



# 低一周抵抗化したトカマク装置 HT-2 における ディスラプション時のプラズマ電流減衰特性

阿部充志, 土居 昭, 大塚道夫\*

(日立製作所日立研究所)

(1994年9月5日受理/1995年4月27日改訂原稿受理)

## Characteristics of Disruptive Plasma Current Decay in the Low Loop Resistance Tokamak HT-2

ABE Mitsushi, DOI Akira and OTSUKA Michio\*

*Energy Research Laboratory, Hitachi Ltd., Hitachi 319-12, Japan*

(Received 5 September 1994 / Revised manuscript: received 27 April 1995)

### Abstract

Experiments with two different vacuum vessel loop resistances  $\Omega_V$  were carried out to examine the characteristics of disruptive plasma current decay in the HT-2 tokamak. The resistance  $\Omega_V$  was originally high (14m $\Omega$ ), but  $\Omega_V$  was modified to have a low  $\Omega_V$  of 0.3m $\Omega$ , which was less than the plasma loop resistance calculated at electron temperature 5eV. The disruptive plasma current decay can be divided into two phases. During the first phase, the plasma has a magnetic axis and closed flux surfaces. Modification of the resistance does not affect disruptive characteristics in this phase. During the second phase, the plasma has no closed flux surface and a rapid thermal energy loss occurs from the plasma. Consequently the plasma loop resistance becomes larger than the modified  $\Omega_V$  and replacement of the toroidal current from the plasma to the vacuum vessel occurs at the start of this phase. The  $\Omega_V$  modification does not affect the total force on the plasma, but it does change the spatial distribution and local force direction. The main toroidal vessel current component is a uniform component in the poloidal distribution.

### 1. 緒 言

トカマク装置を設計する場合の重要なパラメータのひとつに一周電圧  $V_1$  がある。トカマク装置では放電開始時に大きな  $V_1$  が必要であり、ディスラプション時にも大きな  $V_1$  が発生する。放電開始に必要な  $V_1$  を大きく設定すると電源容量の

大型化やコイル等の耐電圧特性の強化等が必要となる。ディスラプション時の  $V_1$  が大きいと絶縁構造の複雑化や渦電流による電磁力増大の原因となる。これらは共に、設計製作上の困難を増大させ建設コスト増大の原因となる。これを避けるためには、放電開始時に必要な  $V_1$  を小さくすると

\* Present address: Hitachi Works, Hitachi Ltd., Hitachi 315, Japan

共に、ディスラプションによる電磁気的な衝撃を小さくする工夫も必要である。以上の観点から、日立トカマク HT-2 ではこれまで放電開始時の低  $V_1$  化を目指した実験を行ってきた[1]。

一方、ディスラプション時の電磁気的衝撃を緩和することはプラズマ電流  $I_p$  減衰の速さ  $dI_p/dt$  を小さくすることで可能であるが、真空容器一周抵抗  $\Omega_V$  を小さくすることで真空容器外側での衝撃を緩和できる。前者の  $dI_p/dt$  を小さくする実験は JT-60U で行われ、いくつかの方法が提案されている[2]。後者の  $\Omega_V$  を低下させる方法は放電そのものが困難になってくるためこれまで実験されてない。従来のトカマク装置設計では経験的に、また放電開始時に十分高い  $V_1$  を加えるために、電子温度  $T_e$  を 10eV と仮定して求めた放電開始時のプラズマ一周抵抗  $\Omega_p$  (10eV) と同程度以上の  $\Omega_V$  としていた。しかし、さらに  $\Omega_V$  を低下させても放電が可能であるならば、ディスラプション時の衝撃が緩和される利点だけでなくトカマク装置設計上の選択肢が増し、構造的により強固な設計が可能となる利点もある。また、ベロー部等の高抵抗部で環流する渦電流とトロイダル磁場との相互作用による強大な電磁力も軽減できる。一方、低抵抗化によりトロイダル方向に流れる真空容器電流が増大することから予測外の現象が発生したり、また電磁力が増大する等の問題点発生の可能性もある。この点を実験的に明らかにする。HT-2 では、 $\Omega_p$  (10eV) の 1/10 程度の  $\Omega_V$  に改造して、低抵抗真空容器での放電が可能であることを実証した[3]。これは ITER [4] では  $4\mu\Omega$  程度に相当する抵抗である。この結果をうけて、本研究論文では低  $\Omega_V$  真空容器におけるプラズマ電流減衰に特に注目してディスラプション時の電磁挙動について検討する。

ディスラプション時のプラズマ挙動については、国際熱核融合実験炉 ITER においても物理 R&D 項目[5]に加えられている。HT-2 ではこれまで電流減衰途中のプラズマの動きについて検討した[6,7]。今回の実験はディスラプション時のプラズマの挙動を理解する上でも次の点で意味がある。ディスラプション時のプラズマ温度は

5eV 程度に低下すると考えると、 $\Omega_p$  (5eV) =  $6m\Omega$  である。そこで、従来の  $\Omega_V = 14m\Omega$  と今度の  $\Omega_V = 0.3m\Omega$  での実験はディスラプション時の  $\Omega_p$  に比べて十分に大きい場合と小さい場合を比較することになる。また、このような低温度に冷却される原因は、従来は不純物による放射損失が原因であるとするが多かった[2,8]。しかし、HT-2 の実験では閉じた磁気面が存在しなくなることでプラズマの冷却が促進されることを参考文献[7]で指摘した。本実験ではこの磁気面の構成との関連についても検討する。

## 2. HT-2 の一周抵抗変更と高抵抗での実験結果

### 2.1 一周抵抗変更

日立トカマクの特徴は、(1)ハイブリッド型のポロイダル磁場コイルを使用、(2)磁気センサーを多く配置、(3)真空容器の一周抵抗可変、である。第1の特徴により、高精度なポロイダル磁場制御が可能であり、第2の特徴で高精度に磁場分布を把握することが可能となっている。これら2つの特徴により放電開始時においてもポロイダル磁場を高精度に負帰還制御でき、低  $V_1$  での放電開始が可能となっている。この結果、低  $\Omega_V$  でも安定な放電開始が可能となり最後の特徴(3)を得ている。HT-2 の詳細については参考文献[1,3,7]に記述されている。

