小型トカマク用矩形垂直磁界回路

正員 水野 保 則 (静岡 大 学)

非会員 山 根 直 人 (鳥取三洋電機株式会社)

正員 染 谷 太 郎 (静岡 大 学)

A Rectangular Pulse Vertical Field Circuit for a Small Tokamak

Yasunori Mizuno, Member (Shizuoka University), Naoto Yamane, Non-member (Tottori Sanyo Electric Co.,Ltd), Taro Sometani, Member (Shizuoka University)

A rectangular pulse vertical field circuit of transistor type was devised and assembled as a substitute for usual crowbar type. The circuit is composed of 10 units, each consisting of a capacitor, a transistor and a comparator. The current rise time, the maximum field and the current duration of the circuit are 750A/ms, 18G and 2.5ms, respectively. When the pulse vertical field of the circuit having a short current fall time is applied on a plasma, the horizontal displacement of the plasma is reduced, the plasma is stably confined around the center of a vacuum vessel and the duration of plasma current is elongated. The rapidly rising pulse vertical field can clarify the effect of the vacuum vessel as a thin-casing shell.

キーワード: トカマク, プラズマ, コンデンサ, 垂直磁界, クローバ回路

1. はじめに

高温プラズマ発生装置には、パルス放電が利用される。エネルギー蓄積手段は大別して、静電エネルギー形のコンデンサ、誘導エネルギー形のインダクタンスおよび運動エネルギー形の発電機である。エネルギー放出時間が短い場合には、コンデンサが、やや長い場合にはインダクタンスが、さらに長い場合には発電機等が用いられる⁽¹⁾。

高温プラズマ発生装置の一つであるトカマク装置には、種々の磁界電源が使用されている⁽²⁾⁽³⁾。この装置のポロイダル磁界電源にもコンデンサがよく使用される。ポロイダル磁界、例えば垂直磁界の立上りは速く、しかもその最大磁界後の減衰は小さいことが要求される。このコンデンサ電源にはクローバ回路が採用されている。これは、最大電流時に負荷回路を短絡して電流の減衰振動を押さえることができる⁽⁴⁾⁽⁵⁾。しかし、この回路の時定数は回路素子やケーブル等によって決定され、クローバ後の電流減衰を押さえることが難しい。そこで、クローバ後の電流減衰を任意に制御できるパワークローバ回路が考案され使用されている^{(6)~(8)}。

さらに、上記回路は高速大電流仕様スイッチとしてギャップスイッチ等を使用しているが、半導体式クローバ回路(サイリスタと環流ダイオード(クローバダイオード)を組み合わせる。)や半導体式パワークローバ回路(クローバダイオードを複数段接続してその中間に低速コンデンサを接続する。)もギャップスイッチの代わりに使用されている⁽⁹⁾。

本論文では、受動素子の上記回路とは全く異なり、能動素子を使用するユニット型の矩形垂直磁界回路を提案する。この回路は、コンデンサ、小型トランジスタ、コンパレータからなるユニットを複数組み合わせ、その一定電流出力ユニットの動作数を変えることによって出力電流を制御する。この回路は電流持続時間2.5ms、最大電流80A程度のいわば中電流領域の電源であるが、現在実験に使用しているクローバ垂直磁界回路(クローバ回路)に比べ電流上昇率が最大電流に依存せず大きいこと、電流下降率がほとんどゼロになるなどの特徴を持っている。この矩形垂直磁界回路(矩形回路)を小型トカマク装置HAMANA-TIIに取り付けた結果、プラズマ水平位置が安定し変位が減少する。さらに、電流上昇率の大きいこの矩形垂直磁界を印加することによって、真空容器の薄肉シェルとしての効果とその及ぶ時間を明らかにする。

