

# 非等方圧力 MHD 平衡解析に基づく LHD プラズマの圧力非等方度同定手法の研究

朝日良光

博士(学術)

総合研究大学院大学 物理科学研究科 核融合科学専攻

平成 24 年度 (2013 年)

## Abstracts

In the Large Helical Device (LHD) experiments, high-beta plasmas relevant to the fusion reactor were obtained. These high-beta plasmas are generated and maintained by only tangential Neutral Beam Injection (NBI) heating under the low density and magnetic field than usual experimental condition. In this condition, the ratio of beam pressure to thermal pressure become relatively higher, and thus the plasma pressure is expected to become the anisotropic pressure which the pressure parallel to the magnetic field larger than the one perpendicular to the magnetic field. However, in order to extrapolate the transport and stability studies in high-beta plasmas of the LHD to future device designs, an identification method of the pressure anisotropy and the effects on the transport and stability should be investigated. As a first step, this study proposes a method to identify the pressure anisotropy in high-beta plasmas of the LHD.

In the previous studies of helical plasmas, possibilities identifying the pressure anisotropy were suggested using magnetic diagnostics and magnetic axis shifts. In the LHD experiment, a method to evaluate the pressure anisotropy was proposed. That is, for LHD plasmas which are heated by tangential NBIs and it is expected the parallel pressure is dominant, beam and thermal components are estimated by the Monte Carlo simulations and experimental observations of density and temperature, respectively. In such a case, we can evaluate an empirical scaling between the pressure anisotropy and correlation with the saddle loop flux and diamagnetic flux. However, since this method uses the empirical scaling based on coupling experimental observations and numerical simulations, magnetic configurations and pressure profiles to estimate the pressure anisotropy are limited. To resolve this issue, we take effort to develop the method using correlations between the pressure anisotropy and magnetic diagnostics characterized by the equilibrium current. In particular, parallel and perpendicular beta values ( $\beta_{||}$  and  $\beta_{\perp}$ ) are correlated with the equilibrium current by an anisotropic pressure MHD equilibrium analysis code, then fluxes of magnetic diagnostics are correlated with the equilibrium current by a magnetic flux analysis code.

To consider the correlation between beta values and fluxes of magnetic diagnostics, a three dimensional MHD equilibrium analysis code, ANIMEC, which is an extended version of the VMEC to treat the anisotropic plasma pressure, and the magnetic flux analysis code JDIA2 are used in this study. Effects of the pressure profile, the pressure anisotropy, the velocity distribution function, and magnetic field configuration are investigated. In anisotropic pressure plasmas, the pressure is not the flux surface quantity. Thus a key issue is how to choose the pressure distribution with the pressure anisotropy. In this study, the bi-Maxwellian model, which the wide range of the pressure anisotropy can be considered, is used. In this model, the pressure anisotropy is formulated with an analytic function of flux surfaces and field strength. If we assume a pressure profile, fluxes of the saddle loop flux can

be represented as a nearly unique function of the equally weighted average of the beta,  $\beta_{eq}$  ( $= (\beta_{||} + \beta_{\perp}) / 2$ ). Fluxes are not unique functions of  $\beta_{\perp}$  or  $\beta_{tot}$  ( $= (\beta_{||} + 2\beta_{\perp}) / 3$ ). The diamagnetic flux can be represented as a nearly unique function of  $\beta_{\perp}$ . Those are not unique functions of  $\beta_{eq}$  or  $\beta_{tot}$ . According to these characteristics, calibration curves of measuring  $\beta_{eq}$  and  $\beta_{\perp}$  are obtained as a function of only the  $\Phi_{SL}$  and the  $\Phi_{Dia}$ , respectively. In this study, calibration curves of  $\beta_{eq}$  and  $\beta_{\perp}$  are estimated as calibration curves in the isotropic pressure. In particular, calibration curves of  $\Phi_{SL}$  versus  $\beta$  and  $\Phi_{Dia}$  versus  $\beta$  are used.

Using these calibration curves, we can identify the pressure anisotropy with suitable levels for practical use. However, if the pressure anisotropy and distribution function are changed, the error of the estimation of the pressure anisotropy is expected. Thus, as a next step, the range of  $\beta_{\perp}/\beta_{||}$  which the beta values are identified accurately is investigated with different pressure profile, magnetic configuration, and amount of trapped particles. It clear that the  $\beta_{\perp}$  and the  $\beta_{eq}$  can be identified using calibration functions with a maximum 10% deviation in the range of  $\beta_{\perp}/\beta_{||}$  from 0.70 to 1.55 by the diamagnetic flux  $\Phi_{Dia}$  and the saddle loop flux  $\Phi_{SL}$ , respectively. However, among different pressure profiles the value of  $\beta_{eq}$  and  $\beta_{\perp}$  cannot be identified uniquely by  $\Phi_{SL}$  and  $\Phi_{Dia}$ . Therefore, the pressure profile should be decided by the other methods. Study of the relation between the position of magnetic axis and the  $\Phi_{SL}$  indicate that the relation between them is strongly affected by the pressure profile. This feature is available to identify the pressure profile.

In addition, dependencies of the magnetic axis and geometrical center of the Last Closed Flux Surface (LCFS), which are parameters characterizing of the MHD equilibrium, are investigated with different pressure anisotropy. With assuming a pressure profile, it is shown that the axis position is represented as a nearly unique function of the  $\beta_{eq}$ , and the deviation of those is about 5% even in the change of pressure anisotropy. In a previous study, the relation between the pressure anisotropy and magnetic axis shift is analytically discussed and suggested that the axis shift is proportional to  $\beta_{eq}$ . However, an analytic model assumed the deviation of the plasma pressure from the flux surface is very small and the deviation was prescribed by the order  $\epsilon^2$ . In analyses with the bi-Maxwellian distribution function, the deviation from the flux surface quantity reaches to 30% for  $p_{\perp}$ , and 15% for  $p_{||}$ . Although the deviation of the bi-Maxwellian is larger compared to above analytical model, the magnetic axis position can be represented as a nearly unique function of  $\beta_{eq}$ .

Lastly, for LHD plasmas generated and maintained by the NBI heating, pressure profiles of  $\beta_{||}$  and  $\beta_{\perp}$ ,  $\beta_{||}/\beta_{\perp}$  are estimated by evaluated  $\Phi_{SL}$ - $\beta_{eq}$  and  $\Phi_{Dia}$ - $\beta_{\perp}$  calibration curves,  $\Phi_{SL}$ - $R_{ax}$  curve. Fluxes,  $\Phi_{SL}$  and  $\Phi_{Dia}$ , are given by saddle loops and diamagnetic loop, respectively. The magnetic axis,  $R_{ax}$ , is given by the Thomson scattering measurement. For a magnetic configuration which is a standard configuration in high-beta experiments, the dependency of  $\beta_{||}/\beta_{\perp}$  on the density is investigated with almost same heating conditions. As a result, it is found that the value of  $\beta_{||}/\beta_{\perp}$  decreases due to the increased density. This result is qualitatively consistent to a numerical prediction that the beam pressure depends

on the density. Therefore, the method to identify the pressure anisotropy in this study is validated.



# 目次

1. 序論	1
1.1. 背景	1
核融合	1
研究の背景	2
先行研究	4
1.2. 研究の目的と意義	5
1.3. 本論文の構成	5
2. 数値解析モデル	8
2.1. はじめに	8
2.2. 非等方圧力 MHD 平衡解析コード ANIMEC	8
力の釣り合い	9
固定境界	9
自由境界	11
2.3. 非等方圧力分布入力モデル	12
bi-Maxwellian 分布関数	13
変化させる物理量と ANIMEC 入力パラメータの関係	14
bi-Maxwellian 分布関数で得られる圧力分布の例	15
2.4. 磁束値解析コード JDIA2	15
JDIA2 コードの磁束値解析手法	15
ANIMEC への JDIA2 の適用	16
2.5. LHD の磁気計測装置	17
反磁性磁束ループ	17
サドルループ	17
2.6. 磁気軸位置計測	18
3. 圧力非等方度同定手法の開発と検証	29
3.1. はじめに	29
3.2. 非等方圧力プラズマにおける $\beta$ 値と磁気計測値との関係	30
$\beta$ 値と磁気計測値の関係の探索	30
磁気計測値を用いた $\beta$ 値の同定手法	30
3.3. $\beta$ 値同定精度評価	31
3.4. 圧力プロファイルの尖塔度評価手法	33
磁気軸位置とサドルループ磁束値の関係	34
3.5. まとめ	34
4. 非等方圧力のシャフラノフシフトへの影響	43
4.1. はじめに	43
4.2. 非等方圧力における磁気軸シフトの解析研究	43
4.3. 非等方圧力における磁気軸シフトの数値計算結果(1) ～圧力分布の磁気面平均量からのズレの影響～	44

4.4. 非等方圧力における磁気軸シフトの数値計算結果(2) ～圧力非等方度の影響～	46
磁気軸位置	47
最外殻磁気面の幾何中心	48
4.5. まとめ	49
5. LHD 実験プラズマにおける圧力非等方度の同定	58
5.1. はじめに	58
5.2. 実験へ適用する校正曲線の作成と実験適用の具体例	58
実験へ適用する校正曲線の作成	58
5.3. 校正曲線の実験適用の具体例	60
適用対象のショットの実験条件	60
$\Phi_{\text{Dia}}$ , $\Phi_{\text{SL}}$ の実験値	60
Thomson による $R_{\text{ax}}$ の実験値	61
実験 $\leftrightarrow$ 計算のコイル電流値の規格化	61
① $\beta_{\text{eq}}$ の校正関数を $\Phi_{\text{SL}}$ へ適用した結果	62
② $\beta_{\perp}$ の校正関数を $\Phi_{\text{Dia}}$ へ適用した結果	62
③ $R_{\text{ax}}$ の校正関数を $\Phi_{\text{SL}}$ へ適用した結果	63
①②から $\beta_{\parallel}$ , $\beta_{\perp}$ を計算した結果	63
$R_{\text{ax}}$ の実験値と③の結果から、圧力プロファイルを特定	63
5.4. 非等方度と密度の関係	64
5.5. 妥当性の検証	65
5.6. まとめ	66
6. 総括	80
7. 参考文献	82
発表論文	84
謝辞	85

# 1. 序論

## 1.1. 背景

### 核融合

地球温暖化などの環境破壊が深刻な問題となっている現在、環境負荷が少なく、持続可能なエネルギー源の必要性が一層高まっている。しかし、現在実用化されている発電方式は環境負荷や持続可能性、規模の拡張性などの点で様々な問題を抱えている。核反応を利用し、質量をエネルギーへ変換する方法は温室効果ガスを排出しないエネルギー源であり、原子力発電として実用化されている。しかしこの方法もまた、ウランの枯渇問題などがある。そこで、燃料を海水から取得でき、その量はほぼ無尽蔵といえる核融合発電が、未来のエネルギー源として有望視されつつある。

地上でもっとも実現可能性の高い核融合反応は、重水素(D) とトリチウム(T) を核融合させる D-T 反応である。



この反応は、温度が 100keV 近くのときに反応断面積が最大となる。核融合反応は太陽で起きている反応であるために、『地上に太陽を作り出す』と言われる。核融合炉として考えられている方式は幾つかある。主なものでは

- ・ 磁場閉じ込め核融合
- ・ 慣性核融合

の二つである。この中でも、磁場閉じ込め型の核融合炉には磁場構造によって 2 種類の有望な方式

- ・ トカマク方式
- ・ ヘリオトロン方式

が考えられている。

トカマク方式では、トロイダルコイルを円形に配置してトーラス状の磁場を作る。この中にプラズマを生成し、トロイダル方向の電流を流すことで閉じ込め磁場を作り出す。このトカマク方式の開発研究として、中国、EU、インド、日本、韓国、ロシア、アメリカが共同して国際熱核融合実験炉(International Thermonuclear Experimental Reactor: ITER) をフランスの Cadarache に建設中である。

ヘリオトロン方式は、閉じ込め磁場をすべて外部磁場コイルで作り出す。これは、コイル形状が複雑になる反面、正味のプラズマ電流(プラズマ閉じ込めのために磁気面平均してもゼロにならない電流)が必要ないため、定常運転が可能性である。本論では、ヘリオトロン方式核融合装置の開発研究課題について考察する。

磁場閉じ込め方式の核融合炉では、核融合反応のために燃料である重水素やトリチウムを高温に加熱する必要がある。反応に必要な温度は約 1 億度程度であり、その様な高温において燃料は電子と原子核(イオン) に分離したプラズマ状態となる。コアプラズマの温度は電離度が 1

の完全電離プラズマとなる。プラズマを閉じ込める磁場はプラズマ平衡によって決定される。高温・高密度な核融合プラズマは流体的な振る舞いを示し、電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics: MHD) によって記述される。プラズマが磁場中で準定常的に保持されるためには、個々のプラズマ粒子はばらばらに運動していても、プラズマにかかる力(MHD 平衡力; Equilibrium force) がゼロとなる必要がある。つまり、磁場中でプラズマ圧力が維持されるためには、 $\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p = 0$  が満たされていなければならない。

プラズマはとても広範囲なタイムスケールを持っている。そのため、プラズマ中の現象を考える上で、必要な物理的解釈を得るために、ある種の近似を用いる。このとき、それぞれの物理現象のタイムスケールを考えることが重要となる。本研究の場合では、プラズマ平衡と粒子輸送のタイムスケールの関係が重要となる。核融合プラズマでは、プラズマ平衡が満たされるタイムスケール $\tau_{\text{MHD}}$ と粒子輸送のタイムスケール $\tau_e$ の関係は

$$\tau_{\text{MHD}} \gg \tau_e \quad 1.1.2$$

であり、粒子軌道に伴う輸送現象を考える上では、プラズマ平衡を満たす電流・磁場は時間変化しないと考えても差し支えない。

## 研究の背景

ヘリオトロン方式のプラズマ閉じ込め方式を採用した装置のひとつに、大型ヘリカル装置 (Large Helical Device: LHD, 岐阜県土岐市, 核融合科学研究所) [1,2]がある。これはポロイダル周期  $l=2$ , トロイダル周期  $m=10$  の磁場配位特性をもつ装置で、2本のヘリカルコイルと3対のポロイダル磁場コイルを持つ超伝導装置である。Figure 1-1 に LHD 磁場配位を構成する主な外部磁場コイルとプラズマの配置が示されている。青い線で示された2本のらせん状のコイルがヘリカルコイル、上下対になった3対の同心円状のコイルがポロイダル磁場コイルである。LHDにおける典型的なプラズマは、大半径 3.7[m], 平均小半径 0.64[m]でプラズマ体積 30[m<sup>3</sup>]である。Table 1-1 に LHD の典型的な装置パラメータとプラズマパラメータを示す。LHD には3種類の加熱装置が備えられている。中性粒子ビーム入射 (Neutral Beam Injection: NBI) 加熱, 電子サイクロトロン加熱 (ECH), イオンサイクロトロン共鳴加熱 (Ion Cyclotron Resonance Heating: ICRH) である。NBI は, 正イオン源の垂直入射 NBI (P-NBI) (ビームエネルギー 40keV, 加熱パワー 12MW) が 2 機, 負イオン源の接線入射 NBI (N-NBI, ビームエネルギー 180keV) が 3 機設置されており, 最大で 29MW の加熱入力能力がある。

LHD では反磁性磁束による計測で 5%を超える高 $\beta$ 放電が実現されている。高 $\beta$ 放電は、比較的 low 密度・低磁場において行われている。このとき、プラズマは接線入射 NBI のみで生成／維持されている。これは、以下の理由から高 $\beta$ 実験では接線入射 NBI がもっとも効率よくプラズマを加熱できるからである。まず、低磁場では ECH や ICRH の共鳴領域がプラズマ中に無いため、波動加熱が有効ではない。また、垂直入射 NBI は低磁場において加熱効率が低い。これは、垂直入射ビームは $v_{\parallel}$ に比べて $v_{\perp}$ 成分を多く持っており、ほとんどが磁場リップルに捕捉されてしまうためである。捕捉された粒子は運動中に多くの磁気面を横切るため、閉じ込めが悪い。接線入射の場合は $v_{\perp}$ に比べて $v_{\parallel}$ 成分が多いためビーム粒子のほとんどは回旋粒子となり、単一の磁気面上を運動し、垂直入射ビームよりも格段に加熱効率が低い。

高 $\beta$ 放電では、低磁場で運転されるため熱化プラズマ蓄積エネルギーの絶対値は小さい一方、ビーム圧力はその源が接線 NBI で、磁場低下による高速イオンの閉じ込め性能の劣化が大きくないこと、低密度運転で減速時間が長いので、熱化されたプラズマ圧力に対するビーム粒子による圧力が相対的に大きくなる[3]. Figure 1-2 は実際の典型的な高 $\beta$ 実験において反磁性磁束値で見積もられた $\beta$ 値の時間変化を示すグラフである. この放電の磁場配位は、 $R_{ax}^{vac} = 3.6[m]$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $B_{tor} = 0.425[T]$ であり、最大到達値は、 $\langle\beta_{dia}\rangle = 4.8\%$ である. ここで、 $\langle\beta_{dia}\rangle$ は反磁性磁束値により圧力が等方であるとの仮定の下で見積もられた $\beta$ 値である.  $\langle\beta_{kin-e}\rangle$ は Thomson 散乱計測等の電子の密度、温度分布計測から評価された $\beta$ 値である.  $Z_{eff} = 1$ ,  $T_i = T_e$ と仮定すると、 $\langle\beta_{kin-e}\rangle + \langle\beta_{kin-i}\rangle = 2\langle\beta_{kin-e}\rangle$ である.  $\langle\beta_{beam}\rangle$ は NBI による速度緩和から評価されたビーム粒子の速度緩和をフォッカープランクの定常解で見積もった場合のビーム成分の $\beta$ 値である. 1.3 秒付近に注目すると、 $\langle\beta_{beam}\rangle$ は反磁性磁束値で見積もられたプラズマ圧力の 30%に相当する圧力を持っていることが示されている. このことから、LHD の高 $\beta$ 放電では $p_{\parallel} > p_{\perp}$ の非等方圧力が予測される. 以下で、最大到達ベータ値の時刻での圧力非等方度をもう少し詳しく評価する. この時刻の各種 $\beta$ 値は以下の通りある.

$$\begin{aligned}\langle\beta_{kin}\rangle &= 3.83\% \\ \langle\beta_{beam}\rangle &= 1.5\% \\ \langle\beta_{dia}\rangle &= 4.8\%\end{aligned}\tag{1.1.3}$$

ここで $\langle\beta_{kin}\rangle$ は、イオン温度は電子温度と同じで、かつイオン密度は電子密度が $3 \times 10^{19}[m^{-3}]$ の NBI 放電の典型的な値である $Z_{eff} = 2.5$ から評価した値である. Thomson 散乱計測では、電子の分布関数を Maxwellian と仮定して温度、密度を評価している. Maxwellian 分布から逸脱する高速粒子圧力を含んだ温度を計測できないので、 $\langle\beta_{kin}\rangle$ にはビーム成分が含まれず、熱化プラズマエネルギーを $W^{th}$ と表すと、 $\langle\beta_{kin}\rangle$ は以下のように定義されている.

$$\langle\beta_{kin}\rangle = \frac{\frac{2}{3} \frac{W^{th}}{V_p^{vac}}}{\frac{(B_t^{vac})^2}{2\mu_0}}\tag{1.1.4}$$

である. ここで $V_p^{vac}$ はプラズマ体積、 $\overline{B_t^{vac}}$ はプラズマ中の平均トロイダル磁場強度、 $\mu_0$ は真空透磁率である. 一方、 $\langle\beta_{dia}\rangle$ の定義は、磁場に垂直方向のプラズマ蓄積エネルギーを $W_{\perp}$ と表すと、以下のように定義されている.

$$\langle\beta_{dia}\rangle = \frac{\frac{W_{\perp}}{V_p^{vac}}}{\frac{(B_t^{vac})^2}{2\mu_0}}\tag{1.1.5}$$

磁場に垂直方向のプラズマ蓄積エネルギーが、熱化プラズマエネルギーと磁場に垂直方向のビームエネルギー $W_{\perp}^{beam}$ を使って以下のように表されることに注意すると、

$$W_{\perp} = \frac{2}{3} W^{th} + W_{\perp}^{beam}\tag{1.1.6}$$

ビームが多く入っている場合は $\langle\beta_{kin}\rangle$ よりも $\langle\beta_{dia}\rangle$ が大きくなる傾向がある[4]. 別途ビームエネルギーの総量がわかれば、その差からビーム圧力の非等方度が評価できる.

Eq.1.1.3 のビームベータ値 $\langle\beta_{beam}\rangle$ は、ビームビームエネルギー $W_{beam}$ を使って、以下のように

定義されている． $\langle\beta_{\text{dia}}\rangle$ の定義は

$$\langle\beta_{\text{beam}}\rangle = \frac{\frac{2}{3} \frac{W_{\text{beam}}}{V_p^{\text{vac}}}}{\frac{(B_t^{\text{vac}})^2}{2\mu_0}} \quad 1.1.7$$

ここで，磁力線に平行方向のプラズマ蓄積エネルギーが，熱化プラズマエネルギーと磁場に平行方向のビームエネルギー $W_{\parallel}^{\text{beam}}$ を使って以下のように表されることに注意すると，

$$W_{\parallel} = \frac{1}{3}W^{\text{th}} + W_{\parallel}^{\text{beam}} \quad 1.1.8$$

圧力非等方度の定義から，

$$\frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} = \frac{\frac{1}{2}W_{\perp}}{W_{\parallel}} = \frac{\frac{2}{3}W^{\text{th}} + W_{\perp}^{\text{beam}}}{2\left(\frac{1}{3}W^{\text{th}} + W_{\parallel}^{\text{beam}}\right)} \quad 1.1.9$$

ここで，Eq.1.1.3～1.1.5 より次のように書ける．

$$\frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} = \frac{\langle\beta_{\text{kin}}\rangle + (\langle\beta_{\text{dia}}\rangle - \langle\beta_{\text{kin}}\rangle)}{2\left(\frac{\langle\beta_{\text{kin}}\rangle}{2} + \frac{3}{2}\langle\beta_{\text{beam}}\rangle - \langle\beta_{\text{dia}}\rangle + \langle\beta_{\text{kin}}\rangle\right)} \sim 0.75 \quad 1.1.10$$

よってプラズマの圧力非等方度 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 0.75$ 程度と予測される．

## 先行研究

非等方圧力プラズマの MHD 平衡同定に関連する研究はヘリオトロン配位では多くない．以下に三つの研究例を挙げる．

1. サドルループの磁束値および反磁性磁束値の比率が運転密度により変化することから非等方度検出の可能性に言及．[5, 6]
2. モンテカルロ法で予測された非等方ビーム圧力と分布計測で評価した熱化圧力から評価した非等方度の「実験」値と，実験で計測したサドルループの磁束値および反磁性磁束値の比率の半実験関係則から，非等方度と磁気計測信号の校正関数を求める研究が，LHD においてなされた[4]．
3. ステラレータの MHD 平衡において非等方圧力の成分と磁気軸シフトの関係を調べる研究．圧力成分 $p_{\parallel}$ や $p_{\perp}$ の磁気面平均量からのずれが小さいモデルで，解析的に磁気軸シフトと圧力成分の関係を導出[7]

以上の研究から，磁束値や磁気軸から非等方圧力プラズマの平衡同定の可能性が示唆されているが，磁束値と $\beta$ 値の間の定量的な見積もりはなされていない．

## 1.2. 研究の目的と意義

LHD では経済的な核融合炉心に必要な体積平均ベータ値 5%を達成し、大きな崩壊現象も観測されず準定常的に維持され、良好な MHD 平衡・安定特性を有している[8]。また、周辺付近の閉じ込め性能がベータ値の上昇とともに劣化する異常輸送特性が観測されているが、その異常輸送特性の無次元量(ベータ値, 規格化周波数, 規格化ラーマ半径)依存性から、炉心プラズマ相当の無次元量領域では閉じ込め性能に大きな影響を与えないことが予測されている[9]。しかしながら、前節で示したようにこのような高ベータ放電では強い圧力非等方が予測されている。一方、将来のヘリカル方式の核融合炉では、炉心の高温プラズマは核融合反応生成物であるヘリウムにより加熱維持されるので、等方圧力が達成されていると推測される。したがって、現在 LHD で達成されている高ベータ放電の良好な MHD 平衡・安定特性や異常輸送特性の無次元量依存性が、ヘリカル方式の核融合炉心プラズマに外挿可能かどうかを検証するには、圧力非等方度の MHD 安定特性や輸送特性に対する依存性を実験的に検証する必要がある。例えば、圧力非等方度の圧力駆動型 MHD 不安定性に対する数値計算結果によると、非等方圧力下の MHD 安定特性は等方圧力下のそれより改善されることが予測されている[10]。上記に示された LHD 高ベータ実験で得られた安定性や輸送の特性を将来の装置へ外挿するためには、非等方圧力の平衡、安定性、輸送に対する影響を検証する必要がある。本研究の目的は、LHD 実験における圧力非等方度の同定手法の確立であり、この研究は、非等方圧力の平衡、安定性、輸送に対する影響を実験的に検証するための必要不可欠な基盤研究である。

## 1.3. 本論文の構成

本研究では、非等方圧力分布の磁気計測信号、磁気軸位置依存性を利用して、LHD 放電における圧力非等方度を同定する手法を開発する。非等方度圧力分布と磁気計測の関係付けは、平衡電流を介して関係づける手法を採用する。具体的には、磁力線に平行方向や垂直方向のベータ値と平衡電流の関係づけに非等方圧力プラズマの MHD 平衡解析コードを、平衡電流と磁束値の関係づけに磁束値解析コードを用いることで、両者の関係づけを行う。また、非等方度圧力分布と磁気軸位置を関係付けは、非等方圧力プラズマの平衡解析コードの計算データベースを利用する。本論文の構成は以下の通りである。

Sec.2 では、圧力非等方度と磁気計測信号、磁気軸位置を関係付けるのに必要な数値解析モデル(非等方 3 次元 MHD 平衡解析コード, 磁束値解析コード)と磁気計測、電子温度計測手法について述べる。Sec.3 では、圧力非等方度と磁気計測信号を関連付けるのに必要な較正関数の導出法と導出された較正関数を使った時の非等方圧力の評価精度について述べる。Sec.4 では、代表的な MHD 平衡特性指標である磁気軸位置、最外殻磁気面の重心位置の非等方圧力依存についての解析結果について紹介する。Sec.5 では、本研究で開発された非等方圧力評価手法を運転密度の異なる LHD の NBI 加熱プラズマに適用し、圧力非等方度を評価した結果について述べ、Sec.6 で本研究の総括を述べる。

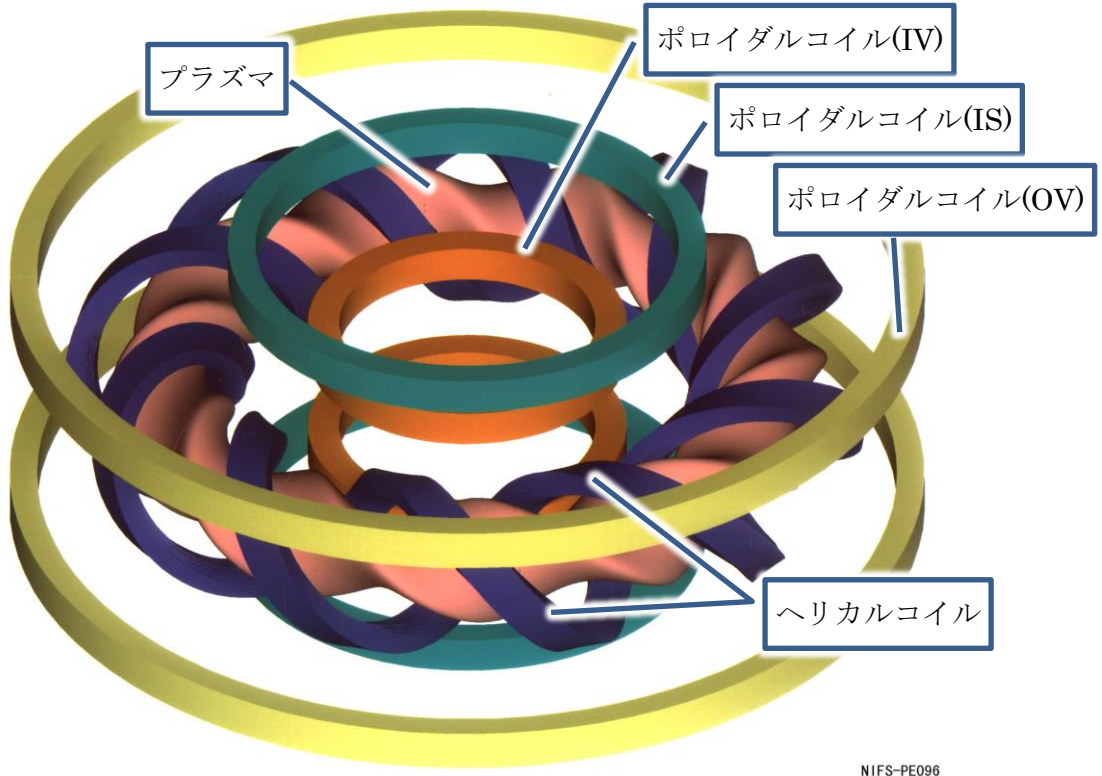


Figure 1-1. LHD のコイル，真空容器，プラズマの鳥瞰図.

**Table 1.** Achieved parameters in LHD experiments.

	High $T_i$	High $\beta$	High $n_e$	High $n\tau_E T$	High $W_p$
$T_e$ (0) (keV)	3.8	0.4	0.3	0.55	1.1
$T_i$ (0) (keV)	5.2	—	0.3	0.55	—
$n_e(0)$ ( $10^{19} \text{ m}^{-3}$ )	1.6	2.8	108	40	20
$\bar{n}_e$ ( $10^{19} \text{ m}^{-3}$ )	1.6	3.0	41	20	13
$\tau_E$ (s)	0.048	0.017	0.06	0.23	0.12
$\beta$ (%)	0.94	5.0	1.37	0.85	1.56
$W_p$ (kJ)	1020	90	762	779	1625
$P_{\text{abs}}$ (MW)	21.4	5.4	13.3	2.92	14.4
$R_{\text{ax}}$ (m)	3.6	3.6	3.95	3.75	3.63
$B$ (T)	2.9	0.425	2.51	2.64	2.83
Remarks		$A_p = 6.6$	IDB with helical divertor	IDB with helical divertor	

Table 1-1. LHD の典型的なプラズマのパラメータ[1].



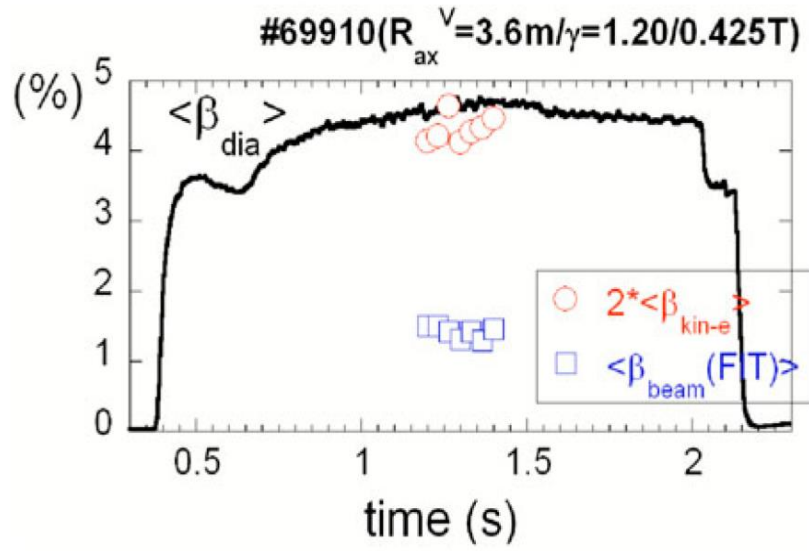


Figure 1-2. LHD 実験で観測された $\beta$ 値.  $\langle \beta_{dia} \rangle$ は反磁性計測から得られた $\beta$ 値,  $\langle \beta_{kin-e} \rangle$ : プロファイル計測より得られる $\beta$ 値,  $\langle \beta_{beam} \rangle$ はモンテカルロ解析から得られた $\beta$ 値の接線入射ビーム成分.