HT-2 の真空容器は 9mm 厚のステンレス鋼で作られているが、トロイダル方向 2カ所に高抵抗部(ベロー)を配置することで  $\Omega_V = 14m\Omega$  としていた。現在はこの部分を短絡可能に改造している[3]。短絡法を Fig. 1 に示す。厚肉部のトロイダル方向抵抗は  $0.18m\Omega$  である。短絡はポロイダル断面で真空容器壁の直線部で行う。この短絡板は  $0.09m\Omega$  である。幾何学的に計算する限り、短絡した場合の  $\Omega_V$  は  $0.27m\Omega$  である。磁場強度や磁束計測ループ等の磁場検出器設置位置は参考文献[1,7]に詳しい。  $V_1$  計測ループは真空容器主半径小側の大气側面に張っている。この位置は Fig. 1 中に示した。Fig. 2 に  $\Omega_V$  を計測するために行った実験を示す。一周電圧は Fig. 1 に示した位置

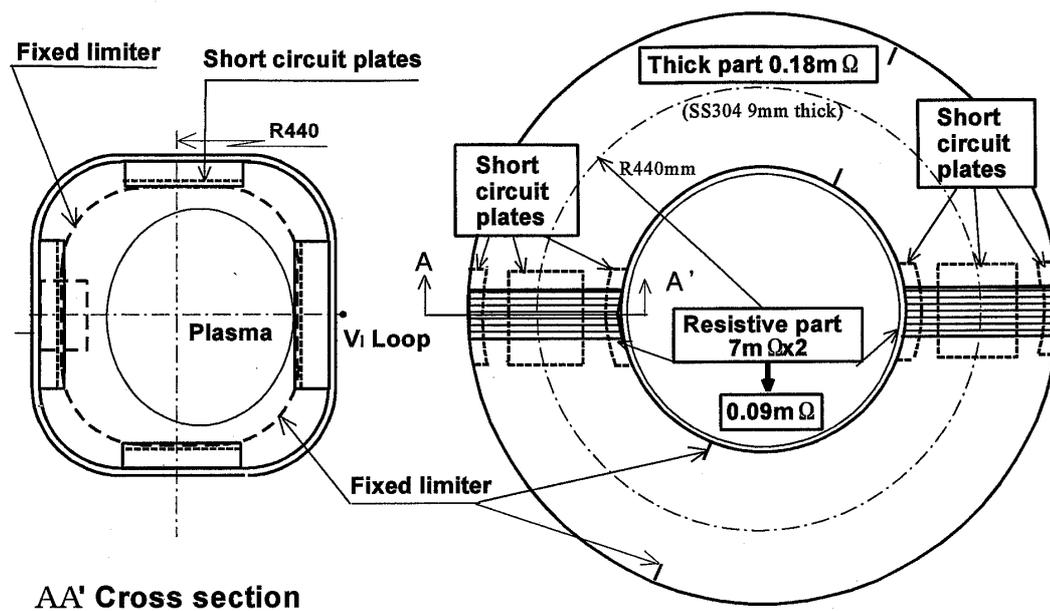


Fig. 1 Short circuits of the bellows in the HT-2 tokamak vacuum vessel. Four stainless plates are used at each bellows.

の一周ループで計測している。真空容器壁に接しているため、真空容器との差交磁束の差は小さく計測電圧波形に対する真空容器電流の遅れは0.2ms以下と十分小さく、本実験においてはほぼ $I_V \Omega_V$ と考えて良い。一方、変流器の一次巻き線により鉄芯回りに一定電圧を加えて真空容器電流を流すと、真空容器電流が鉄芯外に作る漏れ磁束によるインダクタンス ( $5 \times 10^{-7} \text{H}$ 程度) により $\Omega_V = 0.27 \text{m}\Omega$ の場合1.85msの時間遅れで $I_V$ が立ち上がる。プラズマを発生させずに $V_1 = 4.8 \text{V}$ を加えると、十分時間が経過した後では14.5kAの真空容器電流 $I_V$ が流れた。この結果から抵抗を

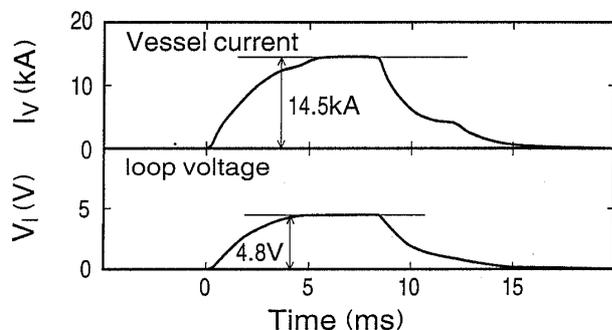


Fig. 2 Measurement of vacuum vessel loop resistance. Net vessel current  $I_V$  and loop voltage  $V_1$  were measured to calculate the resistance.

求めると $\Omega_V = 0.33 \text{m}\Omega$ である。幾何学的な計算値に比べて、計測値が大きな理由は、ポロイダル断面内で電流分布が一様でないためであると考えている。以下では低一周抵抗の場合の $\Omega_V$ は $0.3 \text{m}\Omega$ と呼ぶことにする。

この $\Omega_V = 0.3 \text{m}\Omega$ はディスラプション末期のプラズマ抵抗 $\Omega_p$  (5eV) =  $6 \text{m}\Omega$ より小さいが、フラットトップ時の $\Omega_p$  (120eV) =  $50 \mu\Omega$  ( $I_p = 30 \text{kA}$ で $V_1 = 1.5 \text{V}$ に相当)より大きな値である。また、 $I_V$ の減衰時定数(空心としての値)を $36 \mu\text{s}$ から1.6msに変更したことに相当する。トロイダル方向に貫流するモード以外の渦電流の減衰時定数に影響はなく、垂直磁場や水平磁場を発生する渦電流の時定数はそれぞれ1.3msと1.5ms程度で従来と同じである。したがって、HT-2の異なる $\Omega_V$ でディスラプション時の $I_p$ 減衰を比較することで純粋に真空容器一周抵抗が $I_p$ 減衰に与える影響を評価できる。

Table 1には代表的なトカマク装置の $\Omega_V$ を低温 ( $T_e = 5 \text{eV}$  および  $10 \text{eV}$ ) プラズマの $\Omega_p$ と比較して示す。従来の代表的な装置としてJT-60U [9], JET [10]およびDIII-D [11]について示した。いずれの装置でも放電初期のプラズマを仮定し5-10eVの電子温度で計算した $\Omega_p$ と同程度以

Table I Loop resistance of major tokamaks

Device	Major radius $R_P$	Minor radius $a_P$	Loop resistance(m $\Omega$ )		
			Vacuum vessel $\Omega_V$	Plasma	
				$\Omega_P$ (5eV)	$\Omega_P$ (10eV)
JT-60U	3.4m	1.1m	0.16	0.39	0.14
JET	3.0m	1.0m	0.5	0.42	0.15
DIII-D	1.7m	0.62m	0.15	0.62	0.22
HT-2	0.42m	0.10m	14→0.3	5.9	2.1

