

JAERI-Research

2003-027

JP0450245



JT-60Uにおける蓄積エネルギー実時間帰還制御システムの
開発と高性能放電への応用

2003年12月

及川 聰洋・土屋 勝彦・栗原 研一・川俣 陽一・福田 武司*
藤田 隆明・赤坂 博美・米川 出・閨谷 讓

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合せは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂
郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター
(〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内) で複写による実費頒布をおこなっ
ております。

This report is issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research
Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy
Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2003

編集兼発行 日本原子力研究所

JT-60Uにおける蓄積エネルギー実時間帰還制御システムの
開発と高性能放電への応用

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部
及川 聰洋・土屋 勝彦・栗原 研一+・川俣 陽一+・福田 武司*
藤田 隆明・赤坂 博美++・米川 出+・閨谷 讓++

(2003年10月23日受理)

JT-60UにおいてMHD安定性制御を目的としてプラズマ蓄積エネルギーの実時間帰還制御システムを開発した。プラズマ蓄積エネルギー検出に統計処理法を用いることにより、JT-60Uの幅広いプラズマパラメータ領域におけるオーミックモード、Lモード、Hモード、高ポロイダル β モード、負磁気シアモードといった様々な閉じ込めモードに対して単一の統計処理係数セットで蓄積エネルギーの高精度実時間検出が可能となった。NB入射電力の調節により蓄積エネルギーの実績値をプレプログラムされた参照波形に正確に追従させることに成功した。負磁気シアモードにおいては内部輸送障壁形成の再現性が向上し、規格化ベータ値を安定領域に維持することでMHD安定性を制御することが出来る。これにより、負磁気シアモードにおいてDT換算核融合増倍率0.5を0.8秒間維持することに成功した。

那珂研究所：〒311-0193 茨城県那珂郡那珂町向山801-1

+ 核融合装置試験部

++ ITER開発室

* 大阪大学

**Development of Plasma Stored Energy Feedback Control and
its Application to High Performance Discharges on JT-60U**

Toshihiro OIKAWA, Katsuhiko TSUCHIYA, Kenichi KURIHARA⁺,
Youichi KAWAMATA⁺, Takeshi FUKUDA^{*}, Takaaki FUJITA,
Hiromi AKASAKA⁺, Izuru YONEKAWA⁺ and Yuzuru NEYATANI⁺⁺

Department of Fusion Plasma Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 23, 2003)

The real-time feedback control system of the plasma stored energy has been developed for control of the plasma MHD stability in the JT-60U tokamak. The plasma stored energy can be detected with high accuracy in real-time by adopting a function parametrization method for various plasmas available in JT-60U, such as ohmic plasmas, the L-mode, the H-mode, the high poloidal beta mode and the reversed shear mode over a wide range of the plasma parameters. By manipulating the neutral beam injection power, the plasma stored energy has been successfully controlled along the preprogrammed reference waveform with enough accuracy. Especially in the reversed shear mode, this feedback control scheme has improved the reproducibility of the formation of the internal transport barrier, and MHD activities could be suppressed keeping the normalized beta in a stable region. A D-T equivalent fusion amplification gain of 0.5 was sustained for 0.8 s in a reversed shear plasma by employing this feedback control scheme.

Keywords : Plasma Stored Energy, Feedbak Control, JT-60U, Reversed Magnetic Shear,
MHD Stability

+ : Department of Fusion Facilities

++ : Department of ITER Project

* : Osaka University

目次

1. 序論	1
2. プラズマ蓄積エネルギー実時間検出	1
3. 実時間帰還制御システム	7
4. プラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御の実証	10
5. 高性能負磁気シア放電への適用	10
6. 議論	16
7. まとめ	17
謝辞	17
参考文献	18

Contents

1. Introduction	1
2. Real-time Detection of Plasma Stored Energy	1
3. Feedback Control System	7
4. Demonstration of Plasma Stored Energy Feedback Control	10
5. Application to High Performance Reversed Shear Plasmas	10
6. Discussion	16
7. Summary	17
Acknowledgments	17
References	18

This is a blank page.

1 序論

JT-60U トカマクでは凹型の安全係数分布 (q) と強い内部輸送障壁 (ITB : Internal Transport Barrier) を特徴に持つ負磁気シアモードによって 1996 年に DT 換算核融合増倍率 $Q_{DT}^{eq} = 1.05$ を達成した [1]。内部輸送障壁構造を持つプラズマにおいては、ベータ値 (β) の限界は主に内部輸送障壁領域において到達可能な圧力勾配で決まる。内部輸送障壁部における圧力勾配が安全係数分布との兼ね合いから決まる MHD 安定性限界を局所的にでも越えれば、たとえ低い規格化ベータ値 (β_N) であっても不安定性が発生する。従って、入射加熱パワーが大きすぎると圧力勾配が強くなり過ぎてコラプスに至る。一方、内部輸送障壁を広い領域で維持するには適度な加熱パワーが必要となる。負磁気シアプラズマの時間発展は第一壁の状態、放電初期における電流分布の浸透、中性粒子ビーム (NB) の入射中の予測不能なブレイクダウン (100 ms 未満) に容易に影響され、最適な放電を再現するには困難が伴なった。これをきっかけに、より効率的な実験のために NB による中性子発生率の実時間帰還制御を開発した [2, 3]。蓄積エネルギーは内部輸送障壁を持つプラズマの MHD 安定性の指標となる。プラズマの密度分布、イオン温度分布、ビームデポジションが大きく変化しなければ、中性子発生率は蓄積エネルギーの二乗に比例することから、MHD 安定性を帰還制御することを目的としたものである。中性子発生率実時間帰還制御により、NB をアクチュエータとして中性子発生率がプレプログラム波形を再現することに成功した。そして、1998 年には高性能負磁気シア放電に中性子発生率実時間帰還制御を適用し、再現性良く $Q_{DT}^{eq} > 1$ を実現し、最適化の結果 $Q_{DT}^{eq} = 1.25$ を得た [4]。しかしながら、プラズマの密度、イオン温度、ビームデポジションといった分布変化、プラズマ中心部での不純物の蓄積を考えると、中性子発生率よりもプラズマ蓄積エネルギーの方が MHD 安定性のより正確な指標であるのは明かである。反磁性磁束計測を使った規格化ベータあるいは蓄積エネルギーの実時間帰還制御は DIII-D [5]、TFTR [6]、JET [7] で既に実装されている。しかしながら、その実時間検出には簡易式を用いており、調節可能なパラメータは放電タイプによって異なるため予め決めておく必要がある。また、そのようにして検出された値は放電終了後に計算される正確な値とは異なっている (DIII-D, TFTR では 20 %程度)。JT-60U では、高性能負磁気シアの長時間維持に有効な手法として高い実時間検出精度を持つプラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御システムを開発した。

2 プラズマ蓄積エネルギー実時間検出

JT-60Uにおいては、プラズマ蓄積エネルギーは反磁性磁束計測に基づき FBI (Fast Boundary Identification) コード [8] により計算されている。FBI コードはプラズマ電流値 (I_p)、磁気プローブ、磁束ループ、外部ボロイダルコイル電流値からプラズマ境界を決定する。そして次式で表されるように [9]、プラズマ表面でのボロイダル磁場 (B_p) 分布と反磁性磁束計測からプラズマ蓄積エネルギー (W_{dia}) を決定する。

$$\begin{aligned}
 W_{dia} &\equiv \frac{3\langle p_\perp \rangle}{2} V_p = \frac{3}{4\mu_0} V_p \bar{B}_p^2 \beta_p^\perp \\
 &= \frac{3}{4\mu_0} V_p \bar{B}_p^2 \left(S_1 + S_2 \left(1 - \frac{R_T}{R_0} \right) + \mu_i \right) \\
 &\approx \frac{3}{4\mu_0} V_p \bar{B}_p^2 (S_1 + \mu_i) = \frac{3}{4\mu_0} V_p \bar{B}_p^2 S_1 - \frac{3\pi}{\mu_0} R_0 B_{T0} \Delta\phi_{dia}
 \end{aligned} \tag{1}$$

上式において \bar{B}_p , β_p^\perp , V_p , R_0 and B_{T0} はそれぞれ最外郭磁気面上の平均ボロイダル磁場、磁場に垂直方向のボロイダルベータ、プラズマ体積、真空容器の大半径、 $R = R_0$ におけるトロイダル磁場である。 R_T はブ

ラズマ圧力分布と磁場圧力分布の和の重心位置であり、その算出に体積積分が必要となる。従ってプラズマ内部を解くことの出来ない FBI コードでは求められないが、 R_0 で近似することが出来る [11]。プラズマ反磁性 μ_i は次式で表される。

$$\mu_i = \frac{\int_{\Omega} dV (B_{T0}^2 - B_T^2) / 2\mu_0}{V_p \bar{B}_p^2 / 2\mu_0} \sim -\frac{4\pi R_0 B_{T0} \Delta\phi_{dia}}{\bar{B}_p^2 V_p}$$

反磁性磁束 $\Delta\phi_{dia}$ ($\equiv \int_{\Omega} dA (B_T - B_{T0})$) は、常磁性 (paramagnetic) プラズマに対しては正值、反磁性 (diamagnetic) プラズマに対しては負値をとる。ここで、 $\int_{\Omega} dV$ はプラズマ体積積分、 $\int_{\Omega} dA$ はポロイダル断面の面積積分である。式(1)中の S_1, S_2 はそれぞれ以下のように表される。

$$S_1 = \frac{1}{2\bar{B}_p^2 V_p} \int_{\Gamma} dS B_p^2 \mathbf{r} \cdot \mathbf{n}, \quad S_2 = \frac{1}{2\bar{B}_p^2 V_p} \int_{\Gamma} dS B_p^2 \mathbf{R} \cdot \mathbf{n}$$

ここで $\int_{\Gamma} dS$ はプラズマ表面積分、 \mathbf{r}, \mathbf{R} 及び \mathbf{n} はそれぞれ小半径ベクトル、大半径ベクトルおよびプラズマ表面に垂直方向の単位ベクトルである。従って、プラズマ蓄積エネルギーはトロイダル磁場およびポロイダル磁場に関わる項の和として表すこと出来る。

$$W_{dia} = W_{dia}^{B_T} + W_{dia}^{B_p}, \quad (2)$$

$$W_{dia}^{B_T} \equiv -\frac{3\pi}{\mu_0} R_0 B_{T0} \Delta\phi_{dia}, \quad W_{dia}^{B_p} \equiv \frac{3}{4\mu_0} V_p \bar{B}_p^2 S_1.$$