## 2. 数値解析モデル

### 2.1. はじめに

LHD の高 $\beta$ 放電の知見を将来の装置へ外挿するためには、圧力非等方度を同定する必要がある。

実験において圧力の非等方度を同定するためには、何らかの実験計測値と非等方圧力成分 $\beta_{\parallel}$ および $\beta_{\perp}$ との関係を知る必要がある。磁気計測では圧力の非等方性によって値が変わることが指摘されているのは前章で述べた通りである。そのため本研究では、圧力非等方度の同定に用いる実験の計測値として磁気計測を選んだ。

両者の関係の定量的な調査を行われていないので、まず圧力の非等方性と磁気計測値との関係を調べる必要がある。その手段として数値計算を用いる。数値計算において、磁束値と非等方圧力成分との間には、プラズマ電流を介して関係づけることができる。Figure 2-1 は圧力非等方度同定手法の概念図である。非等方圧力成分とプラズマ電流の間を平衡解析コードで、プラズマ電流と磁束値との関係を磁束値解析コードで解析することで、 $\beta_{\parallel}$ および $\beta_{\perp}$ と磁気計測値や磁場配位を関係づける。

圧力非等方成分の解析は、最近開発された非等方圧力プラズマの 3 次元 MHD 平衡解析コード ANIMEC [11,12]を用いる。ANIMEC コードは、圧力の磁力線に平行方向の成分 $p_{\parallel}$ を入力して平衡を求めるが、非等方圧力をどのように与えるかには幾つかのモデルが考案されている。そこでまず、ANIMEC が非等方圧力プラズマの MHD 平衡を求める計算手法を Sec.2.2 で説明する。次に非等方圧力の与え方について Sec.2.3 で説明する。

平衡計算で得られるプラズマ電流の情報から任意の形状の磁束ループで観測される磁束値を計算するコードとして、JDIA が開発されている[13]。このコードの数値計算手法を Sec.2.4 で説明する。これを用いて、LHD に設置されている磁束ループの解析を行うが、この磁束ループについて Sec.2.5 で説明する。

### 2.2. 非等方圧力 MHD 平衡解析コード ANIMEC

本研究では、平衡解析コード ANIMEC[12]を用いる。ANIMEC は 3 次元平衡解析コードとして広く使われる VMEC を非等方圧力を取り扱えるように改良したコードである。以下でその計算手法を示す。

## 力の釣り合い

非等方な圧力テンソルを表現するために CGL モデル[14]を用いる。CGL 理論では、磁場に垂直な面内では圧力は等方であり、磁力線に沿った圧力 $p_{\parallel}$ は非等方であると仮定する： $\mathbf{P} = p_{\perp} \mathbf{I} + (p_{\parallel} - p_{\perp}) \mathbf{b} \mathbf{b}$ 。ここで $\mathbf{I}$ は単位行列、 $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ は平衡磁場の磁力線に沿った単位ベクトル、 $p_{\perp}$ は垂直方向圧力の総和、 $p_{\parallel}$ は平行方向圧力の総和である。等方圧力の MHD 平衡では、圧力は磁気面の関数として扱われる： $p_{\parallel} = p_{\perp} = p(s)$ （ただし、 $s$ は径方向座標を表す磁気面のラベルである）。しかし、非等方圧力の MHD 平衡状態では $p_{\parallel}$ が磁場強度に依存するため、圧力は磁気面だけの関数とはならない。

非等方圧力では、力の釣り合いは圧力テンソルを $\mathbf{P}$ 用いて

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \mathbf{P} \quad 2.2.1$$

と書ける。ここで磁場 $\mathbf{B}$ と Eq.2.2.1 の内積を取って、平行方向の力の釣り合い $\nabla \cdot \mathbf{P} = 0$ より、

$$F_{\parallel} = -(\mathbf{B} \cdot \nabla) p_{\parallel} + \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{B} (\mathbf{B} \cdot \nabla) B \quad 2.2.2$$

を得る。MHD 平衡状態では、これがゼロでなければならない。従って $F_{\parallel} = 0$ は $p_{\parallel}$ および $p_{\perp}$ が $s$ と $B$ の関数でなければならないことを意味している。原理的には、圧力もまた磁力線一本一本ごとに異なるが、そのような依存性は無視した。よって Eq.2.2.2 は

$$p_{\perp}(s, B) = p_{\parallel}(s, B) - B \left. \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial B} \right|_s \quad 2.2.3$$

である。この平行方向の力の釣り合いに基づいて $p_{\parallel}$ と $p_{\perp}$ を関係づける。

次に、径方向の力の釣り合いについて考える。ここで、非等方圧力の MHD 平衡問題において、実効電流密度を定義すると便利である。実効的な総電流密度として

$$\mathbf{K} = \nabla \times (\sigma \mathbf{B}) \quad 2.2.4$$

を導入する。この実効的な電流は、通常の電流密度 $\mathbf{J}$ と同じように $\nabla \cdot \mathbf{K} = 0$ と $\mathbf{K} \cdot \nabla s = 0$ を満たす。ここで、 $\sigma$ は

$$\sigma = 1 - \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{B^2} = 1 - \frac{1}{B} \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial B} > 0 \quad 2.2.5$$

である。非等方圧力プラズマの電磁流体力学的な力の釣り合いは

$$\mathbf{F}_s = - \left. \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial s} \right|_B \nabla s + \mathbf{K} \times \mathbf{B} = 0 \quad 2.2.6$$

に帰着する。 $p_{\parallel}$ の $s$ 微分は固定された $\mathbf{B}$ において見積もられる。

## 固定境界

力の釣り合いが成り立つ条件を変分原理により求め、平衡を同定する。エネルギー汎関数

$$W = \int_{V_p} d^3x \left( \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{p_{\parallel}(s, B)}{\Gamma - 1} \right) \quad 2.2.7$$

は非等方圧力の磁場閉じ込めプラズマにおける電磁流体力学的な力の釣り合いを満たす[11]。ここで $V_p$ はプラズマ体積を意味する。 $p_{\parallel}$ と $p_{\perp}$ は平行方向の力の釣り合い (Eq.2.2.3) で関係づけら

れているので、圧力の非等方性は $p_{\parallel}(s, B)$ を通してモデル化する． $p_{\parallel}$ をどのように与えるかは Sec.2.3 で示す．

変分原理を用いれば、Eq.2.2.7 が極値 ( $\delta W = 0$ ) をとるとき、MHD 平衡条件 (Eq.2.2.1) が満たされることが Cooper [11], Kruskal[15]によって示されている．結局、3次元 MHD 平衡コード ANIMEC は Eq.2.2.7 を最小化することにより、 $R = R(s, u, v)$ と $Z = Z(s, u, v)$ の関係 (MHD 平衡解) を計算するコードである．ここで $(s, u, v)$ は磁気座標径[16, 17, 18]であり、 $u$ と $v$ はそれぞれポロイダル角、トロイダル角を表す．この座標径を用いて磁場を以下のように記述することにより、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = \mathbf{B} \cdot \nabla s = 0$ の条件が満たされる[15]．

$$\mathbf{B} = \nabla v \times \nabla \Psi + \nabla \Phi \times \nabla \chi \quad 2.2.8$$

ここで、 $2\pi\Phi(s)$ と $2\pi\Psi(s)$ はそれぞれ $s$ で表される磁気面内を通過するポロイダル磁束とトロイダル磁束である．また、 $\chi$ は磁力線を直線とするために必要なポロイダル角であり、

$$\chi = u + \lambda(s, u, v) \quad 2.2.9$$

となる． $\lambda$ はポロイダル角 $u$ の刻み方を特定する指標で、限られたモード数で最小の $\delta W$ を与える様に決められる．また、 $\lambda$ ,  $u$ ,  $v$ は周期関数であり、磁気面上で積分することによりゼロになる： $\iint \lambda \, du \, dv = 0$ ．

円柱座標径 $(R, \varphi, Z)$ と磁気面座標 $(s, u, v)$ および周期関数 $\lambda$ の関係は

$$R = \sum_{m,n} R_{mn}(s) \cos(mu - nv) \quad 2.2.10$$

$$Z = \sum_{m,n} Z_{mn}(s) \sin(mu - nv) \quad 2.2.11$$

$$\varphi = v \quad 2.2.12$$

$$\lambda = \sum_{m,n} \lambda_{mn}(s) \sin(mu - nv) \quad 2.2.13$$

で表される．ここで $R_{mn}$ ,  $Z_{mn}$ および $\lambda_{mn}$ はフーリエ成分である． $R_{mn}$ ,  $Z_{mn}$ および $\lambda_{mn}$ を変化させることにより、磁気面の幾何形状が変化する．

ANIMEC では $p_{\parallel}(s, B)$ の他に、真空磁場およびトロイダル電流分布を入力として与える．固定境界の場合は境界形状を与える．以上の情報を規定することで、Eq.2.2.7 の $W$ は幾何学位置 $(R_{mn}, Z_{mn}, \lambda_{mn})$ の関数となる． $W$ が最小となる $R_{mn}$ ,  $Z_{mn}$ および $\lambda_{mn}$ を最速降下法により求めることで平衡を得る．ここで

$$\mathbf{X} = (R, Z, \lambda), \quad \mathbf{F} = (F_R, F_Z, F_{\lambda}) \quad 2.2.14$$

とおくと $W$ を $R$ ,  $Z$ ,  $\lambda$ に関して変分した結果は

$$\delta W = - \int \mathbf{F} \cdot \delta \mathbf{X} \, ds \, du \, dv \quad 2.2.15$$

で表される．Eq.2.2.15 より、 $\mathbf{F} = 0$ のとき、 $\delta W = 0$ となることがわかる．またこのとき、Eq.2.2.1 が満たされる． $\mathbf{F}$ は $R$ ,  $Z$ ,  $\lambda$ の関数であるため、 $W$ を最小とすることは $\mathbf{F} = 0$ を満たす $R$ ,  $Z$ ,  $\lambda$ を求めることになる．また、同時にポロイダルモードのスペクトル幅の指標

$$\langle M \rangle = \frac{\sum_{m,n} m^{p+1} (R_{mn}^2 + Z_{mn}^2)}{\sum_{m,n} m^p (R_{mn}^2 + Z_{mn}^2)} \quad 2.2.16$$

の変分も取ることににより，限られたモード数での最小の $W$ を与えるための適切なポロイダル角 $u$ の刻みを特定する．Eq.2.2.15 と Eq.2.2.16 の変分を同時に取ることは

$$\delta W^T \equiv \delta W + \varepsilon \delta \langle M \rangle = - \int \mathbf{F}^* \cdot \delta \mathbf{X} \, ds \, du \, dv \quad 2.2.17$$

で表される $\delta W^T = 0$ を得ることである．ここで $\varepsilon$ は規格化因子を表す．擬似的な時間  $t$  を用いて Eq.2.2.17 は

$$\frac{dW^T}{dt} = - \int \mathbf{F}^* \cdot \delta \mathbf{X} \, ds \, du \, dv \quad 2.2.18$$

で表される．この式の最急降下経路は

$$\frac{d\mathbf{X}}{dt} = \mathbf{F}^* \quad 2.2.19$$

であり，Eq.2.2.18 へ代入することにより

$$\frac{dW^T}{dt} = - \int |\mathbf{F}^*|^2 \cdot \delta \mathbf{X} \, ds \, du \, dv \quad 2.2.20$$

となる．すなわち Eq.2.2.19 の経路に沿って  $\mathbf{X}$  を解いていくと Eq.2.2.20 より  $W^T$  は単調減少し，最終的に最小値へ行き着く．実際には Eq.2.2.20 は数値的に不安定なので，VMEC では替わりに二階の Richardson 方を用いた次の式が用いられる．

$$\frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} = \mathbf{F}^* \quad 2.2.21$$

ここで $\tau$ は収束パラメータであり，

$$\frac{1}{\tau} = \frac{d}{dt} \left[ \ln \int |\mathbf{F}^*|^2 \, d\rho \, d\theta \, d\zeta \right] \quad 2.2.22$$

とすると最適な収束が得られる．

## 自由境界

自由境界 VMEC においても前述の固定境界で述べた磁気面座標を用いる．以下，自由境界 VMEC における境界の評価手法を述べる．

真空領域における磁場が

$$\mathbf{B}_V = \mathbf{B}_0 + \nabla \Phi \quad 2.2.23$$

で表されると仮定する．ここで， $\mathbf{B}_0$ は外部コイルとトロイダルプラズマ電流により作られる磁場であり， $\Phi$ はプラズマ中の正味のトロイダル電流以外がプラズマ外側に作る磁場の磁気ポテンシャル表現である．プラズマの外側では，ラプラス方程式

$$\Delta \Phi = 0 \quad 2.2.24$$

が成り立つので，ある面上 $\partial D$ の磁気ポテンシャルはグリーンの定理により以下の積分形式で表現できる．

$$\Phi(\mathbf{x}) = -\frac{1}{2\pi} \int_{\partial D} df' \frac{\partial G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')}{\partial n'} \Phi(\mathbf{x}') + \frac{1}{2\pi} \int_{\partial D} df' G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \frac{\partial \Phi(\mathbf{x}')}{\partial n'} \quad 2.2.25$$

ここで， $\mathbf{x}$ ， $\mathbf{x}'$ はある面上 $\partial D$ の点， $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = 1/|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ ，また $\partial/\partial n$ はある面上 $\partial D$ の法線方向微分をあらわす．ある面 $\partial D$ をプラズマ境界面と考える．プラズマ境界上では

$$\mathbf{B}_V \cdot \mathbf{n}_p = 0 \quad 2.2.26$$

が成り立つが, Eq.2.2.23 から, これが $\Phi$ のノイマン境界条件となる.

$$\mathbf{n}_p \cdot \nabla \Phi = \frac{\partial \Phi_V}{\partial n_p} = -\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{n}_p \quad 2.2.27$$

ここで $\mathbf{n}_p$ はプラズマ-真空界面外向きの標準ベクトルである. Eq.2.2.25 と Eq.2.2.27 から, 磁気ポテンシャル $\Phi$ を求めることになる. ここで,  $\Phi$ はプラズマ境界面形状の関数 $\Phi = \Phi(R_{\partial D}, Z_{\partial D})$ あるいは $\Phi = \Phi(R_{mn}(s=1), Z_{mn}(s=1))$ であることに注意しよう. ここで $s=1$ はプラズマ境界を表す. さらに, 全圧力のプラズマ-真空境界間の連続性

$$p_{\perp} + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{B_V^2}{2\mu_0} \quad 2.2.28$$

が境界面上で満足される必要がある. Eq.2.2.28 はプラズマ内 (左辺) と真空領域 (右辺) の全圧力バランスが成り立っていることを意味する. プラズマ境界面上の真空磁場 $B_V$ は Eq.2.2.23 と Eq.2.2.25 から評価できるので, Eq.2.2.28 の右辺はプラズマ境界面形状の関数であり, Eq.2.2.28 の左辺はプラズマ領域内の磁気面形状,  $R_{mn}(0 \leq s < 1)$ ,  $Z_{mn}(0 \leq s < 1)$ ,  $\lambda_{mn}(0 \leq s < 1)$ の関数となっている. 固定境界 ANIMEC では Eq.2.2.19 で収束解を求めるとき,  $R_{mn}(s=1)$ と $Z_{mn}(s=1)$ を固定して解くが, 自由境界 ANIMEC では Eq. 2.2.28 の条件を付け加えた上で,  $R_{mn}(0 \leq s \leq 1)$ ,  $Z_{mn}(0 \leq s \leq 1)$ および Eq. 2.2.19 の収束解を求める.

自由境界 ANIMEC においては境界形状を規定するための制約条件として, プラズマ領域の大きさを入力する必要がある. プラズマ領域の大きさはプラズマ領域が規定するトロイダル磁束 $\Phi_{vac}$ の大きさを入力値とすることにより指定する. LHD における $\Phi_{vac}$ の設定法の妥当性については,  $\Phi_{vac}$ の与え方により MHD 平衡解がどのように影響を受ける.

## 2.3. 非等方圧力分布入力モデル

前節では, 磁場に平行方向の圧力 $p_{\parallel}$ の $(s, B)$ 空間における分布を決めれば, 非等方圧力の MHD 平衡を求めることができる手法を示した. この節では $p_{\parallel}$ の空間分布を決める方法について説明する. 本研究では

$$p_{\parallel}(s, B) = \bar{p}(s) + p_{\parallel}^{hot}(s, B) \quad 2.3.1$$

と定義する. ここで,  $\bar{p}(s)$ は磁気面平均した圧力であり,  $s$ のみの関数 $f(s)$ を用いて,

$$\bar{p}(s) = p_0 f(s) \quad 2.3.2$$

と表す.  $p_0$ は磁気軸位置での圧力の絶対値である.  $p_{\parallel}^{hot}(s, B)$ は高速粒子などに起因するによる非等方な圧力であるとする. 非等方圧力の計算を行う際に, どのように $p_{\parallel}^{hot}$ の空間分布を与えるかが問題になる. この方法には幾つかの提案がなされている. これには, bi-Maxwellian 分布関数[19]を用いた方法[20], 高速粒子ビームの減速を模した速度分布関数から評価する方法[20]などがある. 本研究では, 熱圧力成分は Maxwellian 分布関数, 高速粒子圧力成分は bi-Maxwellian 分布関数から規定する.

## bi-Maxwellian 分布関数

いかなる分布関数も Fokker-Planck 方程式の最低次の解から導かれる条件 ( $B \cdot \nabla F_h = 0$ ) を満たさねばならない. これを満たす bi-Maxwellian 分布関数の表式は, 磁気モーメント  $\mu = v_\perp^2/2B$  とエネルギー  $\varepsilon = v^2/2$  を用いて次のように書ける.

$$F_h(s, \varepsilon, \mu) = N(s) \left( \frac{m_h}{2\pi T_\perp(s)} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[ -m_h \left( \frac{\mu B_c}{T_\perp(s)} + \frac{|\varepsilon - \mu B_c|}{T_\parallel(s)} \right) \right] \quad 2.3.3$$

ここで,  $F_h$  は高速粒子分布,  $N$  は密度状の強度因子,  $m_h$ ,  $T_\perp$ ,  $T_\parallel$  は高速粒子の質量, 磁場に垂直方向・平行方向の分布の大きさである.  $s$  は磁気面のラベルを意味する径方向の変数でその内側に内包されたトロイダル磁束  $2\pi\psi$  に比例する.  $B_c$  は高速粒子が蓄積される層を特定するしきい磁場強度である. 原理的には,  $B_c$  は磁束の変数  $s$  に依存しうるが, 単純化するために定数としている.

bi-Maxwellian は ICRH で加熱されたプラズマの分布関数をよく表していることが指摘されている[12]. ICRH で加熱されたプラズマの場合, プラズマの運動は  $v_\perp$  が大きくなるように加速されるため, 圧力は  $p_\parallel < p_\perp$  となることが予想される. 一方で本研究では, 第一章で述べたとおり, 接線入射 NBI によるプラズマ加熱が行われた場合に予想される  $p_\parallel > p_\perp$  の非等方圧力プラズマにおいて, 非等方度を同定することが目的である. このような目的のために bi-Maxwellian モデルを適用することが適切かどうかは, 後の章 (Sec.3) で議論される.

Eq.2.3.3 を ( $v_\perp$  と  $v_\parallel$ ) で書き下すと, 次の通りである.

$$F_h(s, \varepsilon, \mu) = N(s) \left( \frac{m_h}{2\pi T_\perp(s)} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[ -\frac{m_h}{2} \left( \frac{v_\perp^2}{T_\perp(s)} \frac{B_c}{B} + \frac{|v^2 - v_\perp^2 B_c/B|}{T_\parallel(s)} \right) \right] \quad 2.3.4$$

これを速度空間 ( $v_\perp$  と  $v_\parallel$ ) で表示した  $F_h$  の等高線が (Figure 2-2-4) である.  $T_\perp/T_\parallel = 1$ ,  $B_c/B = 1.0$  の場合, 次のように変形できる.

$$F_h(s, \varepsilon, \mu) = N(s) \left( \frac{m_h}{2\pi T_\perp(s)} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[ -\frac{m_h v^2}{2T_\parallel(s)} \right] \quad 2.3.5$$

これは, Maxwellian と等価であることがわかる. 等高線は **Figure 2-2** の通りであり, 分布関数は等方となる. これを  $T_\perp/T_\parallel = 0.5$  に変更したものが **Figure 2-3** である. このとき, 高速粒子の温度は方向によって異なる大きさを持つ. 次に  $B_c$  を変えたときの影響について考える.

$T_\perp/T_\parallel = 1.0$ ,  $B_c/B = 1.2$  の場合の分布関数の等高線が **Figure 2-4** に示され, 分布関数には”肩”が現れている. このとき, Eq.2.3.4 は  $T_\perp = T_\parallel$  を用いて

$$F_h(s, \varepsilon, \mu) = N(s) \left( \frac{m_h}{2\pi T_\perp(s)} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[ -\frac{m_h v^2}{2T_\parallel} \frac{v_\perp^2}{v^2} \frac{B_c}{B} \left( 1 + \left| \frac{v^2 B}{v_\perp^2 B_c} - 1 \right| \right) \right] \quad 2.3.6$$

と変形できる. 指数の絶対値  $\left| \frac{v^2 B}{v_\perp^2 B_c} - 1 \right| = 0$  となるときに注目すると

$$\sqrt{\frac{B}{B_c}} = \frac{v_\perp}{v} \equiv \sin \theta_c \quad 2.3.7$$

であるから.  $\theta_c < \theta < \pi - \theta_c$  のとき

$$F_h(s, \varepsilon, \mu) = N(s) \left( \frac{m_h}{2\pi T_\perp(s)} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[ -\frac{m_h}{2T_\parallel(s)} \left( 2v_\perp^2 \frac{B_c}{B} - v^2 \right) \right] \quad 2.3.8$$

$\theta_c > \theta$  および  $\theta > \pi - \theta_c$  のとき  $F_h$  は Eq.2.3.5 となる. 従って,  $\theta_c < \theta < \pi - \theta_c$  の範囲にくぼみが

あらわれる．このくぼみは， $v_{\perp}$ が大きな粒子ほど磁場の弱い部分に捕捉されやすく，また磁気面を横切って移動することから， $v_{\perp}$ の大きな粒子の粒子損失が多く生じて数が減少することに対応する．従って， $T_{\perp}/T_{\parallel} = 1.0$ であっても $B_c/B > 1$ のとき分布関数は非等方である．更に $T_{\perp}/T_{\parallel} = 0.5$ ， $B_c/B = 1.2$ なるとき（Figure 2-5），分布関数は $v_{\parallel}$ 方向に伸びる．

bi-Maxwellian 分布関数による平行方向の高速粒子圧力成分（Eq.2.3.3 に示されている）は解析的に積分することができ，

$$p_{\parallel}^{hot}(s, B) = N(s)T_{\parallel}H\left(s, B; \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}, B_c\right) = \bar{p}(s)\alpha_h(s)H\left(s, B; \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}, B_c\right) \quad 2.3.9$$

を得る．ここで $\bar{p}(s)$ は磁気面平均した圧力プロファイル， $\alpha_h(s)$ は熱圧力に対する高速粒子圧力の比率である．スケール因子 $H\left(s, B; \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}, B_c\right)$ は磁気面上の圧力変化を表しており， $B > B_c$ のとき

$$H\left(s, B; \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}, B_c\right) = \frac{B/B_c}{1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\left(1 - \frac{B}{B_c}\right)} \quad 2.3.10$$

であり， $B < B_c$ のとき

$$H\left(s, B; \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}, B_c\right) = \frac{B}{B_c} \frac{1 + \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\left(1 - \frac{B}{B_c}\right) - 2\left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right)^{\frac{5}{2}}\left(1 - \frac{B}{B_c}\right)^{\frac{5}{2}}}{\left[1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\left(1 - \frac{B}{B_c}\right)\right]\left[1 + \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\left(1 - \frac{B}{B_c}\right)\right]} \quad 2.3.11$$

である．

### 変化させる物理量と ANIMEC 入力パラメータの関係

後述する平衡解析で変化させる物理量と $p_{\parallel}$ を規定するパラメータとの関係を明確にするため，非等方圧力を与えるときに必要な入力パラメータについて整理する．Figure 2-6(a-b)はLHD 磁場配位 $R_{ax}=3.6[m]$ ， $B_0 = 0.425[T]$ ， $\bar{p}(s) = p_0(1 - \rho^2)$ ， $\alpha_h(s) = 3$ で計算した場合の， $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ と $T_{\perp}/T_{\parallel}$ の関係を示した例である．この磁場配位において，プラズマ閉じ込め領域の最小磁場強度は $B_{min} = 0.30[T]$ であった． $p_0$ を様々な値に設定することで様々な $\beta_{tot}$ における解析を行った．Figure 2-6(a)は $B_c = 0.24[T]$ の場合である．これは $B_c$ が $B_{min}$ より小さいため，捕捉粒子の損失による分布関数の変形がプラズマ領域全体で全く起こらない場合の極端な条件に相当する．このとき， $T_{\perp}/T_{\parallel}$ を 0.1～10 まで変化させると， $\beta_{tot} = 3\%$ において圧力非等方度 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ は 0.31～1.6 の範囲で変化することが分かる．一方で Figure 2-6(b)は $B_c = 0.60[T]$ の場合である．これはプラズマ閉じ込め領域のほとんどで $B_c$ が磁場 $B$ より大きいため，捕捉粒子の損失による分布関数の変形がプラズマ領域のほとんどで起こる場合の極端な条件に相当する．このとき， $T_{\perp}/T_{\parallel}$ を 0.1～10 まで変化させると， $\beta_{tot} = 3\%$ において圧力非等方度 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ は 0.38～0.98 の範囲で変化することが分かる．このことから， $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ は主に $T_{\perp}/T_{\parallel}$ と $B_c$ の与え方によって変化する． $\beta_{tot}$ によっても変化しているが，これによる変化は $T_{\perp}/T_{\parallel}$ と $B_c$ を変化させることで得られる $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ の変化幅とくらべ小さい．以降では入力パラメータ $T_{\perp}/T_{\parallel}$ と $B_c$ を計算条件として説明する代わりに， $\beta_{tot} = 3\%$ の



ときに得られた $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ で計算条件を説明する。

平衡計算において変化させる物理量と、それに対する ANIMEC への入力パラメータを Table 2-1 にまとめる。

### bi-Maxwellian 分布関数で得られる圧力分布の例

非等方圧力では圧力は磁気面だけの関数にはならず、本研究では  $s$  の他に  $B$  の関数と仮定している。 $p_{\parallel}$ の分布を規定するモデルに bi-Maxwellian 分布関数を用いた場合の LHD における非等方圧力成分の圧力分布の例を示す。

Figure 2-7 は LHD の横長断面、 $z=0$  における bi-Maxwellian モデルから得られた圧力成分の分布である。 $\rho$  が正の方向が磁気軸を中心に大半径  $R$  で正の方向を表している。 $T_{\perp}/T_{\parallel} = 10$  ( $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1.58$ )、磁気面平均した圧力プロファイル $\bar{p}(s) \sim 1 - \rho^2$ 、熱圧力に対する高速粒子圧力の比率 $\alpha_h(s) = 3$ 、 $B_c/B_{\min} < 1$ である。Figure 2-7(a)はプラズマの圧力成分 $p_{\parallel}$ と磁気面平均圧力 $\langle p_{\parallel} \rangle$ の分布、Figure 2-7(b)は圧力成分 $p_{\perp}$ と磁気面平均圧力 $\langle p_{\perp} \rangle$ の分布である。圧力成分 $p_{\parallel}$ や $p_{\perp}$ は圧力の磁気面平均量からずれがある。

Hitchon の低 $\beta$ オーダリングによる解析では、圧力成分の磁気面平均量からのズレは $\varepsilon^2 = (a/R_0)^2$ 程度であると仮定している[7]。これは LHD では $\varepsilon^2 \sim 0.03$ である。低 $\beta$ オーダリングと ANIMEC の bi-Maxwellian モデルの妥当性検証のために、ズレを定量的に評価する。そこで $p_{\parallel}$ および $p_{\perp}$ それぞれのずれの大きさ $\Delta_{\parallel}$ および $\Delta_{\perp}$ を次の式のように定義する。

$$\Delta_{\parallel} = \max \left[ \frac{|p_{\parallel} - \langle p_{\parallel} \rangle|}{\langle p_{\parallel 0} \rangle} \right] \quad 2.3.1.$$

$$\Delta_{\perp} = \max \left[ \frac{|p_{\perp} - \langle p_{\perp} \rangle|}{\langle p_{\perp 0} \rangle} \right] \quad 2.3.2.$$

Figure 2-8(a), (b)は $B_c/B_{\min} < 1$ の場合、 $B_c/B_{\min} > 1$ の場合の $\Delta_{\parallel}$ および $\Delta_{\perp}$ を描いたグラフである。 $p_{\perp}$ の磁気面平均量からのずれは $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1.6$ において最大 31%に達する。低 $\beta$ オーダリングによる解析モデルは、LHD で 3%以上のズレが有る場合は適用できないので、ANIMEC での数値解析が必要である。

## 2.4. 磁束値解析コード JDIA2

### JDIA2 コードの磁束値解析手法

平衡解析で得られた磁場から、磁気計測値を求める手法を説明する。 $d\mathbf{l}_{loop}$ で表される磁気計測ループ経路と、 $d\mathbf{l}_p$ で表されるプラズマ電流を考える (Figure 2-9)。磁束ループで計測される磁束 $\Phi_{loop}$ とすると、ストークスの定理を用いて次のように表すことができる。

$$\Phi_{loop} \equiv \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}_{loop} = \oint \mathbf{A}_p \cdot d\mathbf{l}_{loop} \quad 2.4.1$$

ここで $d\mathbf{s}_{loop}$ は計測ループが張る面の微小面積素、 $\mathbf{A}_p$ はプラズマ電流がつくるベクトルポテンシャルである。ここでプラズマ電流 $I_p$ とすると、 $\mathbf{A}_p = I_p \mathbf{a}_p$ となる $\mathbf{a}_p$ を定義する。これはプラズマ

電流 1[A]あたり流れたときのベクトルポテンシャルを意味する．これを用いると，

$$\Phi_{loop} = I_p \oint \mathbf{a}_p \cdot d\mathbf{l}_{loop} \quad 2.4.2$$

と書くことができる．ここで $\Phi_{loop}$ は相互インダクタンス $M_{p,loop}$ を用いて $\Phi_{loop} \equiv M_{p,loop} I_p$ とも表すことができる．Eq.2.4.2 との比較から， $M_{p,loop} = \oint \mathbf{a}_p \cdot d\mathbf{l}_{loop}$ と書けることがわかる．ここでこの式の類似性から，loop と p を入れ替えて， $M_{loop,p} = \oint \mathbf{a}_{loop} \cdot d\mathbf{l}_p$ と書ける．相互インダクタンスの相反定理より， $M_{p,loop} = M_{loop,p}$ であるから，Eq.2.4.2 は次のように書ける．

$$\Phi_{loop} = I_p \oint \mathbf{a}_{loop} \cdot d\mathbf{l}_p \quad 2.4.3$$

ここで，プラズマ電流は空間的な広がりを持つとすると，電流密度とプラズマ電流 $\mathbf{J}_p$ が流れる断面積の微少面積素 $d\mathbf{s}_p$ を用いて $I_p = \int \mathbf{J}_p \cdot d\mathbf{s}_p$ と書くことができる． $V_p = d\mathbf{l}_p \cdot d\mathbf{s}_p$ を用いて

$$\Phi_{loop} = \oint \left( \int \mathbf{J}_p \cdot d\mathbf{s}_p \right) \mathbf{a}_{loop} \cdot d\mathbf{l}_p = \int \mathbf{J}_p \cdot \mathbf{a}_{loop} dV_p \quad 2.4.4$$

これは，磁束値がプラズマ電流 $\mathbf{J}_p$ と，ループに 1[A]流れるときのベクトルポテンシャル $\mathbf{a}_{loop}$ で表されることを意味している．

つぎに，計測ループに電流が流れるときのベクトルポテンシャル $\mathbf{A}_{loop}(\mathbf{x})$ を考える (Figure 2-10)．これは Biot-Savart の法則を用い，

$$\mathbf{A}_{loop}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0 I_{loop}}{4\pi} \oint_{loop} \frac{d\mathbf{x}_{loop}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_{loop}|} \quad 2.4.5$$

と書ける．ここで $\mathbf{x}_{loop}$ は計測ループの経路上の点である．単位電流あたりのベクトルポテンシャルを $\mathbf{a}_{loop} \equiv \mathbf{A}_{loop}/I_{loop}$ と定義すれば，

$$\mathbf{a}_{loop}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{loop} \frac{d\mathbf{x}_{loop}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_{loop}|} \quad 2.4.6$$

と表せる．

また，プラズマ電流 $\mathbf{J}_p(\mathbf{x})$ は MHD 平衡解析の結果から，磁場を用いて

$$\nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = \mathbf{J}_p \quad 2.4.7$$

とすることで得られる．

## ANIMEC への JDIA2 の適用

ANIMEC が出力する磁場データを JDIA2 へ入力する際，VMEC が出力する磁場データを入力する場合には必要無い特別な処理が必要であった．ここでは，必要となった処理について説明する．ANIMEC では，力の釣り合いを次のように計算する．

$$\mathbf{F}_s = -\frac{\partial p_{\parallel}}{\partial s} \nabla s + \mathbf{J}_{Animec} \times \mathbf{B} \quad 2.4.8$$

$\mathbf{J}_{Animec}$ は非等方圧力プラズマでの実効的な電流密度で，以下の式で定義される．

$$\mathbf{J}_{Animec} = \nabla \times \mathbf{B}_{Animec} \quad 2.4.9$$

$$\mathbf{B}_{Animec} = \sigma \mathbf{B} \quad 2.4.10$$

ここで  $\sigma = 1 - \frac{p_{||} - p_{\perp}}{B^2}$  である．ANIMEC コードでは実効的な磁場・電流密度を変数として使っている．JDIA コードでは、磁気計測値を

$$\Phi = \int \mathbf{J} \cdot \mathbf{a} dV \quad 2.4.11$$

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} \quad 2.4.12$$

として求めているため、 $\mathbf{J}_{Animec}$  をそのまま適用することはできない．そこで、JDIA コードを改良し電流密度を

$$\mathbf{J} = \nabla \times \frac{\mathbf{B}_{animec}}{\sigma} \quad 2.4.13$$

として計算するように改良した (JDIA2)．これにより非等方圧力プラズマの磁気計測信号を解析できるようになった．

## 2.5. LHD の磁気計測装置

LHD には数種類の磁気計測ループが設置されている．本研究ではそのうちの二種類を用いる．

### 反磁性磁束ループ

一つは反磁性磁束ループである．**Figure 2-11** は反磁性磁束ループとプラズマの位置関係をしめす鳥瞰図である．これは真空容器に沿ってプラズマを取り囲むように設置されているループで、反磁性電流が作る磁束を特に敏感に計測する．反磁性電流  $j_{\perp}$  は

$$j_{\perp} \propto \mathbf{B} \times \nabla p \quad 2.5.1.$$

で表され、プラズマ圧力の勾配に比例する．このことから、実験ではプラズマ体積の情報と一緒に用いて、プラズマ蓄積エネルギーおよびベータ値の計測に用いられる．これで得られる磁束値は圧力プロファイルにはあまり影響されず、プラズマの包括的な性質を表す量として扱うことができる．

### サドルループ

もう一つはサドルループ磁気計測で、真空容器内壁のヘリカルコイル近く、プラズマの側面や上下に設置されている鞍型のループである．**Figure 2-12** はサドルループとプラズマの位置関係をしめす鳥瞰図 (a) とトロイダル断面での模式図 (b) である．この磁束ループは Pfirsch-Schlüter 電流がつくる鉛直方向の磁束を計測することができる．この磁束ループは一カ所につき 6 個のループがあり、それぞれ、トロイダル角位置は  $15^{\circ}$  ,  $45^{\circ}$  ,  $75^{\circ}$  ,  $105^{\circ}$  ,  $135^{\circ}$  ,  $165^{\circ}$  の位置にある．これが  $180^{\circ}$  離れた位置の上下にあり、合計 24 個のループが設置されている (**Figure 2-13**)．このループは Pfirsch-Schlüter 電流による縦磁場を特に強く受ける位置にある．Pfirsch-Schlüter 電流  $j_{PS}$  は

$$j_{PS} \propto \frac{\partial p}{\partial r} \cos \theta \quad 2.5.2.$$

の関係を持つことから、このループを単体で計測に用いる場合、プラズマ圧力および圧力プロファイルが変わると計測される磁束は変化する。また、プラズマ圧力が異なるとシャフラノフシフトによって Pfirsch-Schlüter 電流の位置がシフトするのに対して、計測装置の位置は固定されているため、これでも磁束値は変化することに注意しなければならない。Figure 2-14(a-f)はそれぞれ順番に、VSL0021, VSL0022, VSL0023, VSL0013, VSL0012, VSL0011 で ANIMEC と JDIA2 を用いて見積もられた磁束値である。ポロイダル角が  $90^\circ$  の近傍に設置されたループほど、磁束値の絶対値が大きいたことが分かる。本研究では主に Pfirsch-Schlüter 電流の影響を強く受ける VSL0013 を用い、このループで計測された磁束値を  $\Phi_{SL}$  と称する。このループはポロイダル角に  $75^\circ$  の位置にあるループである。

## 2.6. 磁気軸位置計測

LHD の典型的な放電ではプラズマ中心の電子温度が一番高いこと、LHD のトムソン散乱計測を用いた電子温度分布の空間解像度は小半径方向に 100 点を越える計測点を持つほど高い [21] ので、磁気軸計測には、電子温度分布を利用するのが有効である。LHD の電子温度計測は、横長断面の赤道面に沿った視線に沿って計測されている。Figure 2-15 に電子温度分布の計測例を示す。3 点鎖線が横長断面での磁気軸位置を示し、破線、1 点鎖線は周辺付近の等温度面を示す。最外殻磁気面の重心位置は、周辺付近の等温度面の平均位置として評価する。

変化させる物理量	ANIMEC の入力パラメータ
高エネルギー粒子の比率	$\alpha_h(s)$ (本研究では $\alpha_h(s) = 3$ で固定)
分布関数の形状	$B_c$
圧力プロファイルおよび尖塔度 $p_0/\int p d\rho^2$	$\bar{p}(s)$
圧力非等方度 $\beta_\perp/\beta_\parallel$	$T_\perp/T_\parallel$ および $B_c$

Table 2-1. 変化させる物理量と，それに対する ANIMEC への入力パラメータ.

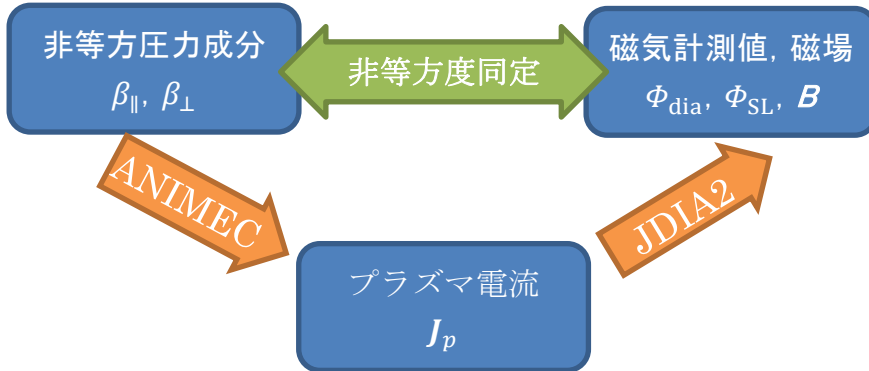


Figure 2-1. 圧力非等方度同定手法の概念図.

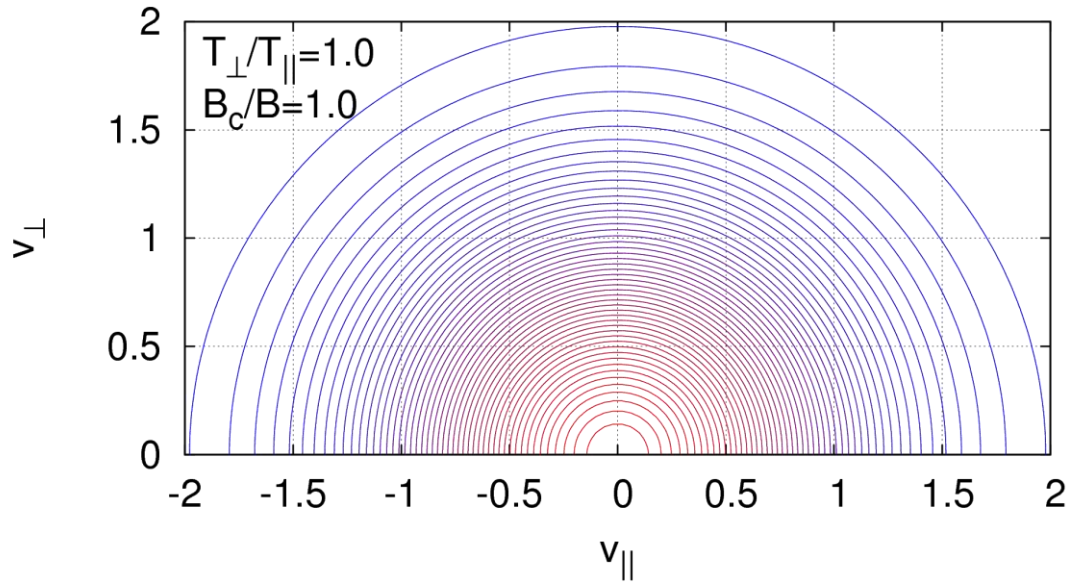


Figure 2-2.  $T_\perp/T_\parallel = 1.0$ ,  $B_c/B = 1.0$ の場合の $F_h$ 等高線.

