UDC 621.372.21.027.82
533.952: 537.811

論文

52-A 71

超高速トロイダルテータピンチ用 200kV ブルームライン伝送線路

非会員 二 瓶 仁 (東 大)
正 員 森 川 惇 二 (東 大)
非会員 山 崎 耕 造 (東 大)
非会員 井 上 信 幸 (東 大)
正 員 内 田 岱二郎 (東 大)

1. ま え が き

トロイダルプラズマの加熱法の開発および高温化されたプラズマのトロイダル磁界中での諸特性を調べることは、現在の核融合研究の主要課題の一つである。我々はプラズマ加熱法の一手段として、トカマクプラズマに超高速磁気パルスを加えるテータピンチ形乱流加熱実験を行なっている。この方法ではイオンと電子の効率良い加熱が期待できるうえ、通常のテータピンチと異なり、磁気パルスの印加と共にプラズマ半径が縮小しないので閉込めに影響を与えないと予想される。

超高速磁気パルスの発生は、通常のコンデンサを用いたのでは接続線やコンデンサ固有のインダクタンスが避けられないため難しいが、ブルームライン伝送線路⁽¹⁾を使用することによりこれが可能となる。ブルームライン線路を用いたこの種の乱流加熱実験は Maryland 大学、Max-Planck 研究所など^{(2)~(4)}において行なわれているが、トーラス形閉込め装置に適用したのは本実験が最初である。この実験では第1図、第2図に示すような、トカマクのプラズマ安定化用導電性

シェルをワンターンコイルとして、これに8本のブルームライン線路を対称性を乱さないように等間隔に接続する。1個または複数個のスイッチにより伝送線路を同時トリガし、超高速磁気パルスを発生する。

本論文ではブルームライン線路によってトロイダルコイル内に発生する電磁界の計算、本実験のために製作したブルームライン線路の開発研究結果、およびトカマクのプラズマ安定化用導電性シェルに接続して発生したパルス電磁界の測定結果、並びにその解析結果について報告する。

2. 理 論

〈2・1〉 発生する電磁界についての理論式 第2

図のように主半径 R 、小半径 b のトーラス形シェル中に主半径 R_p 、小半径 a のプラズマが存在し、第1図のようにシェルのトロイダル方向に長さ l のブルームライン線路 (以下 BL と略) を等間隔に N 本接続したとする。トカマクにはシェル外側にトロイダル磁界発生用コイルとコイルわくが存在し、その主半径を R_i 、コイルわく内側の小半径を r_i とする。コイルわくはシェルを流れるパルス電流によりトロイダルコイルに誘導電圧が発生しないよう、抵抗成分を無視できる導電性材料で作る (付録 (1) 参照)。長さ l の1本の BL は第3図のように、負荷 (シェル) の両側に接続された特性インピーダンス Z_0 、長さ l の2本の伝送線路 (以下 TL と略) に分解して考えることができる。— V_0 に充電した BL をスイッチ S で短絡すると、電圧 V_0 のパルスが右方向に伝搬する。図の AB 間は

200 kV Blumlein Transmission Line for Ultra-Fast Toroidal Theta-Pinch. By Hitoshi Nihei, Non-member, Junji Morikawa, Member, Kozo Yamazaki, Non-member, Nobuyuki Inoue, Non-member & Taijiro Uchida, Member (Faculty of Engineering, University of Tokyo).

二瓶 仁: 非会員, 東京大学工学部

森川惇二: 正員, 東京大学工学部

山崎耕造: 非会員, 東京大学工学部

井上信幸: 非会員, 東京大学工学部

内田岱二郎: 正員, 東京大学工学部

第 1 図 実験装置の平面図

Fig. 1. Plan view of experimental device.

第 2 図 実験装置の断面図

Fig. 2. Cross-sectional view of experimental device.

第 3 図 ブルームライン-コイル系回路図

Fig. 3. Circuit diagram of Blumlein line-coil system.

