

総合研究大学院大学
物理科学研究科 核融合科学専攻
博士後期課程
博士学位論文

計測用ビームと中性粒子分析器を用いた
高エネルギー粒子閉じ込めの研究

平成17年度
松下 啓行

目次

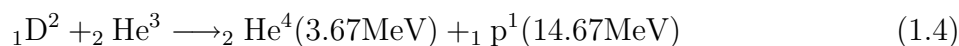
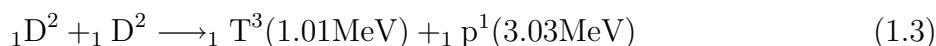
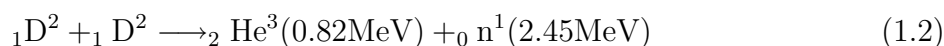
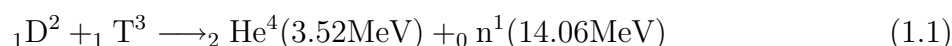
第1章 序論	3
1.1 はじめに	3
1.2 ビーム粒子の緩和過程	4
1.3 高エネルギー粒子の損失機構	6
1.4 本研究の目的	7
1.5 本論文の構成	9
第2章 CHS 装置における高エネルギー粒子軌道の特徴	10
2.1 トロイダル磁場閉じ込めにおけるリップル捕捉粒子	10
2.2 粒子軌道計算	12
2.3 CHS における高エネルギー粒子閉じ込めの研究 (これまでの研究成果)	23
第3章 実験装置	28
3.1 CHS 装置	28
3.2 計測用中性粒子ビーム入射装置 (DNB)	31
3.2.1 ビームのプラズマへの入射過程	31
3.2.2 ビームの発散角、焦点距離	33
3.2.3 ビームの成分比	35
3.2.4 入射角制御機構	38
3.3 静電型中性粒子エネルギー分析器	42

第4章 実験結果	48
4.1 DNBによって入射された高エネルギー粒子の典型的なエネルギースペクトル	48
4.2 軌道損失領域の検証実験	56
4.2.1 DNB入射角変調実験	56
4.2.2 磁気軸を変えたときの損失領域の変化の観測	62
4.2.3 内寄せ配位における粒子閉じ込めの改善	66
4.2.4 粒子損失の特徴時間のDNB入射角依存性	69
第5章 まとめと今後の展望	72
謝辞	74
参考文献	75

第1章 序論

1.1 はじめに

近年、将来のエネルギー問題の議論において、化石燃料の枯渇や地球温暖化の問題が近い将来に人類が直面する現実問題として取り上げられてきている。今後のエネルギー資源として様々なオプションが議論される中で、資源が極めて豊富であり温室効果ガスを排出しないなどの利点を持つ核融合は非常に魅力的な候補と考えられ、それによる発電を目指した基礎研究が世界各国で行われている。利用可能な核融合反応として現在考えられているものを以下に示す。



ここでD、Tは重水素、三重水素、p、nは陽子、中性子である [1]。図 1.1 に上記の核融合反応断面積の相対運動エネルギー依存性を示す。式 (1.1) で示されたDT反応は他の反応に比べて大きな断面積を持ちエネルギー発生量も大きいため、磁場閉じ込め方式による核融合炉はこの反応を用いる形式を基本に研究を行っている。またこの反応によって生成される高エネルギーの ${}^4\text{He}$ (α 粒子)は電荷を持つために磁場により閉じ込めることができ、高温プラズマの自己保持のために有効に利用することが可能である。そのためには生成された α 粒子のエネルギーがプラズマに充分伝達されるまで、 α 粒子が閉じ込められている必要がある。

核融合反応を引き起こすためには、最初に閉じ込め磁場中の低温状態のプラズマ（イオン）を 10keV 以上の温度まで追加熱する必要がある。プラズマ加熱において中性粒子ビーム（NBI）入射加熱が広く用いられており、多くの磁場閉じ込め装置において有効な加熱手法として確立されてきた [2-4]。NBI 加熱はプラズマ中に高エネルギーの粒子を入射し、その運動エネルギーを背景プラズマに伝達することにより温度を上昇させる。そのため、高エネルギー粒子の良好な閉じ込めが NBI 加熱を有効に利用するために重要となる。

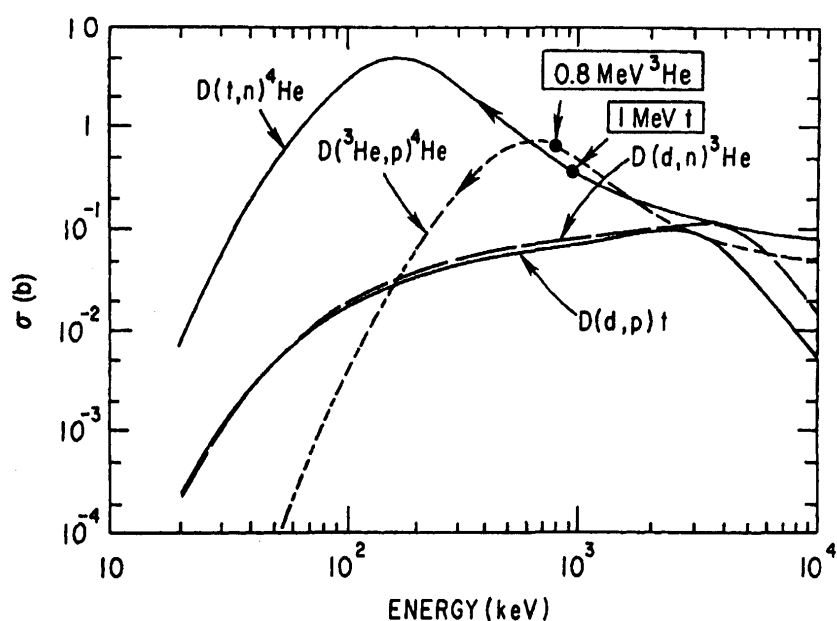


図 1.1: 核融合反応断面積の相対運動エネルギーに対する依存性 [1]。

1.2 ビーム粒子の緩和過程

NBI 加熱はビームの運動エネルギーを、衝突緩和過程を通してターゲットプラズマに与え、プラズマを加熱する方法である。NBI 加熱によって生成された高エネルギー粒子の速度 v_b は、一般に電子の熱速度 (v_{te}) よりも遅く、イオンの熱速度 (v_{ti}) よりも速い。その

場合ビーム粒子はまず電子との衝突により減速される。このとき減速時間 τ_s は

$$\tau_s = 2.0 \times 10^{19} \frac{T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda} \frac{A_i}{Z_i^2} \quad [s] \quad (1.5)$$

と表わされる [5]。ここで、 A_i 、 Z_i は高速イオンの質量数と電荷数であり、 n_e は電子密度 (m^{-3})、 T_e は電子温度 (keV) である。またクーロン対数 Λ はこの場合はイオン-電子衝突なので、 $T_e \geq 13.3\text{eV}$ において

$$\ln \Lambda = 8.3 + 2.3 \log_{10} \frac{T_e}{(n_e/10^{20})^{1/2}} \quad (1.6)$$

で与えられる [6]。電子温度 1keV で密度が $1.0 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ のプラズマにおいて τ_s は 0.012sec 程度となる。

ビーム粒子のエネルギー緩和について、プラズマ中のイオンと電子双方からの寄与を考慮した場合、次のように書ける [7]。

$$\frac{dW}{dx} = -\frac{Z^2 e^4 \ln \Lambda}{\pi \epsilon_0^2} \left[\frac{A}{8W} \sum_j \frac{n_j Z_j^2}{A_j} + \frac{W^{1/2}}{6\sqrt{\pi} (kT_e)^{3/2}} \left(\frac{A_e}{A}\right)^{1/2} n_e \right] \quad (1.7)$$

ここで W 、 kT_e はそれぞれビーム粒子のエネルギーとプラズマ電子温度であり単位は eV である。 A 、 A_j 、 A_e はビーム粒子、プラズマイオン、プラズマ電子の質量数であり、 Z 、 Z_j はビーム粒子、プラズマイオンの電荷、 x は粒子の飛行距離である。式 1.7 の右辺第 1 項がイオンとの衝突によるビーム粒子のエネルギーの緩和、第 2 項が電子との衝突によるエネルギー緩和を表わす。この二つの項を等しいと置くとビーム粒子のエネルギー緩和が電子とイオンについて等しくなる臨界エネルギー E_c が以下のように求まる。

$$E_c = 14.8 kT_e \left[\frac{A^{3/2}}{n_e} \sum \frac{n_j Z_j^2}{A_j} \right]^{2/3} \quad (1.8)$$

ビーム粒子はまず電子との衝突によりエネルギーが減衰する。ビーム粒子のエネルギーが臨界エネルギーに達するとイオンとの衝突によるピッチ角散乱が効きはじめ、臨界エネルギー以下では速度空間で広がりながら減衰していく。ここでピッチ角は粒子の速度ベクトルと磁力線のなす角で定義される。

1.3 高エネルギー粒子の損失機構

NBI加熱では衝突緩和過程において、高エネルギーのビーム粒子が τ_s よりも充分長い時間閉じ込められている必要がある。高エネルギー粒子が減速しないまま損失するような条件では、高エネルギー粒子がプラズマの加熱に寄与しない事を意味する。そのため高エネルギー粒子の閉じ込めの研究はトカマク型、ヘリカル型を問わず多くの磁場閉じ込め装置で精力的に行われてきており、実験研究、理論研究の進展によりその損失機構が明らかになってきている。本節では高エネルギー粒子の損失機構について述べる。

トラスプラズマにおける高エネルギー粒子の損失は、基本的には高エネルギー粒子のドリフト軌道が磁気面からずれることによって引き起こされる。本論文では準定常な現象を研究対象とするので、磁力線を横切るドリフト運動を発生する要因としては、磁場構造に起因する磁力線曲率ドリフトと磁場勾配ドリフト、磁場に垂直な電場に起因する $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトが上げられる。この中で、電場に起因するドリフトの効果は、特にプラズマ温度と比較してはるかに高いエネルギーの粒子軌道に対しては、その寄与が小さいと考えられるため、高エネルギー粒子のドリフト損失に注目した今回の研究では取り扱っていない。

トカマク型装置の高エネルギー粒子閉じ込めの議論においては、トロイダル磁場リップルに起因する損失が比較的頻繁に話題に上っている。トカマク装置は基本的に軸対称な磁場構造を持っているが、有限個数のトロイダルコイルでトロイダル磁場を発生させるため、厳密には軸方向に磁場強度のリップル(TFリップル)が存在する。TFリップルにより大半径方向外側にて捕捉された粒子は B ドリフトによりトラスの上部(下部)にドリフトし損失してしまう[8-19]。ヘリカル装置ではトロイディシティによる磁場の変動に、非軸対称リップルが重畳された形になっているため、ヘリカルリップルに捕捉された粒子の振る舞いはトカマクと比較して非常に複雑なものとなる[20-29]。三次元の磁場配位の特定の位置から出発した高エネルギー粒子の軌道を、その出発点における異なるピッチ角に対して分析することが必要となり、実験的にその特性を調べるためには熟慮した実験設備の設定が求められる。

さらに考慮すべき問題として、有限ラーマー半径の効果も重要である。言葉としてドリフト損失とリップル損失はほとんど同義に使用されることが多いが、ドリフト損失の概念は粒子の案内中心の動きで分析されることが一般的である。しかし、例えばCHS実験において使用されているNBI加熱装置から入射される高エネルギーイオンのラーマー半径は、装置のサイズ（例えばプラズマ小半径）と比べて充分小さいとは言えず、高エネルギー粒子の動きを調べる際に案内中心の分析だけでは不十分となる。実際論文の中で詳しく述べるように、高エネルギー粒子の閉じ込め特性を調べたロスコーンの構造は、ドリフト近似で得られるものとは大きく異なっている。本論文ではこのような効果は常に考慮しつつ議論を進めている。

高エネルギー粒子の損失の機構として、高速イオン励起HMD不安定性に起因するもの（例えばフィッシュボーン不安定性やトロイダルアルヴェン固有モード等）は核燃焼プラズマの研究において重要な研究課題であるが、本論文では取り扱わない[30-44]。

1.4 本研究の目的

粒子軌道の計算は、現代の高速大容量計算機を使用すれば、それほどの時間をかけずにロスコーン構造などの結果を得ることができる。少なくとも準定常状態での高エネルギー粒子の軌道計算については、計算結果のみで全て議論できるという立場を取る研究者もいる。しかし一方、このような観点はほとんどドリフト近似の計算についての議論、すなわちラーマー半径の充分小さな粒子についての考えであり、ラーマー半径の相対的に大きな高エネルギー粒子の閉じ込め特性については、理論研究と実験研究とを突き合わせることによって、より詳細な議論を行う必要がある。この観点から見ると、これまで実験的に軌道損失の構造を厳密に調べた例は意外と少ない。特にヘリカル系装置のような軸対称性の無い三次元構造の磁場配位については、ロスコーンの構造が装置の総合的な閉じ込め性能を大きく支配し、軌道計算の結果だけに頼ることなく、精密な実験研究を含めた総合的な研究が求められる。

これまでの高エネルギー粒子閉じ込めの研究の多くは、NBI加熱やイオンサイクロトロン波(ICRF)加熱によって生じた高エネルギー粒子の振る舞いを観測することによりその閉じ込め特性を議論してきた。大型のNBI加熱装置は通常入射角が固定されているため、入射された高エネルギー粒子のピッチ角を積極的に変えることはできない。ICRF加熱の場合、粒子はサイクロトロン共鳴を通じて磁場に垂直方向に加速されるため、生成される高エネルギー粒子はピッチ角 90° 付近に局在し、ピッチ角分布の制御を任意に行う事ができない。従ってこのような受動的な研究では、実験結果を説明する過程において憶測的な議論で済ませざるを得ないことが多い。

本研究では高エネルギー粒子の振る舞いを詳細に調べるために、粒子の発生源として計測用ビーム(DNB)を用いた点に大きな特徴がある。DNBは入射粒子束密度が高く取れる一方、入射束の幾何学的サイズが小さいために、研究対象としているプラズマに大きな変化を与えない実験を行うことが可能である。また、大型装置では困難な入射角の走査を容易に行うことができ、テスト粒子としてピッチ角を制御した高エネルギー粒子をプラズマに入射することができる。高エネルギー粒子の詳細計測を可能にするために、中性粒子分析器(NPA)の観測視線(観測ピッチ角)も走査できるように設計した。入射角可変のDNBと観測視線が走査可能なNPAを組み合わせた計測はCHS装置独自のものである。これらを用いてヘリカルプラズマ中の高エネルギー粒子の閉じ込め特性を実験により明らかにする事が本研究の目的である。

このような高エネルギー粒子の発生源とプラズマ中での分布測定とを組み合わせようとする際、トカマクのような軸対称性のある装置では問題とはならないが、ヘリカル系のような磁場配位が三次元構造をもつ場合に注意するべき点について言及したい。第3章の実験機器についての説明で詳しく述べるが、DNBから入射され、プラズマ中でイオン化された高エネルギー粒子は、粒子源として決まったピッチ角を持ったままトーラスを周回する。測定器としてのNPAは、観測ピッチ角の走査機能を持っているために、その粒子が観測視線を横切った際に、対応するピッチ角を持った粒子として観測することが可能となる。

CHS装置における磁力線の構造から、双方共に走査機能を持つDNBとNPAの(相対)

設置位置には解が一つしかないことがわかっている。CHS 装置では、本論文にまとめた研究目的のために、二つの実験機器の設置位置の決定において、(実験装置全体の構成から発生する設置条件の範囲において)上記の解に非常に近い設定を採用している。

本論文の研究は、DNB を用いて特性が明確に定義された高エネルギー粒子を発生させ、その閉じ込め特性を調べるというところにあるが、このような実験設定で行われた研究はヘリカル装置においては前例が無い。最近スイスの TCV トカマクで DNB を用いた同様の研究が行われたが、それも DNB 及び NPA 共に振り角が固定の設定である。[45]。

1.5 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。第 2 章では CHS における粒子軌道、軌道損失領域のエネルギー依存性、実験を通してこれまでに得られた知見について述べる。第 3 章では、本実験を行った CHS 装置及び計測用ビームの仕様について述べる。また計測ビームによって入射された高エネルギー粒子を観測する中性粒子分析器について述べる。第 4 章で、実験結果を述べる。最後に第 5 章にて本実験を総括し今後の課題を述べる。

第2章 CHS装置における高エネルギー粒子軌道の特徴

2.1 トロイダル磁場閉じ込めにおけるリップル捕捉粒子

トロイダル装置における粒子軌道を理解するために、磁力線を追跡したときの磁場強度の特徴的な変化をトカマク型配位、ヘリカル型配位の双方について示す(図2.1)。トロイダル効果による磁場強度の変化の上に、トロイダル/ヘリカルコイルによって引き起こされる磁場強度の変化が存在する。これらの磁場強度の変化が磁気鏡となって、捕捉粒子が生成される。

トーラス型の装置においては粒子軌道は大きく周回粒子、捕捉粒子に分けることができる。単純磁気鏡配位を仮定し、中央部の一様な磁場強度を B_0 、両端における磁場の最大値を B_{max} とする。ゆっくりと変動する磁場中で荷電粒子が運動する時は磁気モーメント μ_m が保存される。

$$\mu_m = \frac{m_i v_{\perp}^2}{2B} \quad (2.1)$$

ここで v_{\perp}^2 は磁力線に垂直方向のイオンの速度である。さらにイオンの運動エネルギー W も保存される。

$$W = \frac{m_i v^2}{2} \quad (2.2)$$

磁力線方向の速度成分は式 2.1、2.2 を用いて

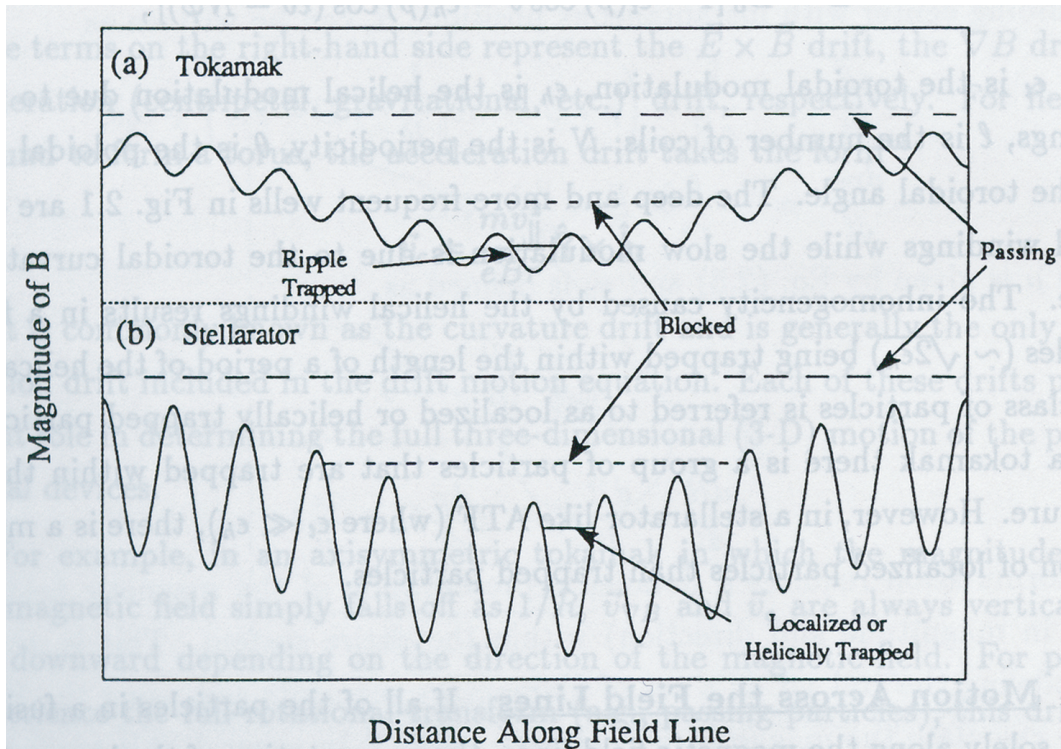


図 2.1: トカマク型配位、ヘリカル型配位に於いて磁力線を追跡した時の磁場強度の特徴的な変化

$$v_{\parallel} = \pm \sqrt{\left\{ \frac{2(W - \mu_m B)}{m_i} \right\}} = \pm v \sqrt{\left(1 - \frac{2\mu_m B}{m_i v^2} \right)} \quad (2.3)$$

と表される。正負の符号はイオンの進む向きが磁力線と同じ方向か、逆方向かによる。

上式より

$$\frac{2\mu_m B_{max}}{m_i v^2} > 1 \quad (2.4)$$

を満足するイオンに対しては v_{\parallel} が虚数となる。そのため式 2.3 の右辺が 0 になる地点でイオンは反射され、より強い磁場強度の領域へは侵入できない。すなわち磁場に捕捉される。このように磁気鏡によって捕らえられた粒子を捕捉粒子と言う。捕捉粒子は一般的に

は磁気面とは独立な運動をするため、トーラスを周回する粒子に比べて閉じ込めが悪くなる。トーラス装置においては内側で磁場強度が強く、外側で磁場強度が弱いため、回転変換を持つ磁力線構造には磁気鏡が存在する事になる。さらに閉じ込め磁場を作るためのコイルの直下では磁場強度が強くなるために、コイルとコイルの間にも磁気鏡が存在する。

本実験を行った CHS 装置はアスペクト比が小さいことで特徴づけられ、その主要な研究課題の一つに高エネルギー粒子の閉じ込めを調べる事が挙げられている。低アスペクト比装置は一般的に MHD 安定性の点で優れ、高いベータ値が期待できるために、よりコンパクトで経済的な核融合炉を設計する上で有利となる。しかしアスペクト比を低くすると必然的にトロイダル効果が大きくなり、そのためヘリカル対称性が損なわれて粒子が磁気面から大きく逸れて軌道損失する割合が高まると考えられる。本論文はこれらの課題に対して、実験における測定と有限ラーマー効果を取り込んだ粒子軌道計算を付き合わせた総合的な手法で研究した結果について述べている。

2.2 粒子軌道計算

CHS 装置中での高エネルギー粒子の軌道を調べるために数値計算を行った。すでに述べたように、今回の実験における高エネルギー粒子のラーマー半径は、閉じ込め領域のサイズ（プラズマの平均小半径）に比べて無視できない大きさであるために、通常使われているドリフト近似による計算ではなく、直接ラーマー運動を積分する方法を用いている。粒子軌道は荷電粒子の運動方程式

$$m_i \frac{d\vec{v}}{dt} = q_i (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.5)$$

を4次の Runge-Kutta 法で解くことによって求めた。ここで m_i はイオンの質量、 \vec{v} は高エネルギー粒子の速度ベクトル、 q_i はイオンの電荷である。計算の条件としては、粒子のエネルギーは 10 keV とし、磁場配位、及び磁場強度の設定は実験で採用している標準的な設定であるところの、磁気軸位置 $R_{ax}=92.1$ cm、磁気軸上の磁場強度の平均値が 0.95 T と

なるようにした。先に述べたように、本論文の実験で観測している DNB によって入射された高エネルギー粒子の軌道に対しては、プラズマ中で発生する電場（通常プラズマの電位の値としてはプラズマ温度と同程度）が与える効果は小さいと考えられるため、粒子軌道の実際の計算において電場に関わる項は入れていない。

CHS 装置は連続巻き線コイルを用いたヘリカル装置であるために、トロイダル効果とヘリカルリップルによる磁場強度の強弱が存在する。そのため粒子軌道は大きく三種類に分けることができる。第一の粒子は周回粒子で、磁力線方向の速度が大きく（ピッチ角が小さい）トーラスを磁力線に沿って運動する。第二のものは捕捉粒子と呼ばれ、磁力線に垂直方向の速度が大きく（ピッチ角が大きい）ヘリカルリップル、トロイダル効果による磁気ミラーによって捕捉された粒子で、磁気面からずれた運動をする。第三のものはピッチ角が上記の二種類の粒子の間で、無衝突領域でも、周回粒子と捕捉粒子の間を行き来する。

ヘリカル磁場中での粒子軌道は複雑な形を示すため（捕捉粒子はトーラスを周回しない場合もある）、プラズマ中をどのように動くかというイメージを掴む目的で、いくつかの特徴的な高エネルギー粒子について衝突効果を含めない軌道計算の結果を図示する。表示方法としては、理論的な検討においては磁気座標を用いる例 [46, 47] をよく見かけるが、本論文では敢えて実空間座標による表現を用いる。計測ビーム (DNB) から入射された中性粒子が電離される空間、あるいは NPA によって観測される、プラズマ中から放出される高速中性粒子の発生場所の分布は、実空間座標において検討する方が自然であるからである。

表示法を理解するためのデータとして、図 2.2 に CHS 装置の最外殻磁気面の形を示す。図 2.2 左はトーラスを上から見た形で、青線によってプラズマの最外殻磁気面の（子午面での）水平断面の形を示す。緑線は磁気軸である。CHS の磁場配位は、基本的には楕円形状のトーラスのポロイダル断面がトロイダル方向に沿って回転する形であり、水平断面でのプラズマの大半径方向にとった幅が、トロイダル周期数の回数だけ振動することになる。プラズマの外にある黒線は真空容器の内壁位置を示す。CHS 装置の真空容器は、ステンレスのブロックから、プラズマの形と同様の回転楕円体をくり抜いた形となっており、その水平断面も同様の形である。真空容器中のプラズマの位置は、トーラス内側に大きくシフ

トした配位が、実験で用いられる標準的なものとなっており、実際にプラズマはトーラス内側で真空容器に触れている。今後の粒子の軌道損失の議論で何度か触れることになるが、プラズマの大きさがトーラス内側の真空容器の位置によって決まっているリミター配位である、という言い方もできる。図 2.2 右は最外殻磁気面の形状をトーラスに沿ってポロイダル断面に投影したものを示す。最外殻形状としては、トロイダル周期の 0 (青線), 0.25 (緑線), 0.5 (紫線), 0.75 (黄線) (一周期分を 1 とする) の四ヶ所での断面を示している。

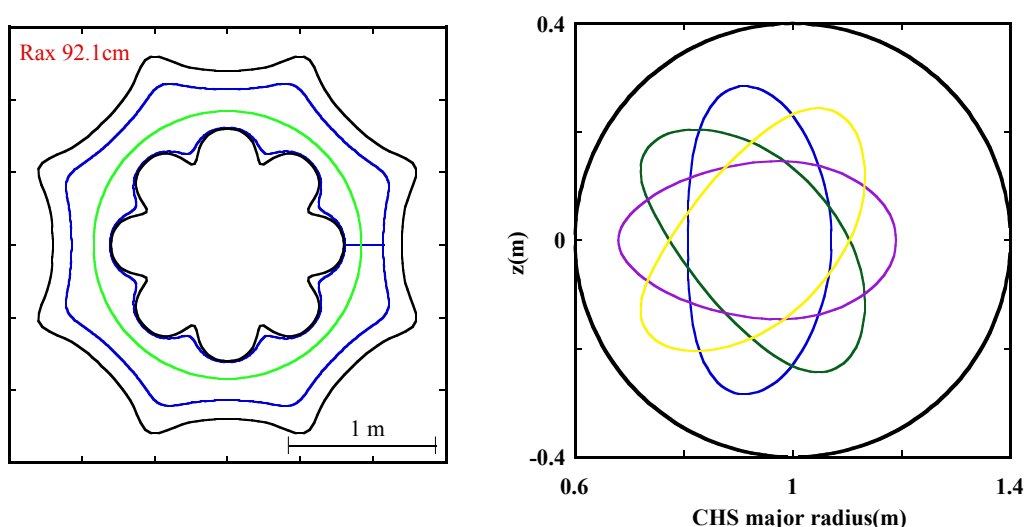


図 2.2: CHS 装置の最外殻磁気面の形状

以上説明したプラズマの形状を参考データとして、計算された周回粒子の軌道を図 2.3、図 2.4 に示す。図 2.3 の左図は軌道の線をトーラスの上方から見た図、右図はポロイダル断面に投影した図である。さらに図 2.4 では立体視の形で表示した。磁力線に対して平行方向の速度成分が大きい粒子がこのような軌道を描き、閉じたドリフト面上を周回し続けるため、捕捉粒子に対して見られるような大きなドリフト運動によって軌道損失することは無い。ただし、後で説明する図 2.12 や図 2.13 に示されているように、平均的なトロイダル曲率による磁場勾配ドリフトのために、閉じた粒子軌道が全体として磁気面からトーラス内側 (Counter-injection の場合) または外側 (Co-injection の場合) にずれる効果は存在す