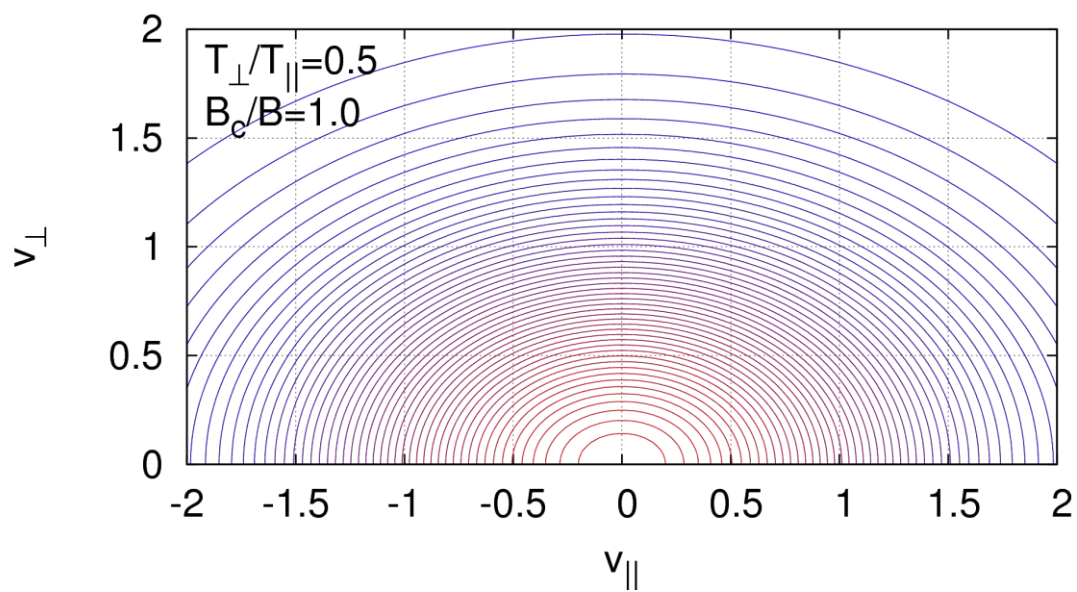


Figure 2-3.  $T_{\perp}/T_{\parallel} = 0.5$ ,  $B_c/B = 1.0$ の場合の $F_h$ 等高線.

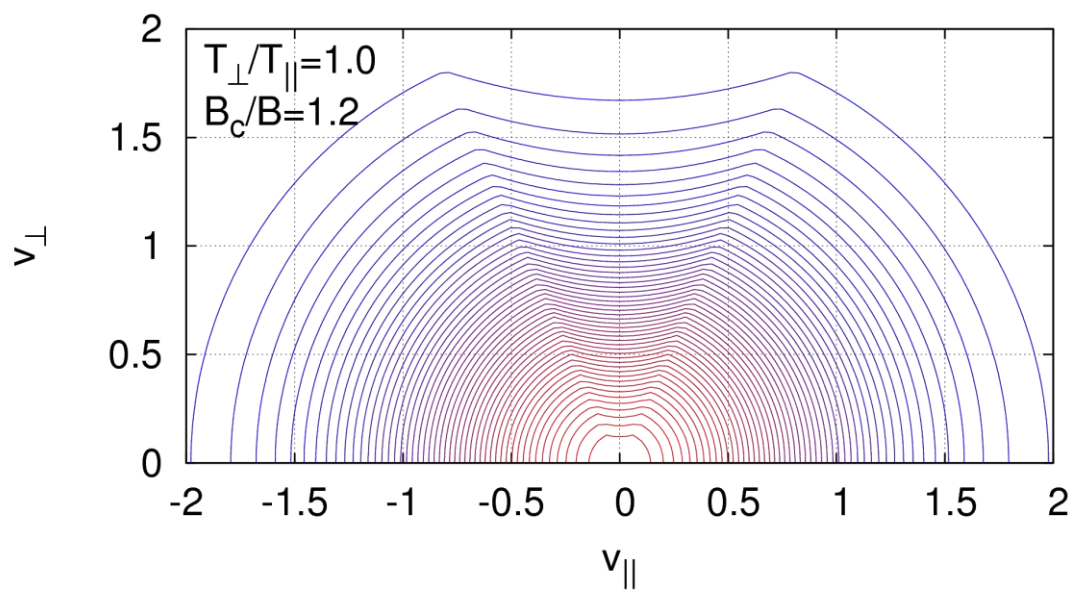


Figure 2-4.  $T_{\perp}/T_{\parallel} = 1.0$ ,  $B_c/B = 1.2$ の場合の $F_h$ 等高線.

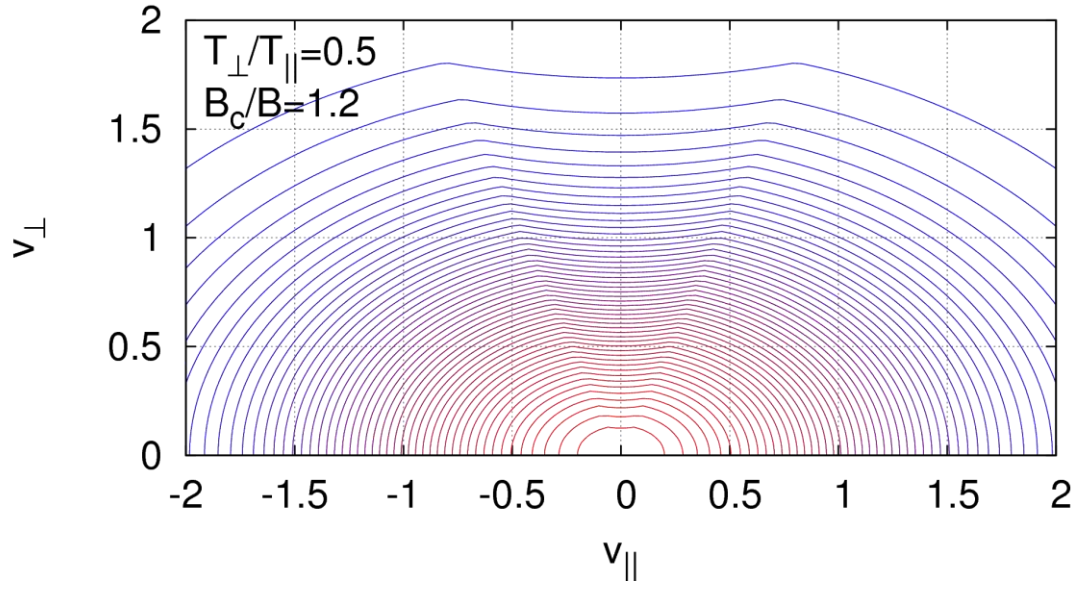


Figure 2-5.  $T_{\perp}/T_{\parallel} = 0.5$ ,  $B_c/B = 1.2$ の場合の $F_h$ 等高線.

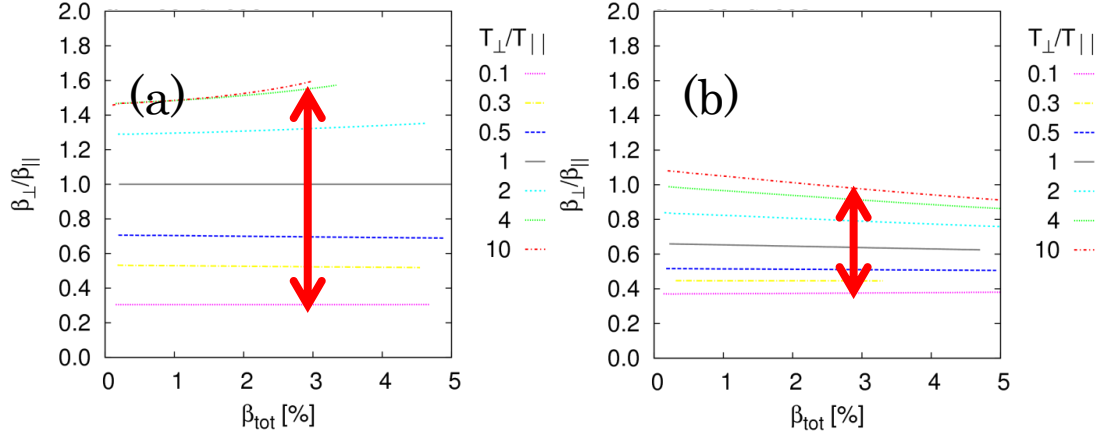


Figure 2-6.  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ と $T_{\perp}/T_{\parallel}$ の関係. (a)  $B_c/B_{min} < 1$ の場合, (b)  $B_c/B_{min} > 1$ の場合.

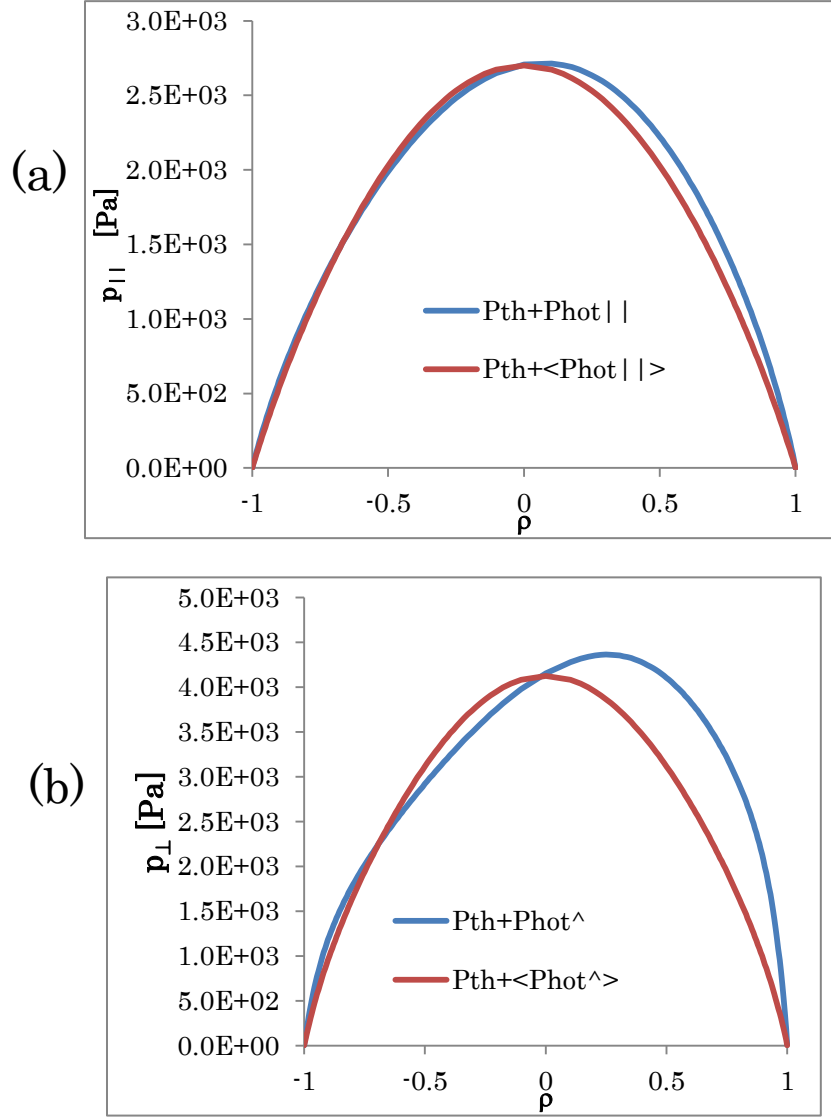
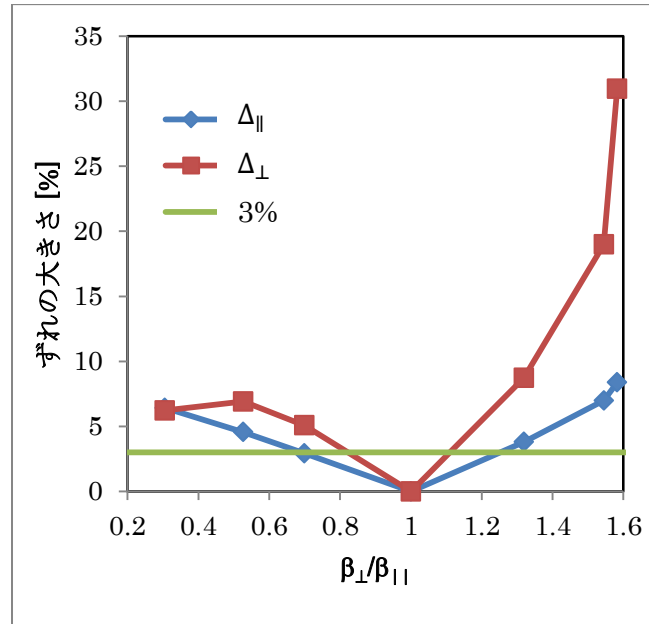


Figure 2-7. プラズマの圧力成分 $p_{\parallel}$ と磁気面平均圧力 $\langle p_{\parallel} \rangle$ の分布(a), および圧力成分 $p_{\perp}$ と磁気面平均圧力 $\langle p_{\perp} \rangle$ の分布(b).



(a)



(b)

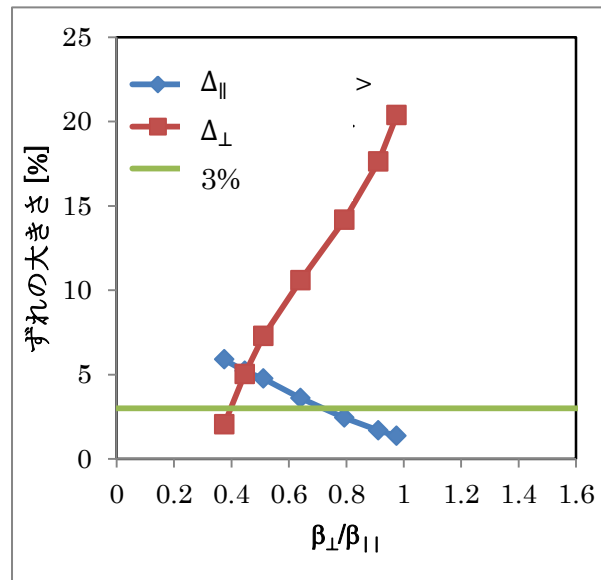


Figure 2-8.  $B_c/B_{min} < 1$  の場合(a), および  $B_c/B_{min} > 1$  の場合(b), の  $\Delta_{\parallel}$  および  $\Delta_{\perp}$ .

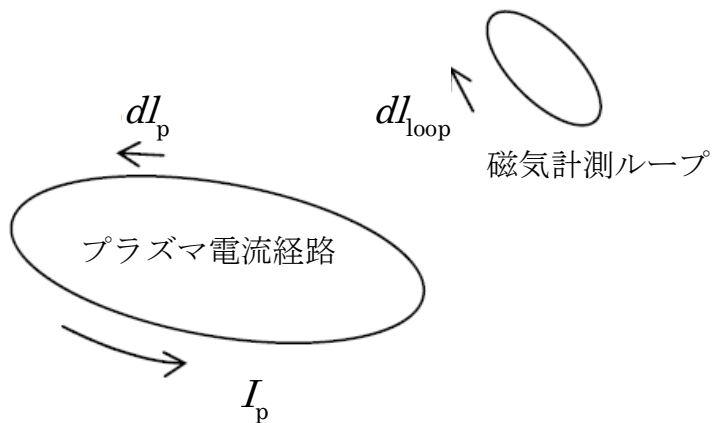


Figure 2-9. 磁気計測ループとプラズマ電流経路の模式図.

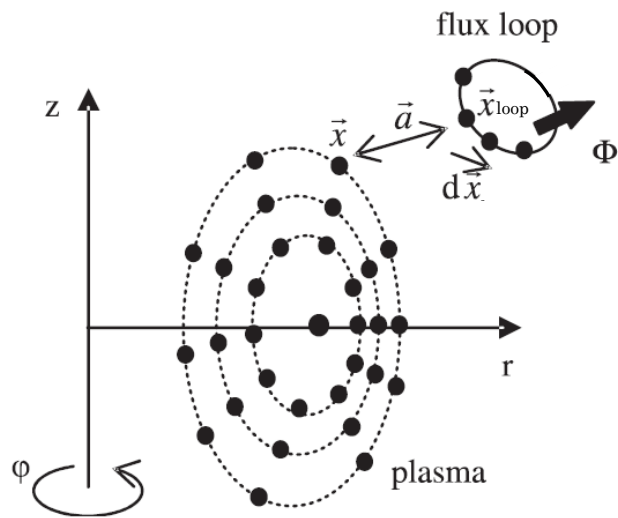


Figure 2-10. プラズマと磁束ループの模式図.

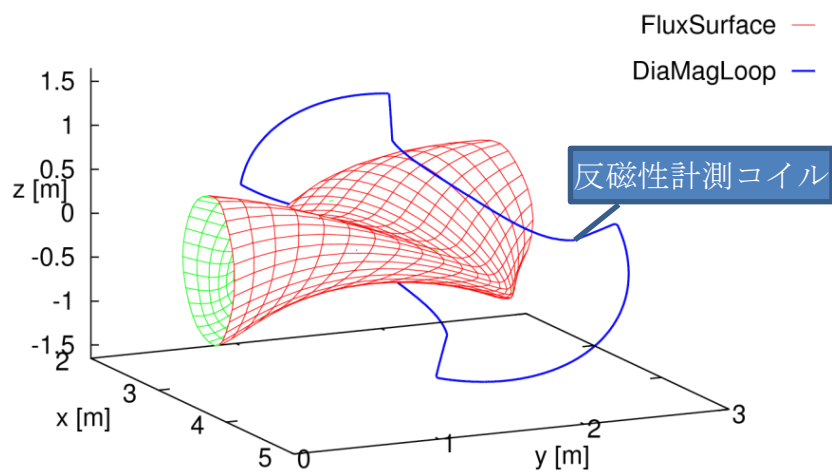


Figure 2-11. 反磁性磁束ループとプラズマの位置関係を示す鳥瞰図.

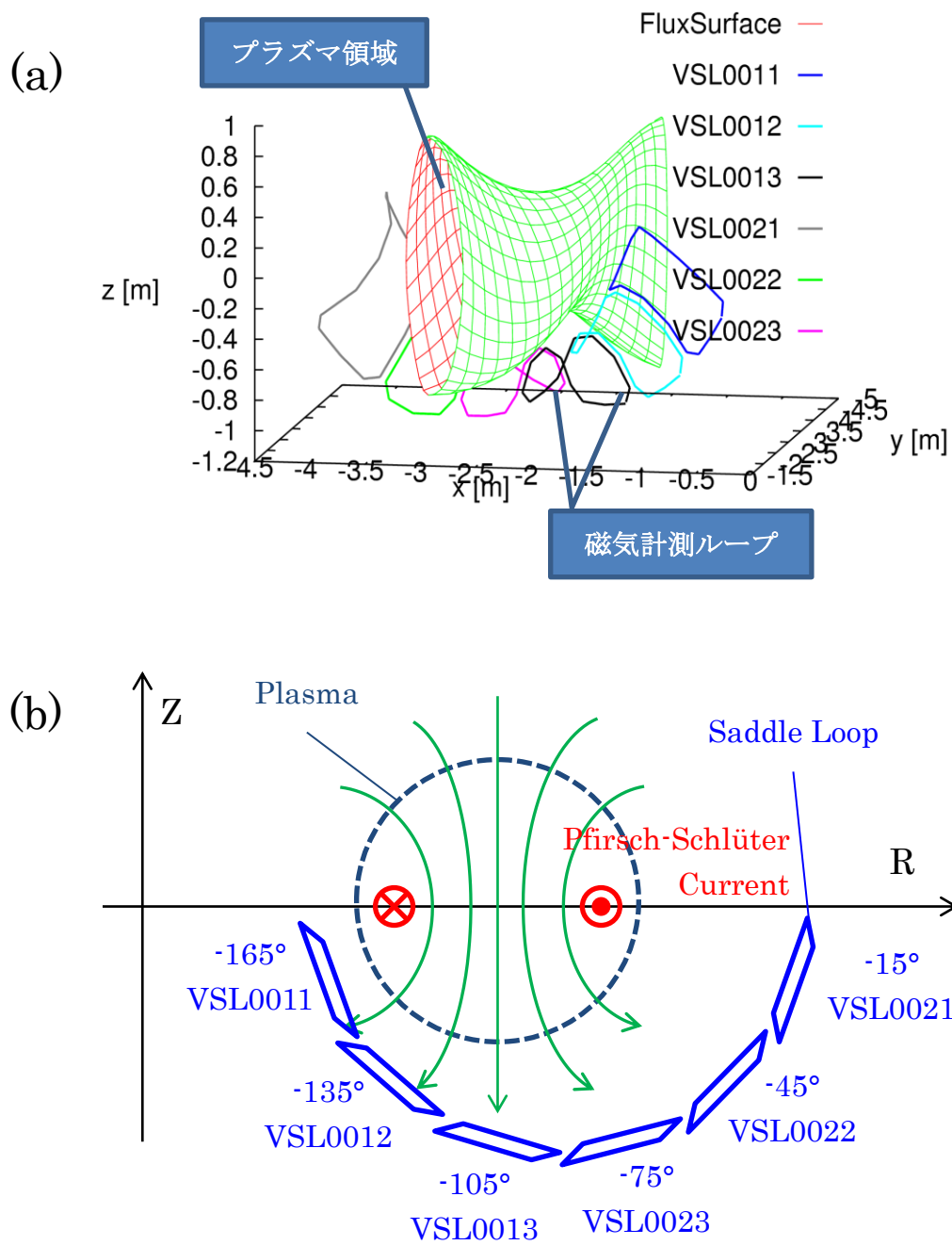


Figure 2-12. (a)サドルループ磁気計測とプラズマの位置関係を示す鳥瞰図と(b)トロイダル断面に投射した模式図.

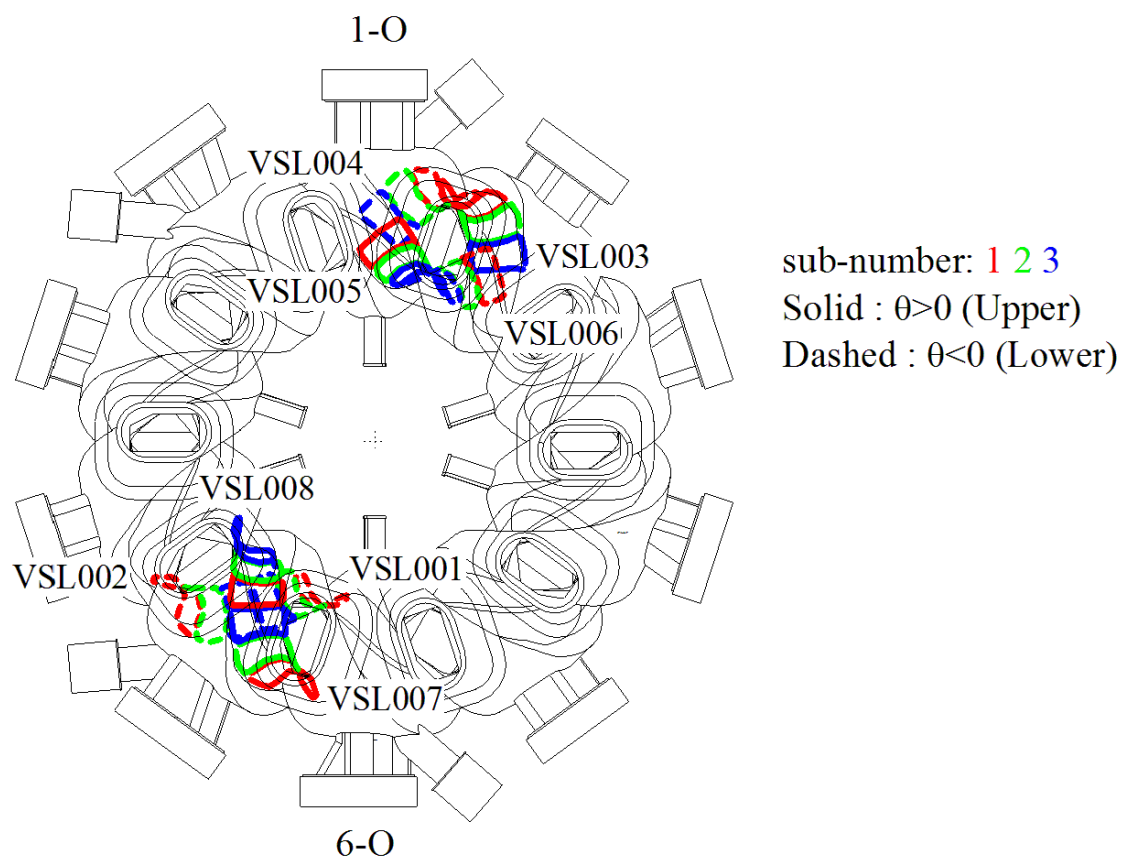


Figure 2-13. サドルループの配置.

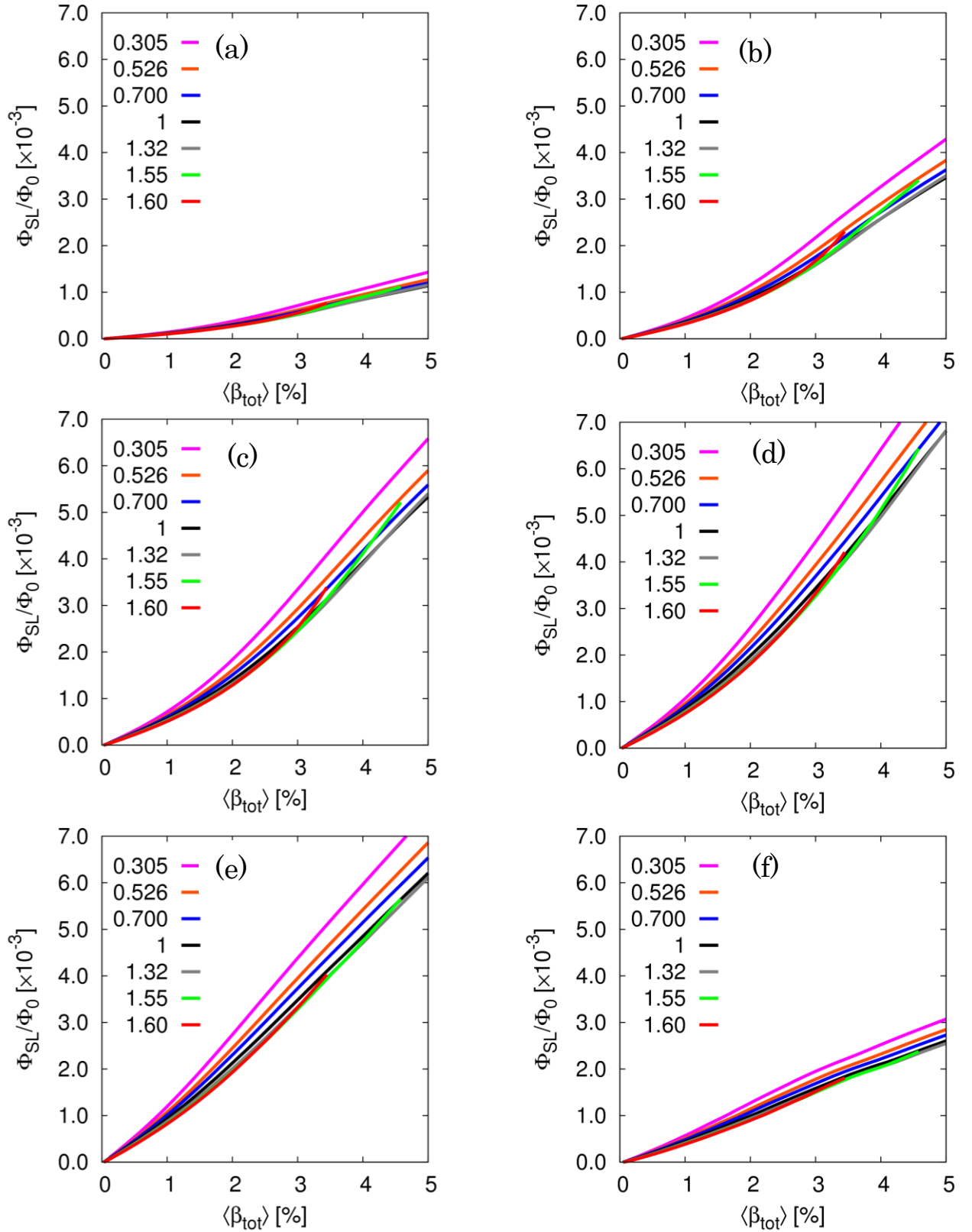


Figure 2-14. 自由境界 ANIMEC と JDIA2 を用いて見積もられたサドルループ磁束値とベータ値の関係。(a-f)はそれぞれ順番に、VSL0021, VSL0022, VSL0023, VSL0013, VSL0012, VSL0011 による磁束値である。

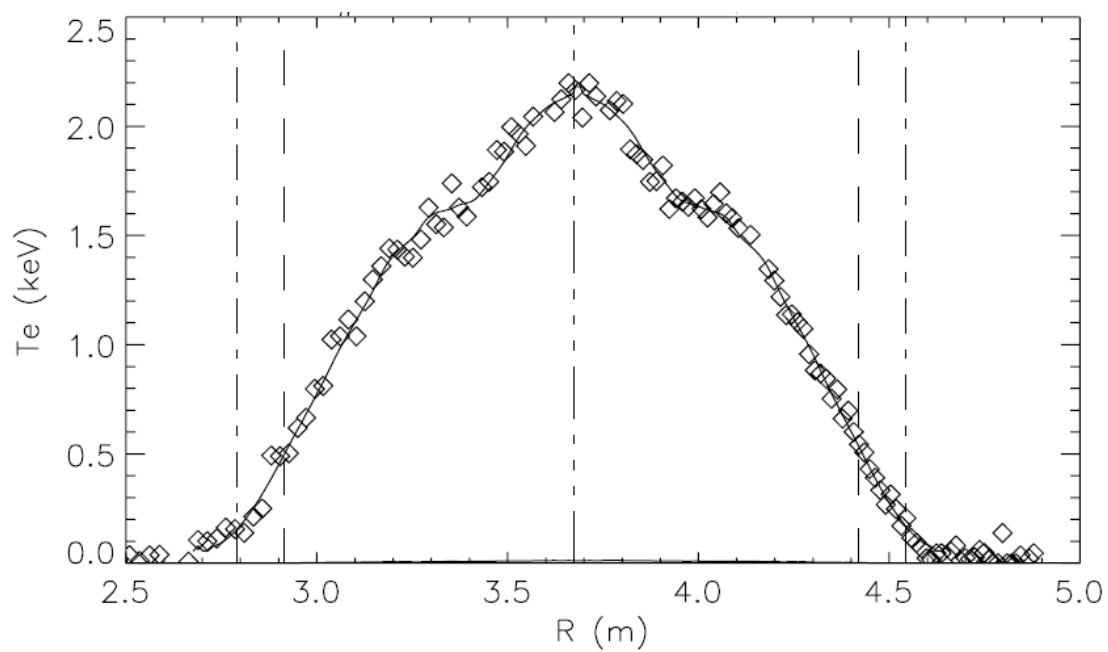


Figure 2-15. トムソン計測による電子温度分布計測の例. #109608,  $t=4.44$ s.

### 3. 圧力非等方度同定手法の開発と検証

#### 3.1. はじめに

本章では、非等方圧力成分 $\beta_{\parallel}$ および $\beta_{\perp}$ を磁気計測値 $\Phi_{\text{dia}}$ およびサドルループ磁束値 $\Phi_{\text{SL}}$ を用いて同定する手法を説明する. 前章の Figure 2-1 では圧力非等方度同定手法の概念図を示した. 圧力非等方度同定のためには、非等方圧力成分と磁気計測値との間を何らかの方法で関係づける必要がある. 本研究では両者の間を、プラズマ電流を介して関係づけることを考えた. 前節では、非等方圧力において $\beta_{\parallel}$ および $\beta_{\perp}$ とプラズマ電流とを関係づけるために用いる ANIMEC の解析手法を説明した. また、プラズマ電流と $\Phi_{\text{dia}}$ や $\Phi_{\text{SL}}$ とを関係づけるために用いる JDIA2 の解析手法も説明した. これを用いて圧力非等方度と磁気計測値の関係を調査するため、LHD 磁場配位において、非等方圧力での平衡解析を ANIMEC コードで、反磁性磁束やサドルループ磁束を JDIA2 で解析する.

第 1 節では様々な $\beta$ 値と磁束値の関係を調査し、どの磁束値とどの $\beta$ 値を関係づけるのが適切かを調査する. 第 2 節では非等方圧力プラズマが磁気計測値へ与える影響を明らかにし、どの程度の精度で $\beta$ 値同定が可能かを調査する.

## 3.2. 非等方圧力プラズマにおける $\beta$ 値と磁気計測値との関係

### $\beta$ 値と磁気計測値の関係の探索

原理的には、実験で観測される任意のある計測値が非等方圧力成分 $\beta_{\perp}$ および $\beta_{\parallel}$ との間に独立で一意的な依存関係を持つことを示せれば、圧力非等方度の同定が可能である。実際には、計測値と $\beta_{\perp}$ そのもの、あるいは $\beta_{\parallel}$ そのものと独立な関係を見いだせるとは限らず、任意の実数 $a$ と $b$ を係数に持つ和で $\beta_x = a\beta_{\perp} + b\beta_{\parallel}$ との依存関係を持っていると考える方がより一般的である。ここでは、実験プラズマの診断で圧力非等方度を同定するために最適な非等方圧力成分の比率（実数 $a$ と $b$ ）を明らかにすることが、非等方度同定のために必要である。本研究では $\beta_x$ の候補として $\beta_{\perp}$ 、 $\beta_{\text{tot}}$ 、 $\beta_{\text{eq}}$ を考える。また、実験の計測値も様々なものが考えられるが、特に磁気計測値は、非等方度によって計測値が変化すると予測がなされている[5,6]ことから、本研究では反磁性磁束値 $\Phi_{\text{dia}}$ とサドルループ磁束値 $\Phi_{\text{SL}}$ を考える。以下に $\beta_{\perp}$ 、 $\beta_{\text{tot}}$ 、 $\beta_{\text{eq}}$ の定義を示す。

$\beta_{\text{tot}}$ はプラズマ内部エネルギーに比例する量であり、エネルギー等分配則から

$$\beta_{\text{tot}} = \frac{\beta_{\parallel} + 2\beta_{\perp}}{3} \quad 3.2.1$$

と定義される。 $\beta_{\text{eq}}$ は非等方圧力において Pfirsch-Schlüter 電流に比例すると予測されている[7]、 $\beta_{\perp}$ と $\beta_{\parallel}$ の等荷重平均

$$\beta_{\text{eq}} = \frac{\beta_{\parallel} + \beta_{\perp}}{2} \quad 3.2.2$$

である。ここで、 $\beta_{\perp}$ や $\beta_{\parallel}$ は ANIMEC で使われる定義に基づいて次のように定義している。

$$\beta_{\parallel} = \frac{2\mu_0 \iiint p_{\parallel} dV_p}{\iiint B^2 dV_p} = \frac{4\mu_0 W_{\parallel}}{\bar{B}^2 V_p} \quad 3.2.3$$

$$\beta_{\perp} = \frac{2\mu_0 \iiint p_{\perp} dV_p}{\iiint B^2 dV_p} = \frac{2\mu_0 W_{\perp}}{\bar{B}^2 V_p} \quad 3.2.4$$

ここで、 $V_p$ はプラズマ体積、 $\bar{B}$ は体積平均磁場である。

一方で、実験で用いられるベータ値 $\langle\beta_{\text{dia}}\rangle$ は

$$\langle\beta_{\text{dia}}\rangle = \frac{4\mu_0 W_{\text{dia}}}{3(\bar{B}_t^{\text{vac}})^2 V_p^{\text{vac}}} \quad 3.2.5$$

である。ここで、 $\bar{B}_t^{\text{vac}}$ は真空磁場で見積もったトロイダル磁場のポロイダル断面平均値、 $V_p^{\text{vac}}$ は真空磁場で見積もったプラズマ体積である。そのため、それぞれのベータ値は異なる定義であることに注意が必要である。

### 磁気計測値を用いた $\beta$ 値の同定手法

反磁性磁束値 $\Phi_{\text{dia}}$ およびサドルループ磁束値 $\Phi_{\text{SL}}$ とベータ値 $\beta_{\perp}$ 、 $\beta_{\text{tot}}$ 、 $\beta_{\text{eq}}$ との関係を、第 2 章で示した数値解析により調査する。

Figure 3-1 は真空磁気軸位置 3.6m の磁場配位、磁気面平均した圧力プロファイル  $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ 、 $B_c/B_{\text{min}} = 0.8$ における反磁性磁束値とベータ値の関係を異なる $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ ごとに示したグラフである。Figure 3-1(a)では $\beta_{\text{tot}}$ と $\Phi_{\text{dia}}$ との関係を、Figure 3-1(b)では $\beta_{\perp}$ と $\Phi_{\text{dia}}$ との関係



を, Figure 3-1(c)は $\beta_{eq}$ と $\Phi_{dia}$ の関係を表している. いずれの圧力非等方度においても反磁性磁束 $\Phi_{dia}$ は $\beta$ 値に比例して単調増加する. Figure 3-1(b)からは,  $\beta_{\perp}$ と $\beta_{\parallel}$ の比率によらず $\beta_{\perp}$ は $\Phi_{dia}$ に関するほぼ一意関数になっている. 一方, Figure 3-1(a, c)をみると,  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ がことなると $\beta_{tot}$ や $\beta_{eq}$ は一つの関数で表されない.

Figure 3-2 はサドルループ磁束値 $\Phi_{SL}$ と三つのベータ値 $\beta_{tot}$ ,  $\beta_{\perp}$ ,  $\beta_{eq}$ との関係を異なる $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ ごとに示したグラフである. 計算条件は Figure 3-1 のものと同じである. Figure 3-2 (a)では $\beta_{tot}$ と $\Phi_{SL}$ との関係を, Figure 3-2 (b)では $\beta_{\perp}$ と $\Phi_{SL}$ との関係を, Figure 3-2 (c)は $\beta_{eq}$ と $\Phi_{SL}$ の関係を表している. いずれの圧力非等方度においても $\Phi_{SL}$ は $\beta$ 値に対して単調増加する. Figure 3-2(c)からは $\beta_{\perp}$ と $\beta_{\parallel}$ の比率によらず $\beta_{eq}$ が $\Phi_{SL}$ のほぼ一意関数であることがわかる. いっぽうで Figure 3-2(a,b)では,  $\beta_{tot}$ や $\beta_{\perp}$ は一つの関数で表せない.

