

JAERI-M

89-087

JT-60ダイバータ配位における
真空磁場擾動のERA TOコード
による解析

1989年7月

小関 隆久・徳田 伸二・常松 俊秀・石田 真一
閨谷 謙・伊丹 潔・安積 正史

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

JAERI-M 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、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 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。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 山田軽印刷所

JT-60 ダイバータ配位における真空磁場擾動の ERATO コードによる解析

日本原子力研究所那珂研究所臨界プラズマ研究部

小関 隆久・徳田 伸二・常松 俊秀・石田 真一

閨谷 譲・伊丹 漢・安積 正史

(1989年6月19日受理)

線形理想MHD解析コードERATO-Jを用いて、キングモードによる真空磁場擾動のポロイダル分布及び位相の、アスペクト比、高ベータ、X点及びシェルの形状に対する依存性を調べた。磁場擾動は、低アスペクト比になるにつれ、トーラスの内側で大きくなり、高ベータになるにつれ、トーラスの外側で大きくなる。また、ポロイダル平衡磁場の停留(X点)があると、X点近傍で、磁場擾動は小さくなる事が示された。

JT-60 の外側 X 点ダイバータ配位で観測された磁場擾動のポロイダル分布を、ERATO-J による計算結果と比較した。その結果、観測結果は、真空容器を導電性シェルとしたキング不安定に対する計算結果と良く一致し、磁場擾動のポロイダル分布の不均一性は、ベータ効果、X点効果、シェルの形状などで説明できる事が示された。

ERATO-Code Analysis of Vacuum Magnetic Field Oscillations
in JT-60 Divertor Configuration

Takahisa OZEKI, Shinji TOKUDA⁺, Toshihide TSUNEMATSU⁺

Shinichi ISHIDA, Yuzuru NEYATANI, Kiyoshi ITAMI and Masafumi AZUMI

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

(Received June 19, 1989)

Magnetic field oscillations caused by external kink instabilities are numerically studied by using the ideal MHD stability code ERATO-J. Dependence of a spatial distribution of their amplitude and phase on aspect-ratio, beta-poloidal, shaping of conducting shell and divertor/limiter configurations is examined in detail. In the low aspect ratio plasma, the amplitude of magnetic oscillations in the inner side of the torus is larger than that in the outer. On the contrary, as the poloidal beta increases, the amplitude in the outer side of the torus becomes larger than that in the inner. In the divertor configuration, the amplitude of oscillations reduces near the X-point and the phase is locally modulated. The coherent magnetic oscillations observed in JT-60 agree well with the theoretical results, where the vacuum vessel is assumed to be an ideal conducting shell. The non-uniformity of the poloidal distribution observed in JT-60 can be explained by the combined effects of the finite beta, the X-point and the shape of shell.

Keywords: Magnetic, Oscillation, Kink, ERATO-J, JT-60, MHD, Stability, Shell, X-point

⁺ Department of Thermonuclear Fusion Research

目 次

| | |
|---|----|
| 1.はじめに..... | 1 |
| 2.数値解析の方法..... | 2 |
| 3.解析結果..... | 4 |
| 3.1 導電性シェルの磁場擾動 \tilde{B}_θ の分布に対する効果..... | 4 |
| 3.2 ダイバータ配位におけるX点の \tilde{B}_θ 分布に対する影響..... | 12 |
| 3.3 JT-60 で観測された \tilde{B}_θ のポロイダル分布と計算結果の比較..... | 17 |
| 4.検討とまとめ..... | 21 |
| 謝 辞..... | 23 |
| 参考文献..... | 23 |
| 付 錄..... | 24 |

Contents

| | |
|--|----|
| 1. Introduction | 1 |
| 2. Numerical procedure | 2 |
| 3. Results | 4 |
| 3.1 Effects of a conducting shell on the magnetic perturbation \tilde{B}_θ | 4 |
| 3.2 Effects of X-point on the magnetic perturbation \tilde{B}_θ | 12 |
| 3.3 Comparison of the magnetic perturbation \tilde{B}_θ observed in JT-60 with theoretical results | 17 |
| 4. Discussion and summary | 21 |
| Acknowledgement | 23 |
| References | 23 |
| Appendix | 24 |

1. はじめに

プラズマ周辺の真空磁場中で観測される磁場擾動の解析は、トカマク装置による高ベータプラズマやディスラプションを制御する上で、重要な課題である。JT-60においては、トーラスの外側にX点を持ったダイバータ配位を作る事ができ、卵型に似た非円形の真空容器を持っているため、他の装置とは、異なった磁場擾動が予想される。1986年8月～11月のJT-60初期加熱実験¹⁾において、外側X点のダイバータ平衡配位のヘリウム放電で、ポロイダル・ベータ値が比較的高くなったときに、コヒーレントな磁場擾動 \tilde{B}_θ が、磁気プローブで観測された。その結果によると、 \tilde{B}_θ のポロイダル分布の不均一性があり、ベータ値の上昇によって、その不均一性がさらに強くなつた²⁾。コヒーレントな磁場擾動は、様々な原因が考えられるが、ここでは、キンクモードを取り上げ、 \tilde{B}_θ のポロイダル分布の不均一性について検討する。^{3), 4)}

線形理想MHD解析コードERATO-J⁵⁾は、導電性シェルを含めた軸対称トカマク平衡における、低nモードの理想MHD不安定を解析するコードであり（ここでnはトロイダルモード数），同時に、真空磁場中の磁場擾動分布を求める事ができる。実験で観測されているコヒーレントな磁場擾動は、定常状態に達したMHD不安定によると考えられる。一方、ERATOによる解析は、線形近似の範囲内でのみ正しいのであるが、 \tilde{B}_θ の分布・位相の検討に関しては、実験値と比較する事が可能である。

そこで、本論文では、ERATO-Jを用いて、n=1キンクモードにおける \tilde{B}_θ 分布を以下の点について数値的に解析した。

- 1) 磁場擾動 \tilde{B}_θ のポロイダル分布に対する導電性シェルの効果
- 2) ダイバータ配位におけるX点の \tilde{B}_θ 分布に対する影響
- 3) JT-60において観測された \tilde{B}_θ 分布と計算結果の比較・検討

2. 数値解析の方法

ERATO-J は、エネルギー原理に基づいて、軸対称トロイダル平衡の線形理想MHD安定性を数値的に解析する。このコードでは、導電性シェルを任意の形状に対して与える事ができ、プラズマ表面とシェルとの間の真空中における摂動磁場は、次式の様にベクトル・ポテンシャル \mathbf{A} を用いて表わされる。

$$\tilde{\mathbf{B}} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (1)$$

また、真空磁場中のベクトル・ポテンシャル \mathbf{A} は、次の方程式と境界条件に従う。

$$\text{rot } \text{rot } \mathbf{A} = 0$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A} = -\xi_n \mathbf{B}_e \quad (\text{プラズマ表面上})$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A} = 0 \quad (\text{シェル面上})$$

ここで、 \mathbf{n} はプラズマ表面の外向きの法線方向を示し、 ξ_n 、 \mathbf{B}_e は、各々、プラズマの法線方向変位、平衡における外部磁場を表わす。

ここで \mathbf{B} のポロイダル方向 (θ 方向) 成分 \tilde{B}_θ を考える。

系の固有振動数を ω とすれば、摂動磁場 \tilde{B}_θ は時間 t に関して $\exp(i\omega t)$ で変化し、トロイダルモード数を n とすれば、空間 φ (トロイダル方向角) に対して $\exp(in\varphi)$ で変化する。故に、 \tilde{B}_θ は、

$$\tilde{B}_\theta(\rho, \theta, \varphi, t) = |\tilde{B}_\theta(\rho, \theta)| \exp\{i(\omega t + n\varphi - \alpha)\} \quad (2)$$

と書ける。ここで、 ρ は、磁気軸からの距離である。実験において観測される磁場摂動 \tilde{B}_θ は、固定されたプローブで \tilde{B}_θ の時間変化を見る事 ($\tilde{B}_\theta \propto \exp i(\omega t - \alpha)$) になるが、ERATOによる計算では、逆に時刻を止め、空間的な変化を見る事 ($\tilde{B}_\theta \propto \exp i(n\varphi - \alpha)$) になる。しかし、ここで問題とする、振幅 $|\tilde{B}_\theta(\rho, \theta)|$ 、位相 α は、いずれの評価でも同じである。また、この計算では $n=1$ の場合について求めた。

ERATO-Jにおいては、導電性シェルの形状を、(a)次式で示される様にプラズマ形状に沿って与える方法と、(b)任意の形状をシェルの各点の座標で与える方法がある。図1に(a)の方法によるシェルの決め方を示す。シェルの小半径 $\rho_w(\theta)$ は、次式で与えられる。

$$\rho_w(\theta) = \rho_p(\theta) + (R_{\text{ext}} - 1) r_p \quad (3)$$

ここで、 $\rho_p(\theta)$ はプラズマのポロイダル角 θ に対する小半径であり、 r_p は $Z=0$ におけるプラズマ小半径、 R_{ext} は、シェル半径を決めるためのパラメータである (ρ_w と ρ_w の中心座標を与えてシェルを決める事も可能)。(b)の方法による決め方は、シェルの(R, Z)座標を与えて、形を決める。JT-60の真空容器をシェルとして考えたときは、この方法を用いた。

解析に必要なMHD平衡は、Grad-Shafranov方程式を、四角形要素に差分化し、Buneman's algorithmで求めている。ここでは、与えられた、ポロイダル β_p 、規格化内部イ

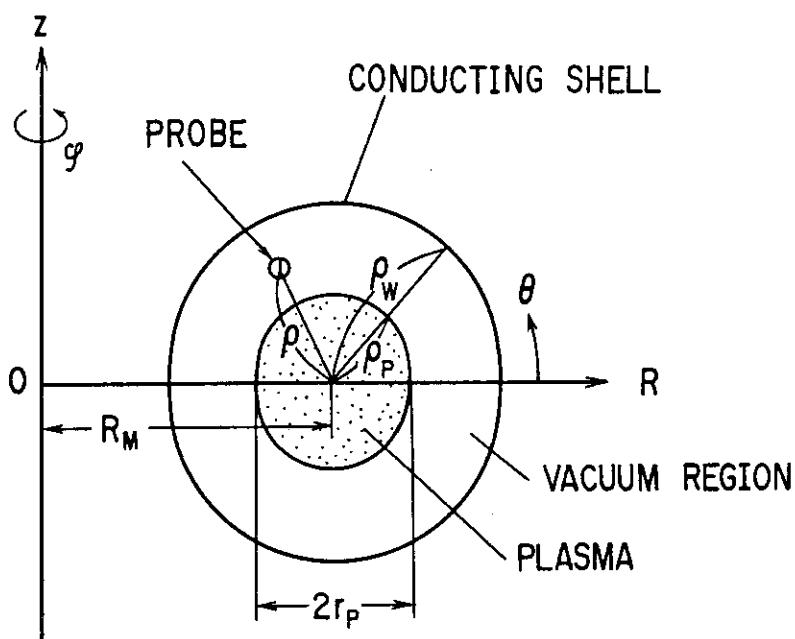
ンダクタンス ℓ_i , 磁気軸上の安全係数 q_0 等に対して, 平衡配位を求めた。また, トロイダル電流密度 j_ϕ として次式で表わされたとした。

$$j_\phi = j_0 \cdot (1 - \tilde{\psi}^{r_1})^{r_2} \quad (4)$$

ここで $\tilde{\psi}$ は規格化されたポロイダルフラックスであり, $\tilde{\psi} = 1.0$ で表面, $\tilde{\psi} = 0$ で磁気軸である。パラメータ j_0, r_1, r_2 は, ℓ_i, q_s, q_0 等が与えられた値になる様に決められる。3.1節, 3.2節の計算では, $\ell_i = 0.8$, $q_s = 2.7 \sim 2.85$, $q_0 = 1.0 \sim 1.1$ となる平衡を用いた。なお, ダイバータ配位においては, X点におけるメトリック係数の特異性を避けるため, セバラトリクス磁気面から $\partial \psi_{sep}$ 内側をプラズマ境界とした。ここで

$$\delta \psi_{sep} = |\psi_{sur} - \psi_{sep}| = \delta_\phi \times |\psi_{sep} - \psi_{axi}|$$