2. HAMANA-TII装置

〈2・1〉装置概要 HAMANA-TIIの主要部は、トーラス真空容器、変流器鉄心、トロイダル磁界および水平・垂直磁界コイルから成る。トーラス真空容器はステンレス製円形断面18角形構造であり、その主半径は23cm、小半径は5.4cm、肉厚は0.3cm、モリブデン製リミタの小半径は4.25cmである。真空容器はターボ分子ポンプにより 5.2×10^{-7} [Torr]まで排気され、実験中動作水素ガス圧力は 3.33×10^{-4} [Torr]に保たれている。さらにこの容器は小型ながらプラズマ観

測用角ポートおよび丸ポートをそれぞれ16カ所に備えており、さらにテフロンリングにより2カ所で絶縁されている。この容器の薄肉シェルとしての表皮時間は0.13msである⁽¹⁰⁾。変流器が0.33V/cmのトロイダル電界を印加した後、針端ギャップ放電が初期電荷を供給し、プラズマが生成される。プラズマを閉じ込めるためのトロイダル磁界0.45Tは、18個のトロイダルコイルにより印加される。その不整磁界を補正するための水平磁界1.7Gが内向きに印加される。図1にHAMANA-TII主要部配置を示す。

(2・2) 垂直磁界コイル プラズマ水平位置を真空容器中心付近に設定する垂直磁界は、クローバ垂直磁界コイル(クローバコイル)または矩形垂直磁界コイル(矩形コイル)から生じる。クローバコイルは装置赤道面から上下25.3cmに設置され、矩形コイルは赤道面から上下4.2cmのほぼ真空容器外面に取り付けられている。クローバコイルは0.332G/Aを、矩形コイルは0.265G/Aを容器中心にそれぞれ発生する。クローバコイルのインダクタンス L_b は1.9mH、矩形コイルのインダクタンス L_r は77 μ Hである。

3. 垂直磁界回路

(3・1) クローバ回路 図2はクローバ回路を示す。この回路は充電回路・充放電コンデンサ C_b ・サイリスタSCR・クローバダイオード D_b およびクローバコイルBVFCから成る。

最大電流値までの時間(クローバ時間)を T_0 、 T_0 までの電流を i_{b1} 、 T_0 以後の電流を i_{b2} 、とすればクローバ回路の電流 i_b は次式で表わされる。

図1 HAMANA-TII 装置

Fig. 1. HAMANA-TII apparatus.

図2 クローバ回路

Fig. 2. Diagram of a crowbar circuit.

$$i_{b1} = \frac{V_b}{\omega_0 L_b} e^{-\frac{R_{b1}}{2L_b}t} \sin \omega_0 t \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$i_{b2} = \frac{V_b}{\omega_0 L_b} e^{-\frac{R_{b2}}{2L_b}(t-T_0)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 V_b は C_b の充電電圧、 R_{b1} はBVFCの抵抗成分およびSCRの順方向抵抗の和、 R_{b2} はBVFCの抵抗成分と D_b の順方向抵抗の和をそれぞれ表わす。 $R_{b1,2}^2 \ll 4L_b/C_b$ であるので $\omega_0 \simeq 1/\sqrt{L_b C_b}$ と近似した。この回路の立上り時間は近似的に $T_0 = \pi\sqrt{L_b C_b}/2$ である。すなわち、 T_0 は L_b, C_b の大きさから決定される。さらに、電流の減衰は(2)式の指数部の R_{b2}, L_b の大きさから決定される。立上り時間を短くするには、 C_b あるいは L_b を小さくする必要がある。しかし、 L_b は印加垂直磁界強度あるいは垂直磁界分布を優先して幾何学的に決定されるため、回路設計の際に C_b を小さくすることになる。ただ、 C_b を小さくすると $i_{b1,2}$ が小さくなるため、 V_b を大きくする必要がある。 i_{b2} の減衰を押さえるには L_b を大きくするか R_{b2} を小さくする必要がある。前述の理由で L_b を変えられないため、 R_{b2} を小さくすることになるが、 R_{b2} はダイオードとBVFCの抵抗成分であるので可変に出来ない。すなわち、クローバ回路の i_b は、 C_b と V_b によって決定される。図3にプラズマ生成時の i_b 波形を示す。このとき i_b の立上り時間は0.31ms、最大電流は80A、減衰定数は2.5msである。