実験放電直後に蓄積エネルギーの時間発展を知ることが出来れば、それを踏まえて次の放電を調整でき実験運転の効率化を図ることが可能である。従来の計算機設備では FBI コードを使って蓄積エネルギーの時間発展を解くには時間がかかるため、実験運転と並行して計算を行うは困難であった。そこで、統計処理法 (Functional parametrization method) [10] といいくつかの近似を採用することにより計算量を抑え、放電直後に近似的な蓄積エネルギーの時間発展を計算して利用していた。この計算方法を以下に説明する。式(2)の第 1 項 $W_{dia}^{B_T}$ は計測データから近似無しで求めることが出来る。反磁性磁束 $\Delta\phi_{dia}$ は反磁性磁束の計測値からポロイダル磁場コイルと反磁性磁束ループの鎖交磁束を差し引くことによって得られる [11, 12]。式(2)の第 2 項 $W_{dia}^{B_p}$ を計算するには V_p, \bar{B}_p, S_1 が必要となるが、これらは本来 FBI コードによってプラズマ境界が決まらなければ求めることは出来ない。そこで次の近似を行う。プラズマ断面形状を橿円近似すると $V_p \bar{B}_p^2$ は

$$V_p \bar{B}_p^2 \approx 2\pi^2 R_p a^2 \kappa (\mu_0 I_p)^2 / \left(\oint d\ell \right)^2 = \frac{1}{2} \mu_0^2 R_p I_p^2 \times \frac{\pi^2}{4\kappa \{E(\epsilon^2)\}^2}$$

と表すことが出来る。ここで、 R_p はプラズマ大半径、 a はプラズマ赤道面での小半径、 κ は橿円度、 $\oint d\ell$ はプラズマ表面のポロイダル周長、 $\epsilon^2 = 1 - 1/\kappa^2$ 、 E は第 2 種完全橿円積分である。プラズマ断面形状係数 $\pi^2 / 4\kappa \{E(\epsilon^2)\}^2$ (円形断面では 1) をポロイダルコイルの結線方法に応じた定数と近似する。JT-60U では 3 種類のポロイダルコイル結線方式があり、断面形状係数は標準結線時は 0.975、高非円形結線時は 0.955、高角度結線時は 0.930 としている。これらの値は、各ポロイダルコイル結線時に典型的なプラズマ形状から決めており、各結線毎に同一形状を仮定していることになる。当然ながら、同じ結線でも様々なプラズマ形状をとりうるので、この近似は蓄積エネルギーの検出精度を劣化させる第 1 の要因である。次に S_1 の評価であるが、次の近似式を使っている。

$$S_1 \approx 0.1\Lambda + 0.941. \quad (3)$$

ここで Shafranov $\Lambda (= \beta_p^{EQ} + \ell_i/2)$ は統計処理法により求めている ($\beta_p^{EQ} \equiv (\beta_p^\perp + \beta_p^{\parallel\parallel})/2$)。しかしながら、式(3)は解析的な導出あるいは近似により得られたものではなく、JT-60 の下側 X 点時代の実験平衡データベースから経験的に得られたものである。この近似が JT-60U でも成り立つかどうかは確かめられていなかつた。更に、JT-60 時代には負磁気シア運転は意図的には行われていなかつたため、正磁気シア平衡のデータベースから得られた式(3)が現在の JT-60U の負磁気シアプラズマに対して精度良い近似になっている保証は全くなく、大きな誤差を生む可能性が大きい。これが蓄積エネルギーの検出精度を劣化させる第 2 の要因である。実際に、JT-60U の負磁気シア放電 (E31247-E31911, $\ell_i < 1$, $W_{dia} > 0.5$ MJ) において、FBI により求めた S_1 と式(3)により求めた値を図 1(a) に比較した。両者が等しいことを示す実線からデータ点が大きくずれていることが分かる。図 1(b) には上記の近似計算から求まった $W_{dia}^{B_p}$ を FBI による値と比較している。両者のずれは明白であり、特に蓄積エネルギー実時間帰還制御の適用を考えている高性能負磁気シア放電の領域 ($W_{dia}^{B_p} \gtrsim 6$ MJ) では誤差は 1 ~ 2 MJ にも達する。JT-60 当時は計算機資源が乏しく、放電直後に統計処理法によって計算できる物理量の種類も限られていた。それ故に直接 $V_p \bar{B}_p^2$ や S_1 を得ることが出来ず、上記のような近似と経験則に頼らざるを得なかつたというのが実情である。

そこで、高性能負磁気シアプラズマを含む様々な放電においてプラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御を有効に利用出来るようにするために、次の 2 点を満たすプラズマ蓄積エネルギー検出法の検討を行つた。

- ITB 制御に使える程度に実時間検出精度が高い。
- 検出式中の調節可能な未知係数については、予め決めた一組の係数セットで JT-60U の様々なプラズマに対応できること。

JT-60U プラズマ制御システムではプラズマ加熱と粒子供給を制御する実時間処理計算機 (Ib^R) が以下に述べる改良された検出方法でプラズマ蓄積エネルギーを実時間で計算する。式(2)の第 1 項 $W_{dia}^{B_T}$ を計算するために必要な計測データ、即ち、真空トロイダル磁場 B_{T0} 、反磁性磁束、ポロイダルコイル電流は Ib^R 計算機上で実時間データとして利用可能である。従って、 $W_{dia}^{B_T}$ 項は実時間計算においても近似することなく、FBI コードと同じ方法で評価することができる。ポロイダル磁場による項 $W_{dia}^{B_p}$ を評価するにはプラズマ境界形状とプラズマ境界上のポロイダル磁場分布の情報が必要となるので、 $W_{dia}^{B_p}$ 検出に統計処理法を用いた。統計処理法では求める物理量をポロイダル磁場センサの信号の和として展開する。ここでは 8 本の接線方向磁気プローブ (T プローブ) と 8 本の法線方向磁気プローブ (N プローブ) が実時間処理で使用される。これらのプローブは元々プラズマの水平位置、垂直位置、X 点位置及びプラズマ境界形状の三角度の実時間検出を統計処理法によって行う際に使用されているものである。T プローブと N プローブは真空容器壁上にポロイダル方向に沿つて配置されており、各設置箇所において真空容器壁に対してそれぞれ平行方向および垂直方向のポロイダル磁場成分を測定している。統計処理法による $W_{dia}^{B_p}/I_p^2$ 項の表式は次のようになる。

$$\frac{W_{dia}^{B_p}}{I_p^2} = C_0 + \sum_{i=1}^{N_\omega} \left(C_{\omega i} + D_{\omega i} \cdot \frac{I_D}{I_P} \right) \frac{B_{\omega i}}{I_P} + \sum_{i=1}^{N_\rho} \left(C_{\rho i} + D_{\rho i} \cdot \frac{I_D}{I_P} \right) \frac{B_{\rho i}}{I_P}, \quad (4)$$

N_ω, N_ρ はそれぞれ T プローブ、N プローブの数、 I_D, I_P はそれぞれダイバータコイル電流とプラズマ電流、 $B_{\omega i}, B_{\rho i}$ はそれぞれ i 番目の T プローブ、N プローブにより計測されたポロイダル磁場の接線および法線方向成分である。ここで、 $W_{dia}^{B_p}$ はプラズマ電流 I_p に対して $W_{dia}^{B_p} \propto \bar{B}_p^2 \propto I_p^2$ の関係を持つことから、統計処理法は $W_{dia}^{B_p}/I_p^2$ に対して適用している。実時間計算機においては他の実時間処理との兼ね合いから、

統計処理式において使用できる項数が限られる。現在、磁気プローブに割り当て可能な実時間処理用のデジタイザ入力は 16 チャンネルであり、プラズマ位置と形状制御のために最適な T プローブと N プローブがそれぞれ 8 チャンネルずつ既に選ばれている。これら計 16 チャンネルの磁気プローブの組み合わせは、プラズマ電流、位置、形状、 β_p 、 ℓ_i 、 q 分布、F コイル電流値を広い範囲でスキャンして作ったプラズマの平衡データベースをもとに磁気プローブの全ての組み合わせの中から最も小さな偏差を与えるものを選んでいる [13] (17 個の T プローブ、16 個の N プローブが利用可能である)。従って $W_{\text{dia}}^{B_p}/I_p^2$ 検出にも同じプローブを使わねばならない。 $W_{\text{dia}}^{B_p}/I_p^2$ の表式 (1) にあらわれる S_1 はプラズマ境界に関する情報から得られる量であるから、プラズマ位置と形状検出のために選ばれた磁気プローブのセットを使えば $W_{\text{dia}}^{B_p}/I_p^2$ の検出精度も高いことが期待できる。他の実時間検出量と同様に、蓄積エネルギー W_{dia} 計算に割り当てる CPU 時間は限られているため、計 5 系統あるポロイダルコイル電流の中からダイバータコイル電流を検出精度改善のために採用した。これは、X 点位置の検出精度がダイバータコイル電流項の導入により改善されたことをもとにしている。蓄積エネルギー検出が必要とするのはプラズマ形状であり、プラズマ形状をあらわす代表的な情報の一つは X 点であることから、蓄積エネルギー検出にも良い効果をもたらすと考えられる。結局、計 33 個の係数 $C_0, C_{\omega i}, D_{\omega i}, C_{\rho i}$ 及び $D_{\rho i}$ ($i=1-8$) をプラズマ平衡データベースから最小二乗法により決定することになる。