Specific resistance of plasmas are  $\eta$  (10eV) =  $2.467 \times 10^{-5} \Omega\text{m}$  and  $\eta$  (5eV) =  $6.977 \times 10^{-5} \Omega\text{m}$

上の  $\Omega_V$  としている。今回の HT-2 における  $\Omega_V = 0.3\text{m}\Omega$  は  $\Omega_P$  (5eV) より充分小さく、従来の装置にない低抵抗真空容器での実験となることが解る。

## 2.2 HT-2 でのディスラプションに関するこれまでの実験結果

本節ではこれまでの HT-2 での実験結果、特に

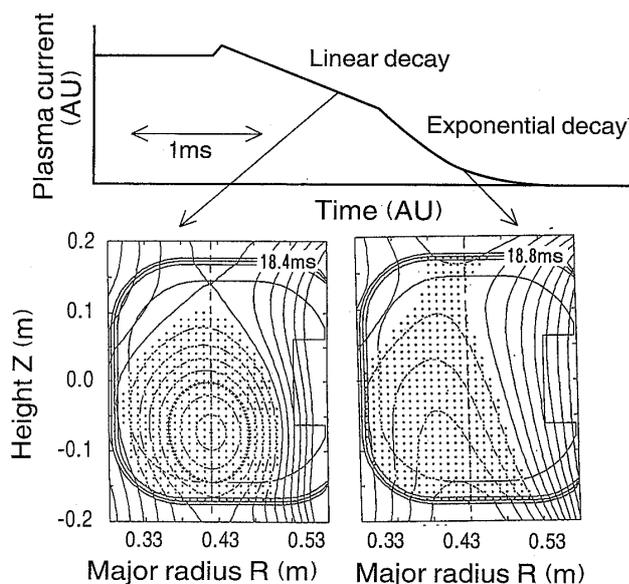


Fig. 3 A schematic waveform of disruptive plasma current decay and poloidal magnetic configuration during a disruption in the HT-2 tokamak.

参考文献[7]の内容を要約し、詳細はこれに委ねる。ディスラプションによる  $I_P$  減衰時の磁場配位は HT-2 実験から、プラズマ中に磁気軸と閉じた磁気面が存在する第1期と、磁力線が全て真空容器やリミタを通過する第2期で特徴づけられることが解っている。この様子を Fig. 3 に示す。プラズマ中に閉じた磁気面が存在する第1期ではプラズマ中心部の温度は高く、 $\Omega_P$  は小さいと推定している。このため  $I_P$  減衰速度は比較的遅い。またこの期間の  $I_P$  減衰の速さはプラズマが動く速さとの相関がある[6]。

しかし、プラズマ中に閉じた磁気面の存在しない第2期ではプラズマが直接構造物に接して急速に冷却される。ポロイダル磁場は真空容器壁に向けた力をプラズマに与えるが、真空容器とプラズマの間を流れるポロイダル電流(ハロー電流)はトロイダル磁場との相互作用による力とつりあってプラズマの平衡を保っている。この磁場配位では熱エネルギーが磁力線に沿って真空容器壁に急速に逃げるため、高  $V_1$  によるジュール加熱にも関わらず、第2期ではプラズマ抵抗から推定する限りではプラズマの電子温度は 5-10eV 程度に冷却されていると考えられる。第2期の指数関数的な減衰はプラズマのインダクタンス ( $1 \times 10^{-6}\text{H}$  程度) と 5 ~ 10eV の抵抗 (6 ~ 2m $\Omega$ ) から決まる

減衰時定数で説明できる。

以上の実験結果から、低抵抗化した場合の  $I_P$  減衰は、次のようになると考えられる。

- (1) 第1期では  $I_P$  減衰はプラズマの動きに関連している。プラズマの動きに影響を与える真空容器渦電流は垂直・水平磁場を発生するものであるが、これらの時定数は変更されていないため第1期の  $I_P$  減衰速度に変化はない。
- (2) 第2期ではプラズマと真空容器は単純な並列回路である。二つの回路の電流分配は、

$$I_P/I_V = \Omega_V/\Omega_P \quad (1)$$

の関係で、この割合を保ちながら一定時定数で減衰する。

以上のように考えると低抵抗化の影響は特に第2期に現れると予想できる。Table 1 に示したように低抵抗の場合 ( $\Omega_V = 0.3\text{m}\Omega$ ) では  $T_e = 5\text{eV}$  と考えると第2期の電流分配は、(1)式から  $I_P/I_V = 0.3/6$  であり、真空容器電流の  $1/20$  の  $I_P$  が存在するのみであると予想される。一方、高抵抗の場合 ( $\Omega_V = 14\text{m}\Omega$ ) には  $I_P/I_V = 14/6$  で、プラズマに真空容器の2.5倍程度の電流が流れることになる。後者はすでに行った実験とほぼ一致する[7]。第2期の  $I_P$  減衰時定数について高抵抗の場合には  $L_P/\Omega_P$  ( $L_P$ : プラズマのインダクタンス) で説明できることはすでに示した。並列回路のうちプラズマの方に主に電流が流れるためである。低抵抗の場合には電流が主に真空容器を流れるので、並列回路全体としての電流減衰時定数は  $L_V/\Omega_V$  ( $L_V$ : 真空容器インダクタンス  $5 \times 10^{-7}\text{H}$ ) で  $1.6\text{ms}$  程度になると考えられる。

ディスラプション時にプラズマを数 eV まで冷却するメカニズムについて、不純物からの放射が主因であると言われている[2,8]。しかし、HT-2の実験から、第1期から第2期への移行時に磁気軸がプラズマ中から真空容器壁に移り、全ての磁気面が真空容器壁やリミタを貫く磁場配位になり、プラズマからの熱流失が促進されることを指摘した[7]。この熱流失の原因が磁気面構成の変化であるという指摘が事実であれば、第1期から第2期への移行時の磁気面構成の変化に同期して、プラズマの冷却とプラズマ・真空容器間の電

流分配の変化が起こると予想される。逆に不純物による冷却が支配しているのであれば、特に第2期の開始と同期して電流が移ることもないと考えられる。以上のような点を実験により確認する。