であり, $\delta_\phi = 0.005$ として以下の計算を行った。



$$\rho_W(\theta) = \rho_P(\theta) + (R_{ext} - 1) \cdot r_P$$

図1 プラズマ, 導電性シェル及び磁気プローブの幾何学的配位

3. 解 析 結 果

この節では、まずキング不安定性による真空磁場摂動 \tilde{B}_θ のポロイダル分布に対する影響として、導電性シェルの効果及びダイバータ配位におけるX点の効果を、数値計算によって詳しく調べる。次に、実験によって得られている磁気プローブ信号の結果を、真空容器を導電性シェルと考えて計算した結果と、比較・検討した。

3.1 導電性シェルの磁場摂動 \tilde{B}_θ の分布に対する効果

小半径 1 m の円形プラズマで、アスペクト比 A が 3.0 の場合を考える。ここで、(a)導電性シェルが存在しない場合、すなわち、シェルの時定数 τ_{shell} が、磁場摂動の周波数 ω_{B_θ} の逆数より十分小さい場合 ($\tau_{shell} \cdot \omega_{B_\theta} \ll 1$) と、(b)導電性シェルが存在する場合 (すなわち、 $\tau_{shell} \cdot \omega_{B_\theta} \gg 1$ の場合) が考えられる。この計算では、(a)の場合として、シェルを遠くに置き ($R_{ext} = 2.5$)、(b)の場合として、シェルを近くに置いて ($R_{ext} = 1.2$) 行った。

はじめに、(a)の場合を考える。図 2 に低ベータ ($\beta_p = 0.001$) におけるキングモードによる磁場摂動 $|\tilde{B}_\theta|$ を示す。図 2 の下段 3 図は、プラズマ表面からシェルまでの真空磁場中における $|\tilde{B}_\theta|$ の 2 次元分布を示し、○印は、図 2 の上段 a, b, c の $|\tilde{B}_\theta|$ 分布を求めた位置を示す。 $|\tilde{B}_\theta|$ は、小半径 ρ 方向に対して $m+1$ 乗で減少する (付録参照)。この等高線は、 $|\log |\tilde{B}_\theta||^{max} - \log |\tilde{B}_\theta||^{min}| / 10$ の間隔でプロットした。図 2 の上段 a, b, c は、各々小半径 $\rho = 2.0, 1.5, 1.1$ [m] の位置のポロイダル角 θ に対する $|\tilde{B}_\theta|$ の分布を示す。ここで $\theta = 0$ はトーラスの外側であり、単位はラジアンである。また、 $|\tilde{B}_\theta|$ は、最大値を 1 で規格化している。図から明らかな様に、 $|\tilde{B}_\theta|$ はトーラスの内側の方が、外側より大きい。その傾向は、プラズマ表面より離れるにつれて大きくなる。

これは、トーラス効果によるためである。すなわち、プラズマ中心から等距離 ($\rho = \text{const.}$) にあるトーラスの内側と外側の点を考えたとき、内側の点はトーラスの曲がりによって、内側の点が見込むプラズマ表面からの距離は、トロイダル方向の平均を考えたとき、外側と比較して短くなる。このため、内側の点の $|\tilde{B}_\theta|$ は、外側の点より大きくなる。また、プラズマ中心から離れるほど (ρ が大きくなるほど) トーラスの内、外の差が大きくなり、この効果が大きくなる。

図 3 に高ベータ ($\beta_p = 1.6$) におけるキングモードによる磁場摂動 $|\tilde{B}_\theta|$ 分布を示す。下段の 3 図は、図 2 と同様 $|\tilde{B}_\theta|$ の 2 次分布を示し、○印は、上段 3 図の分布を求めた位置を示す。図 3 の a, b, c は、各々、小半径 $\rho = 2.0, 1.5, 1.1$ [m] の位置の $|\tilde{B}_\theta|$ 分布を示す。図 3.c の場合に見られる様に、高ベータにおいては、圧力駆動項 ($\propto K \cdot \nabla P$) が働き、トーラスの外側で摂動が大きくなる。しかし、この傾向は、プラズマ表面付近での分布においてのみ表われ (図 3.a) 遠ざかるにつれて低ベータのときと同様トーラスの内側が強くなり (図 3.b) 遠ざかるにつれて低ベータと同じ傾向を示す (図 3.a)。

図 4 に、高ベータ (図 4.a) と低ベータ (図 4.b) における位相を示す。下段は、位相の真空

磁場中における2次元分布を示す。位相は、小半径 ρ に対して、大きな変化はない。 $\rho = 1.5$ における分布を上段に示す。ここで用いた平衡は、 $q_s = 2.7 \sim 2.85$ であるため、 $m=3$ のモードになる。そのため、ポロイダル方向へ π 移ると、位相は 3π 進む。プラズマ表面に摂動電流が流れたときに生じる \tilde{B}_θ ⁵⁾を、逆アスペクト比展開して一次のオーダーを求めたときに予想される位相 $m\theta^*$ は

$$m\theta^* = m \left[\theta - \frac{r_m}{R_0} \left(\beta_p + \frac{\ell_i}{2} + 1 \right) \sin \theta \right]$$

である。この式から、低ベータにおける位相の直線からのずれは、トーラス効果 r_m / R_0 のためであり、数%の範囲内で数値計算結果と一致する。また、高ベータにおける位相の直線からのずれは、 β_p の効果のためであり、10数%の範囲内で一致する。

次に(b)の場合（シェルがプラズマ表面に近く、すなわち $R_{ext} = 1.2$ で、シェル効果が十分に働く場合）を考える。図5に、高ベータ（図5.a）及び低ベータ（図5.b）における結果を示す。このとき $\rho = 1.1$ mである。図5の下段2図はこれまでの図と同様に、真空磁場中の $|\tilde{B}_\theta|$ の2次元分布を示す。 $|\tilde{B}_\theta|$ のポロイダル分布は、低ベータにおいて、トーラスの内側で大きくなり、高ベータにおいて、トーラスの外側で大きくなる。この傾向は、(a)の場合（シェルが遠くある場合）の結果（図3.c、図2.cの場合）と同じであるが、シェルが近づくとポロイダル非対称性は小さくなる。この場合に於ける位相は、高ベータに於ても、低ベータに於ても、(a)の場合で得られた結果とほとんど同じであり、高ベータに於いて同様に位相の直線からのずれが見られた。

ここまで計算では、シェルとプラズマ表面との間隔は同じ（式(3)に従ってシェルを決める）として求めた。現実のプラズマは、必ずしもシェルに対して等距離に位置するとは限らない。そこで、Z方向に対してシェルが広がった場合（ $R_{ext}^z = 1.2 \rightarrow 2.5$ ）と、R方向に対してシェルが広がった場合（ $R_{ext}^r = 1.2 \rightarrow 2.5$ ）を、各々、高ベータ（図6.a、図7.a）、低ベータ（図6.b、図7.b）に対して求めた。その結果を図6,7に示す。Z方向、R方向いずれの方向にシェルを遠ざけた場合も、シェルが遠ざかった付近で $|\tilde{B}_\theta|$ が下がる。また、この場合においても低ベータに於ては、トーラス効果により内側の $|\tilde{B}_\theta|$ が大きくなり、高ベータにおいては、ベータ効果により外側の $|\tilde{B}_\theta|$ が、大きくなる。