シェルおよびシェルと BL の接続部から成り、伝搬波の波長に比べて短く、集中定数回路で近似できるとする。BL の幅に比べて接続板の幅を狭くするので、接続部は近似的に直列インダクタンス L_c で表わされる。

第 3 図点 A への入射電圧を v_{Ai} 、シェル端子間電

圧を v 、シェルに流れる電流を i とすると、波の反射、透過を考えて次式が得られる。

$$v + 2L_c \frac{di}{dt} + 2Z_0 i - 2v_{Ai} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

シェル内に生じるパルス磁界とプラズマはトロイダル主軸 (Z 軸) に関し円筒対称とする。更にプラズマ中に誘起されるポロイダル方向の電流 (電流密度 j_p) はプラズマ中心に関し同心円状とすると

$$\int_0^{2\pi} j_p r d\varphi = j_p 2\pi r \equiv J(\rho) \quad \dots\dots\dots (2)$$

が成立つ。 r は Z 軸からの距離、 φ は Z 軸の周りの方位角成分、 ρ はプラズマ中心からの距離である。シェル端子電圧 v は付録 (1) より次のようになる。

$$v = (1 - K^2) \frac{d}{dt} \left\{ L N i + \int_0^a M(\rho) J(\rho) d\rho \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 $L/L_i \equiv K^2$

L はシェルのインダクタンス、 L_i は全トロイダルコイルわくの並列自己インダクタンス、 $M(\rho)$ は ρ の位置を流れるプラズマ電流とシェルの相互誘導係数で、 $L, M(\rho)$ は (付 2) 式で与えられる。プラズマにかかるポロイダル方向ワンターン電圧 $v_p(\rho)$ は、付録 (1) より

$$v_p(\rho) = \frac{d}{dt} \left\{ M(\rho) (1 - K^2) N i + M(\rho) \int_\rho^a \{1 - K_p^2(\rho')\} J(\rho') d\rho' + \{1 - K_p^2(\rho)\} \int_0^\rho M(\rho') J(\rho') d\rho' \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 $M(\rho)/L_i \equiv K_p^2(\rho)$

となる。シェル内の磁束密度 $B(r, \rho)$ は

$$B(r, \rho) = \frac{\mu_0}{2\pi r} \left\{ (1 - K^2) N i + \int_\rho^a u(a - \rho') J(\rho') d\rho' + \int_0^\rho K_p^2(\rho') J(\rho') d\rho' \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

となる。 $u(x)$ は $0 \leq x$ のとき 1, $x < 0$ のとき 0 である。(1) 式の厳密解は (3) ~ (5) 式と、プラズマの振舞を記述する方程式との連立方程式から求められるが、解析的な一般解を得ることは困難である。

プラズマが完全導体とみなせるとき、またはプラズマ電流が無視できるときは簡単になる。完全導体のときは $v_p = 0$ と (3) 式を用いて (1) 式を解き、その結果を (5) 式の磁束密度で表わすと、プラズマの電流シー

ス内側では $B=0$, 外側では次式のようになる。

$$B = \frac{\mu_0(1-K^2)Ni}{2\pi r(1-K_p^2)} \dots\dots\dots (6)$$

ただし,

$$i = \left\{ \int_0^t \frac{v_{Ai}(t')}{Z_0} \exp\left(\int_0^{t'} \frac{dt''}{\tau(t'')}\right) dt' \right\} \\ \times \frac{1}{\tau(t)} \exp\left(-\int_0^t \frac{dt'}{\tau(t')}\right) \dots\dots\dots (7)$$

$$\tau = \frac{(1-K^2)(L-M)/(1-K_p^2) + 2L_c/N}{2Z_0/N} \dots\dots\dots (8)$$

$M=M(\rho)$, $K_p=K_p(\rho)$ は電流ソース位置 ρ での値である。シェル端子電圧 v は次式で与えられる。

$$v = 2Z_0 \frac{d}{dt} \left\{ \left(\tau - \frac{L_c}{Z_0} \right) i \right\} \dots\dots\dots (9)$$

一般に ρ は時間的に変わるので τ も時間の関数である。 τ = 一定のときは, τ は BL-シェル回路系の立上り時定数になる。プラズマ電流が無視できるときは, (8)式で $M=0$ とすればよい。(7), (9)式は L, L_c, M を端効果も含めた直線形装置のインダクタンス, 相互誘導係数で置きかえれば, 直線形装置にも適用できる。BL からシェル内に入るエネルギー E_s は (付8)式で与えられ, この式の右辺第1項はシェル内に蓄積された磁気エネルギー, 第2項は磁界がプラズマに対して行なった仕事である。BL 充電エネルギー $E_{BL} = NC_B V_0^2/2$ で E_s を割ると, BL からシェル内側へのエネルギー移行効率 ζ が求められ,

$$\zeta = \left(\frac{1-K^2}{1-K_p^2} \right) \frac{2(\tau Z_0 - L_c)(Z_0 i)^2}{t_m Z_0} \left(\frac{Z_0 i}{V_0} \right)^2 \\ + \frac{2}{t_m Z_0} \int_0^t \left\{ \left(\frac{Z_0 i}{V_0} \right)^2 \frac{d(\tau Z_0)}{dt} \right\} dt \dots\dots\dots (10)$$