(3・2) 矩形回路 充放電コンデンサ C 、トランジスタTr、コンパレータCmpでユニットを作り、その10ユニットと矩形コイルRVFCで矩形回路を構成する。図4は矩形回路を示す。矩形回路の動作タイミングおよび出力電流は、入力パルス信号 V_i によって決まる。これはトロイダル磁界印加を基点とするトリガによって発生する。リニアレベルセンサは V_i に応じて10段階の比較電圧を持つCmpで構成され、その出力パルス電流によってそれぞれのTrを動作する。 V_r に充電された C をそれぞれのTrが定電流放電する。RVFCの矩形電流 i_r はTrの動作数 n によって決定される。すなわち、 i_r は次式で表わされる。

$$i_r = \left\langle \frac{V_i}{V_{ref}} \right\rangle I_c \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 V_{ref} はCmpの基準電圧を、 I_c は一段分のTr出力電流をそれぞれ表わす。 $\langle \rangle$ は商の整数部を表わすものとす

図3 クローバ電流波形

Fig. 3. Waveform of crowbar current.

図4 矩形回路

Fig. 4. Diagram of a rectangular pulse circuit.

図5 矩形電流波形

Fig. 5. Waveforms of rectangular current.

る。図5は矩形回路の i_r 波形を示す。この i_r の立ち上がり時間0.08ms, 最大値60A, 持続時間2.5msである。2.5ms以降の i_r は T_r の設定制御電流以下になり, 自動的に減衰する。この回路の特徴をまとめると,

- (1) C, T_r, C_{mp} からなるユニットを10ユニット組み合わせて構成される。
- (2) このユニット構成が一般の T_r 並列接続回路の電流分担不均衡による連続 T_r 破壊を回避する。
- (3) T_r が C 放電を定電流制御する。
- (4) 出力電流 i_r は1ユニット分の電流 I_c のユニット数倍になる。
- (5) V_r が i_r の電流上昇を急傾斜にする。
- (6) T_p を長くするには, C あるいは V_p を大きくとるか I_c を小さくすればよい。

ことである。

〈3・3〉 クローバ回路と矩形回路の出力電流波形比較
それぞれの回路の出力電流波形を比較する。

最大電流 I_{max} : クローバ回路の I_{max} は $V_b/(\omega_0 L_b)$ で表され, I_{max} は充電電圧 V_b の大きさに比例する。矩形回路の I_{max} は nI_c で表されユニット数 n に比例する。

立ち上がり時間 T_0 : I_{max} までの時間を T_0 とすれば, クローバ回路の T_0 は $(\pi/2)\sqrt{L_b C_b}$ で表され, 充電電圧に依存せず一定である。矩形回路の T_0 はほぼ $nI_c(L_r/V_r)$ で表され, ユニット数に比例する。

電流上昇率 $r_t(=I_{max}/T_0)$: クローバ回路の r_t はほぼ $(2/\pi)(V_b/L_b)$ で表され, 充電電圧 V_b が大きくなるに従って r_t も大きくなる。矩形回路の r_t は T_r の応答時間と T_r を単にスイッチと考えた場合の I_c の立ち上がり時間からなるが, ここでは後者のみと考えると V_r/L_r で表される。この r_t はユニット数に無関係に一定となる。

電流下降率 f_t : クローバ回路の減衰定数 τ は $R_{b2}/(2L_b)$ で表され2.5msであり, T_0 時間からプラズマ持続時間2.5msまでの f_t は図3より7.6A/msである。矩形回路の f_t は T_r によって一定に制御されているためほぼ0である。