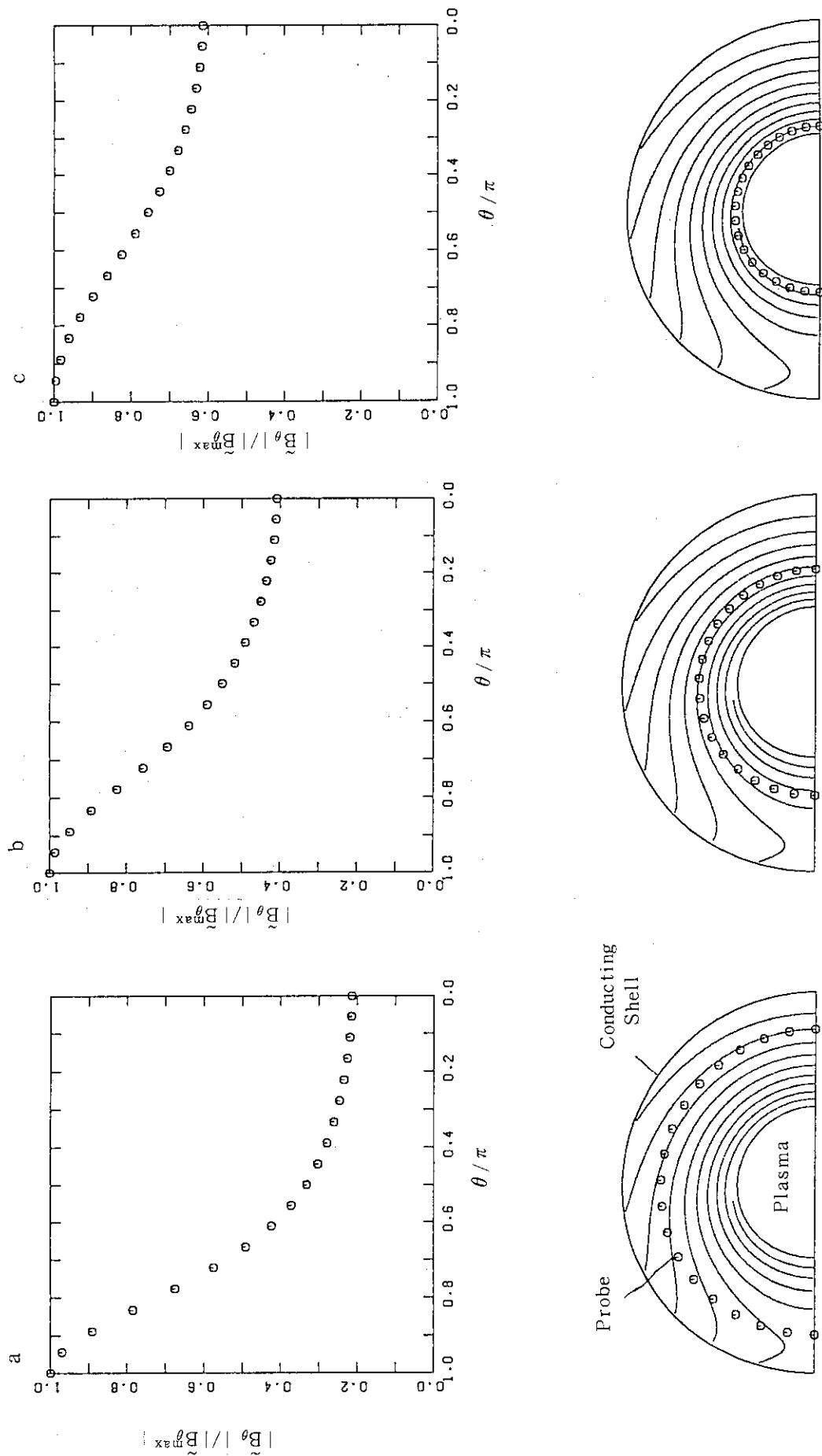


図2 低ベータプラズマの磁場擾動 $|\tilde{B}_\theta|$ 分布 ($\beta_p = 0.001$)。
ここでシェルは、 $R_{\text{ext}} = 2.5$ にあるとし、上段に $\rho = 2.0 \text{ m}$ (図a),
1.5 m (図b), 1.1 m (図c) のときのボロイダル分布を示す。下
段に、 $|\tilde{B}_\theta|$ の2次元分布と、プローブ位置 (印) を示す。