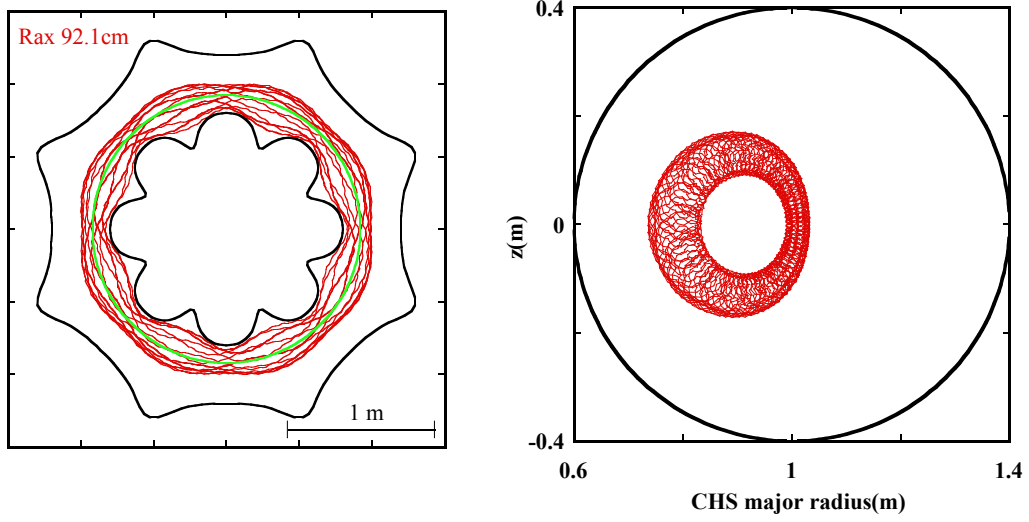


図 2.3: 10keV の粒子を $\rho=-0.82$ 、ピッチ角 15° の初期値で計算した粒子軌道

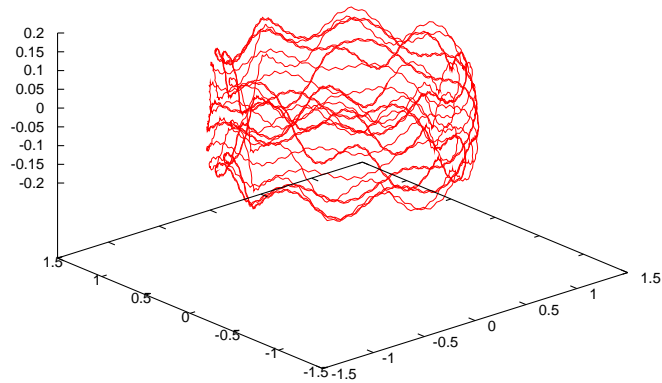


図 2.4: 図 2.3 の 3 次元空間での軌道

る。そのためプラズマの周辺部でイオン化されたビーム粒子については、軌道損失を受ける場合もある。

ヘリカル磁場の局所磁気鏡に深く捕捉された粒子の軌道は、軌道計算の出発位置とそのピッチ角の選び方で二種類のパターンを描く。図 2.5、2.6 はトーラスを全く周回しない場合の例である。このような粒子はトーラスの内側に局在し、トロイダル方向には限られた範囲でしか動くことができない。一方、図 2.7、2.8 に示すようにヘリカルリップルに捕捉されたままある程度はトーラスを周回する例もある。ヘリカルリップルに捕捉された粒子は、リップルの谷（磁場強度が極小の点）に沿って移動する事になるためヘリカルコイルの擦れに沿ってトーラスを周回している。CHS 装置のトロイダルモード数 8 に対応して粒子軌道が内側と外側を交互に動いているのがわかる。どのような条件においてトーラス一部に局在するパターンを描くか、またはある程度動き回るかについては、今回の計算の条件では粒子の出発点の条件として簡単な分類はできていない。（註：図 2.7 の右図において粒子のラーマー回転運動を示す線が角張っているのは、プロットの段階での点列の間引きのためであり、実際の軌道計算では十分細かい時間ステップを用いている）

最後に、図 2.9、図 2.10 に示すパターンは遷移粒子と呼ばれ、捕捉粒子と周回粒子の間を無衝突で行き来する粒子の動きである。この種類の粒子群は磁場の構造の変化に非常に敏感であり、本論文の主題である計算と実験との突き合わせに基づいた研究にとって、重要な研究対象となる。

粒子が描く軌道のパターンは、エネルギー、ピッチ角、電離位置に依存し、そのパターンの形状によって軌道損失するか否かも決まる。無衝突運動の結果軌道損失するかどうか、すなわちロスコーンの形状を調べる目的で、高エネルギー粒子の電離位置とピッチ角を細かく変化させて軌道計算を実行し、軌道損失の状況を調べた。粒子の損失の判断は、計算した粒子軌道が CHS の真空容器壁に接触した段階で損失とみなした。電離位置としては、図 2.11 に示すように CHS の横長断面上に 2cm 間隔で粒子を配置し、そこでの粒子のピッチ角を 0° から 180° まで 2.5° おきに变化させて軌道計算を行う事により、軌道損失領域の空間分布を調べた。図 2.12、2.13 が軌道計算でえられた閉じ込め領域と軌道損失領域で

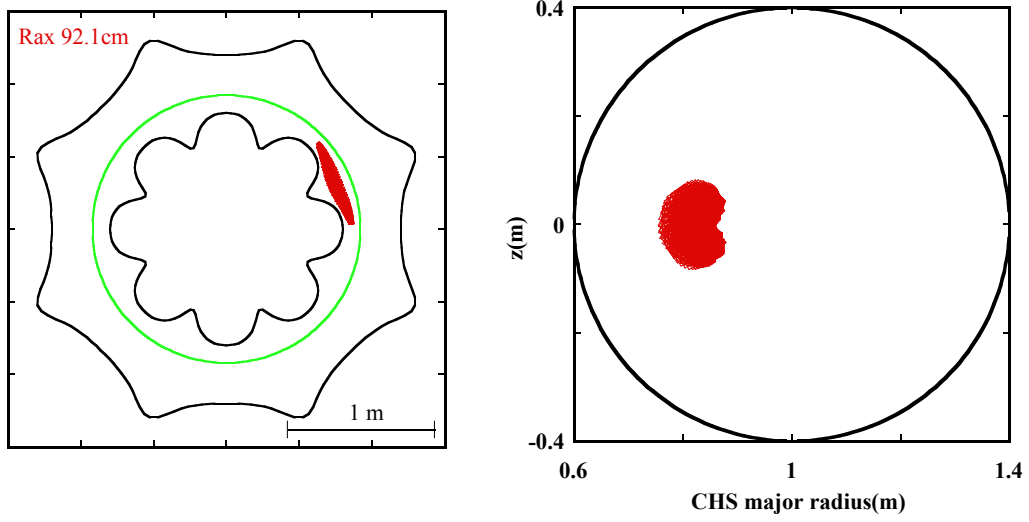


図 2.5: 10keV の粒子を $\rho=-0.65$ 、ピッチ角 75° の初期値で計算した粒子軌道

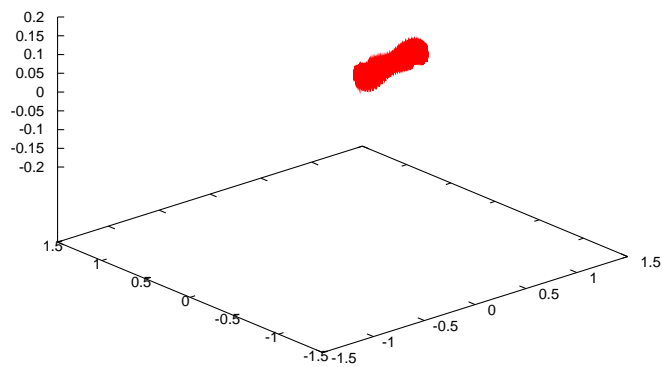


図 2.6: 図 2.5 の 3 次元空間での軌道

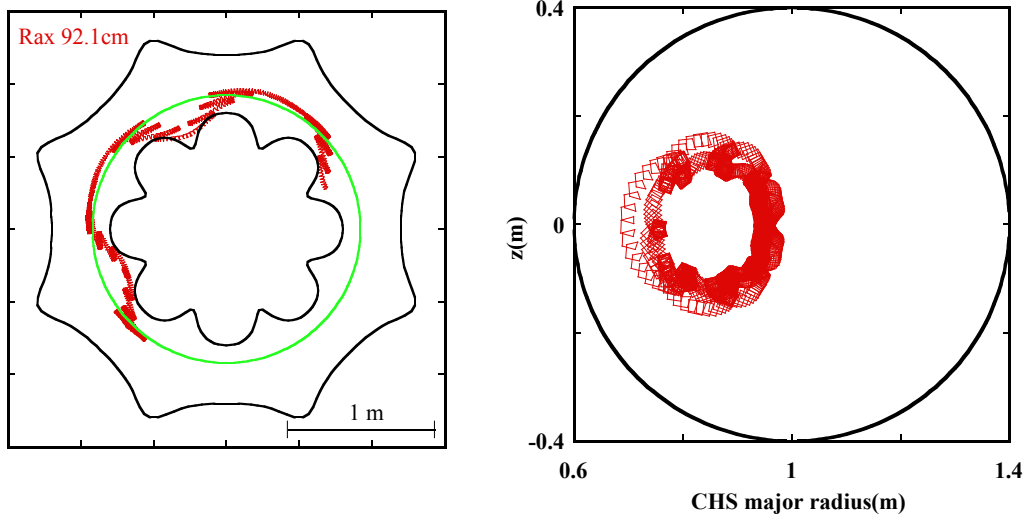


図 2.7: 10keV の粒子を $\rho=-0.82$ 、ピッチ角 82.5° の初期値で計算した粒子軌道

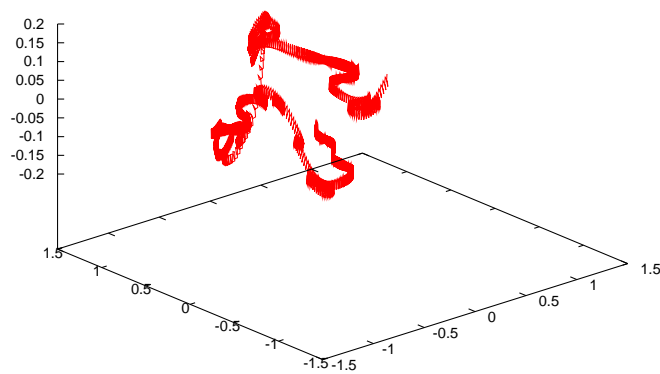


図 2.8: 図 2.7 の 3次元空間での軌道

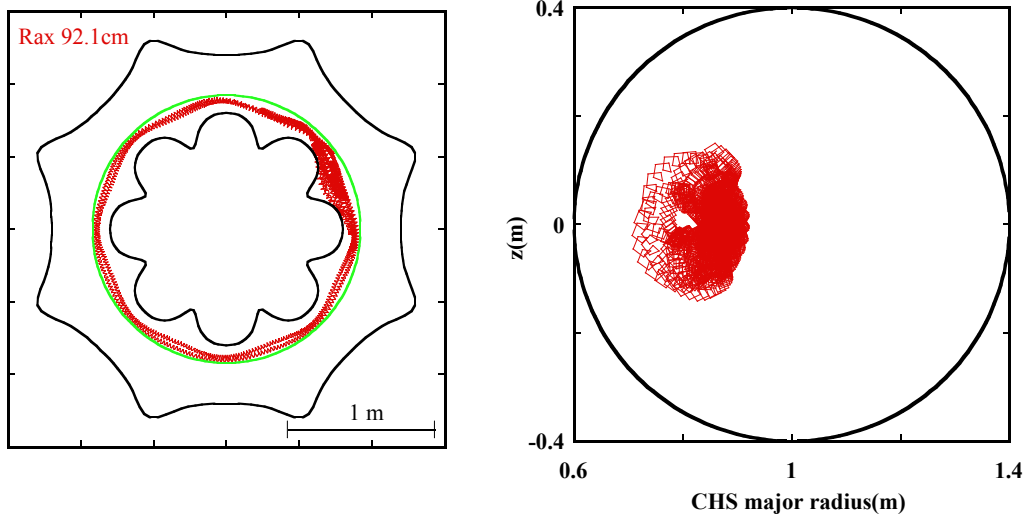


図 2.9: 10keV の粒子を $\rho=-0.65$ 、ピッチ角 100° の初期値で計算した粒子軌道

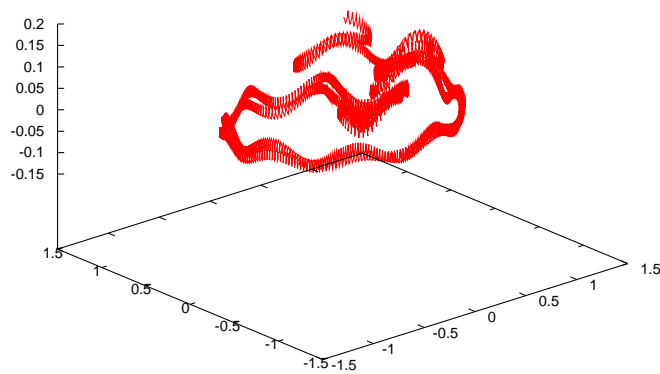


図 2.10: 図 2.9 の 3 次元空間での軌道

ある。閉じ込め領域内の粒子は周回粒子と捕捉、遷移粒子の二種類に分類した。図の表示では出発位置の値は符号付きの規格化小半径で表わし、正の値がトーラス外側、負の値がトーラス内側の出発点を示す。この計算についてはエネルギー 10keV と 30keV の 2 ケースについて計算し、CHS の標準配位である磁気軸位置 $R_{ax}=92.1$ cm の配位、磁場強度 0.95 T の設定で行った。軌道損失の特徴的な時間スケールが数 μsec 程度であるため粒子軌道は $70\mu\text{sec}$ 追跡し、途中で CHS の真空容器に衝突したものを損失粒子とした。

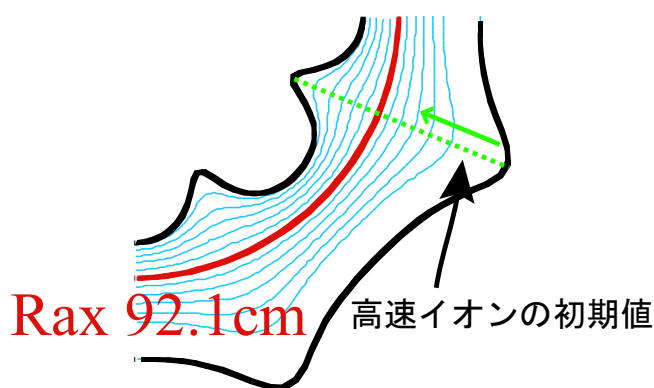


図 2.11: 数値計算の開始点

図 2.12、2.13 において、ピッチ角が 0° 、 180° 近辺の粒子はそれぞれ Counter-入射、Co-入射の周回粒子を表わすが、Counter-injection の場合にトーラス外側に損失領域が現れているのは、先に説明したように、平均的な磁場勾配ドリフトのための粒子軌道のずれのためである。このずれは当然ながら粒子エネルギー 30 keV の場合は大きくなっている。

10 keV の粒子の場合ピッチ角 90° 付近において捕捉粒子が存在し、粒子が損失する領域は大半径外側に局在している。一方 30keV の粒子についてはピッチ角 90° 付近に大きな損失領域が存在し、捕捉粒子がほとんど存在しない。その理由としてまず考えられることは、CHS の標準磁場配位が真空容器壁によるリミター配位となっている事実である。最外殻磁気面はトーラス内側のかかなり広い領域で真空容器と接触しているために、実際に高エネルギー粒子を保持できる空間は最外殻磁気面よりもラーマー半径分内側の領域となる。しかし磁場強度 1 T の時の 30 keV の捕捉粒子のラーマー半径はせいぜい 2.5 cm であり、図 2.13

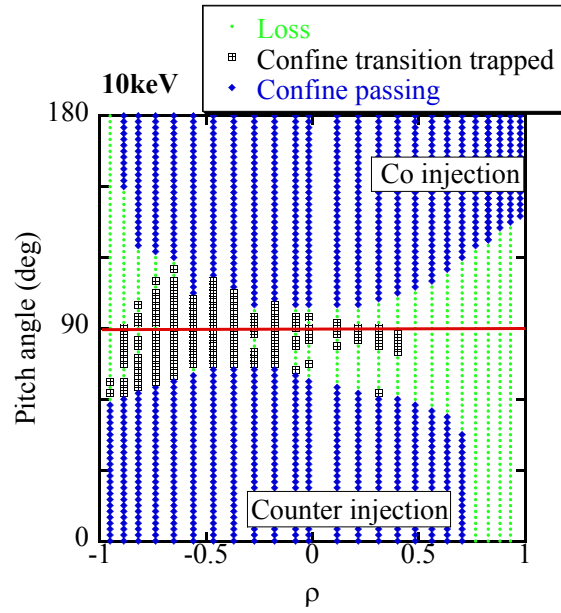


図 2.12: 10keV の高エネルギー粒子のロスコーン構造

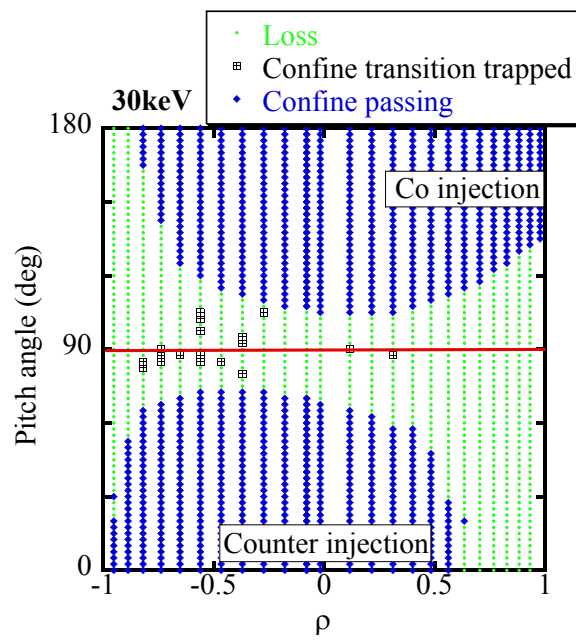


図 2.13: 30keV の高エネルギー粒子のロスコーン構造

に示されたような大きなロスコーンを説明することはできない。

30keV の粒子のラーマー半径が装置サイズに対してどの程度であるかを見積もるために、プラズマの平均小半径に対するラーマー半径の比 ρ_i/a を見積ってみる。上記のように 30keV の捕捉粒子のラーマー半径は 2.5 cm であり、CHS の平均小半径は 20 cm であるので、 ρ_i/a は 0.13 となりラーマー半径が平均小半径の 1 割以上の大きさとなっている。比較のため現在計画が進行している国際熱核融合実験炉 (ITER) における 粒子について ρ_i/a を計算すると 0.05 である。このことから CHS 装置において 30 keV の捕捉粒子を閉じ込めることは、ITER における 粒子閉じ込めよりも厳しい条件となっていることがわかる。

振り返って、10 keV の粒子と 30 keV の粒子に対するロスコーンの違いの原因としては、ラーマー半径の大きな粒子の場合に予想される、磁気モーメントなどの断熱不変量の不完全さの問題がある。この問題を精密に検討するためには、有限ラーマー効果を含めた粒子軌道計算の精密な検討が必要となるが、本論文の目的はそのような計算研究の精密化ではなく、実験事実を検討した上での物理的総合解釈である。現段階では数値計算あるいは粒子軌道理論の観点からは二種のエネルギーに対するロスコーンの違いの原因はわかっていない。

2.3 CHSにおける高エネルギー粒子閉じ込めの研究(これまでの研究成果)

CHS装置においてこれまでに行われてきた高エネルギー粒子閉じ込めに関する研究について述べる。先述したように、CHS磁場配位における捕捉粒子軌道は、磁気面から偏差しているため、高エネルギー粒子は無衝突条件下においても軌道損失する可能性がある。このことを背景にCHSでは高速イオンの閉じ込め特性を実験的に調べることを目的として、2機設置されている加熱用中性粒子ビーム(NBI)の1機には、その入射角度を接線方向から垂直方向まで変えられるシステムを採用している。CHS実験開始後間もなく、NBIの入射角度をCo-接線方向から垂直方向にショット毎に走査することにより、プラズマ蓄積エネルギーのNBI入射角依存性が調べられた[48]。この時、NBIの入射角が垂直になるにつれて、蓄積エネルギーが顕著に減少していく様子が観測された(図2.14(a))。このことは、1)シャインスルー割合の増加、2)NBIの入射角度を垂直にしたことによる高エネルギー粒子の軌道損失(ヘリカルリップル損失)割合の増加、に起因した加熱効率の低下が主要因であると考えられる。この時、垂直方向に視線を固定した中性粒子エネルギー分析器(NPA)により高エネルギー捕捉粒子のエネルギー分布が測定されている(図2.14(b))。測定された粒子のエネルギー分布上には、NBIの全エネルギー成分によるピークに加えて、正イオン源中で同時に生成された $1/2$ エネルギー成分、 $1/3$ エネルギー成分によるピークも観測された。仮に高エネルギー粒子が損失することなくプラズマ中で減速した場合、NBI入射エネルギーに対応したエネルギー領域から低エネルギー側へ緩やかな増加勾配を持つエネルギー分布となることが予想される。NBIを垂直入射した際に、垂直視線NPAで観測したエネルギー分布上に見られるピークの存在は、高エネルギー粒子が十分に減速しないまま損失していることを意味し、即ちヘリカルリップル損失が顕著であることを示唆している。

以上の実験では、高エネルギー粒子の源となるNBIが背景プラズマ維持のための加熱源としての役割も果たしているために、NBI入射角に強く依存する形で、高エネルギー粒子

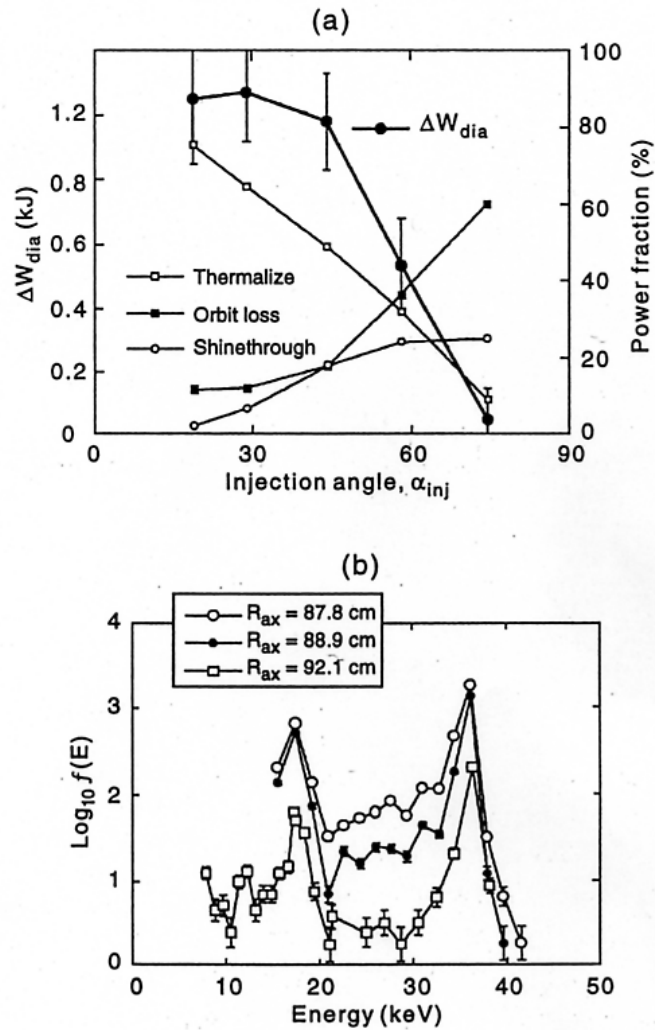


図 2.14: (a)NBI1 号機の入射角を走査した時のプラズマ蓄積エネルギーの入射角依存性 (α_{inj} はビームのパスと磁気軸のなす角)。 α_{inj} に対してモンテカルロ計算によって求めた入射パワー、軌道損失、シャインスルーの割合も示してある。(b) $\alpha_{inj}=74^\circ$ 、 $E_b=36\text{keV}$ でビームを入射した際に、異なる磁気軸において観測されたエネルギースペクトル

の減速時間や偏向時間が背景プラズマのパラメータとともに変化し、NBIの入射角、即ち粒子のピッチ角に応じた単一粒子軌道の詳細な振る舞いが見え難い面がある。単一粒子軌道の振る舞いを更に調べるために、少量の重水素 D_0 を混ぜた NBI を ECRH もしくはもう一機の NBI で維持された重水素ターゲットプラズマに時間幅 2-4ms の短パルスで入射し、NBI 停止後の中性子発生率の減衰時間と高エネルギー粒子が古典的に減速したとして予想されるそれとの比較が行われた。この場合、短パルス入射のため背景プラズマに与える影響が少なく、先に記した実験に比して観測結果の理解が比較的容易となる。この時、発生する中性子は、ビーム-プラズマ反応による中性子が支配的で、プラズマ中の重水素密度が一定の場合、中性子発生率はプラズマ中に存在する高エネルギー粒子密度に比例する。 D_0 を含んだ NBI を C_0 -方向に接線入射した場合、実験で観測される中性子減衰時間は、高速イオンが古典的に減速したとして予想されるそれと一致し、高エネルギー粒子は古典的に減速していることが示された [49, 50] (図 2.15)。ただし、背景プラズマの密度が極端に低い場合 ($n_e = 1.0 \times 10^{19} m^{-3}$)、実験で観測される中性子減衰時間は、高速イオンが古典的に減速したとして予想されるそれに比して短く、入射高エネルギー粒子の一部が損失していることが分かった。CHS では C_0 -通過粒子の軌道が磁気面よりも大半径方向外側に大きく偏差するために、プラズマ周辺部を通過した際の荷電交換損失、並びに軌道損失による結果であると考えられた。その後、垂直方向に入射角を固定した計測ビーム入射機 (DNB) より D_0 ビームを入射し、同様の測定が行われた。この時観測された中性子の減衰時間 (数 $100 \mu sec$) は、損失なく古典的に減速したとして予想される減衰時間に比して圧倒的に短く、垂直入射高エネルギー粒子は即発的に損失することが確認された [51] (図 2.16)。この時、垂直計測ポートに設置したシリコン半導体検出器を利用した小型 NPA は、入射エネルギー近傍に鋭くピークした高エネルギー粒子のエネルギー分布を観測し [52]、中性子計測から得られた結論を支持する結果を示した (図 2.17)。

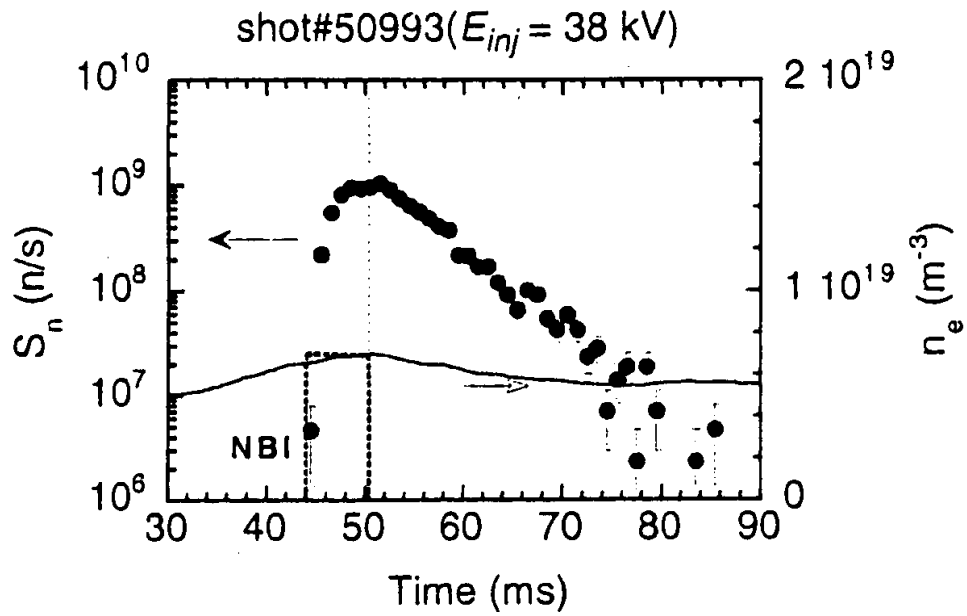


図 2.15: 接線方向への短パルスビーム入射による中性子発生量の時間変化

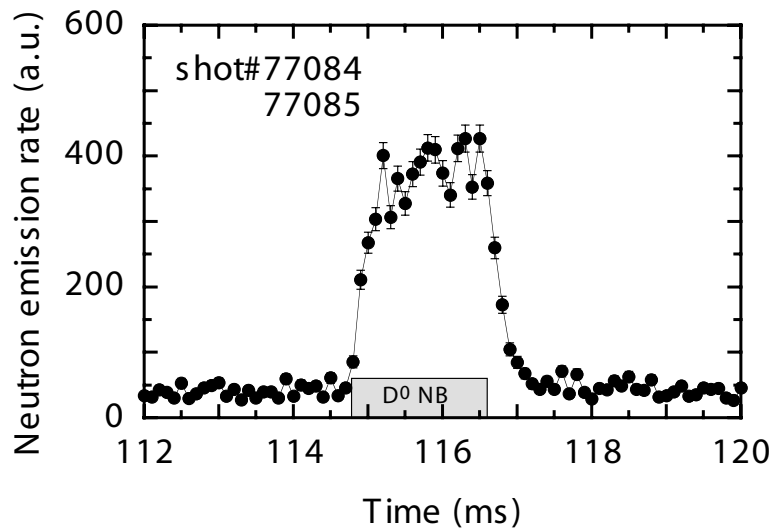


図 2.16: 垂直方向への短パルスビーム入射による中性子発生量の時間変化

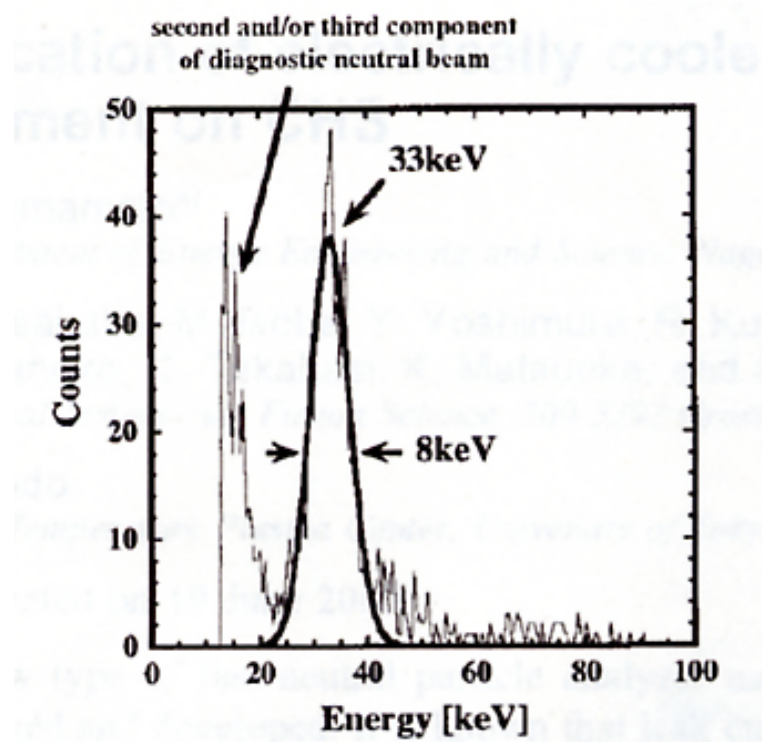


図 2.17: シリコン半導体検出器によって観測された垂直入射高エネルギー粒子のエネルギースペクトル

第3章 実験装置

3.1 CHS 装置

本実験は自然科学研究機構核融合科学研究所の CHS (Compact Helical System) 装置を用いて行った。CHS はポロイダルおよびトロイダルモード数がそれぞれ $l=2$ 、 $m=8$ のヘリカル装置である [53, 54]。閉じ込め磁場は図 3.1 に示すように、1 対のヘリカルコイル (HF) と 4 組のポロイダルコイル [内側垂直磁場コイル (IVF)、形状制御コイル (SF)、外側垂直磁場コイル (OVF)、トリミング垂直磁場コイル (TVF)] によって生成される。表 3.1 に CHS 装置の装置パラメータ、表 3.2 に主要プラズマパラメータをまとめる。CHS の特徴としてはアスペクト比 $A_p=R/a$ が $A_p \simeq 5$ であり、現在実験研究を行っているヘリカル型装置の中では最も低い値となっている。

