に放出するのでなく、負荷インピーダンスに応じて電源の制御を行なうと、充電エネルギーをプラズマに効率良く注入する有効な方法となる。

なお、ここではプラズマの抵抗を無視したが、放電電極間の端子電圧測定から求めた抵抗分はインダクタンス分に比べて小さく、その時間変化も平坦であることはわかっている⁽¹³⁾。すなわち、プラズマのインピーダンス変化はプラズマ半径に依存したインダクタンス分に大きく影響を受け、抵抗分を無視しても結論に与える効果は小さいと考えられる。

5. あとがき

放電電流の立上りを操作すると、Z ピンチ放電の圧縮過程を制御できる可能性は明らかとなった。単純なコンデンサバンクでは、可変のパラメータとしては容量および充電電圧だけであるが、立上り波形に自由度をもたせることによりピンチ現象を多様化できるよう

になる。しかしながら、その効果が生じる機構は、第1章で述べたプラズマ現象だけに着目したものばかりでなく、本研究で明らかになったように、電源も含めた放電系全体によるものとが複合している。このため、現象の理解は慎重でなければならない。

今回報告した二つのコンデンサ放電を用いた簡単な実験でも、最大ピンチ時に到達する電子数密度を約40%増加させることができた。ただし、その機構はコンデンサの投入位相差により各インピーダンスの時間変化に対応してプラズマと電源の電氣的結合が強められ、効率良くプラズマが圧縮されたためである。

多数の弱い衝撃波の重ね合せにより、放電管軸上で強いプラズマ圧縮の実現を検証するためには実験を改善する必要がある。例えば、適当な衝撃波が発生するよう初期圧と充電エネルギーを選択すること、衝撃波の追いつき現象が観測できるよう空間分布、各時定数に余裕がとれる放電管半径の選定などである。また究極的には、滑らかに変化する任意の波形の放電電流によるZピンチについて、ピンチ現象と放電電流立上り波形との関係を明らかにする必要がある。このとき、電流は1 μ s以内で数百kA程度に立上らなければならないが、そのためには波形が可変のパルス大電流電源技術の開発が急務となる。

(昭和59年10月9日受付, 同60年4月19日再受付)

文 献

- (1) R.H. Lovberg & H.R. Griem (ed.): "Dense Plasma Focus", Method of Experimental Physics, Vol. 9, Part B, p. 187 (1971) Academic Press, New York
- (2) R.L. Hagenson, et al.: "The Dense Z-Pinch (DZP) as a Fusion Power Reactor", Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-8186-MS (1980)
- (3) J. Bailey, et al.: "Evaluation of the Gas Puff Z Pinch as an X-ray Lithography and Microscopy Source", *Appl. Phys. Letters*, 40, 33 (1982)
- (4) Ya. B. Zel'dovich & Yu. P. Raizer: Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol. 1, p. 45 (1966) Academic Press, New York
- (5) J. Nuckolls, et al.: "Laser Compression of Matter to Super-high Densities", *Nature*, 239, 139 (1972)
- (6) S. Mikoshiba & B. Ahlborn: "Compression of Matter to Superhigh Densities by an accelerating Heat Wave", *Phys. Fluids*, 17, 1198 (1974)
- (7) D. Potter: "The Formation of High Density Z-pinches", *Nucl. Fusion*, 18, 813 (1978)
- (8) M.G.R. Phillips & A.A. Pugatschew: "Improvement of Shock Speed in an electrothermal Diaphragm Shock Tube", *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 8, 913 (1975)
- (9) B. Armstrong & B. Ahlborn: "Multishock Compression", *Appl. Phys. Letters*, 29, 239 (1976)
- (10) 石井・横山・林: 「Zピンチ放電における軸方向電界」, 電学論A, 101, 379 (昭56-7)
- (11) 石井・藤田・福田・新美・林: 「光ファイバを用いたレーザー干渉計による高密度Zピンチプラズマの電子数密度測定」, 日本物理学会1981年秋の分科会予稿集, 8P-NXE-3
- (12) J. Katzenstein: "Optimum Coupling of Imploding Loads to Pulse Generators", *J. Appl. Phys.*, 52, 676 (1981)
- (13) 石井・福田・古橋・林: 「高密度Zピンチにおける電界分布及び端子電圧」, 電気学会プラズマ研資, EP-83-30 (昭58)