となる。ただし, $t_m = 2l/u = C_B Z_0$ はパルスがシェルで反射, 透過した後 TL 両端で反射され, 再びシェルに達するまでの時間, u は波の伝搬速度, C_B は全長 $2l$ の TL の全静電容量である。(6)~(10)式が適用できる時間は t_m までであり, それ以後は第3図でシェルの左右から入射するパルスに対し上述と同様の操作を行なって得られる。磁気パルスの時間幅は $2t_m$ となる。(7), (9), (10)式の右辺は一般には数値積分で求められる。次に τ = 一定で, 入射電圧 v_{Ai} が次式で表わせる場合を考える。

$$v_{Ai} = \gamma V_0 \{1 - \exp(-t/\tau_s)\} \dots\dots\dots (11)$$

γ はパルス振幅の減衰率, τ_s はスイッチ S を TL に接続したときの立上り時定数である。

$$\tau_s = (L_s/m)/(Z_0/N) \dots\dots\dots (12)$$

L_s は S と BL の接続部も含む1個のスイッチ回路の

インダクタンス, m は使用するスイッチの数を表わす。 v_{Ai} を (6), (9)式に代入して次式が求められる。

$$B = \frac{\mu_0(1-K^2)\gamma V_0}{2\pi r(1-K_p^2)(Z_0/N)} \left\{ 1 - \frac{1}{1-\tau_s/\tau} \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{1}{\tau/\tau_s-1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \right\} \dots\dots\dots (13)$$

$$v = 2\gamma V_0 \frac{1-(L_c/Z_0)}{1-\tau_s/\tau} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ζ は (10)式の右辺第1項のみが残り, (6), (13)式を用いて求められる。BL を N 本並列接続した結果, Z_0, L_c は $1/N$ に, また (13)式より B は $t \gg \tau_s$, τ のときは N 倍になる。更に $\tau \gg (L_c/Z_0)$ のときは L_c の効果も無視できる。しかし, スイッチ系に関しては (12)式より立上り時間が N 倍になるので, 必要に応じ L_s の小さいスイッチまたは複数個のスイッチを使用しなければならない。 B, ζ の最大値 B_m, ζ_m は, 電流 i が $t=0$ から増大して t_m で最大値に達するから

$$B_m = B(t_m), \quad \zeta_m = \zeta(t_m) \dots\dots\dots (15)$$

となる。 v の最大値 v_m は (14)式より次式になる。

$t_m \geq t_p$ のときは

$$v_m = v(t_p) = 2\gamma V_0 \{1 - (L_c/Z_0)/\tau\} \\ \times (\tau_s/\tau)^{1/(\tau/\tau_s-1)} \dots\dots\dots (16)$$

ただし,

$$t_p = \{\tau/(\tau/\tau_s-1)\} \ln(\tau/\tau_s) \dots\dots\dots (17)$$

$t_m \leq t_p$ のときは,

$$v_m = v(t_m) \dots\dots\dots (18)$$

テーパピンチ形乱流加熱実験で, プラズマ電流が小さいときのプラズマ表面の平均電界の最大値 E_a は, プラズマの異常抵抗発生の一つの指標となり, $E_a = M(a)v_m/(2\pi aL)$ と表わせる。第4図に $t_m = 250$ ns のときの B_m, v_m の計算例を示す。通常は $\tau \gg (L_c/Z_0)$ とできるので, L_c の項は省略した。 $\tau > 40$ ns のときは τ_s を0にしても B_m は飽和値に達していない。これはシェルインダクタンスが大きく, 電流が立上りきらないうちに TL 両端からの反射波が再びシェルに達するからである。この場合は τ_s が小さいほど大きな B_m が得られる。 $\tau \leq 40$ ns のときは $\tau_s \leq 40$ ns のスイッチ回路を用いれば飽和値が得られる。 v_m は τ_s が小さいほど大きい。しかし, v は dB/dt に比例するから, 電圧がかかっている間の v の時間平均値は B に比例し, その τ_s 依存性は B_m と類似の形になる。 B_m, v_m, ζ_m の Z_0 依存性も $\tau Z_0, \tau_s Z_0$ が Z_0 に依存しない

第4図 $t_m=250$ ns のときの B_m , v_m の τ , τ_s 依存性計算結果

Fig. 4. Dependences of B_m , v_m on τ and τ_s computed for $t_m=250$ ns.