以上のことから,  $\beta_{\perp}$ が $\Phi_{dia}$ の一意関数であるとおけば, 反磁性磁束値から $\beta_{\perp}$ を求めることができる. 同様に $\beta_{eq}$ も,  $\Phi_{SL}$ の一意関数であると置けば, サドルループ磁束値から $\beta_{eq}$ を同定することができる. ここで, 一意の関数である $\beta_{\perp}$ ,  $\beta_{eq}$ を

$$\beta_{\perp} = f_{\perp}(\Phi_{dia}) \quad 3.2.6$$

$$\beta_{eq} = f_{eq}(\Phi_{SL}) \quad 3.2.7$$

と表し, 較正曲線と呼ぶ. 等方圧力においては,  $\beta_{eq} = \beta$ ,  $\beta_{\perp} = \beta$ とおくと較正曲線は等方圧力のベータ値較正曲線と同じである.

### 3.3. $\beta$ 値同定精度評価

同一の圧力分布, 磁場配位, 捕捉粒子の比率では $\beta_{\perp}$ は $\Phi_{dia}$ の,  $\beta_{eq}$ は $\Phi_{SL}$ のほぼ一意関数であった.これが一般的に成り立つかを, 圧力プロファイル, 磁場配位, 捕捉粒子の比率を変えて調査した.

調査した圧力プロファイルは $\bar{p}(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$ ,  $1 - \rho^4$ の三種類でそれぞれについて $T_{\perp}/T_{\parallel}$ を 0.1, 0.3, 0.5, 1, 2, 4, 10 の 7 種類与えて磁気計測値とベータ値の関係を調べた. 圧力プロファイルの尖塔度を $p_0/\int p d\rho^2$ で定義すると, 三つの圧力プロファイルの尖塔度は 3.0, 2.0, 1.5 である. また,  $1 - \rho^2$ の場合については,  $B_C/B_{min} = 2$ と 0.8 の場合の比較を行っている[10]. 前者は, 分布関数に補足粒子の影響を含む計算であり, 後者は補足粒子の影響を含まない計算である. 磁場配位の依存性は真空磁場での磁気軸位置が 3.6m と 3.75m の場合を比較した[3]. そのとき, ベータ値が 0~5%となる範囲で各点の間隔がベータ値で 0.25%未満になるように Eq.(2.3.2)の $p_0$ を与えた.

パラメータスキヤンの結果,  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ や $B_C$ , 磁場配位を変えてもデータのばらつきが見られたが,  $\beta_{\perp}$ は $\Phi_{dia}$ の,  $\beta_{eq}$ は $\Phi_{SL}$ のほぼ一意関数で表されることが分かった. そこで, パラメータのちがいに $\beta$ 値のばらつきがどの程度になるか, 等方の一意関数を用いて Eq.3.2.6-7 の較正曲線を作り, そこからの変位をパラメータのちがいに整理する. ある $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ や $B_C$ , 磁場配位において, 平衡解析で得られる $\beta_{\perp}$ と, 較正曲線を用いて反磁性磁束値から見積もった場合の $\beta_{\perp}$ とで差分を取り, 差分の二次のモーメント $\sigma_{\perp}$ を変位の大きさの指標として考える.  $\sigma_{\perp}$ は次のように定義する.

$$\sigma_{\perp} = \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^M \left( \frac{\beta_{\perp,i}^{\text{aniso}} - \beta_{\perp,i}^{\text{cal}}}{\beta_{\perp,i}^{\text{cal}}} \right)^2 \Delta_i}{\sum_{i=2}^M \Delta_i}}, \quad \Delta_i = \frac{\Phi_{\text{dia}}^i - \Phi_{\text{dia}}^{i-1}}{\Phi_0} \quad 3.3.1$$

平衡解析で得られる $\beta_{\text{eq}}$ と、構成曲線を用いてサドルループ磁束値から見積もった場合の $\beta_{\text{eq}}$ の間の変位も同様に、差分の二次のモーメント $\sigma_{\text{eq}}$ を変位の大きさの指標として考え、次の様に定義する。

$$\sigma_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^N \left( \frac{\beta_{\text{eq},i}^{\text{aniso}} - \beta_{\text{eq},i}^{\text{cal}}}{\beta_{\text{eq},i}^{\text{cal}}} \right)^2 \Delta_i}{\sum_{i=2}^N \Delta_i}}, \quad \Delta_i = \frac{\Phi_{\text{SL}}^i - \Phi_{\text{SL}}^{i-1}}{\Phi_0} \quad 3.3.2$$

ここで $\beta_{\perp,i}^{\text{aniso}}$ と $\beta_{\text{eq},i}^{\text{aniso}}$ は  $i$  番目の平衡解析で得られたベータ値、 $\Phi_{\text{dia}}^i$ と $\Phi_{\text{SL}}^i$ はそのときの反磁性磁束値とサドルループ磁束値、 $M$ 、 $N$ はデータ点の数である。 $\beta_{\perp,i}^{\text{cal}}$ と $\beta_{\text{eq},i}^{\text{cal}}$ は Eq.3.2.6-7 から評価される $\beta$ 値である。 $\sigma_{\text{eq}}$ と $\sigma_{\perp}$ は、各圧力プロファイルの各 $T_{\perp}/T_{\parallel}$ 、各 $B_C$ における $\beta_{\text{eq}}$ を較正関数から見積もったときに、見積もられた $\beta_{\text{eq}}$ に対して含まれる平均的な誤差を意味する。 $\sigma_{\perp}$ も同様に $\beta_{\perp}$ を較正関数から見積もった場合に、見積もられた $\beta_{\perp}$ に対して含まれる平均的な誤差を意味する。

Table 3-1 は、磁場配位が真空での磁気軸位置 3.60m、圧力プロファイルは $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ 、捕捉粒子がない場合 ( $B_C/B_{\text{min}}=0.8$ ) において、Eq.3.3.1-2 で定義される差分の二次のモーメント $\sigma_{\perp}$ と $\sigma_{\text{eq}}$ を示している。データ点の間隔がどの程度であることを示すため、 $\beta_{\perp}$ や $\beta_{\text{eq}}$ におけるデータ点の間隔の最大値 $\Delta\beta_{\perp}^{\text{Max}}$ 、 $\Delta\beta_{\text{eq}}^{\text{Max}}$ 、データ点の個数  $M$ 、 $N$ も同時に示している。ここで、ベータ値 0～5%の計算の範囲で一つひとつのデータ点の間隔は 0.25%程度である。表中の $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ は、Figure 2-6 において $\beta_{\text{tot}}$ が3%のところでの値である。 $\sigma_{\perp}$ は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ が1から離れるほど大きくなる。その最大値は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ が 0.31 の場合には、 $\sigma_{\perp}=16\%$ であった。 $\sigma_{\text{eq}}$ でも $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ が1から離れるほど大きくなるが、 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ が1より大きいほど値が大きくなり、その最大値は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=1.55$  のときに 7.2%であった。

磁気面平均した圧力プロファイルのちがいが $\sigma_{\perp}$ と $\sigma_{\text{eq}}$ へどう影響するかを考察するために、異なる $\bar{p}(\rho)$ の場合について、 $\sigma_{\perp}$ と $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ の関係を Figure 3-3 で、また $\sigma_{\text{eq}}$ と $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ との関係を Figure 3-4 に示す。Table 3-1 に示した、真空での磁気軸位置 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}=3.6\text{m}$ の磁場配位、磁気面平均した圧力プロファイルが $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ の場合の結果は青い◆で示されている。 $\bar{p}(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ の場合は紫の×で、 $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^4$ の場合は緑の▲で示す。p.f は PeakingFactor を意味する。 $\sigma_{\perp}$ は圧力プロファイルの尖塔度が小さくなるほど大きくなり、 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=0.31$  で最大 20%になる、 $\sigma_{\text{eq}}$ では、 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ が1より大きいところでは尖塔度が小さいほど大きくなり、最大値は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=1.55$  で 9.2%であった。

高エネルギー捕捉粒子の影響を比較するため、 $B_C/B_{\text{min}}=0.8$  と 2 の $\sigma_{\perp}$ と $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ の関係を Figure 3-3 で、また $\sigma_{\text{eq}}$ と $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ との関係を Figure 3-4 に示している。赤い■は $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ で高エネルギー捕捉粒子がある場合を示している。捕捉粒子の無い場合(青い◆)との比較では、 $\sigma_{\perp}$ は捕捉粒子のあり・無しの場合ともに $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=1$  から離れるほど大きくなった。どちらも 16%以下の範囲に収まっている。 $\sigma_{\text{eq}}$ は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ により単調増加した。最大は 7.2%であった。

磁場配位によるちがいを比較するため、真空での磁気軸位置 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}=3.75\text{m}$  の磁場配位を Figure 3-3 と Figure 3-4 に黄色の●で示している。磁気面平均した圧力プロファイルは

$\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ である。 $\sigma_{\perp}$ は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=1$ から離れるほど値が大きくなるという特徴に変化はなかった。 $R_{ax}^{vac}=3.60$ と比較すると、値は小さく、その最大値は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=0.31$ において8.5%であった。一方で $\sigma_{eq}$ は3.6mと比べ大きく、最大値は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=1.6$ のときに10%となった。

結果として $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ が等方から離れるほど、 $\sigma_{\perp}$ は大きくなる。最大の $\sigma_{\perp}$ は20%で、尖塔度1.5、 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=0.31$ のときである。 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} \geq 0.70$ の場合では、 $\sigma_{\perp}$ は最大6.4%である。 $\sigma_{eq}$ の最大は10%であった。 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} \leq 1.55$ では、 $\sigma_{eq}$ は最大9.8%であった。従って、等方圧力を基準として用いる場合、 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ の範囲が0.70～1.55であれば、誤差10%以下の精度で $\beta_{\perp}$ を $\Phi_{dia}$ から、 $\beta_{eq}$ を $\Phi_{SL}$ から見積もることが可能である。これはつまり、次の関係を用いて非等方圧力成分 $\beta_{\perp}$ と $\beta_{\parallel}$ をある程度の精度で同定可能であることを意味している。

$$\beta_{\perp} = f_{\perp}(\Phi_{dia}) \quad 3.3.3$$

$$\beta_{\parallel} = f_{\parallel}(\Phi_{dia}) + 2f_{eq}(\Phi_{SL}) \quad 3.3.4$$

ただし、これを実験に適用するためにはこれだけの情報では不十分である。等方圧力の放電では、 $\Phi_{SL}$ と $\Phi_{dia}$ が $\beta$ 値そのものや圧力プロファイルへの依存関係が違ふことから、原理的には $\Phi_{SL}$ と $\Phi_{dia}$ を用いて $\beta$ 値そのものと圧力プロファイルを見積もることができる。しかし非等方圧力の放電では、圧力プロファイルの寄与と圧力非等方度による寄与は区別できない。なぜなら $\Phi_{SL}$ は圧力非等方度だけでなく $\beta$ 値そのものや圧力プロファイルにも依存するからである。従ってこの手法を実験へ適用するためには、圧力プロファイルと捕捉粒子の量をそのほかの手段で特定しておかなければならない、この点が実験へ適用するための最大の弱点であるが、解決するための手段を次で説明する。

### 3.4. 圧力プロファイルの尖塔度評価手法

ある圧力プロファイルにおいて、サドルループ磁束値と $\beta_{eq}$ がほぼ一意関数で表されることを前節で示した。次に、圧力プロファイルの違いによるサドルループ磁束値と $\beta_{eq}$ の関係について考える。Pfirsch-Schlüter電流は一般に、等方圧力の場合では

$$j_{PS} \propto \frac{dp}{d\rho} \cos \theta \quad 3.4.1$$

と表される。ここで $p$ は圧力、 $\theta$ はポロイダル角、 $\rho$ は磁気面のラベルを意味する。この式に示されるように、Pfirsch-Schlüter電流は圧力の勾配に依存するため、サドルループ磁束値 $\Phi_{SL}$ が主に観測する縦磁場は圧力プロファイルのちがいに敏感である。Figure 3-5は等方圧力、真空磁気軸位置3.60[m]、捕捉粒子無しの条件で見積もられた $\Phi_{SL}$ と $\beta_{eq}$ の関係を示したグラフである。サドルループ磁束値は規格化トロイダル磁束値で規格化している。それぞれの色の違いは尖塔度

(peaking factor; p.f.) 3, 2, 1.5(圧力プロファイルはそれぞれ $\bar{p}(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$ ,  $1 - \rho^4$ )で得られた値であることを意味している。それぞれの線は明らかにずれており、 $\Phi_{SL}/\Phi_0 = 4 \times 10^{-3}$ においてpf=3とpf=1.5とで比較すると、 $\beta_{eq}$ がそれぞれ3.2%と4.7%であり、見積もられる値に1.5%の開きがある。これは、 $\Phi_{SL}$ の $\beta_{eq}$ に対する依存関係は、磁気面平均した圧力プロファイルが異なるものどうしの関係では、 $\beta_{eq}$ は $\Phi_{SL}$ の一つの関数として表せないことを意味している。従ってこの $\beta$ 値同定手法を実験へ適用するためには、圧力プロファイルや高エネルギー捕捉

粒子成分の比率を他の手段であらかじめ求める必要がある。しかし、実験で得られたプラズマの圧力プロファイル同定は簡単ではない。この問題の解決法について以下で述べる。

### **磁気軸位置とサドルループ磁束値の関係**

ここでは、サドルループ磁束値と磁気軸位置との関係を示す。Figure 3-6 は磁場配位が真空での磁気軸位置 3.60m, 圧力プロファイルは  $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ , 捕捉粒子がない場合 ( $B_C/B_{\min}=0.8$ ) において得られた  $\Phi_{SL}$  に対する  $R_{ax}$  のグラフである。  $\Phi_{SL}$  は規格化トロイダルフラックス  $\Phi_0$  で規格化している。それぞれの線はことなる圧力非等方度  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  で描いている。圧力非等方度の違いによらず、磁気軸位置はサドルループ磁束値に関するほぼ一意関数で表されることが分かる。

次に、異なる圧力プロファイルで得られた磁束値と磁気軸位置の計算結果を比較する。三つの異なる圧力プロファイル ( $\bar{p}(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$ ,  $1 - \rho^4$ ) を仮定した平衡解析を行い、それぞれの場合に見積もられるサドルループ磁束値と磁気軸位置の関係を調べた。等方圧力での磁気軸位置とサドルループ磁束値の関係をプロットしたのが Figure 3-7 である。ここで、サドルループ磁束値は規格化トロイダル磁束値で規格化している。磁気軸シフトの変化する幅（ダイナミックレンジ）に対して、圧力プロファイルによる差が 20%程度あることがわかる。この結果から、磁気軸位置とサドルループ磁束値の依存関係は圧力プロファイルによって大きく変化することが分かった。

以上のことから、いかなる非等方度のプラズマにおいても、磁気軸位置は圧力プロファイルとサドルループ磁束値のみの関数であることが分かる。従って、磁気軸位置とサドルループ磁束値が計測によって特定されれば、Figure 3-7 から圧力プロファイルが特定可能である。

ここで、Thomson 散乱計測による磁気軸位置の同定について述べる。Thomson 散乱は自由電子による光の散乱現象である。プラズマにレーザーを入射すると電子により散乱されるが、その散乱光はドップラー効果を受けて波長が変化する。この波長のスペクトル幅から温度を計測する計測手法である。LHD では、横長断面のプラズマ領域を大半径に沿ってレーザーを入射し、その後方散乱をトーラス内側から外側まで 144 点計測しており、空間分解能は 25mm 程度である。磁気軸位置では磁力線がトロイダル方向の広がりがないので、加熱された粒子もまた磁気軸にとどまり、加熱パワーの密度が高くなると予想される。そのため、プラズマの温度は一般的に磁気軸位置で最大値を取り、トーラス内側と外側では一つの磁気面上で同じ値を取る。従って、Thomson 散乱計測による温度のピーク位置が磁気軸位置であると予測され、磁気軸位置の同定が可能である。Figure 3-7 に示したサドルループ磁束値と磁気軸位置の関係をさまざまな圧力プロファイルにおいて計算しておき、実験において得られる二つの計測値（サドルループ磁束値と磁気軸位置）と比較することで、実験プラズマの圧力の尖塔度を評価することができる。

## **3.5. まとめ**

LHD の磁場配位のプラズマに対して、ANIMEC を用いた非等方圧力の MHD 平衡解析と

JDIA を用いた磁束値解析を行った．これにより，非等方圧力の下での反磁性磁束値やサドルループ磁束値を定量的に求めることが LHD において初めて可能になり，較正関数を見積もることができた．磁場に平行方向のベータ値や磁場に垂直方向のベータ値，およびそれらの加重平均値と磁束値の関係を様々な圧力非等方度，磁場配位，捕捉粒子の比率が違ふ場合で比較することで，反磁性磁束値は磁場に垂直方向のベータ値に，サドルループ磁束値は等荷重平均ベータ値に関する一意関数でほぼ表されることが分かった．しかしながら，較正関数と様々な条件（非等方度，圧力プロファイル，分布関数の形，磁場配位）のプラズマで見積もられた値との間に，ちいさくはあるがちがいが現れた．そのため，パラメータのちがいにより一意関数から評価した $\beta_{\perp}$ ， $\beta_{eq}$ が元の値からどのくらいずれるかを調査した．その結果， $0.70 < \beta_{\perp}/\beta_{\parallel} < 1.55$ の範囲であれば，較正関数（等方を基準とした一意関数）を使って 10%以下の誤差で $\beta_{\perp}$ や $\beta_{eq}$ が評価できることが分かった．

また，磁気面平均した圧力のプロファイルを特定しなければ正確な $\beta$ 値を同定することができない問題があった．これについては，幾つかの圧力プロファイルを仮定したサドルループ磁束値と磁気軸位置の関係をあらかじめ計算しておき，Thomson 散乱計測による磁気軸位置の計測とサドルループ磁束値を組み合わせて比較することで，この問題を解決する手法を示した．

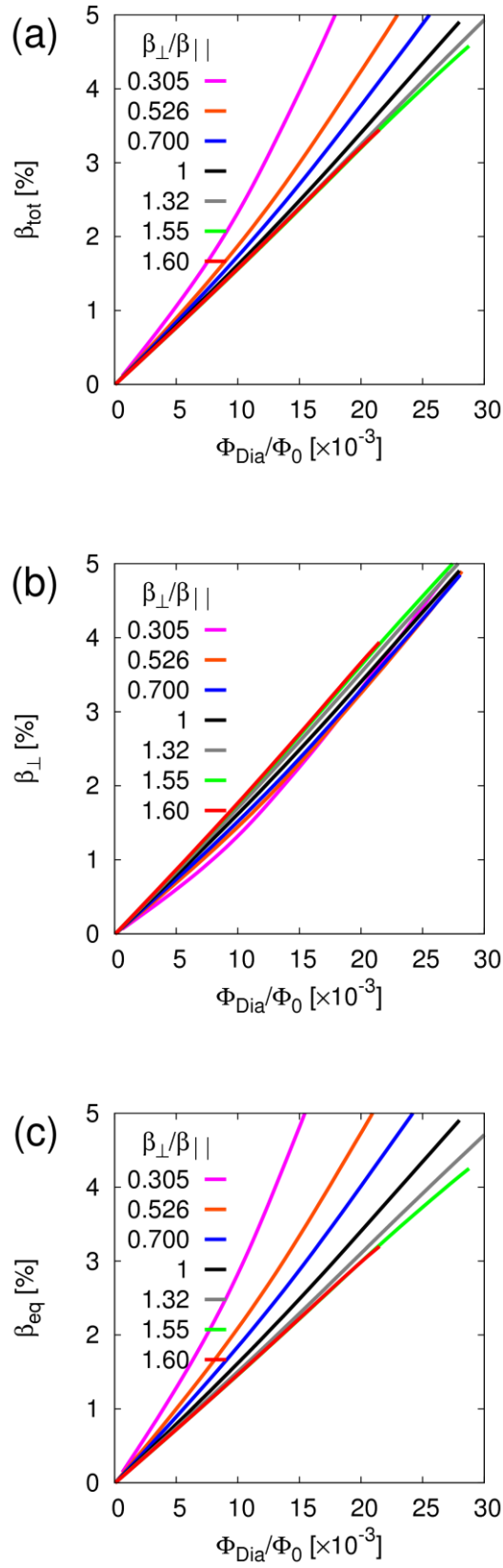


Figure 3-1. 磁気面平均した圧力プロファイル  $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ ,  $B_c/B_{\min}=0.8$  の解析から得られた反磁性磁束値と  $\beta$  値の関係. 縦軸はそれぞれ (a)  $\beta_{\text{tot}}$ , (b)  $\beta_{\perp}$ , (c)  $\beta_{\text{eq}}$  である. 黒の実線は等方圧力の場合である.

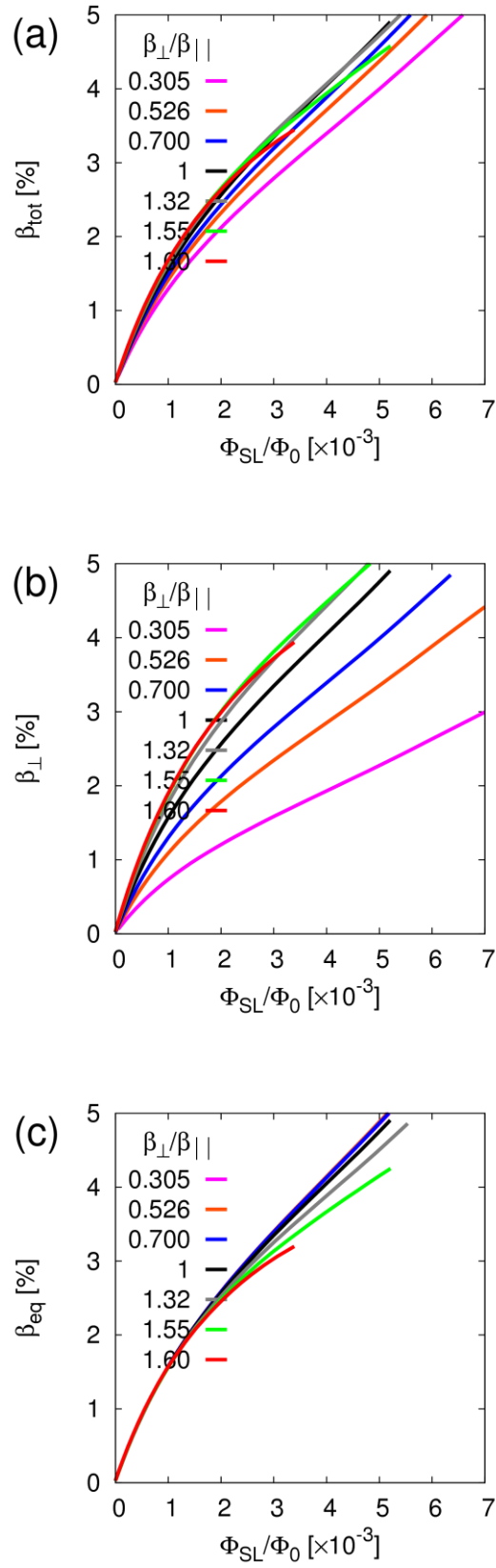


Figure 3-2. 磁気面平均した圧力プロファイル  $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ ,  $B_c/B_{\min}=0.8$  の解析から得られたサドルループ磁束値と  $\beta$  値の関係．縦軸はそれぞれ (a)  $\beta_{\text{tot}}$ , (b)  $\beta_{\perp}$ , (c)  $\beta_{\text{eq}}$  である．黒の実線は等方圧力の場合である．

$\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$	$\sigma_{\perp}[\%]$	$\sigma_{eq}[\%]$	$\beta_{\perp}^{Max}$	$\beta_{eq}^{Max}$	$\Delta\beta_{\perp}^{Max}$	$\Delta\beta_{eq}^{Max}$	$M$	$N$
0.31	16.1	1.3	4.3	4.9	0.16	0.16	57	33
0.53	8.8	1.7	4.9	4.9	0.25	0.18	45	32
0.70	5.1	1.4	4.8	5.0	0.16	0.19	36	31
1.00	–	–	4.9	4.9	0.20	0.20	31	31
1.32	4.6	3.3	4.8	4.9	0.23	0.21	28	31
1.55	7.6	7.2	5.0	4.3	0.24	0.19	32	34
1.60	8.9	5.9	3.9	3.2	0.25	0.20	23	23

Table 3-1. 圧力プロファイル $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$  (尖塔度 2),  $B_c/B_{min}=0.8$ , のときの非等方度 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ , 変位の二次のモーメント $\sigma_{\perp}$ および $\sigma_{eq}$ , 平衡が収束した最大のベータ値 $\beta_{\perp}^{Max}$ および $\beta_{eq}^{Max}$ , 各データ点間隔の最大値 $\Delta\beta_{\perp}^{Max}$ および $\Delta\beta_{eq}^{Max}$ , 計算点の数  $M$ および  $N$ .

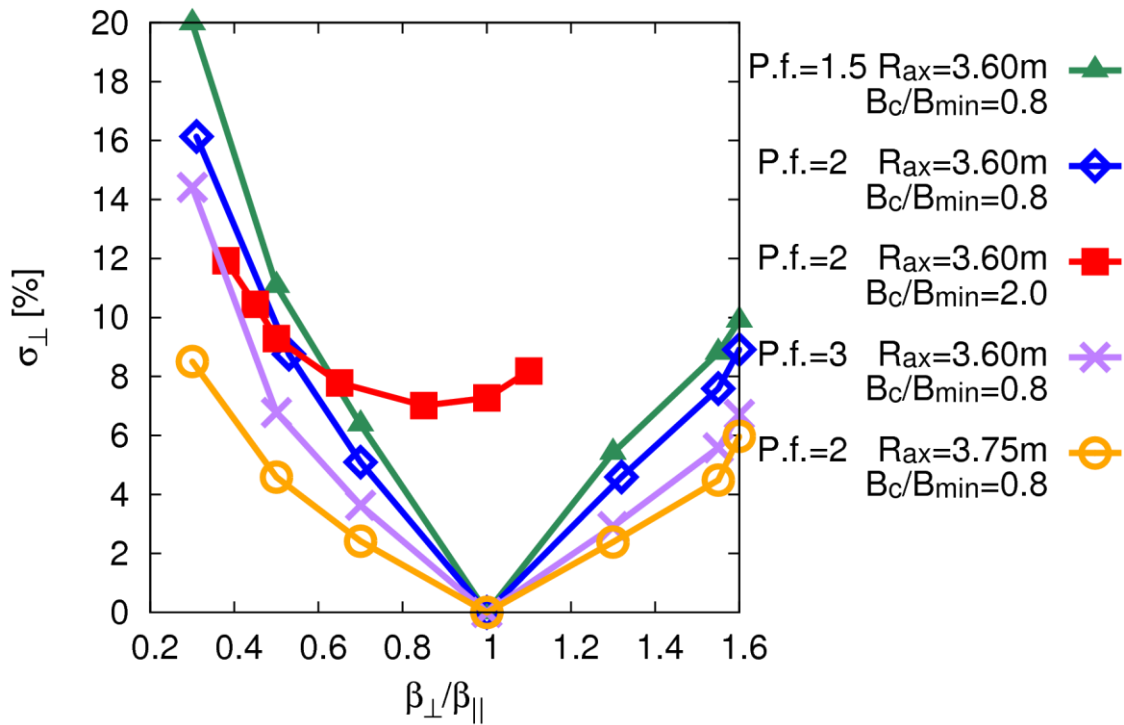


Figure 3-3.  $\sigma_{\perp}$ と $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ との関係. p.f.は PeakingFactor を意味する.



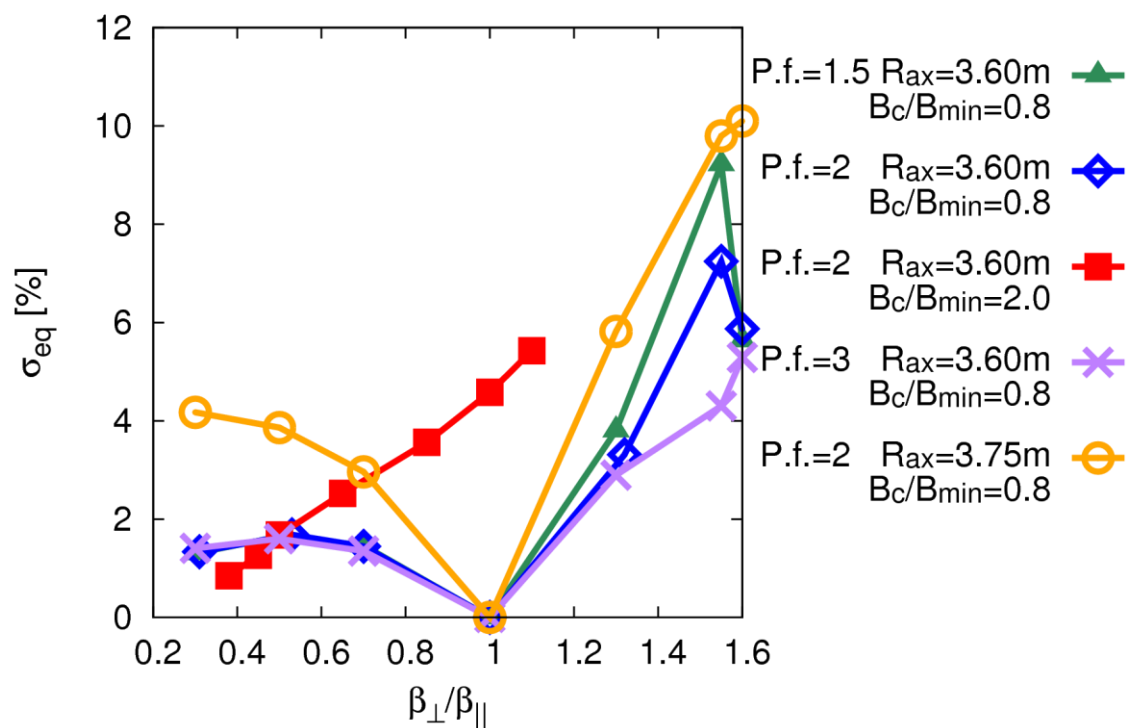


Figure 3-4.  $\sigma_{eq}$ と $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ との関係. p.f.は PeakingFactor を意味する.

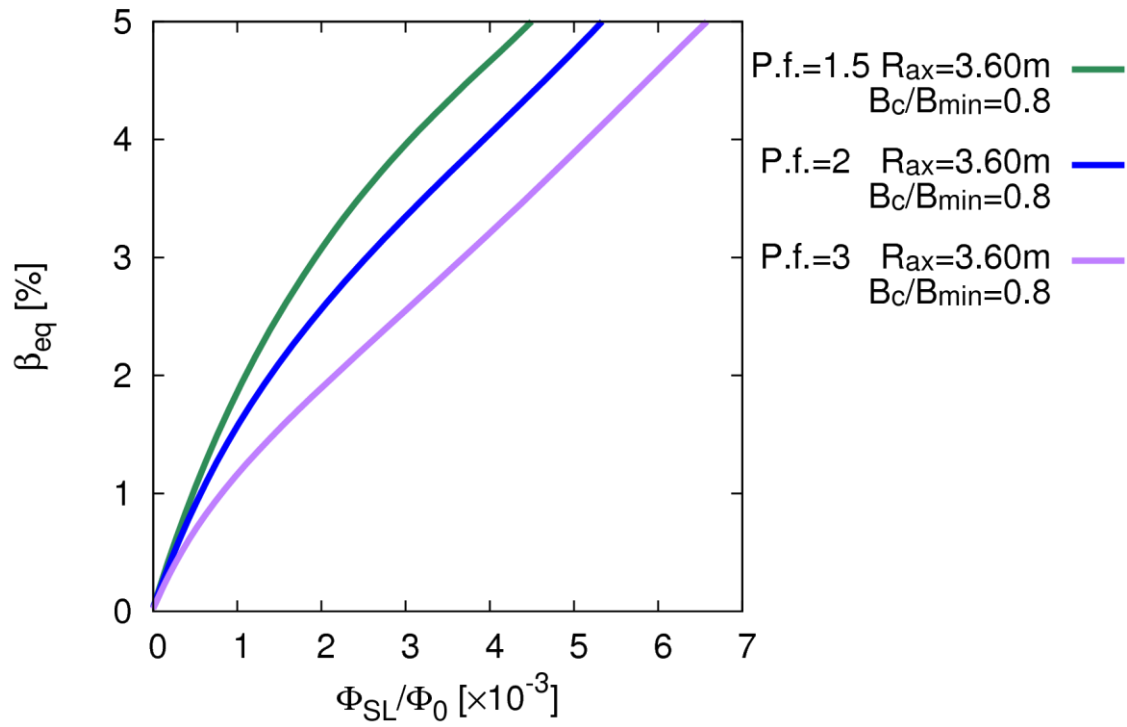


Figure 3-5. サドルループ磁束値と $\beta_{eq}$ の関係. p.f.は PeakingFactor を意味する. 尖塔度 3, 2, 1.5 (磁気面平均した圧力プロファイルはそれぞれ $\bar{p}(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$ ,  $1 - \rho^4$ ) で得られた値である.

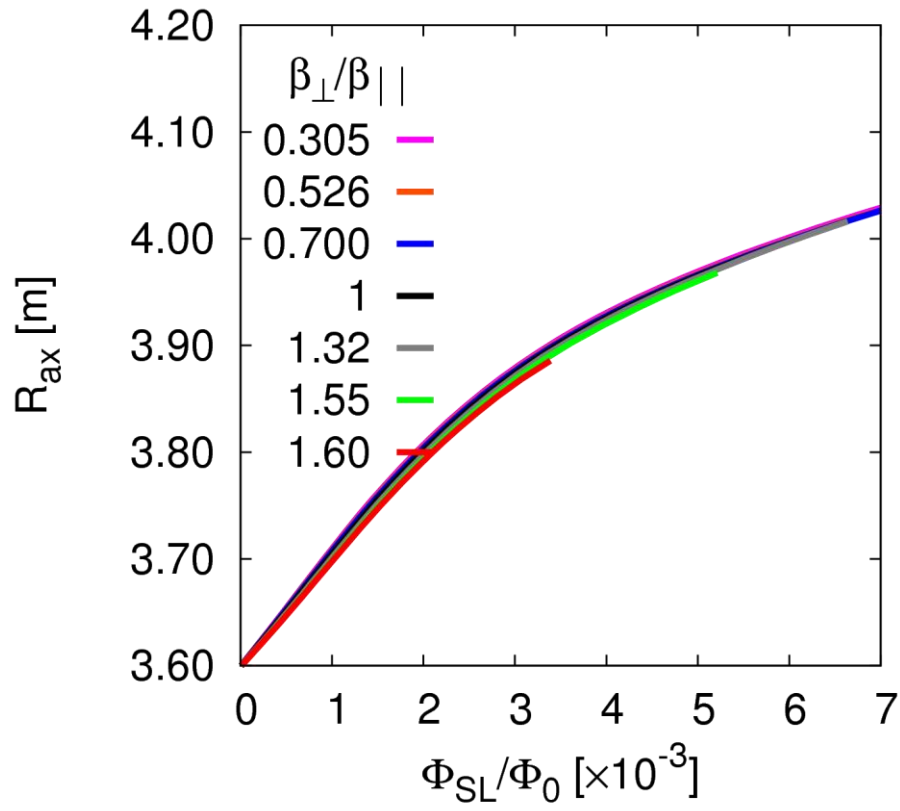


Figure 3-6. サドルループ磁束値 $\Phi_{SL}$ に対する磁気軸位置 $R_{ax}$ の関係. 磁場配位が真空での磁気軸位置 $R_{ax}^{vac} = 3.6[m]$ , 磁気面平均した圧力プロファイルは $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ , 捕捉粒子がない場合 ( $B_c/B_{min}=0.8$ ) において得られた結果. それぞれの線はことなる圧力非等方度 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ で描いている.