第 4 章の実験結果において、高エネルギー粒子の閉じ込め特性改善に関連して CHS 装置の磁場配位制御が議論されるため、ここで CHS 磁場配位制御の基本的な特性について説明する。上に説明したように、CHS 装置は複数組のポロイダル・コイルを持つために、ポロイダル磁場制御については、垂直磁場制御だけではなく、磁気面の楕円度を変えるための四重極磁場制御も独立に行うことができる。しかし、本論文の研究では四重極成分を固定した上での垂直磁場制御のみを使用した。垂直磁場制御によってプラズマの位置はトーラス内側あるいは外側にシフトさせることができるが、選択された磁場配位の呼び方として、CHS では磁気軸の大半径位置を用いている。磁気軸位置はプラズマ・ベータ値が上昇した時には、シャフラノフ・シフトによってトーラス外側にシフトするが、磁場配位の呼び方としては真空配位での磁気軸位置を用いる。本論文の研究では、後に述べるように研究対象のプラズマとしては低ベータ値の ECH 加熱プラズマを使用しているために、実際の実

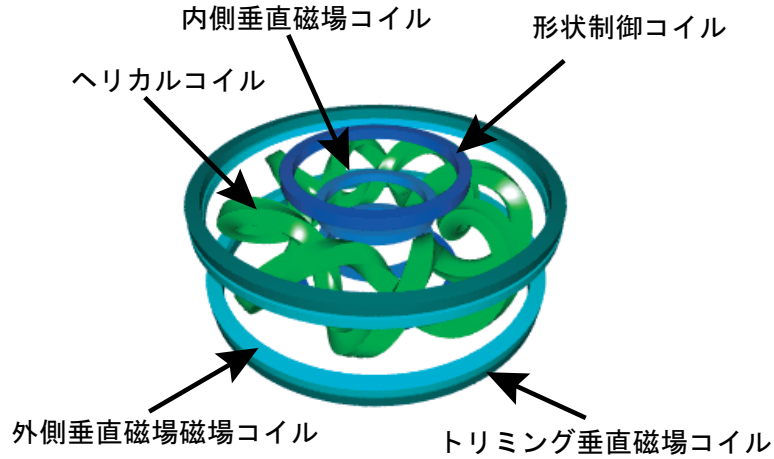


図 3.1: CHS のヘリカルコイルとポロイダルコイル

表 3.1: CHS の装置パラメータ

装置パラメタ	値
大半径 R	1.0m
平均小半径 $\langle a \rangle$	0.2 m
アスペクト比 A_p	5
ポロイダルモード数 l	2
トロイダルモード数 m	8
トロイダル磁場強度 B_ϕ	1.8T

表 3.2: CHS の主要プラズマパラメータ

プラズマパラメタ	最大値
線平均電子密度 \bar{n}_e	$1 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$
電子温度 T_e	5keV
イオン温度 T_i	1keV
プラズマベータ値 β	2%

験条件においてもシャフラノフ・シフトは小さい。

高エネルギー粒子の閉じ込め特性に関連して、磁気軸位置をシフトさせた場合の捕捉粒子の軌道と磁気面との関係について解説する。捕捉粒子のドリフト運動は、基本的には断熱不変量が保存されるようなパスに沿って動くために、配位中の磁場強度の分布に支配されたドリフト軌道を描く。この意味で磁気面形状の変化とは独立に決まる軌道となり、垂直磁場制御の影響を大きくは受けない。逆に磁気面の位置は垂直磁場制御の影響を大きく受けて、トーラスの内側、外側にシフトする。すなわち、CHS 装置では垂直磁場制御によって磁気面の位置を動かすことにより、本来磁場強度分布によって決定されている捕捉粒子のドリフト軌道に、磁気面をより良く一致させるような制御が行われる。CHS 装置はアスペクト比が小さい上に、ヘリカル・コイルの形状に比較的大きなピッチ・モジュレーションが加わっていて [54]、ヘリカル・リップル捕捉粒子のドリフト軌道はトーラス内側に大きくシフトしている。このため、垂直磁場制御によって磁気面をトーラス内側に強くシフトした配位 ($R_{ax}=87.7$ cm) において、高エネルギー粒子のドリフト軌道を磁気面とほぼ一致させることが可能となる [55]。しかし磁気軸を強く内寄せした配位では、プラズマの体積が非常に小さくなり、また NBI 加熱においてはビームのパスの関係で加熱効率も減少し、全体としてのプラズマの閉じ込め特性の観点からは必ずしも最善の設定とはなっていないのが現状である。

3.2 計測用中性粒子ビーム入射装置 (DNB)

本実験では CHS プラズマ中に高エネルギー粒子を生成するために、計測用中性粒子ビーム入射装置 (DNB:Diagnostic Neutral Beam) を使用した (図 3.2) [56]。DNB はイオン源に水素ガスを導入し、フィラメントとイオン源容器との間でのアーク放電により水素プラズマを発生させる。そして発生した水素イオンを加速電極に印加した高電圧で引き出し、加速する。この際、加速電極の高電圧の設定を変えることにより、任意のエネルギーでビームを入射することができる。DNB は発散角を抑え、入射角を可変とすることでプラズマ中にテスト粒子を入射する事を目的としている。本節では DNB の仕様について述べる。

3.2.1 ビームのプラズマへの入射過程

DNB はイオン源からイオンビームを引き出しプラズマに入射する装置であるが、イオンビームのままでは閉じ込め磁場によってプラズマに入射できないので、中性化セルの部分で中性の水素ガスとの荷電交換 (式 (3.1) の逆過程) にを行い、水素原子ビームにしてプラズマに入射する。中性化されなかったイオンビームは偏向磁石により曲げられ、ビームダンプと呼ばれる冷却された標的に当たり水素分子になる。この水素分子は中性化セルの部分の水素分子とともにクライオ・ポンプにより排気される。CHS 装置でのプラズマ放電の運転間隔は基本的には 3 分であるが、プラズマ放電の間の時間ではビームラインは 5×10^{-5} Pa 程度の真空を保っている。

プラズマに入射された中性粒子ビームはプラズマとの相互作用によって、高速イオン・ビームへと変換される [57]。中性粒子ビームのエネルギーが数十 keV までの低いエネルギーにおいては、荷電交換反応の断面積が最も大きい。(図 3.3)。



数十 keV を越える高エネルギービームではプラズマ・イオンによる電離断面積が大きく

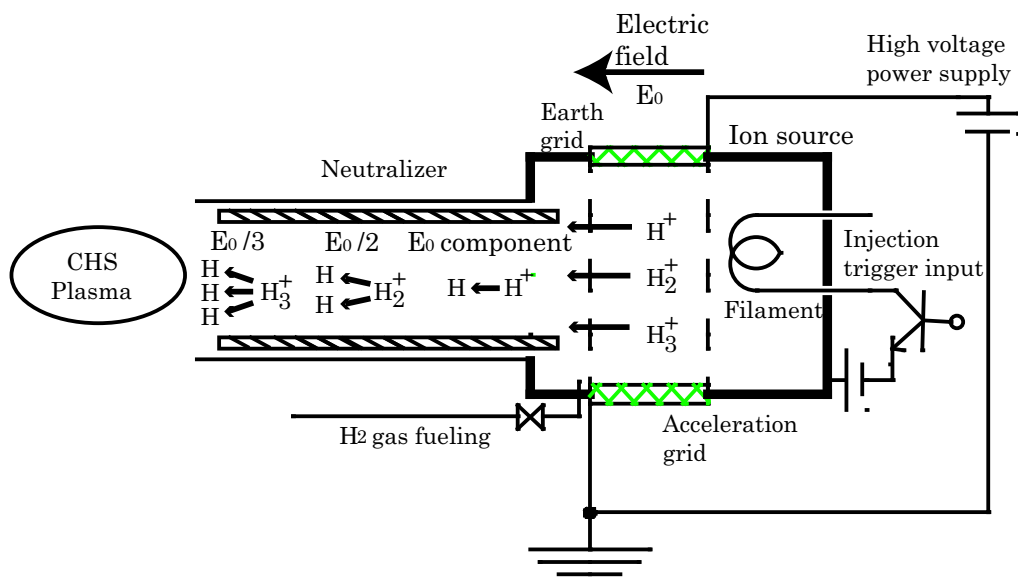
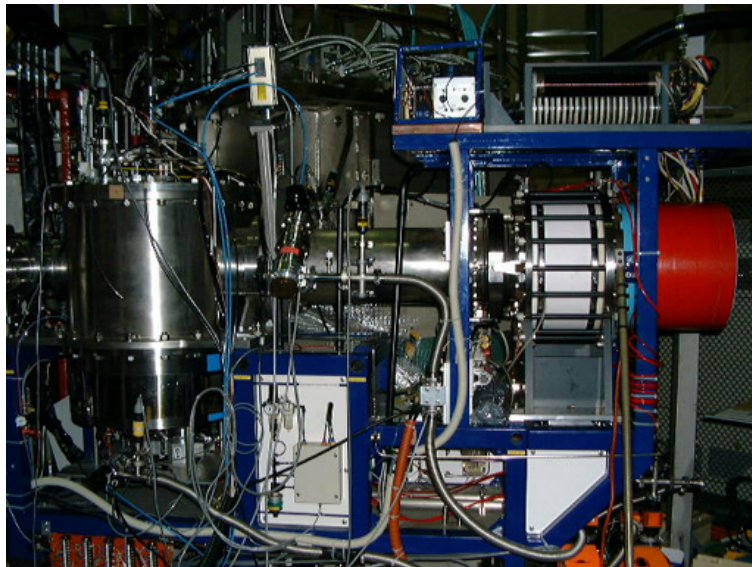


図 3.2: 計測用中性粒子ビーム (Diagnostic Neutral Beam)

なる。



本実験ではプラズマ電子温度が 1keV 程度でビームエネルギーは最大で 30keV なので、主として荷電交換反応 (式 3.1) によってイオン・ビームに変換されていると考えられる。

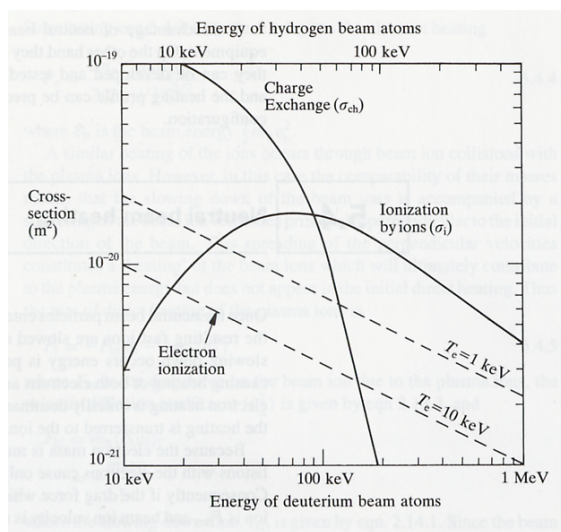


図 3.3: 荷電交換反応の断面積

3.2.2 ビームの発散角、焦点距離

中性粒子ビームの性能を決める重要なパラメータの一つに発散角がある。DNB は図 3.4 に示すように、多孔型引き出し電極より水素イオンビームを引き出す構造となっているが、引き出されたイオンビームは水素イオンの空間電荷効果により発散する。発散角はイオン源の引き出し孔より引き出された水素イオンビーム収束の度合いを示すものである。中性粒子ビームが C H S プラズマに入射された際にこのような発散角程度のピッチ角分布を持つため、発散角の値が小さいほどテスト粒子源として優れている。

DNB の発散角と焦点距離は、ビームライン上に設置したカロリメータを用いて測定した (図 3.4)。カロリメータはイオン源からの距離 1.87m の位置に十字型に配置されてお

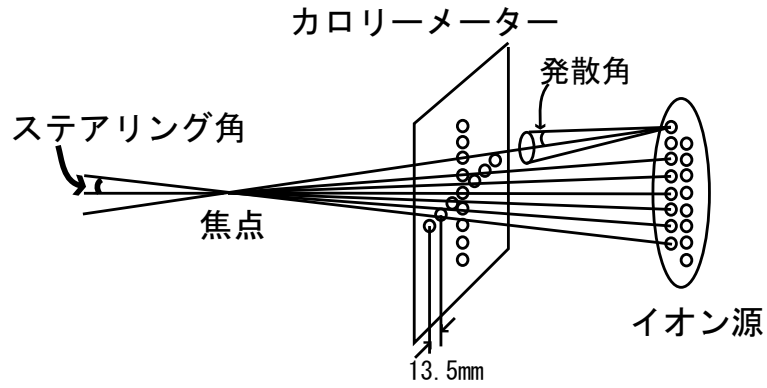


図 3.4: DNB のイオン源とカロリメーター配置

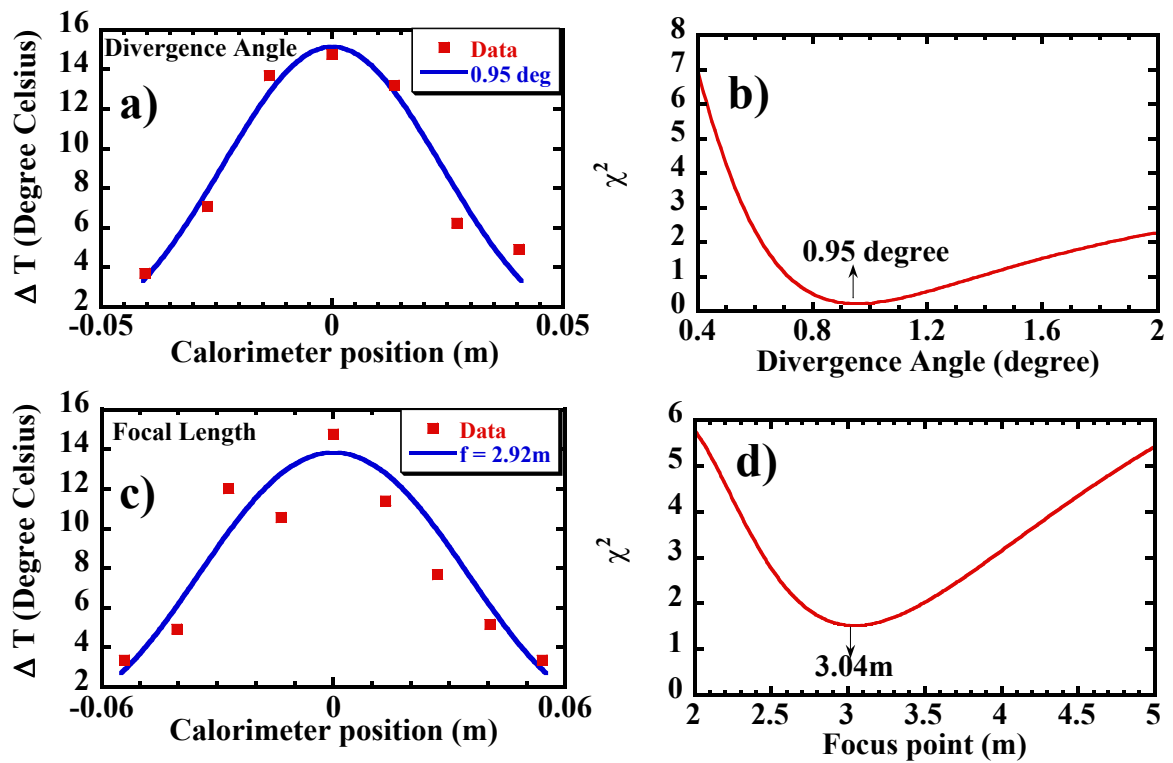


図 3.5: (a) カロリメーターの温度上昇の水平方向の分布:(b) 実測値と計算値の差の自乗和の発散角に対する変化:(c) カロリメーターの温度上昇の縦方向の分布:(d) 実測値と計算値の差の自乗和の焦点距離に対する変化

り、縦方向に9個、横方向に7個、各々13.5mmの間隔で設置されている。DNBのイオン源は縦長の構造になっているため、カロリメーターの水平方向の ΔT 分布は発散角に対して敏感である。一方、カロリメーターの垂直方向の ΔT 分布は焦点距離に関して敏感であるため、カロリメーターの各方向の温度上昇より焦点距離と発散角が同時に計測できる。カロリメーターの温度上昇の実験結果について χ^2 検定を用い、焦点距離と発散角を求めた。 χ^2 は以下の式で表わされ

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (\Delta T_i^M - \Delta T_i^C)^2 \quad (3.3)$$

ΔT_i^M は実測された温度上昇で、 ΔT_i^C はビームの分布としてガウシアンを仮定し、発散角についても仮定した値を与えて計算した温度上昇である。図3.5にカロリメーターの温度上昇の計測結果と χ^2 検定の結果を示す。 χ^2 検定より発散角、焦点距離は各々 0.95° 、 3.04m という事がわかった。

プラズマ中でのピッチ角分布を広げる要因として発散角以外にビームの太さが関係する。ビームの径が太いと、ビームと磁力線の交わる領域が大きくなるためピッチ角分布は広がってしまう。DNBは焦点位置でのビーム直径が 10cm であり、加熱NBIと比べて約 $1/2$ 程度のビーム幅となっている。

3.2.3 ビームの成分比

イオン源で生成された水素の正イオンを引き出し、加速電極で加速する方式のビーム源では、図3.2に示すようにイオン源では H^+ だけでなく、 H_2^+ と H_3^+ が同時に生成され、加速電極によってそれぞれ同じエネルギーで引き出される。中性化セルの部分では H_2^+ と H_3^+ が共に H になってプラズマへ入射されるために、 H_2^+ と H_3^+ は H^+ の入射エネルギー(E_b)に対して、 $E_b/2$ 、 $E_b/3$ のエネルギーでプラズマ中に入射されることになる。

各エネルギーにおける粒子数の比を調べるために、DNBの中性化セルを見込む観測窓を用いて分光計測を行った(図3.6)。分光器を用いて H_α 光の強度の比を測定し、各エネルギー成分の粒子数比を求めることができる。 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ が加速電圧 E_b で加速され、中性

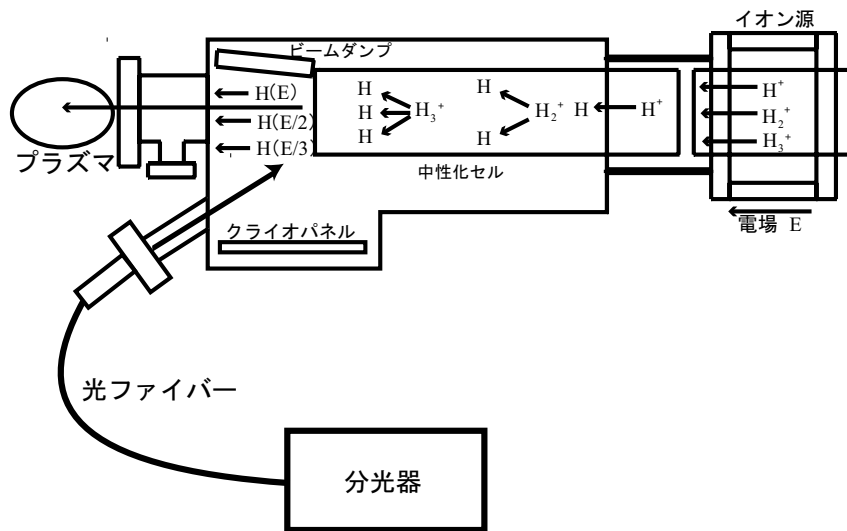


図 3.6: ビームライン分光計測のための装置配置図

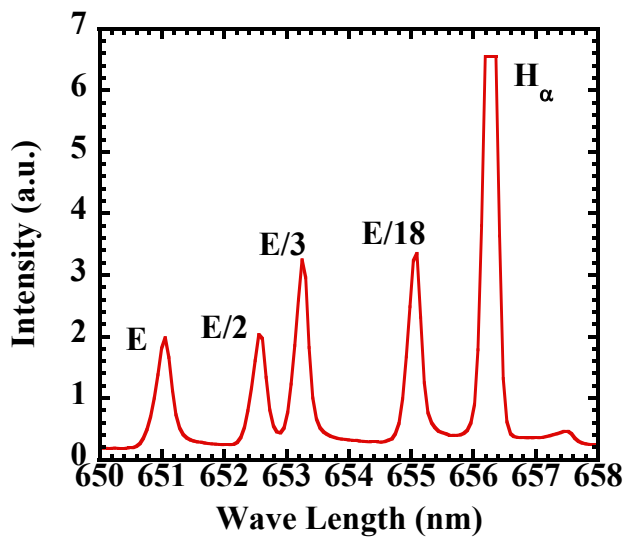


図 3.7: ビームラインの分光計測結果

化セル内の水素原子との衝突によってイオンビームから中性粒子ビームに変換される。上記の各々の粒子はエネルギーは等しいが質量が異なるため、異なる速度で中性化セルを通過する。そのためドップラーシフトした各々の H_α 光を測定することにより、各エネルギー成分の粒子数比を求めることができる。

各エネルギー成分の H_α 光の強度、 I_i は

$$I_i \propto \frac{N_i j_j \{1 - \exp(-\sigma_i n l)\}}{e v_i} \quad (3.4)$$

$$v_i = \sqrt{\frac{2eE_b}{M_i}} \quad (3.5)$$

と書ける。ここで j_1 、 j_2 、 j_3 、 σ_1 、 σ_2 、 σ_3 は各々 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ の電流値、衝突断面積を表わしており、 l は中性化セルの長さ、 n は中性化セル内の数密度、 v_i は水素ビームの速度 M_i は各イオンの質量である。 N_i は各イオン中の水素原子数で $N_1=1$ 、 $N_2=2$ 、 $N_3=3$ である。

これらの式を用いて電力比と I_i の関係は以下の式で表わされる。

$$\begin{aligned} & P(E_b) : P(E_b/2) : P(E_b/3) \\ &= E j_1 : E j_2 : E j_3 \\ &= \frac{I_1}{1 - \exp(-\sigma_1 n l)} e \sqrt{\frac{2eE_b}{m}} : \frac{I_2}{2\{1 - \exp(-\sigma_2 n l)\}} e \sqrt{\frac{2eE_b}{2m}} \\ & : \frac{I_3}{3\{1 - \exp(-\sigma_3 n l)\}} e \sqrt{\frac{2eE_b}{3m}} \\ &= \frac{I_1}{1 - \exp(-\sigma_1 n l)} : \frac{I_2}{2\sqrt{2}\{1 - \exp(-\sigma_2 n l)\}} \\ & : \frac{I_3}{3\sqrt{3}\{1 - \exp(-\sigma_3 n l)\}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

図3.7に分光計測の結果を示す。衝突断面積は各々、 $\sigma_1=4.2 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ 、 $\sigma_2=8.0 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ 、 $\sigma_3=9.3 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ で $n=2.0 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 、 $l=70 \text{cm}$ である。ドップラーシフトの値は粒子のエネルギー E を用いて

$$\lambda' = \lambda_{H_\alpha} \left(1 - \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2E}{m}} \cos \delta \right) \quad (3.7)$$

と書ける。ここで λ_{H_α} は H_α の波長で 656.3nm、 δ は観測視線とビームラインのなす角で 13.6 °である。入射エネルギー 30keV と 1/2、1/3 エネルギー成分についてドップラーシフトした波長を求めると各々、651.2nm、652.7nm、653.4nm となり、観測されたスペクトルのピークの波長と一致している。

観測された各エネルギー成分のスペクトルの強度から、粒子数の比を求めると $E_b : E_b/2 : E_b/3 = 37 : 27 : 36$ となり、陽子比は 55% となった。

3.2.4 入射角制御機構

高エネルギー粒子の閉じ込め特性は粒子のエネルギーとピッチ角に依存する。そのためテスト粒子源としての計測ビームには、これらのパラメータを制御できる事が要求される。ビームエネルギーは引き出し電圧の設定により比較的容易に制御することが可能である。ピッチ角の制御はビーム本体を水平方向に走査できるように設計する事で対応した(図 3.8)

入射角の制御は実験室内に設置されたパルスモーター(ORIENTAL MOTOR PK599BW)とコントローラー(Tsujii Denshi PMCD - 05)を用いて行う(図 3.9)。DNB は運転中に常時高電圧が印加されているため、コントローラーは制御室内の PC より遠隔操作が行えるように設計した。GPIB ケーブルは途中で変換機(OMRON Z3GB)を用いて光ファイバーを挿入する事により電気的な絶縁を確保した。

入射角制御機構を用いて DNB はトーラスの赤道面上を水平方向に走査することができ、トーラス中心から 1.58m の位置にあるピボット点を中心に旋回する。DNB の振り幅は co-入射の方向に接線半径 30cm から counter-入射方向に 81cm となっている(図 3.10)。ここで co-入射は、回転変換を強める方向に DNB のビーム駆動電流が流れるように入射する事を指し、counter-入射はその逆方向への入射と定義される。本論文では DNB の入射角(接線半径)について co-方向への入射を +、counter-方向への入射を - の符号で表現する。NPA の観測視線の接線半径については co-入射されたビームを見込む方向に関しては +、counter-

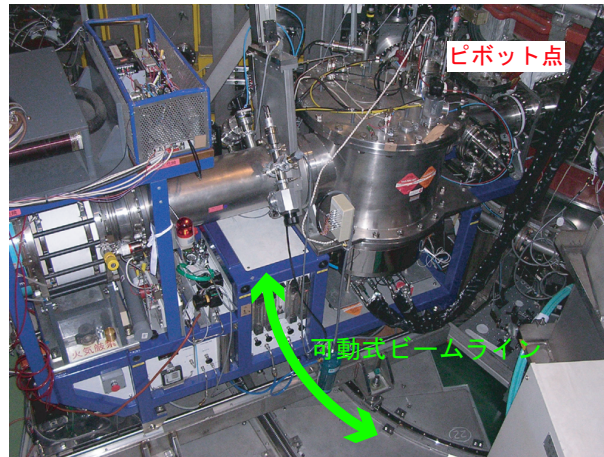


図 3.8: 可動式計測ビーム

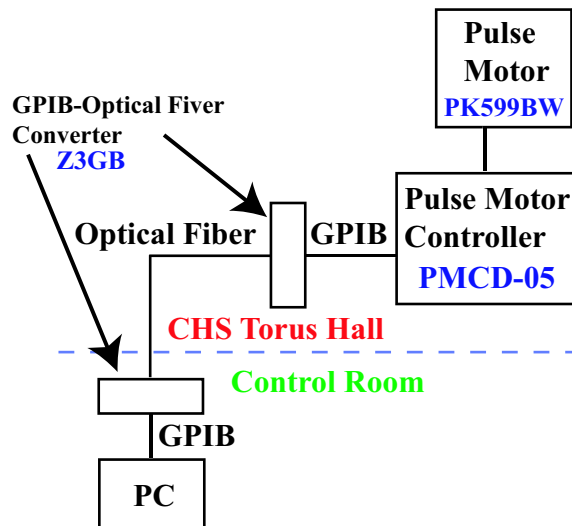


図 3.9: 計測ビーム制御機構

入射されたビームを見込む方向は - の符号により表現する。

DNB から入射された高速中性粒子は、電離される位置によってイオンに変換された時のピッチ角は異なることになるが、一つの目安として磁気軸上で電離された場合について調べると、接線半径 30cm の co-入射の場合はピッチ角 108° 、接線半径 81cm の counter-入射の場合は 40° となる。DNB の主要な装置パラメータを表 3.3 にまとめる。