最適化された一組の統計処理法係数により常にプラズマ蓄積エネルギーを精度良く検出するために、JT-60U で実現される様々なプラズマを網羅する平衡データベースを構築した。プラズマ平衡データベースは計 23,323 点の実験データから成り、 $0.2 \leq I_p(\text{MA}) \leq 2.8$, $1.0 < B_T(\text{T}) \leq 4.07$, $0 < W_{\text{dia}}(\text{MJ}) \leq 9.15$, $0 < \beta_p \leq 2.37$, $0 < \ell_i < 2$, $0.99 \leq \kappa(\text{非円形度}) \leq 2.13$, $-0.12 \leq \delta(\text{三角度}) \leq 0.48$, $2.7 \leq R_{\text{maj}}(\text{大半径}) \leq 3.6$, $-0.38 \leq Z_{\text{pla}}(\text{プラズマ中心の Z 座標}) \leq 0.59$, $0.48 \leq a(\text{赤道面での小半径}) \leq 1.1$ 及び $15 < V_p(\text{m}^3) \leq 98$ をカバーしている。このデータベースには、ダイバータ及びリミタ配位、オーミック、L モード、H モードそして ITB モードといった各種閉じ込め改善モード、広い範囲の磁気シア配位(正磁気シアから強い負磁気シア)が含まれる。図 2 に統計処理法で計算された $W_{\text{dia}}^{B_p}$ を FBI コードから計算された値と比較する。統計処理法は標準偏差 40 kJ 程度で高い検出精度を持つことがわかる。図 3 では統計処理法から計算されたプラズマ蓄積エネルギー $W_{\text{dia}}^{\text{FP}}$ と FBI コードにより求めた値 $W_{\text{dia}}^{\text{FBI}}$ を 3 種類の放電、(a) 高性能負磁気シア放電 (W_{dia} が放電初期オーミックフェーズのほぼ 0 MJ から放電終了直前の 9 MJ 以上まで変化する)、(b) 高 β_p ELM My H モード(正磁気シア配位)、(c) オーミック放電、に対して比較している。図中のプラズマ断面形状が示すようにプラズマの大きさ、位置、形状も様々である。統計処理法によるプラズマ蓄積エネルギーは FBI により求められた真値 $W_{\text{dia}}^{\text{FBI}}$ に高い精度で一致することが分かる。蓄積エネルギーが 9 MJ 以上に達する高性能負磁気シア放電の最後のタイミングでさえ、偏差はほぼ 0.2 MJ に収まっている(図 3-(a))。低 W_{dia} に対しても偏差は充分小さい(図 3-(c))。

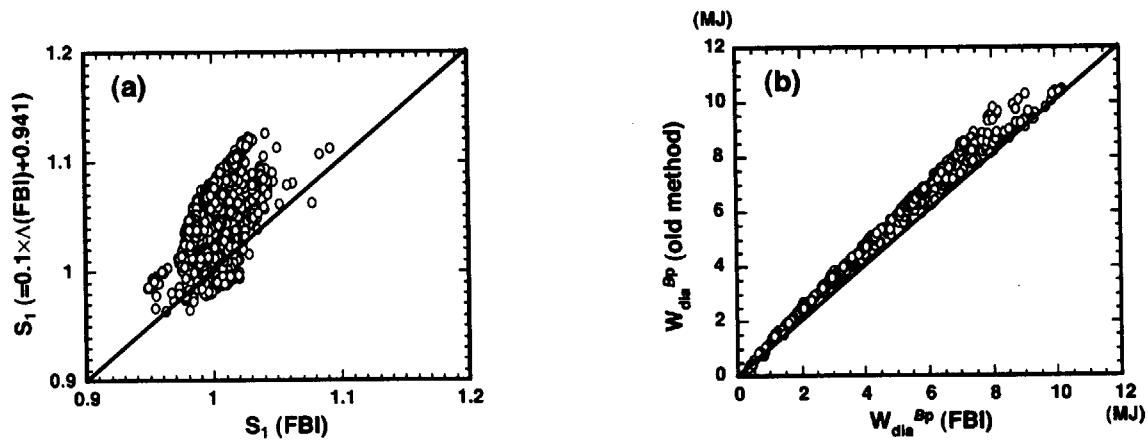


図1: 負磁気シア放電(E31247-E31911、 $\ell_i < 1$, $W_{\text{dia}} > 0.5$ MJ)に対する、(a)旧近似法による S_1 (縦軸)とFBIコードによる真値 $S_1(\text{FBI})$ (横軸)の相関、(b)旧近似法により計算された $W_{\text{dia}}^{B_p}$ (縦軸)とFBIコードによる真値 $W_{\text{dia}}^{B_p}(\text{FBI})$ (横軸)の相関。

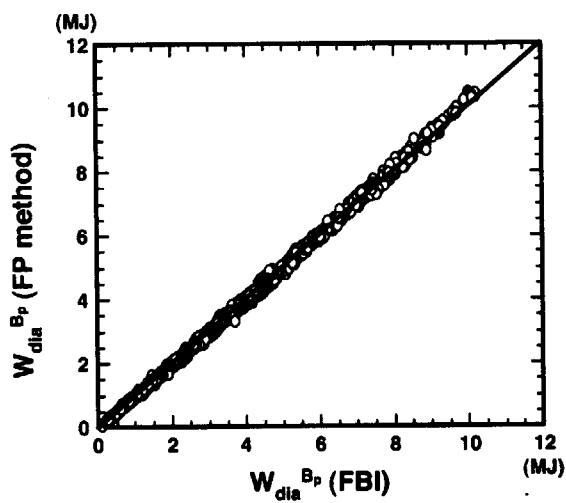


図2: 新たな統計処理法により計算された $W_{\text{dia}}^{B_p}$ (縦軸)とFBIコードによる真値 $W_{\text{dia}}^{B_p}(\text{FBI})$ (横軸)の相関。対象データは、1998年1月から1999年5月までに行われた全放電の $2 < t < 14$ s, $0 < \ell_i < 2$, $W_{\text{dia}} > 0$ MJを満たす計23,323時刻点。

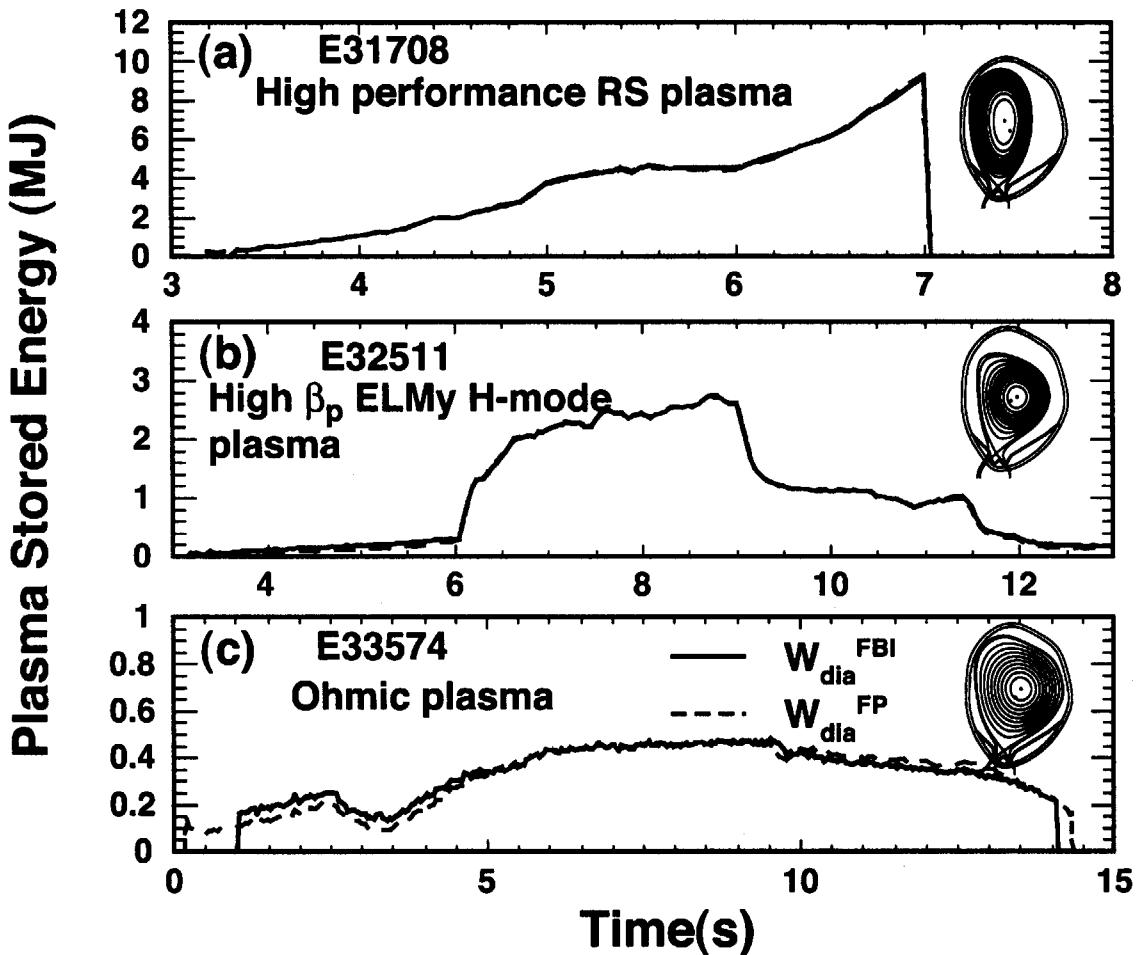


図 3: 新統計処理法により計算されたプラズマ蓄積エネルギー (W_{dia}^{FP}) と FBI コードによる真値 (W_{dia}^{FBI}) の時間変化の比較。(a) 高性能負磁気シア放電 (E31708)、(b) 高 β_p ELM My H モードプラズマ (E32511)、(c) オーム放電 (E33574)。各放電のプラズマ配位も示す。

3 実時間帰還制御システム

JT-60U のプラズマ制御システムは、プラズマ平衡、粒子供給と加熱、プラズマ計測、そしてアクチュエータとなる各設備 (NB, 高周波加熱装置 (RF) 等) をそれぞれ制御する実時間計算機から成る (図 4) [14, 15, 16]。各実時間計算機はリフレクティブメモリ (RM : refractive-memory) ネットワークを介してつながっており、ある実時間計算機で取り込まれた計測データ及び計算処理された結果は放電中に実時間で RM に書き込まれ、他の実時間計算機はそれらデータにアクセスすることが可能である。ある実時間計算機から他の実時間計算機への指令も RM ネットワークを介して伝達される。粒子供給 (ガスパフ及びペレット入射) と加熱 (NB 及び RF) を担当する実時間計算機 Ib^R は第 2 節で述べたように実時間でプラズマ蓄積エネルギーを計算し、必要な NB 入射パワーの指令を NB システムを制御する実時間計算機に伝える。この NB 制御用実時間計算機は各 NB ユニットを 10 ms 毎に制御している。プラズマ蓄積エネルギーの検出に必要な実時間計測データは、プラズマ電流、トロイダルコイル電流、ダイバータコイル電流、ポロイダル磁場センサ、反磁性磁束であり、これらは 0.25 ms 毎にデータサンプリングされ RM 上に書き込まれる。

JT-60U の NB システムは加熱用の 7 本の垂直ビーム (上側 : 5 本、下側 : 2 本) と加熱・電流駆動用の 4 本の接線ビーム (順方向 : 2 本、逆方向 : 2 本) から成る。各 NB ユニットの入射パワーは 2-2.4 MW である。蓄積エネルギー実時間帰還制御では、Ib^R はプラズマ入射する NB ユニット数を計算し、帰還制御に割り当