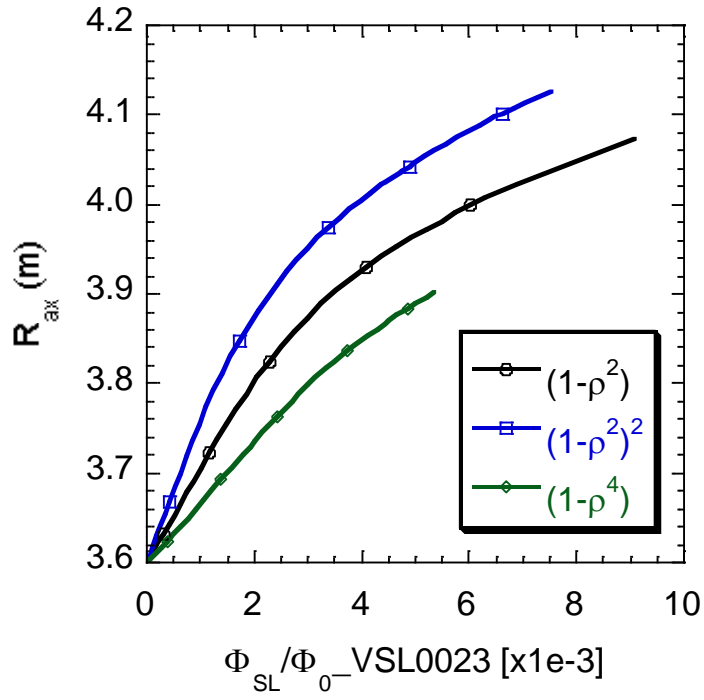


Figure 3-7. 磁気軸位置とサドルループ磁束値の関係．等方圧力において，磁気面平均した圧力プロファイル $\bar{p}(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ， $1 - \rho^2$ ， $1 - \rho^4$ （尖塔度はそれぞれ 3，2，1.5）で得られた値である．

## 4. 非等方圧力のシャフラノフシフトへの影響

### 4.1. はじめに

非等方圧力プラズマで得られる MHD 平衡の性質を調べるため、平衡の性質を示す特徴的なパラメータを調査する．ここでは、平衡の特徴を示すパラメータとして、磁気軸位置と最外殻磁気面 (LCFS) の幾何中心位置を調査する．前章では、反磁性磁束値は $\beta_{\perp}$ に、サドルループ磁束値は $\beta_{eq}$ に関するほぼ一意関数であることを示した．ここでは、磁気軸位置および LCFS 幾何中心位置と $\beta$ 値の関係を示す．まず Sec.4.2 では低 $\beta$ オーダーリング $\beta \sim O(\epsilon^2)$ と CGL モデルによる解析的な研究を示す．Sec.4.3 では圧力分布の磁気面平均量からのズレの磁気軸位置への影響を、固定境界 ANIMEC による数値解析結果を用いて説明する．Sec.4.4 では圧力非等方度の磁気軸位置への影響を、自由境界 ANIMEC による数値解析結果を用いて説明する．最後にまとめを Sec.4.5 に示す．

### 4.2. 非等方圧力における磁気軸シフトの解析研究

ここでは、非等方圧力プラズマにおける磁気軸シフトの解析的な表式を説明する．非等方圧力でのステラレータプラズマ平衡は低 $\beta$ オーダーリング $\beta \sim O(\epsilon^2)$ [7]と CGL モデル[14]による圧力テンソル $\mathbf{P} = p_{\perp} \mathbf{I} + (p_{\parallel} - p_{\perp}) \mathbf{b}\mathbf{b}$ に基づいて行われている．ここで $\epsilon$ は逆アスペクト比、 $p_{\parallel}$ や $p_{\perp}$ は磁力線に平行方向や垂直方向の圧力成分、 $\mathbf{I}$ は単位テンソル、 $\mathbf{b}$ は磁場に沿った単位ベクトルである．圧力 $p_{\parallel}$ や $p_{\perp}$ を次の様に展開する．

$$p_{\parallel} = \epsilon^2 P_{\parallel} + \dots$$

$$p_{\perp} = \epsilon^2 P_{\perp} + \dots$$

このモデルでは、 $p_{\parallel}$ や $p_{\perp}$ のリーディングターム ( $P_{\parallel}$ や $P_{\perp}$ ) は磁気面のみの関数である．この場合、Pfirsch-Schlüter 電流は

$$j_{PS} = \frac{\rho}{b^*} (P_{\parallel}' + P_{\perp}') \cos \theta \quad 4.2.1$$

とあらわされる．等方圧力の場合では

$$j_{PS} = \frac{\rho}{b^*} p' \cos \theta \quad 4.2.2$$

である．ここで $p = r/a$ 、 $\theta$ はポロイダル角である．プライム『』は $d/d\rho$ を意味する．これらの式で示されている変数の詳細は[22, 23]で示されている．

ここで、Eq.4.2.1 の圧力成分の微分について考える． $P_{\parallel}$ や $P_{\perp}$ はともに磁気面平均量であるから、圧力の $\rho$ に対する依存関係は両者とも同じである．例えば $P_{\parallel}(\rho) = P_{\parallel 0}(1 - \rho^2)$ 、 $P_{\perp}(\rho) = P_{\perp 0}(1 - \rho^2)$ である場合、

$$\frac{dP_{\parallel}}{d\rho} = P_{\parallel 0} \frac{d}{d\rho} (1 - \rho^2) \propto P_{\parallel 0} \quad 4.2.3$$

$$\frac{dP_{\perp}}{d\rho} = P_{\perp 0} \frac{d}{d\rho} (1 - \rho^2) \propto P_{\perp 0} \quad 4.2.4$$

従って Eq.4.2.1 より次の関係が得られる.

$$j_{PS} \propto \frac{\rho}{b^*} (P_{\parallel 0} + P_{\perp 0}) \cos \theta \quad 4.2.5$$

これは、圧力が変化しても、圧力プロファイルが同じであれば、Pfirsch-Schlüter 電流は非等方圧力の成分の和  $P_{\parallel} + P_{\perp}$  に比例することを意味している.

### 4.3. 非等方圧力における磁気軸シフトの数値計算結果(1)

#### ～圧力分布の磁気面平均量からのズレの影響～

非等方圧力プラズマにおいて、圧力分布の磁気面平均量からのズレによる磁気軸シフトへの影響を調べるため、様々な条件における数値計算を固定境界の ANIMEC コードを用いて行った. この解析では、磁場配位は  $B_0=0.425[\text{T}]$ , 磁気面平均した圧力プロファイルは  $\bar{p}(\rho) \sim p_0(1 - \rho^2)$  である.  $p_0$  は 0.5, 1.0, 1.5,  $\dots \times 10^{-3} [\text{Pa}]$ ,  $T_{\perp}/T_{\parallel}$  は 0~1 の範囲を細かく分割した値を与えた. Eq.2.2.7 の比熱比  $\Gamma$  は簡単化するためにゼロとした. これは非圧縮プラズマの極限に相当する.

まず、圧力非等方度の指標として、磁気軸位置での高速粒子圧力成分の比率  $A$  を導入する.

$$A = \frac{\langle p_{\perp}^{hot} \rangle}{\langle p_{\parallel}^{hot} \rangle} \Big|_{\rho=0} \quad 4.3.1$$

また、磁気面量からのズレの指標として、高速粒子による圧力分布の磁気面平均量からのずれの最大値を次のように定義する.

$$B_{\parallel} = \frac{\text{MAX} \left| (p_{\parallel}^{hot} - \langle p_{\parallel}^{hot} \rangle)_{\rho=0 \dots 1} \right|}{\langle p_{\parallel}^{hot} \rangle_{\rho=0}} \quad 4.3.2$$

$$B_{\perp} = \frac{\text{MAX} \left| (p_{\perp}^{hot} - \langle p_{\perp}^{hot} \rangle)_{\rho=0 \dots 1} \right|}{\langle p_{\perp}^{hot} \rangle_{\rho=0}} \quad 4.3.3$$

ここで  $p_{\perp}^{hot}$ ,  $p_{\parallel}^{hot}$  はそれぞれ高速粒子による磁場に垂直方向, 平行方向の圧力成分である.  $\langle \rangle$  は磁気面平均を意味する.

Figure 4-1 は磁気面平均圧力と圧力そのものの値との差の最大値 ( $B_{\parallel}$  および  $B_{\perp}$ ) と高速イオン圧力非等方度の指標  $A$  との関係を示す図である.  $B_{\parallel}$  および  $B_{\perp}$  は縦長断面において見積もられたものである. Figure 4-1(a), (b) はそれぞれ  $B_{\parallel}$ ,  $B_{\perp}$  を示している. 赤い + が捕捉粒子による分布関数への影響を無視した場合 ( $B_C/B_{\min}=0.8$ ), 緑の × が捕捉粒子による分布関数への影響をわずかに含む場合 ( $B_C/B_{\min}=1.7$ ), 青い \* が捕捉粒子による分布関数への影響を多く含む場

合 ( $B_c/B_{\min}=2.5$ ) の結果である．この図においてある  $A$  において  $B_{\parallel}$  や  $B_{\perp}$  が複数の値を持っているのは，さまざまな  $p_0$  の結果を同時にプロットしているためである．捕捉粒子の影響を無視した場合，およびわずかに含む場合では， $A$  が増加するに従って  $B_{\parallel}$  や  $B_{\perp}$  は単調に減少し， $A=1$  ではゼロになる．しかし，捕捉粒子の影響を多く含む場合では， $T_{\perp}/T_{\parallel}=1$  であっても  $A=1$  にはならず， $A$  は最大で 0.8 である．これは， $B_c/B$  が 1 より大きい場合， $T_{\perp}/T_{\parallel}$  が 1 であっても分布関数は非等方であることに起因する．また，そこでの  $B_{\parallel}$ ， $B_{\perp}$  は有限の値を持っている．Figure 4-1 は，捕捉粒子の影響が少ない場合，平衡状態の力の釣り合いを満たすためには，一つの磁気面上での圧力分布の違いが非等方度の指標  $A$  が 1 に近づくにつれて小さくなる必要があることを示している．一方で捕捉粒子を多く含む場合では， $p_{\perp}$  成分は  $A=1$  にちかくとも，圧力が磁気面平均量からずれている ( $B_{\parallel}$  および  $B_{\perp}$  が有限の値を持つ) 必要があることを意味している．また，高速粒子による圧力の磁気面平均値からのズレの最大値は， $B_{\parallel}$  では 15%， $B_{\perp}$  では  $A=0$  においては最大で 33% にまで達していることが分かる．

次に，非等方圧力において二つの  $\beta$  値を定義する．一つはエネルギー等分配則から見積もられるトータルベータ値

$$\beta_{\text{tot}} = \frac{\frac{1}{3} \int dV (p_{\parallel} + 2p_{\perp})}{\int dV \left( \frac{B^2}{2\mu_0} \right)} \quad 4.3.4$$

もう一つは，等方圧力平衡でも等価な磁気軸シフト量を与えると予測されるベータ値である．低  $\beta$  オーダリングによる解析モデルで得られた Eq.4.2.5 について，圧力成分の Pfirsch-Schlüter 電流への依存性に注目して，平衡  $\beta$  値を定義する．

$$\beta_{\text{eq}} = \frac{\frac{1}{2} \int dV (p_{\parallel} + p_{\perp})}{\int dV \left( \frac{B^2}{2\mu_0} \right)} \quad 4.3.5$$

これら二つのベータ値は等方圧力  $p_{\perp} = p_{\parallel}$  においては同じ値を持つ量である．

$\beta_{\text{tot}}$  および  $\beta_{\text{eq}}$  と磁気軸位置の関係を示すグラフが Figure 4-2-3 に示されている．緑，青，ピンク，薄い青で示された点はそれぞれ  $p_0=0.5, 1.0, 1.5, \dots \times 10^{-3}$  [Pa] において  $T_{\perp}/T_{\parallel}$  を 0～1 の範囲で計算した結果である．灰色の点は捕捉粒子無し， $T_{\perp}/T_{\parallel}=1$ ， $\beta$  値が 0～5% まで振れるように  $p_0$  を変化させた等方圧力での結果を示している．この図のカラーで示されている計算点はすべて，Figure 4-1 で示された計算点と同じものをプロットしている．Figure 4-2 は捕捉粒子による分布関数への影響を無視した場合 ( $B_c/B_{\min}=0.8$ ) の結果である．Figure 4-2(b) は横軸に  $\beta_{\text{tot}}$  をとった結果である．このとき， $T_{\perp}/T_{\parallel}$  の違いにより，は等方圧力で計算した結果らから大きく逸脱する．同じ計算結果を，横軸に  $\beta_{\text{tot}}$  をとってプロットしたのが Figure 4-2(a) である．この場合， $T_{\perp}/T_{\parallel}$  によるズレはわずかにあるものの，等方圧力の結果からのずれは Figure 4-2(b) と比べて小さかった．Figure 4-3 は捕捉粒子による分布関数への影響をわずかに含む場合 ( $B_c/B_{\min}=1.7$ ) の結果である．横軸を  $\beta_{\text{tot}}$  に取った場合 (Figure 4-3(b))， $T_{\perp}/T_{\parallel}$  の違いにより等方圧力の線から大きくずれる．一方，横軸を  $\beta_{\text{eq}}$  にとった場合 (Figure 4-3(a)) では，わずかなずれがあるものの， $T_{\perp}/T_{\parallel}$  による等方圧力で計算した結果からのズレは小さかった．Figure 4-4 は捕捉粒子による分布関数への影響を多く含む場合 ( $B_c/B_{\min}=2.5$ ) の結果である．横軸を  $\beta_{\text{tot}}$  に取った場合 (Figure 4-4(b))， $T_{\perp}/T_{\parallel}$  の違いにより等方圧力の線から大きくずれる．カラーで示さ

れた複数の点の右端が $T_{\perp}/T_{\parallel}=1$  左端が $T_{\perp}/T_{\parallel}=0$  の場合である． $T_{\perp}/T_{\parallel}=1$  の場合であっても，灰色の点で示された等方圧力の結果から離れている．これは，Figure 4-1 において $A=0.8$  より大きな値にはならないことと一致する結果である．一方で横軸を $\beta_{eq}$ にとった場合（Figure 4-4(a)）では，わずかなずれがあるものの， $T_{\perp}/T_{\parallel}$ による等方圧力で計算した結果からのズレは小さかった．

以上の結果から，磁気軸位置は $\beta_{tot}$ よりも $\beta_{eq}$ に関する一意関数に近いことが分かる（Figure 4-2-3 より）．磁気面平均量からのずれが最大で 33%に達するにもかかわらず，磁気軸位置はいずれの $B_C/B_{min}$ であっても $\beta_{eq}$ に関するほぼ一意関数で表された． $\beta_{eq}$ は解析研究によって磁気軸シフトと比例する予測がなされていることから，この結果は，圧力の磁気面平均量からのずれの大きさによらず，Sec.4.2 の解析と数値解析の結果が矛盾しない結果を与えることを意味している．ここで，プラズマ圧力が等方の場合には $\beta_{tot}=\beta_{eq}$ であることを指摘しておく．この性質のため，等方圧力における磁気軸シフトは $\beta_{tot}$ にも $\beta_{eq}$ にも比例するのである．よって，非等方圧力と等方圧力とで，磁気軸シフトに対する $\beta_{eq}$ への依存性は同じである．

Figure 4-2(b)では，磁気軸はある $\beta_{tot}$ に対して複数の値を持っていることが分かる．この理由を以下に述べる．この計算において，ある $p_0$ の値に対し， $T_{\perp}/T_{\parallel}$ は 0～1 まで変化し， $\beta_{tot}$ や $\beta_{eq}$ を固定していない．これは，次の式からわかる．

$$\beta_{eq} = \frac{3}{2}\beta_{tot} - \frac{1}{2}\beta_{\perp} = \frac{3}{2}\beta_{tot}\beta_{\parallel} \left( \frac{1 + \beta_{\perp}/\beta_{\parallel}}{1 + 2\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}} \right) \quad 4.3.6$$

$$\beta_{\perp} = \frac{2\mu_0 \iiint p_{\perp} dV_p}{\iiint B^2 dV_p}, \quad \beta_{\parallel} = \frac{2\mu_0 \iiint p_{\parallel} dV_p}{\iiint B^2 dV_p} \quad 4.3.7$$

Eq.4.3.6 は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ が異なれば $\beta_{tot}$ が一定でも $\beta_{eq}$ が異なる値を持ちうることを意味している． $T_{\perp}/T_{\parallel}$ を変化させることで $\beta_{\parallel}$ や $\beta_{\perp}$ が変化する．以上より，磁気軸は $\beta_{tot}$ に関して複数の位置をとりうるが， $\beta_{eq}$ に関してほぼ一意関数となる．

## 4.4. 非等方圧力における磁気軸シフトの数値計算結果(2)

### ～圧力非等方度の影響～

前節では，磁気軸シフトは圧力の磁気面平均量からのズレの大きさには依存しない一方で，圧力非等方度には依存することを示した．前節と同様に平衡の性質を示す特徴的なパラメータである磁気軸位置と LCFS の幾何中心位置について説明するが，ここでは圧力非等方度がどの程度影響するかについて考える．前節での固定境界 ANIMEC による研究では，磁気軸位置はパラメータスキャンの結果， $T_{\perp}/T_{\parallel}$ や $B_C$ を変えても $\beta_{eq}$ に関するほぼ一意関数であることが示されている[24]．固定境界の場合，LCFS を固定するために余分な縦磁場を重畳している．そのため，固定境界の平衡計算から得た磁場データを用いてサドルループ磁束値を評価した場合，この余分な縦磁場の影響を受けてしまい，結果を解釈するのはあまり簡単ではない．圧力非等方度の磁気軸



シフトへの影響は、サドルループ磁束値で磁気軸位置を同定する際に重要になることから、自由境界 ANIMEC を用いた場合について解析を行う。自由境界 ANIMEC と JDIA を用いた磁束値と  $\beta$  値の関係は Sec.3.2 で示している。

### 磁気軸位置

Figure 4-5 は真空磁気軸位置 3.6m の磁場配位、磁気面平均した圧力プロファイル  $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$ ,  $B_c/B_{\min} = 0.8$  における磁気軸位置とベータ値の関係を異なる  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  ごとに示したグラフである。Figure 4-5(a)では  $\beta_{\text{tot}}$  と  $R_{\text{ax}}$  との関係を、Figure 4-5(b)では  $\beta_{\perp}$  と  $R_{\text{ax}}$  との関係を、Figure 4-5 (c)は  $\beta_{\text{eq}}$  と  $R_{\text{ax}}$  の関係を表している。いずれの圧力非等方度においても磁気軸位置  $R_{\text{ax}}$  は  $\beta$  値に比例して単調増加する。Figure 4-5(c)からは、 $\beta_{\perp}$  と  $\beta_{\parallel}$  の比率によらず  $R_{\text{ax}}$  は  $\beta_{\text{eq}}$  に関するほぼ一意関数になっている。一方、Figure 4-5(a,b)をみると、 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  がことなると  $\beta_{\text{tot}}$  や  $\beta_{\perp}$  は一つの関数で表されない。

次に、非等方圧力が磁気軸シフトへの程度の影響を与えるかを調査した。パラメータが異なる場合にデータのばらつきが見られたが、捕捉粒子なしの等方の場合との差は小さかった。ここでは、パラメータのちがいによるばらつきの大きさの指標  $\sigma_{R_{\text{ax}}}$  を評価する。ある  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  や  $B_c$ , 磁場配位において、平衡解析で得られる  $R_{\text{ax}}$  と、較正曲線を用いて  $\beta_{\text{eq}}$  の値から見積もった場合の  $R_{\text{ax}}$  とで差分を取り、差分の二次のモーメント  $\sigma_{R_{\text{ax}}}$  を変位の大きさの指標として考える。

$$\sigma_{R_{\text{ax}}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^N (R_{\text{ax},i}^{\text{aniso}} - R_{\text{ax},i}^{\text{cal}})^2 \Delta_i}{\sum_{i=2}^N \Delta_i}} / (R_{\text{ax}}^{\text{cal}, 5\%} - R_{\text{ax}}^{\text{cal}, \text{vac}}), \quad \Delta_i = \beta_{\text{eq}}^i - \beta_{\text{eq}}^{i-1} \quad 4.4.1$$

ここで、 $\beta_{\text{eq}}^i$  は  $i$  番目の平衡解析で得られた体積平均ベータ値で、そのときの磁気軸位置が  $R_{\text{ax},i}^{\text{aniso}}$  である。 $R_{\text{ax},i}^{\text{cal}}$  は、等方圧力の平衡解析を使って得た一意関数  $R_{\text{ax}} = f_{\text{ax}}(\beta_{\text{eq}})$  の関係を用いて得られる磁気軸位置である。 $R_{\text{ax}}^{\text{iso}, 5\%}$ ,  $R_{\text{ax}}^{\text{iso}, \text{vac}}$  はそれぞれ等方圧力において  $\beta_{\text{eq}} = 5\%$  での磁気軸位置、真空での磁気軸位置を表している。従って  $\sigma_{R_{\text{ax}}}$  は等方圧力を基準にした平均的な磁気軸シフトのずれの大きさを、そのダイナミックレンジで規格化した量である。

Figure 4-6 は非等方度  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  と  $\sigma_{R_{\text{ax}}}$  の関係である。 $B_c/B_{\min} = 0.8$  で、真空での磁気軸位置  $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.6\text{m}$  の磁場配位における比較するため、圧力プロファイルが  $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$  の場合の結果は青い◆で、 $(1 - \rho^2)^2$  の場合は紫の×で、 $1 - \rho^4$  の場合は緑の▲で示す。p.f.は PeakingFactor を意味する。 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1$  を離れるほど  $\sigma_{R_{\text{ax}}}$  は大きくなり、最大値は  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1.55$  のときに 5%であった。

高エネルギー捕捉粒子の影響を比較するため、真空での磁気軸位置  $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.6\text{m}$  の磁場配位、圧力プロファイルが  $1 - \rho^2$  について、 $B_c/B_{\min} = 0.8$  と 2 についてそれぞれ青い◆、赤い■で示している。捕捉粒子がある場合、 $\sigma_{R_{\text{ax}}}$  は  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  に関して単調増加し、最大値は 3%であった。

また、異なる磁場配位で比較するため、真空での磁気軸位置  $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.75\text{m}$  の磁場配位における圧力プロファイル  $\bar{p}(\rho) \sim 1 - \rho^2$  の場合について  $\sigma_{\perp}$  と  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  の関係、 $\sigma_{\text{eq}}$  と  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  の関係を黄色の●で示している。 $\sigma_{R_{\text{ax}}}$  は  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1$  から離れるほどおおきくなり、最大値は  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1.6$  のときに 5.5%であった。

以上のことから、圧力非等方プラズマにおける磁気軸位置の等方からのずれは、尖塔度が 3,  $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1.55$  のときに最大値で 5.5%であった。

Hitchon の解析によると、磁気軸シフトは  $p_{\parallel} + p_{\perp}$  に比例することが示されている (Eq.4.2.1)。これは  $\beta_{\text{eq}}$  の式と圧力成分の依存関係が同じである。従って、低  $\beta$  オーダリングのモデルでは、

磁気軸位置は $\beta_{eq}$ に比例すると予想される．ところでこの低 $\beta$ オーダーリングのモデルでは，圧力成分の磁気面からずれが $\epsilon^2$ 程度と仮定している．磁気面量からのズレが最大 31%にも達する bi-Maxwellian モデルで得られた磁気軸シフトが非等方位によらずほぼ $\beta_{eq}$ の一意関数で表されたことから，bi-Maxwellian と低 $\beta$ オーダーリングのモデルは同等な結果を与えた．この理由は今後の研究課題である．

### 最外殻磁気面の幾何中心

平衡の特徴を示すパラメータの一つとして，磁気軸シフトの他に，最外殻磁気面のシフトについても考察する，ANIMEC では，磁気面形状の R 座標を次の関係で定義している．

$$R = \sum_{m,n} R_{mn}(\rho) \cos(m\theta - n\zeta) \quad 4.4.2$$

ここで，最外殻磁気面 ( $\rho = 1$ ) での $R_{mn}$ を

$$R_{gc} = R_{00}(1) \quad 4.4.3$$

とする．これを最外殻磁気面の幾何中心と呼ぶ．

Figure 4-7 は最外殻磁気面の幾何中心位置 $R_{gc}$ と三つのベータ値 $\beta_{tot}$ ,  $\beta_{\perp}$ ,  $\beta_{eq}$ との関係を異なる $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ ごとに示したグラフである．計算条件は Figure 4-5 のものと同じである．Figure 4-7(a)では $\beta_{tot}$ と $R_{gc}$ との関係を，Figure 4-7(b)では $\beta_{\perp}$ と $R_{gc}$ との関係を，Figure 4-7(c)は $\beta_{eq}$ と $R_{gc}$ の関係を表している．いずれの圧力非等方位においても $R_{gc}$ は $\beta$ 値に対して単調増加する．Figure 4-7(c)からは $\beta_{\perp}$ と $\beta_{\parallel}$ の比率によらず $R_{gc}$ が $\beta_{eq}$ のほぼ一意関数であることがわかる．いっぽうで Figure 4-7(a,b)では， $\beta_{tot}$ や $\beta_{\perp}$ は一つの関数で表せない．

非等方位が LCFS のシフトへの程度影響を与えるかを調査した．パラメータが異なる場合にデータのばらつきが見られたが，捕捉粒子なしの等方の場合との差は小さかった．ここでは，パラメータのちがいによるばらつきの大さの指標 $\sigma_{Rgc}$ を評価する．ある $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ や $B_c$ ，磁場配位において，平衡解析で得られる $R_{gc}$ と，較正曲線を用いて $\beta_{eq}$ の値から見積もった場合の $R_{gc}$ とで差分を取り，差分の二次のモーメント $\sigma_{Rgc}$ を変位の大きさの指標として考える．

$$\sigma_{Rgc} = \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^N (R_{gc,i}^{aniso} - R_{gc,i}^{iso})^2 \Delta_i}{\sum_{i=2}^N \Delta_i}} / (R_{gc}^{iso,5\%} - R_{gc}^{cal,vac}), \quad \Delta_i = \beta_{eq}^i - \beta_{eq}^{i-1} \quad 4.4.4$$

ここで， $\beta_{eq}^i$ は $i$ 番目の平衡解析で得られた体積平均ベータ値で，そのときの LCFS 幾何中心位置が $R_{gc,i}^{aniso}$ である． $R_{gc,i}^{cal}$ は，等方圧力の平衡解析を使って得た一意関数 $R_{gc} = f_{gc}(\beta_{eq})$ の関係をを用いて得られる LCFS 幾何中心位置である． $R_{gc}^{iso,5\%}$ ， $R_{gc}^{iso,vac}$ はそれぞれ等方圧力において $\beta_{eq}=5\%$ での LCFS 幾何中心位置，真空での LCFS 幾何中心位置を表している．従って $\sigma_{Rgc}$ は等方圧力を基準にした平均的な LCFS シフトのずれの大きさを，そのダイナミックレンジで規格化した量である．

Figure 4-8 は非等方位 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ と $\sigma_{Rgc}$ の関係である．捕捉粒子なしの場合，等方圧力からずれるほど $\sigma_{Rgc}$ は大きくなる．一方で捕捉粒子の影響を含む場合， $\sigma_{Rgc}$ は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ に対して単調に増加した．いずれの計算条件でも $\sigma_{Rgc}$ が 10%をこえることはなく，最大値は $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}=1.55$  で 9%であった．

## 4.5. まとめ

非等方圧力プラズマにおける MHD 平衡を LHD 磁場配位において解析した．ここでは，それぞれの磁気面上で圧力が一定にならない bi-Maxwellian 分布関数モデルに基づいている．中性粒子ビームで入射された高速粒子による平行方向圧力成分が大きな非等方圧力において，磁気軸位置に対する非等方圧力の影響に注目した．その結果，磁気軸位置の変化は圧力の非等方度依存するが，圧力の磁気面平均量からのズレには依存しないことが分かった．圧力の磁気面平均からのズレが小さいと仮定する解析モデルによる結果と，我々の bi-Maxwellian モデルによる結果が一致した．この二つのモデルが同等な磁気軸シフトに関する結果を与える理由は，今後の研究課題である．

$R_{ax}$  は  $\beta_{eq}$  でほぼ一意関数で表され，等方圧力からのズレは最大 5%， $R_{gc}$  は  $\beta_{eq}$  でほぼ一意関数で表され，等方圧力からのズレは最大 9% であった．

圧力の磁気面量からのずれが小さいと仮定するモデルによる解析理論と，bi-Maxwellian モデルで得られる圧力の磁気面平均量からのズレが大きい非等方圧力 MHD 平衡の数値解析とが同等な結果を与えた．この同等な結果を与えた理由は今後の研究課題である．

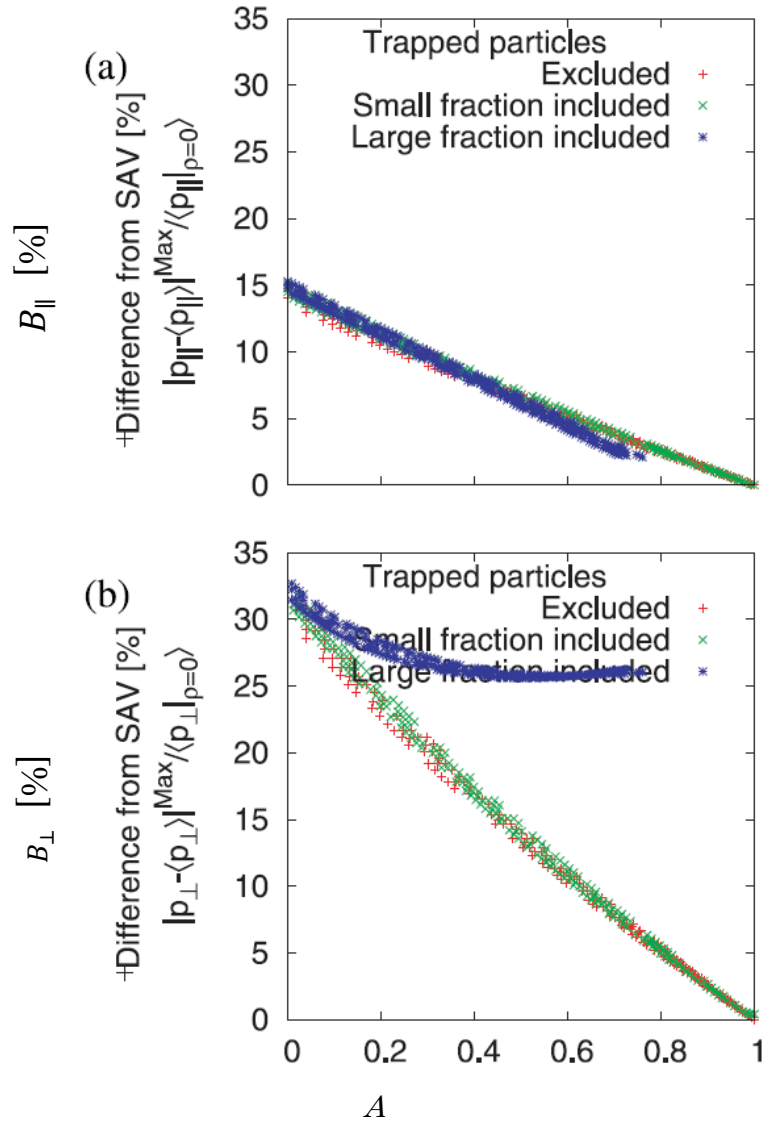


Figure 4-1. 高速粒子による平行方向成分(a)および垂直方向成分(b)の磁気面平均量からのズレと、磁気軸位置での圧力の非等方度. 三種類の点はそれぞれ捕捉粒子による分布関数への影響を無視した場合 ( $B_c/B_{\min}=0.8$ ), 捕捉粒子による分布関数への影響をわずかに含む場合 ( $B_c/B_{\min}=1.7$ ), 捕捉粒子による分布関数への影響を多く含む場合 ( $B_c/B_{\min}=2.5$ ) を示している.

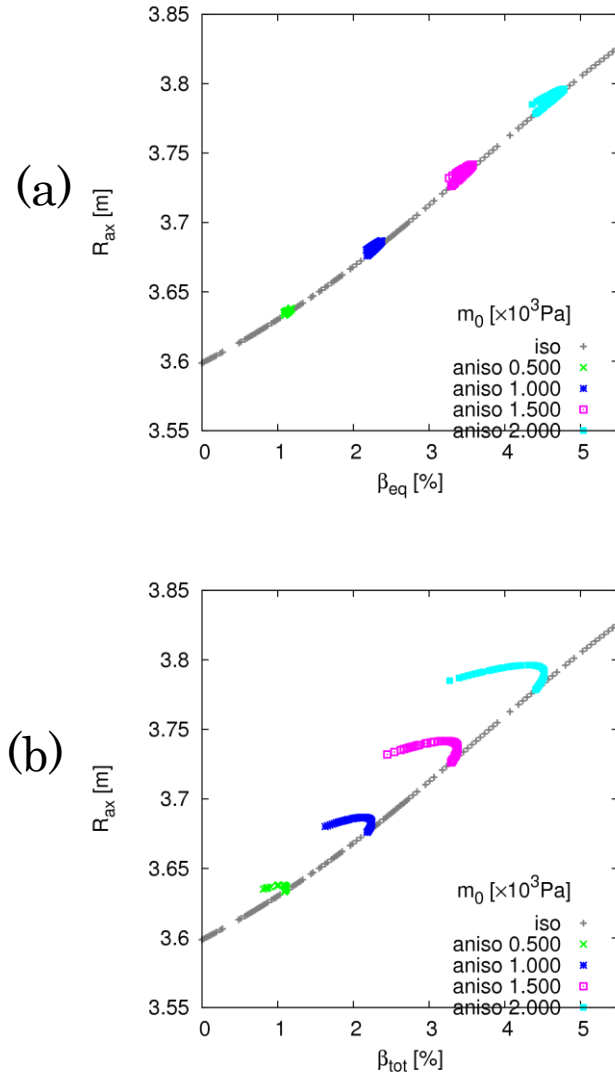


Figure 4-2.  $\beta_{eq}$  (a) およびに  $\beta_{tot}$  (b) 対する磁気軸位置の関係. 捕捉粒子による分布関数への影響を無視した場合 ( $B_c/B_{min}=0.8$ )

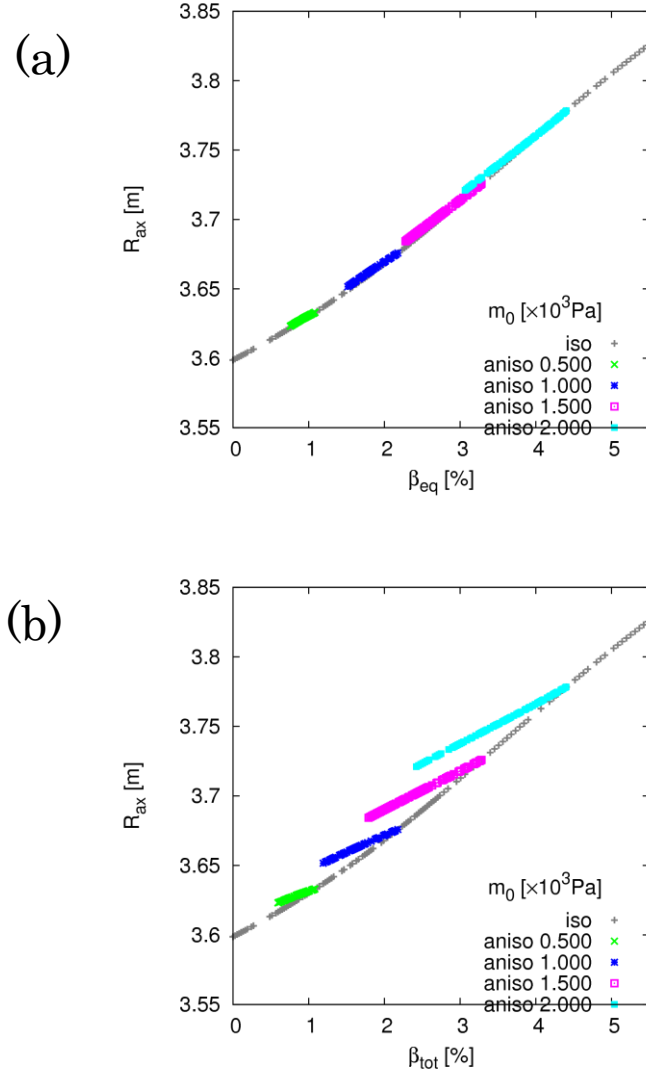


Figure 4-3.  $\beta_{eq}$  (a) および  $\beta_{tot}$  (b) に対する磁気軸位置の関係. 捕捉粒子による分布関数への影響をわずかに含む場合 ( $B_c/B_{min}=1.7$ ).

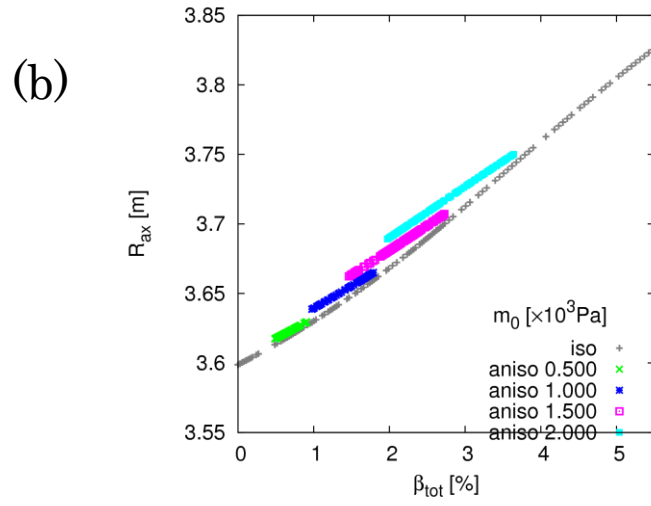
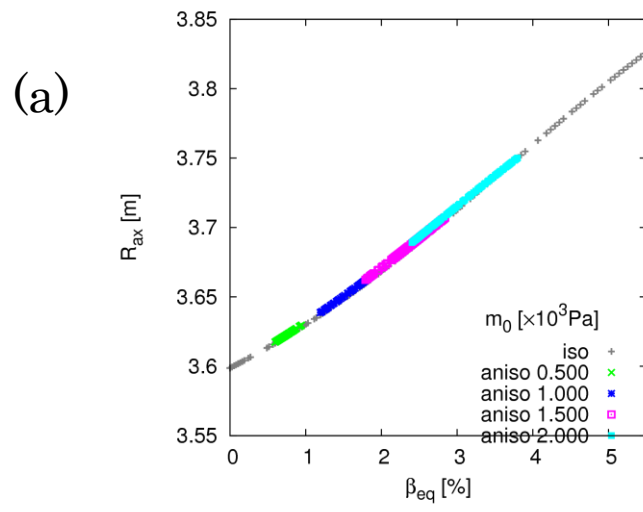
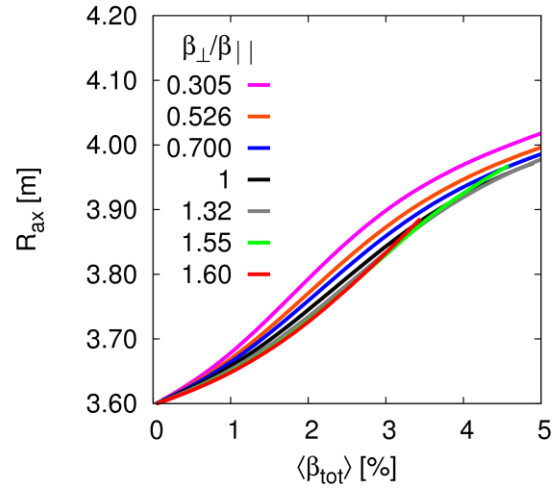
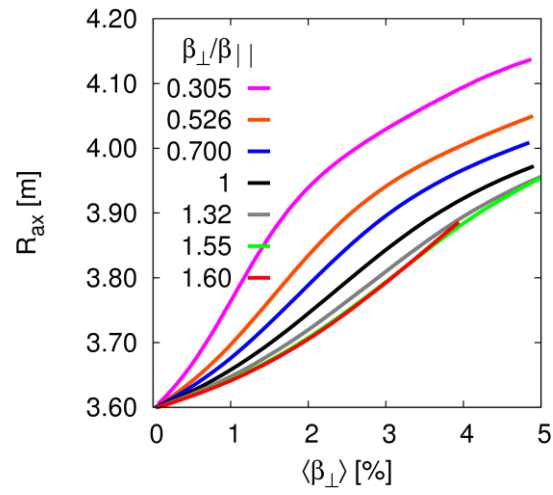


Figure 4-4.  $\beta_{eq}$  (a) およびに  $\beta_{tot}$  (b) 対する磁気軸位置の関係. 捕捉粒子による分布関数への影響を多く含む場合 ( $B_c/B_{min}=2.5$ ).