第 1.4 節の研究の目的の項で述べたように、図 3.10 に示した DNB と NPA の設置位置の関係は、本研究を遂行する事を考慮した上で決定されている。両者はトーラスの正反対の位置で互いに対称な関係にあるが、この設定は図 2.7 に示すような、トーラスを周回する捕捉粒子を測定する目的で選ばれた。このタイプの捕捉粒子は、磁場強度の弱い場所に沿ってドリフトするために、トーラスの反対側で測定にかかり易くなる。対称関係を常に保持する目的で、DNB と NPA の角度制御のためのピボット位置も、ほぼ対称の位置に設置されている。

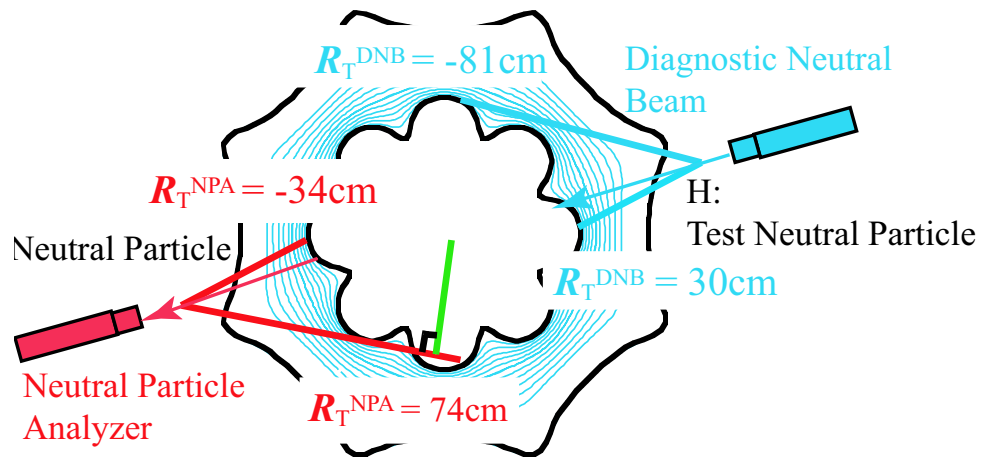


図 3.10: 計測ビームと中性粒子分析器の駆動範囲

表 3.3: DNB の主要パラメータ

加速電圧	E_b 30 kV
ビーム電流	$I_b < 2$ A
焦点距離	3.04 m
ビーム発散角	0.95°
ビーム直径	10 cm
ビームパルス幅	100 ms
入射角 (接線半径)	co-方向 30cm ctr-方向 -81cm

3.3 静電型中性粒子エネルギー分析器

本研究ではDNBによってプラズマ中に入射された高エネルギー粒子を計測するために、中性粒子エネルギー分析器(NPA)を用いた(図3.11)。本節では中性粒子エネルギー分析器の測定原理、特徴について述べる。

プラズマ中の高エネルギー粒子は、水素ガスによる燃料補給や壁からのリサイクリングに由来する水素原子と荷電交換反応を起こし、エネルギーの高い中性粒子を生成する。荷電交換反応の前後では運動エネルギーがほとんど失われなため、発生した中性粒子のエネルギーは反応前のイオンのエネルギーとほぼ同じである。そのため、プラズマから出てくる中性粒子の計測によりプラズマ中の高エネルギー粒子の速度分布情報が得られる。本計測対象となる高速中性水素原子が生まれるのは、以下に示す電荷移行過程である。

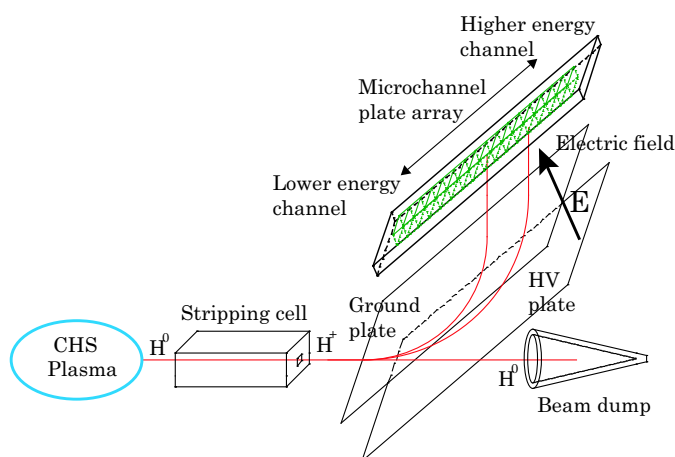


図 3.11: 中性粒子エネルギー分析器 (NPA)

ここで、 H_p^+ はプラズマイオン、 H_p^0 が生成された高速中性水素原子である。中性粒子エネルギー分析器で H_p^0 を計測する事により H_p^+ の特性に関する情報が得られる。この反応

において、電荷移行の相手である、 H^0 と H_2^0 はプラズマ中に残留している速度の小さい水素原子と分子である。 H_2^0 は、容器壁に吸着していた水素分子、密度制御のためのガスパフがおもな供給源となる。水素分子は周辺プラズマ部で解離されるので、プラズマ内部での荷電交換反応の対象として考える必要はない。水素分子の解離によって発生する水素原子は、フランク・コンドン中性粒子と呼ばれ、そのエネルギーは 3-5eV 程度である。この水素原子がプラズマ内部に侵入し、プラズマ中を周回する高エネルギー粒子と荷電交換反応を起こす。そのため 3.8 式に示す反応のみを考慮すればよい。本実験においては DNB 入射によって生成される高エネルギー粒子が H_p^+ に当たる。

プラズマから出てきた H_p^0 は、エネルギー分析を行うためにストリッピングセルと呼ばれる部分で再び H_p^+ に変換される。 H_p^+ が図 3.11 にあるような高圧を印加した平行平板間に作られた一様電場中を放物軌道を描いて運動する場合は、電場領域の入り口と出口でエネルギーが保存される。入射角が一定であれば出射位置は粒子の運動エネルギーと印加電圧で決まるので、出射位置に等間隔で設置したマイクロチャンネルプレート (MCP) の信号を取り込むことによってエネルギーを知る事ができる。CHS の NPA は平行平板間の電圧を変えることにより、0.1~50keV のエネルギーの粒子を計測する事が可能である。

NPA を用いてプラズマから出てきた中性粒子の測定を行うと、各 MCP に受かった粒子束の時間変化がデータとして得られる。MCP により得られたパルス信号は前置増幅器を通して CHS のデータ収集システムに取り込まれる。パルスカウンターの最大係数率は 100kcps で 5kHz サンプリングでデータを取り込んでいる。CHS の NPA はチャンネル数が 15 個なので 1 回の放電につき 15 点の異なるエネルギーを持った中性粒子束の時間変化が得られる。各 MCP に受かる粒子のエネルギーは平行平板に印加する電圧によって決まる (図 3.12)。平行平板に印加する電圧を 24kV に設定すると、14~39keV のエネルギーレンジが測定できる。データとして取得できるエネルギーはマイクロチャンネルプレートが設置されている場所に対応したエネルギーであり、14~39keV をチャンネル数の 15 で等間隔に区切ったデータが得られる。DNB から打ち込まれた高エネルギーイオンのスペクトルを、1/2、1/3 のエネルギー成分まで含めて得るためには、平行平板に印加する電圧を下げた (この場合は

10kV) さらにデータを取り、両者を合成して全エネルギー領域のスペクトルとしている。

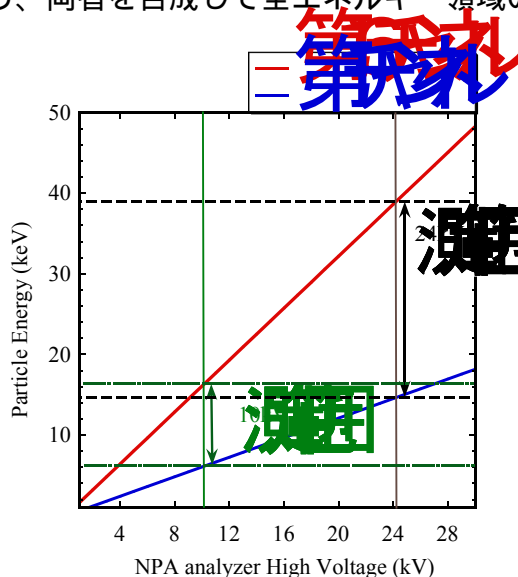


図 3.12: NPA の測定エネルギーレンジと電極に印加する電圧の関係

DNB を 28keV で入射したときに NPA で観測された中性粒子束の時間変化を図 3.13、3.14 に示す。図 3.13 では NPA の並行平板に 8kV、図 3.14 では 19kV の電圧を印加している。ここで得られたカウント数はプラズマ中の高エネルギー粒子の分布を正確に反映していないため、エネルギースペクトルを描く際には補正係数をカウント数に乗じる必要がある。エネルギースペクトルは

$$f(E) = \frac{Count}{EdE\sigma_{CX}\sigma_{SC}\alpha dt} \quad (3.10)$$

で与えられる。ここで E は観測される粒子のエネルギー、dE は測定チャンネルのエネルギー分解能、 σ_{CX} は荷電交換反応の衝突断面積、 σ_{SC} はガスセル内部におけるイオン化反応の衝突断面積、 α は測定チャンネル間の相対感度、dt はカウント数の積算時間である。NPA のスペクトルの解析で用いた上記の衝突断面積のエネルギー依存性を図 3.15 に示す。これらの補正係数を掛けて得られたエネルギースペクトルの一例を図 3.16 に示す。赤で示した分布は NPA の「生」カウント数で、青で示したものが衝突断面積のエネルギー依存性とチャンネル間相対感度の補正を加えた、DNB から入射された高エネルギー粒子のエネル

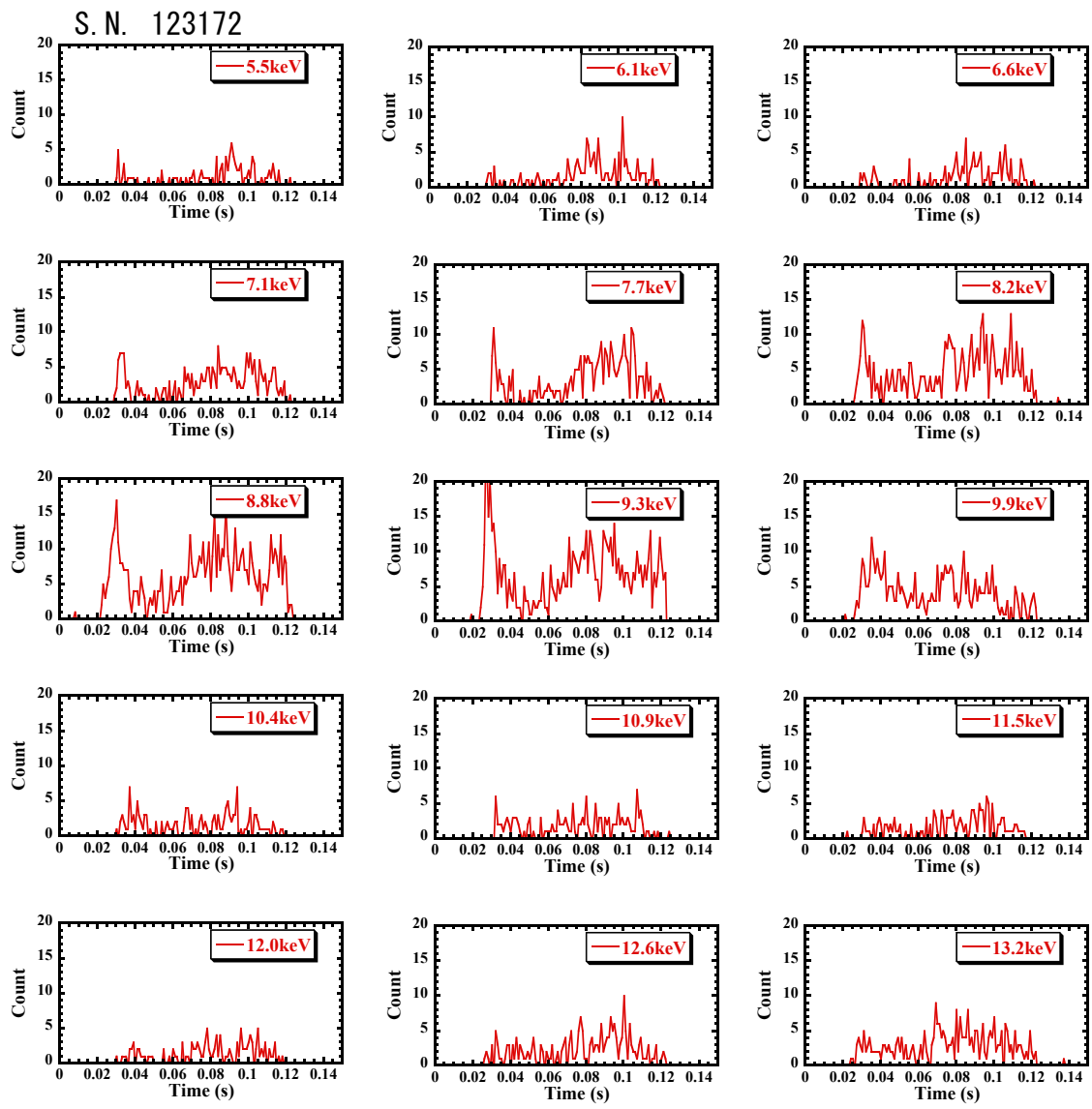


図 3.13: 平行平板に 8kV を印加した際に観測される中性粒子束の時間変化

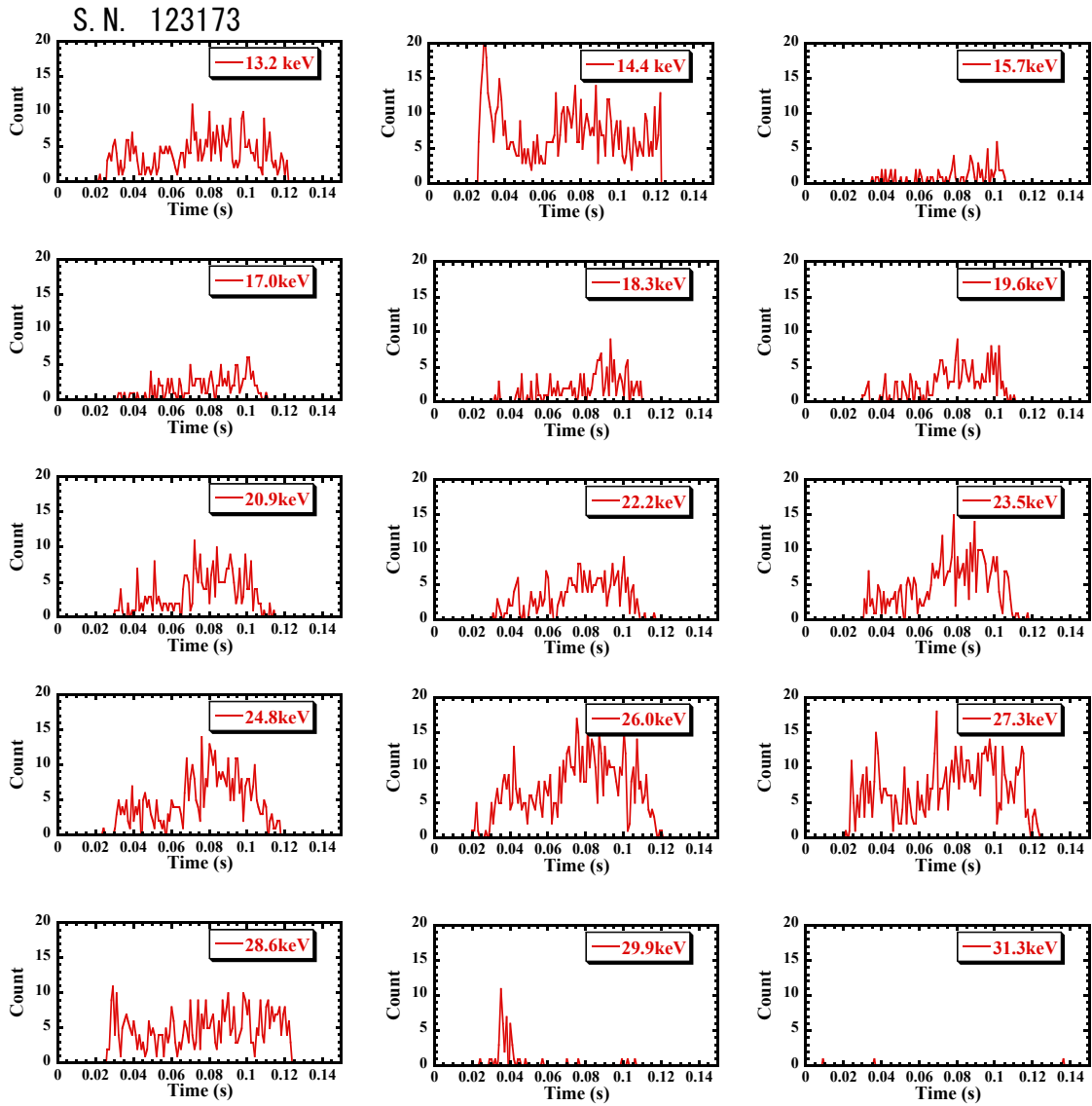


図 3.14: 平行平板に 19kV を印加した際に観測される中性粒子束の時間変化

ギースペクトルである。第 3.2.3 章で説明した、DNB から入射された三つのエネルギー成分が明確に観測されている。

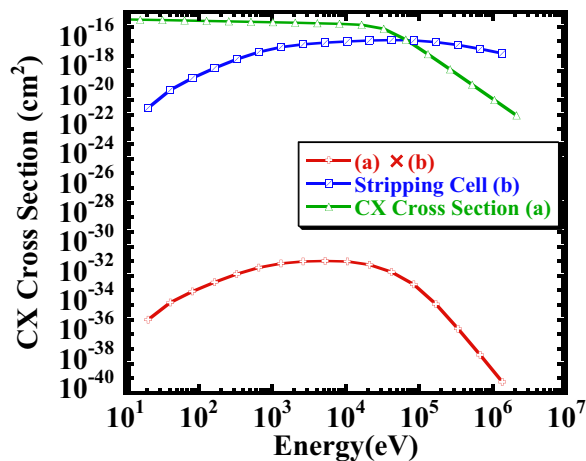


図 3.15: NPA におけるエネルギースペクトル解析に用いた断面積

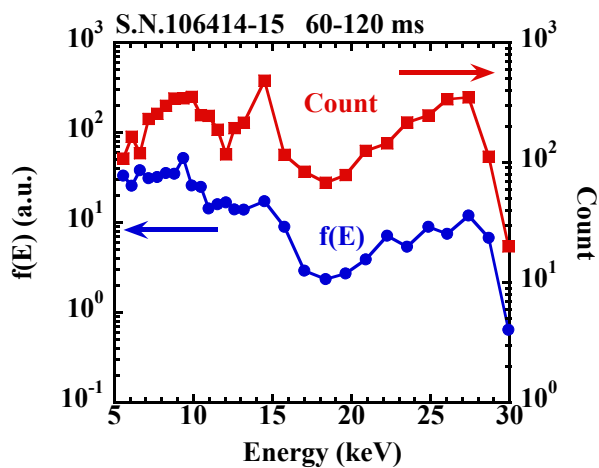


図 3.16: 生カウントとエネルギースペクトルの比較

第4章 実験結果

本章では、CHS 装置の ECH プラズマを用いて行った、計測用中性粒子ビーム入射装置 (DNB) と中性粒子分析器 (NPA) による高エネルギー粒子閉じ込め実験の結果について述べる。まず第 4.1 節で、DNB を入射した際に NPA で観測されるエネルギースペクトルの典型的な例を示し、その特徴について述べる。次に第 4.2 節では DNB の入射角を変えた実験と、さらに磁場配位を変えて測定した結果から、高エネルギー粒子の閉じ込め特性のピッチ角依存性及び磁場配位依存性について論ずる。

4.1 DNB によって入射された高エネルギー粒子の典型的なエネルギースペクトル

本研究では DNB を入射するターゲットプラズマとして、53GHz、200kW のジャイロトロンによって生成された ECH プラズマを用いている。CHS 装置では ECH の他に NBI 加熱による比較的密度の高い (ベータ値の高い) プラズマを用いた実験も行われているが、今回特に ECH プラズマを用いた理由は、磁場配位に固有の高エネルギー粒子の閉じ込め特性を調べることを主目的としていることから、加熱用 NBI のビーム成分によって引き起こされる MHD 不安定性に起因する高エネルギー粒子の損失を排除するためである。また基本的な問題として、DNB から入射された高エネルギーイオンを NPA で測定する際に、加熱用 NBI から供給されるビーム成分の存在がデータの解釈を複雑にすることを避けるためでもある。

プラズマは水素プラズマを使用し、密度は $0.4 - 0.6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ の範囲を通常用いた。磁

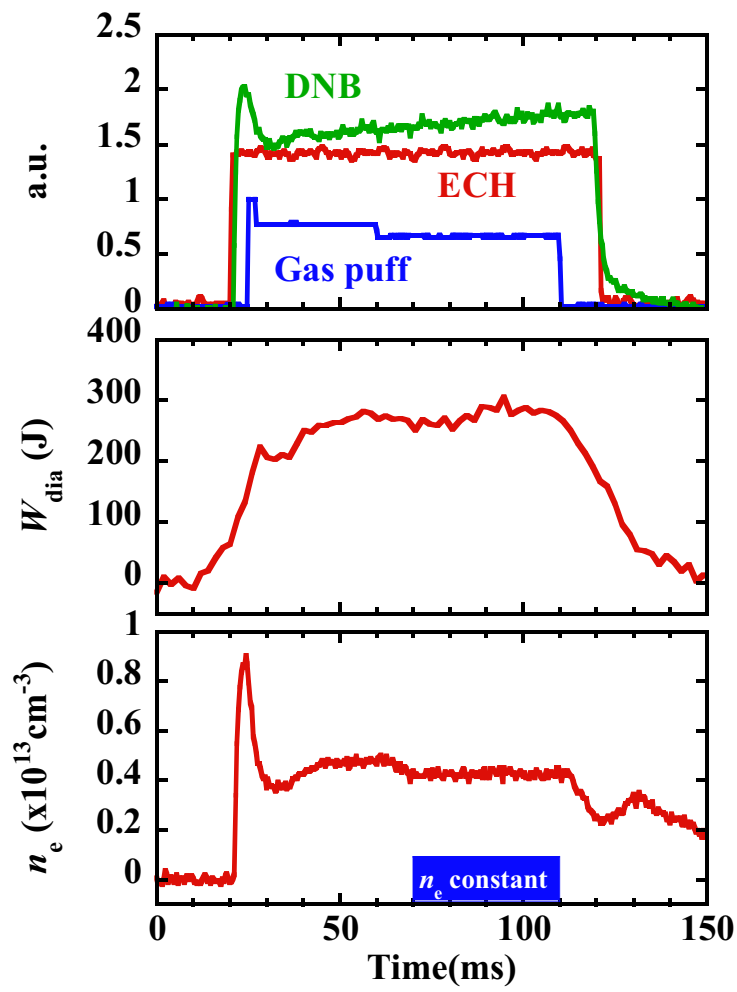


図 4.1: プラズマパラメータの時間発展

場強度は基本的には 0.95T の設定を用いたが、高エネルギー粒子の閉じ込め性能の磁場依存性を調べる目的で、この二倍の磁場強度の実験も行っている。典型的なプラズマ放電の基本波形を図 4.1 に示す。ここでは ECH のマイクロ波と DNB を同時に約 100 msec 入射している。ECH でプラズマの放電が開始され電子温度が上昇すると（約 1 keV）急激にプラズマ密度の減少が起きる。この現象はヘリカル型閉じ込め装置に一般的なもので、高出力マイクロ波による密度クランピングと呼ばれるものである。プラズマの密度を目的の値に設定するためにガスパフを開始して密度を調節している。NPA の信号は密度の安定している 50msec の平均を取って解析した。

NPA で観測されたエネルギースペクトルの一例を図 4.2 に示す。ここに示すエネルギースペクトルは磁気軸 $R_{ax} = 87.7\text{cm}$ の配位において DNB を接線半径 30cm で入射したときに、NPA の視線をショット毎に振りながら観測したものである。NPA の視線方向を示すパラメータとして、この図では接線半径の値が用いられているが、観測される粒子のピッチ角との換算は図 4.3 についての記述の中で説明する。ここでは DNB 側の接線半径との関係

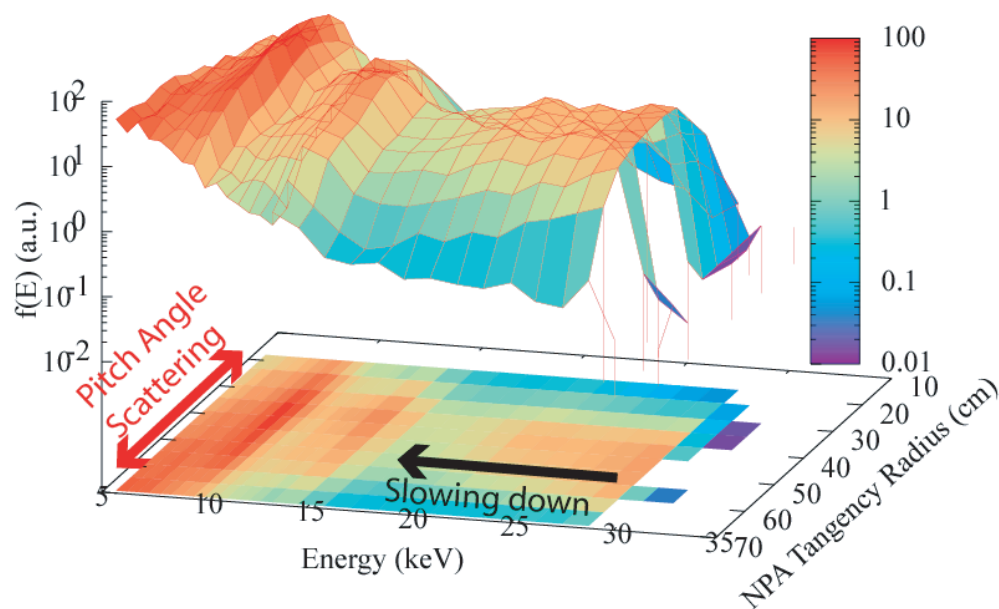


図 4.2: DNB を接線半径 30cm で入射した際に観測されるエネルギースペクトルの空間分布

について説明をしておきたい。図 3.10 に示すように DNB と NPA はトーラスの反対側に設置されていて、その観測方向は回転対称の位置関係にある。ただしこの設定はヘリカル・リップルに捕捉されたままトーラスを周回する粒子を観測する場合であり、リップルに捕捉されずにトーラスを周回する粒子を観測するには、DNB と NPA を反対向き（DNB が co-方向であれば、NPA は counter-方向）に設定する必要がある。図 4.2 のデータはリップルに捕捉されていない周回粒子を観測したもので、その場合は図 3.10 に示すような対称性は失われる。図 4.2 に示す分布でフラックス最大を与える NPA の接線半径の値は 49 cm であるが、この値が DNB の接線半径の値 30 cm と異なっている理由はこのような事情による。

背景プラズマは ECH で維持しているため観測される高エネルギー粒子は全て DNB によって入射されたものである。NPA 計測では観測視線上に存在する高エネルギー粒子のうち、計測器の方向に向かう特定のピッチ角を有する粒子しか観測されない。高エネルギー粒子の発生源として、本研究の DNB のように限定されたピッチ角を持ったソースを用いた場合は、磁気モーメントの保存則により、観測点の磁場強度と粒子のピッチ角とは 1 対 1 に対応する。観測角度の走査機能が備わっていない NPA の場合は、観測視線上の磁力線の磁場強度によって決定される高エネルギー粒子のピッチ角が、ちょうど NPA を見込む方向でないと観測できないことになる。本実験では DNB で入射された高エネルギー粒子のピッチ角分布をカバーできるように NPA の視線を走査して計測を行っているため、DNB によって入射された高エネルギー粒子のピッチ角分布まで詳細に計測可能である。

観測されたエネルギースペクトルのピッチ角分布には、DNB の入射エネルギーに対応する 28keV、その 1/2、1/3 成分である 14keV、9.3keV 付近にフラックスの極大値が存在している。これらの三ヶ所のピーク位置において、測定された中性粒子フラックスのピッチ角分布を図示したものが図 4.3 である。ここでは観測された粒子のピッチ角の情報として、NPA の接線半径ではなく θ_{NPA} を用いている。この角度の定義は NPA の視線が磁気軸と交叉する点における交叉角度を用いた。磁気軸以外の磁力線との交叉角度は、磁力線の形状に応じてこの値からずれることになる。全エネルギー成分（28keV）に関しては他のエネルギー成分に比べてピッチ角分布がピークしており、1/2、1/3 エネルギー成分は相対的