垂直磁界強度を変化する場合, クローバ回路は充電電圧 V_b を変えるため I_{max} や r_t も変化してしまう。さらに, i_b が減衰するため垂直磁界強度を一定に保つことが難しい。一方, 矩形回路は充電電圧 V_r を変えないので, I_{max} や r_t は V_r によって変化しない。しかし, i_r がユニット数に依存するため, ユニット数が少ない場合, 電流を可変にするときの量子化誤差が無視できなくなる。

さらに, 図3に示されるクローバ回路電流は, プラズマ実験時にわずかなプラズマ電流の重量波形を含むが, 図5に示される矩形回路電流は, そのような波形変動を示さない。

4. 矩形磁界印加のプラズマ応答

プラズマに矩形磁界を印加して, プラズマ電流 I_p およびプラズマ水平変位 Δ_H の変化から矩形磁界の垂直磁界としての優位性を検討する。

〈4・1〉 I_p と Δ_H の計測方法 トーラス真空容器周囲に I_p に鎖交するように配置したログスキーコイルによって I_p を計測する。小半径 $d(=67\text{mm})$ の円周上でポロイダル角度0と π の位置に設けられた磁気プローブ対 S_1, S_3 で Δ_H 信号を計測し, 垂直磁界電流 I_v , プラズマ電流 I_p 信号と共にアナログ演算回路により実時間で Δ_H を計算する。 Δ_H の演算は次式で与えられる⁽¹⁰⁾。

$$\frac{\Delta_H}{d} = \frac{S_1 - S_3 - (k_1 - k_3 + 2Cb_v \frac{a^2}{d^2}) I_v - 2Cb_i(1 + \frac{a^2}{d^2}) I_p}{S_1 + S_3 - (k_1 + k_3) I_v} + \frac{d}{2R_0} \left\{ \left(\ln \frac{8R_0}{a} - 1 \right) \frac{a^2}{d^2} + \ln \frac{8R_0}{d} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

ここで, S_1, S_3 は磁気プローブの積分出力, k_1, k_3 はプラズマが発生せず I_v だけが流れたときの I_v 1A当たりの S_1, S_3 の積分出力, C はこの積分出力を電圧に換算するための係数である。さらに, b_v は主半径 R_0 における I_v 1A当たりの外部印加垂直磁界 B_V および b_i は I_p 1A当たりの R_0 における鉄心イメージによる垂直磁界成分を表す。

〈4・2〉 クローバ磁界と矩形磁界を印加したときのプラズマ応答 共に15.5Gのクローバ磁界 B_{VB} と矩形磁界 B_{VR} を印加した場合の I_p と Δ_H 波形を比較する。図6(a)(b)は B_{VB} または B_{VR} を印加した場合の I_p と Δ_H 波形を示す。磁界の印加タイミングはどちらの波形の場合にもプラズマ生成と同時に一致する。0 < Δ_H のとき変位は外向きで, $\Delta_H < 0$

のとき変位は内向きである。

B_{VB} 印加の場合、 I_p は減衰しながら3回の増減を繰り返す。まず I_p は生成と同時に急上昇し、最大の3.35kAに達すると減衰を始める。 I_p が極小値1.33kAになると再び上昇に転じ以後増減を繰り返す。この時 Δ_H は外向き3cmであり、以後プラズマは外向き変位・内向き変位を繰り返し消滅する。 B_{VB} はプラズマ放電期間中クローバ動作のために15.5Gから約9G減衰する。プラズマ環の運動方程式から $I_p=3kA$ 一定として Δ_H を計算すると、15.5Gで2.0cm、6.5Gで10.1cmとなる。さらに、 $I_p=2kA$ 一定として計算すると15.5Gで4.9cmとなる。すなわち、 I_p が大きい時には変位は外向きになり、 I_p が小さい時には内向きになる傾向がある。さらに B_{VB} が大きい時には内向きになり、小さい時には外向きになる傾向がある。実際には、リミタがプラズマ周囲にあるため、プラズマ環の断面積が外向き変位と共に減少し I_p が減衰する。このことが過剰な B_{VB} による内向きの Δ_H を生じる。プラズマ環が内向きに転じると再びその断面積が増加し I_p が増加する。その結果図6(a)の振動が生じると考えられる。