(a)



(b)



(c)

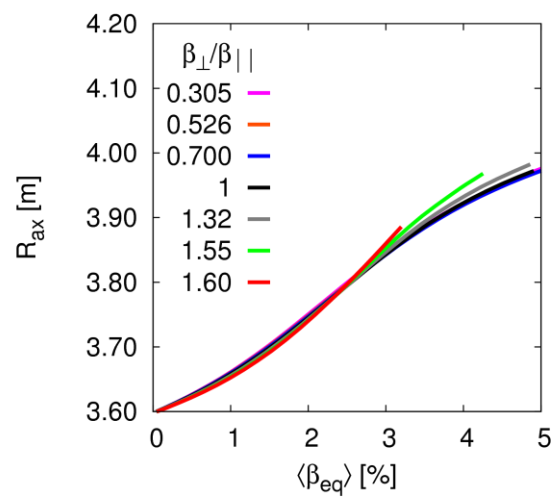


Figure 4-5. 磁気軸位置と $\beta$ 値の関係. 横軸はそれぞれ(a) $\beta_{\text{tot}}$ , (b) $\beta_{\perp}$ , (c) $\beta_{\text{eq}}$ である.



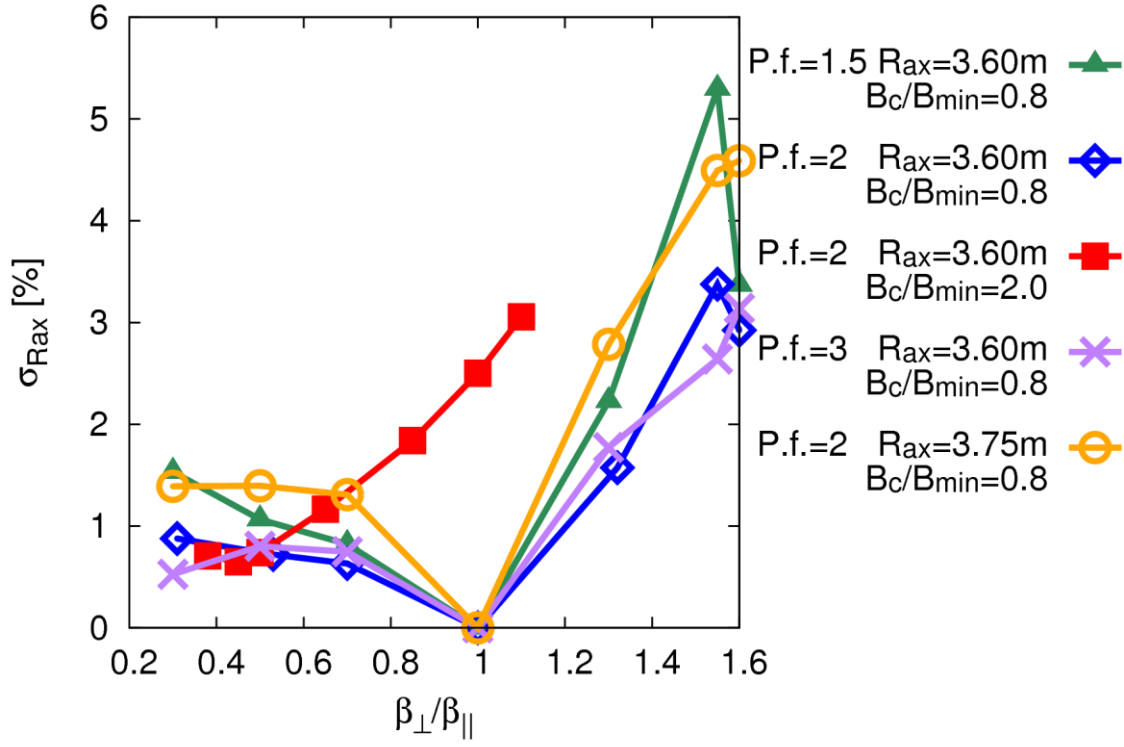
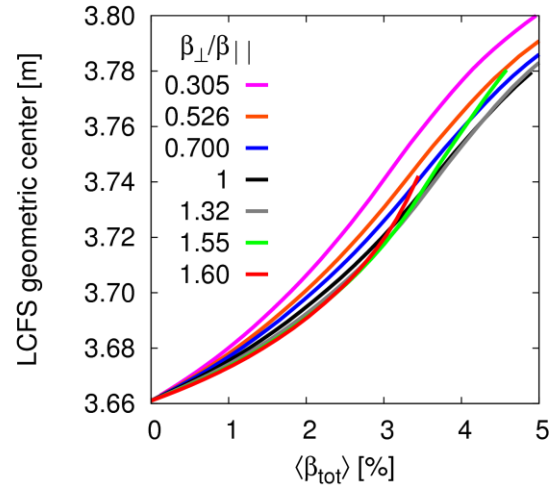
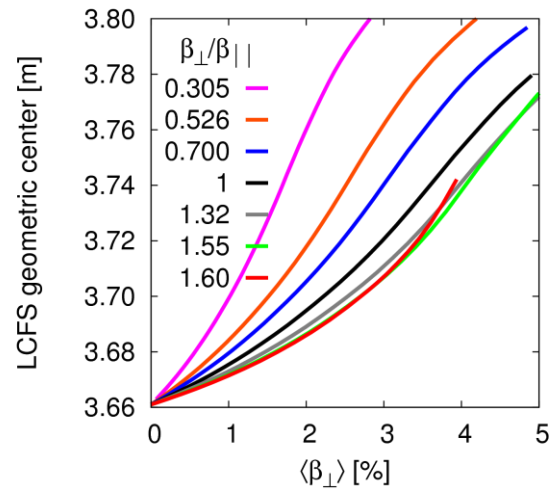


Figure 4-6.  $\sigma_{Rax}$ と $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ との関係. p.f.は PeakingFactor を意味する.

(a)



(b)



(c)

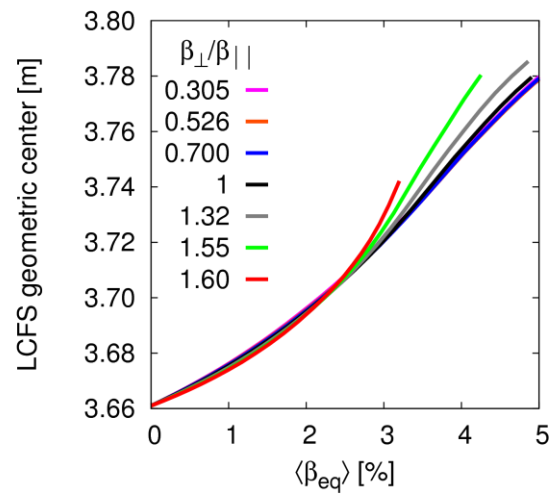


Figure 4-7. LCFS の幾何中心位置と $\beta$ 値の関係。横軸はそれぞれ(a) $\beta_{\text{tot}}$ , (b) $\beta_{\perp}$ , (c) $\beta_{\text{eq}}$ である。

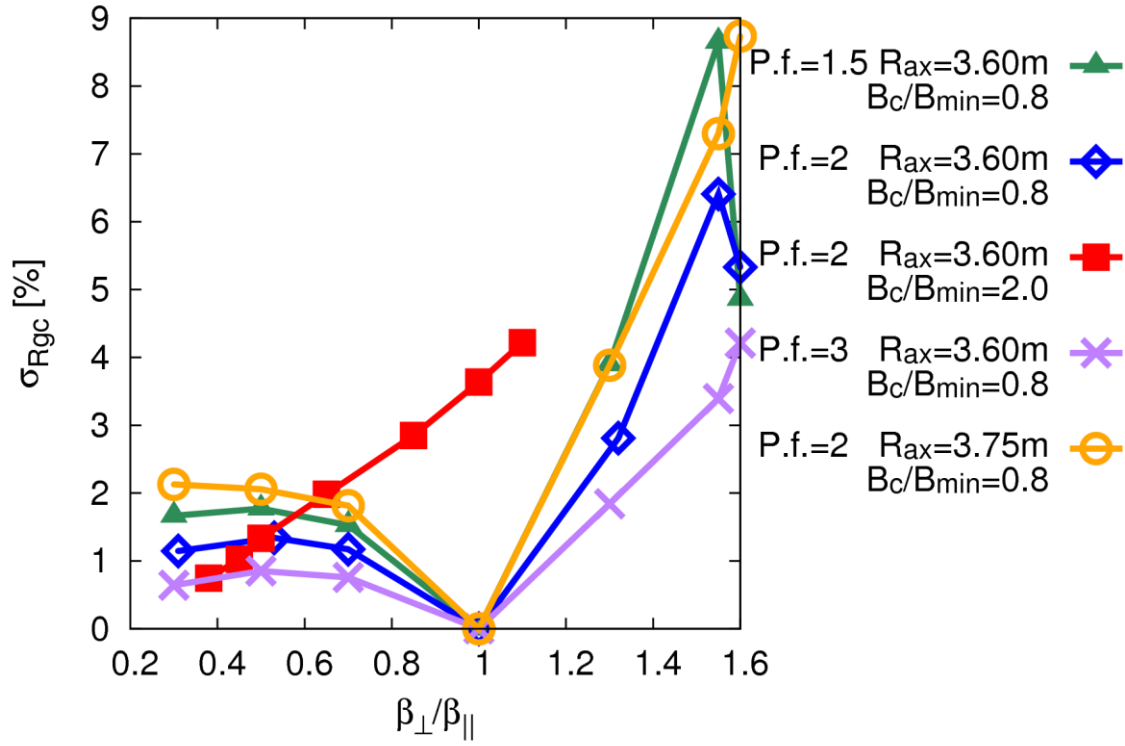


Figure 4-8. 非等方度 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$ と $\sigma_{Rgc}$ の関係. p.f.は PeakingFactor を意味する.

## 5. LHD 実験プラズマにおける圧力非等方度の同定

### 5.1. はじめに

Sec.3 では、圧力非等方度がある範囲に収まれば、等方の MHD 平衡計算結果を基にした  $\beta_{eq}$ ,  $\beta_{\perp}$  と計測磁束値の較正関数を使って、10%以内の精度で非等方圧力分布を評価できる範囲を示した。この章では、実際の LHD 放電に対して、上記で示した同定手法を使って圧力非等方度を評価し、その結果について考察する。

Sec.3 で示した圧力非等方度を実験に適用する場合、次に述べることに注意が必要である。**Figure 5-1** はサドルループ磁束値の実験値と計算値を比較したグラフである[13]。この結果から、LHD の実験解析においては、自由境界 VMEC による平衡計算の結果に基づくサドルループ磁束値が実際よりも過大に評価される傾向があることがわかっている。したがって、Sec.3 と全く同様の手法で較正関数を作成する手法を適用すると  $\beta_{eq}$  を過小評価してしまう問題がある。一方、HINT の平衡計算により評価した磁束値はより実験値に近いことが **Figure 5-1** で示されているので、HINT で作った最外殻磁気面形状を用いて固定境界 VMEC の平衡計算を行い、この結果を用いた磁束値解析から磁束値と  $\beta$  値の較正関数を作成する。

Sec.5.2 で HINT で規定した磁気面形状に基づいて、実験に適用するための較正曲線を作成する方法、およびこれを実験へ適用して非等方度を求める具体例を示す。LHD の運転密度が異なる複数の放電に対して非等方度を同定し、密度との関係を調査した結果を Sec.5.4 で示す。最後にまとめを Sec.5.6 に示す。

### 5.2. 実験へ適用する較正曲線の作成と実験適用の具体例

#### 実験へ適用する較正曲線の作成

2 種類の圧力プロファイル  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$  および  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$  の場合に対して、HINT を使って平衡計算を行い、結果をデータベース化した。計算した圧力プロファイルは、尖塔度を  $p_0/\int p d\rho^2$  と定義すると、それぞれ 3 および 2 である。このデータベースから圧力分布と LCFS 形状を抽出し、固定境界 VMEC の入力とし、固定境界 VMEC の計算結果をデータベース化する。この時、ベータ値の定義を LHD 実験の定義とあわせるため、次式のように定義する。

$$\beta = \frac{\frac{2}{3} \frac{W_p}{V_p^{Vac}}}{\frac{1}{2\mu_0} (\bar{B}_{tor})^2} \quad 5.2.1$$

ここで、 $W_p$ はプラズマ蓄積エネルギーで、VMEC で標準的に出力される。 $V_p^{Vac}$ は真空での最外殻磁気面で囲まれるプラズマ閉じ込め領域の体積で、 $\bar{B}_{tor}$ は真空での最外殻磁気面内領域の平均トロイダル磁場強度であり、実験においては、運転磁場配位により個別に決まる量である。たとえば、 $RB_{tor} = 3.600[\text{m}] \times 3.000[\text{T}]$ の場合、 $\bar{B}_{tor} = 2.617[\text{T}]$ である。これにより、それぞれの圧力プロファイルごとに圧力 $p_0$ が異なる計算をすることで、ベータ値が異なる一連の MHD 平衡のデータが得られる。さらに、この平衡計算で得られた磁場データを JDIA2 への入力にして磁束束解析をすることで、反磁性磁束値 $\Phi_{Dia}$ 、サドルループ磁束値 $\Phi_{SL}$ が得られる。

平衡解析で得られた結果を用いて $\Phi_{SL}$ と $\beta$ の関係をグラフ化したのが Figure 5-2 である。横軸の $\Phi_{SL}$ は平均トロイダル磁場 $\bar{B}_{tor}$ で規格化されている。縦軸の $\beta$ 値は、非等方圧力では $\beta_{eq}$ と見なすことができることは Sec.3.2 で示した。平衡解析で得られた結果を用いて $\Phi_{Dia}$ と $\beta$ の関係をグラフ化したのが、Figure 5-3 である。横軸の $\Phi_{Dia}$ は平均トロイダル磁場 $\bar{B}_{tor}$ で規格化している。縦軸の $\beta$ 値は、非等方圧力では $\beta_{\perp}$ と見なすことができることは Sec.3.2 で示した。

非等方度が $0.31 < \beta_{\perp}/\beta_{\parallel} < 1.6$ の範囲において、あるサドルループ磁束値のときに磁気軸シフト量の等方圧力の場合からのずれは、 $\beta$ 値 0～5%の間で見積もられた磁気軸シフト量に対して 5%以下であることを Sec.4.4 で示した。その一方で、サドルループ磁束値は圧力プロファイルに対して敏感であり、平均 $\beta$ 値が同じであっても、圧力の尖塔度が大きくなるほどサドルループ磁束値は大きくなる傾向を示した。磁気軸位置とサドルループ磁束値が計測によって特定されれば、圧力プロファイルが特定可能であることは Sec.3.4 で示した通りである。よって、圧力プロファイル同定のために $\Phi_{SL}$ と $R_{ax}$ の関係も必要である。平衡解析で得られた結果を用いて、 $\Phi_{SL}$ と $R_{ax}$ の関係をグラフ化したのが、Figure 5-4 である。圧力プロファイルの尖塔度が大きい方が、同一の $\Phi_{SL}$ のときに見積もられる $R_{ax}$ のシフト量は大きい。ここで、 $R_{ax}$ とはトロイダル平均した磁気軸位置である。VMEC での $R$ を表す式 Eq.2.2.10 を再掲する。

$$R = \sum_{m,n} R_{mn}(s) \cos(mu - nv) \quad 5.2.2$$

ここで $s$ は磁気面のラベルであり、 $s=0$  が磁気軸位置である。 $u, v$ はそれぞれトロイダル角、トロイダル角を意味し、 $m, n$ はそれぞれトロイダルモード数、トロイダルモード数を意味している。トロイダル平均した磁気軸位置 $R_{ax}$ は

$$R_{ax} = R_{00}(s = 0) \quad 5.2.3$$

である。

$\beta_{\perp}$ を見積もるための較正曲線を Figure 5-3 の点列データから、 $\beta_{eq}$ を見積もるための較正曲線を Figure 5-2 の点列データから作成する。また、 $\Phi_{SL}$ を用いて磁気軸位置を予測するための補間曲線を Figure 5-4 の点列データから作成する。各グラフに示された青の破線と紫の破線は、それぞれの圧力プロファイルごとに離散的な点列データへ二次の多項式近似を適用して得られた曲線である。青い破線は圧力プロファイルを $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ と仮定した場合の較正曲線、紫の破線は圧力プロファイルを $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$ と仮定した場合の較正曲線を表している。近似曲線の係数を Table 5-1, Table 5-2 に示す。見積もる量を $Q$ 、計測値を $X$ とすると、近似曲線の係数 $a_0, a_1, a_2$ は

$$Q = a_0 X^0 + a_1 X^1 + a_2 X^2 \quad 5.2.4$$

なる関係を持つと定義する．圧力プロファイル  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$  を仮定した場合の見積もる量  $Q$ 、計測値  $X$  の組み合わせとそれぞれの係数を **Table 5-1** に、圧力プロファイル  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$  を仮定して見積もる量  $Q$ 、計測値  $X$  の組み合わせとそれぞれの係数を **Table 5-2** に示す．この補間曲線を用いることで、実験で得られる計測値に対して見積もる量を得ることができる．

さらに、このようにして得られた  $\beta_{eq}$  および  $\beta_{\perp}$  より、非等方圧力成分  $\beta_{\parallel}$  を次の式のようにして計算することができる．

$$\beta_{\parallel} = 2\beta_{eq} - \beta_{\perp} \quad 5.2.5$$

### 5.3. 校正曲線の実験適用の具体例

#### 適用対象のショットの実験条件

ここでは、非等方度同定手法を適用した例を示す．解析対象とした実験のショット番号は #109608 で、磁場配位は  $B = -1.500[\text{T}]$ 、 $R_{ax} = 3.600[\text{m}]$ 、 $\gamma = 1.197$ 、 $B_q = 100\%$  である．この放電では、FIR 計測で得られた電子密度の最大値は  $\bar{n}_e^{\max} = 1.591 \times 10^{-19}[\text{m}^{-3}]$  であった．プラズマ粒子の供給にはガスパフを使っており、固体ペレット入射を使った供給に比べて密度の急激な変化が少なく、非等方度の同定が容易になることが予想されるためこのショットを選択した．ショットサマリーの放電波形を **Figure 5-7** に示す．**Figure 5-7(a)** はプラズマ電流値、**Figure 5-7(b)** はプラズマ蓄積エネルギーと NBI の入射パルスを示している．1~3 号機は接線入射 NBI、4, 5 号機は垂直入射 NBI である．**Figure 5-7(c)** は FIR 計測で見積もられた線平均電子密度を示している．NBI 加熱されていることと、密度が比較的低い実験の条件であることから、この放電では非等方圧力になっていることが予想される．

#### $\Phi_{Dial}$ , $\Phi_{SL}$ の実験値

サドルループ磁束値計測では、プラズマ電流の変化による磁束の変化を電圧の値として計測している．サドルループ計測の電圧を  $V_{SL}$  とすると、

$$-\frac{d\Phi_{SL}}{dt} = V_{SL} \quad 5.3.1$$

である．ここで、LHD の外部磁場コイルは超伝導コイルが使われているため、コイル電流の時間変化は無視できる．任意の時刻  $t$  における  $\Phi_{SL}$  を得るためには、

$$\Phi_{SL} = \int_0^t (-V_{SL}) dt \quad 5.3.2$$

を計算する必要がある．ここで、放電開始前のある時点をと  $t=0$  とし、このときのサドルループ電圧は  $V_{SL} = 0$  とする．実際には、実験値はある離散的な時間間隔で得られる．時間間隔を  $\tau$  とすると、

$$\phi_{SL} = \sum_{i=1}^{t/\tau} (-V_{SL}^i) \tau \quad 5.3.3$$

を計算して、その時刻での磁束値を得ている．LHD では $\tau = 1[\text{msec}]$ である．連続的に変化するプラズマ電流を $\tau = 1[\text{msec}]$ 間隔で計測しているため、この区分求積によって誤差が蓄積し、放電終了後でも磁束値が厳密にゼロにならないことがある．磁束値が放電終了後にゼロに戻らない原因としては、アンプのドリフトも考えられ、その補正として放電時間を通して誤差の蓄積が一定であると仮定してさっ引くなどの方法があるが、本研究ではこういった補正は行わなかった．

このようにして得られたサドルループ磁束値の時間変化を Figure 5-5 に示す．また、反磁性磁束値の時間変化を Figure 5-6 に示す．

### Thomson による $R_{ax}$ の実験値

LHD において Thomson 散乱計測は、大半径方向に沿って 2[cm]間隔で配置したレーザーを用い、横長断面における大半径方向に沿った電子温度分布を計測している．熱の拡散によって温度はプラズマ領域中心から外側へ向かって低くなる性質から、磁気軸位置では温度分布の頂点をもつと考えられ、この性質を利用した磁気軸位置の同定が可能である．Thomson 散乱計測による電子温度分布を Figure 5-8 に示す．Figure 5-8(a)は時刻  $t=4.373[\text{sec}]$ において得られた結果、(b)は  $t=4.540[\text{sec}]$ で得られた結果である．どちらも  $R = 3.7[\text{m}]$ 付近に温度のピークがあることが分かる．上記の理由から、この位置が横長断面における磁気軸位置に相当すると考えられる．

ただし、LHD の縦長断面と横長断面では磁気軸位置が異なることに注意が必要である．Thomson 散乱計測は LHD の横長断面を大半径 $R$ に沿って計測しているため、これから得られるのは横長断面の磁気軸位置である．ここで得たいのはトロイダル平均した磁気軸位置であるため、次に述べる操作を行う．磁力線に沿った熱拡散は、磁気面を横切る方向の拡散に比べて非常に大きいので、温度は磁気面量であると予測される．従って Thomson 散乱計測による大半径 $R$ に沿った温度分布を磁気面のラベル $\rho$ に焼き直すと、温度のピーク位置を中心にしてトーラス内側と外側の温度分布はぴったり重なるはずである．この仮定に基づいて、MHD 平衡解析から得られる磁気面のデータベースと組み合わせ、トーラス内側と外側の温度分布がぴったり重なるような磁気面をもつ平衡データを選び、その $R_{00}(s=0)$ を、トロイダル平均した磁気軸位置 $R_{ax}$ としている (Eq.5.2.2 を参照)．

このようにして予測される磁気軸位置を放電中の複数の時刻において見積もった結果が Figure 5-12 の青い点●で示されている．密度や温度の遷移が少ない時刻を選んで、4.5 秒付近を見積もったところ、磁気軸位置は 3.71～3.73[m]付近であると分かる．

### 実験↔計算のコイル電流値の規格化

LHD 実験では、コイル電流を変えることで磁場強度を変えた実験が行われる．磁場強度が異なる実験では、プラズマが MHD 平衡を持つために流れる電流の強度も異なる．そのため、磁気計測についても、異なるコイル電流の実験で計測された磁束値どうしを単純に比較すること

はできない．つまり，得られた磁束値をそのまま用いて $\beta$ 値同定をするのであれば，それぞれの磁場強度ごとに較正曲線を作り直さねばならないが，それを行うのは非効率的である．そこで，コイル電流の大きさを規格化するのが便利である．環状のプラズマ閉じ込め装置では，プラズマ領域を囲むようにトロイダル磁場を作るコイルが用いられる．ここでアンペールの法則

$$\nabla \times B = \mu_0 J \quad 5.3.4$$

より，トロイダル磁場がトーラス中心を垂直に貫く直線電流で作られると仮定すると，

$$2\pi R B_{tor} = \mu_0 I_{coil} \quad 5.3.5$$

となる．この $RB_{tor}$ はトロイダル磁場を作るコイル電流の総和と比例する量を持つことが分かる．ここで $B_{tor}$ は装置中心から距離 $R$ の位置におけるトロイダル磁場であり，LHDの実験において運転磁場と呼ばれる．

実験での運転磁場はそれぞれのショットで異なり，運転磁場に合わせて較正曲線を作るのは非効率的であるため，ここでは $RB_{tor} = 3.6[\text{m}] \times 1[\text{T}]$ となるようにコイル電流値を規格化して統一することにする．磁束値解析で得られた磁束値を $\phi_i^{\text{origin}}$ とすると，

$$\phi_i = \phi_i^{\text{origin}} \frac{3.6}{RB_{tor}}, \quad (i = \text{SL, Dia}) \quad 5.3.6$$

として統一することができる．

コイル電流値で規格化して作られた較正曲線へ実験計測で得られた磁束値を適用するために，計測値に対しても規格化を行う．ショット番号が#109608の放電では， $RB_{tor} = 3.600[\text{m}] \times 1.500[\text{T}]$ であるから，この実験で得られた磁束に対して $RB_{tor} = 3.6[\text{m}] \times 1[\text{T}]$ の条件に合わせて作られた較正関数を適用するため，計測値の $\phi_{\text{SL}}$ および $\phi_{\text{Dia}}$ に係数

$$a = \frac{3.6[\text{m}]}{3.600[\text{m}] \times 1.500[\text{T}]} \quad 5.3.7$$

を乗じた．以降で示される較正曲線を適用した結果は，特に記述がなければ，すべてこの補正を行って得られたものである． $RB_{tor}$ は各ショットで異なるので，個別にショットサマリーで確認している．

### ① $\beta_{eq}$ の較正関数を $\phi_{\text{SL}}$ へ適用した結果

いま， $\beta_{eq}$ に関して2種類の圧力プロファイルを仮定して得られた較正曲線がある（Figure 5-2）．これを用いて $\phi_{\text{SL}}$ から $\beta_{eq}$ を見積もった結果を Figure 5-9 に示す．圧力プロファイルに $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ を仮定した較正曲線より見積もられた $\beta_{eq}$ を赤い線で， $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$ を仮定した較正曲線より見積もられた $\beta_{eq}$ を緑の線で示している．

### ② $\beta_{\perp}$ の較正関数を $\phi_{\text{Dia}}$ へ適用した結果

次に， $\beta_{\perp}$ に関して2種類の圧力プロファイルを仮定して得られた較正曲線がある（Figure 5-4）．これを用いて $\phi_{\text{Dia}}$ から $\beta_{\perp}$ を見積もった結果を Figure 5-10 に示す．圧力プロファイルに $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ を仮定した較正曲線より見積もられた $\beta_{\perp}$ を赤い線で， $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$ を仮定した較正曲線より見積もられた $\beta_{\perp}$ を緑の線で示している．

また，Eq.(5.2.5)から $\beta_{\parallel}$ を見積もった結果を Figure 5-11 に示す．圧力プロファイルに



$p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ を仮定した較正曲線より見積もられた $\beta_{\parallel}$ を赤い線で、 $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$ を仮定した較正曲線より見積もられた $\beta_{\parallel}$ を緑の線で示している。

### ③ $R_{ax}$ の較正関数を $\Phi_{SL}$ へ適用した結果

$R_{ax}$ に関して2種類の圧力プロファイルを仮定して得られた較正曲線がある (Figure 5-4). これを用いて $\Phi_{SL}$ から $R_{ax}$ を見積もった結果を Figure 5-12 に示す. 圧力プロファイルに $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ を仮定した較正曲線より見積もられた $R_{ax}$ を赤い線で、 $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$ を仮定した較正曲線より見積もられた $R_{ax}$ を緑の線で示している。

### ①②から $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ を計算した結果

また、Eq.(5.2.5)から $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ を見積もった結果を Figure 5-13 に示す. 圧力プロファイルに $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ を仮定した較正曲線より見積もられた $\beta_{\parallel}$ を赤い線で、 $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$ を仮定した較正曲線より見積もられた $\beta_{\parallel}$ を緑の線で示している. 放電開始前や放電終了後では、 $\beta_{\perp}$ を見積もるために用いる $\Phi_{Dia}$ の値はほとんどゼロである. このとき、 $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ は発散するためグラフにプロットするのは控えた. また、放電開始時においてプラズマ圧力が急激に上昇する過程や、放電終了時においてプラズマ圧力が急激に下降する過程では、磁束値が急激に遷移し、 $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ の値は意味のある値を持たないため、グラフからは除外した.

温度や密度の遷移が比較的穏やかな  $t=4.5[\text{sec}]$  付近に注目すると、 $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$ の場合には $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp} = 3.8$ 程度の非等方度が見積もられている. また、 $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ の場合には $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp} = 2.0$ 程度の非等方度が見積もられている. しかし今の段階では、圧力プロファイルが特定されていないため、いずれの圧力プロファイルが現実により近い結果であるか判断することができない.

### $R_{ax}$ の実験値と③の結果から、圧力プロファイルを特定

2種類の方法で見積もった、各時刻における磁気軸位置の予測位置を Figure 5-12 で示した. Thomson 散乱計測で見積もられた磁気軸位置と、サドルループ磁束値を用いて Figure 5-4 の曲線から見積もられた磁気軸位置の予測位置を比較すると、圧力プロファイル $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ を仮定して見積もられた磁気軸位置が、Thomson 散乱計測で見積もられた磁気軸位置とほぼ一致しているのが分かる. このことから、実験で得られた圧力プロファイルは $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ であると考え、両者の結果を矛盾無く説明することができる.

よって、Figure 5-13 に示した $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ の時間変化は、圧力プロファイルは $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ を仮定して得られた結果が正しい結果であったことが分かった. このとき、 $t=4.5[\text{sec}]$ 付近では $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp} = 2.0$ 程度の非等方度が観測された. Figure 5-7 のショットサマリーによると、接線入射の1号機（入射方向は反時計回り方向）が  $t=3.3 \sim 3.6[\text{sec}]$ 、2, 3号機（それぞれの入射方向は時計回り方向、反時計回り方向）は放電を通じて最初から最後まで運転されている. 垂直入射の

4, 5 号機は  $t=3.8\sim 4.8[\text{sec}]$  のあいだで交互に入射している. **Figure 5-13** の  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$  を仮定して得られた  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$  を時系列に沿って注目すると,  $t=3.3\sim 3.8[\text{sec}]$  にかけて上昇し, 最大の非等方度が観測されている. この間, プラズマは接線入射 NBI のみで加熱されており, 他の時刻と比べて特に  $\beta_{\parallel}$  成分が強くなることと付合する結果である. その後  $t=3.8$  から,  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$  は次第に減少している. これは, 磁場に垂直方向の速度成分をもつ粒子がプラズマ中に供給される垂直入射 NBI の入射時刻と一致しており, 定性的に矛盾のない結果である.

## 5.4. 非等方度と密度の関係

先行研究によると, 非等方度の指標は密度上昇とともに等方化される傾向が示されている. 電子密度と非等方度の指標  $W_{\parallel}/W_{\perp}$  の関係を **Figure 5-14** に示す[13]. 縦軸は磁場に平行方向のプラズマ蓄積エネルギー  $W_{\parallel}$  と磁場に垂直方向のプラズマ蓄積エネルギー  $W_{\perp}$  の比率で, それぞれ

$$W_{\parallel} = \frac{1}{3} W_{\text{thermal}} + W_{\text{beam}\parallel} \quad 5.4.1$$

および

$$W_{\perp} = \frac{2}{3} W_{\text{thermal}} + W_{\text{beam}\perp} \quad 5.4.2$$

である. 非等方度  $W_{\parallel}/W_{\perp}$  は LHD プラズマにおいて 4 に達している.  $W_{\parallel}/W_{\perp} = 1/2$  が等方圧力である. 密度が低いほど圧力非等方になる傾向が見られる. 特に,  $\bar{n}_e < 2[\times 10^{19}\text{m}^{-3}]$  では大きな非等方性が観測されている.

そこで, 本研究の手法で見積もられる非等方度と密度の関係を調査するため, 非等方が予想され, 密度が異なる 3 つの放電に Sec.5.2 で用いたものと同じ較正曲線を適用し, 計測で得られたサドルループ磁束・反磁性磁束の実験データから  $\beta$  値や圧力非等方度を評価した. 解析の対象とする放電は, 前節で解析したショット番号 #109608 に加えて, #109602, #109606 である. これらの放電は, FIR 計測で見積もられた線平均電子密度の最大値  $\bar{n}_e^{\text{max}}$  が  $1.6\sim 3.9[\times 10^{19}\text{m}^{-3}]$  の範囲のものである. 三つの放電はすべて, 磁場配位  $B = -1.500[\text{T}]$ ,  $R_{\text{ax}} = 3.600[\text{m}]$ ,  $\gamma = 1.197$ ,  $B_q = 100\%$  で, ほぼ同じ加熱条件である. それぞれの放電における等方圧力を仮定して反磁性磁束値から見積もられる  $\beta_{\text{dia}}$  を **Table 5-3** に示す.

#109606 においてサドルループ磁束値を用いて見積もった磁気軸位置の予測値と, Thomson 散乱計測で予測された磁気軸位置を **Figure 5-15** に示す. 青い点が Thomson 散乱計測によって見積もられた磁気軸位置, 赤い線がサドルループ磁束値を用いて圧力プロファイル  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$  を仮定した較正曲線から見積もられた磁気軸位置の予測位置, 緑の線がサドルループ磁束値を用いて圧力プロファイル  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$  を仮定した較正曲線から見積もられた磁気軸位置の予測位置である. 急激な変化の少ない  $t=4.0\sim 4.5[\text{sec}]$  付近に注目すると, 磁気軸位置は Thomson 散乱計測から  $R_{\text{ax}} = 3.81[\text{m}]$  付近であると予想される. これは  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$  を仮定して得られた赤い線と近い. このときの非等方度  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$  の時間変化を **Figure 5-16** に示す. **Figure 5-15** により, この時刻での非等方度は  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp} = 1.3$  と分かる.