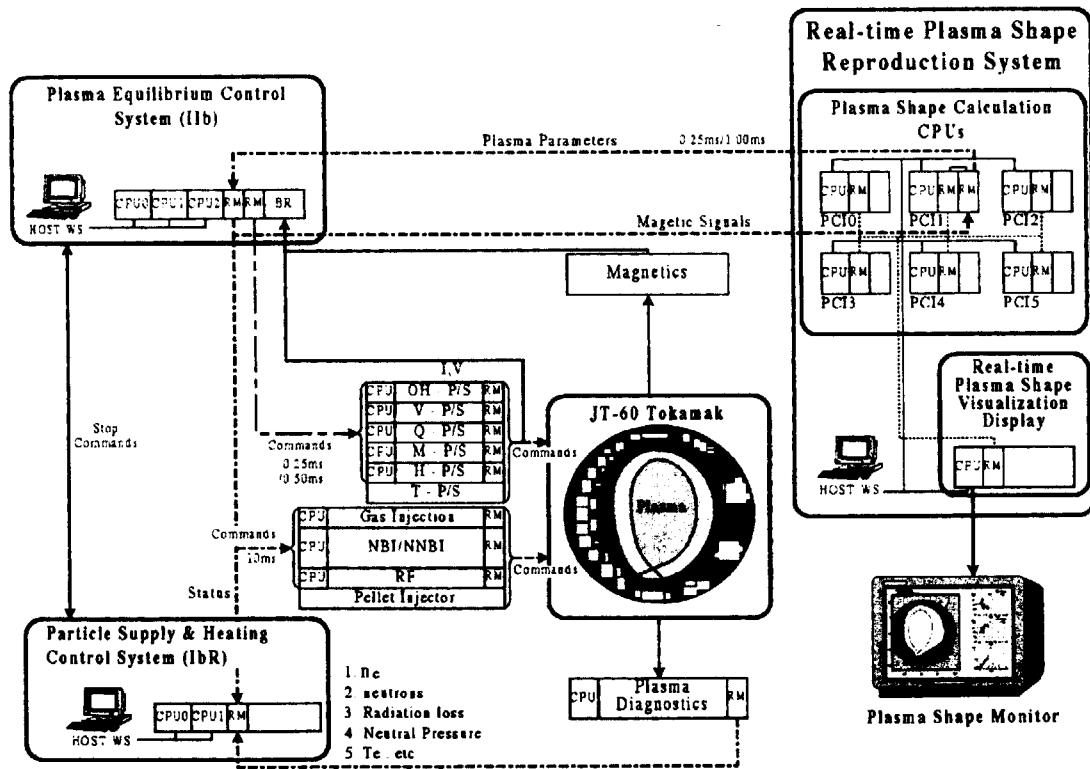


図 4: JT-60U のプラズマ制御システム全体図。各設備を制御する実時間計算機がリフレクティブメモリ (RM : refractive-memory) ネットワークを介して接続されている (許可を受けて文献 [16] Fig. 4 より転載)。

てられた NB ユニットの中からその優先順位(放電条件で指定)に従って入射する NB ユニットを選択する。時刻 t における Ib^R から NB システムへの入射ユニット数の指令値 $N_u^{\text{COM}}(t)$ は次式によって決定される。

$$N_u^{\text{COM}}(t) = N_u^{\text{PP}}(t) + G_p \left(\frac{\Delta W_s(t)}{P_0 \tau_E^0} \right) + G_d \left(\frac{d\Delta W_s(t)/dt}{P_0 \tau_E^0} \right), \quad (5)$$

$$\Delta W_s(t) \equiv W_s^{\text{REF}}(t) - W_s(t),$$

ここで、 N_u^{PP} は入射 NB ユニット数のプレプログラム値、 W_s^{REF} はプラズマ蓄積エネルギーのプレプログラム値、 W_s はプラズマ蓄積エネルギーの計測値(実績値)、 P_0 は各 NB ユニットの入射パワー、 τ_E^0 は典型的エネルギー閉じ込め時間、そして G_p と G_d はそれぞれ比例ゲイン及び微分ゲインである。プラズマ蓄積エネルギー波形は放電シーケンス開始前に放電条件としてプログラムされる。上式で P_0 と τ_E^0 を導入することにより、 G_p と G_d を形式的に無次元化している(理想的には、 P_0 と τ_E^0 の時間変化を考慮に入れることが出来れば、制御ゲイン値によって、加熱機器やプラズマの性能・特性と切り離して帰還制御システムの性能を論ずることが出来る)。帰還制御ゲイン G_p , G_d の値はプレプログラム波形を充分な精度で追従できるように決める必要がある。適当な制御ゲインと制御性は加熱に対するプラズマの反応、即ち閉じ込め性能に依存する。エネルギー閉じ込め時間は次式で定義される。

$$\tau_E(t) = \frac{W_s(t)}{P_{\text{OH}}(t) + P_{\text{NB}}(t) - dW_s(t)/dt},$$

$$P_{\text{NB}}(t) = P_0 N_u^{\text{COM}}(t - L)$$

ここで、 P_{OH} , P_{NB} はそれぞれオーミック加熱パワーと NB 加熱パワー、 L は制御システムの遅延時間である。従って、プラズマ蓄積エネルギーは次のように書ける。

$$W_s(t) = \frac{\tau_E(t)}{1 + \tau_E(t)/\Delta t} \{ P_{\text{OH}}(t) + P_0 N_u^{\text{COM}}(t - L) + W_s(t - \Delta t)/\Delta t \}. \quad (6)$$

上式において、 Δt は制御の時間間隔である。式(6)を使ってプラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御シミュレーションを行い、適当な制御ゲインを調べた。Ib^R ではデータ収集、処理及び指令値の発行の時間周期は 10 ms である。NB 入射の立ち上り時間は 40 ms である。従って、 Δt は 10 ms、制御システム全体としての遅延時間 L は 50 ms (10 ms + 40 ms) となる。図 5 に、3 種類の (G_p , G_d , N_u^{PP}) の組み合わせに対する制御シミュレーションの結果を示す。ここで、 $P_0 = 2.1 \text{ MW}$, $P_{\text{OH}} = 0.1 \text{ MW}$, $\tau_E^0 = 0.5 \text{ s}$ とした。制御指令値を計算する際にエネルギー閉じ込め時間は未知なので、 τ_E^0 には時間一定値として高性能負磁気シアプラズマに典型的な値を選んだ。制御シミュレーションのために、式(6)におけるプラズマのエネルギー閉じ込め時間の時間発展 $\tau_E(t)$ は、 $t = 3.5 \text{ s}$ において 0.3 s から 0.8 s に変化するように設定した。これは、ITB をもつ負磁気シアプラズマでは ITB が成長する初期には $\tau_E \sim 0.3 \text{ s}$ 程度であり、強い ITB が出来た後は 0.8 s 程度になることを模した。図 5 のケース (a) $G_p = 10.5$, $G_d = 0.1575$, $N_u^{\text{PP}} = 1$ の場合には、蓄積エネルギー W_s は制御ゲインが不十分なために参照波形に届かない。 G_p と G_d をそれぞれ 31.5, 0.4725 に増やした場合、 W_s は平均的には参照波形をほぼ追従する(図 5 (b))。しかしながら、実績値において見られる約 0.7 MJ (peak-to-peak の振動は ITB 制御には許容できない。システムの遅延時間がこの振動の原因である。この振動を減らすために NB 入射ユニット数のプレプログラム値 N_u^{PP} を $t = 0\text{-}2 \text{ s}$ で 3 ユニットに、 $t = 2\text{-}6 \text{ s}$ で 4 ユニットに増やしたところ、 $\tau_E = 0.3 \text{ s}$ 及び 0.8 s どちらのフェーズでも制御の安定性が改善した(図 5 (c))。ここで制御の時定数(微分時間) G_d/G_p を 15 ms に設定した。この時定数を制御周期(Ib^R では 10 ms)よ