ことに注意して(15)～(18)式で与えられる。

以上で求めた諸式は必要な電磁界の大きさ、磁気パルス幅に対応して、BL、スイッチ系の諸特性値、エネルギー移行効率の最適化に、また超高速磁気パルスとプラズマの巨視的相互作用の解析に使用できる。

〈2・2〉ブルームライン伝送線路充電回路 BL 充電電圧は通常 100 kV 以上の高電圧になるため、短時間充放電方式を用いることが多い⁽⁶⁾。この方式では充電時間が短いので等価的に耐電圧特性が良くなり、かつ安全性も高く、充電器出力電圧も低くてよい。ここでは、より一般的に n 段マルクスゼネレータと変圧器を組合せた LC 共振回路による充電を考える。

コンデンサ 1 個あたりの充電電圧 V_1 、静電容量 C_1 の n 段マルクスゼネレータが作動し、昇圧比 β の変圧器を介して BL が充電されたとする。充電電圧 v_c が最大値に達したとき BL 放電スイッチがトリガされる。簡単のため理想変圧器を考え、回路の抵抗も無視できるとすると、単なる LC 共振回路となり、 v_c は

$$v_c = n\beta V_1 (1 - \cos \omega t) / (1 + \alpha) \quad \dots\dots\dots (19)$$

ただし、 $\alpha = n\beta^2 NC_B / C_1$, $\omega = 1/\sqrt{L'C'}$

$L' = \beta^2 L_1 + L_2$, $1/C' = 1/(NC_B) + n^2\beta^2/C_1$

となる。 L_1, L_2 は変圧器の一次側、二次側回路のインダクタンスである。 v_c は $t = \pi/\omega (= \Delta T)$ のとき最大値 V_0 に達する。

$$V_0 = 2n\beta V_1 / (1 + \alpha) \quad \dots\dots\dots (20)$$

第5図 V_0 と η の α 依存性

Fig. 5. Dependences of V_0 and η on α .

BL 末端まで十分充電させるため、充電時間 ΔT は $\Delta T \gg 2l/u = C_B Z_0$ を満たすようにする。変圧器一次側から BL に充電されるエネルギー比の最大値 η は

$$\eta = 4\alpha / (1 + \alpha)^2 \quad \dots\dots\dots (21)$$

である。 V_0, η の α 依存性を第5図に示す。 $\alpha=1$ のとき一次側コンデンサエネルギーはすべて BL に移り充電電圧 V_0 は $n\beta V_1$ になる。 α の値はコンデンサ C_1 、その充電電源、変圧器のパラメータだけでなく、経済性や安全性も考慮して決められる。

3. ブルームライン伝送線路の製作および特性値

〈3・1〉磁気パルスに対する要求 超高速磁気パルスでトカマクプラズマを加熱するときの基本条件は、パルス印加中でもプラズマの巨視的安定性が保たれること、およびプラズマが加熱されることである。本実験で用いるトカマクのパラメータは第1表に示されている。巨視的安定性に対する要求⁽⁶⁾から磁気パルス幅は $1\mu\text{s}$ 以下になる。ここでは $t_m=250$ ns として設計した。加熱に対しては直線形装置で得られた結果⁽⁷⁾を基準にした。内径 0.19 m、長さ 0.4 m のワンターンコイル ($L=76$ nH) に BL ($Z_0=1.0\Omega$, $l=12$ m) を接続し、コイル内側にトカマクプラズマ直径と同じ内径 0.16 m のガラス放電管を同軸上に置いて、予備電離の後超高速磁気パルスを印加した。その結果 E_a が 0.23 kV/cm、 B_m が 0.47 kG 以上、ガス圧力 5 mm Torr 以下のとき最大エネルギー約 150 keV の強い X 線バーストが観測され、BL からプラズマにエネルギーが入ったことが示された。ここでは上記の E_a, B_m を加熱に対する最低基準とした。この E_a をトカマクセル端子電圧に換算すると $v_m=27$ kV になる。

〈3・2〉伝送線路の製作および特性値 第1表の

第 1 表 トカマクパラメータ
Table 1. Tokamak parameters.