#109602 においてサドルループ磁束値を用いて見積もった磁気軸位置の予測値と,

Thomson 散乱計測で予測された磁気軸位置を **Figure 5-17** に示す。青い点が Thomson 散乱計測によって見積もられた磁気軸位置，赤い線がサドルループ磁束値を用いて圧力プロファイル  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$  を仮定した較正曲線から見積もられた磁気軸位置の予測位置，緑の線がサドルループ磁束値を用いて圧力プロファイル  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$  を仮定した較正曲線から見積もられた磁気軸位置の予測位置である。Thomson 散乱計測から見積もられる  $R_{ax}$  は  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$  を仮定して得られた赤い線と近い。このときの非等方度  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$  の時間変化は **Figure 5-18** に示している。磁束値の変化がなだらかな  $t=4.5[\text{sec}]$  で、 $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp} = 0.82$  が得られた。

以上の結果を **Table 5-4** にまとめた。それぞれの放電について、解析対象とした時刻、非等方度  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ 、FIR 計測で見積もられたレーザーの光路長で線平均された電子密度を示した。密度が小さいほど  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$  が大きくなる傾向が見られた。この結果を **Figure 5-14** と比較すると、**Table 5-3** に示した結果と付合している。

## 5.5. 妥当性の検証

以上の解析では、LHD に 24 個あるサドルループの内の一つである VSL0013 で観測された値をサドルループ磁束値として用いた。このループはポロイダル角が  $-75^\circ$  の位置 (**Figure 2-12** を参照のこと) にあり、今回の解析では、真空での磁気軸位置が  $3.6[\text{m}]$  という比較的内寄せの磁場配位の実験データを用いた。この場合、プラズマを点けたときに Pfirsch-Schlüter 電流が作る鉛直方向の磁束を、VSL0013 は、他のループに比べて強く感じる位置にある。**Figure 5-19** に、一つのトロイダル周期の下側に設置された 6 個のループのうち、二つのループ；VSL0013、VSL0023 による計測値を示す。ショット番号は #109608 である。磁束値の絶対値は VSL0013、VSL0023 の順で大きい。

別のループを使った場合に、 $\beta$  値の見積もりや圧力非等方度の見積もり結果に違いが生じるかを確認する。VSL0023 に対する  $\beta_{eq}$  の較正関数を Sec.5.3 で説明したのと同様にして新たに作成し、 $\beta_{eq}$  を評価した。**Figure 5-20** に異なるサドルループで見積もった  $\beta_{eq}$  の時間変化を示す。放電番号 #109608 のデータを用いた。灰色の実線で示されたのがすでに前節で用いていた VSL0013 による  $\beta_{eq}$ 、赤い破線で示されたものが VSL0023 によって見積もられた  $\beta_{eq}$  である。圧力プロファイルは Sec.5.3 で特定された  $p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$  を示している。 $t=4.5[\text{sec}]$  近辺において、VSL0013 を用いた場合には  $\beta_{eq} = 1.28[\%]$  と見積もられているのに対し、VSL0023 を用いた場合には  $\beta_{eq} = 1.19[\%]$  と見積もられた。これによって圧力非等方度の見積もりも異なる。 $\beta_{\perp}$  の較正関数はそのまま、二つのサドルループ磁束値を用いて見積もった場合の圧力非等方度  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$  の時間変化を **Figure 5-21** に示す。灰色の実線が VSL0013 を用いた場合、赤色の破線が VSL0023 を用いた場合の結果である。 $t=4.5[\text{sec}]$  で比較すると、VSL0013 を用いた場合には  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp} = 2.00$  と見積もられたのに対し、VSL0023 を用いた場合では  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp} = 1.80$  であった。

いずれのサドルループを用いるのが適切か、あるいは複数のサドルループ磁束の和を用いるのが適切かなどは今後の検討課題である。

## 5.6. まとめ

実験において磁気計測値と Thomson 散乱計測を用いた $\beta$ 値同定と、それを使った圧力非等方度同定について説明した。HINT で規定した磁気面を使う方が、自由境界 VMEC でサドルループ磁束値解析を行うよりも、より実験に近い値を見積もることができるという予測があったため、HINT で規定した磁気面を固定境界 VMEC への入力値として与えた数値解析を行った。これにより、サドルループ磁束値と等荷重平均 $\beta$ 値 ( $\beta_{eq}$ )、および反磁性磁束値と垂直方向成分 $\beta$ 値 ( $\beta_{\perp}$ ) の較正曲線を作成した。また、サドルループ磁束値と磁気軸位置の関係についても調査した。これらの較正曲線を用いた実験の解析を行い、Thomson 散乱計測から得られる磁気軸位置と一致する圧力プロファイルの探索を行った。

同じ真空磁場配位、ほぼ同じ加熱条件で、運転密度の違う放電に対して、 $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ の運転密度依存性を調べたところ、密度の増加とともに $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ が減少することがわかった。この結果は数値計算によるビーム圧力の密度依存性の予測と定性的に一致しており、本研究で開発した圧力非等方度の評価手法の妥当性が確認できた。

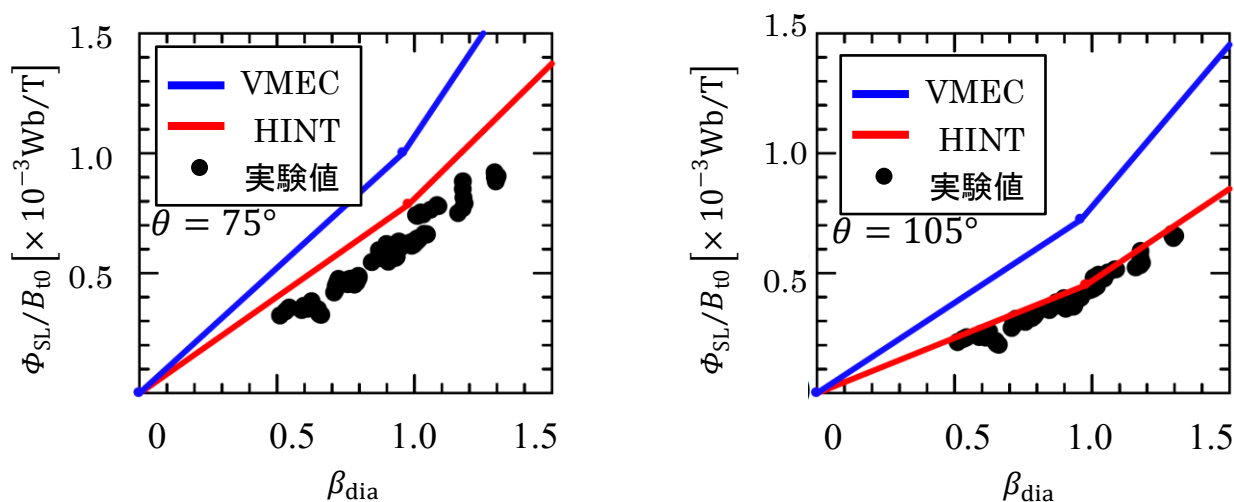


Figure 5-1. 平衡解析手法の違いによるサドルループ磁束値の評価結果と実験結果．平衡解析は等方圧力を仮定．実験値は磁場強度：1.5, 2.0, 2.75[T],  $n_e > 3.8 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$ のビーム圧力/熱圧力<20%と予測されているデータを抽出．[13]

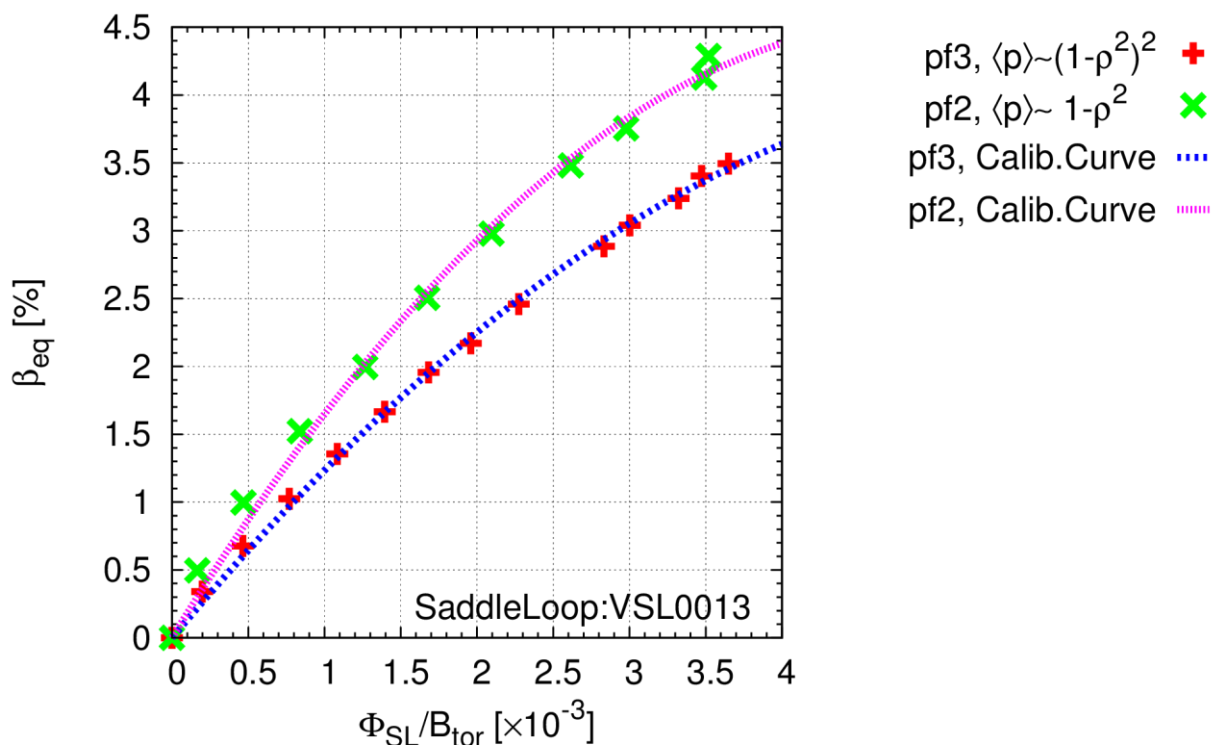


Figure 5-2. サドルループ磁束値 $\Phi_{\text{SL}}$ と $\beta_{\text{eq}}$ の関係．圧力プロファイル $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$ （尖塔度はそれぞれ 3, 2）で得られた値である．p.f.は PeakingFactor を意味する．運転磁場が  $RB_{\text{tor}} = 3.6[\text{m}] \times 1[\text{T}]$  となるように，磁束値の絶対値を規格化している．

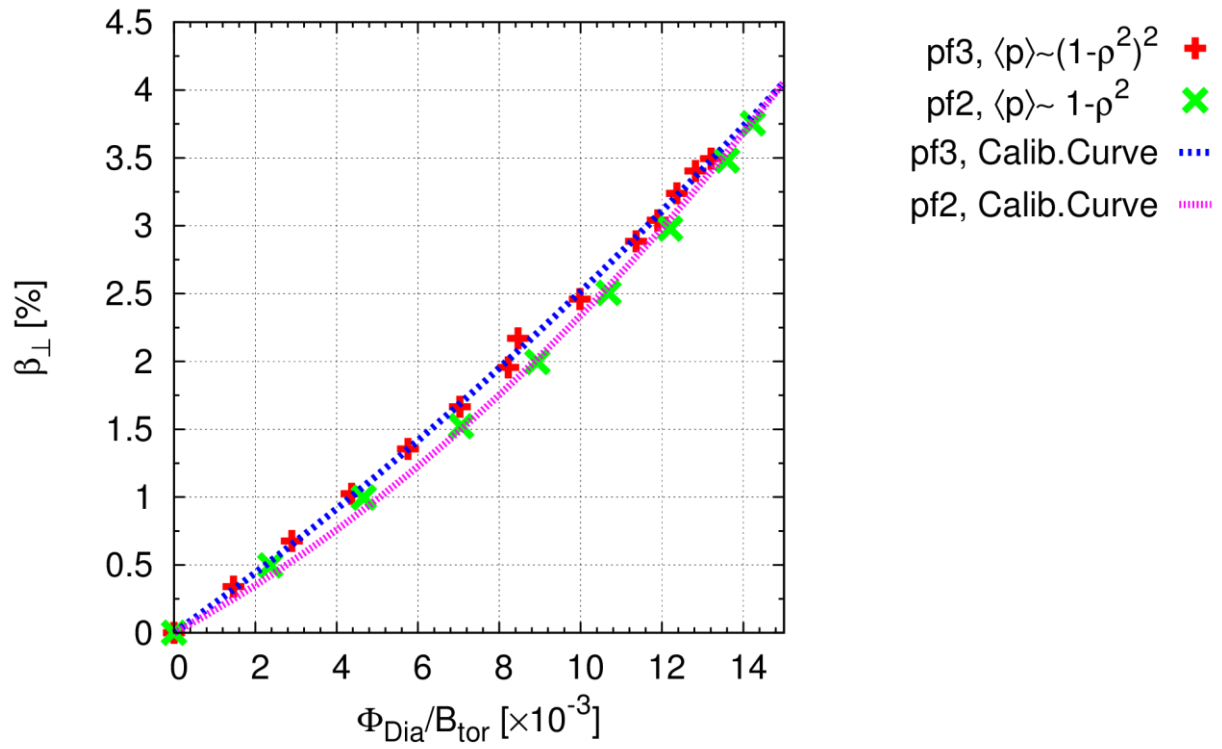


Figure 5-3.  $\beta_{\perp}$ と $\Phi_{\text{Dia}}$ の関係. 圧力プロファイル $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$  (尖塔度はそれぞれ 3, 2) で得られた値である. p.f.は PeakingFactor を意味する. 運転磁場が $RB_{\text{tor}} = 3.6[\text{m}] \times 1[\text{T}]$ となるように, 磁束値の絶対値を規格化している.

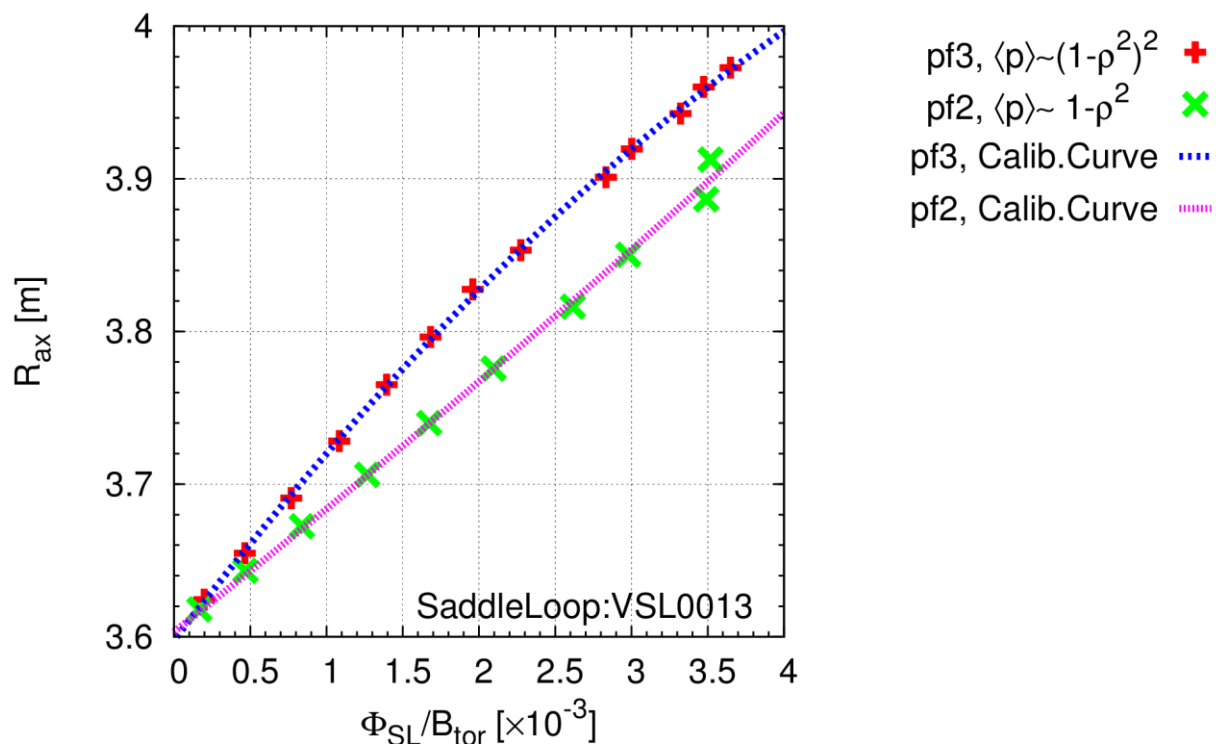


Figure 5-4. サドルループ磁束値 $\Phi_{\text{SL}}$ と磁気軸位置 $R_{\text{ax}}$ の関係. 圧力プロファイル $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$  (尖塔度はそれぞれ 3, 2) で得られた値である. p.f.は PeakingFactor を意味する. 運転磁場が  $RB_{\text{tor}} = 3.6[\text{m}] \times 1[\text{T}]$  となるように, 磁束値の絶対値を規格化している.

$X$ v. s. $Q$	$a_0$	$a_1$	$a_2$
$\Phi_{\text{SL}}/B_{\text{tor}}$ v. s. $R_{\text{ax}}$	3.60324E+00	+7.89656E+01	+1.49596E+03
$\Phi_{\text{Dia}}/B_{\text{tor}}$ v. s. $\beta_{\perp}$	0	1.60549E+02	+7.33286E+03
$\Phi_{\text{SL}}/B_{\text{tor}}$ v. s. $\beta_{\text{eq}}$	0	1.83301E+03	-1.84457E+05

Table 5-1.

$p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)$ を仮定した平衡解析から得られた補間曲線の係数.  $X$ と $Q$ は $Q = a_0X^0 + a_1X^1 + a_2X^2$ の関係を持つと定義する.

$X$ v. s. $Q$	$a_0$	$a_1$	$a_2$
$\Phi_{\text{SL}}/B_{\text{tor}}$ v. s. $R_{\text{ax}}$	3.59784E+00	+1.29619E+02	-7.47929E+03
$\Phi_{\text{Dia}}/B_{\text{tor}}$ v. s. $\beta_{\perp}$	0	2.13395E+02	+3.80319E+03
$\Phi_{\text{SL}}/B_{\text{tor}}$ v. s. $\beta_{\text{eq}}$	0	1.34245E+03	-1.08263E+05

Table 5-2.

$p(\rho) = p_0(1 - \rho^2)^2$ を仮定した平衡解析から得られた補間曲線の係数.  $X$ と $Q$ は $Q = a_0X^0 + a_1X^1 + a_2X^2$ の関係を持つと定義する.

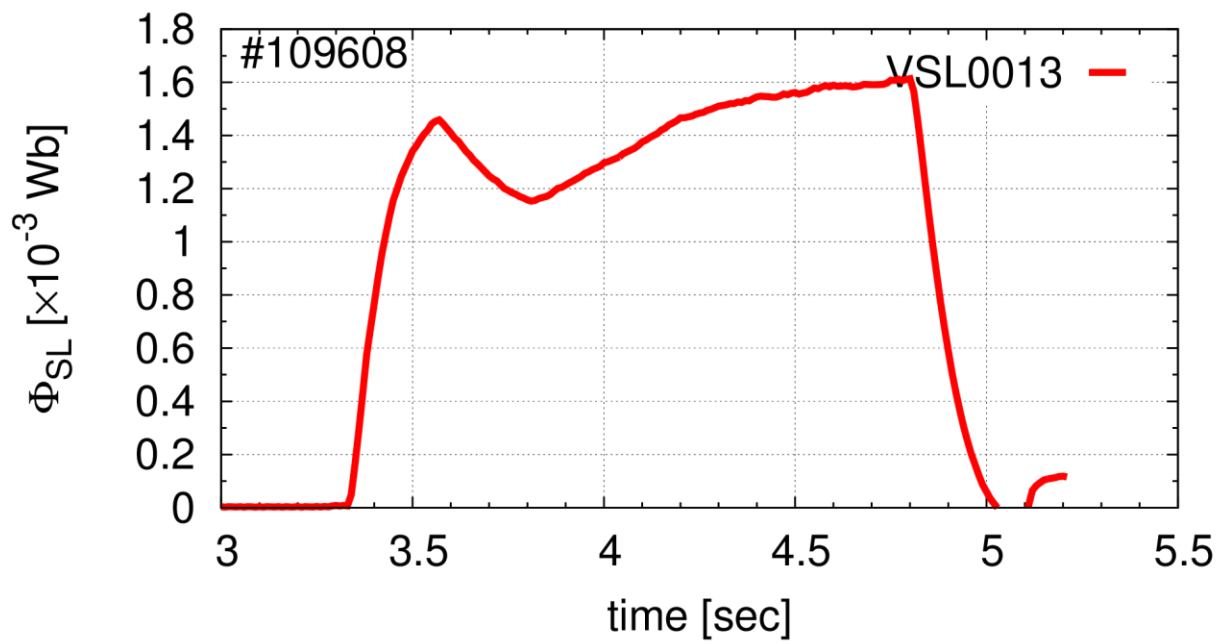


Figure 5-5. サドルループ磁束値. ショット番号#109608

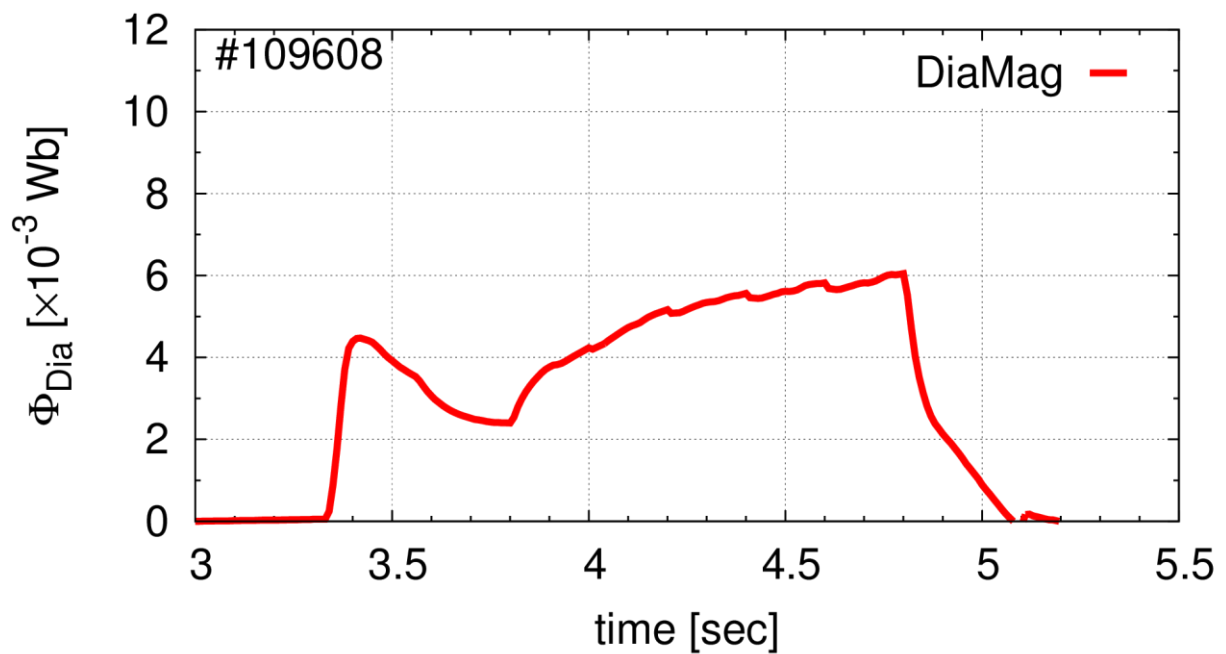


Figure 5-6. 反磁性磁束値. ショット番号#109608



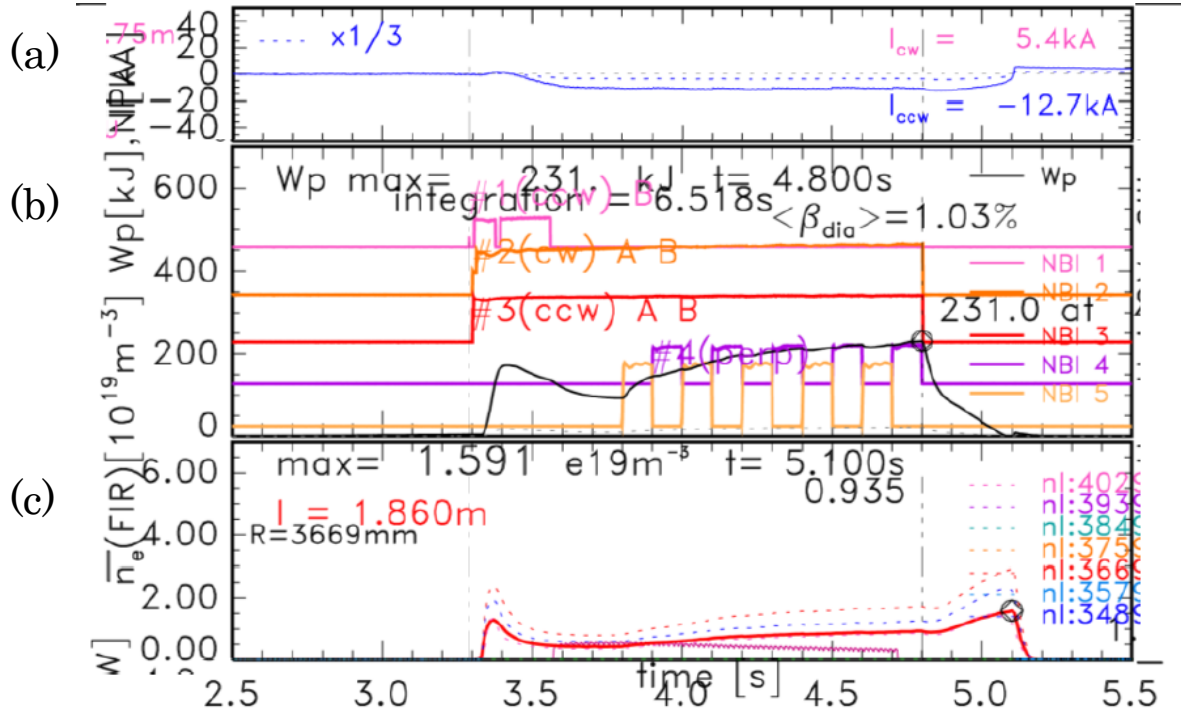


Figure 5-7. ショット番号#109608 の放電波形. 上から, (a)プラズマ電流, (b)プラズマ蓄積エネルギーおよび NBI 加熱のパルス波形, (c)FIR 計測で見積もられた電子密度のグラフである.

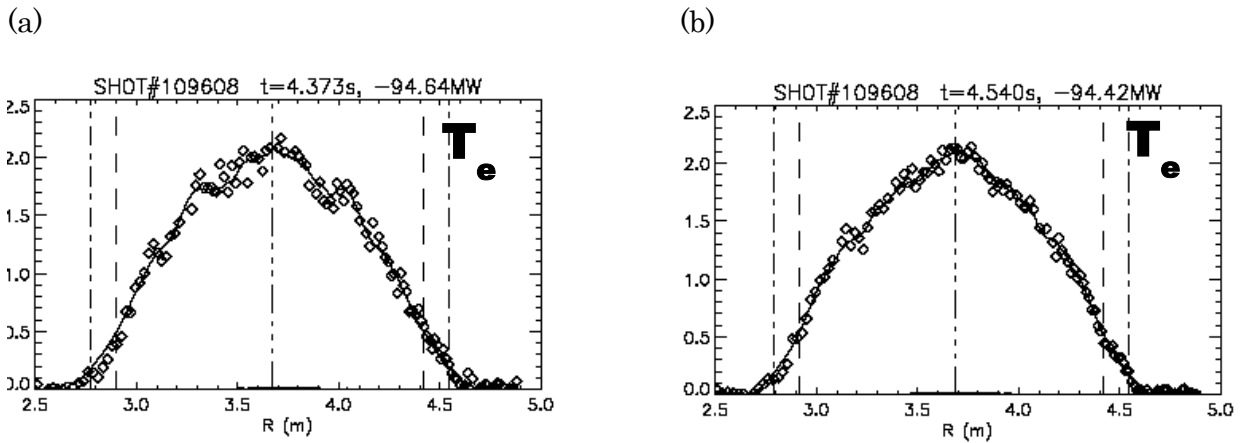


Figure 5-8. Thomson 散乱計測による大半径  $R$  に沿って得られた電子温度分布. ショット番号 #109608 での計測値である. (a)は時刻  $t=4.373[\text{sec}]$ , (b)は  $t=4.540[\text{sec}]$ において得られたものである.

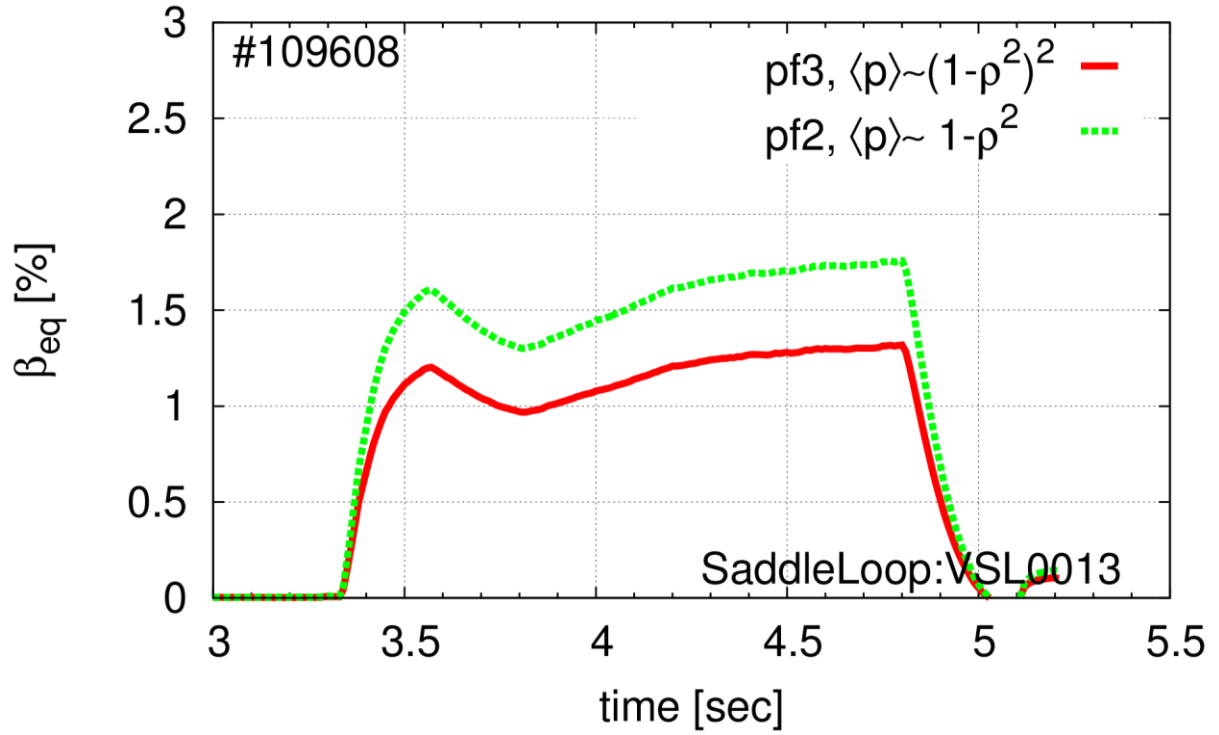


Figure 5-9. サドルループ磁束値から較正曲線を用いて見積もった $\beta_{eq}$ . 圧力プロファイルはそれぞれ $\bar{p}(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$ を仮定した. サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている. ショット番号#109608

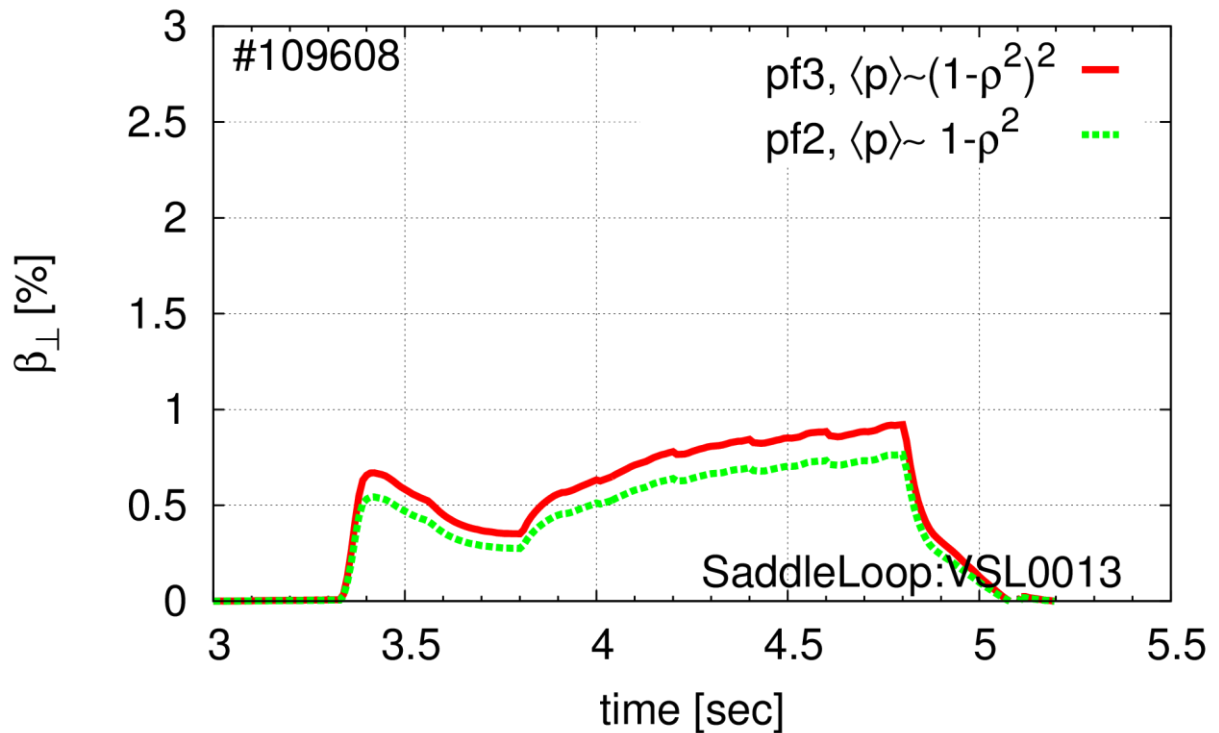


Figure 5-10. 反磁性磁束値から較正曲線を用いて見積もった $\beta_{\perp}$ . 圧力プロファイルはそれぞれ

$p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$ を仮定した. サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている. ショット番号#109608

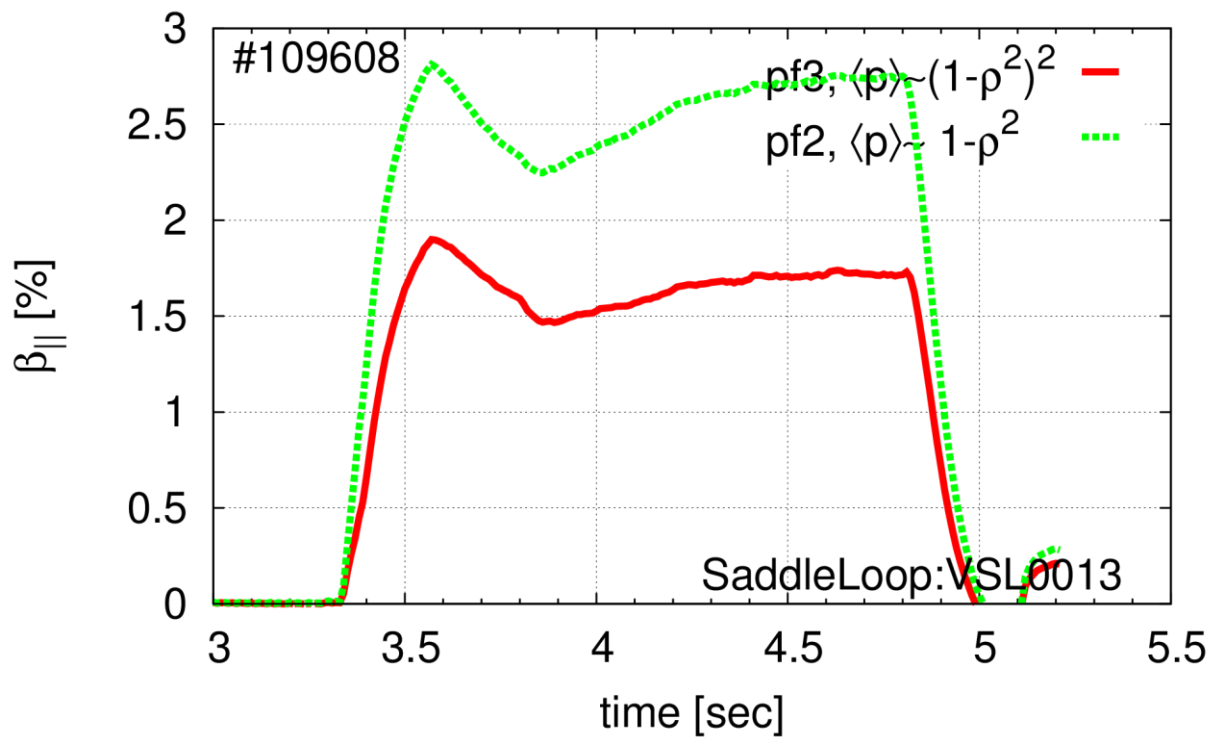


Figure 5-11.  $\beta_{\parallel}$ の時間変化. 圧力プロファイルはそれぞれ $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$ を仮定した. サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている. ショット番号#109608

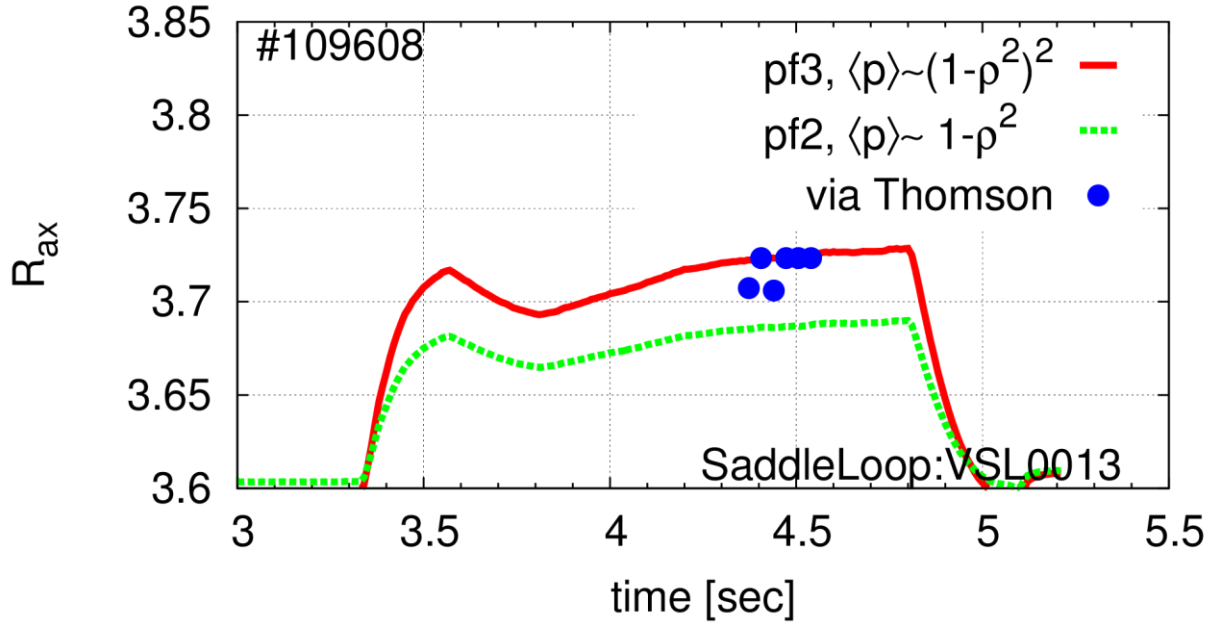


Figure 5-12. 各時刻において，Thomson 散乱計測で見積もられた磁気軸位置の予測位置と，サドルループ磁束値を用いて較正曲線から見積もられた磁気軸位置の予測位置．圧力プロファイル  $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ， $1 - \rho^2$ （尖塔度はそれぞれ 3，2）で得られた値である．p.f.は PeakingFactor を意味する．サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている．