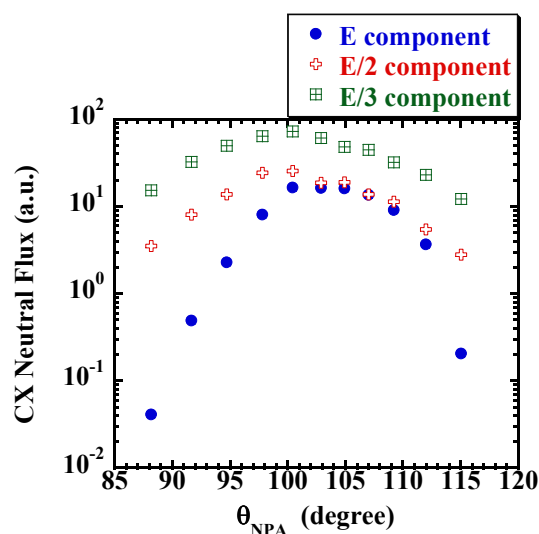


図 4.3: 各エネルギー成分の中性粒子束のピッチ角分布

に平坦化したピッチ角分布をもっていることがわかる。

図 4.2 より、中性粒子の観測フラックスが最も多かった NPA の観測視線（接線半径 49cm）におけるエネルギースペクトルを切り出したものが図 4.4 である。DNB から入射された三つのエネルギー成分全てについて、低エネルギー側に向かってフラックスが減少している。エネルギースペクトルの傾きは粒子閉じ込め時間と減速時間との比で決まり、粒子閉じ込め時間が十分に長い時は低エネルギー側に向かってフラックスは増加する。観測されたエネルギースペクトルは高エネルギー粒子が十分に減速する前に損失していることを示唆している。さらに詳細にみると、全エネルギー成分（28keV）のピークに比べて、1/2、1/3 エネルギー成分の方が、低エネルギー側に向かってより急激にフラックスが減少していることがわかる。衝突による効果を考慮しない場合は、閉じ込め磁場中の粒子はエネルギーが高いほどドリフトによる磁気面からの偏差が大きく、またラーマー半径も大きくなるため一般的には閉じ込め特性が劣化する。そのため観測されたエネルギースペクトルの傾きのみ注目すると、観測結果は無衝突過程での高エネルギー粒子閉じ込め特性の描像とは異なる結果となっている。

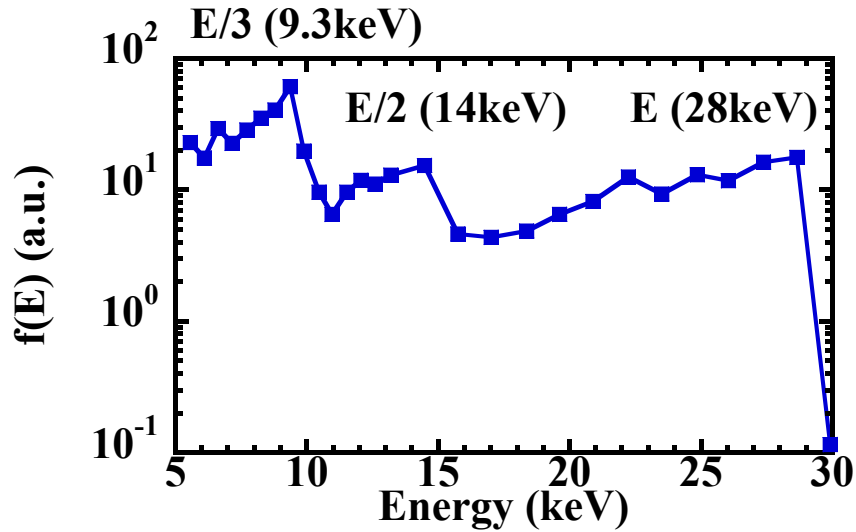


図 4.4: NPA の観測視線が接線半径 49cm の時のエネルギースペクトル

衝突の効果を考慮した場合は、粒子のエネルギーが高い間（電子温度の約 15 倍 [式 1.8 参照]）は衝突の対象は背景プラズマ中の電子が支配的であり、粒子のエネルギーが低くなるとイオンとの衝突が支配的となる。イオン-電子衝突の場合、高エネルギー粒子はピッチ角散乱をほとんど受けずにエネルギーの減速過程が支配的となり、一方イオン-イオン衝突の場合はピッチ角散乱が支配的となる。図 4.3 に示す各エネルギー成分のピッチ角分布の情報からも、実験結果の解釈としては 1/2、1/3 エネルギー成分については、ピッチ角散乱により NPA の観測視線から粒子が逸れてしまったと考えることが妥当である。

中性粒子ビームをプラズマに入射した際のビームの減衰の特性長は

$$\lambda(m) = \frac{5.5 \times 10^{-3} E_b(keV)}{[n_e(m^{-3})/10^{20}] A_b} \left[1 + (Z_{eff} - 1) \frac{E_b(keV)}{40 A_b} \right]^{-1} \quad (4.1)$$

で表わされ、入射エネルギーの依存性を持つ。すなわちそれぞれのエネルギー成分の中性粒子ビームに対してプラズマ中の電離点の分布が異なる。ヘリカル磁場は三次元構造を持っているため、電離されたイオンのピッチ角はそこでの磁力線の傾きに依存する。結果として各エネルギー成分のピッチ角分布の違いが、DNB の入射の段階であらかじめ与えられたという可能性も考えられる。このことを確認するために、DNB によって入射された高

エネルギー粒子の電離位置におけるピッチ角の分布を HFREYA コードを用いて計算した。HFREYA は三次元磁場平衡配位の情報とプラズマの分布データを与えて、NBIについてはペンシルビームの集合体としてその電離過程を計算するコードである。NBIのスペックとしては、イオン源の形状、発散角、焦点距離、リミター径、中性粒子ビームエネルギーの三成分の値、などの全てが指定できるので、実際の実験条件を高い精度で計算することが可能である。プラズマの分布データとしては、図 4.5 で示された電子温度、密度分布を使

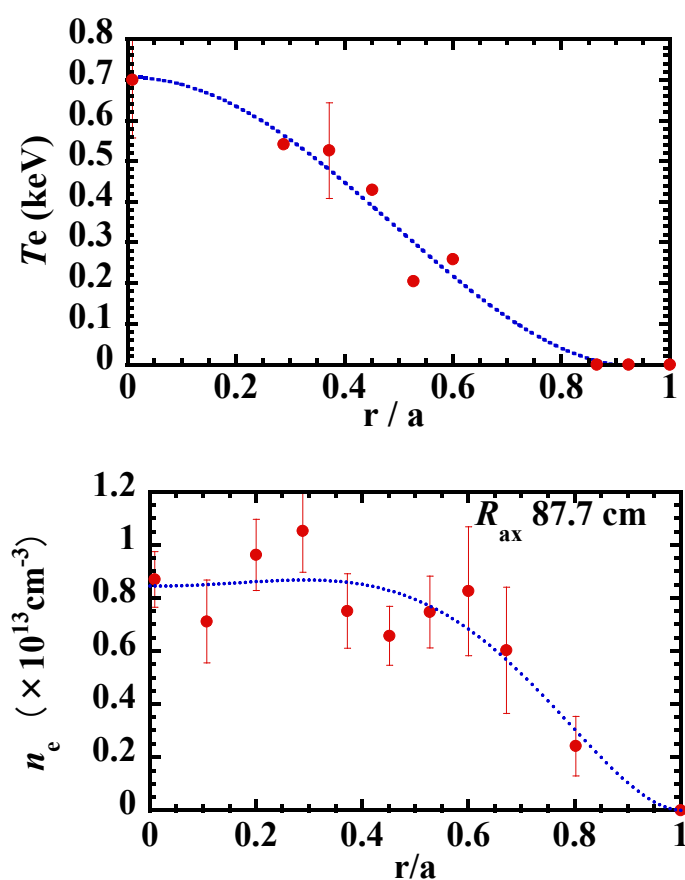


図 4.5: 電子温度、電子密度分布

用し、またイオンの分布としては同じ分布形状にイオン温度を 100 eV と仮定した分布を用いた。ただし本実験で使用している DNB のスペックではイオンとの衝突による電離の確率は少ない。計算結果を図 4.6 に示す。ピッチ角分布は各エネルギー成分について差が

ほとんど無く、ピッチ角 105 °を中心に分布していることがわかる。電離した時点では高エネルギー粒子のピッチ角分布に差がないことから図 4.3、図 4.4 にみられる 1/2、1/3 エネルギー成分と基本エネルギー成分との分布の違いに関しては、ピッチ角散乱の影響を受けているものと考えることができる。

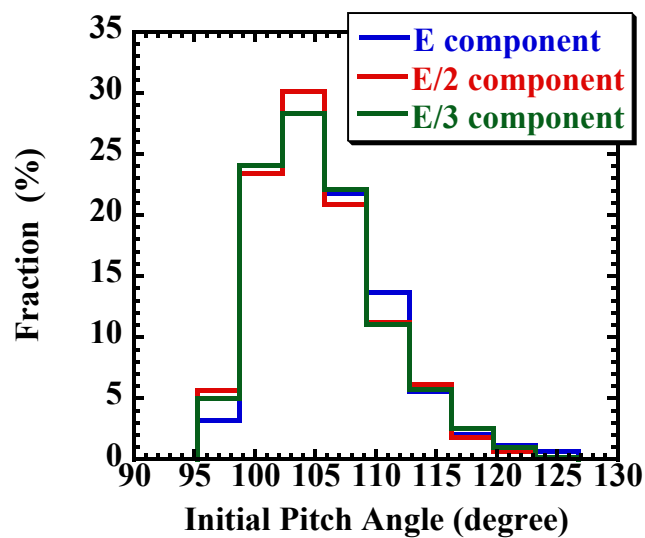


図 4.6: HFREYA コードを用いて計算した各エネルギー成分の電離位置におけるピッチ角分布

4.2 軌道損失領域の検証実験

CHS 装置において、30keV の高エネルギー粒子はピッチ角 90 °付近に大きな損失領域がある事が確認された。計測ビームの入射角が可変という特徴を生かして、実際にどの程度のピッチ角で高エネルギー粒子が損失するか実験を行った。

4.2.1 DNB 入射角変調実験

軌道損失領域を実験によって確認するために DNB の入射角を段階的に接線入射から垂直入射まで走査する実験を行った。また実験データを解析するためのデータとして高エネルギー粒子が軌道損失する領域を調べるために、DNB によって入射される高エネルギー粒子を想定した粒子軌道計算を行った。軌道計算の初期値として電離位置はビームの中心軸上に等間隔で粒子を配置し、射出方向はビームの入射方向と平行になるように与えた。入射エネルギーに対応する 28keV の粒子の軌道を追跡し、70 μ sec 以上トーラスを周回でき

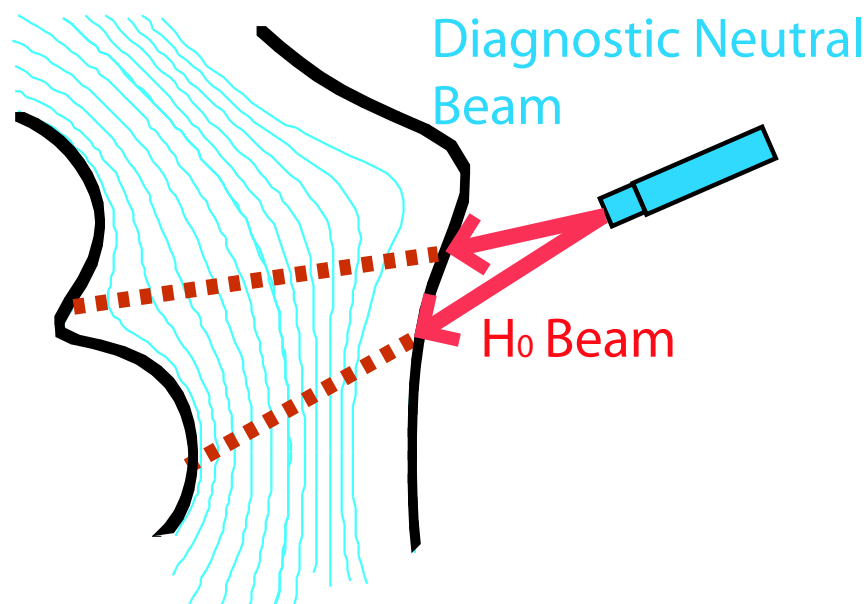


図 4.7: DNB によって入射された高エネルギー粒子の軌道計算の初期値

る粒子を閉じ込められた粒子とし、追跡時間内に真空容器に当たった粒子は損失粒子と判定した。ビームの視線を振って同様の計算を繰り返す事により、DNBによって入射された高エネルギー粒子の閉じ込め領域と損失領域の空間分布を描くことができる。

図 4.8 は磁気軸 $R_{ax}=87.7\text{cm}$ の磁場配位における 28keV の粒子の閉じ込め領域と損失領域の空間分布を描いたものである。青い影を付けた部分が閉じ込め領域に対応する。ピッチ角 90° 付近に大きな損失領域が存在し、垂直入射による高エネルギー粒子の閉じ込めが困難である事を示唆している。さらに、Counter-入射（ピッチ角 90° 以下の領域）によって入射された高エネルギー粒子の閉じ込め領域は Co-入射（ピッチ角 90° 以上の領域）の場合に比べて著しく小さくなる事が確認できる。磁気軸位置 $R_{ax}=87.7\text{cm}$ の配位は、第 3.1 章で述べたように捕捉粒子のドリフト軌道と磁気面が非常によく一致する配位であり、本来はピッチ角 90° 付近の粒子に対しても良い閉じ込め特性が期待できる配位である。それにも拘らず図 4.8 の計算で大きな損失領域が現れている原因は、ラーマー半径の大きさのためだと考えられる。すなわち断熱不変量の保存が乱れていることが予想され、この計算結果が実験測定としてどの程度裏打ちされるかの確認は本研究の目的の一つである。

図 4.8 で描いた閉じ込め領域の空間分布はビームの電離位置の情報がないため、DNB によって入射された粒子がどの領域で電離するかを計算する必要がある。そのため DNB によって入射された高エネルギー粒子が電離する位置を HFREYA コードにより求めた。図 4.8 上に示した赤い点が HFREYA コードにより計算した高エネルギー粒子の電離位置とその位置におけるピッチ角を描いたものである。それぞれ DNB の入射角が接線半径 30cm 、 17cm 、 0cm の場合について計算結果が示してある。DNB の入射角が接線半径 17cm のとき閉じ込め領域と損失領域の境界付近で DNB からの高速中性粒子が電離している。接線半径 17cm を境に、より垂直に近い角度で入射した場合、電離した高エネルギー粒子の大半は軌道損失し、より接線で入射した場合は良好な閉じ込めが予想される。

計算によって得られた閉じ込め領域と損失領域を実験によって確認するために、DNB の入射角を段階的に接線入射から垂直入射に変更し NPA でそれぞれの入射角について高エネルギー粒子のエネルギースペクトルを計測した。DNB を接線半径 30 、 25 、 17 、 8 、 0cm

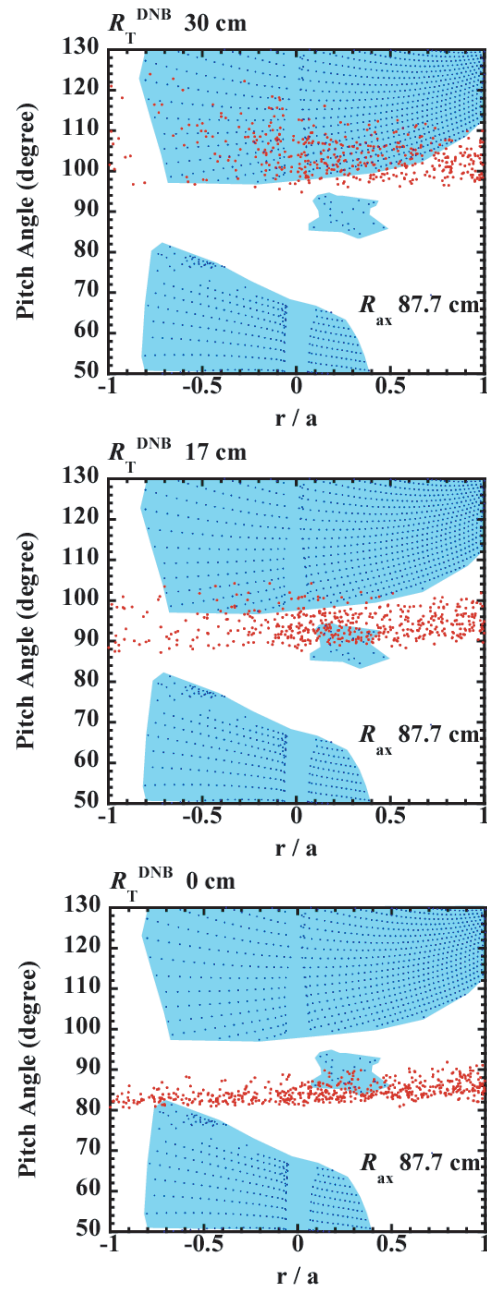


図 4.8: 磁気軸 87.7cm の配位における 28keV の粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布と DNB によって入射された 28keV の粒子の電離位置

で入射し、各々について図 4.2 に示したように、ピッチ角分布まで含めた計測を詳細に行った。そのうちの三ケースについてスペクトルのピッチ角分布を図 4.9 に示す。また図 4.10 には DNB と NPA の走査範囲を図式的に示した。

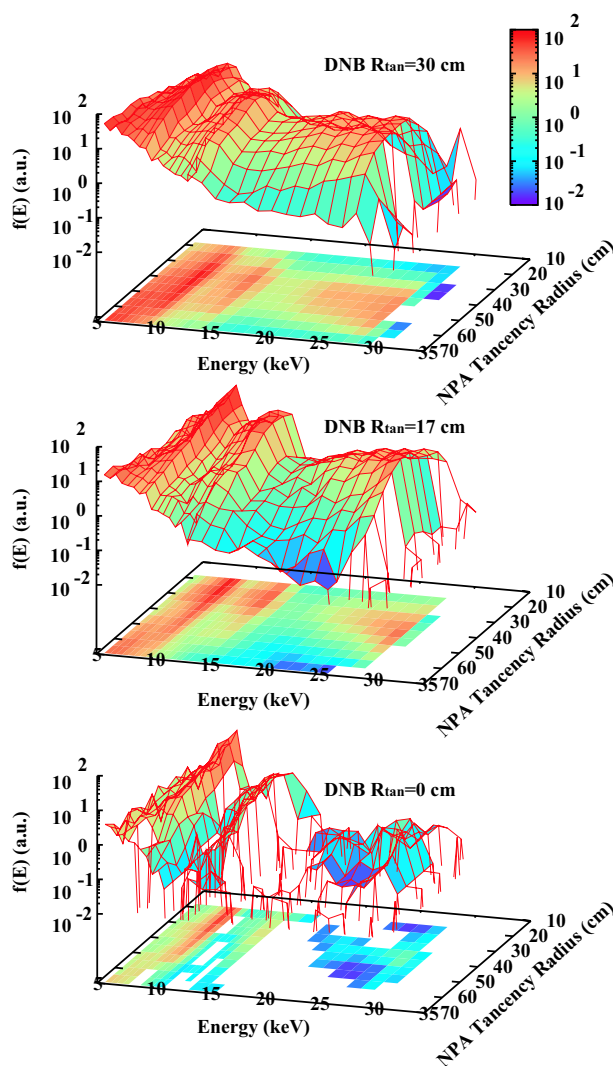


図 4.9: DNB の入射角を変化させた時のエネルギースペクトルの変化

本実験では損失に至る時間スケールが最も短い軌道損失に注目している。軌道損失の特徴時間は数 μsec 程度であるので、損失粒子は NPA の視線上まで周回できず観測にかからない。他方、閉じ込め領域で電離した粒子は NPA の視線上まで周回する事が可能である

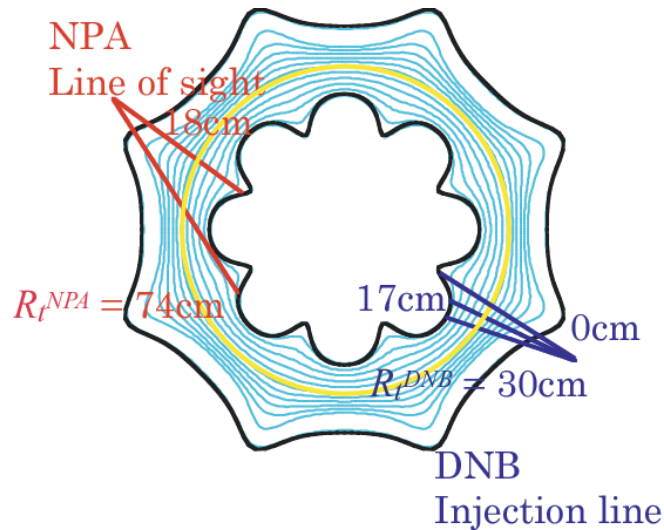


図 4.10: DNB と NPA の走査範囲

ため、NPA によって観測される。そのため軌道損失による高エネルギー粒子の閉じ込め特性の差は、減速過程を示すエネルギースペクトルではなく、図 4.3 で示した各エネルギー成分において観測されるフラックスとして現れる。図 4.11 に DNB のそれぞれの入射角における、全エネルギー成分のフラックスを示す。DNB の入射角が垂直に近づくにつれてフラックスのピークが垂直方向に移動し、観測されるフラックスが減少していることがわかる。観測されたフラックスの減少は、DNB によって入射された高エネルギー粒子が損失領域において電離したことを示している。

図 4.12 に観測されたフラックスの DNB 入射角依存性を示す。図 4.11 に示すように観測された全エネルギー成分のフラックスは、ピッチ角方向への広がりを持つため全ての NPA の観測視線で足し合わせて、接線半径 30cm で入射した時の値で規格化している。実験と比較するために図 4.8 において、閉じ込め領域内で電離した粒子数を DNB の各々の入射角について調べ、図 4.12 に示した。結果は実験、計算共に DNB の入射角が接線半径 17cm を境にフラックスが減少しており、軌道計算によって示された損失領域が実験によって観測されたと考える事ができる。

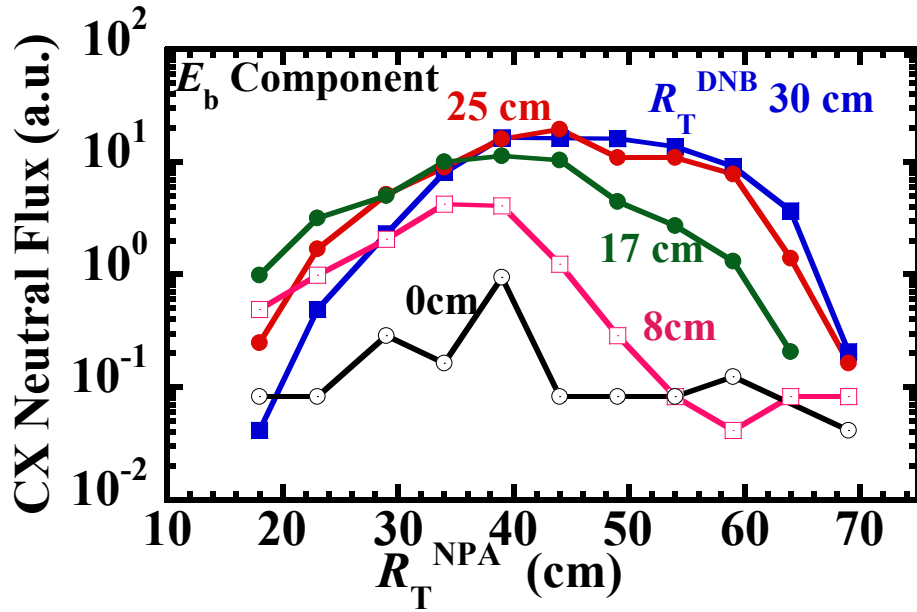


図 4.11: DNB の入射角を変化させた時の入射エネルギー成分における中性粒子束の変化

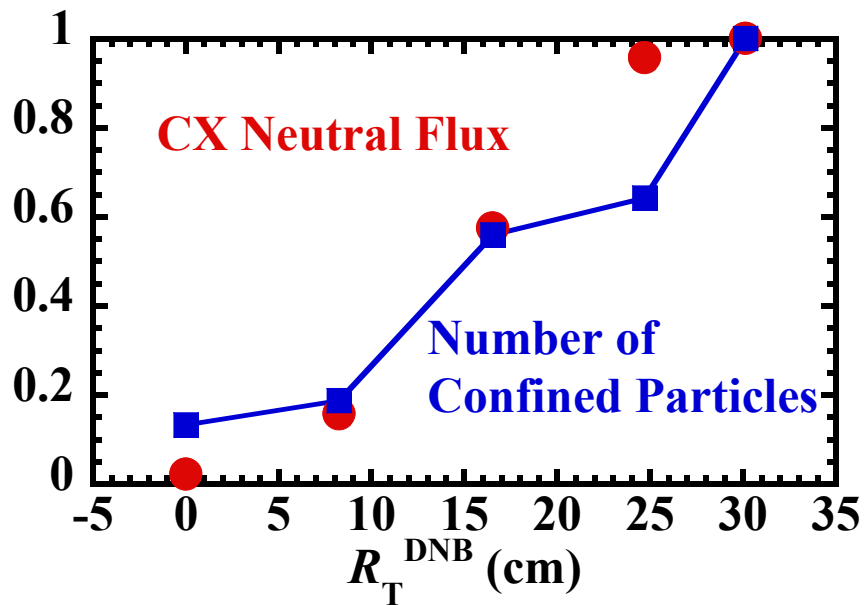


図 4.12: 磁気軸 87.7cm の配位における、NPA で観測される全エネルギー成分の粒子束と閉じ込め領域内に電離した粒子数の DNB 入射角依存性

4.2.2 磁気軸を変えたときの損失領域の変化の観測

図 4.13 に示すように磁気軸 87.7cm の配位と 96.2cm の配位では閉じ込め領域形状に差がある。磁気軸 87.7cm の配位の場合、プラズマ中心部においてピッチ角 95° の粒子を閉じ込める事が可能であるが、磁気軸 96.2cm の場合 107° よりも垂直に近い粒子は損失してしまう。ピッチ角において 10° 程度の閉じ込め領域の差が実験によって観測できるか否かを検証するために、前節と同様の実験を磁気軸 96.2cm の配位において行った。

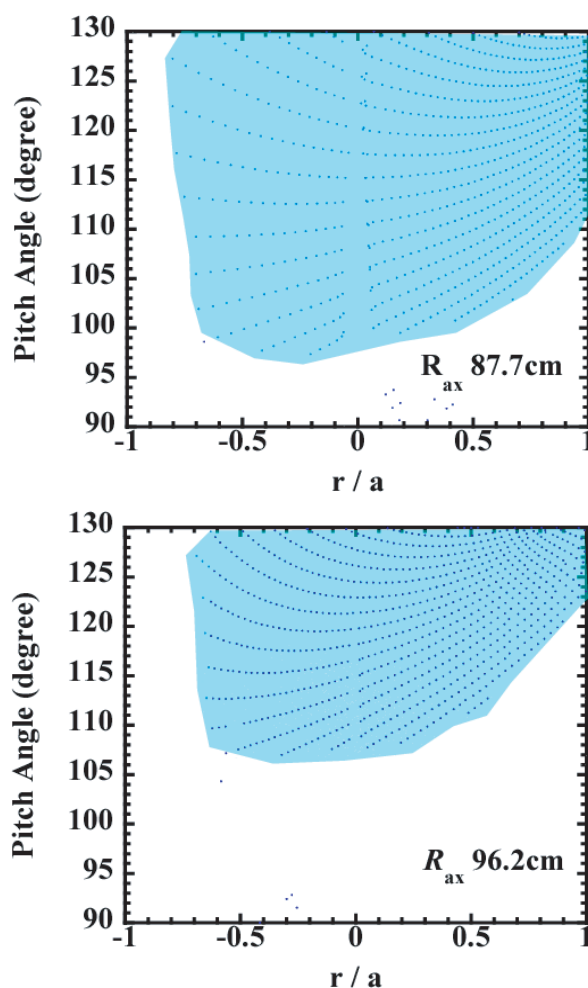


図 4.13: 磁気軸を変えた際の閉じ込め領域の変化

図 4.14 に全エネルギー成分の粒子閉じ込めの空間分布と DNB によって入射された高エネルギー粒子の電離位置を示す。磁気軸 87.7cm の配位においては接線半径 17cm で入射した時が閉じ込め領域と損失領域の境界に対応したが、磁気軸 96.2cm の配位では接線半径 22cm で DNB を入射した時に境界付近で全エネルギー成分の粒子が電離する。

図 4.15 に、磁気軸 96.2cm の配位において NPA で観測される全エネルギー成分のフラックスの DNB 入射角依存性を示す。DNB の入射角が接線半径 22cm のときは、接線半径 30cm 入射の時に観測されたフラックスの 8 割程度の粒子が観測されており軌道損失に至る粒子が少ない事が観測された。一方、接線半径 17cm で DNB を打ち込むと観測される中性粒子束は接線半径 30cm に比べて 3 割程度と急激に減少することから、粒子が軌道損失する領域で電離していることが分かる。前節と同様に、閉じ込め領域内で電離した粒子数を DNB の各々の入射角について調べ、実験結果と比較した。図 4.15 に示すように実験と計算結果は良い一致を示しており、高エネルギー粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布は粒子軌道によって概ね理解できるという結果を得た。