主 半 径	R	0.25m
プラズマ小半径	a	0.08m
放電管小半径		0.10m
シュル(銅製)小半径	b	0.12m
アスペクト比	R/a	3.1
トロイダルコイル小半径	R_t	0.32m
トロイダルコイルわく小半径	r_t	0.21m
最大トロイダル磁界		7kG
最大プラズマ電流(安全係数 $q=3$)		30kA
鉄心の磁束		0.05V·s

トカマクに 8 本 ($N=8$) の BL を接続し, $t_m=250$ ns, $M=0$ としたとき (15)~(18) 式の計算結果を第 6 図, 第 7 図に示す。第 6 図は V_0 を, 第 7 図は E_{BL} を一定にしたときの Z_0 依存性である。実線と点線は $L_s/m=1.25$ nH, 12.5 nH のときの計算であり, 技術的にもこの値に狭まれた範囲のインダクタンスは可能と思われる。BL 製作に際し考慮した点は, 第一に負荷との結合を考え, できるだけ効率よく強い電磁界を得ることである。第 6 図, 第 7 図から Z_0 が 0.9 Ω 前後で最高の ζ_m が得られ, 従って伝送線路もほぼこの値になるように製作した。第二にトカマクへの装着が容易で, また空間的制約から小形化できること。第三に製作, 補修が容易であること, 第四に絶縁耐圧はできるだけ高く, 同時に経済的であることである。第

第 6 図 V_0 =一定のときの B_m, v_m, ζ, E_{BL} の Z_0 依存性計算結果

Fig. 6. Computed results of B_m, v_m, ζ and E_{BL} vs. z_0 for V_0 =constant.

(実線は $L_s/m=1.25$ nH, 点線は $L_s/m=12.5$ nH)

第 7 図 E_{BL} =一定のときの B_m, v_m, ζ, V_0 の Z_0 依存性計算結果

Fig. 7. Computed results of B_m, v_m, ζ and V_0 vs Z_0 for E_{BL} =constant.

第 8 図 ブルームラインの構造

Fig. 8. Construction of Blumlein line.

二, 第三の理由から BL は油または水に浸さず大気中で作動するものとした。また〈3・1〉節に述べた v_m, B_m に対する要求〔第 6 図より加熱に対する最底基準は $\gamma V_0=38$ kV ($L_s/m=12.5$ nH) になる〕から, BL 充電は 100 kV 程度まで可能なことが望ましい。以上の諸点を考慮して製作した BL の構造図を第 8 図に示す。厚さ 17 μ m, 幅 30 cm の Al はくを導体とし, それを厚さ 0.1 mm の市販の高圧法ポリエチレンチューブで 5 重に覆ったものを, 三層に重ねて一組の BL を形成する。チューブ内の空気を除いた後, 導体間に 50 kV の直流電圧を加えて静電圧力を利用して密着させた。導体間ポリエチレンの厚さは合計 1 mm である。

最初に $l=12$ m の BL を作り, 〈3・1〉節に述べた直線形ワンターンコイルに接続し耐電圧特性を調べた。BL 充電時間は 10 μ s で, 90~100 kV の充放電テストを 400 回以上行なったが, BL が絶縁破壊を起すことはなかった。トリガスイッチは自爆形誘電体スイッチ

第 2 表 ブルームライン伝送線路の諸特性

Table 2. Characteristic values of Blumlein transmission line.

	実 測 値	計 算 値
静 電 容 量 C_u ($\mu\text{F/m}$)	5.1×10^{-3}	6.1×10^{-3}
インダクタンス L_u ($\mu\text{H/m}$)	4.6×10^{-3}	4.2×10^{-3}
抵 抗 R_u (Ω/m)	1.3×10^{-2}	1.1×10^{-2}
導 体 間 距 離 d (mm)	1.1	1.0
特性インピーダンス Z_0 (Ω)	(A)0.95, (B)1.0	0.83

を用いた。第 10 図(b)の波形から、この BL により開放端電圧最高 200 kV を得ることができる。

次に、トカマクに接続するときと同じく、長さ 25 m の BL を約 1 m に折重ねて特性値の測定を行なった。製作した BL の特性値の計算値と実測値を第 2 表に示す。TL 単位長さあたりの静電容量 C_u 、インダクタンス L_u の計算値は Al はくと誘電率 ϵ_1 のポリエチレンが完全に密着しているときの値である。 ϵ_1 は真空誘電率の 2.3 倍とした。 Z_0 の実測値で (A) は実測値 C_u 、 L_u から計算した値、(B) はパルスの反射波測定から求めた値である。両者はよく一致している。計算値と実測値のずれは小さく、ほぼ予想どおりの特性値を得た。