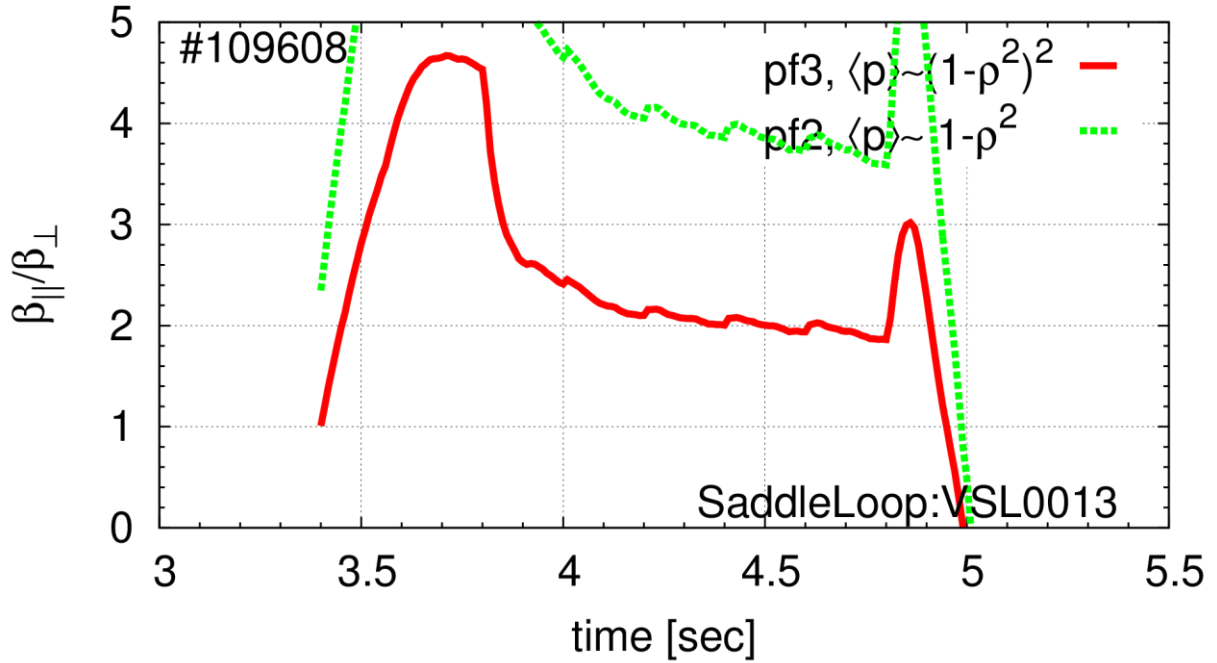


Figure 5-13. 圧力非等方度  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$  の時間変化．圧力プロファイルはそれぞれ  $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ， $1 - \rho^2$  を仮定した．サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている．ショット番号 #109608

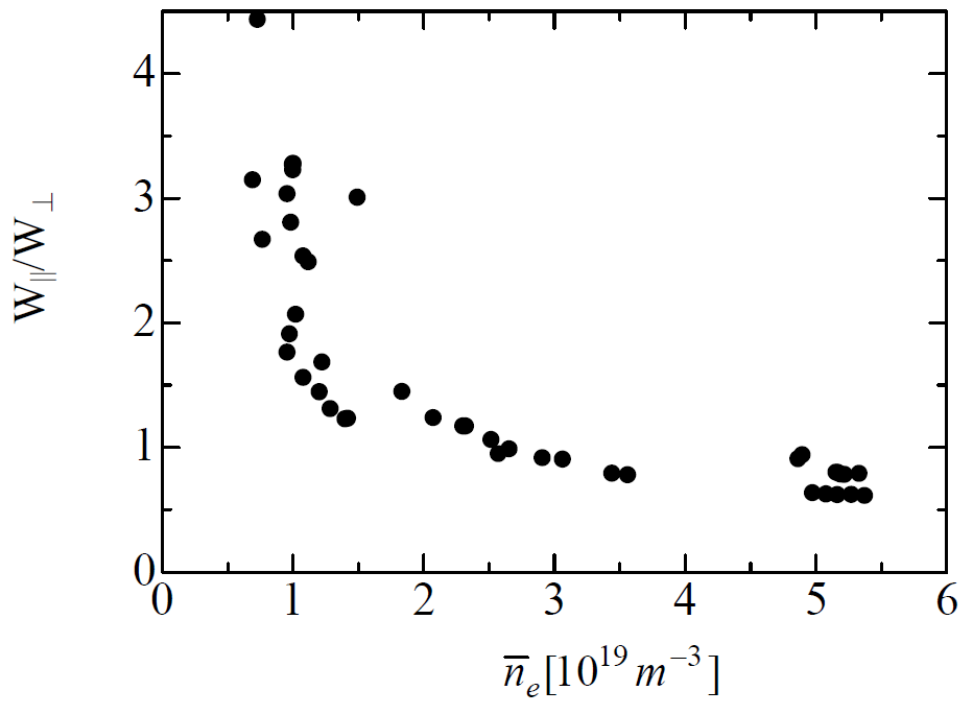


Figure 5-14. 電子密度と $W_{\parallel}/W_{\perp}$ の関係. [13]

放電番号	#109602	#109606	#109608
磁場配位	$B = -1.500[\text{T}], R_{\text{ax}} = 3.600[\text{m}], \gamma = 1.197, B_{\text{q}} = 100\%$		
$\bar{n}_e^{\text{max}}[\times 10^{19}\text{m}^{-3}]$	3.874	3.350	1.591
$\beta_{\text{dia}}^{\text{max}}[\%]$	2.04	1.74	1.03

Table 5-3. LHD 実験のそれぞれの放電における磁場配位と電子密度,  $\beta$ 値.

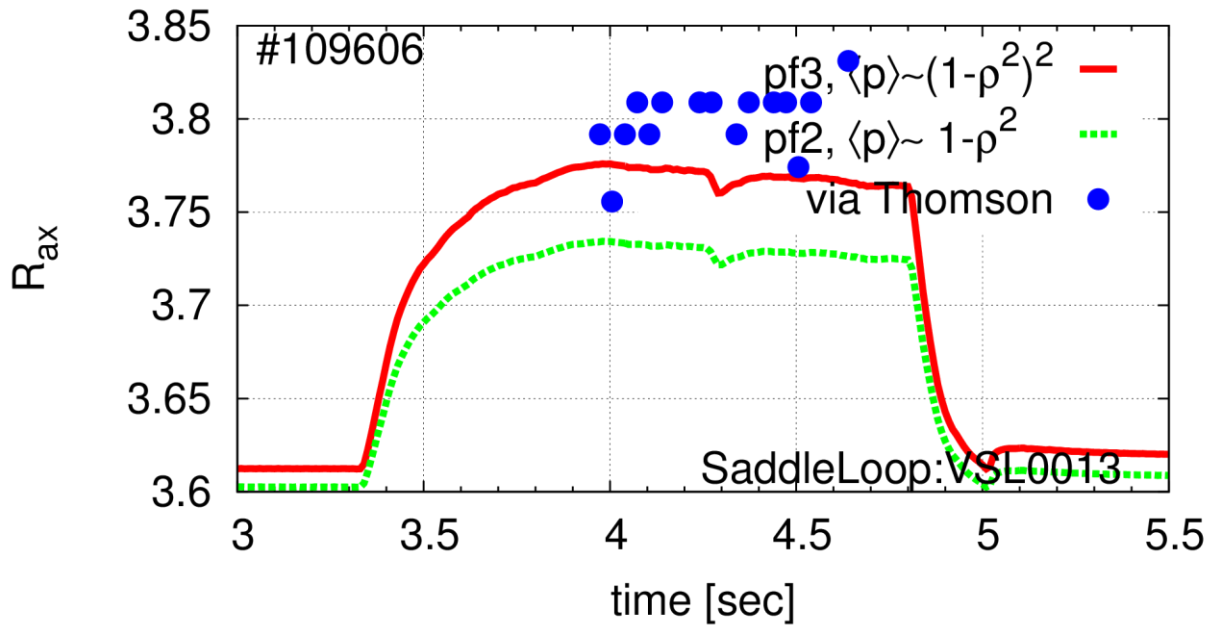


Figure 5-15. 各時刻において、Thomson 散乱計測で見積もられた磁気軸位置の予測位置と、サドルループ磁束値を用いて較正曲線から見積もられた磁気軸位置の予測位置. 圧力プロファイル  $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$  (尖塔度はそれぞれ 3, 2) で得られた値である. p.f.は PeakingFactor を意味する. サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている. ショット番号#109606

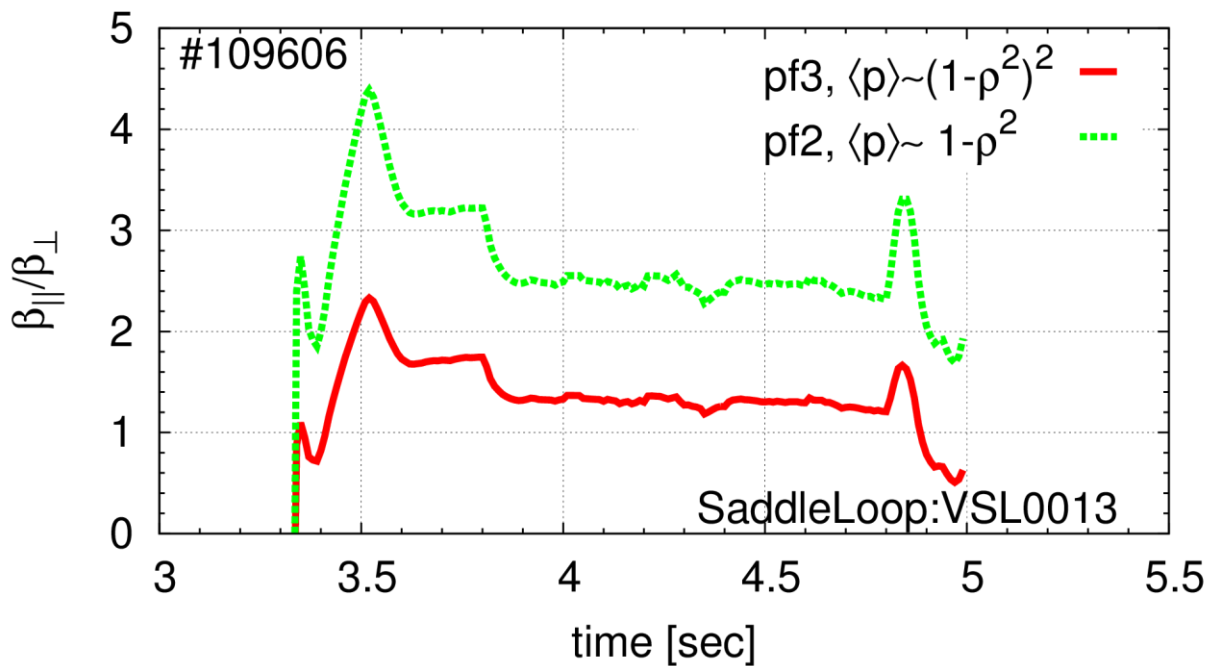


Figure 5-16. 圧力非等方度  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$  の時間変化. 圧力プロファイルはそれぞれ  $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$  を仮定した. サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている. ショット番号#109606

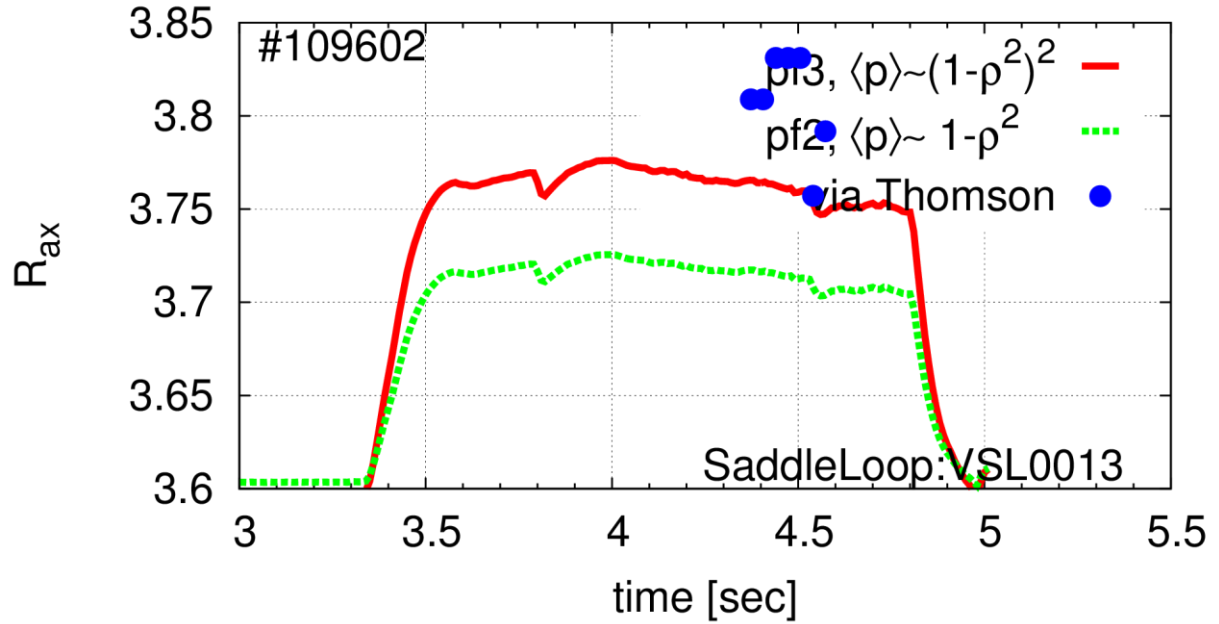


Figure 5-17. 各時刻において、Thomson 散乱計測で見積もられた磁気軸位置の予測位置と、サドルループ磁束値を用いて較正曲線から見積もられた磁気軸位置の予測位置. 圧力プロファイル  $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$  (尖塔度はそれぞれ 3, 2) で得られた値である. p.f.は PeakingFactor を意味する. サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている. ショット番号#109602

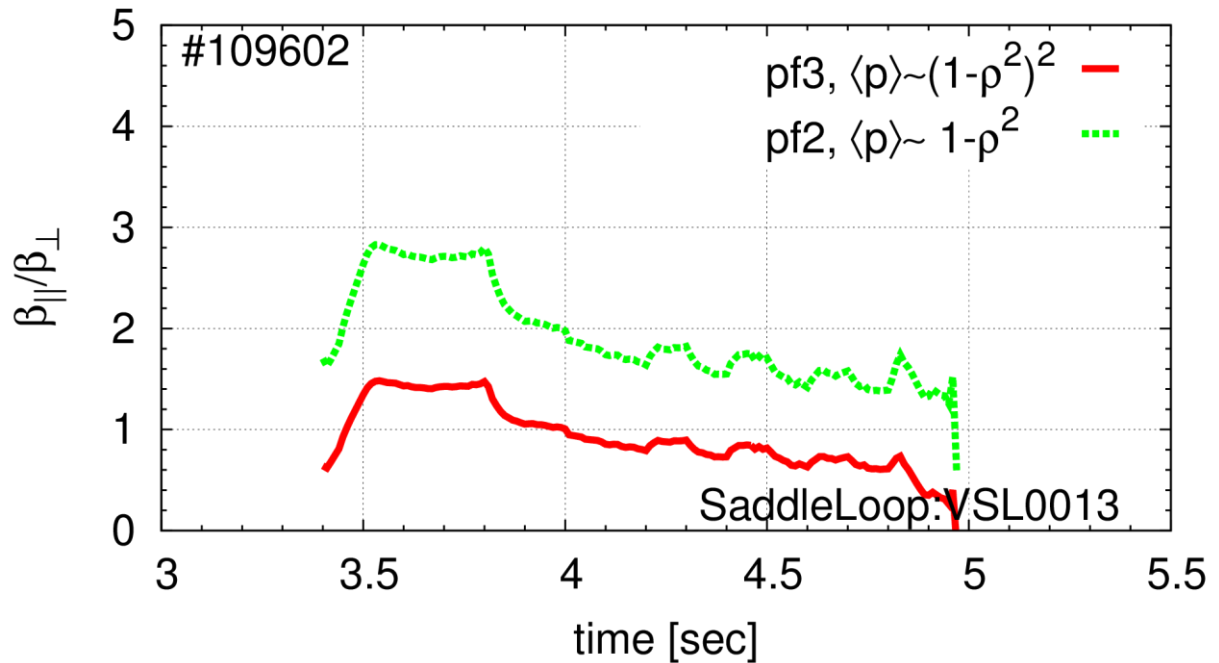


Figure 5-18. 圧力非等方度  $\beta_{||}/\beta_{\perp}$  の時間変化. 圧力プロファイルはそれぞれ  $p(\rho) \sim (1 - \rho^2)^2$ ,  $1 - \rho^2$  を仮定した. サドルループ計測には VSL0013 のループを用いている. ショット番号#109602

放電番号	#109602	#109606	#109608
解析対象の時刻 [sec]	4.5	4.4	4.5
$\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$	0.82	1.3	2.0
$\bar{n}_e[\times 10^{-19}\text{m}^{-3}]$	3.0	2.1	0.80

Table 5-4. 非等方度解析の対象とした LHD 実験のショットそれぞれに関する解析対象時刻, Thomson 散乱計測で見積もられた磁気軸位置, 非等方度 $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ , FIR 計測で見積もられた線平均電子密度.

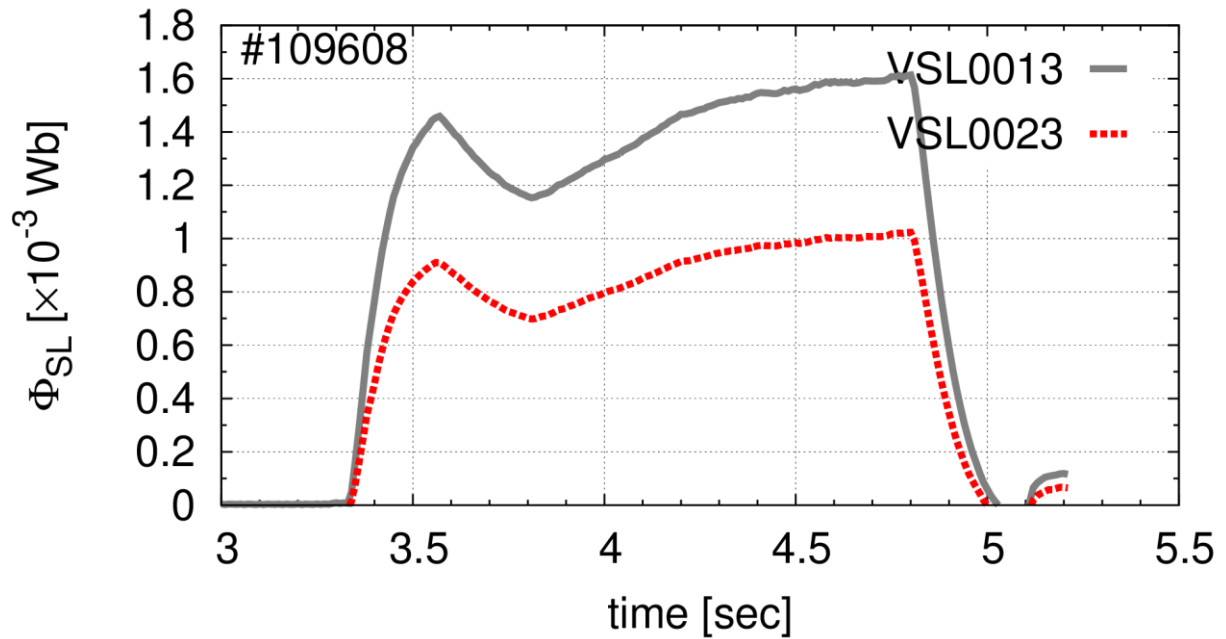


Figure 5-19. VSL0013 および VSL0023 のサドルループ磁束値. ショット番号#109608



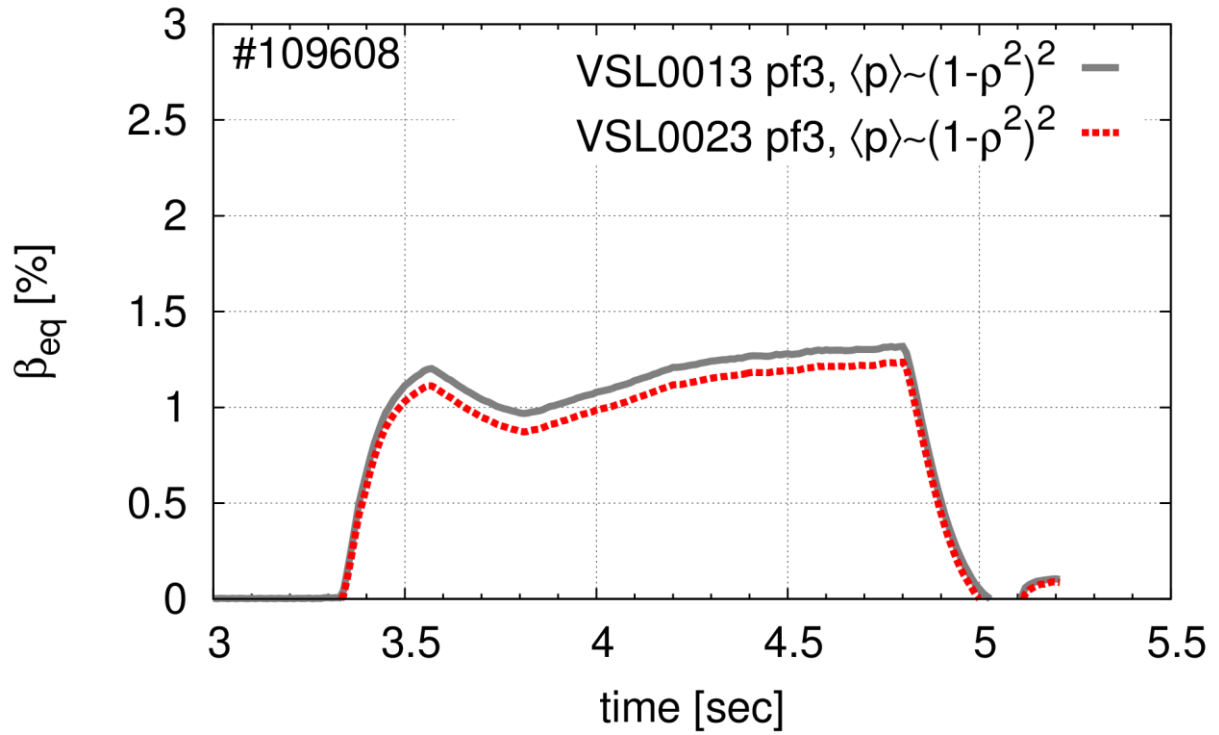


Figure 5-20. VSL0013 および VSL0023 の磁束値を使って評価した $\beta_{eq}$ の比較. ショット番号 #109608

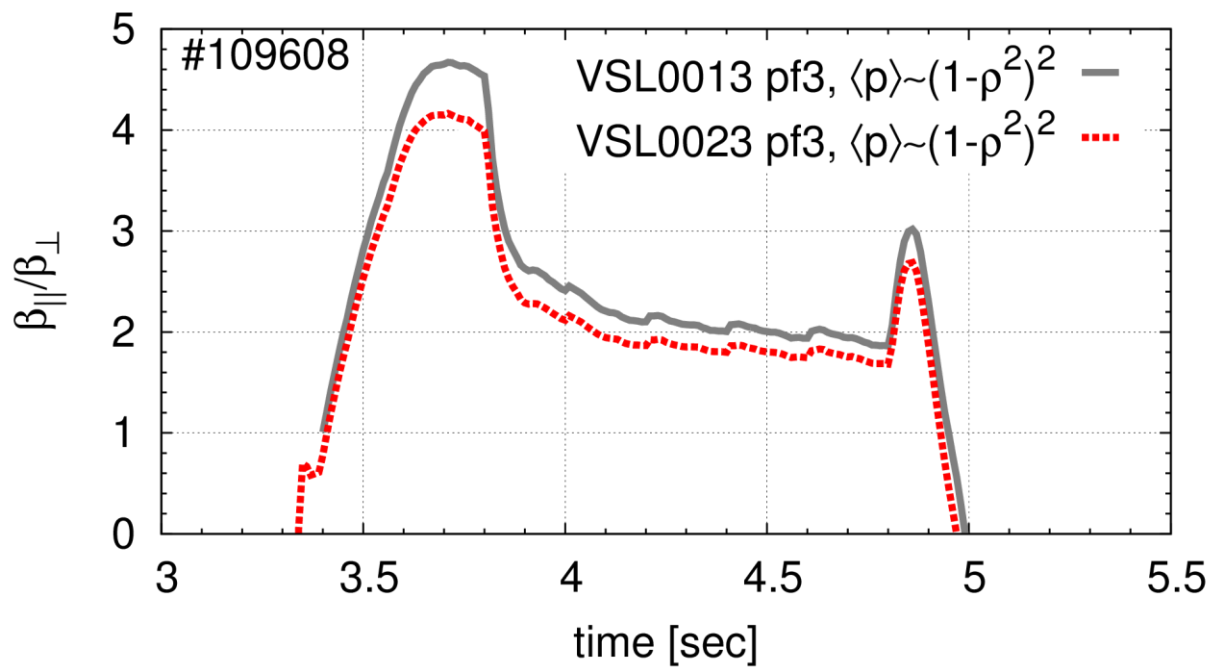


Figure 5-21. VSL0013 および VSL0023 の磁束値を使って評価した $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ の比較. ショット番号 #109608

## 6. 総括

LHD では、経済的な核融合炉心に必要な高 $\beta$ 放電( $\beta$  = プラズマ圧力/磁気圧力)を実現している。この高 $\beta$ 放電では接線入射 NBI のみでプラズマを生成・維持していること、比較的低磁場、低密度運転のため熱圧力に比べてビーム圧力の割合が高いため、磁力線に平行方向の圧力が磁力線に垂直方向の圧力より高い非等方な圧力が予測されている。しかし、将来の高密度運転における核融合炉では等方圧力であることが予想されるため、LHD で得られた安定性や輸送の特性を将来の装置へ外挿するためには、現在の LHD 高ベータ実験の非等方圧力の平衡、安定性、輸送に対する影響を検証する必要がある。その第一歩として本研究では、圧力非等方度の同定法の確立を目指した。

ヘリカルプラズマでは過去の研究において、磁気計測値や磁気軸位置からプラズマの圧力非等方度を同定できる可能性が示唆されていた。LHD でも、磁力線に平行方向の圧力が優勢と予測される接線 NBI 加熱プラズマに対して、数値解析による非等方ビーム圧力の評価値と密度、温度分布計測による熱圧力の評価値から実験プラズマの圧力非等方度を推測し、その推測値と磁気計測値(サドルループ磁束計測値と反磁性ループ計測値の比)を関係づけることにより圧力非等方度を評価する手法が提案されている。しかしながら、この手法は実験データによる計測値に基づく経験則を用いることから、適用できる磁場配位、圧力分布に強い制限があった。この問題を解決するために、本研究では、圧力非等方度と磁場や磁束の計測値 ( $B$ ,  $\Phi$ ) を関係づけるのに平衡電流を介して関係づける手法を採用した。具体的には、磁力線に平行方向や垂直方向のベータ値 ( $\beta_{\parallel}$  や  $\beta_{\perp}$ ) と平衡電流の関係づけに非等方圧力プラズマの平衡解析コードを、平衡電流と磁束値の関係づけに磁束値解析コードを用いることで、両者の関係づけを行った。

磁束値と $\beta$ 値がどのような関係になるかを、非等方圧力 MHD 平衡解析コード ANIMEC と磁束値解析コード JDIA2 を用い、圧力分布、圧力非等方度、速度分布関数の形状、磁場配位を変えて調査した。圧力非等方時には圧力分布は磁気面量である必要はないので、非等方圧力下の MHD 平衡解析にはどのような圧力分布を想定するかが重要となる。本研究では、幅広い圧力非等方度を表現可能で、圧力分布を磁気面関数と磁場強度の解析的な関数系で表すことができる bi-Maxwellian モデルに基づいた非等方圧力分布に対して、磁束値と $\beta$ 値の関係を調べた。調査の結果、圧力分布を固定すると、幅広い圧力非等方プラズマに対して、反磁性磁束値 $\Phi_{\text{Dia}}$ は $\beta_{\perp}$ の一意関数でほぼ表され、 $\beta_{\text{tot}} \left( = \frac{\beta_{\parallel} + 2\beta_{\perp}}{3} \right)$  や  $\beta_{\text{eq}} \left( = \frac{\beta_{\parallel} + \beta_{\perp}}{2} \right)$  では一意関数で表されなかった。また、サドルループ磁束値 $\Phi_{\text{SL}}$ は $\beta_{\text{eq}}$ の一意関数でほぼ表され、 $\beta_{\text{tot}}$  や  $\beta_{\perp}$  では一意関数で表されなかった。このことから磁束値から $\beta$ 値を見積もるための較正関数を、 $\beta_{\perp}$  は $\Phi_{\text{Dia}}$  のみの関数として、 $\beta_{\text{eq}}$  は $\Phi_{\text{SL}}$  のみの関数として求めた。具体的には、等方圧力の場合の計算結果における  $\Phi_{\text{SL}}$  vs.  $\beta$  と  $\Phi_{\text{Dia}}$  vs.  $\beta$  の関係式を用い、 $\beta$  をそれぞれ  $\beta_{\parallel}$ ,  $\beta_{\perp}$  と読み換えることによって較正関数を構築した。この較正関数を使うことで、ある程度の精度で $\beta$ 値を同定可能であると予想されるが、非等方度や分布関数の形状により、誤差が生じるため、次の段階として、 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  がどの範囲であれば $\beta$ 値を精度良く同定可能かを、圧力プロファイル、磁場配位、捕捉粒子の比率を変えて調査した。その結果、 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel}$  の範囲が 0.70 ~ 1.55 であれば、誤差 10% 以下の精度で磁束値からベータ値 $\beta_{\perp}$ ,  $\beta_{\text{eq}}$  を同定可能であることを示した。しかしながら、圧力プロファイルが異なる場合は、反磁性

磁束値 $\Phi_{\text{Dia}}$ , サドルループ磁束値 $\Phi_{\text{SL}}$ とも $\beta_{\perp}$ ,  $\beta_{\text{eq}}$ の一意関数で表すことができないので, 圧力プロファイルを別の方法で同定する必要がある. 磁気軸位置とサドルループ磁束値 $\Phi_{\text{SL}}$ の関係を調べてみると, この関係は圧力分布に強く依存する性質を持っていることが判明したので, 非等方圧力分布の同定にはこの関係が利用できることがわかった.

次に, 非等方圧力プラズマで得られる MHD 平衡の性質を調べるため, 平衡の性質を示す特徴的なパラメータである磁気軸位置と LCFS 幾何中心の位置の非等方圧力依存性を調査した. その結果, 圧力分布が等しければ, 非等方度や分布関数の形状を変えても, 磁気軸位置は $\beta_{\text{eq}}$ のほぼ一意関数で表され, 非等方度を変えても一意関数からのズレは 5%以下となることがわかった. 過去の研究では, 非等方度と磁気軸シフトの関係が解析的に考察され, 磁気軸シフトは $\beta_{\text{eq}}$ に比例することが示されている. しかしこの解析モデルでは, 非等方圧力の磁気面量からのズレを $\varepsilon^2$ と仮定していた. 本研究で用いた bi-Maxwellian 速度分布関数による解析では,  $\beta_{\perp}$ の磁気面量からのズレが 30%程度,  $\beta_{\parallel}$ の磁気面量からのズレが 15%程度と上記の解析モデルよりベータ値の磁気面量からのズレが非常に大きな領域でも, 磁気軸位置は $\beta_{\text{eq}}$ のほぼ一意関数で表されることがわかった.

最後に, NBI 加熱により維持された LHD 放電に対して,  $\Phi_{\text{SL}}$  vs.  $\beta_{\text{eq}}$ と $\Phi_{\text{Dia}}$  vs.  $\beta_{\perp}$ の校正関数,  $\Phi_{\text{SL}}$ と磁気軸位置の関係式と $\Phi_{\text{SL}}$ ,  $\Phi_{\text{Dia}}$ の計測値及びトムソン散乱計測により見積もられた磁気軸位置から,  $\beta_{\parallel}$ ,  $\beta_{\perp}$ 圧力分布及び $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ を評価した. 同じ真空磁場配位, ほぼ同じ加熱条件で, 運転密度の違う放電に対して,  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ の運転密度依存性を調べたところ, 密度の増加とともに $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ が減少することがわかった. この結果は数値計算によるビーム圧力の密度依存性の予測と定性的に一致しており, 本研究で開発した圧力非等方度の評価手法の妥当性が確認できた.

## 7. 参考文献

1. A. Komori, et al. 2011 *Plasma and Fusion Research* 6, 20121149
2. O. Kaneko. 2012 IAEA OV/2-1.
3. K. Y. Watanabe, et al. 2010 *Fusion Science and Technology* 58, 160.
4. T. Yamaguchi, et al. 2005 *Nuclear Fusion* 45, L33.
5. Andryukihina E.D., Denilkin I.S., Dyabilin K.S. and Fedyanin O.I. 1985 *Proc. 12th Eur. Conf. on Controlled Fusion Plasma Physics (Budapest, 1985)* vol 9F, Part I (European Physical Society) p 481.
6. Morimoto S. *et al.* 1988 *Nuclear Fusion* 28, 1491.
7. W. N. G. Hitchon. 1983 *Nuclear Fusion* 23, 383.
8. A. Komori *et al.*, 2009 *Nucl. Fusion* 49, 104015.
9. K.Y.Watanabe *et al.*. 2011 *Phys. Plasma* 18 056119.
10. W.A.Cooper *et al.*, 2006 *Fus. Sci. Technol.* 50, 245.
11. W. A. Cooper, *et. al.* 1992 *Computer Physics Communications* 72, 1.
12. W. A. Cooper, *et al.* 2009 *Computer Physics Communications* 180, 1524.
13. 山口太樹. 2005『磁気計測による3次元配位のMHD平衡量同定』博士論文, 総合研究大学院大学.
14. G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low. 1956 *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 236, No. 1204 (Jul. 10, 1956), pp. 112-118.
15. M. D. Kruskal and R. M. Kulsrud. 1958 *The Physics of Fluids* Vol.1 No.4, 265.
16. S.P. Hirshman and J.C. Whitson, 1983 *Phys. Fluids* 26, 3533.
17. S.P. Hirshman, W.I. van RIJ and P. Merkel, 1986 *Comput. Phys. Comm.* 43, 143.
18. S.P. Hirshman and H.K. Meier, 1985 *Phys. Fluids* 28, 1387.
19. R. O. Dendy, et al. 1995 *Physics of Plasmas* 2, 1623.
20. W. A. Cooper, *et al.* 2012 *Physics of Plasmas* 19, 102503.
21. K. Narihara *et al.*, 2001 *Rev. Sci. Instrum* 72, 1122
22. W.N.G. Hitchon *et al.*, 1983 *Nucl. Fusion* 23, 383.
23. P.J. Fielding and W.N.G. Hitchon, 1980 *Plasma Phys.* 24, 453.
24. Y. Asahi, *et al.* 2011 *Plasma and Fusion Research* 6, 2403123.



## 発表論文

Yoshimitsu ASahi, Yasuhiro SUZUKI, Kiyomasa Watanabe and W. A. Cooper, 「MHD equilibrium analysis with anisotropic pressure in LHD」, 『Plasma and Fusion Research』 Vol.6, (2011)

Yoshimitsu ASahi, Yasuhiro SUZUKI, Kiyomasa Watanabe and W. A. Cooper. 「MHD equilibrium analysis with anisotropic pressure in LHD」, 『38th EPS Conference on Plasma Physics (2011)』 P1.076, 2011 年 6 月

Y. Asahi, Y. Suzuki, K. Y. Watanabe, and W. A. Cooper. 「Development of an Identification Method of Pressure Anisotropy Based on Equilibrium Analysis and Magnetics」, 『Physics of Plasmas』 Vol.20 022503 (2013)

## 謝辞

この研究の遂行や論文を執筆するにあたり、多くの方々からのご指導、ご協力をいただきました。この場を借りてお礼申し上げます。

主任指導教員の渡邊清政先生、指導教員の鈴木康浩先生には、私の大学院在学中の 5 年間を通して、私の指導のために多くの時間と労を費やしていただき、数え切れないほどのアドバイスをいただきました。これまでに受けた御恩をかえりみると感謝の思いが尽きません。W.A.Cooper 先生からは、計算コードや論文の執筆などに関するたくさんの助言をいただきました。博士論文審査を引き受けてくださった核融合科学研究所の岡村昇一先生、大舘暁先生、京都大学大学院エネルギー科学研究科の中村祐司先生、京都工芸繊維大学工芸科学研究科の正宗貞男先生、核融合科学研究所の高ベータ・MHD グループの成嶋吉朗先生、榊原悟先生や諸先輩方には、発表会での議論や MHD 勉強会などを通じ、研究の着想や方向性に関わる重要なアドバイスをいただきました。誠にありがとうございました。