### 3. 低一周抵抗真空容器における実験結果

#### 3.1 プラズマ電流減衰波形の比較

Fig. 4 には HT-2 でのディスラプション直前のプラズマ電流値  $I_P^0$  と  $I_P$  減衰中の最大真空容器電流  $I_V^P$  の関係を示す。高抵抗 ( $\Omega_V = 14\text{m}\Omega$ ) の場合には  $I_V^P/I_P^0 < 1/5$  であるが、 $\Omega_V = 0.3\text{m}\Omega$  ではほぼ  $I_V^P = I_P^0$  である。つまり、今回の低抵抗真空容器では、 $I_P^0$  のほぼ全量がディスラプション時に真空容器に移ることを示している。このことは前章の第(1)式と矛盾しない。これまでのトカマク装置は一般に電子温度  $5 \sim 10\text{eV}$  の  $\Omega_P$  と同程度またはそれ以上の  $\Omega_V$  を持っていたので  $I_V^P < I_P^0/2$  であった[12]。しかし、HT-2の低抵抗真空容器での実験は、これまでにない低  $\Omega_V$  領域での実験である。

Fig. 5 には円形断面プラズマのディスラプション時のプラズマ電流  $I_P$ 、真空容器電流  $I_V$ 、プラズマ中心位置  $R_P$ 、プラズマに加えられている垂直磁場強度  $B_V$  および真空容器に加わっている主

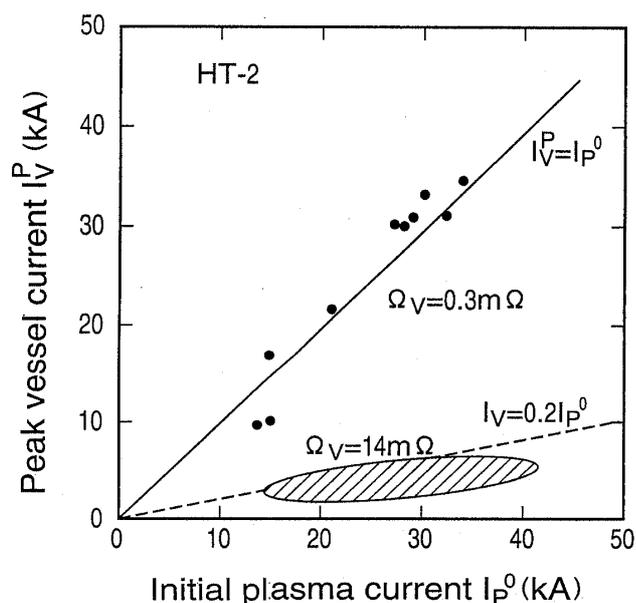


Fig. 4 Relationship between peak vessel current  $I_V^P$  during disruptive plasma current decay and initial plasma current  $I_P^0$  in the HT-2.

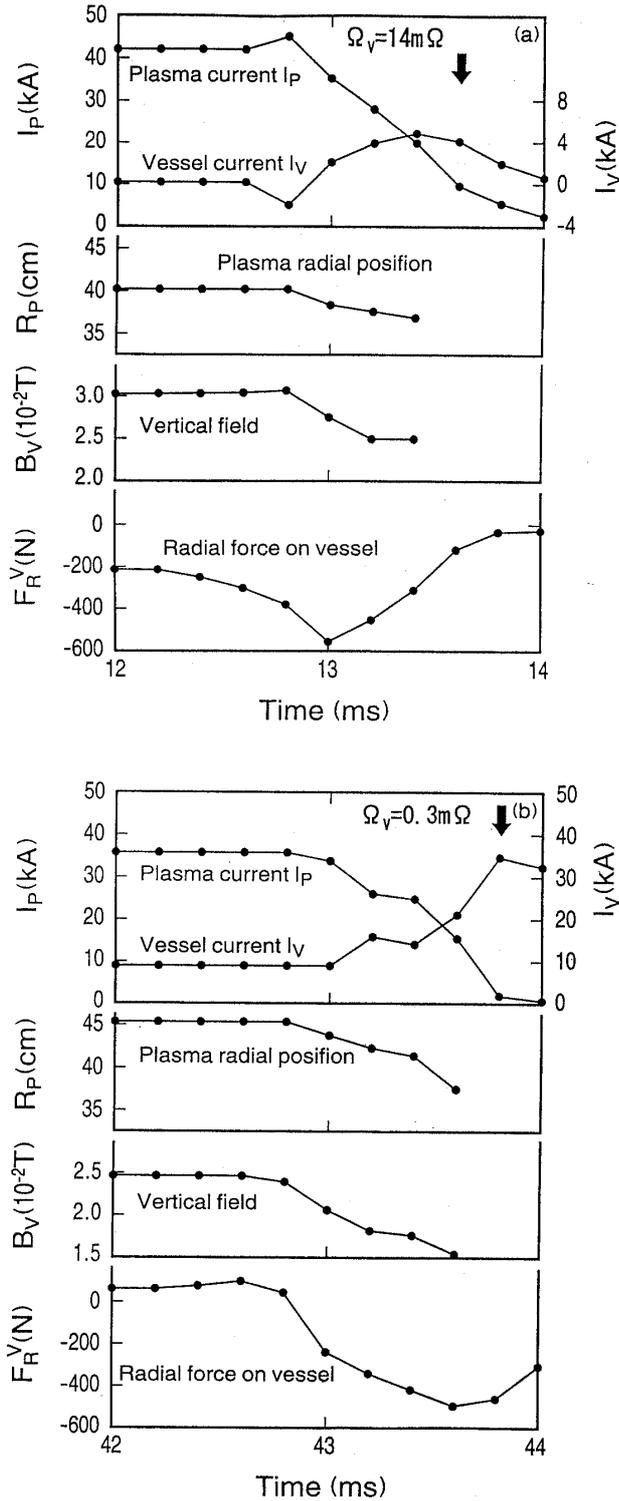


Fig. 5 Time evolution of plasma current  $I_p$ , vessel current  $I_v$ , plasma radial position  $R_p$ , equilibrium vertical field  $B_v$  and radial force  $F_R^V$  during the disruptive  $I_p$  decay, obtained by the magnetic analysis based on measured magnetic data.  $F_R^V$  is a electromagnetic force due to toroidal currents only. The plasma cross sectional shape is circular. The arrows are timings of entrances of 2nd phase of  $I_p$  decays. (a) High loop resistance, (b) Low loop resistance.