一方 B_{VR} 印加の場合、 B_{VB} 印加のときと同様に I_p は生成と同時に急上昇する。 I_p の最大は B_{VB} 印加時とほぼ同じの3.41kAである。しかし、 I_p は増減を繰り返さず徐々に単調減少する。その時 Δ_H は変動せず内向き0.7cmではほぼ一定となる。 B_{VR} は、プラズマ放電期間中15.5G一定である。プラズマ環の運動方程式から $I_p=3kA$ 一定として Δ_H を計算すると2.0cmとなる。このことはプラズマ環が真空容器中心付近に留まることになり、断面積の変化は生じず I_p はほぼ一定となる。したがって、図6(b)には Δ_H の振動は生じないと考えられる。

なお、図6(a)(b)の破線は、 B_{VB} または B_{VR} を用いてプラズマの運動方程式から計算した Δ_H の値を表している(図7、8も同様：計算式は付録参照)。計算した Δ_H は I_p による鉄心イメージの垂直磁界成分(理論値)の影響を大きく受けて、 I_p に似た変動を生じる。しかし、観測された Δ_H ではそのような変動を生じない。

I_p の両波形とも生成と同時に急上昇するが、これは真空容器の薄肉シェルとしての効果⁽¹⁰⁾が自動的に垂直磁界を生じ平衡を保つためと考えられる。減衰する B_{VB} の印加では、プラズマは I_p 最大の後平衡位置からずれ外向き変位を開始し、 I_p は減少する。一方、一定な B_{VR} の印加では、プラズマは I_p 最大の後も平衡位置を保ちつづける。この結果、 I_p 持続時間は B_{VB} 印加の場合に比較して約1.26倍長くなる。すなわち、垂直磁界 B_{VB} はクローバ動作によって最適値から減衰し、 Δ_H が大きく内外に変位するため、増減するプラズマ環の断面積が安定な I_p 成長を妨げる。一方、垂直磁界 B_{VR} は一定であるため、 Δ_H はほとんど変動せず、プラズマ環が安定に形成されるためと考えられる。

〈4・3〉 印加タイミング変化によるプラズマ応答 磁界印加タイミングは常にプラズマ発光と同時である⁽¹¹⁾が、

図6 クローバ磁界または矩形磁界を印加した場合の I_p と Δ_H 波形(破線は Δ_H の計算値)

Fig. 6. I_p and Δ_H traces in the case of applying crowbar or rectangular field (Broken curves show calculated values of Δ_H).

B_{VR} が I_p 生成の前あるいは後に印加される場合には、 I_p と Δ_H は変動する。図7は B_{VR} 印加タイミングを変えた場合の I_p と Δ_H 波形を示す。(a)のタイミングは I_p 生成より0.12ms前、(b)のタイミングは0.1ms後、(c)のタイミングは(b)より0.4ms後である。 t_{BV} が印加タイミングを示す。

0.12ms前のタイミングとき、 I_p は成長し最大電流の後緩やかに減少する。その時の Δ_H はほぼ一定である。しかし、これよりさらに前のタイミングの場合には I_p は生じない。これはプラズマ生成時の不要な B_{VR} が、絶縁破壊を阻止するためと考えられる。タイミングが0.1ms後でも、 I_p は成長し電流最大の後緩やかに減少する。タイミングが0.4ms後では、 I_p は電流最大の後急速に減少し、 B_{VR} 印加後再び上昇する。0.1ms後では Δ_H は一定であるが、0.4ms後では Δ_H は B_{VR} の印加までは変位は外向きで、印加後一旦内向きになった後、内側3cmではほぼ一定となる。すなわち、 B_{VR} 印加はプラズマ発光と同時あるいはその直後が最適であるといえる。