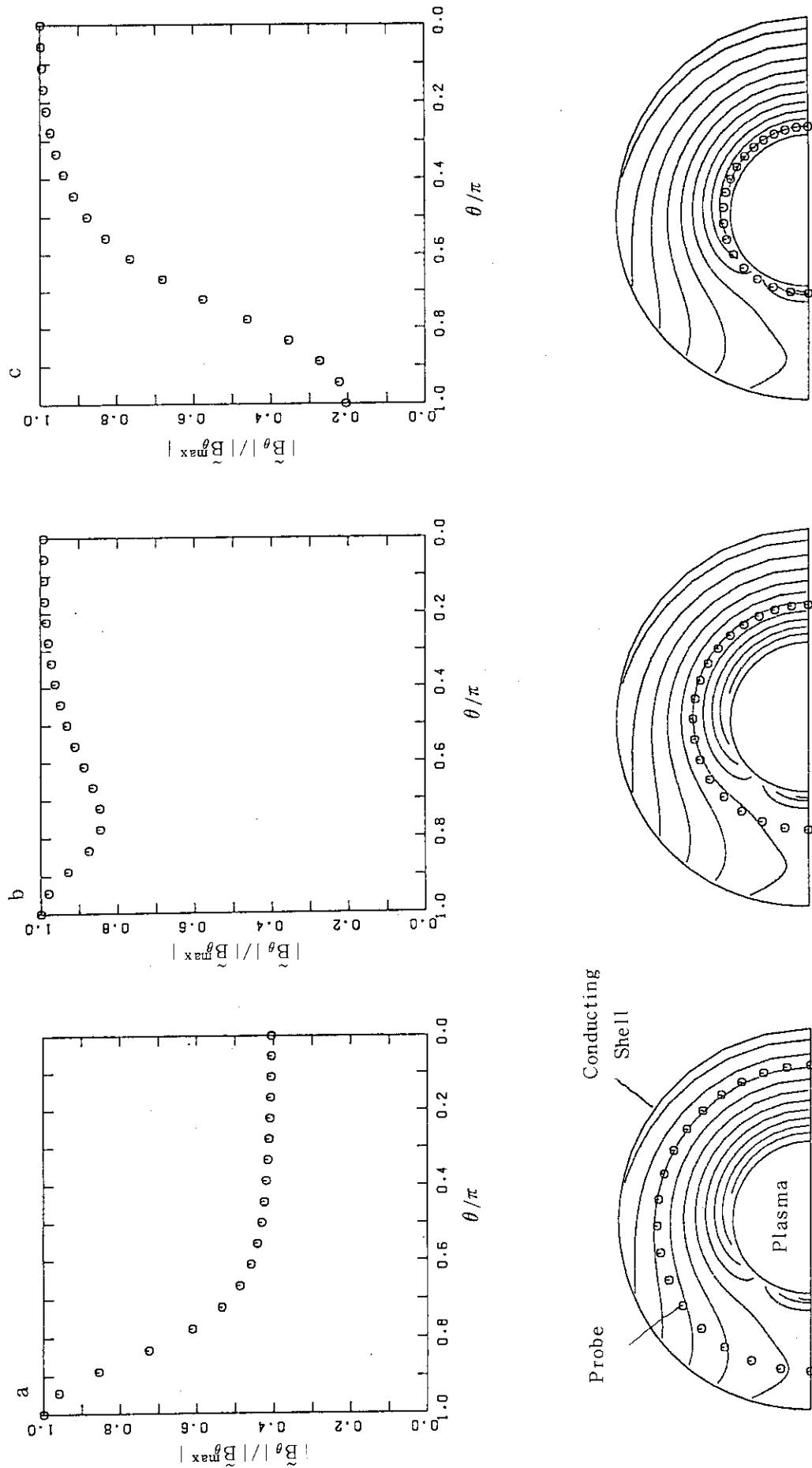


図3 高ベータプラズマの磁場擾動 $|\tilde{B}_\theta|$ 分布 ($\beta_p = 1.6$)。
他は、図2に同じ。

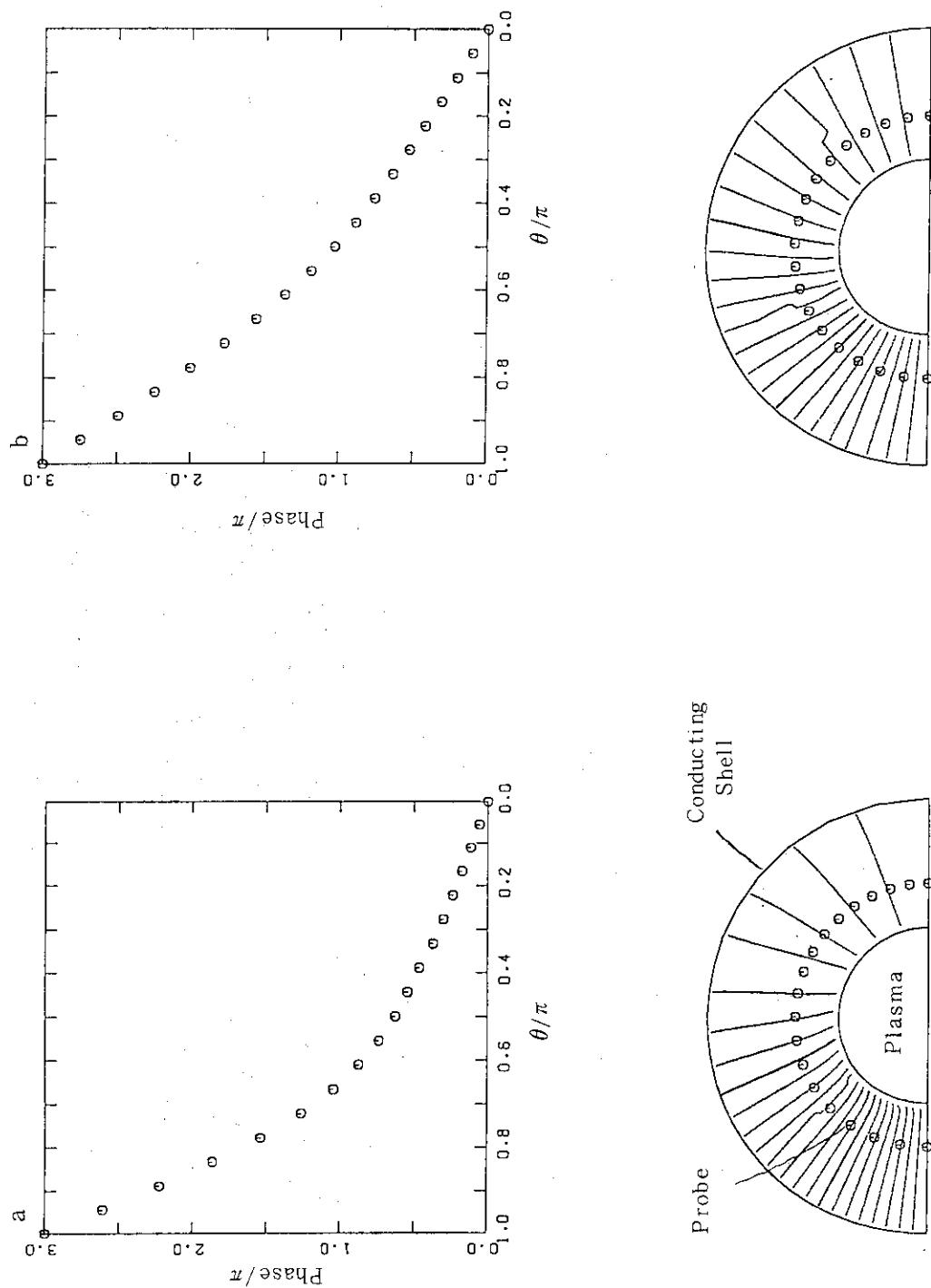


図4 高ベータ(図a)及び低ベータ(図b)の場合の位相分布。下段は位相の2次元分布と、プローブ位置(印)を示す。

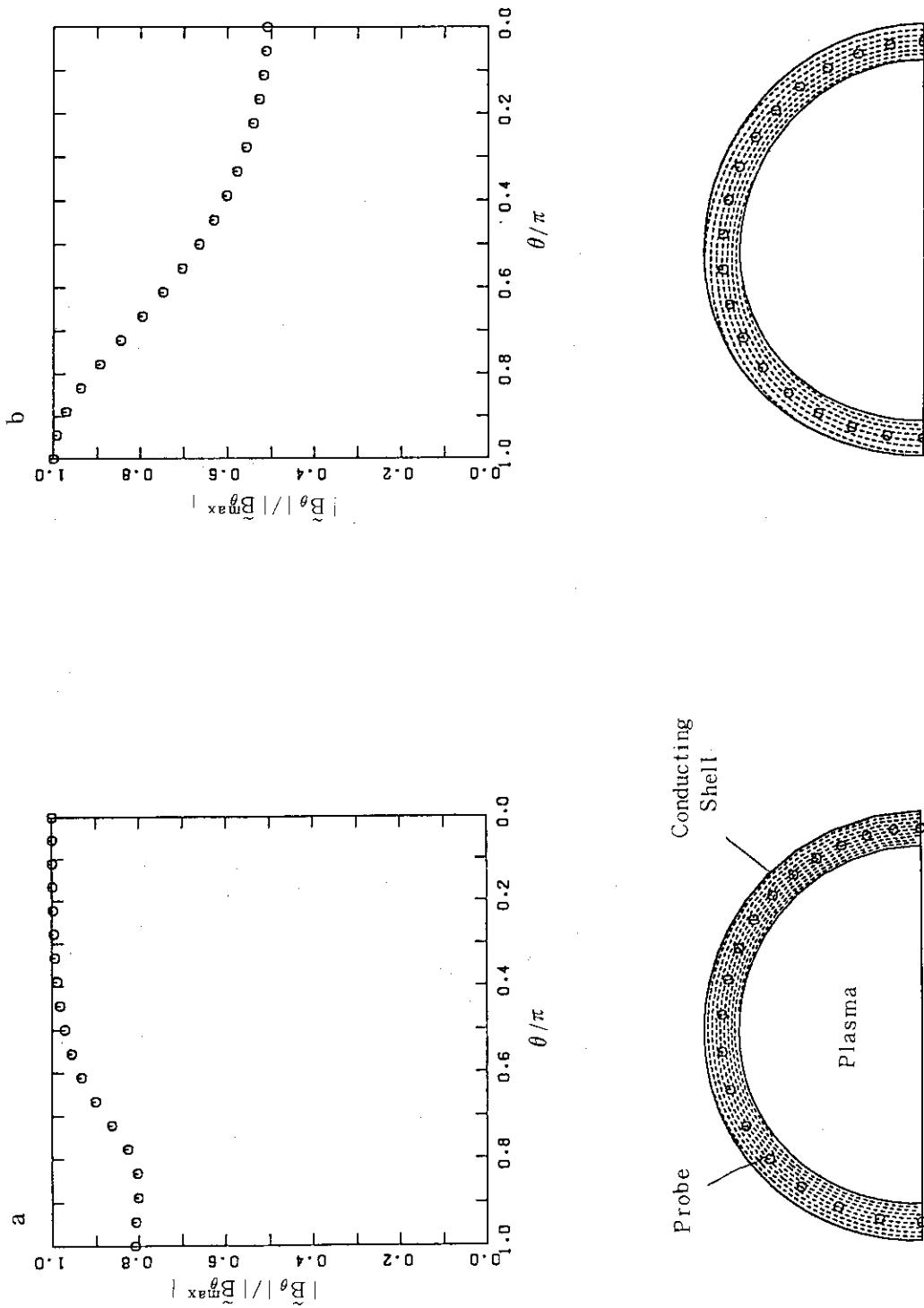


図 5 シェルが $R_{ext} = 1.2$ あるとしたときの、高ベータ(図 a) 及び低ベータ(図 b) の場合
の磁場擾動 $|\tilde{B}_\theta|$ 分布。下段は、 $|\tilde{B}_\theta|$ の 2 次元分布と、プローブ位置(印)を示す。

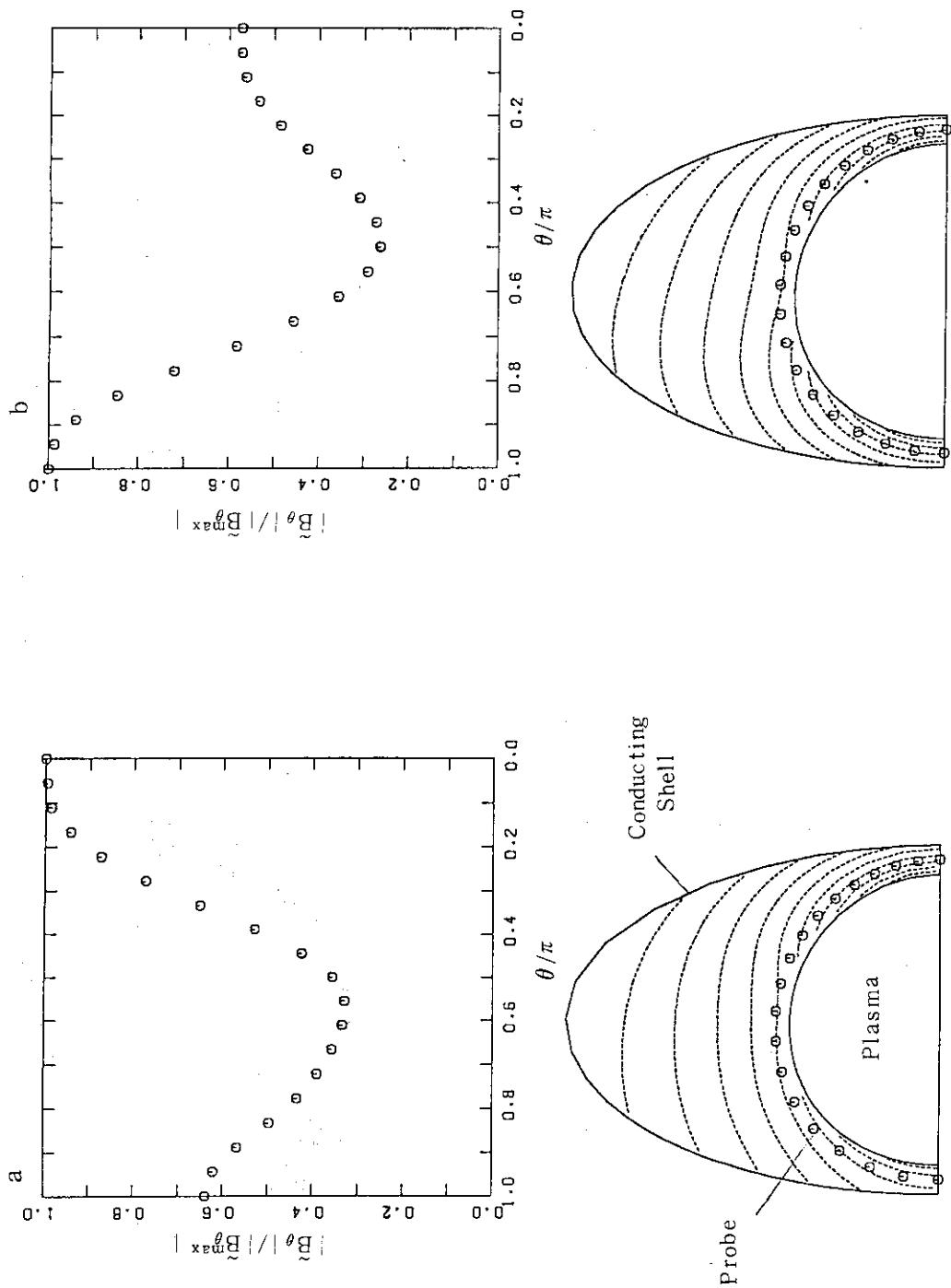


図 6 z 方向にシェルをプラズマ表面から離した ($R_{c\text{ext}}^z = 2.5$) 場合の高ベータ (図 a)
及び低ベータ (図 b) に対する $|\tilde{B}_\theta|$ 分布

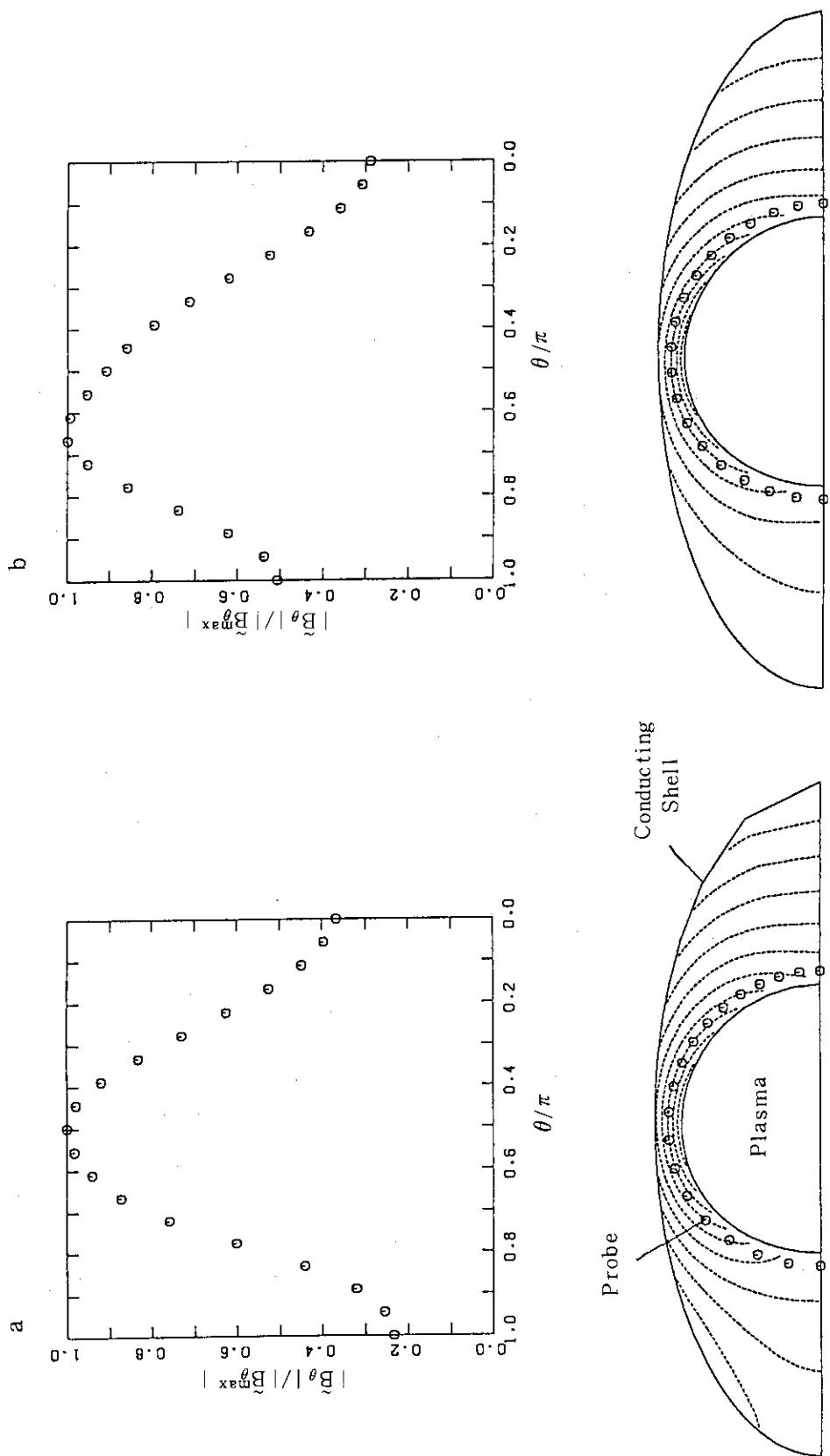


図7 R方向にシェルをプラズマ表面から離した ($R_{\text{ext}} = 2.5$) 場合の高ベータ(図a)
及び低ベータ(図b)に対する $|\tilde{B}_\theta|$ 分布