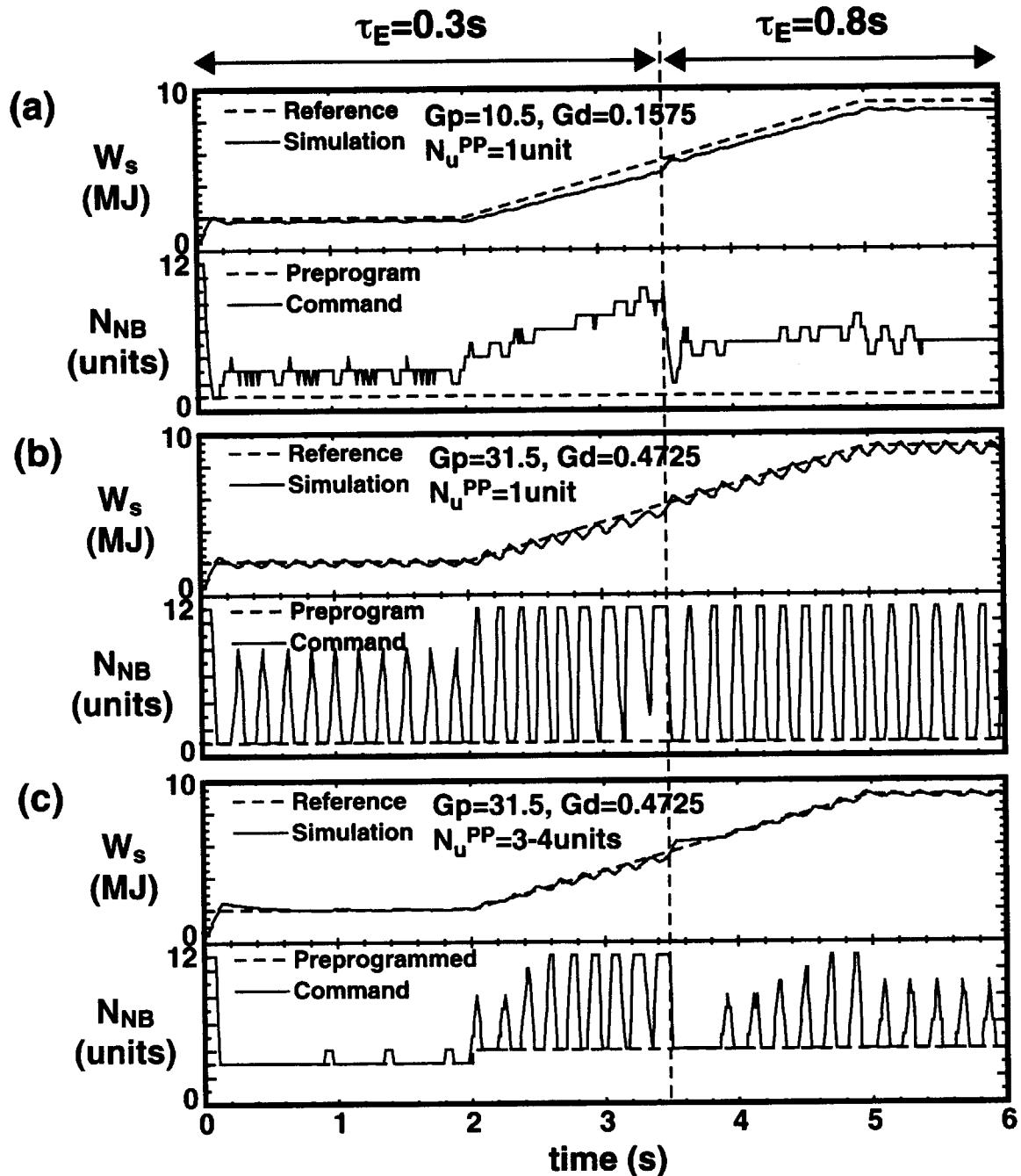


図5: プラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御のシミュレーション。(a) $G_p = 10.5$, $G_d = 0.1575$ 及び $N_u^{PP}=1$, (b) $G_p = 31.5$, $G_d = 0.4725$ 及び $N_u^{PP}=1$, (c) $G_p = 31.5$, $G_d = 0.4725$ 及び $N_u^{PP}=3\text{-}4$ の3ケースについて、各パネルの上段にプレプログラムされた参照波形(破線)、プラズマ蓄積エネルギー W_s の時間発展シミュレーション(実線)、下段にNB入射ユニット数のプレプログラム波形と合計値(プレプログラム+帰還制御)の波形を示す。

りも短い値に選ぶことは無意味である。 $G_d/G_p = 0$ すなわち比例制御だけの時には、参照値周りの振動の振幅はより大きくなる。微分制御項を取り入れて G_d/G_p を上記の 15 ms より増やすと、各 τ_E のフェーズにおいてより小さな振動振幅におさまる制御ゲインは存在するが、他の τ_E 値のフェーズとは両立しない。 G_d/G_p を $\tau_E/2$ 程度までに増やすと、同じ τ_E を持つフェーズにおいてさえ制御の追従性が悪化する(図 5 の $t = 0\text{-}3.5\text{ s}$)。 G_d/G_p を 0.15 s に設定すると($t = 0\text{-}3.5\text{ s}$ では $\tau_E = 0.3\text{ s}$)、 $t = 2.8\text{-}3.5\text{ s}$ において参照波形に追従するためには帰還制御に割り当てられた NB ユニットをほとんど全て入射する必要があるにもかかわらず、微分項が大きすぎるために不要な NB 入射のスイッチオフ、オンが発生する。従って、 $t = 0\text{-}2.8\text{ s}$ 区間($\tau_E = 0.3\text{ s}$)では安定した追従性をもたらす制御ゲインであっても、同じ閉じ込め時間を持つが参照値が増加している $t = 2.8\text{-}3.5\text{ s}$ 区間では参照波形に追従できなくなる。

上記の結果から必要な制御ゲインを概略評価出来た。また、参照波形の追従性を改善するためには入射ユニット数プレプログラム(feedforward)の調節が有効であることも分かった。JT-60U プラズマ制御システムでは、NB を割り当てられる 7 つの論理グループが設けられており、第 1 グループが帰還制御用の NB 割り当てグループである。他の 6 グループは feedforward として使われる。

4 プラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御の実証

プラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御の最初のテストはプラズマ電流 $I_p = 1.2\text{ MA}$, トロイダル磁場 $B_T = 3\text{ T}$ の正磁気シア放電において行われた。その放電波形を図 6 に示す。JT-60U プラズマ制御システムでは、同一放電中に同じアクチュエータ(ここでは NB)を使う異なった帰還制御を使用することが可能である。E34203 では、 $t = 4\text{-}6\text{ s}$ には中性子発生率(S_n)実時間帰還制御が働き、 $t = 6\text{ s}$ から蓄積エネルギー(W_{dia})実時間帰還制御に切り替わる。 $t = 5.5\text{-}6\text{ s}$ においては W_{dia} の参照波形がプログラムされているが、 S_n 制御が働いている。これは、JT-60U プラズマ制御システム中では S_n 制御に高い優先度を設定しているためである。 S_n 制御中の NB システムへの指令値は、 W_{dia} 制御用の式(5)において $\Delta W_s(t)$ を $\Delta S_n(t) \equiv S_n^{\text{REF}}(t) - S_n(t)$ で置き換えた式にもとづいて計算される。第 3 章での制御シミュレーションにもとづいて、 W_{dia} 制御のゲインを $G_p = 21$, $G_D = 0.315$ とした。放電条件において 8 本の NB ユニットを帰還制御用の論理グループに割り当てる。入射ユニット数のプレプログラム値は $t = 4\text{-}9\text{ s}$ において 1 ユニットである。 W_{dia} 制御のフェーズでは、 W_{dia} の実績値は参照値に達しなかった。これは、このプラズマのエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E = 0.15 - 0.2\text{ s}$ に対して制御ゲインが足りなかったためである。 S_n 制御中も S_n の実績値は参照値に届かなかつたが、これも同様の理由である($G_p = 4.2 \times 10^{-15}$, $G_d = 3.15 \times 10^{-17}$)。

上記放電では制御ゲインの最適化の余地は未だ残されているが、新規に実装された蓄積エネルギー実時間帰還制御システムが設計通りに動作することを確認出来た。

5 高性能負磁気シア放電への適用

1999 年の高 Q_{DT}^{eq} の長時間維持の実験シリーズにおいて蓄積エネルギー実時間帰還制御を適用した。NB 入射に対するプラズマレスポンス(蓄積エネルギーの追従性)は閉じ込め特性、即ち、ITB の出来に依存する。図 7 に ITB 形成と成長の最適化を行った際の放電を 2 ケース示す。E34211 では ITB は形成されなかつた。制御ゲイン値を大きくしても ITB は形成されなかつた。従って、帰還制御に割り当てられた NB ユ

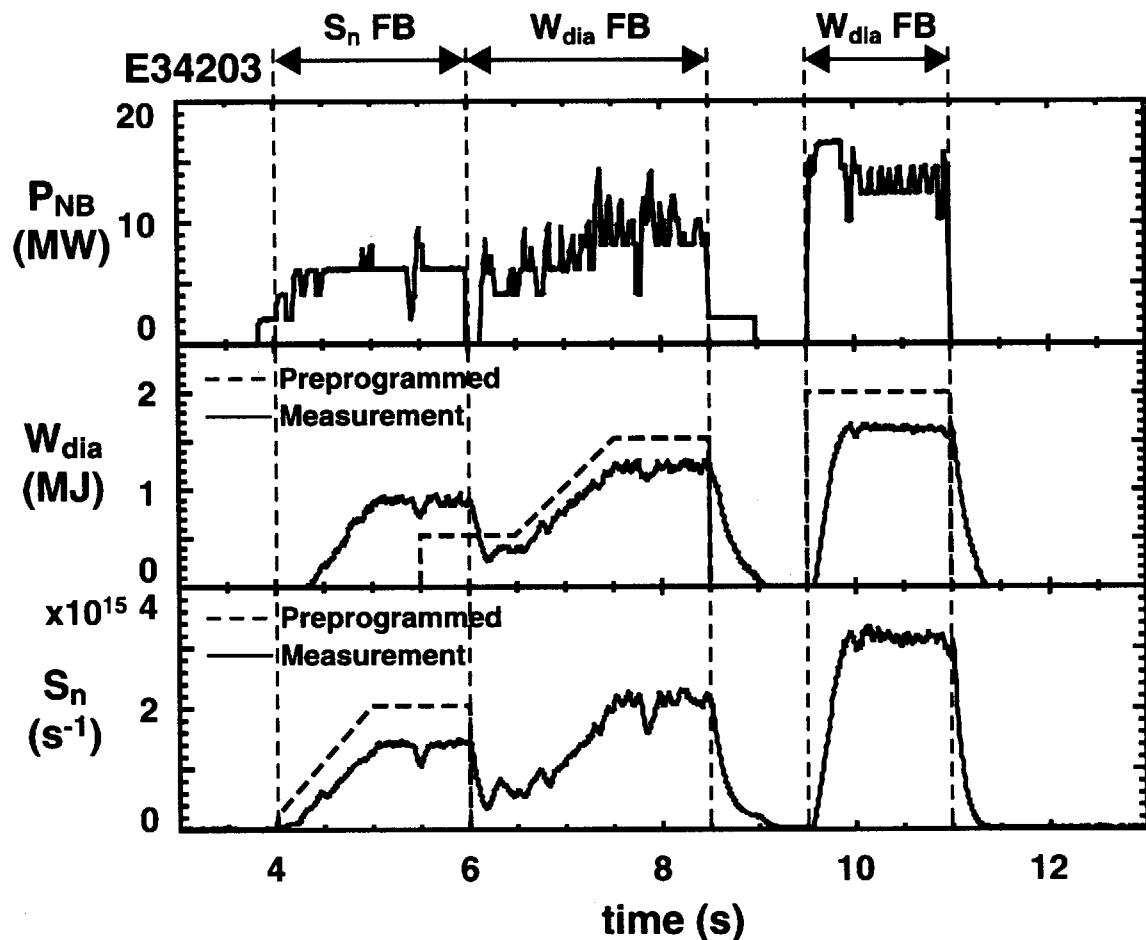


図 6: 蓄積エネルギー実時間帰還制御を適用した最初の放電 E34203 の波形。 $t = 4\text{--}6\text{ s}$ では中性子発生率 (S_n) 実時間帰還制御が動作し、その後、蓄積エネルギー (W_{dia}) 実時間帰還制御が動作している。 P_{NB} は NB 入射パワー。