容器の寸法から薄肉シェルとしての表皮時間を計算すると、それは0.13msである。 B_{VR} の印加がこの時間前の場合、大きい B_{VR} が絶縁破壊を妨げる。さらに、 B_{VR} の印加がこの時間より遅れた場合、 B_{VR} が印加されない期間でも、 I_p はシェル効果のため一旦上昇すると考えられる。すなわち、電流上昇率 r_i が大きく、矩形磁界の印加区間が明確に

図7 矩形磁界の印加タイミングを変化した場合の I_p と Δ_H 波形(破線は Δ_H の計算値)

Fig. 7. Waveforms of I_p and Δ_H with varied applying timings of rectangular field (Broken curves show calculated values of Δ_H).

図8 矩形磁界強度を変化した場合の I_p と Δ_H 波形(破線は Δ_H の計算値)

Fig. 8. Waveforms of I_p and Δ_H with varied values of rectangular field strength (Broken curves show calculated values of Δ_H).

なるので、容器の薄肉シェルとしての効果が明らかになっている。

〈4・4〉 矩形磁界強度変化による I_p と Δ_H B_{VR} 強度を変化して I_p と Δ_H を検討する。図8(a)~(c)は B_{VR} を3段階に強めたときの I_p と Δ_H 波形である。5.9G印加では、 I_p 、 Δ_H もも振動する。10.6G印加では、 Δ_H はやや外側で、 I_p はやや小さい。13.9G印加のとき、 Δ_H は容器中心付近で安定である。 I_p の最大値は3.1kAで持続時間も長い。この付近の磁界強度が Δ_H を最小にし安定にする。

B_{VR} を横軸に取り、 I_p 生成後0.8msの I_p と Δ_H のプロットを図9に示す。 B_{VR} が12Gから17G付近で、 I_p は最大になり、 Δ_H は最小となる。このとき、プラズマは安定に保持されていると考えられる。

さらに、 Δ_H を横軸に取り、 I_p と I_p 持続時間 τ のプロットを図10(a)(b)にそれぞれ示す。 Δ_H が-1cmから0cmの真空容器中心付近ほど、 I_p は大きくなり、 τ は長くなる。生成されるプラズマ環の位置や断面形状をこの実験から決定できないが、仮に円断面の細いプラズマ環が真空容器中心

図9 B_{VR} と I_p 、 Δ_H の関係

Fig. 9. Relationship B_{VR} versus I_p and Δ_H .

付近で生成され、ここで安定に保持されれば I_p を最も成長し、プラズマ消滅までの時間 τ も長くなると考えられる。そして、電流下降率 f_t の小さい B_{VR} の印加が、このことを可能にしている。

図10 ΔH と τ, I_p の関係
Fig. 10. Relationship ΔH versus τ and I_p .

さらに、垂直磁界分布のディケイ・インデックス⁽¹⁴⁾を n とすると、位置安定領域($0 < n < 3/2$)の中心部は、真空容器中心よりやや内側にある。このため、生成されたプラズマがこの中心部で安定に保持されと考えられる。これが I_p を大きくし τ を伸張する。これらのことは、時間的に一定な垂直磁界 B_{VR} を印加することによって、始めて可能になった。

5. 考察

矩形回路の出力電流 i_r の立上り時間 T_0 と定電流持続時間 T_d を検討する。

RVFCは上下巻線とも外側巻線を右回りに内側巻線を左回りに配線している。すなわち、RVFCは巻戻し配線であるのでインダクタンス L_r は小さく、原理的にプラズマと結合せず、プラズマとの相互インダクタンスは零と考えられる。したがって、矩形回路の負荷インピーダンスは小さいインダクタンス分 L_r と小さい抵抗分 R_r で構成される。