3.2 ダイバータ配位におけるX点の \tilde{B}_θ 分布に対する影響

ダイバータ配位におけるキンクモードは、リミタ配位の場合と異なる。つまり、X点によるシアー安定化効果により不安定性の成長率が下がり、プラズマの変位は、磁気面に沿った方向を向き、⁶⁾ プラズマ表面に局在化する。故に、X点近傍で、リミタ配位と異なった結果が予想される。そこで、ダイバータ配位の場合について、前節と同様に(a)導電性シェルが存在しない場合($\tau_{shell} \cdot \omega_{B_\theta} \ll 1$, $R_{ext} = 2.5$ とする)と、(b)シェルが存在する場合($\tau_{shell} \cdot \omega_{B_\theta} \gg 1$, $R_{ext} = 1.2$ とする)とに分けて調べた。また、ここでは、JT-60を想定して、トーラスの外側にX点がある場合を考える。(本節の図8-11は、前節の図2-5に対応する。)

図8.(a)の場合で低ベータ($\beta_p = 0.001$)のときの磁場擾動 $|\tilde{B}_\theta|$ を示す。下段の図より、X点付近でプラズマの凸部があり、 $|\tilde{B}_\theta|$ の等高線もそれに沿って曲がる。しかし、プラズマ表面からの距離を一定にして分布を求める(図8.a, b, c)。X点付近($\theta = 0$ 付近)における分布で、前節の図2と比較してもX点の影響は見られない。プラズマ表面に極く近い場合(図8.c $\rho = 1.1$ m)において、わずかに $|\tilde{B}_\theta|$ が下がるだけである。一方、図9に示される様に、高ベータ($\beta_p = 1.6$)に於ては、前節の図3で述べた様に、トーラスの外側で $|\tilde{B}_\theta|$ が大きくなる。しかし、プラズマ表面に近い所(図9.c $\rho = 1.1$ m)の $|\tilde{B}_\theta|$ 分布では、X点近傍($\theta/\pi \lesssim 0.2$)付近で、 $|\tilde{B}_\theta|$ が小さくなる傾向が表わされた。この傾向は、プラズマ表面から遠ざかるにつれて弱くなり、 $\rho = 2.0$ m(図9.a)では、その効果はほとんど見えない。

図10に、(a)の場合(シェルがプラズマ表面より離れている場合 $R_{ext} = 2.5$)の、高ベータ(図10.a)及び低ベータ(図10.b)に於ける位相を示す。X点付近($\theta/\pi \lesssim 0.05$)の位相の直線からのずれは、いずれのベータ値に於ても見られる。これは、X点があるために、磁力線がX点付近に長く滞在する事によるためと考えられる。

また、図10.aにおいて、プラズマ表面付近で、大きな位相の変化が見られる。ここで求めているプラズマは、 $q_s = 2.8$ であるため $m=3$ が支配的なモードであるが、高ベータになるにつれて、モードカップリングによって、 $m > 3$ 及び $m < 3$ のモードが大きくなる。特にダイバータ配位では、セパラトリクスがあるため(すなわち、 $m > 3$ モードの共鳴面がプラズマ表面に近い) $m > 3$ のモードがプラズマ表面に局在する。図10.aで見られた。位相の大きな変化は、プラズマ表面に局在した $m=4$ モードが擾動磁場 $|\tilde{B}_\theta|$ を表面付近に作り、表面から離れるにつれて、 ρ に対する減衰の遅い $m=3$ モードの位相に変化したためである。

図11は、(b)の場合(すなわち、シェルがプラズマ表面に近く、シェル効果が十分に働く場合($R_{ext} = 1.2$))の高ベータ(図11.a)及び低ベータ(図11.b)に於ける $|\tilde{B}_\theta|$ 分布を示す。(a)の場合と同様、X点によりキンクモードが安定化され、X点近傍で $|\tilde{B}_\theta|$ が下がる傾向が見られる。また、高ベータにおける方が、X点付近の $|\tilde{B}_\theta|$ の下がりが大きい。この場合の位相にも、図10.a, bとほぼ同様なX点の影響が見られる。

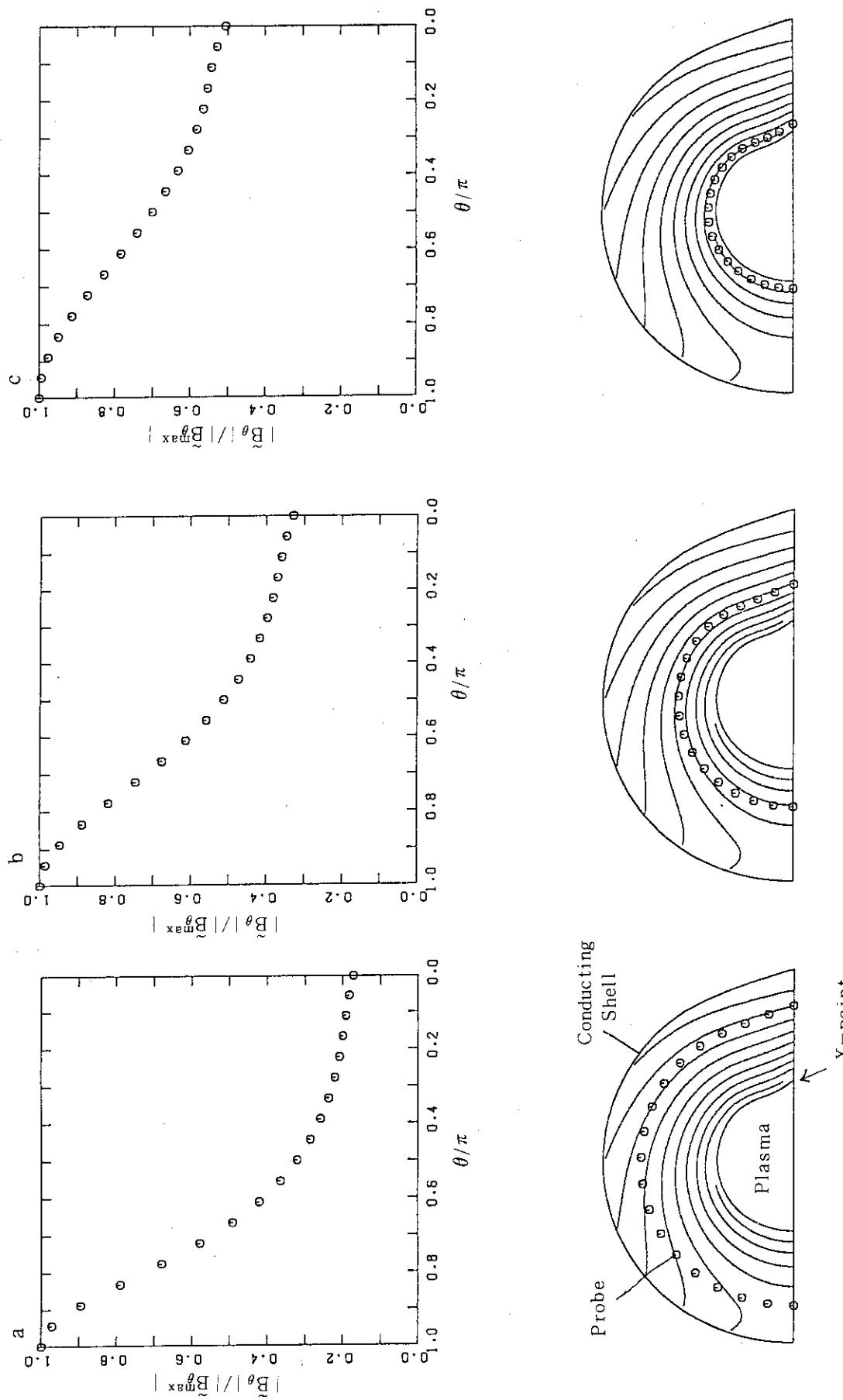


図 8 ダイバータ配位の低ベータプラズマの磁場擾動 $|\tilde{B}_\theta|$ 分布 ($\beta_p = 0.001$)。
ここでシェルは、 $R_{\text{ext}} = 2.5$ にあるとし、上段に $\rho = 2.0$ m (図 a), 1.5 m (図 b),
1.1 m (図 c) のときのポロイダル分布を示す。下段に、 $|\tilde{B}_\theta|$ の 2 次元分布と、プローブ位置 (印) を示す。