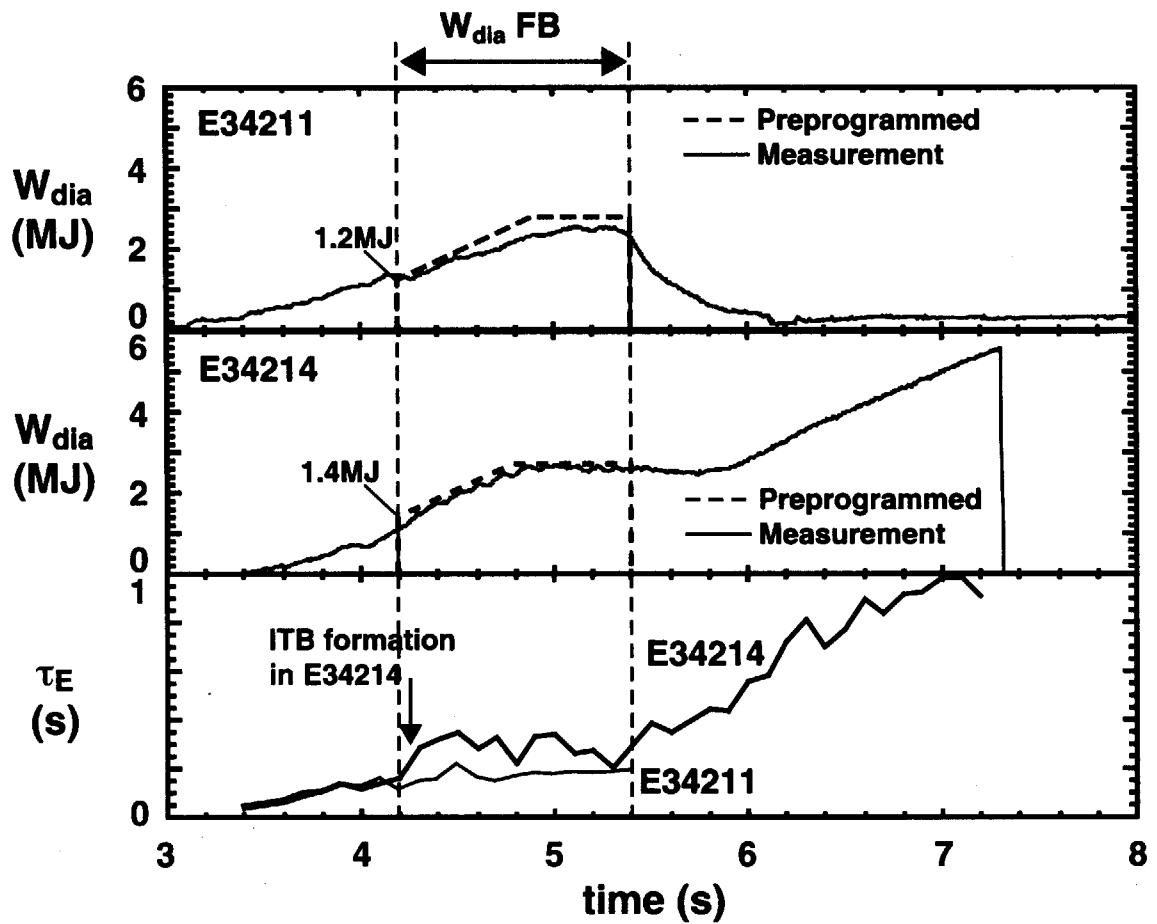


図 7: 蓄積エネルギー W_{dia} の参照波形の調節による高性能負磁気シア放電の最適化。E34211 (ITB 無し) と E34214 ($t = 4.2\text{--}4.3\text{ s}$ で ITB 形成) における W_{dia} の参照波形及び実績波形、エネルギー閉じ込め時間 τ_E の時間変化。

ニット数で参照波形に達するには、この放電のエネルギー閉じ込め時間 ~ 0.2 s は充分ではないということである。E34214 では放電初期から ITB を確実に形成するために W_{dia} 実時間帰還制御開始時 ($t = 4.2$ s) の W_{dia} 参照値を E34211 における 1.2 MJ から 1.4 MJ に増やした。これにより、E34214 では ITB が $t = 4.2\text{-}4.3$ s にかけて形成され、その後成長している。 W_{dia} 実時間帰還制御中 ($t=4.2\text{-}5.4$ s) はエネルギー閉じ込め時間は 0.3-0.4 s であった。

$Q_{\text{DT}}^{\text{eq}}$ の長時間維持のために W_{dia} 実時間帰還制御を放電の全フェーズに渡って適用した。放電は、ITB の形成・成長、 $q_{\min} \sim 3$ 通過、 q_{\min} が 2 に達する前に $Q_{\text{DT}}^{\text{eq}}$ を上昇、高 $Q_{\text{DT}}^{\text{eq}}$ を維持、という 4 つのフェーズに分けることが出来る。図 8 に示すように、E34292 では $Q_{\text{DT}}^{\text{eq}} = 0.5$ を 0.8 秒間維持することに成功した [17]。E34292 では、ITB を $t = 4.3$ s 付近で形成し、 q_{\min} が 3 に達する前までは MHD 安定性を保てる程度の強さまで成長させた。MHD 安定性で決まる β_N 限界が最も低くなる $q_{\min} = 3$ を切った後は、蓄積エネルギー W_{dia} を $t = 5.6$ s から上昇させ $t = 6.1$ s からはほぼ一定に維持している。実際には、プラズマ蓄積エネルギーは徐々に増加し続け、 $t = 6.6$ s には参照値を超えている。従って、 W_{dia} 制御に割り当てた NB ユニットの入射は全て切れて、プレプログラムされた NB ユニットだけが入射されている。この W_{dia} の増加は密度の上昇によるものである。帰還制御分の NB 入射が停止した後 ($t = 6.15$ s)、 W_{dia} の斬増とは反対に S_n は減少している。これは、NB 高速イオンの減速のために S_n の高速イオン成分 (beam-thermal, beam-beam 反応) が減少したためである。E34292 の時間発展を β_N - q_{\min} 平面においてプロットしたものを図 9 に示す。時間とともに q_{\min} が減少する。 q_{\min} が 3 を切る付近で MHD 安定性を保つためには β_N は 0.8 程度でなければならない。さもないと、帰還制御による β_N 制御を行っていない場合 (図中の破線) で示されるように、局所的な圧力勾配の増加によりコラプスが発生する。E34292 の時間発展は q_{\min} が 3 を通過するまでは過渡的に $Q_{\text{DT}}^{\text{eq}} = 1.25$ を得た放電と同じ軌跡を通る。今回の実験シリーズでは、過渡的に得られるピーク値ではなく、適度な $Q_{\text{DT}}^{\text{eq}}$ を長時間維持することを目的に放電を最適化しているので、過渡的に $Q_{\text{DT}}^{\text{eq}} = 1.25$ を得た放電よりも β_N を早めに上昇させている。最終的な β_N は 1.2 である。 W_{dia} 実時間帰還制御によって $Q_{\text{DT}}^{\text{eq}} = 0.5$ を 0.8 秒間維持出来たが、 $q_{\min} \sim 2$ でのディスラプションは避けられなかった。

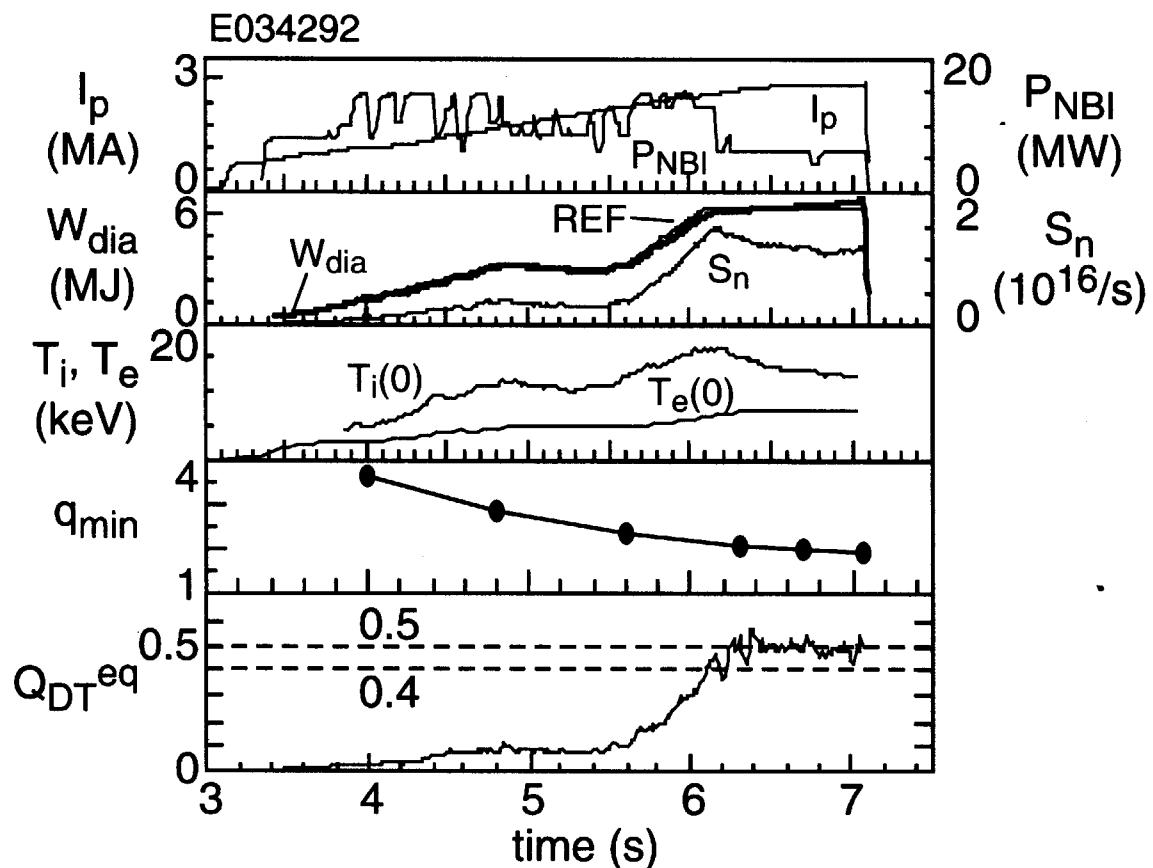


図 8: 蓄積エネルギー実時間帰還制御により $Q_{DT}^{eq} = 0.5$ を 0.8s 維持した高性能負磁気シア放電 E34292 の放電波形。 $T_i(0), T_e(0)$ は中心イオン温度、中心電子温度。 q_{min} は安全係数の極小値。