全エネルギー成分の中性粒子束の DNB 入射角依存性を、磁気軸 87.7cm の結果と比較すると磁気軸 96.2cm の方が閉じ込め領域が狭いことが実験によって観測されたことがわかった (図 4.16)。このことは水平方向に走査可能な計測ビームと中性粒子分析器を組み合わせた計測システムが、高エネルギー粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布計測に有効である事を示している。

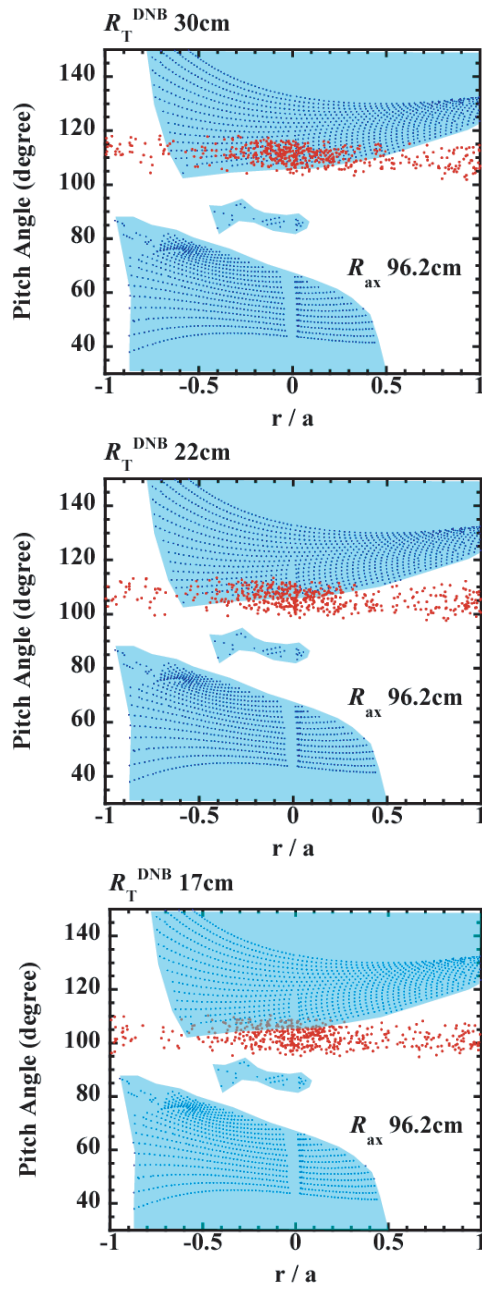


図 4.14: 磁気軸 96.2cm の配位における 28keV の粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布と DNB によって入射された 28keV の粒子の電離位置

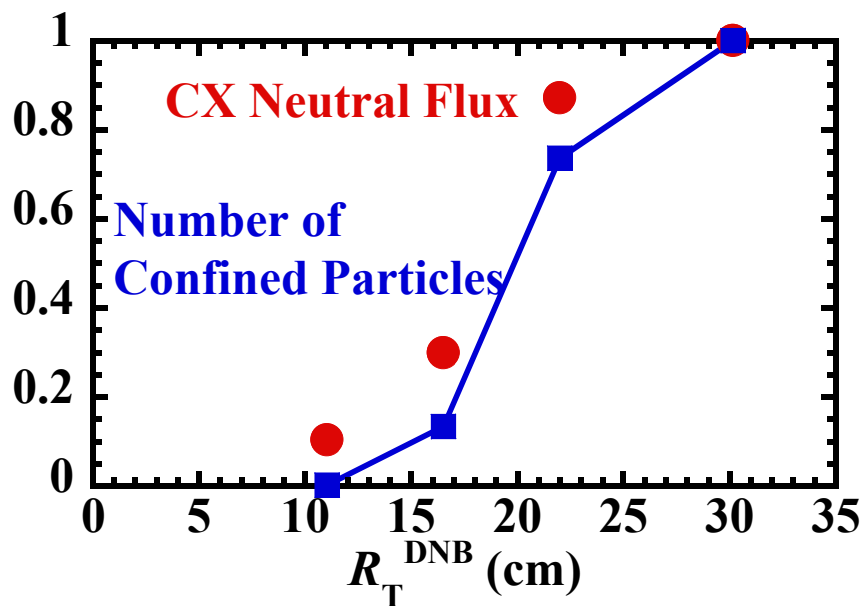


図 4.15: 磁気軸 96.2cm の配位における、NPA で観測される全エネルギー成分の粒子束と閉じ込め領域内に電離した粒子数の DNB 入射角依存性

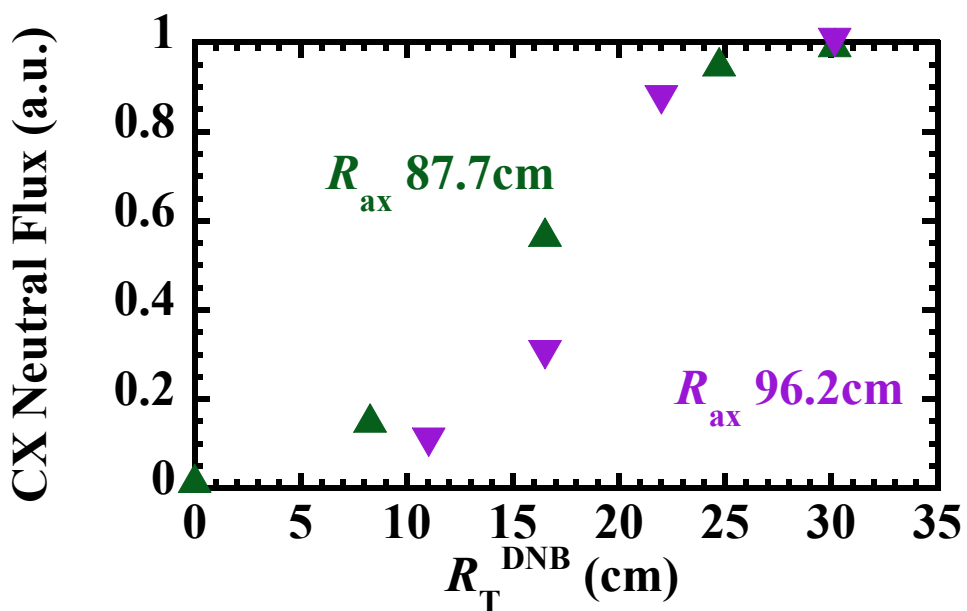


図 4.16: 磁気軸 87.7cm と 96.2cm における、NPA で観測される全エネルギー成分の粒子束の DNB 入射角依存性

4.2.3 内寄せ配位における粒子閉じ込めの改善

高エネルギー粒子の閉じ込めに関して、4.2.1、4.2.2 節で述べてきたようにピッチ角 90° 付近に大きなロスコーンが存在する事が確認された。DNB の入射エネルギー成分 (28keV) 付近の高エネルギー粒子に関しては磁気軸 87.7cm (内寄せ配位)、磁気軸 96.2cm (外寄せ配位) のどちらの配位においてもピッチ角 90° を中心に大きな損失領域が存在し、その構造が計算と実験によって明らかになった。

CHS タイプのヘリカル装置では磁気軸位置によって捕捉粒子の閉じ込め特性が大きく変化する事が知られている。磁気軸位置を大半径方向内側に内寄せする事により、ヘリカル捕捉粒子軌道のドリフト面と磁気面との偏差が小さくすることができる。CHS 装置においては磁気軸 87.7cm の配位においてヘリカル捕捉粒子軌道のドリフト面と磁気面が一致し、最も良好な粒子閉じ込めが期待できる。しかし 4.2.1、4.2.2 節で得られた実験結果は磁気軸 87.7cm においても大きなロスコーンが存在し、粒子閉じ込めの顕著な改善は観測されなかった。4.2.1、4.2.2 節では入射エネルギー成分 (28keV) の粒子に注目していたが、これらの粒子のラーマー半径は CHS 装置のサイズに対して非常に大きいという特徴がある。そのため粒子軌道のドリフト近似によって示される閉じ込め改善の効果が現れ難いと考えられる。

$E_b/3$ 成分 (9.3keV) の高エネルギー粒子について、NPA で観測される中性粒子束の DNB 入射角依存性を図 4.17 に示す。磁気軸 96.2cm の配位では DNB の入射角が垂直になるに従って観測される中性粒子束が減少していく様子が観測され、ロスコーンによる軌道損失が存在する事が示唆される。一方、磁気軸 87.7cm の配位では DNB の入射角に対応して、観測される中性粒子束の分布のピークが垂直方向に動く様子が観測された。さらにピーク位置における中性粒子束の強度がほぼ等しい事から、垂直入射された高エネルギー粒子の良好な閉じ込めが確認できる。

入射エネルギー成分における ρ_i/a の値は 0.13 であるが、 $E_b/3$ 成分ではその値は 0.07 となる。そのため $E_b/3$ 成分の粒子の方がドリフト近似によって得られる粒子軌道に近くなり、

内寄せ配位における閉じ込め改善が明確に観測されたと考えられる。 E_b 成分において内寄せ配位における閉じ込め改善が得られなかった原因の一つとして、断熱不変量 $\mu(=\frac{mv_{\perp}^2}{2B})$ 保存の破れが候補として挙げられる [51]。前節と同様に軌道計算を用いて損失領域、閉じ込め領域を求めると図 4.18 となる。 $E_b/3$ 成分の粒子に関しては磁気軸 96.2cm に比べて、磁気軸 87.7cm の配位は著しく閉じ込め領域が拡大しており、粒子閉じ込めが大きく改善されることを示している。

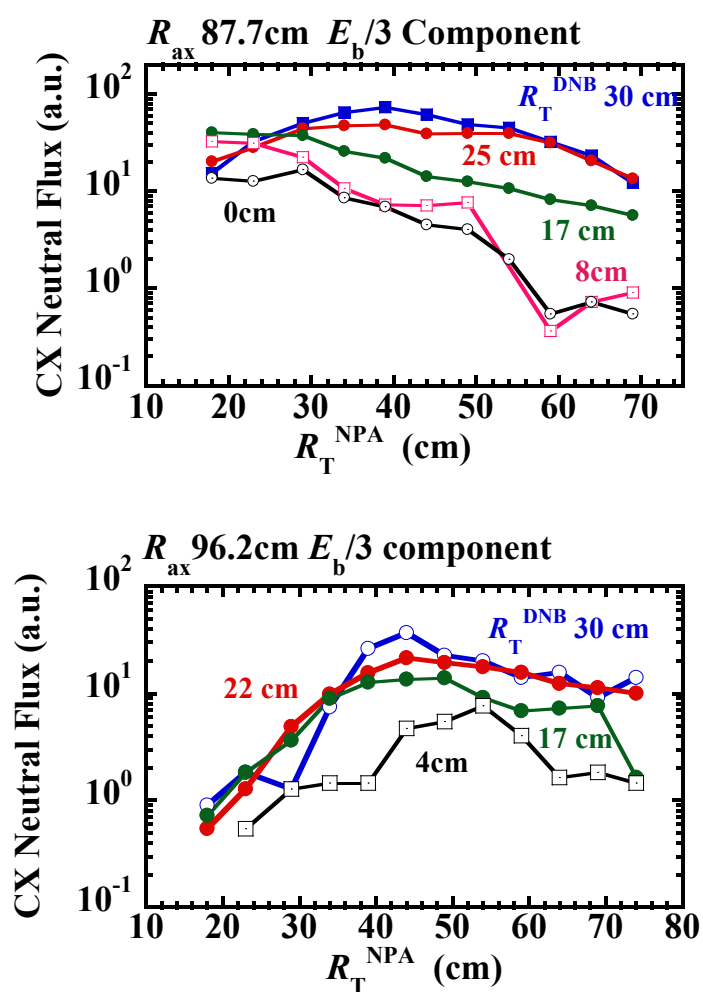


図 4.17: 磁気軸 87.7cm と磁気軸 96.2cm の配位において DNB の入射角を変化させた時の $E_b/3$ 成分における中性粒子束の変化

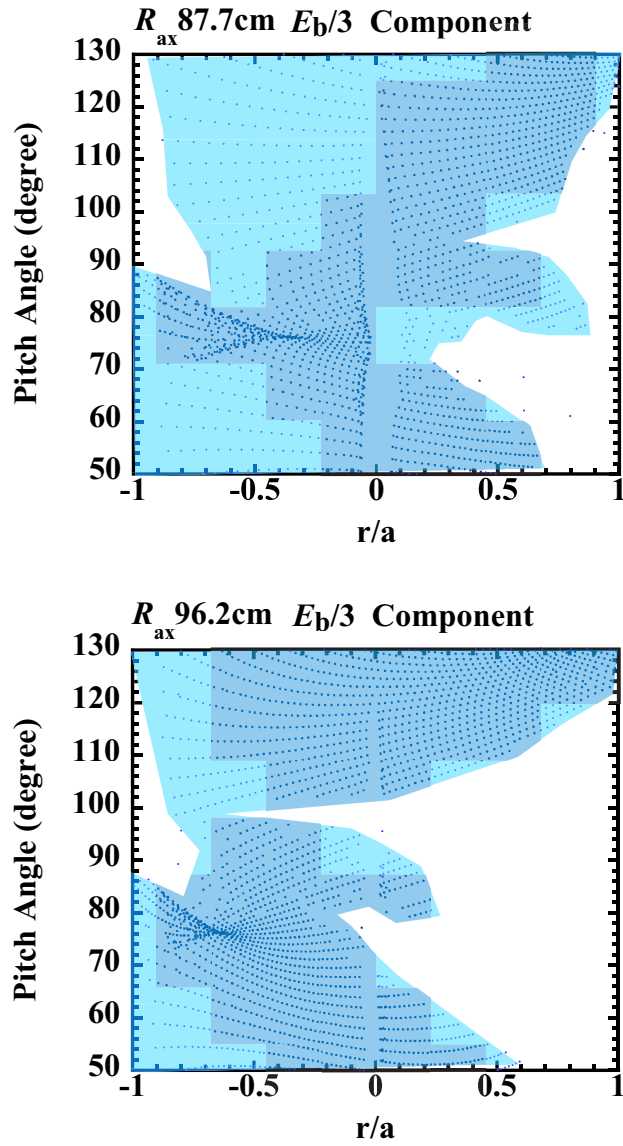


図 4.18: 内寄せ (磁気軸 87.7cm)、外寄せ (磁気軸 96.2cm) 配位における $E_b/3$ 成分の粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布

4.2.4 粒子損失の特徴時間の DNB 入射角依存性

前節までは高エネルギー粒子が軌道損失するか否かに注目して議論を進めてきた。本節では NPA で観測された粒子の閉じ込め特性について評価する。高エネルギー粒子の閉じ込め特性を調べるために図 4.2 において観測されたエネルギースペクトルに注目した。4.1 節で述べたように高エネルギー粒子が減速する過程において損失がない場合、エネルギースペクトルは各エネルギー成分のピークから低エネルギー側に向かって増加する。図 4.19 に示すように実験で観測されたエネルギースペクトルは各エネルギー成分のピークから低エネルギー側に向かって減少していることから、閉じ込め領域にて電離した粒子が減速時間よりも速い時定数で損失していることを意味している。粒子の閉じ込め特性を示す指標として、粒子損失の特性時間を調べた。

エネルギースペクトルの傾きは高エネルギー粒子の減速時間と損失時間の比で定まる。そのためエネルギースペクトルの傾きから粒子損失の特性時間を見積もることができる。エネルギースペクトルの傾きは定常状態のフォッカープランク方程式中のエネルギー緩和

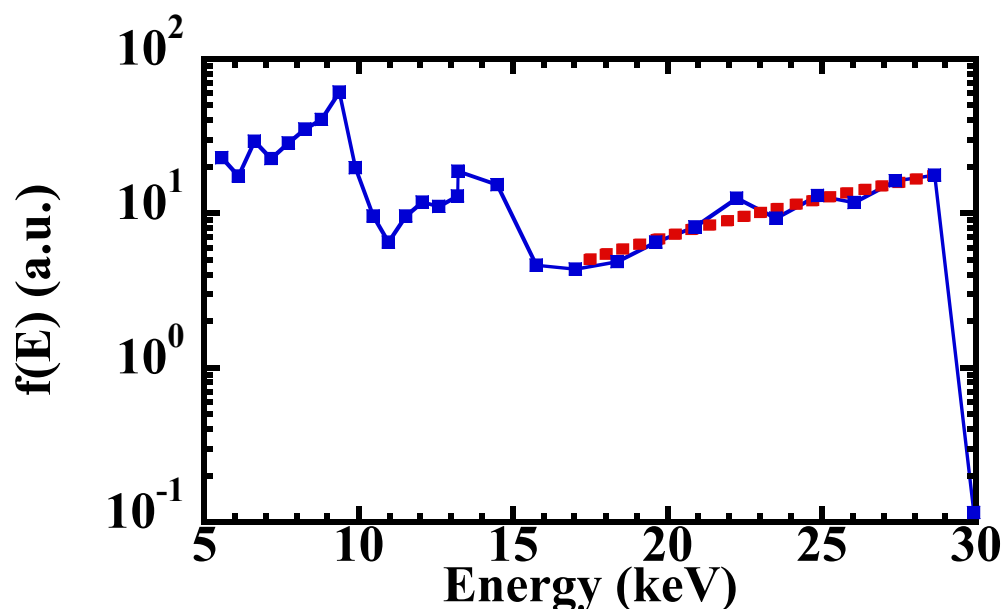


図 4.19: 全エネルギー成分に関して式 4.2 をフィッティングカーブとして適用した例

の項を用いて以下のように書ける [58]。

$$f(E) \simeq \left(\frac{S_0 \tau_{se}}{2E_0}\right) \left(\frac{E_0}{E}\right)^{-\tau_{se}/2\tau_{loss}+1} \quad (4.2)$$

ここで τ_{se} は電子に対する減速時間、 τ_{loss} は粒子損失の特徴時間、 E_0 はビームの入射エネルギーである。この式 4.2 をフィッティングカーブとしてエネルギースペクトルに適用し、解析的に求めた τ_{se} の値を用いて τ_{loss} の値を見積もることができる (図 4.19)。

DNB のそれぞれの入射角に対して得られたエネルギースペクトルに、式 4.2 を適用し粒子閉じ込めの特性時間を比較した。E/2、E/3 成分に関してはピッチ角散乱の影響を受けているため低エネルギー側に向かってフラックスの減少が大きく観測される。そのため全エネルギー成分についてのみ τ_{loss} を見積もった。 τ_{loss} の DNB のそれぞれの入射角に対する依存性を図 4.20、4.21 示す。DNB を垂直入射に近づけると粒子損失の特性時間が短くなることわかる。

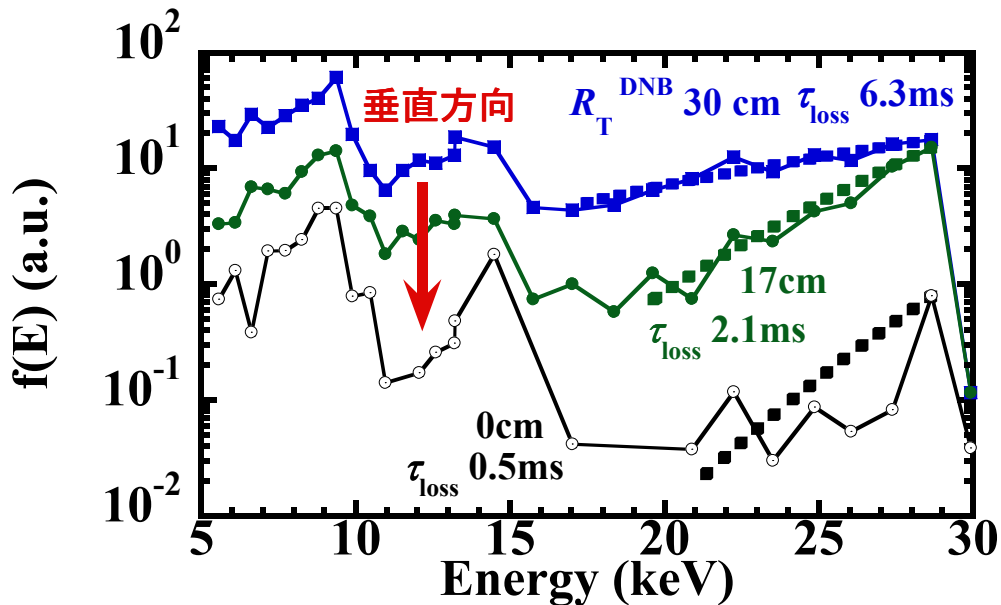


図 4.20: DNB の各々の入射角に対するエネルギースペクトル形状の変化

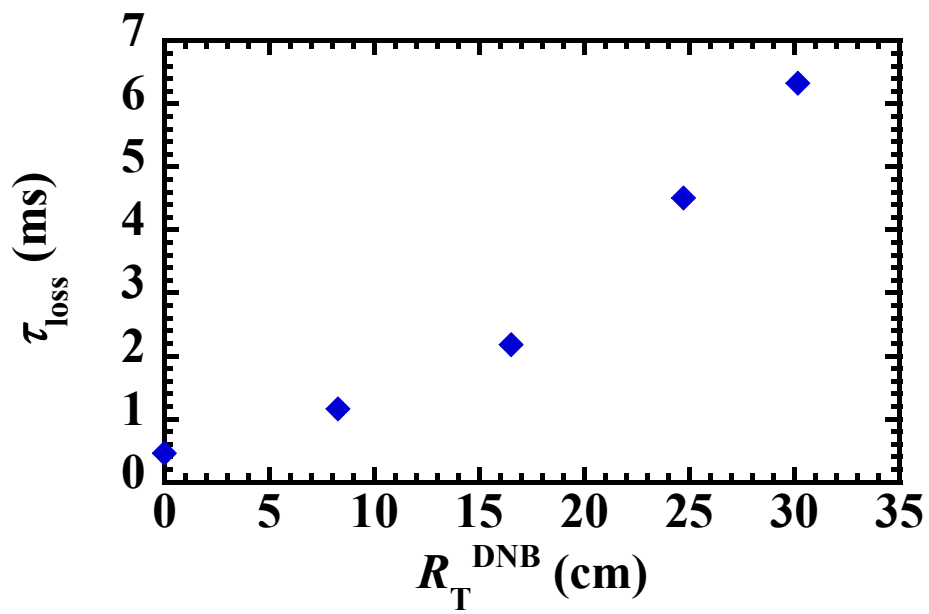


図 4.21: τ_{loss} の DNB 入射角依存性

第5章 まとめと今後の展望

ヘリカル型磁場閉じ込め装置において高エネルギー粒子の閉じ込め特性を調べるために、入射角可変の計測ビーム (DNB) と中性粒子エネルギー分析器 (NPA) を組み合わせたシステムを構築した。DNB を用いることにより、ビームの発散角、直径を加熱 NBI よりも低く抑えることが可能となり、テスト粒子としての高エネルギー粒子ビームを、プラズマの条件をほとんど変えることなくプラズマ中に入射することができた。またテスト粒子のピッチ角も自由に設定することができるため、ヘリカル型閉じ込め装置において特に重要である、周回粒子軌道と捕捉粒子軌道の間領域の閉じ込め特性を実験的・定量的に研究することが可能となっている。計測器としては、NPA の観測視線を広い範囲において振ることができるため、入射された高エネルギー粒子の情報をピッチ角分布まで含めて観測することができる。

実験は低密度の ECH プラズマを用いて行われ、閉じ込め装置の持つ磁場配位の基本的な性能としての、真空磁場配位での高エネルギー粒子の閉じ込め特性を明らかにした。CHS 装置における高エネルギー粒子閉じ込め特性の議論で特に重要なことは、加熱用 NBI など用いられる高速イオンのラーマー半径が、プラズマのサイズに比べて無視できない大きさとなることである。そのため、通常用いられるドリフト近似による粒子軌道の解釈を単純に当てはめることはできない。本研究において実験結果の物理的解釈のために実行した粒子軌道の計算では、ドリフト近似による通常の軌道解析コードは使用せずに、イオンのラーマー運動を直接追跡するフルオービット・コードを用いて粒子軌道を解析した。

ヘリオトロン・タイプのヘリカル型装置では、磁気軸をトーラス内側にシフトすることで捕捉粒子の閉じ込め特性が改善されることが知られているが、これまで CHS 実験ではそ

の効果が明確には得られていなかった。今回の実験において、DNBによって確定した性質を持ったテスト粒子が供給され、そのエネルギースペクトルをピッチ角分布を含めて正確に測定できたために、CHS装置における磁気軸内寄せ配位での捕捉粒子閉じ込め特性の不完全さが、明確な実験結果として明らかにされた。これまでは、一般的な加熱実験の結果を解釈する際の一つの仮定あるいは憶測として粒子軌道の問題が議論されてきたが、本研究によって直接的な検証実験が可能となったと言える。また、LHDなどの大型ヘリカル装置で観測される、トーラスを周回するヘリカル・リップル捕捉粒子が、CHS装置ではほとんど存在していないことも確認された。フルオービットの粒子軌道計算を考慮した解析からは、その原因としてCHS装置のサイズと比べて、加熱ビームのエネルギーが大きいためであることが判明した。一方不完全ではあるが、磁気軸のシフトによる高エネルギー粒子閉じ込めの改善効果を、実験の測定結果として定量的に確認することもできた。

本実験においては、軽水素プラズマに同じく軽水素のテスト粒子を入射しているため、ビーム粒子間の見分けの問題からNBIプラズマでの実験は行われていない。今後の展望としては、例えば軽水素プラズマに重水素のテスト粒子を導入し、同位体の分離可能なNPAを用いて高エネルギー粒子の閉じ込め特性を研究することが重要である。このことにより、プラズマが高ベータとなって平衡配位が真空磁場配位から大きく変化した状況における粒子軌道の変化と、その閉じ込め特性について研究することが可能となる。また同位体を分離できる計測器を用いることにより、テスト粒子のエネルギー緩和過程をメインのプラズマからの信号と区別して測定することが可能となり、プラズマ中の電場の影響が顕著となる数keV程度に減速された高エネルギーイオンの分布を観測し、ヘリカル型閉じ込め研究において特に重要な課題である、粒子閉じ込めと電場との関連を議論することも可能となる。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切丁寧なご指導、ご鞭撻を頂きました自然科学研究機構核融合科学研究所 岡村昇一教授、居田克巳教授に心より感謝します。

同研究所の磯部光孝助手には平素より実験についてご指導いただきました。また同研究所開発研究系助手 清水昭博助手には研究を遂行するにあたり有益な助言を頂きました。心よりお礼を申し上げます。

また本研究は核融合科学研究所において CHS グループの協力のもと行われました。実験を遂行するうえで御協力頂いた南貴司助手、吉村泰夫助手、永岡賢一助手、秋山毅助手、鈴木千尋助手、西村伸助手に感謝いたします。計測用ビームの準備、運用に多大なご協力を頂きました同研究所研究支援推進員 秋山龍一氏に深く感謝いたします。実験機器の設計についてアドバイスを頂いた核融合科学研究所博士研究員の松本新功氏に感謝いたします。

本論文をまとめるにあたり、貴重な御討論、御助言を頂いた核融合科学研究所 金子修教授、独立行政法人 日本原子力研究開発機構 草間義紀博士、ならびに国立大学法人 京都大学大学院 村上定義助教授には心より感謝いたします。

また総合研究大学院大学生の中野治久氏、山口太樹氏、若林英紀氏、東北大学大学院生の高橋裕己氏、名古屋大学大学院生の大島慎介氏には学生生活全般においてお世話になりました。誠にありがとうございました。

参考文献

- [1] W.W.Heidbrink Nucl.Fusion,34(1994)535
- [2] K. Bol et al., Phys. Rev. Lett., 25(1974)661.
- [3] L.A. Berry et al., Phys. Rev. Lett., 28(1975)1085.
- [4] H. Eubank et al., Phys. Rev. Lett., 23(1979)270.
- [5] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, New York, 1956
- [6] 宮本健郎、『核融合のためのプラズマ物理』、岩波書店 (1976)
- [7] Thomas H. Stix, Plasma Physics 14, 367 (1972)
- [8] R.J. Goldstone et al., Phys. Rev. Lett., 47(1981)647.
- [9] R.J. Goldstone and H.H. Towner, J. Plasma Phys. 26(1981)283.
- [10] K. Tani et al., J. Phys. Soc. Japan., 50(1981)1726.
- [11] K. Tani et al., Nucl. Fusion 23(1983)657.
- [12] K. Tani et al., Nucl. Fusion 33(1993)
- [13] S.V. Putvinskij et al., Nucl. Fusion 34(1994)495.
- [14] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 34(1994)1097.

- [15] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 35(1995)1585.
- [16] R.B. White et al., Phys. Plasmas 3(1996)3043.
- [17] M. Isobe et al., Nucl. Fusion 37(1997)437.
- [18] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 36(1997)1583.
- [19] M. Sato et al., Nucl. Fusion 42(2002)1008.
- [20] K. Hanatani et al., Nucl. Fusion, 21(1981)1067.
- [21] H.E. Mynick., Phys. Fluids 26(1983)1008.
- [22] K. Hanatani et al., Nucl. Fusion 25(1985)259.
- [23] K. Hanatani et al., Nucl. Fusion 30(1990)997.
- [24] H. Sanuki et al., Phys. Fluids B2(1990)2155.
- [25] K. Itoh et al., Phys. Fluids B3(1991)1294.
- [26] K. Hanatani et al., Nuclear Fusion 32(1992)25.
- [27] K. Itoh et al., Nuclear Fusion 32(1992)1047.
- [28] M. Wakatani, " Stellarator and Heliotron Devices", Oxford University Press, USA
(May 1, 1998)
- [29] S. Murakami et al., Fus. Sci. and Technol. 46(2004)241.
- [30] K.L. Wong et al., "Phys. Rev. Lett. 66(1991)1874.
- [31] W.W. Heidbrink et al., Nucl. Fusion 31(1991)1635.
- [32] H.H. Duong et al., Nucl. Fusion 33(1993)749.