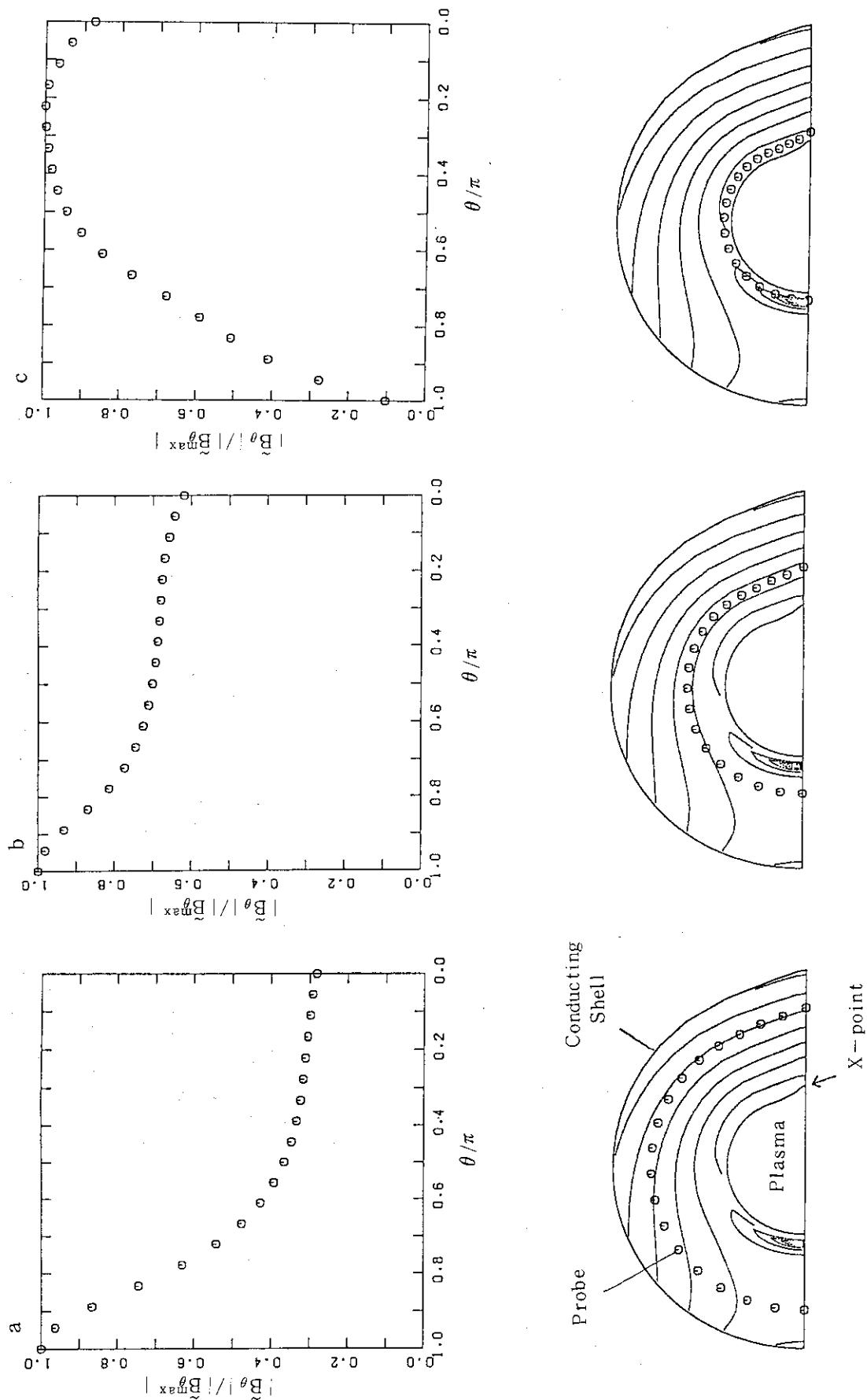


図 9 ダイバーク配位の高ベータプラズマの磁場擾動 $|\tilde{B}_\theta|$ 分布 ($\beta_p = 1.6$)。他は、図 8 に同じ。

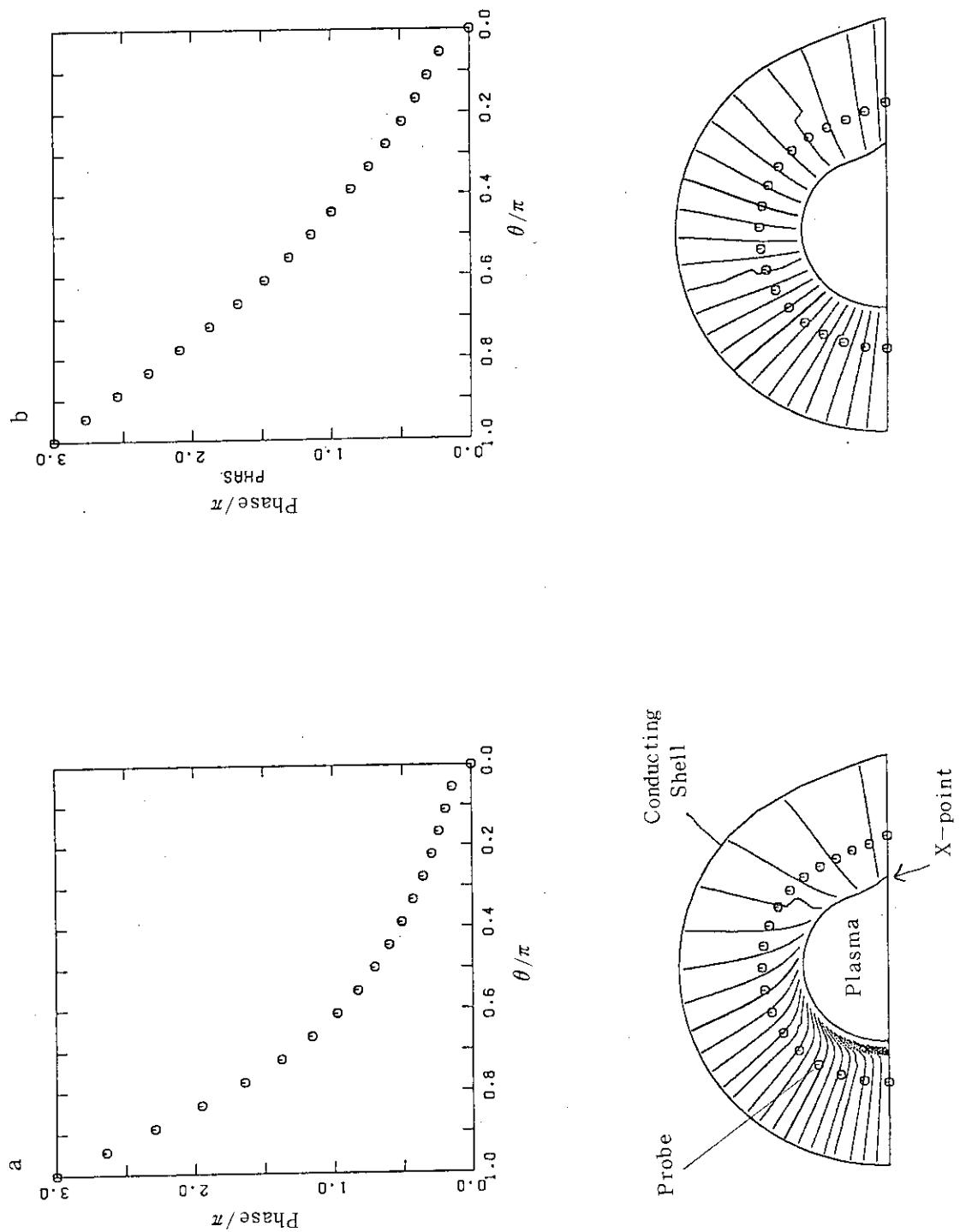


図 10 高ベータ(図 a)及び低ベータ(図 b)の場合の位相分布。下段は、位相の 2 次元分布とプローブ位置(印)を示す。

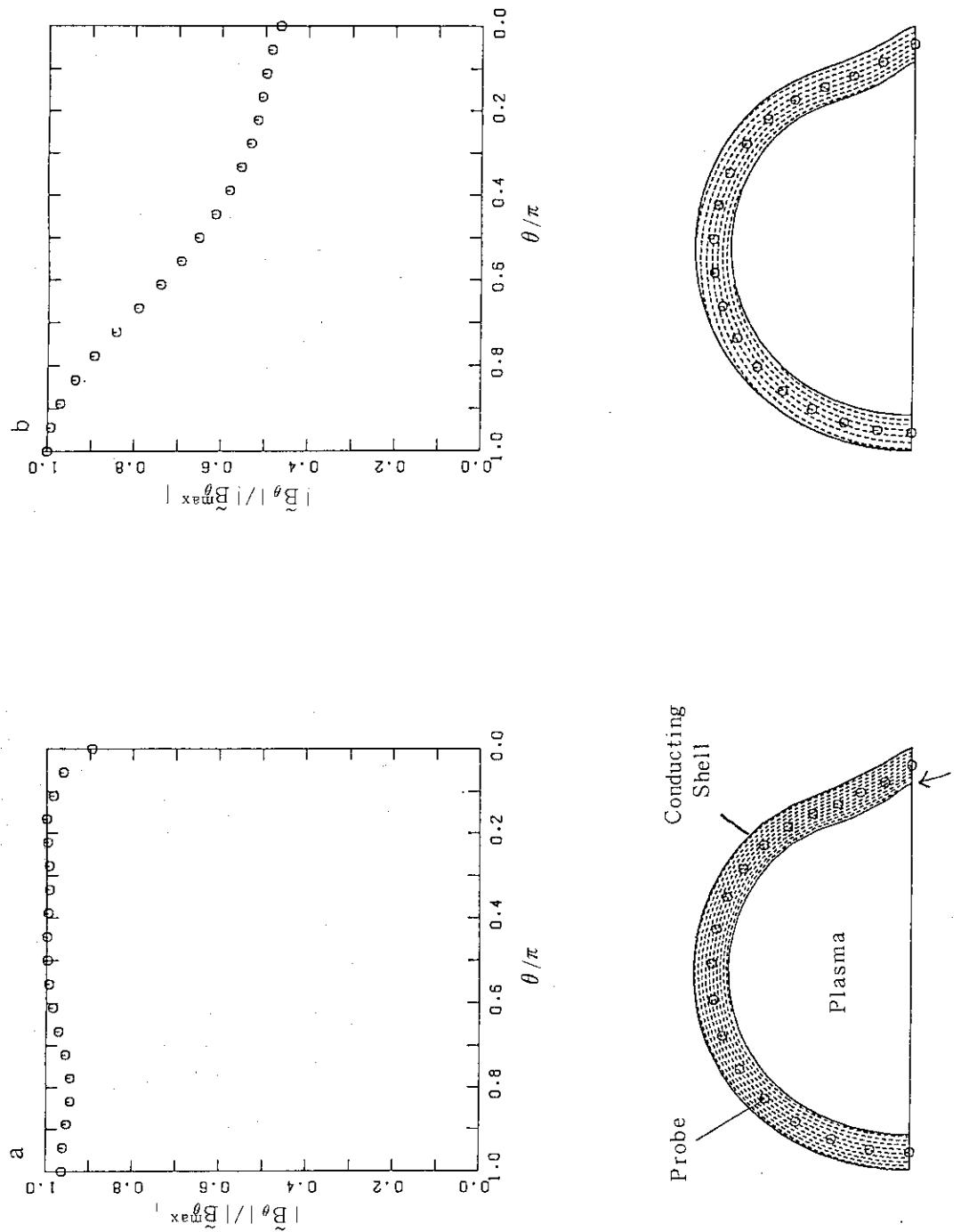


図 11 シェルが $R_{ext} = 1.2$ にあるとしたときの、高ベータ（図 a）及び低ベータ（図 b）の
磁場分布 $|\tilde{B}_\theta|$ 。下段は、 $|\tilde{B}_\theta|$ の 2 次元分布と、プローブ位置（印）を示す。

3.3 JT-60 で観測された \tilde{B}_θ のポロイダル分布と計算結果の比較

JT-60 は、卵型をした非円形断面の厚さ 65 mm の Inconel 625 で作られた真空容器を持つ。この真空容器のシェル効果を考える。円形の断面に近似した真空容器のヘリカルモードに対するスキンタイムは、次式で与えられる⁷⁾。

$$\tau_{\text{shell}} = \frac{\mu_0 b \delta}{2 m \eta}$$

ここで、 b 、 δ 、 η は、それぞれ真空容器の小半径、厚さ、抵抗率であり、 m はポロイダルモード数、 μ_0 は真空の透磁率である。JT-60 の真空容器を小半径 1 m で近似すると、 $m=4$ のモードで $\tau_{\text{shell}} = 7.85 \text{ msec}$ である。一方、観測されている磁場擾動の周波数は、約 4 kHz ($\omega_{\tilde{B}_\theta} \approx 2.5 \times 10^4$) であるため、 $\tau_{\text{shell}} \cdot \omega_{\tilde{B}_\theta} \gg 1$ となり、真空容器は、理想的シェルとして十分働くと考えられる事ができる。従って、以下では、真空容器を完全導体シェルとして計算を行う。