半径方向の電磁力  $F_R^V$  の波形を低抵抗と高抵抗で比較して示す. 矢印は第1期から第2期への移行のタイミングである. このタイミングで  $I_v$  は最大値となる. 図中に示した量は計測磁場データをもとにポロイダル磁場を再構成する磁場解析手法[13]により求めた値である. このうち,  $I_p$  と  $I_v$  はロゴスキーコイルで計測されているが, 両者に大きな差が無いことは確認している. 低抵抗化により  $I_v$  は5~10倍に増加する. HT-2での  $V_1$  計測ループのように真空容器壁で計測している  $V_1$  は幾何学的にはほぼ真空容器が囲む磁束の変化率であるので  $V_1 = I_v \Omega_v$  と考えて良い. 本実験では,  $\Omega_v$  が1/50になっているので, ディスラプション時でも真空容器壁で観測する電圧  $V_1$  は小さい. このことは, 真空容器の大気側では低抵抗化により真空容器が囲む領域で  $I_p$  減衰時の変流器成分磁束変化が緩やかになり, 電磁気的な衝撃が小さくなることを意味している. 高抵抗の真空容器では,  $I_v$  減衰時定数に比べて遅く  $I_p$  が減衰するため,  $I_p$  減衰時間にディスラプション時の  $V_1$  が支配されている. しかし, 低抵抗の場合には,  $I_p$  減衰時間よりも  $I_v$  減衰時定数が遅くなり, 真空容器壁付近やその外側では  $I_v$  減衰時間に  $V_1$  が支配されるようになる.

矢印前の第1期では, ともに  $dI_p/dt = -4 \times 10^7 \text{ A/s}$  程度で大きな違いは無い. 円形断面プラズマであるので, この時期には主半径小方向に移動している. この移動を抑えるようにシェル効果が働き  $B_v$  を弱くしている. 電流減衰開始時の  $R_p$  と  $B_v$  の初期値は異なるが, その変化の様子はほぼ同じであるといえる. 低抵抗化は真空容器をトロイダル方向に流れている電流を大きくするが, プラズマの動きに影響を与える垂直磁場等のポロイダル磁場を発生する渦電流モードに対する影響は小さいことが理由である. この結果, 前章で推定したように, 第1期では  $I_p$  減衰に低抵抗化の影響は無いといえる.

矢印以後の第2期ではプラズマ中に磁気軸が存在しないので,  $R_p$  と  $B_v$  は示してない. 低抵抗化により, 第2期開始時の  $I_p$  は小さく  $I_v$  は大きくなっている. 後者は, 低抵抗化の当然の結果で

ある。前者については次に検討する。また、 $F_R^V$ の時間変化は高抵抗時には第1期の早い時期にピーク値を取るが、低抵抗では第1期の最後にピーク値を取る点で差がある。この点については次節で検討する。

Fig. 6にはFig. 5の $I_P$ 波形を対数表示として示した。真空容器抵抗の違いによるプラズマ電流波形の特徴的な差が第1期から第2期へ移る時刻に認められる。第1期最後の $I_P$ は10-15kAで $\Omega_V$ に依らずほぼ同じである。しかし、高 $\Omega_V$ では第1期から第2期へ連続的に $I_P$ が変化するが、低 $\Omega_V$ では10kA余りから1.5kA程度へ本計測系のサンプリング時間0.2ms以下の時間で不連続に $I_P$ が減衰する。Fig. 5から、 $I_P = 1.5\text{kA}$ の時に $I_V = 30\text{kA}$ で $I_P/I_V = 1/20$ となり、前章の式(1)からの予想と一致する。プラズマ断面積の変化を無視し、プラズマの抵抗値から推定すると、ディスラプション前には平均電子温度 $\langle T_e \rangle$ が120eV程度であったものが、第1期最後には40eV程度になり、第2期に入る時に一気に5eVまで冷却されることを意味している。第2期開始時に特に冷却されると推定できる。このことは、不純物からの放射がディスラプション時のプラズマ冷却の主因ではなく、磁気面が全て開磁気面になることが主因であるとの考え方[7]を支持するものである。第2期では、 $I_P$ 減衰波形は片対数グラフ上で

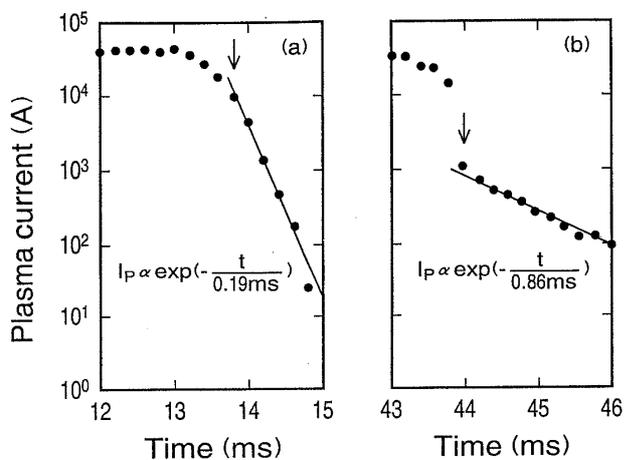


Fig. 6 Comparison of  $I_P$  evolution between (a) high loop resistance and (b) low loop resistance during disruptive plasma current decay. The plasma current axes are plotted by log scales.

ほぼ直線的であり、指数関数的に減衰していることが解る。これは、第2期の $I_P$ 減衰が単純に抵抗減衰であることを示している。減衰時定数はそれぞれ約0.19msと0.86msである。前者はプラズマを5eV程度の低温と考えて求めた電流減衰時定数であることはすでに報告した[7]。後者の時定数は前章で予想した真空容器の時定数よりやや速い時定数である。これは、低 $\Omega_V$ の第2期ではジュール加熱が高 $\Omega_V$ の場合に比べて弱くこの期間内でもプラズマの温度が5eVから更に低下しているためと考えられる。

### 3.2 真空容器に加わる電磁力

真空容器の低抵抗化によりディスラプション時の $V_I$ は低下する。このことは、真空容器をトロイダル方向に貫流する電流 $I_V$ は低抵抗化により大きくなるが、ポート部を迂回する電流やトロイダル方向の一周抵抗を確保するために設けた高抵抗部を環流する鞍型成分の電流は小さくなることを意味する。そして、後者の電流とトロイダル磁場との相互作用による電磁力が大幅に低減する[14]。ここでは前者の $I_V$ の増加が電磁力に与える影響について検討する。

Fig. 5で明らかなように、高抵抗の場合には $I_P$ 減衰初期に最大の電磁力となり、低抵抗の場合に

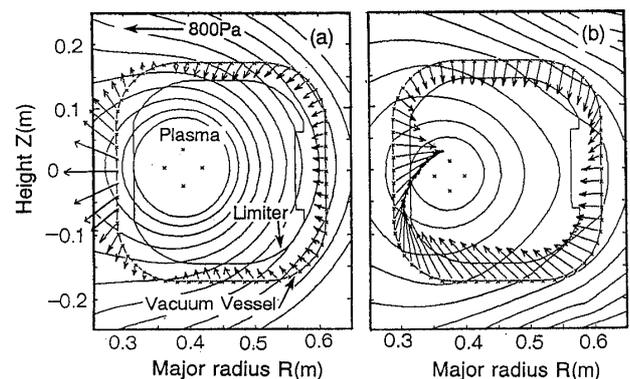


Fig. 7 Comparison of electromagnetic forces during disruptions in the HT-2, obtained by the magnetic analysis based on measured magnetic data. They are due to the toroidal currents only and at times when the radial force acting on the vessel have the peak values. (a) high loop resistance. (b) low loop resistance.