- [33] Y. Kusama et al., Nucl. Fusion 38(1998)1215.
- [34] S.E. Sharapov et al., Nucl. Fusion 39(1999)373.
- [35] K. Shinohara et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46(2004)S31.
- [36] M. Ishikawa et al., Nuclear Fusion 45(2005)1474.
- [37] A. Weller et al., Phys. Rev. Lett., 72(1994)1220.
- [38] A. Weller et al., Phys. Plasmas 8(2001)931.
- [39] K. Toi et al., Nucl. Fusion 39(1999)1929.
- [40] M. Takechi et al., Phys. Rev. Lett. 83(1999)312.
- [41] T. Kondo et al., Nucl. Fusion 40(2000)1575.
- [42] K. Toi et al., Nucl. Fusion 40(2000)1349.
- [43] K.Toi et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46(2004)S1.
- [44] S. Yamamoto et al., Nucl. Fusion 45(2005)326.
- [45] A.N.Karpushov et al., 29th EPS Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys. Montreux, 17-21 June 2002 ECA Vol.26B, (2002)P-4.119
- [46] W. Lots et al., Plasma Phys. Control. Fusion 34(1992)1037.
- [47] K.N. Sato et al., 35(1995)1563.
- [48] S.Okamura et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992), Vol.2,IAEA,Vienna(1993) 507
- [49] M.Isobe et al., Rev.Sci.Instrum.68,532(1997).

- [50] M.Isobe et al., J.Plasma Fusion Res.SERIES,Vol.1,366(1998).
- [51] M.Isobe et al., Nuclear Fusion, Vol.41,127(2001).
- [52] T. Yamamoto et al., Rev. Sci. Instrum. 72(2001)615.
- [53] K.Matsuoka et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 14th Int. Conf. Nice, 1988), Vol.2,IAEA,Vienna(1989) 411
- [54] K.Nshimura et al., Fusion Technol. 17 (1990) 86.
- [55] S. Okamura et al., Nucl. Fusion 39(1999)1337.
- [56] S.Takayama、博士学位論文『MSE Spectroscopy in CHS Heliotron/Torsatron』(1998)
- [57] 高村秀一、『プラズマ加熱基礎論』、名古屋大学出版会
- [58] M.Osakabe et al., Journal of Plasma and Fusion Research,80(2004)971
- [59] PUTVINSKIJ, S.V., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994(Proc. 15th Int. Conf. Seville, 1994),Vol.2,IAEA,Vienna(1994)535.
- [60] C. F. Barnett、『Atomic Data For Fusion Volume1』、ORNL-6086/V1
- [61] W.W. Heidbrink et al., Nucl. Fusion 28, 1897(1988).
- [62] W.W. Heidbrink et al., Phys. Fluids B3, 3167(1991).
- [63] S.L.Davis et al., Rev.Sci.Instrum. 54(3) (1983) 315.

第3章 実験装置

3.1 CHS 装置

本実験は自然科学研究機構核融合科学研究所の CHS (Compact Helical System) 装置を用いて行った。CHS はポロイダルおよびトロイダルモード数がそれぞれ $l=2$ 、 $m=8$ のヘリカル装置である [53, 54]。閉じ込め磁場は図 3.1 に示すように、1 対のヘリカルコイル (HF) と 4 組のポロイダルコイル [内側垂直磁場コイル (IVF)、形状制御コイル (SF)、外側垂直磁場コイル (OVF)、トリミング垂直磁場コイル (TVF)] によって生成される。表 3.1 に CHS 装置の装置パラメータ、表 3.2 に主要プラズマパラメータをまとめる。CHS の特徴としてはアスペクト比 $A_p=R/a$ が $A_p \simeq 5$ であり、現在実験研究を行っているヘリカル型装置の中では最も低い値となっている。

第 4 章の実験結果において、高エネルギー粒子の閉じ込め特性改善に関連して CHS 装置の磁場配位制御が議論されるため、ここで CHS 磁場配位制御の基本的な特性について説明する。上に説明したように、CHS 装置は複数組のポロイダル・コイルを持つために、ポロイダル磁場制御については、垂直磁場制御だけではなく、磁気面の楕円度を変えるための四重極磁場制御も独立に行うことができる。しかし、本論文の研究では四重極成分を固定した上での垂直磁場制御のみを使用した。垂直磁場制御によってプラズマの位置はトーラス内側あるいは外側にシフトさせることができるが、選択された磁場配位の呼び方として、CHS では磁気軸の大半径位置を用いている。磁気軸位置はプラズマ・ベータ値が上昇した時には、シャフラノフ・シフトによってトーラス外側にシフトするが、磁場配位の呼び方としては真空配位での磁気軸位置を用いる。本論文の研究では、後に述べるように研究対象のプラズマとしては低ベータ値の ECH 加熱プラズマを使用しているために、実際の実

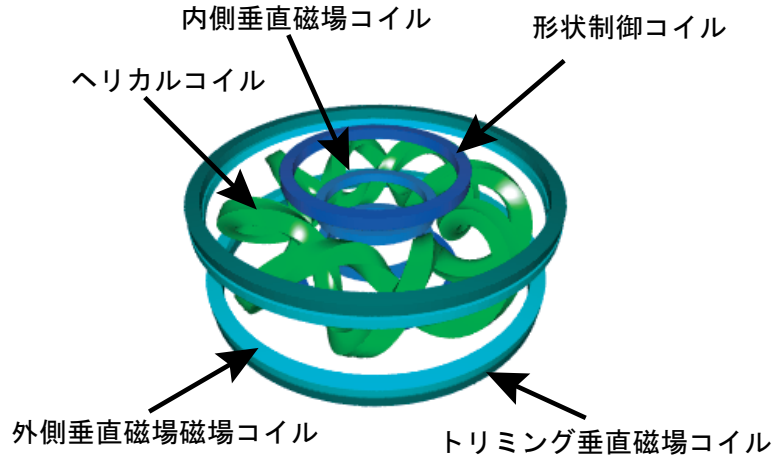


図 3.1: CHS のヘリカルコイルとポロイダルコイル

表 3.1: CHS の装置パラメータ

装置パラメタ	値
大半径 R	1.0m
平均小半径 $\langle a \rangle$	0.2 m
アスペクト比 A_p	5
ポロイダルモード数 l	2
トロイダルモード数 m	8
トロイダル磁場強度 B_ϕ	1.8T

表 3.2: CHS の主要プラズマパラメータ

プラズマパラメタ	最大値
線平均電子密度 \bar{n}_e	$1 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$
電子温度 T_e	5keV
イオン温度 T_i	1keV
プラズマベータ値 β	2%

験条件においてもシャフラノフ・シフトは小さい。

高エネルギー粒子の閉じ込め特性に関連して、磁気軸位置をシフトさせた場合の捕捉粒子の軌道と磁気面との関係について解説する。捕捉粒子のドリフト運動は、基本的には断熱不変量が保存されるようなパスに沿って動くために、配位中の磁場強度の分布に支配されたドリフト軌道を描く。この意味で磁気面形状の変化とは独立に決まる軌道となり、垂直磁場制御の影響を大きくは受けない。逆に磁気面の位置は垂直磁場制御の影響を大きく受けて、トーラスの内側、外側にシフトする。すなわち、CHS 装置では垂直磁場制御によって磁気面の位置を動かすことにより、本来磁場強度分布によって決定されている捕捉粒子のドリフト軌道に、磁気面をより良く一致させるような制御が行われる。CHS 装置はアスペクト比が小さい上に、ヘリカル・コイルの形状に比較的大きなピッチ・モジュレーションが加わっていて [54]、ヘリカル・リップル捕捉粒子のドリフト軌道はトーラス内側に大きくシフトしている。このため、垂直磁場制御によって磁気面をトーラス内側に強くシフトした配位 ($R_{ax}=87.7$ cm) において、高エネルギー粒子のドリフト軌道を磁気面とほぼ一致させることが可能となる [55]。しかし磁気軸を強く内寄せした配位では、プラズマの体積が非常に小さくなり、また NBI 加熱においてはビームのパスの関係で加熱効率も減少し、全体としてのプラズマの閉じ込め特性の観点からは必ずしも最善の設定とはなっていないのが現状である。

3.2 計測用中性粒子ビーム入射装置 (DNB)

本実験では CHS プラズマ中に高エネルギー粒子を生成するために、計測用中性粒子ビーム入射装置 (DNB:Diagnostic Neutral Beam) を使用した (図 3.2) [56]。DNB はイオン源に水素ガスを導入し、フィラメントとイオン源容器との間でのアーク放電により水素プラズマを発生させる。そして発生した水素イオンを加速電極に印加した高電圧で引き出し、加速する。この際、加速電極の高電圧の設定を変えることにより、任意のエネルギーでビームを入射することができる。DNB は発散角を抑え、入射角を可変とすることでプラズマ中にテスト粒子を入射する事を目的としている。本節では DNB の仕様について述べる。

3.2.1 ビームのプラズマへの入射過程

DNB はイオン源からイオンビームを引き出しプラズマに入射する装置であるが、イオンビームのままでは閉じ込め磁場によってプラズマに入射できないので、中性化セルの部分で中性の水素ガスとの荷電交換 (式 (3.1) の逆過程) にを行い、水素原子ビームにしてプラズマに入射する。中性化されなかったイオンビームは偏向磁石により曲げられ、ビームダンプと呼ばれる冷却された標的に当たり水素分子になる。この水素分子は中性化セルの部分の水素分子とともにクライオ・ポンプにより排気される。CHS 装置でのプラズマ放電の運転間隔は基本的には 3 分であるが、プラズマ放電の間の時間ではビームラインは 5×10^{-5} Pa 程度の真空を保っている。

プラズマに入射された中性粒子ビームはプラズマとの相互作用によって、高速イオン・ビームへと変換される [57]。中性粒子ビームのエネルギーが数十 keV までの低いエネルギーにおいては、荷電交換反応の断面積が最も大きい。(図 3.3)。



数十 keV を越える高エネルギービームではプラズマ・イオンによる電離断面積が大きく

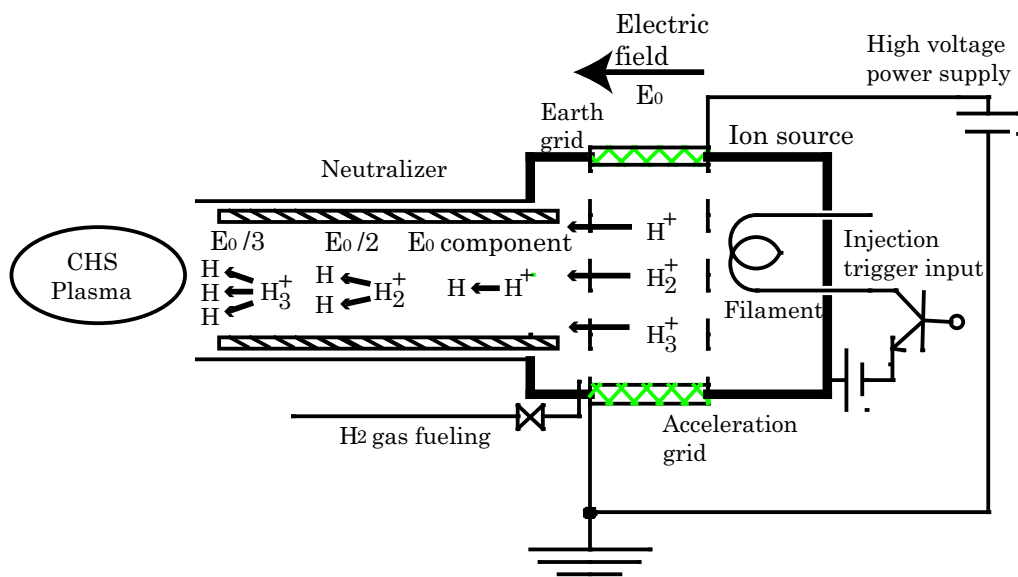
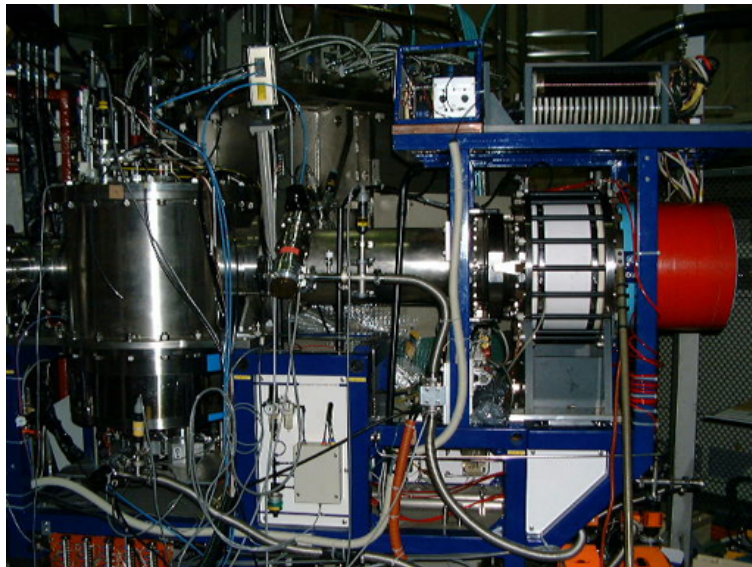


図 3.2: 計測用中性粒子ビーム (Diagnostic Neutral Beam)

なる。



本実験ではプラズマ電子温度が 1keV 程度でビームエネルギーは最大で 30keV なので、主として荷電交換反応 (式 3.1) によってイオン・ビームに変換されていると考えられる。

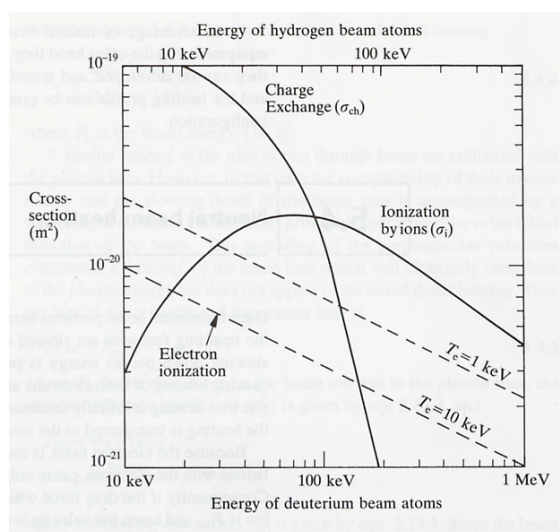


図 3.3: 荷電交換反応の断面積

3.2.2 ビームの発散角、焦点距離

中性粒子ビームの性能を決める重要なパラメータの一つに発散角がある。DNB は図 3.4 に示すように、多孔型引き出し電極より水素イオンビームを引き出す構造となっているが、引き出されたイオンビームは水素イオンの空間電荷効果により発散する。発散角はイオン源の引き出し孔より引き出された水素イオンビーム収束の度合いを示すものである。中性粒子ビームが C H S プラズマに入射された際にこのような発散角程度のピッチ角分布を持つため、発散角の値が小さいほどテスト粒子源として優れている。

DNB の発散角と焦点距離は、ビームライン上に設置したカロリメータを用いて測定した (図 3.4)。カロリメータはイオン源からの距離 1.87m の位置に十字型に配置されてお

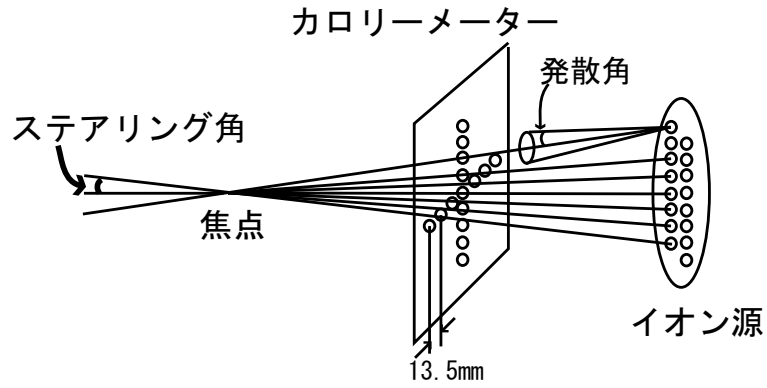


図 3.4: DNB のイオン源とカロリメーター配置

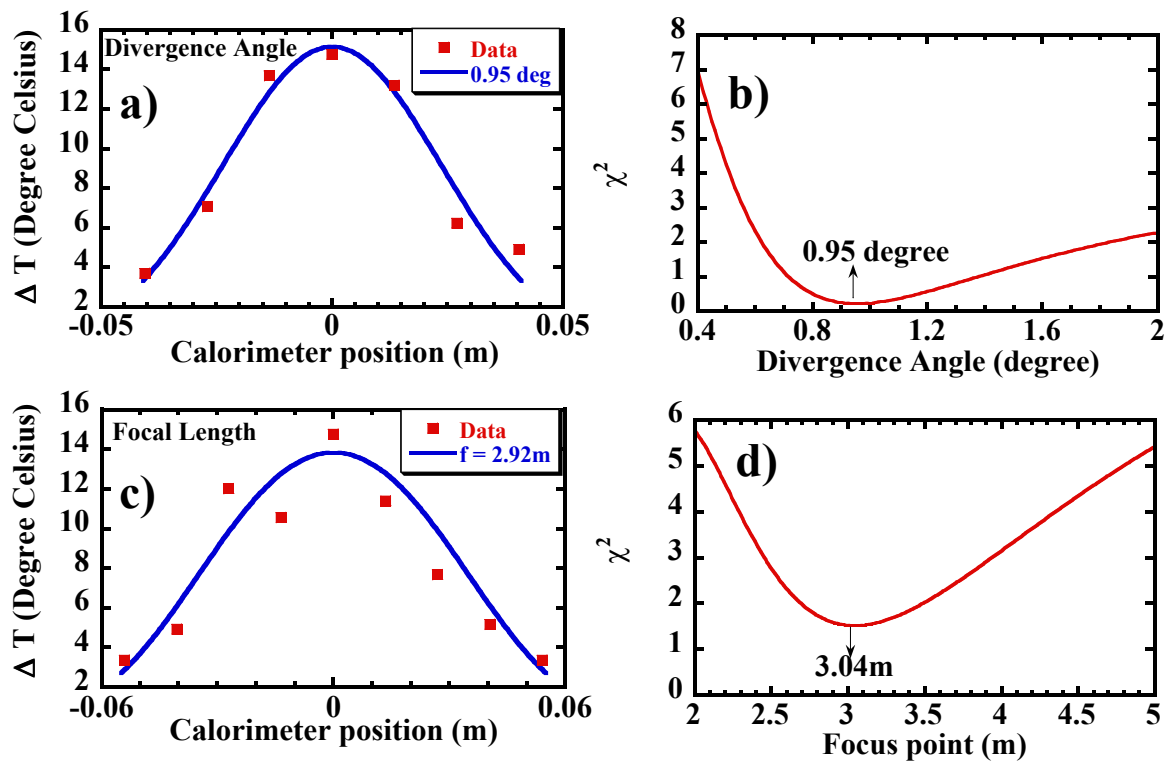


図 3.5: (a) カロリメーターの温度上昇の水平方向の分布:(b) 実測値と計算値の差の自乗和の発散角に対する変化:(c) カロリメーターの温度上昇の縦方向の分布:(d) 実測値と計算値の差の自乗和の焦点距離に対する変化

り、縦方向に9個、横方向に7個、各々13.5mmの間隔で設置されている。DNBのイオン源は縦長の構造になっているため、カロリメーターの水平方向の ΔT 分布は発散角に対して敏感である。一方、カロリメーターの垂直方向の ΔT 分布は焦点距離に関して敏感であるため、カロリメーターの各方向の温度上昇より焦点距離と発散角が同時に計測できる。カロリメーターの温度上昇の実験結果について χ^2 検定を用い、焦点距離と発散角を求めた。 χ^2 は以下の式で表わされ

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (\Delta T_i^M - \Delta T_i^C)^2 \quad (3.3)$$

ΔT_i^M は実測された温度上昇で、 ΔT_i^C はビームの分布としてガウシアンを仮定し、発散角についても仮定した値を与えて計算した温度上昇である。図3.5にカロリメーターの温度上昇の計測結果と χ^2 検定の結果を示す。 χ^2 検定より発散角、焦点距離は各々 0.95° 、 3.04m という事がわかった。

プラズマ中でのピッチ角分布を広げる要因として発散角以外にビームの太さが関係する。ビームの径が太いと、ビームと磁力線の交わる領域が大きくなるためピッチ角分布は広がってしまう。DNBは焦点位置でのビーム直径が 10cm であり、加熱NBIと比べて約 $1/2$ 程度のビーム幅となっている。

3.2.3 ビームの成分比

イオン源で生成された水素の正イオンを引き出し、加速電極で加速する方式のビーム源では、図3.2に示すようにイオン源では H^+ だけでなく、 H_2^+ と H_3^+ が同時に生成され、加速電極によってそれぞれ同じエネルギーで引き出される。中性化セルの部分では H_2^+ と H_3^+ が共に H になってプラズマへ入射されるために、 H_2^+ と H_3^+ は H^+ の入射エネルギー(E_b)に対して、 $E_b/2$ 、 $E_b/3$ のエネルギーでプラズマ中に入射されることになる。

各エネルギーにおける粒子数の比を調べるために、DNBの中性化セルを見込む観測窓を用いて分光計測を行った(図3.6)。分光器を用いて H_α 光の強度の比を測定し、各エネルギー成分の粒子数比を求めることができる。 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ が加速電圧 E_b で加速され、中性

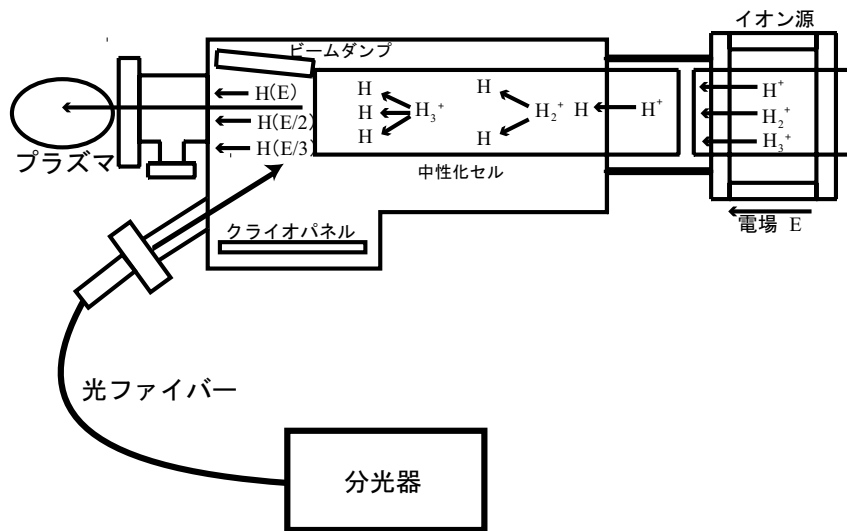


図 3.6: ビームライン分光計測のための装置配置図

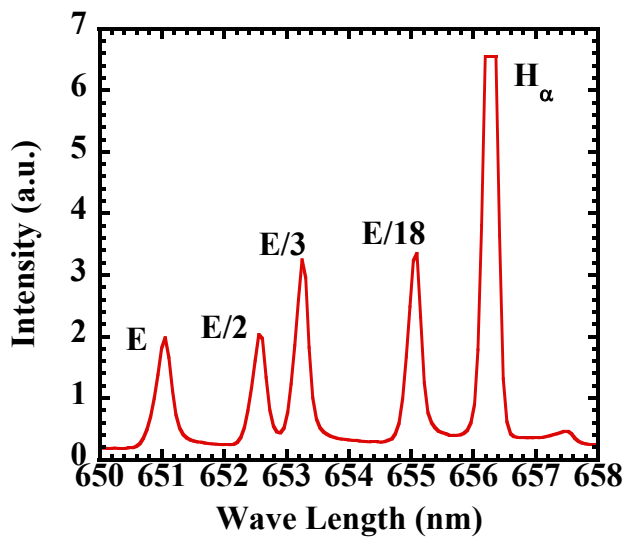


図 3.7: ビームラインの分光計測結果

化セル内の水素原子との衝突によってイオンビームから中性粒子ビームに変換される。上記の各々の粒子はエネルギーは等しいが質量が異なるため、異なる速度で中性化セルを通過する。そのためドップラーシフトした各々の H_α 光を測定することにより、各エネルギー成分の粒子数比を求めることができる。

各エネルギー成分の H_α 光の強度、 I_i は

$$I_i \propto \frac{N_i j_j \{1 - \exp(-\sigma_i n l)\}}{e v_i} \quad (3.4)$$

$$v_i = \sqrt{\frac{2eE_b}{M_i}} \quad (3.5)$$

と書ける。ここで j_1 、 j_2 、 j_3 、 σ_1 、 σ_2 、 σ_3 は各々 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ の電流値、衝突断面積を表わしており、 l は中性化セルの長さ、 n は中性化セル内の数密度、 v_i は水素ビームの速度 M_i は各イオンの質量である。 N_i は各イオン中の水素原子数で $N_1=1$ 、 $N_2=2$ 、 $N_3=3$ である。

これらの式を用いて電力比と I_i の関係は以下の式で表わされる。

$$\begin{aligned} & P(E_b) : P(E_b/2) : P(E_b/3) \\ &= E j_1 : E j_2 : E j_3 \\ &= \frac{I_1}{1 - \exp(-\sigma_1 n l)} e \sqrt{\frac{2eE_b}{m}} : \frac{I_2}{2\{1 - \exp(-\sigma_2 n l)\}} e \sqrt{\frac{2eE_b}{2m}} \\ & : \frac{I_3}{3\{1 - \exp(-\sigma_3 n l)\}} e \sqrt{\frac{2eE_b}{3m}} \\ &= \frac{I_1}{1 - \exp(-\sigma_1 n l)} : \frac{I_2}{2\sqrt{2}\{1 - \exp(-\sigma_2 n l)\}} \\ & : \frac{I_3}{3\sqrt{3}\{1 - \exp(-\sigma_3 n l)\}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

図3.7に分光計測の結果を示す。衝突断面積は各々、 $\sigma_1=4.2 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ 、 $\sigma_2=8.0 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ 、 $\sigma_3=9.3 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ で $n=2.0 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 、 $l=70 \text{cm}$ である。ドップラーシフトの値は粒子のエネルギー E を用いて

$$\lambda' = \lambda_{H_\alpha} \left(1 - \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2E}{m}} \cos \delta \right) \quad (3.7)$$

と書ける。ここで λ_{H_α} は H_α の波長で 656.3nm、 δ は観測視線とビームラインのなす角で 13.6 °である。入射エネルギー 30keV と 1/2、1/3 エネルギー成分についてドップラーシフトした波長を求めると各々、651.2nm、652.7nm、653.4nm となり、観測されたスペクトルのピークの波長と一致している。

観測された各エネルギー成分のスペクトルの強度から、粒子数の比を求めると $E_b : E_b/2 : E_b/3 = 37 : 27 : 36$ となり、陽子比は 55% となった。

3.2.4 入射角制御機構

高エネルギー粒子の閉じ込め特性は粒子のエネルギーとピッチ角に依存する。そのためテスト粒子源としての計測ビームには、これらのパラメータを制御できる事が要求される。ビームエネルギーは引き出し電圧の設定により比較的容易に制御することが可能である。ピッチ角の制御はビーム本体を水平方向に走査できるように設計する事で対応した(図 3.8)

入射角の制御は実験室内に設置されたパルスモーター(ORIENTAL MOTOR PK599BW)とコントローラー(Tsujii Denshi PMCD - 05)を用いて行う(図 3.9)。DNB は運転中に常時高電圧が印加されているため、コントローラーは制御室内の PC より遠隔操作が行えるように設計した。GPIB ケーブルは途中で変換機(OMRON Z3GB)を用いて光ファイバーを挿入する事により電気的な絶縁を確保した。

入射角制御機構を用いて DNB はトーラスの赤道面上を水平方向に走査することができ、トーラス中心から 1.58m の位置にあるピボット点を中心に旋回する。DNB の振り幅は co-入射の方向に接線半径 30cm から counter-入射方向に 81cm となっている(図 3.10)。ここで co-入射は、回転変換を強める方向に DNB のビーム駆動電流が流れるように入射する事を指し、counter-入射はその逆方向への入射と定義される。本論文では DNB の入射角(接線半径)について co-方向への入射を +、counter-方向への入射を - の符号で表現する。NPA の観測視線の接線半径については co-入射されたビームを見込む方向に関しては +、counter-