明確な \tilde{B}_θ のポロイダル分布が観測された放電として、E 2641, E 2582 を選ぶ。両放電は、ダイバータ配位で行なわれ、ベータポロイダルは、おのおの 0.4, 0.8 である。これらの放電に対する MHD 平衡の主要なパラメータを表 1 に示す。

図 12 に、E 2641 に対する計算結果と磁気プローブによる測定値を示す。図において実線は、真空容器中心 ($R = 3.04 \text{ m}$) から、小半径 0.98 m の位置に $\theta = 20^\circ$ から $\theta = 180^\circ$ までにおける \tilde{B}_θ 分布で、最大値 ($\theta = 40^\circ$ の値) を 1 で規格化してある。白丸は、観測値である。各磁気プローブの小半径方向位置 ρ は、0.98 ~ 1.01 m まで変わるが、ここでは $\theta = 180^\circ$ の点を計算値と同じとして、分布を比較した。図より明らかな様に、観測値と計算値は良い一致を示しており、同様なポロイダル非対称分布を示す。すなわち、トーラスの内側で $|\tilde{B}_\theta|$ が大きくなるのは、トーラス効果によるためで、 $\theta = 40^\circ$ 付近で大きくなるのは、ダイバータ配位のために、プラズマ表面とプローブの位置が近くなった事によるためである。また、トーラスの外側で再び $|\tilde{B}_\theta|$ が小さくなるのは、真空容器が外側に広がっている事と、X 点の影響と考えられる。

これらの放電に対して再構築された平衡は、ある程度の不確定を含んでいると考えられる。その一つとして、内側のプラズマ境界 (R_{in}) が考えられる。外側のプラズマ境界 (R_{out}) は、主・副の磁気リミタコイルで固定されているため、ほとんど動かないのに対して、内側 R_{in} は不確定を含んでいる。一方、楕円度 (κ)・三角度 (δ) は、四重極磁場で決まる。そこで、四重極磁場コイル電流、磁気リミタコイル電流、等を変えずに、 R_{in} が変化した場合の $|\tilde{B}_\theta|$ 分布の変化を求めた。図中の点線は、 R_{in} を $\pm 3 \text{ cm}$ 移動した結果を示す。観測値は、ほぼこれら $\pm 3 \text{ cm}$ の範囲内に入る事がわかる。

図 13 に、E 2582 の場合の計算結果と測定値を示す。図中におけるシンボルは、図 12 と同じである。低 β (E 2641) のときと同様に、ポロイダル非対称性があり、トーラスの内側の値が下がった。これは、ベータの上昇により、トーラス外側 ($\theta = 40^\circ$ 付近) が上がり、相対的に内側が下がったためである。観測値と計算値は、同様な分布をしており、良い一致が見られる。参考文献(1)には、トーラスの外側 ($\theta = 30^\circ$) と内側 ($\theta = 180^\circ$) の値を比較すると、ベータ値の上昇によって外側が下がる傾向が表われる。図 12 と図 13 を比較しても、計算結果に、わずかにその傾向が表われる。これは、図 8.c と図 9.c の X 点付近の分布を比較してわかる様に、ベータ値の上

昇によって、X点の影響が、より強く表われたためと考えられる。

表1 ダイバータ放電E 2641, E 2582のときの主なプラズマパラメータ。
 q_s は、 $\delta_\phi = 0.005$ とした平衡のときのプラズマ表面の安全係数。

| | E 2641 | E 2582 |
|-----------|--------|--------|
| 配位 | ダイバータ | ダイバータ |
| I_p | 1.48MA | 0.96MA |
| B_T | 4.42T | 2.49T |
| β_p | 0.4 | 0.8 |
| q_s | 3.88 | 3.74 |
| κ | 0.85 | 0.86 |
| δ | -0.02 | 0.02 |
| R_{in} | 2.24 | 2.20 |
| R_{out} | 4.12 | 4.13 |

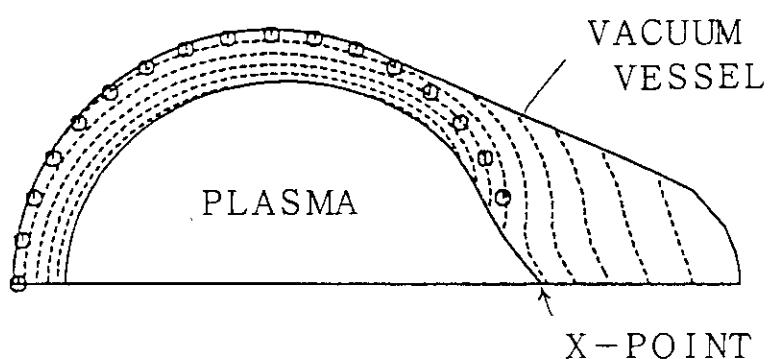
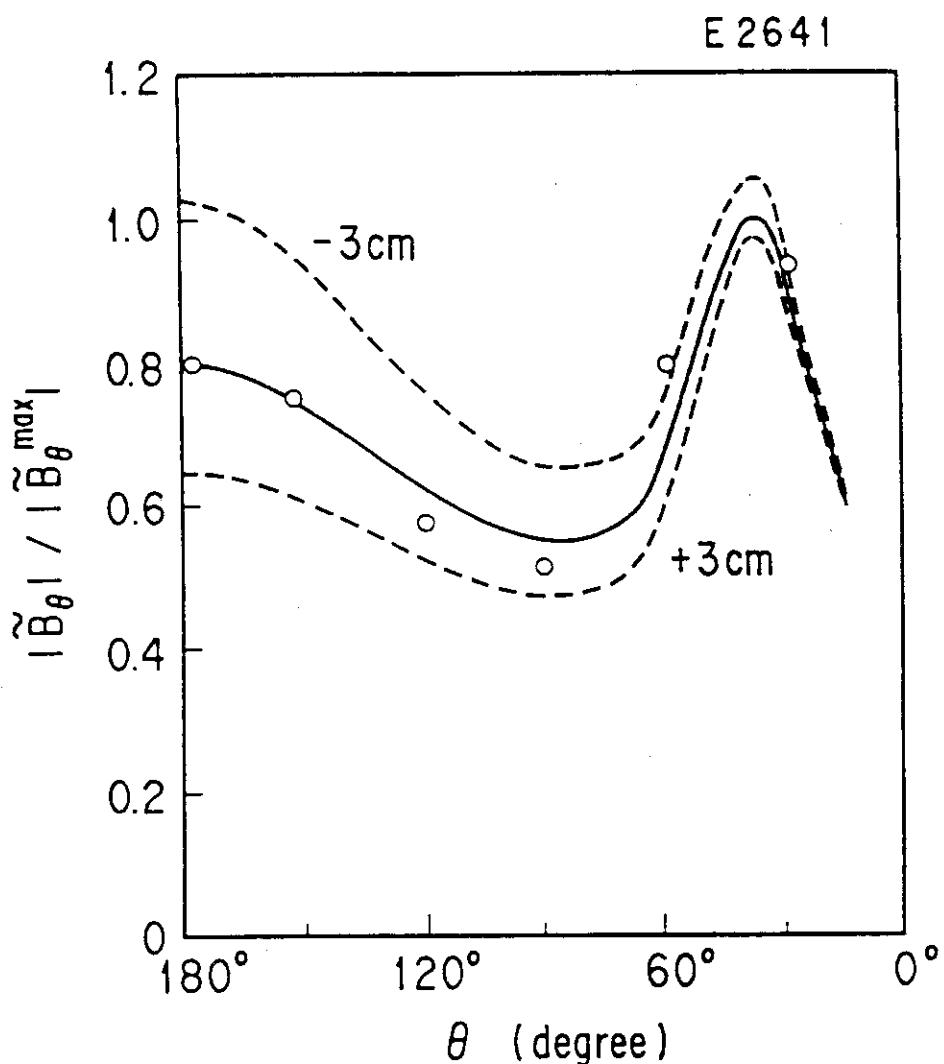


図12 JT-60 ダイバータ放電E 2641 のときに観測された磁場擾動分布(○印)とERATOによる計算値(実線)を示し、点線は、 R_{in} を $\pm 3\text{ cm}$ ずらして平衡を求めなおしたときの計算結果を示す。下段は、計算による $|B_\theta|$ の2次元分布を示し、◎印はポロイダル分布を求めた点を示す。