は最大値が現れる時刻は第 1 期末期となる。Fig. 7 は最も電磁力が大きくなる時刻でのポロイダル断面内の電磁力分布を比較して示す。磁場計測データをもとにポロイダル磁場とトロイダル方向電流の相互作用による電磁力を求めたものである。手法の内容は参考文献[6,13]に詳しく示されている。Fig. 7 には電磁力を真空容器壁に働く圧力として示している。最大値は 800Pa 前後の圧力となっており、この値は 2 種の  $\Omega_V$  で変わりがない。両者を比較して特徴的な差異は、従来の抵抗値  $\Omega_V = 14\text{m}\Omega$  では真空容器に働く力がほぼプラズマの動きの方向を向いているが、 $\Omega_V = 0.3\text{m}\Omega$  では主に真空容器に外圧として加わっている点である。ただし、真空容器全体として働く力を考えた場合、Fig. 5 で明らかなように共に内向き（主半径小側）の力で  $F_R < 0$  であり、大きさは 500-600N 程度で大差は無い。

この内向きの力  $F_R$  は、もともとはポロイダル磁場コイルによる垂直磁場がフープ力を抑えるためにプラズマに与えていた力である。プラズマが消滅する段階では、この力が真空容器に加わる。もともとの力が同じであるために、この  $F_R$  は  $\Omega_V$  の変更によっても変わらないと考えられる。この点を定量的に検討する。真空容器に加わる電磁力は、プラズマの動きに対するシェール効果の反作用として働く力  $F_R^{VS}$  とプラズマの平衡を維持するために加えている垂直磁場  $B_V$  と真空容器電流  $I_V$  の相互作用による力  $F_R^{VB}$  がある。前者のシェール効果による力はプラズマ内部パラメータ変化により過剰となった垂直磁場がプラズマを押す力であるため、

$$F_R^{VS} = \mu_0 I_P^2 \Delta(\beta_P + l_i/2) / 2 \quad (2)$$

である。ここで、 $\Delta(\beta_P + l_i/2)$  はポロイダルベータ値  $\beta_P$  と規格化内部インダクタンス  $l_i$  に関する変化量、 $\mu_0$  は真空中の透磁率である。 $\Delta(\beta_P + l_i/2)$  の大きさは垂直磁場  $\Delta B_V$  の変化から

$$\Delta B_V = \mu_0 I_P \Delta(\beta_P + l_i/2) / (4\pi R_P) \quad (3)$$

で推定できる。Fig. 5 から明らかなように  $I_P = 40\text{kA}$  程度からのディスラプションでは  $\Delta B_V = 6 \times 10^{-3}\text{T}$  程度であり、 $\Delta(\beta_P + l_i/2) = 0.6$  程度で  $F_R^{VS} = 460\text{N}$  となる。これは、Fig. 5 での  $F_R^{VS}$

の大きさを説明できる。一方、後者の大きさは

$$F_R^{VB} = 2\pi R_V B_V I_V - \mu_0 I_V^2 / \{\ln(8R_V/a_V) - 1\} / 2 \quad (4)$$

で見積もられる。ここで、 $R_V$  と  $a_V$  はそれぞれ真空容器の主半径と小半径である。前項は垂直磁場が真空容器を押す力で、後項は真空容器電流によるフープ力である。低抵抗の場合、ディスラプション末期の  $I_V$  はディスラプション直前の  $I_P$  とほぼ同じであり、プラズマと真空容器のアスペクト比が同じであると仮定すると、

$$F_R^{VB} \approx \mu_0 I_V^2 (\beta_P + l_i/2 - 0.5) / 2 \quad (5)$$

である。Fig. 5 の放電では、磁場解析結果によると  $(\beta_P + l_i/2 - 0.5)$  も 0.6 程度である。結果として両電磁力はほぼ同じであるといえる。

前者の  $F_R^{VS}$  はシェール効果による力で、おもに第 1 期、特に  $I_P$  の大きな初期に働く。一方、 $F_R^{VB}$  は真空容器電流と垂直磁場との相互作用であり、おもに  $I_V$  が大きくなるディスラプション末期に強くなる。高抵抗の場合、 $I_V$  の減衰が速いため後者の  $F_R^{VB}$  は特に大きな力とはならない。このため、真空容器に働く電磁力はディスラプション初期にシェール効果による電磁力  $F_R^{VS}$  が原因でピーク値をとる。一方、低抵抗の場合、シェール効果に加えて真空容器電流と垂直磁場との相互作用による電磁力  $F_R^{VB}$  が特にディスラプション後半に働くことになる。このため、ディスラプション末期まで電磁力が持続することになる。しかし、両者の大きさはほぼ同じであり、 $\Omega_V$  を変更しても真空容器に全体として加わる電磁力に大差は無いといえる。

Fig. 8 には真空容器をトロイダル方向に流れる電流密度  $j_e$  (A/m) をポロイダル断面上の分布として高抵抗・低抵抗で比較して示す。共に上側が第 1 期中の時刻の分布で、下側が第 2 期に入った直後の分布である。高抵抗で第 1 期の渦電流は主半径小側で  $I_P$  と反対方向の電流が流れており、プラズマの主半径小方向の移動に対してシェール効果が働いていることが解る。一方、低抵抗の場合には主にポロイダル断面で一様な電流密度の成分が支配的である。このような成分にも垂直磁場を打ち消す磁場成分がありシェール効果と同様の働き