4. 実 験

〈4・1〉 低電圧でのパルステスト 製作した BL ($l=25\text{m}$) の一端に第 9 図のような接続板 ($L_c \approx 8\text{nH}$) をつなぎ、その先端が開放端のとき、および直径 $2r_c$ のワンターンコイルを接続したときの電圧波形を測定した。BL とトカマクシェルの間は第 1 図のようにトロイダルコイルの間を通して接続するため、第 9 図のような接続板構造となった。BL は長さ 1 m に折重ね、他端に接続した 2 枚の銅板どうしを接触させてトリガした。第 10 図(a)は $V_0=5.4\text{V}$ のとき開放端で得られた電圧波形であり、(11) 式の形で表わすことができる。この波形から $\gamma=0.74$, $\tau_s=10\text{ns}$ を得た。この波形は Al はくの抵抗成分による減衰だけでは説明できず、その原因として BL を折重ねたこと、およびポリエチレンチューブ内に残っている空気存在により導体間距離にばらつきが生じ、その結果、波の一部が反射しているためと考えられる。BL の長さや特性値のばらつき方が変わると v_{A1} は必ずしも正確には (11) 式では表わせない。例えば、第 10 図(b)は $l=12\text{m}$ の BL を 2 m の長さで折重ねたときの開放端電圧波形である。 V_0 は 3.0 V で、ピーク値はほぼ $2V_0$ になっている。第 3 表に $l=25\text{m}$ の BL に三種類のワンター

第 9 図 ワンターコイルとブルームライン線路接続板

Fig. 9. One-turn coil and connecting plate of Blumlein line.

(a) 2V / 目盛, 50ns / 目盛 (b)
(a) $l=25\text{m}$, (b) $l=12\text{m}$

第 10 図 ブルームライン開放端出力電圧波形

Fig. 10. Oscillogram of output voltage measured at the open-circuited termination of Blumlein line.

第 3 表 低電圧パルステストの実験および計算結果

Table 3. Experimental and computed results of low voltage pulse test.

ワンター コイルの 直径 $2r_c$ (m)	ワンター コイルの インダク タンス L (nH)	コイル端子電圧最 大値 v_m (V)		BL-シェルの回路系 時定数 τ (ns)	
		実測値	計算値	実測値	計算値
0.6	43	3.5	3.6	23	29
0.14	165	5.4	5.7	96	93
0.26	400	6.3	6.7	180	210

ンコイルを接続したときのコイル端子電圧のピーク値 v_m 、電圧波形から求めた τ の実測値および計算値を示す。計算値は (8), (9) 式を用い、 γ と τ_s は第 10 図(a)より得られた値を用いた。計算と測定値はほぼ一致している。また、電圧パルス幅 t_m の実測値は 260 ns であり、計算値 250 ns とよく一致する。

〈4・2〉 トカマクへの適用 長さ 1 m に折重ねた $l=25\text{m}$ の 8 本の BL を、第 1 図のようにトカマク(第 1 表)のシェルの間に接続して実験を行なった。〈3・1〉で述べた条件 $v_m=27\text{kV}$ を得るときの V_0 を 50 kV に設定すると、 $Z_0=1.0\Omega$, $\gamma=0.74$, $N=8$ として、(16) 式より L_s/m を 12.5 nH 以下にすればよいことになる。 B_m はこのとき (15) 式より 1.1 kG となり、〈3・1〉

第 11 図 (a) シェル端子間電圧波形と
(b) シェル軸上の磁界の波形

Fig. 11. Oscillograms of (a) voltage between the shell terminals and (b) magnetic field on the shell axis.

節に述べた 0.47 kG 以上の条件を満たす。1 個のトリガスイッチ ($m=1$) では L_s を 12.5 nH 以下にすることは難しいので、BL の各々に 1 個のスイッチを取付け ($m=8$)、8 個のスイッチを 1 個の主スイッチを用いて同時トリガした。スイッチ間のジッタは 30 ns 以内である。使用した電界ひずみ形トリガスイッチとその放電回路については別報告に譲る⁽⁸⁾。BL とシェルは第 9 図の接続板でつないだが、 $\tau \gg (L_s/Z_0)$ となり、その影響を無視できる。BL 充電回路のパラメータは $n=1$, $\beta=1$ (ただし変圧器は使用せず), $C_1=10.5 \mu\text{F}$, $C=8C_B=2.0 \mu\text{F}$ である。充電時間 ΔT は 15 μs に設定した。BL 充電エネルギーは最大 10 kJ になる。 V_0 が 75 kV でプラズマがないとき、シェル中心に置いた磁気プローブ (直径 3 mm, 巻数 2) からの出力波形とその積分波形を第 11 図 (a), (b) に示す。縦軸は校正値から換算したシェル端子電圧, およびシェル中心の磁界の大きさに目盛ってある。