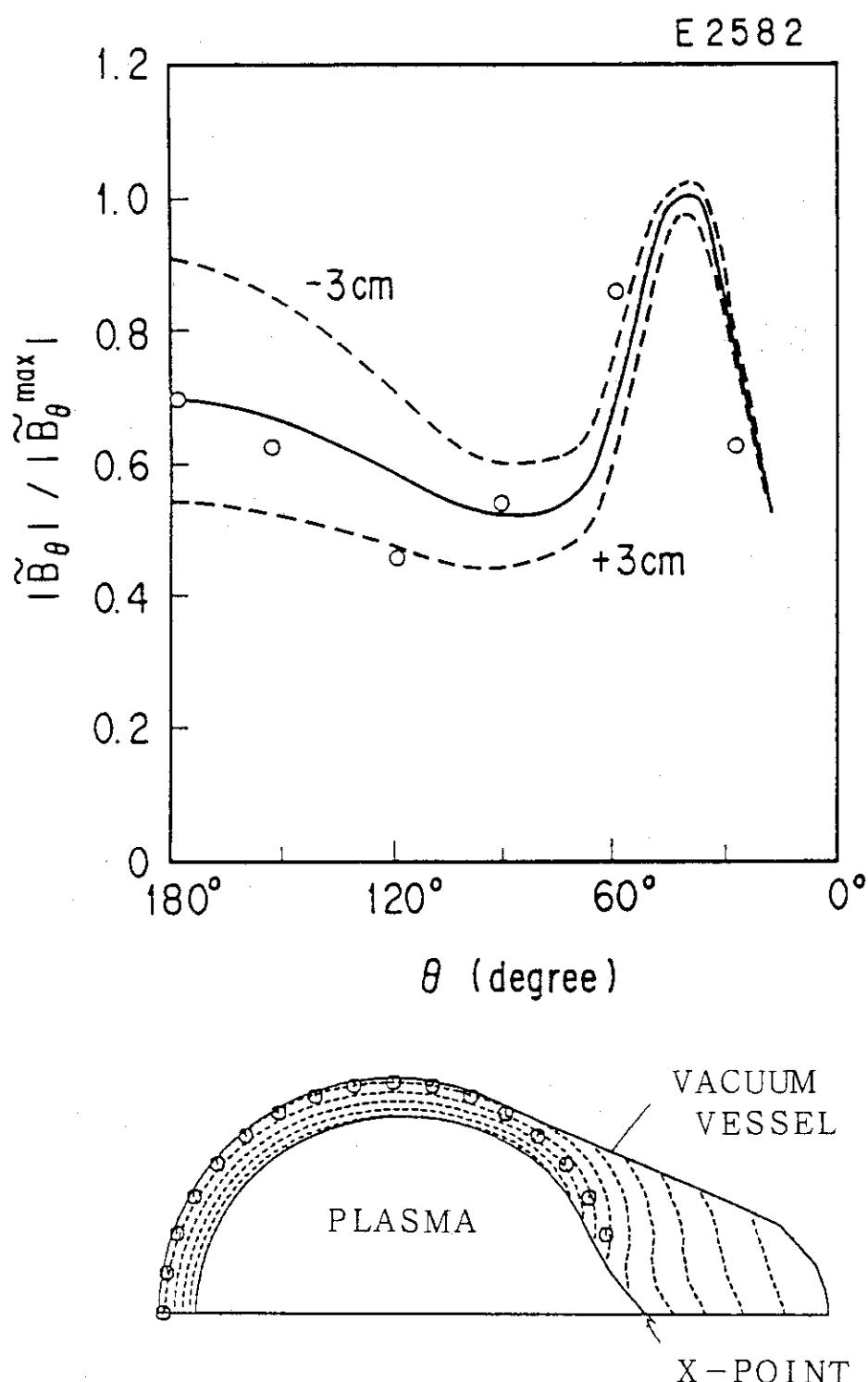


図 13 JT-60 ダイバータ放電 E 2582 のときに観測された
磁場擾動分布 (○印) と ERATOによる計算値 (実線)。
他は図 12 に同じ。

4. 検討とまとめ

\tilde{B}_θ は、プラズマ表面から導電性シェルまで

$$\tilde{B}_\theta \sim (\rho/\rho_p)^{-m-1} \quad (5)$$

で落ちる。ここで、 ρ_p はプラズマの小半径、 ρ は真空磁場中のプラズマ中心からの距離である。付録に、理想的な場合の ρ に対する \tilde{B}_θ 分布を示す。この図では $m=4$ キンク不安定性を考える。トーラス効果を取るため、高アスペクト比 ($A=100$) にし、ベータ効果を取るため、低ベータ ($\beta_p = 0.001$) とし、シェルの効果を取るため、シェルの小半径をプラズマの小半径の10倍にした、円形プラズマを考えた。このときの $|\tilde{B}_\theta|$ の半径方向分布は、(5)式で示される関係を示し、 $m=4$ のモードが正しく求められている事がわかる。

この様に、 $|\tilde{B}_\theta|$ は小半径方向 ρ 方向に対して急激に変化しており、プローブの位置の精度が結果に影響すると思われる。3.3節の計算では、理想的な ($\rho = 0.98m$) 位置を計算したが、現実のプローブは、わずかであるが $\rho = 0.98 \sim 1.01 m$ まで変化する。そこで、実際のプローブ位置を用いて計算値を求めなおし、図12, 13を書きなおすと図14, 15 (●印が変更された計算値) の様になる。E 2582において、若干ばらつきが大きいが、分布の傾向は同じである。

キンクモード発生時における、磁場摂動 $|\tilde{B}_\theta|$ を ERATOコードを用いて計算を行い、JT-60ダイバータ配位において観測された値と比較検討を行った。一般に、磁場摂動は、低アスペクト比になるにつれて、トーラスの内側で大きくなり、高ベータになるにつれて、トーラスの外側で大きくなる。このとき位相の遅れが生じる。また、ダイバータ配位のX点付近において、 $|\tilde{B}_\theta|$ は小さく、高ベータと逆方向に位相がずれる。シェルによる効果は、シェルが遠いとき、上記の傾向が良く表われるが、シェルが近づくと、上記の傾向は弱まる。JT-60のダイバータ配位において観測された磁気プローブ信号のポロイダル非対称性は、真空容器を導電性シェルとおいた計算と、良く一致し、上記の一般的性質によって非対称性の説明ができる。

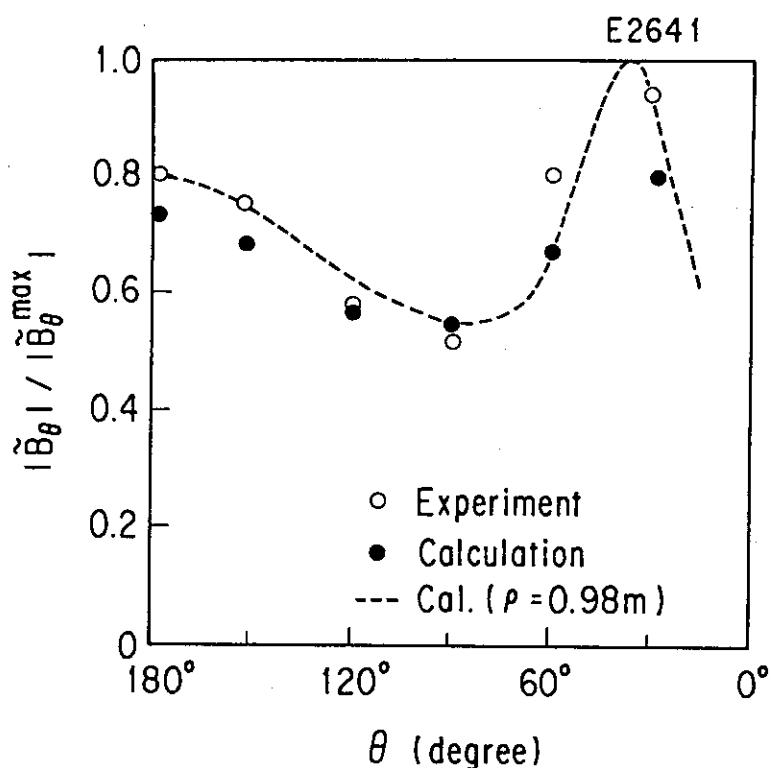


図 14 放電 E 2641 について、実際のプローブ位置を用いた計算による $|\tilde{B}_\theta|$ 分布 (●印) と 実験値 (○印) の比較。点線は、レファレンスとして $\rho = 0.98\text{ m}$ 上の計算によるポロ イダル分布を示す。

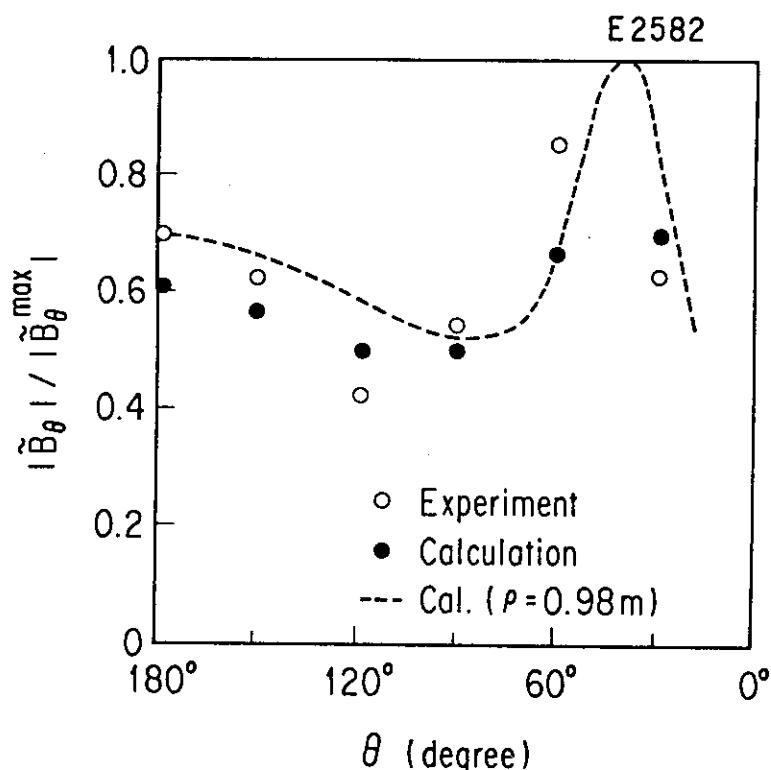


図 15 放電 E 2582 について、実際のプローブ位置を用いた計算による $|\tilde{B}_\theta|$ 分布 (●印) と 実験値 (○印) の比較。点線は、レファレンスとして $\rho = 0.98\text{ m}$ 上の計算によるポロ イダル分布を示す。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、全系及び計測データベースを用いました。データの再格納にあたり、JT-60第1試験室制御グループの方々、及び臨界プラズマ計測室データ処理グループの方々にお世話になりました。ここに感謝の意を表します。また、有益な助言ならびに示唆をいただいた臨界プラズマ第1及び第2実験室の皆様に深く感謝します。さらに、御指導、御鞭撻を賜った吉川理事、田中所長、田村部長、竹田室長及び船橋室長に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) JT-60 チーム, JAERI-M 87-009 (1987).
- 2) S. Ishida, Y. Neyatani, T. Nishitani, et al. Bull. Amer. Phys. Soc. 32 (1987) 1768.
- 3) 田中幸夫, 松浦俊彦, 竹田辰興, 他, JAERI-M 9040 (1980)
- 4) 徳田伸二, 常松俊秀, 安積正史, 他, JAERI-M 9899 (1982)
- 5) G. Hammet, K. Mc Guire, Princeton Plasma Phys. Lab. Rep. PPPL-1854 (1982).
- 6) T. Ozeki, M. Azumi, H. Ninomiya, et al. Nucl. Fusion 28 (1988) 1859.
- 7) 菊池 満, 私信.

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、全系及び計測データベースを用いました。データの再格納にあたり、JT-60第1試験室制御グループの方々、及び臨界プラズマ計測室データ処理グループの方々にお世話になりました。ここに感謝の意を表します。また、有益な助言ならびに示唆をいただいた臨界プラズマ第1及び第2実験室の皆様に深く感謝します。さらに、御指導、御鞭撻を賜った吉川理事、田中所長、田村部長、竹田室長及び船橋室長に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) JT-60 チーム, JAERI-M 87-009 (1987).
- 2) S. Ishida, Y. Neyatani, T. Nishitani, et al. Bull. Amer. Phys. Soc. 32 (1987) 1768.
- 3) 田中幸夫, 松浦俊彦, 竹田辰興, 他, JAERI-M 9040 (1980)
- 4) 徳田伸二, 常松俊秀, 安積正史, 他, JAERI-M 9899 (1982)
- 5) G. Hammet, K. Mc Guire, Princeton Plasma Phys. Lab. Rep. PPPL-1854 (1982).
- 6) T. Ozeki, M. Azumi, H. Ninomiya, et al. Nucl. Fusion 28 (1988) 1859.
- 7) 菊池 満, 私信.

付 錄

真空磁場中の ρ に対する磁場擾動の変化。