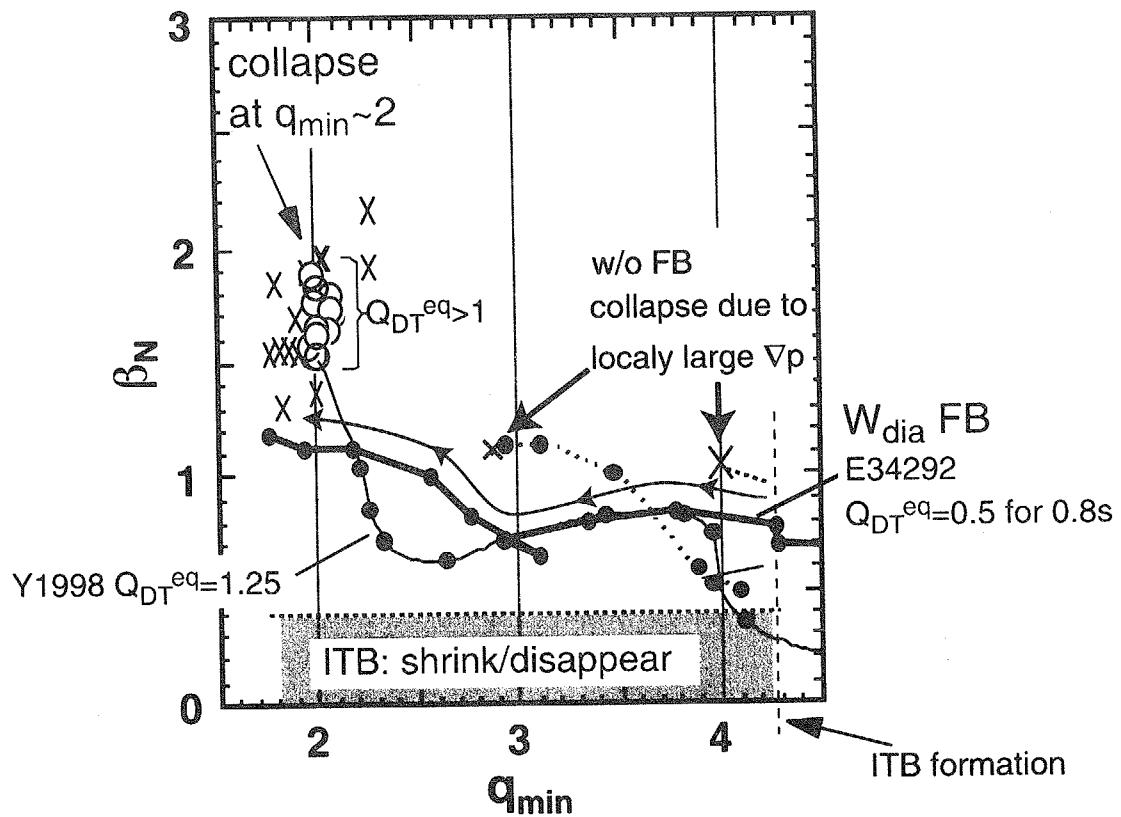


図 9: β_N - q_{min} 平面での E34292 の時間発展。1998 年に中性子発生率実時間帰還制御によって過渡的に $Q_{DT}^{eq} = 1.25$ を達成した放電も示す。NB 入射パワーの帰還制御無しでは、たとえ低 β_N であっても q_{min} が整数値を通過する時に頻繁にコラプスが発生する。

6 議論

前節までに述べたようにプラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御システムは成果を挙げているが、制御ロジックの面ではまだ改良の余地がある。蓄積エネルギー実時間帰還制御は、既に実装されていた中性子発生率実時間帰還制御の PD 制御 (P : Proportional、D : differential) ロジックをそのまま利用する形で実装された。図 5 (b) の制御シミュレーションに示すように、参照波形に追従させるように制御ゲインを設定すると入射 NB ユニット数の変動が非常に大きくなることがある。帰還制御に割り当てた NB のほとんど全てが頻繁に入射オン、オフを繰り返していることになる。プレプログラム (feedforward) を調節した図 5 (c) のケースではある程度改善されるが、依然として入射ユニット数の大きな変動が起きている。比例制御 (P 制御) だけでは目標値や外乱のステップ状変化に対して最終的に一定の偏差が残ってしまうため、これを微分制御 (D 制御) だけで補おうとするために目標値近傍での振動が起きる。そこで本節では積分動作も取り入れた PID 制御 (I : Integral) の検討を行う。PID 制御ロジックでは入射 NB ユニット数の指令値は以下の式で表される。

$$N_u^{\text{COM}}(t) = N_u^{\text{PP}}(t) + G_p \left(\frac{\Delta W_s(t)}{P_0 \tau_E^0} \right) + G_d \left(\frac{d\Delta W_s(t)/dt}{P_0 \tau_E^0} \right) + G_I \left(\frac{1}{P_0 \tau_E^0} \right) \int_0^t \Delta W_s(t) dt, \quad (7)$$

$$\Delta W_s(t) \equiv W_s^{\text{REF}}(t) - W_s(t),$$

これは式 (5) に積分項を加えたものであり、 G_I は積分ゲインである。積分時間は G_p/G_I で定義される。ここでは図 5 と同じプラズマの PID 制御をシミュレーションする。図 5 のケース (a) と同じく $G_p = 10.5$, $G_d = 0.1575$, $N_u^{\text{PP}} = 1$ とし、積分時間を 30 すなわち $G_I = 0.35$ としたシミュレーション例を図 10 に示す ($P_0 = 2.1 \text{ MW}$, $\tau_E^0 = 0.5 \text{ s}$)。時刻 $t = 3.5 \text{ s}$ においてエネルギー閉じ込め時間 τ_E がステップ状に変化した周

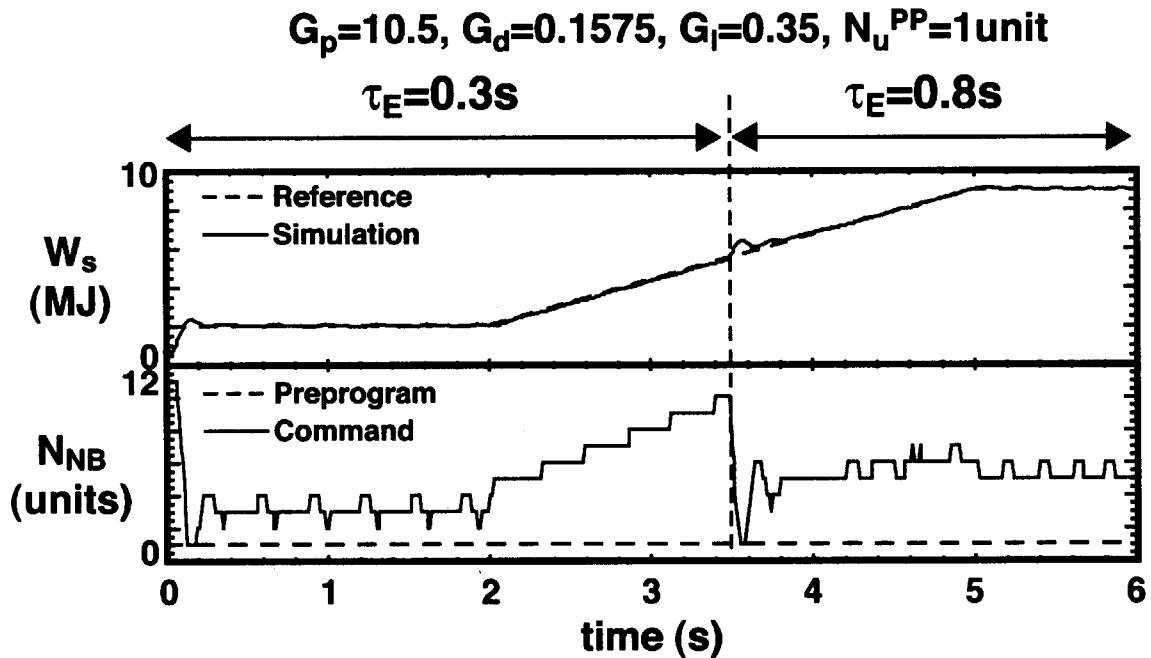


図 10: プラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御の PID 制御ロジックを用いたシミュレーション。 $G_p = 10.5$, $G_d = 0.1575$, $G_I = 0.35$ 及び $N_u^{\text{PP}}=1$

辺を除いて、蓄積エネルギー W_s の振動はほぼ無くなっている。また、入射ユニット数 N_{NB} の大きな変動も無くなっている。図 5(c) では feedforward の導入により制御の安定性はある程度改善されたが、PID 制御の方が格段に優れていることがわかる。

現在 JT-60U の最大放電時間は 15 秒、NB 入射は 9.8 秒までに制限されているが、2003 年 11 月からは最大放電時間を 60 秒にまで伸ばした長パルス化運転が始まる。NB をアクチュエータとして使う帰還制御では NB の入射オン、オフが繰り返され、NB 機器としては好ましいものではない。今までの最大入射時間 9.8 秒では機器健全性に支障はなかったが、これから長時間制御においては問題になる可能性もある。積分制御の導入はその有効な解決手段にもなるであろう。

7まとめ

JT-60U においてプラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御システムを開発した。プラズマ蓄積エネルギー実時間検出の正確さがその重要な要素の一つである。これは、統計処理法の採用と広範囲なプラズマを網羅する JT-60U 平衡データベースを作成することにより実現した。PD 制御 (P : Proportional、D : differential) により蓄積エネルギーの充分な制御性を確保した。プラズマ蓄積エネルギーが参照波形をどれだけ正確に追従できるかは制御ゲイン値とプラズマ閉じ込め特性に依存する。ITB の形成と成長、整数 q_{min} の通過、 β_N の維持といった負磁気シア放電の各々のフェーズにおいてプラズマ蓄積エネルギーの参照波形を最適化することにより、DT 換算核融合増倍率 0.5 を 0.8 秒間維持することに成功した。 $Q_{DT}^{eq} = 0.5$ の維持フェーズではプラズマ蓄積エネルギーの増加とは正反対に中性子発生率は減少した。そのような状況ではプラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御は参照波形の最適化の容易さと実験効率において中性子発生率実時間帰還制御よりも優れている。

PID 制御についても検討を行い、参照波形への追従性及び NB 入射指令波形の安定性の改善に有効であることを明らかにした。現状の PD 制御でも蓄積エネルギーの制御性は満足いくレベルにあるが、NB 機器健全性のためにも PID 制御の導入は有効と考えられる。