〈5・1〉立上り時間 矩形回路1ユニットの電流の立上り時間 T_{01} はTrのターオン時間 T_{on1} とLCR回路電流の上昇時間 T_{LCR1} で決定され、次式となる。

$$T_{01} = T_{on1} + T_{LCR1} \quad \dots\dots\dots (5)$$

T_{on1} は数 μs のオーダーであり、 T_{LCR1} は数百 μs のオーダーである。したがって、 T_{01} はほぼ T_{LCR1} で決定される。さらに、 n ユニットの T_0 は T_{01} を n 倍して、次式で表される。

$$T_0 = nT_{01} \doteq nI_c \frac{L_v}{V_r} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 L_r/V_r は L_rCR 回路電流の上昇率 r_t の逆数である。

これが矩形回路の立上り時間 T_0 を示す式であり、 T_0 は V_r の大きさに依存し T_0 を短くするには V_r を大きくすれば良いことを表している。

〈5・2〉定電流持続時間 矩形回路1ユニットのコンデンサの電荷 Q は充電電圧 V_r 、コンデンサ容量 C を用いて次式で表わされる。

$$Q = \int_0^{T_{d1}} I_c dt = CV_r \quad \dots\dots\dots (7)$$

Trのコレクタ・エミッタ飽和電圧 $V_{CE(sat)}$ 以下では I_c は定電流制御されない。したがって、 I_c の時間は C の充電電圧が V_r から $V_r - \{I_c(R + R_r) + V_{CE(sat)}\}$ までの時間となる。これを(6)式の V_r に代入し、 $t = 0$ から $t = T_{d1}$ まで積分した結果を T_{d1} について解くと次式となる。ここで、 T_{d1} は1ユニットの定電流持続時間を表す。

$$T_{d1} = \frac{C[V_r - \{I_c(R + R_r) + V_{CE(sat)}\}]}{I_c} \quad \dots\dots (8)$$

$V_{CE(sat)}$ および $I_c(R + R_r)$ は数Vであり V_r に比較して十分小さいので省略すれば、 n ユニットの T_d は次式となる。

$$T_d \doteq \frac{nCV_r}{i_r} = \frac{CV_r}{I_c} (= T_{d1}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

すなわち、 T_d は1ユニットの電流持続時間 T_{d1} に等しい。

これが矩形回路の電流持続時間 T_d を示す式であり、 T_d は V_r に依存し T_d を長くするには V_r を大きくすれば良いことを表している。

すなわち、矩形回路の出力電流 i_r は V_r の大きさに依存しないため、 V_r を充分大きくして、立上り時間 T_0 を短く定電流持続時間 T_d を長くすることが可能であること示している。

6. ま と め

従来のクローバ垂直磁界回路に代えて矩形垂直磁界回路を考案・製作した。矩形回路は10ユニットからなり、そのユニットは充放電コンデンサ・トランジスタ・コンパレータから構成される。矩形回路の電流上昇率は750A/ms、最大磁界は18G、持続時間は2.5msである。

この矩形垂直磁界をプラズマに印加し次の結果を得ている。クローバ磁界より電流下降率の小さい矩形垂直磁界はプラズマ水平変位を減少させ、プラズマを容器中心付近に安定に閉じ込めると共にプラズマ電流持続時間を長くする。電流上昇率の大きい矩形垂直磁界を用いて真空容器の薄肉シェルの効果をもたらすことが出来る。

7. 謝 辞

最後に本研究の遂行にあたり有益な議論を頂いた文部省核融合科学研究所 東井和夫教授に深く感謝致します。

(平成10年11月2日受付、同11年8月9日再受付)

文 献

- (1) 電気学会大電流応用技術調査専門委：「大電流工学ハンドブック」、コロナ社、(1992)
- (2) E.Bertolini: "MAIN POWER SUPPLIES FOR LARGE TOROIDAL FUSION EXPERIMENTS", *Symp. Fus. Technol.*, Vol.10th(1978), No.2, p.705-728(1978)
- (3) H.S.Hutchins, E.P.Gagnon: "DESIGN AND ANALYSIS OF POLOIDAL FIELD POWER SYSTEMS FOR THE TEXT TOKAMAK", *Proc. 8th Symp. Eng. Probl. Fusion Res.*, 1979 Vol.3, p.1247-1257(1979)
- (4) 電気学会核融合専門委：「核融合における技術—現状と問題点」, 電