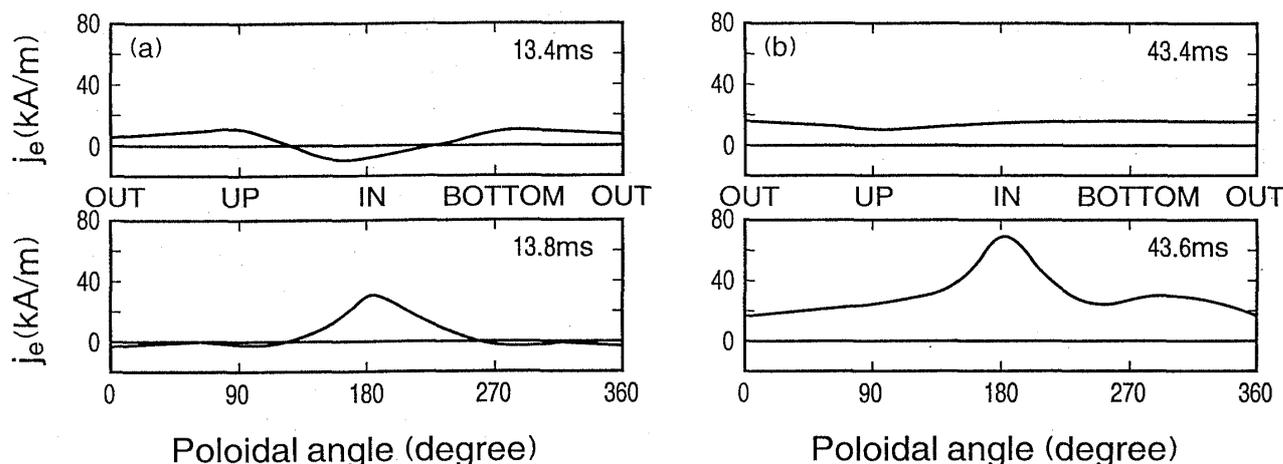


Fig. 8 Comparison of the poloidal distribution of vessel current flowing toward toroidal direction. Timings are for last of the 1st phase (up) and at start of the 2nd phase (bottom). (a) high loop resistance. (b) low loop resistance.

を行うことは Fig. 5 (b) でディスラプション時に  $B_V$  が減少していることから理解できる。一方、第2期に入った後では高抵抗、低抵抗共に真空容器の小半径側で特に  $I_p$  と同方向の電流が流れている。これは、プラズマを真空容器壁に引きつける役割をしている。しかし、 $I_p$  は第2期でもしばらくの間保持されている。このことは、上記の力を打ち消す力、つまりプラズマを主半径大側に押し戻す力が働いていることを示している。この力の原因はハロー電流[7,15]であると考えられる。

### 3.3 実験結果の検討

本実験結果を ITER 等の次期大型装置に外挿した場合を考察する。ITER では 10eV のプラズマ一周抵抗  $\Omega_p$  (10eV) を推定すると  $30\text{--}60\mu\Omega$  となるが、現在の設計では  $20\mu\Omega$  以下の  $\Omega_V$  が予定されている。ディスラプション時には十分に  $\Omega_V < \Omega_p$  (5eV) であり、今回の HT-2 実験条件に近い低  $\Omega_V$  装置であると言える。したがってディスラプション時の  $I_p$  減衰波形を今回の実験結果をもとに考察する。ITER を含めたトカマク装置の耐電磁力設計では、従来のトカマク装置におけるディスラプション時のプラズマの動きとプラズマ電流減衰波形をもとに予測したシナリオまたはプラズマ位置・電流の動特性をシミュレーションす

ることによって、構造物を流れる渦電流を求め、電磁力を推定していた。しかし、従来装置の  $\Omega_V$  は Table 1 に示したように比較的大きな値であり、ITER でのディスラプション時の  $I_p$  減衰のシミュレーション結果と比較できる実験データは存在しなかった。この点で今回の実験の意味がある。

参考文献[4]ではディスラプション時のプラズマ挙動を真空容器や双子ループ等の渦電流によるシェル効果およびハロー電流も含めたシミュレーションを実行している。15～20ms の期間で  $I_p$  が減衰する。 $I_p > 15\text{MA}$  の間は  $1\text{MA/s}$  程度で減衰し、 $I_p < 15\text{MA}$  の最終的な段階ではシェル効果によるプラズマの安定化効果がうすれ、 $3\text{MA/s}$  に  $I_p$  減衰速度が加速されると予想している。つまり、このシミュレーションでも2つの  $I_p$  減衰期間にわかれ、15MA に減衰するまでの間は第1期であり、その後が第2期であると考えられる。ただし、特に第2期ではハロー電流がプラズマ位置安定化に与える効果が入ってないので、ディスラプション最後の第2期の段階のシミュレーションは正確には行われていない。そこで、本実験で得られた知見をもとに ITER でのディスラプション末期の  $I_p$  変化について考察する。

初期のプラズマ電流  $22\text{MA}$  を  $\Omega_p$  (5eV) =  $85\mu\Omega$

( $\Omega_p$  (10eV) =  $30\mu\Omega$  に対応) と  $\Omega_V = 20\mu\Omega$  で式(1)に従って分配すると,  $I_p = 4.2\text{MA}$  程度で第 2 期が始まることになる. HT-2 での実験結果は, 低抵抗の場合第 2 期の開始時に式(1)の値まで急激に  $I_p$  が小さくなった. このことから, ITER では第 2 期の開始時に  $I_p$  が 15MA から 4.2MA まで急激に減衰すると予想できる.  $I_p = 4.2\text{MA}$  の時点で約  $V_1 = 360\text{V}$  の最大  $V_1$  が加わる. 第 2 期では  $I_p$ ,  $I_V$  ともに電流減衰時定数が約 0.1 秒であり, この時定数程度で減衰すると考えられる.

以上の考察と参考文献[4]のシミュレーションと異なる点は, 主にハロー電流によって保持される第 2 期の平衡状態をシミュレーションが考慮していない点である. 今回の HT-2 実験から予想できることは, 実際の  $I_p$  減衰波形は第 2 期の電流減衰が緩やかであると言う意味で参考文献[4]のシミュレーション結果より緩和されたものになるということである. 一方電磁力として式(4)から  $B_V = 0.94\text{T}$ ,  $R_V = 6.0\text{m}$ ,  $a_V = 3.2\text{m}$ ,  $I_V = 15\text{MA}$  として求めると,  $F_R^{VB} = 270\text{MN}$  となる. これは, 参考文献[4]でのシミュレーション値 320MN と比較して大差はない.