外部加熱だけでプラズマベータを制御するという技術は核燃焼プラズマには適用できないが、プラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御は電流ホールの存在 [19] という画期的な発見や、定常高自発電流割合負磁気シア運転 [18]、中心ソレノイドを使わないプラズマ立ち上げによる高性能負磁気シアプラズマ [20]、高ベータ高閉じ込めと完全電流駆動を両立した高 β_p ELMy H モードの長時間維持 [21, 22] といった多くの功績を挙げた。また、ITB の高い再現性を必要とする ITB 物理実験の効率化も実現した。特に軽水素運転フェーズでは中性子発生率実時間帰還制御は利用できないので、プラズマ蓄積エネルギー実時間帰還制御は唯一の解である。

謝辞

プラズマ蓄積エネルギー検出の統計処理係数の決定にあたり日本原子力研究所核融合装置試験部第一試験室の三浦友史博士に計算プログラムの提供及び有用な情報をいただきました。ここに感謝の意をあらわします。JT-60 チームの関係諸氏には JT-60U 装置の円滑な運転遂行に感謝いたします。

参考文献

- [1] S. Ishida, T. Fujita and the JT-60 team, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 3917-3921.
- [2] Y. Neyatani, T. Fukuda, T. Nishitani, R. Yoshino, Y. Kawamata, S. Sakata, N. Saito and T. Kimura, Feedback control of neutron emission rate in JT-60U, Fusion Eng. Des. **36** (1997) 429-433.
- [3] T. Fukuda, T. Oikawa, S. Takeji, A. Isayama, Y. Kawano, et al., Advanced Real-Time Feedback Control in JT-60U High Performance Discharges for Application to Fusion Reactor Plasmas, Fusion Science and Technology, **42** (2002) 357-367.
- [4] T. Fujita, Y. Kamada, S. Ishida, Y. Neyatani, T. Oikawa, et al., High Performance Experiments in JT-60U Reversed Shear Discharges, Nucl. Fusion **39** (1999) 1627-1636.
- [5] G.L. Campbell, J.R. Ferron, E. McKee, A. Nerem, T. Smith, E.A. Lazarus, C.M. Greenfield, R.I. Pinsker, New DIII-D tokamak plasma control system, in: Proceedings of the 17th Symposium on Fusion Technology, Rome, Italy, 14-18 September, Vol. 2 (1992) 1017-1021.
- [6] J.E. Lawson, M.G. Bell, R.J. Marsala, D. Mueller, Beta normal control of TFTR using fuzzy logic, in: Proceedings of the 18th Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe, Germany, 22-26 August, Vol. 1 (1994) 739-742.
- [7] N.H. Zornig, H.E.O. Brelen, A. Browne, C. Gormezano, T. Dobbing, J.A. How, F.A. Jensen, T.T.C. Jones, F.B. Marcus, Q.A. King, F.G. Rimini, J.A. Romero, A.G.H. Sibley, F. Soldner, B.J.D. Tubbing, Experimental results using the JET real time power control system, in: Proceedings of the 19th Symposium on Fusion Technology, Lisbon, Portugal, 16-20 September, Vol. 1 (1996) 705-708.
- [8] S. Tsuji, K. Hayashi, H. Yoshida, N. Hosogane, M. Kikuchi, R. Yoshino, H. Ninomiya and S. Seki, MHD Equilibrium Analysis Method of JT-60 based on Magnetic Measurements, JAERI-M 86-006 (1986).
- [9] L.L. Lao, H. St. John and R.D. Stambaugh, Separation of β_p and ℓ_i in tokamaks of non-circular cross-section, Nucl. Fusion **25** (1985) 1421-1436.
- [10] N. Hosogane, H. Ninomiya and S. Seki, Method for Measuring Divertor Configuration Parameters for Feedback Control in JT-60, Nucl. Fusion **26** (1986) 657-661.
- [11] S. Tsuji, Y. Neyatani, N. Hosogane, M. Matsukawa, M. Takahashi, T. Totuka and T. Kimura, Diamagnetic Measurements in JT-60/JT-60U (in Japanese), JAERI-M 91-196 (1991).
- [12] K. Tsuchiya and T. Oikawa, Improvement of Correcting Process for the Stored Energy Evaluation on Diamagnetic Measurement, JAERI-Research 99-048 (1999) 12-14.
- [13] M. Matsukawa, N. Hosogane and H. Ninomiya, Application of Regression Analysis to Deriving Measurement Formulas for Feedback Control of Plasma Shape in JT-60, Plasma Phys. Control. Fusion **34** (1992) 907-921.

- [14] K. Kurihara, Y. Kawamata, K. Akiba, Y. M. Miura, H. Akasaka, H. Adachi, Y. Hoshi, T. Fukuda and T. Oikawa, Plasma real-time control system for advanced tokamak operation scenarios in JT-60, IEEE Transactions on Nuclear Science **47** (2000) 205-209.
- [15] K. Kurihara, T. Kimura, I. Yonekawa, M. Takahashi, M. Matsukawa, M. Mutoh, Y. Kawamata, T. Totsuka, H. Akasaka and S. Sakata, JT-60 Plasma Control System, Fusion Eng. Des. **11** (1990) 441-454.
- [16] I. Yonekawa, Y. Kawamata, T. Totsuka, H. Akasaka, M. Sueoka, K. Kurihara, T. Kimura and the JT-60U Team, JT-60U Control System, Fusion Science and Technology **42** (2002) 521-529.
- [17] T. Oikawa and the JT-60 team, High performance and prospects for steady state operation on JT-60U, Nucl. Fusion **40** (2000) 1125-1136.
- [18] T. Fujita, S. Ide, Y. Kamada, T. Suzuki, T. Oikawa, et al., Quasisteady High-Confinement Reversed Shear Plasma with Large Bootstrap Current Fraction under Full Noninductive Current Drive Condition in JT-60U, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 085001-1 - 085001-4.
- [19] T. Fujita, T. Oikawa, T. Suzuki, S. Ide, Y. Sakamoto, et al., Plasma Equilibrium and Confinement in a Tokamak with Nearly Zero Central Current Density in JT-60U, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 245001-1 - 245001-4.
- [20] Y. Takase, S. Ide, S. Itoh, O. Mitarai, O. Naito, et al., Formation of an Advanced Tokamak Plasma without the Use of Ohmic Heating Solenoid in JT-60U, 19th Fusion Energy Conf. IAEA-CN-94/PD/T-2. (2002) 719-722.
- [21] T. Oikawa, Y. Kamada, A. Isayama, T. Fujita, T. Suzuki, et al., Reactor Relevant Current Drive and Heating by N-NBI on JT-60U, Nucl. Fusion **41** (2001) 1575-1583.
- [22] A. Isayama, Y. Kamada, N. Hayashi, T. Suzuki, T. Oikawa, et al., Achievement of a High Fusion Triple Product and Steady State Sustainment in High β_p ELM-My H-mode Discharges in JT-60U, 19th Fusion Energy Conf. IAEA-CN-94/EX/C2-2 (2002).

This is a blank page.

国際単位系(SI)と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s^{-1}
压力、応力	ニュートン	N	$m \cdot kg/s^2$
エネルギー、仕事、熱量	パスカル	Pa	N/m^2
功率、放熱束	ジュール	J	$N \cdot m$
電気量、電荷	ワット	W	J/s
電位、電圧、起電力	クロン	C	$A \cdot s$
静電容量	コルト	V	W/A
電気抵抗	アーマー	Ω	V/A
コンダクタンス	ジemens	S	A/V
磁束密度	ウェーバ	Wb	$V \cdot s$
磁束密度	テスラ	T	Wb/m^2
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	$cd \cdot sr$
放熱能	ルクス	lx	lm/m^2
吸収線量	ベクレル	Bq	s^{-1}
線量当量	グレイ	Gy	J/kg
	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	l, L
ト	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10^{18}	エクサ	E
10^{15}	ペタ	P
10^{12}	テラ	T
10^9	ギガ	G
10^6	メガ	M
10^3	キロ	k
10^2	ヘクト	h
10^1	デカ	da
10^{-1}	デシ	d
10^{-2}	センチ	c
10^{-3}	ミリ	m
10^{-6}	マイクロ	μ
10^{-9}	ナノ	n
10^{-12}	ピコ	p
10^{-15}	フェムト	f
10^{-18}	アト	a

(注)

- 表1～5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC関係理事会指令ではbar、barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
9.80665		1	2.20462
4.44822		0.453592	1

$$\text{粘度 } 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}(\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2) = 10 \text{ P(ボアズ)} (\text{g}/(\text{cm}\cdot\text{s}))$$

$$\text{動粘度 } 1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ St(ストークス)} (\text{cm}^2/\text{s})$$

圧力	MPa(=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10^3	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10^{-4}	1.35951×10^{-3}	1.31579×10^{-3}	1	1.93368×10^{-2}
	6.89476×10^{-3}	7.03070×10^{-2}	6.80460×10^{-2}	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m		kW·h		cal(計量法)	Btu	ft · lbf	eV	1 cal = 4.18605 J(計量法)	
		1	0.101972	2.77778×10^{-7}	0.238889		9.47813×10^{-4}			= 4.184 J(熱化学)	= 4.1855 J(15 °C)
	9.80665		1	2.72407×10^{-6}	2.34270	9.29487×10^{-3}	7.23301	6.12082×10^{-9}	6.12082×10^{-9}	= 4.1868 J(国際蒸気表)	
	3.6×10^6	3.67098×10^5	1	8.59999×10^5	3412.13	2.65522×10^6	2.24694×10^{25}	2.61272×10^{19}	2.61272×10^{19}	仕事率 1 PS(仏馬力)	
	4.18605	0.426858	1.16279×10^{-6}	1	3.96759×10^{-3}	3.08747	2.65522×10^6	$7.78.172$	6.58515×10^{21}	= 75 kgf·m/s	
	1055.06	107.586	2.93072×10^{-4}	252.042	1	1.28506×10^{-3}	1	8.46233×10^{18}	8.46233×10^{18}	= 735.499 W	
	1.35582	0.138255	3.76616×10^{-7}	0.323890	1.51857×10^{-22}	1.18171×10^{-19}	1				
	1.60218×10^{-19}	1.63377×10^{-20}	4.45050×10^{-26}	3.82743×10^{-20}				1			

放射能	Bq	Ci		吸収線量	Gy	rad	照射線量	C/kg	R	線量当量	Sv	rem
		1	2.70270×10^{-11}									
	3.7×10^{10}	1		0.01	1			2.58×10^{-4}	1	100	0.01	1

(86年12月26日現在)

—60℃における蓄積エネルギー実時間帰還制御システムの開発と高性能放電への応用



古紙配合率100%
白色度70%再生紙を使用しています