第 4 表 (a) にこのときの測定値と $L_s/m=12.5 \text{ nH}$ としたときの計算値を示す。測定値と計算値はほぼ一致しており、初めに設定した v_m に対する条件も満足している。 t_m , t_p の実測値と計算値に多少のずれがあるが、これは BL とシェル接続板および BL とスイッチ S の接続部の長さ (合計約 2 m), 8 個のスイッチ間のジッタによるものと思われる。 $L_s/m=12.5 \text{ nH}$, $Z_0=1.0 \Omega$ のときのエネルギー移行効率 ζ は、ほぼ最大に近い値 (第 5 図, 第 6 図) が得られ、BL と負荷との整合もよくとれている。また、磁気プローブを用いて B のトロイダル対称性も確認した。第 4 表 (b) に最大充電電圧 ($V_0=100 \text{ kV}$) 時に得られる電磁界の値を示す。

この BL を用いて発生した超高速磁気パルスをトカマクプラズマに印加した結果、0.1~3 keV のエネルギーを持つ水素原子の放出が観測され (高速中性粒子

第 12 図 プラズマ内外で測った磁気プローブの信号波形

Fig. 12. Oscillogram of magnetic probe signals measured inside and outside the plasma.

第 4 表

Table 4.

(a) $V_0=75 \text{ kV}$ のときの実験および計算結果
(a) Experimental and computed results for $V_0=75 \text{ kV}$.

	シェル端子 電圧最大値 v_m (kV)	最大磁界 (B_m) $r=R$ (kG)	最大磁界 到達時間 t_m (ns)	最大電圧 到達時間 t_p (ns)
実 測 値	39	1.62	300	140
計 算 値	40	1.58	250	100

(b) 最大充電電圧 ($V_0=100 \text{ kV}$) 時における電磁界の大きさ
(b) Strength of electromagnetic fields for maximum
charging voltage ($V_0=100 \text{ kV}$).

シェル端子 電圧最大値 v_m (kV)	プラズマ表面 電界最大値 E_p (kV/cm)	最大磁界 (B_m) $r=R$ (kG)	磁界変化割合 の最大値 (dB/dt) $r=R$ (kG/s)
52	0.44	2.1	1.1×10^7

測定による), かなりのプラズマ加熱効果が観測された (詳細は別報に譲る⁽⁹⁾)。そのときの磁界波形の一例を第 12 図に示す。(1) はプラズマ中心の, (2) はプラズマの外の磁界波形である。

5. む す び

トカマクプラズマを乱流加熱するための大振幅超高速磁気パルスを発生する目的で、プルームライン線路を製作し、その特性およびそれを用いて発生する電磁界について研究した。

このプルームライン線路は製作、取扱いが比較的容易であり、大気中で作動する。その特性インピーダンスは 1.0Ω , 充電電圧は最高 100 kV で、長さ 12 m のときは開放端子電圧 200 kV を得ることができた。

プルームライン線路をトロイダルプラズマ装置のシェル (トロイダルワンターンコイル) に接続したとき、シェル中に生じる電磁界とシェル中に入るエネルギー効率について計算式を導出した。これらの計算式は、この種の実験装置の設計および超高速磁気パルスとプラズマの巨視的相互作用の解析に用いることがで

きる。

次に、長さ 25m の 8 本のブルームライン線路をトカマクシェルの並列接続し、8 個のスイッチを同時トリガしてシェル中に超高速磁気パルスを発生させた。得られた電磁界はほぼ予想どおりであり、計算式による結果とも一致した。以上が本論文の主な結果である。

このようにして得られた超高速磁気パルスをトカマクプラズマに印加した結果、プラズマから 0.1~3keV の水素原子の放出が観測され、プラズマが加熱されていることを確認した。

最後に、本研究の全般にわたり協力していただいた大学院生の市村 真氏に、ブルームライン線路製作に協力していただいた大学院生の渡辺典孝、井門俊治、松田俊明、星野克道の各氏に、更に本装置建設と実験遂行に対し貴重な御指導と励ましを下された工学院大学 西野 治教授に感謝する。

(昭和 51 年 4 月 5 日受付、同年 5 月 3 日 14 再受付)