- 気学会技報, No.72 (1966-3)
- (5) 中野:「クローバスイッチ」, 放電研究, No.31, p.29(1967)
 - (6) 北川:「新しいパワークローバ回路について」, 核融合研究, 第32巻, 6号, (1974)
 - (7) 佐藤, 武田, 井上:「直列接続型パワークローバ方式」, 電総研彙報, 第41巻, 11号, p865(1977)
 - (8) 佐藤, 武田:「直列接続型パワークローバの改良」, 昭和56電気学会全国大会, No.51,
 - (9) 電気学会:「パワーエレクトロニクスの基礎」, オーム社, (1993)
 - (10) T.Sometani, Y.Mizuno, M.Muramatsu, T.Aoki, M.Nakamura: "Position control of a small tokamak plasma", *Proc. 1996 Int. Conf. on Plasma Phys. (Nagoya)*, Vol.2, p.1242-1245(1996)
 - (11) 水野, 染谷:「シエルレストカマク初期プラズマの垂直磁界印加タイミング制御」, 電気学会論文誌A, Vol.115-A, No.9, p.914 (1995)
 - (12) V.S.Mukhovatov, V.D.Shfranov: "PLASMA EQUILIBRIUM IN A TOKAMAK", *Nucl. Fusion*, Vol.11, 605 (1971)
 - (13) M.Fujiwara, S.Itoh, K.Matsuoka, K.Matsuura, K.Miyamoto and A.Ogata: "Conceptional Design of the Vertical Control System in JIPP T-II", *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.14, No.5, p.675 (May,1975)
 - (14) 内田, 井上:「核融合とプラズマの制御下」, 東京大学出版会 (1982)
 - (15) 水野, 染谷:「デジタルドライブを用いたトカマクプラズマの水平位置フィードバック制御装置」, 電気学会論文誌A, Vol.118-A, No.5, p.523 (1998)

付 録

Δ_H の計算式はプラズマ環の運動方程式から導かれ、次式で表される。

$$m \frac{d^2 \Delta_H}{dt^2} = -2 \pi R I_p (B_v + B_i - B_0)$$

ここで、右辺のマイナス符号は内向き変位を表す。 m はプラズマ環の質量、 R はプラズマ環の主半径($R_0 + \Delta_H$)である。 B_v は外部から印加される垂直磁界 B_{VR} または B_{VB} を表し、 B_i は I_p による鉄心イメージの垂直磁界成分を表す。 B_0 はプラズマ環の主半径を R_0 に保持するために必要な垂直磁界を表している。上式を Δ_H に関して展開し、その二次以降の微量を無視して整理すれば、

$$\Delta_H = -\frac{R_0}{B_0(A+1-n)}(B_v + B_i - B_0)$$

を得る。 B_i および B_0 を I_p から逐次計算し、 n および A には $n=0.75, A=0.5$ を代入している。

水野 保 則 (正員) 1955年12月19日生まれ。77年3月静岡大学工業短期大学部電子工学科卒業。現在、同大学工学部文部技官。主としてトカマク装置の垂直磁界制御の研究、垂直磁界電源用トリガギャップスイッチの研究に従事。

山根 直人 (非会員) 1975年2月20日生まれ。98年3月静岡大学工学部電気工学科卒業。同年4月鳥取三洋電機株式会社入社。現在情報通信事業本部電子機器事業部技術二課。

染谷 太 郎 (正員) 1937年8月31日生まれ。69年3月名古屋大学大学院工学研究科博士課程修了。83年静岡大学工学部電気工学科教授。工学博士。主としてプラズマの閉じ込め磁界の研究、トカマク放電の電離初期過程の研究、渦電流の計測解析などの研究に従事。