低抵抗化した HT-2 の  $\Omega_V$  は ITER では  $4\mu\Omega$  にあたる. ITER の一周抵抗をさらに低抵抗化して  $4\mu\Omega$  とした場合を考察する. この場合ほぼ  $\Omega_V = \Omega_p$  (5eV)/20 である. 第 1 期には  $I_p = 22\text{MA}$  から約 15MA まで 1MA/s 程度で  $I_p$  減衰するが, その後  $I_p = 15\text{MA}$  から 1MA まで急激に  $I_p$  減衰し,  $I_p = 1\text{MA}$  で第 2 期に入ると考えられる. ITER の真空容器を  $\Omega_V = 4\mu\Omega$  とすると  $I_V$  の減衰時定数は 0.5 秒程度になるので, 第 2 期では時定数 0.5 秒のゆっくりした  $I_p$  減衰となると考えられる. また, 実験結果から推定すると真空容器全体として加わる電磁力はこの低抵抗化によっては変化しないものと考えられる. 真空容器を流れる電流の最大値は  $I_V^P = 21\text{MA}$  であり, 一周電圧は 84V 程度が最大値となり, 低一周電圧化となる.

#### 4. まとめ

真空容器の一周抵抗  $\Omega_V$  とディスラプション時のプラズマ電流減衰速度と電磁力の関係を調べる

ために, 日立トカマク HT-2 で 2 つの  $\Omega_V$  値で実験を行い比較した. ディスラプション時にはプラズマ電子温度  $T_e$  は 5eV 程度まで冷却される. このときプラズマの一周抵抗  $\Omega_p$  ( $T_e$ ) は  $6\text{m}\Omega$  程度と考えられる. もとの  $\Omega_V$  値は  $\Omega_p$  (5eV) より大きい  $14\text{m}\Omega$  となっていた. 今回はこれに加えて,  $\Omega_p$  (5eV) より十分小さい  $\Omega_V = 0.3\text{m}\Omega$  での実験も行った. ニカ所のベロー部を短絡することで  $\Omega_V$  を変更したため, プラズマの動きに関連する渦電流モードに対する影響は小さい.  $I_p$  減衰過程は磁気軸がプラズマ中に存在する第 1 期と磁気軸が真空容器壁に移った第 2 期に分類される.

第 1 期ではプラズマの動きにより  $I_p$  減衰が支配されているが, この動きに影響を与えるシェル効果に  $\Omega_V$  変更の影響は小さい. このため, 高抵抗時の  $I_p$  減衰波形と比較して変りはない. この時期にはプラズマ中に閉じた磁気面が存在するためプラズマ温度は比較的高く,  $\Omega_p < \Omega_V$  である. 一方, 第 2 期ではプラズマ中に閉じた磁気面が存在せず,  $T_e = 5\text{eV}$  程度まで急激に冷却され, 低抵抗の場合には  $\Omega_p > \Omega_V$  となる. この冷却の結果, 第 2 期に移る時刻で  $I_p$  が不連続的に減少し  $I_V$  が増加する.

ディスラプション時の電磁力を真空容器壁に加わる圧力として見た場合, その最大値は特に変わらない. 高抵抗ではシェル効果状の電磁力分布で全体的にディスラプション時のプラズマ移動と同じ方向の電磁力が強かったが, 低抵抗では真空容器全般に外部からの圧力が支配的となる.

この実験結果から  $\Omega_V = 20\mu\Omega$  の ITER でのプラズマ電流減衰波形を推定すると 22MA から 15MA の間は 1MA/s で減衰すると考えられるが, その後 15-4.2MA の間は急激に減衰し, 4.2MA に減衰した後には時定数 0.1 秒程度で緩やかに減衰すると推定できる.

#### 参考文献

- [1] M. Abe and K. Takeuchi, *Low Voltage Start-up and Equilibrium Control using Multivariable Poloidal Field Coils in the Hitachi Tokamak HT-2*, submitted to the Fusion

- Technology; 阿部充志, 竹内一浩, 大塚道夫 ; 「ハイブリッド型ポロイダルコイルによる日立トカマク (HT-2) でのプラズマ放電」, プラズマ・核融合学会第8回秋季講演会予稿集, 116 (1991).
- [2] R. Yoshino, Y. Neyatani, N. Hosogane, S.W. Wolfe *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 1599 (1993).
- [3] M. Abe, A. Doi, K. Takeuchi, M. Otsuka, M. Sugihara, S. Nishio, R. Yoshino and T. Okazaki, Bulletin of the American Physical Society **37**, 1449 (1992); 阿部充志, 土居 昭, 竹内一浩, 大塚道夫他 ; 「トカマクでの低一周抵抗炉構造概念の検討IV (低一周抵抗化した日立トカマク HT-2 での放電開始実験)」, プラズマ・核融合学会第9回秋季講演会予稿集, 54 (1992).
- [4] Y. Shimomura, J. Wesley, A. Astapovich, L. Bottura *et al.*, ITER Poloidal Field System, ITER Documentation Series, No.27, International Atomic Energy Agency, Vienna, (1991).
- [5] C. Flanagan, *Research and Development Needs for ITER Engineering Design*, ITER Documentation Series No.20, International Atomic Energy Agency, Vienna, (1991).
- [6] M. Abe, K. Takeuchi, H. Fukumoto, M. Shimizu and M. Otsuka, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, 395 (1990).
- [7] M. Abe, K. Takeuchi and M. Otsuka, J. of Plasma and Fusion Res. **69**, 352 (1993).
- [8] A. Tanga, M. Garribba, M. Hugon, M.F. Johnson, C. Lowry, C. Nardone, P. Noll, M. Pick, G. Saibene and G. Sannazzaro, *Study of Plasma Disruptions in JET and its Implications on Engineering Requirements, Proceedings of 14th Symposium on Fusion Engineering*, (1991).
- [9] 二宮博正, 大電流化計画検討チーム : 「JT-60U 設計の現状」, プラズマ・核融合学会第5回年会予稿集, 115 (1988).
- [10] G.H. Rapp and C. Froger, *The development and construction of the vacuum vessel for the JET project*, Fusion Technology 1978 Proceeding of the tenth symposium, Vol.2, P.753, Pergamon Press (1979).
- [11] B. Lloyd, G.L. Jackson, T.S. Taylor, E.A. Lazarus, T.S. Luce and R. Prator, Nucl. Fusion **31**, 2031 (1991).
- [12] M. Matsukawa, K. Ushigusa, Y. Neyatani, R. Yoshino and H. Ninomiya, **23**, 341 (1993) 341.
- [13] M. Abe, A. Doi, K. Takeuchi, M. Otsuka, *et al.*, J. of Plasma and Fusion Res. **70**, 671 (1994).
- [14] 土居 昭, 竹内一浩, 阿部充志, 大塚道夫他 : 「トカマクでの低一周低一周炉構造概念の検討I (デイスラプション時の電磁解析)」, プラズマ・核融合学会第9回年会予稿集, 121 (1993).
- [15] P. Noll, L. Sonnerup, C. Froger, M. Huguet and J. Last, Fusion Technology **15**, 259 (1989).