文 献

- (1) K. J. R. Wilkinson: J. Instr. Elect. Eng. **93**, 1090 (1946)
- (2) E. Oktay, et al.: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (IAEA, Vienna, 1975) **III**, 365
- (3) R. Chodura, et al.: *ibid.* **III**, 397
F. Soldner, et al.: 3rd Topical Conference on Pulsed High Beta Plasmas (Culham 1975) Paper D2.1
- (4) R. D. Bengtson, et al.: Phys. Rev. Letters **29**, 1073 (1972)
- (5) A. W. Desilva, et al.: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Novosibirsk 1968) **I**, 143
- (6) N. Inoue, et al.: Rev. Sci. Instrum. **47**, 735 (1976)
- (7) 渡辺, 他: 昭 50 物理学会分科会 12 aR 6
- (8) 森川, 他: 昭 51 電気学会全大 48
- (9) N. Inoue, et al.: 3rd Topical Conference on Pulsed High Beta Plasmas (Culham 1975) Paper A3.5

付 録

(1) シェル端子電圧 第 2 図において、シェル断面を通る全磁束 ϕ は

$$\phi = L N i + \int_0^a M(\rho) J(\rho) d\rho + M_{ts} i_t \quad \dots\dots\dots (付 1)$$

となる。 M_{ts} は全トロイダルコイルわくとシェルの相互誘導係数、 i_t は全コイルわく電流である (その他の記号は本文参照)。シェル内に生じる磁界はすべて十分な近似でトロイダル対称性を持つとしているから、 $L, M(\rho), M_{ts}$ は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} L &= M_{ts} = \mu_0 R [1 - \{1 - (b/R)^2\}^{1/2}] \\ M(\rho) &= \mu_0 R_p [1 - \{1 - (\rho/R_p)^2\}^{1/2}] \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (付 2)$$

トロイダルコイルわく断面内を通る全磁束 ϕ_t は

$$\phi_t = L_t i_t + M_{ts} N i + \int_0^a M(\rho) J(\rho) d\rho \quad \dots\dots\dots (付 3)$$

となる。BL を用いた超高速磁気パルス実験ではパルス幅が 1 μ s 以下であり、その誘導電圧がトロイダルコイルに発生しないよう、コイルわく材料は完全導体とみなせるようにする。例えば本実験装置の場合 (コイルわく材料は銅)、磁気パルス幅を 1 μ s としても、表皮効果を考慮したコイルわく抵抗の大きさはリアクタンス成分の 1/60 以下である。従ってコイルわくに生じる起電力は零となり、(付 3) 式は $\phi_t = 0$ とおける。この式を用いて (付 1) 式よりシェル端子電圧 $v = d\phi/dt$ が求められ、その結果は本文 (3) 式になる。

次に、プラズマ中心から半径 $\rho (\rho \leq a)$ の位置に円環を考え、その円環内を通る磁束 $\phi_p(\rho)$ を求めると、

$$\phi_p(\rho) = M(\rho) \left(N i + i_t + \int_\rho^a J(\rho') d\rho' \right) + \int_0^\rho M(\rho') J(\rho') d\rho' \quad \dots\dots\dots (付 4)$$

となる。右辺第 1 項は ρ より外側を、第 2 項は ρ より内側を流れる電流によって生じる磁束を表わす。 $\phi_r = 0$ の式と (付 4) 式から、 ρ の位置のプラズマにかかるポロイダル方向ワンターン電圧 $v_p(\rho) = d\phi_p(\rho)/dt$ が求められ、その結果は (4) 式になる。

(2) BL からシェル内に入るエネルギー プラズマが完全導体とみなされる場合、またはプラズマ電流が無視できる場合、BL からシェル内外の空間、およびプラズマに入るエネルギー $E(t)$ は

$$E(t) = N \int_0^t v i dt \quad \dots\dots\dots (付 5)$$

で与えられる。(付 5) 式に (9) 式を代入すると

$$E(t) = N (\tau Z_0 - L_c) i^2 + N \int_0^t \left\{ i^2 \frac{d(\tau Z_0)}{dt} \right\} dt \quad \dots\dots\dots (付 6)$$

となる。空間に蓄積された磁気エネルギー右辺第 1 項のうち、シェル内のエネルギー E_{sB} は

$$\begin{aligned} E_{sB} &= \int_{(\text{Shell 内})} (B^2/2 \mu_0) dV \\ &= \left(\frac{1 - K^2}{1 - K_p^2} \right) N (\tau Z_0 - L_c) i^2 \quad \dots\dots\dots (付 7) \end{aligned}$$

となる。結局、BL からシェル内に入ったエネルギー $E_s(t)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_s(t) &= \left(\frac{1 - K^2}{1 - K_p^2} \right) N (\tau Z_0 - L_c) i^2 \\ &+ N \int_0^t \left\{ i^2 \frac{d(\tau Z_0)}{dt} \right\} dt \quad \dots\dots\dots (付 8) \end{aligned}$$