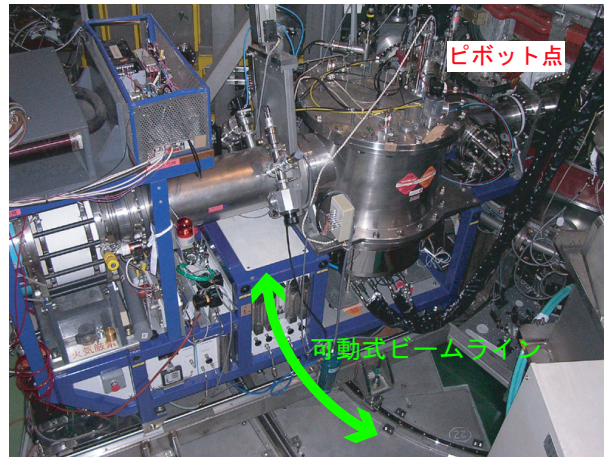


図 3.8: 可動式計測ビーム

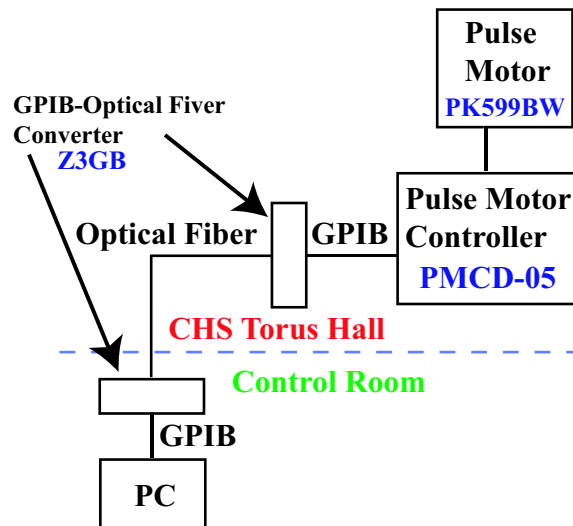


図 3.9: 計測ビーム制御機構

入射されたビームを見込む方向は - の符号により表現する。

DNB から入射された高速中性粒子は、電離される位置によってイオンに変換された時のピッチ角は異なることになるが、一つの目安として磁気軸上で電離された場合について調べると、接線半径 30cm の co-入射の場合はピッチ角 108° 、接線半径 81cm の counter-入射の場合は 40° となる。DNB の主要な装置パラメータを表 3.3 にまとめる。

第 1.4 節の研究の目的の項で述べたように、図 3.10 に示した DNB と NPA の設置位置の関係は、本研究を遂行する事を考慮した上で決定されている。両者はトーラスの正反対の位置で互いに対称な関係にあるが、この設定は図 2.7 に示すような、トーラスを周回する捕捉粒子を測定する目的で選ばれた。このタイプの捕捉粒子は、磁場強度の弱い場所に沿ってドリフトするために、トーラスの反対側で測定にかかり易くなる。対称関係を常に保持する目的で、DNB と NPA の角度制御のためのピボット位置も、ほぼ対称の位置に設置されている。

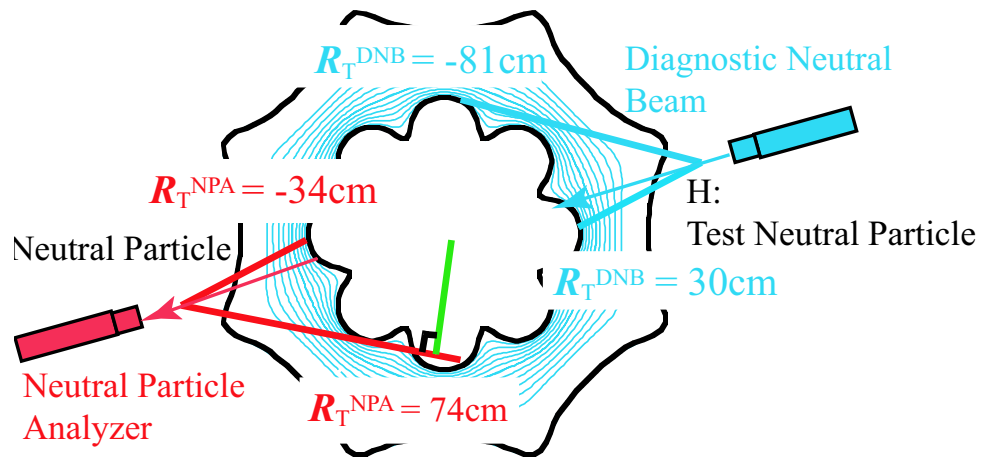


図 3.10: 計測ビームと中性粒子分析器の駆動範囲

表 3.3: DNB の主要パラメータ

加速電圧	E_b 30 kV
ビーム電流	$I_b < 2$ A
焦点距離	3.04 m
ビーム発散角	0.95°
ビーム直径	10 cm
ビームパルス幅	100 ms
入射角 (接線半径)	co-方向 30cm ctr-方向 -81cm

3.3 静電型中性粒子エネルギー分析器

本研究ではDNBによってプラズマ中に入射された高エネルギー粒子を計測するために、中性粒子エネルギー分析器(NPA)を用いた(図3.11)。本節では中性粒子エネルギー分析器の測定原理、特徴について述べる。

プラズマ中の高エネルギー粒子は、水素ガスによる燃料補給や壁からのリサイクリングに由来する水素原子と荷電交換反応を起こし、エネルギーの高い中性粒子を生成する。荷電交換反応の前後では運動エネルギーがほとんど失われなため、発生した中性粒子のエネルギーは反応前のイオンのエネルギーとほぼ同じである。そのため、プラズマから出てくる中性粒子の計測によりプラズマ中の高エネルギー粒子の速度分布情報が得られる。本計測対象となる高速中性水素原子が生まれるのは、以下に示す電荷移行過程である。

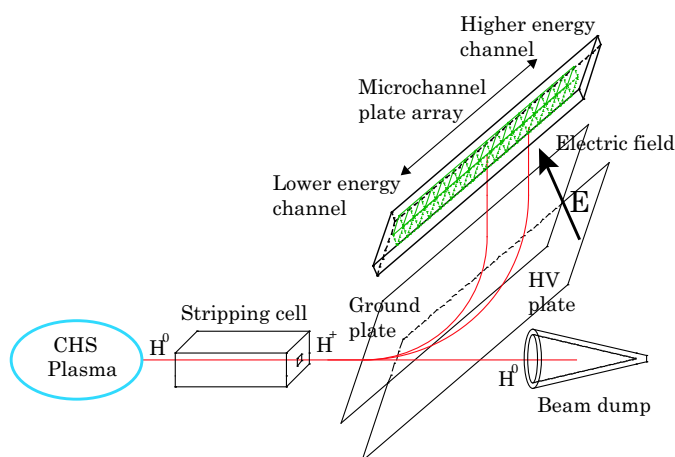


図 3.11: 中性粒子エネルギー分析器 (NPA)

ここで、 H_p^+ はプラズマイオン、 H_p^0 が生成された高速中性水素原子である。中性粒子エネルギー分析器で H_p^0 を計測する事により H_p^+ の特性に関する情報が得られる。この反応

において、電荷移行の相手である、 H^0 と H_2^0 はプラズマ中に残留している速度の小さい水素原子と分子である。 H_2^0 は、容器壁に吸着していた水素分子、密度制御のためのガスパフがおもな供給源となる。水素分子は周辺プラズマ部で解離されるので、プラズマ内部での荷電交換反応の対象として考える必要はない。水素分子の解離によって発生する水素原子は、フランク・コンドン中性粒子と呼ばれ、そのエネルギーは 3-5eV 程度である。この水素原子がプラズマ内部に侵入し、プラズマ中を周回する高エネルギー粒子と荷電交換反応を起こす。そのため 3.8 式に示す反応のみを考慮すればよい。本実験においては DNB 入射によって生成される高エネルギー粒子が H_p^+ に当たる。

プラズマから出てきた H_p^0 は、エネルギー分析を行うためにストリッピングセルと呼ばれる部分で再び H_p^+ に変換される。 H_p^+ が図 3.11 にあるような高圧を印加した平行平板間に作られた一様電場中を放物軌道を描いて運動する場合は、電場領域の入り口と出口でエネルギーが保存される。入射角が一定であれば出射位置は粒子の運動エネルギーと印加電圧で決まるので、出射位置に等間隔で設置したマイクロチャンネルプレート (MCP) の信号を取り込むことによってエネルギーを知る事ができる。CHS の NPA は平行平板間の電圧を変えることにより、0.1~50keV のエネルギーの粒子を計測する事が可能である。

NPA を用いてプラズマから出てきた中性粒子の測定を行うと、各 MCP に受かった粒子束の時間変化がデータとして得られる。MCP により得られたパルス信号は前置増幅器を通して CHS のデータ収集システムに取り込まれる。パルスカウンターの最大係数率は 100kcps で 5kHz サンプリングでデータを取り込んでいる。CHS の NPA はチャンネル数が 15 個なので 1 回の放電につき 15 点の異なるエネルギーを持った中性粒子束の時間変化が得られる。各 MCP に受かる粒子のエネルギーは平行平板に印加する電圧によって決まる (図 3.12)。平行平板に印加する電圧を 24kV に設定すると、14~39keV のエネルギーレンジが測定できる。データとして取得できるエネルギーはマイクロチャンネルプレートが設置されている場所に対応したエネルギーであり、14~39keV をチャンネル数の 15 で等間隔に区切ったデータが得られる。DNB から打ち込まれた高エネルギーイオンのスペクトルを、1/2、1/3 のエネルギー成分まで含めて得るためには、平行平板に印加する電圧を下げた (この場合は

10kV) さらにデータを取り、両者を合成して全エネルギー領域のスペクトルとしている。

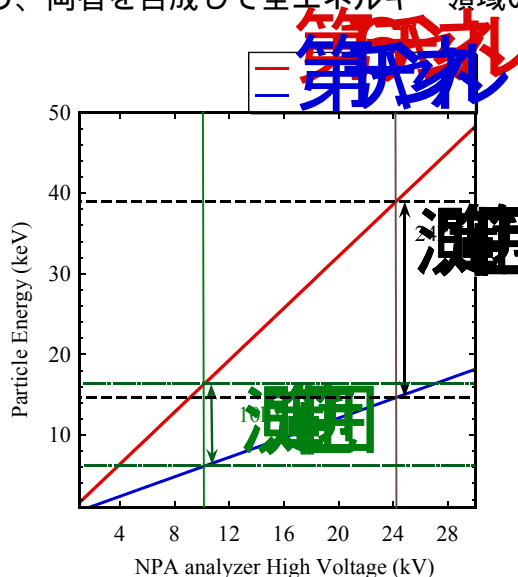


図 3.12: NPA の測定エネルギーレンジと電極に印加する電圧の関係

DNB を 28keV で入射したときに NPA で観測された中性粒子束の時間変化を図 3.13、3.14 に示す。図 3.13 では NPA の並行平板に 8kV、図 3.14 では 19kV の電圧を印加している。ここで得られたカウント数はプラズマ中の高エネルギー粒子の分布を正確に反映していないため、エネルギースペクトルを描く際には補正係数をカウント数に乗じる必要がある。エネルギースペクトルは

$$f(E) = \frac{Count}{EdE\sigma_{CX}\sigma_{SC}\alpha dt} \quad (3.10)$$

で与えられる。ここで E は観測される粒子のエネルギー、dE は測定チャンネルのエネルギー分解能、 σ_{CX} は荷電交換反応の衝突断面積、 σ_{SC} はガスセル内部におけるイオン化反応の衝突断面積、 α は測定チャンネル間の相対感度、dt はカウント数の積算時間である。NPA のスペクトルの解析で用いた上記の衝突断面積のエネルギー依存性を図 3.15 に示す。これらの補正係数を掛けて得られたエネルギースペクトルの一例を図 3.16 に示す。赤で示した分布は NPA の「生」カウント数で、青で示したものが衝突断面積のエネルギー依存性とチャンネル間相対感度の補正を加えた、DNB から入射された高エネルギー粒子のエネル

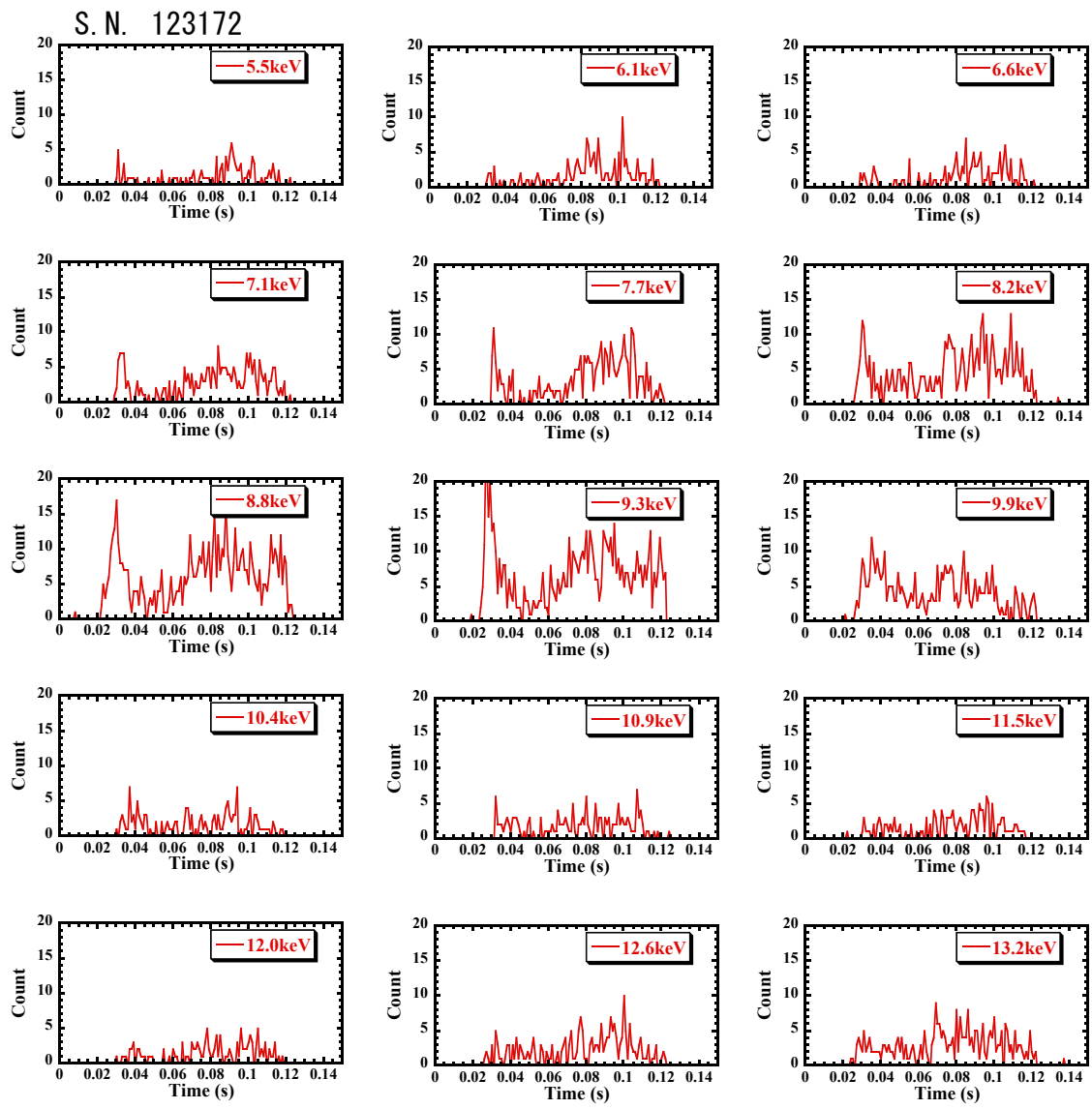


図 3.13: 平行平板に 8kV を印加した際に観測される中性粒子束の時間変化

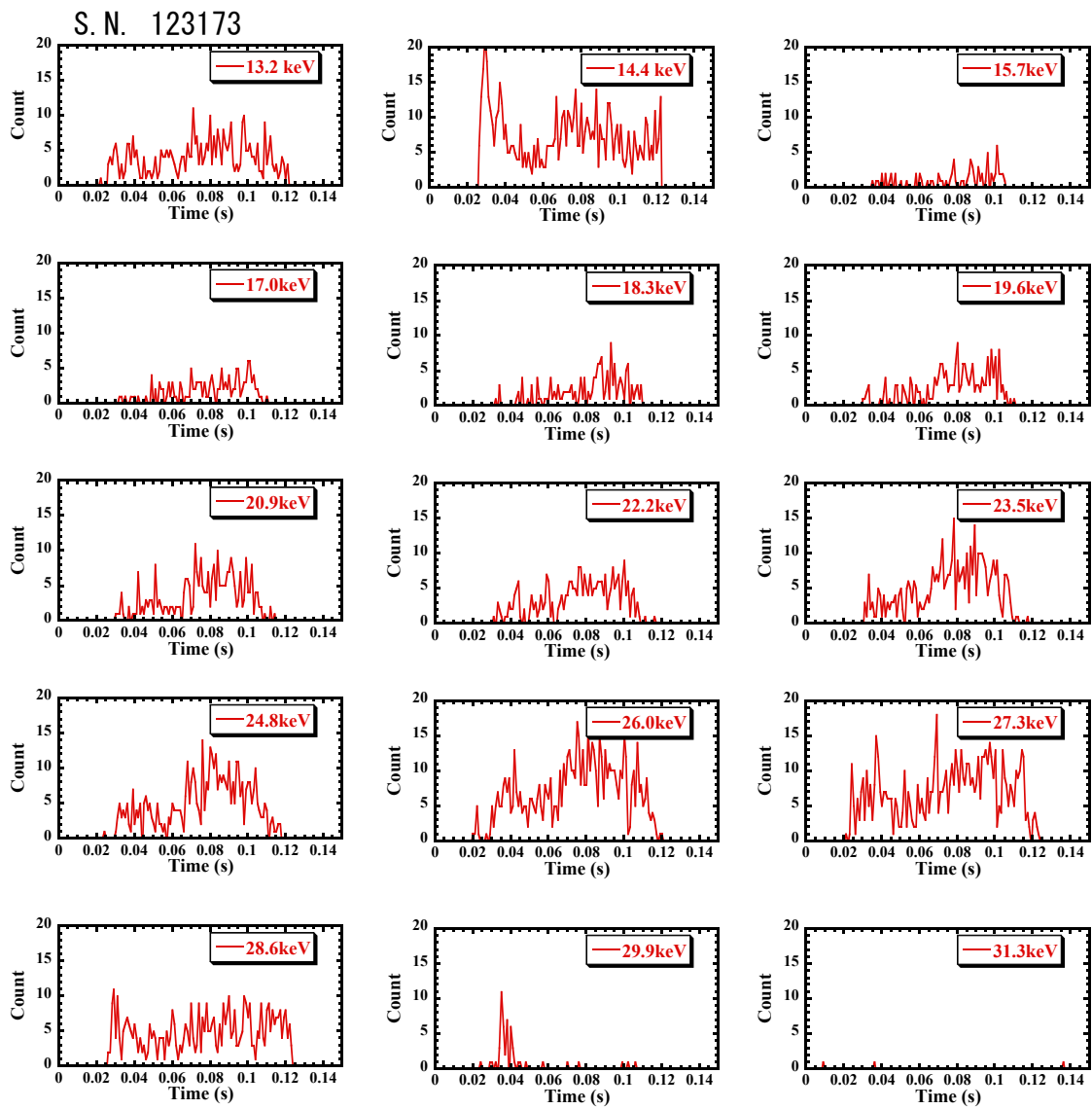


図 3.14: 平行平板に 19kV を印加した際に観測される中性粒子束の時間変化

ギースペクトルである。第 3.2.3 章で説明した、DNB から入射された三つのエネルギー成分が明確に観測されている。

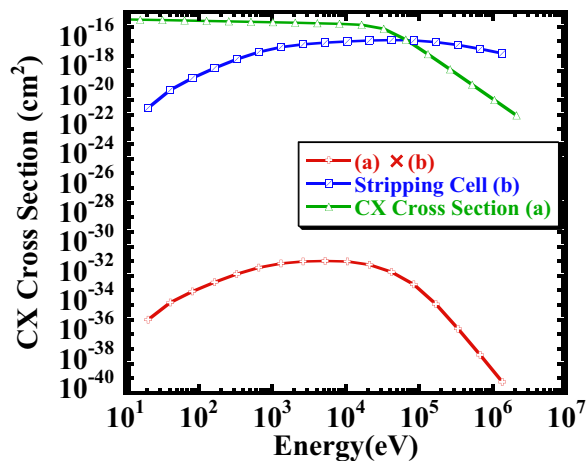


図 3.15: NPA におけるエネルギースペクトル解析に用いた断面積

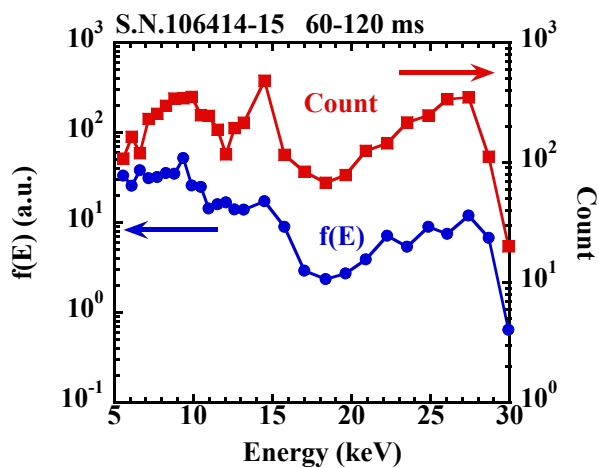


図 3.16: 生カウントとエネルギースペクトルの比較

第4章 実験結果

本章では、CHS 装置の ECH プラズマを用いて行った、計測用中性粒子ビーム入射装置 (DNB) と中性粒子分析器 (NPA) による高エネルギー粒子閉じ込め実験の結果について述べる。まず第 4.1 節で、DNB を入射した際に NPA で観測されるエネルギースペクトルの典型的な例を示し、その特徴について述べる。次に第 4.2 節では DNB の入射角を変えた実験と、さらに磁場配位を変えて測定した結果から、高エネルギー粒子の閉じ込め特性のピッチ角依存性及び磁場配位依存性について論ずる。

4.1 DNB によって入射された高エネルギー粒子の典型的なエネルギースペクトル

本研究では DNB を入射するターゲットプラズマとして、53GHz、200kW のジャイロトロンによって生成された ECH プラズマを用いている。CHS 装置では ECH の他に NBI 加熱による比較的密度の高い (ベータ値の高い) プラズマを用いた実験も行われているが、今回特に ECH プラズマを用いた理由は、磁場配位に固有の高エネルギー粒子の閉じ込め特性を調べることを主目的としていることから、加熱用 NBI のビーム成分によって引き起こされる MHD 不安定性に起因する高エネルギー粒子の損失を排除するためである。また基本的な問題として、DNB から入射された高エネルギーイオンを NPA で測定する際に、加熱用 NBI から供給されるビーム成分の存在がデータの解釈を複雑にすることを避けるためでもある。

プラズマは水素プラズマを使用し、密度は $0.4 - 0.6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ の範囲を通常用いた。磁

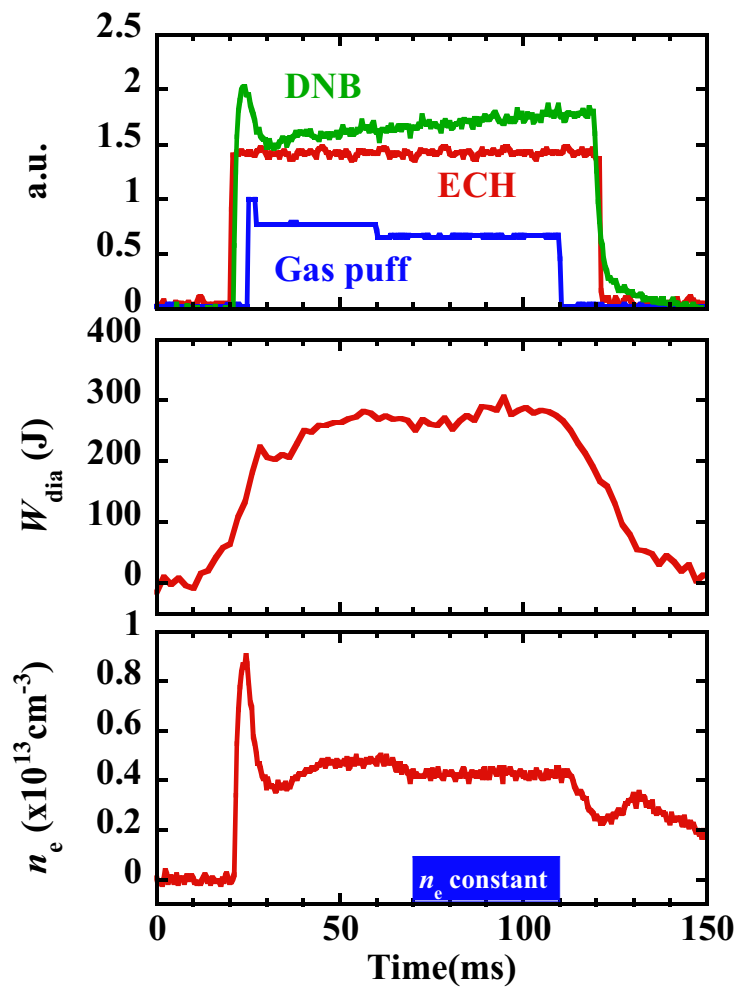


図 4.1: プラズマパラメータの時間発展

場強度は基本的には 0.95T の設定を用いたが、高エネルギー粒子の閉じ込め性能の磁場依存性を調べる目的で、この二倍の磁場強度の実験も行っている。典型的なプラズマ放電の基本波形を図 4.1 に示す。ここでは ECH のマイクロ波と DNB を同時に約 100 msec 入射している。ECH でプラズマの放電が開始され電子温度が上昇すると（約 1 keV）急激にプラズマ密度の減少が起きる。この現象はヘリカル型閉じ込め装置に一般的なもので、高出力マイクロ波による密度クランピングと呼ばれるものである。プラズマの密度を目的の値に設定するためにガスパフを開始して密度を調節している。NPA の信号は密度の安定している 50msec の平均を取って解析した。

NPA で観測されたエネルギースペクトルの一例を図 4.2 に示す。ここに示すエネルギースペクトルは磁気軸 $R_{ax} = 87.7\text{cm}$ の配位において DNB を接線半径 30cm で入射したときに、NPA の視線をショット毎に振りながら観測したものである。NPA の視線方向を示すパラメータとして、この図では接線半径の値が用いられているが、観測される粒子のピッチ角との換算は図 4.3 についての記述の中で説明する。ここでは DNB 側の接線半径との関係

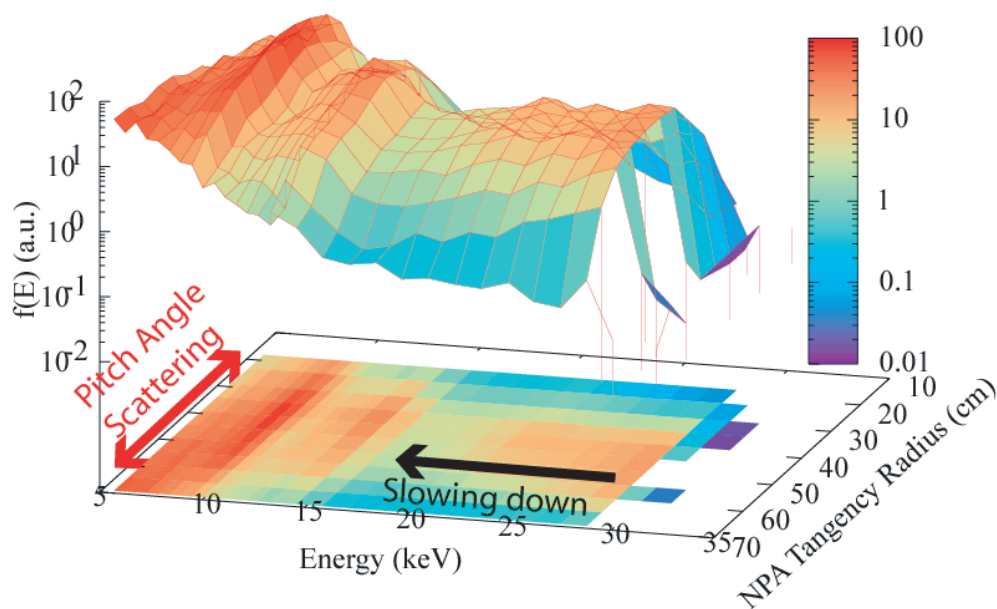


図 4.2: DNB を接線半径 30cm で入射した際に観測されるエネルギースペクトルの空間分布

について説明をしておきたい。図 3.10 に示すように DNB と NPA はトーラスの反対側に設置されていて、その観測方向は回転対称の位置関係にある。ただしこの設定はヘリカル・リップルに捕捉されたままトーラスを周回する粒子を観測する場合であり、リップルに捕捉されずにトーラスを周回する粒子を観測するには、DNB と NPA を反対向き（DNB が co-方向であれば、NPA は counter-方向）に設定する必要がある。図 4.2 のデータはリップルに捕捉されていない周回粒子を観測したもので、その場合は図 3.10 に示すような対称性は失われる。図 4.2 に示す分布でフラックス最大を与える NPA の接線半径の値は 49 cm であるが、この値が DNB の接線半径の値 30 cm と異なっている理由はこのような事情による。

背景プラズマは ECH で維持しているため観測される高エネルギー粒子は全て DNB によって入射されたものである。NPA 計測では観測視線上に存在する高エネルギー粒子のうち、計測器の方向に向かう特定のピッチ角を有する粒子しか観測されない。高エネルギー粒子の発生源として、本研究の DNB のように限定されたピッチ角を持ったソースを用いた場合は、磁気モーメントの保存則により、観測点の磁場強度と粒子のピッチ角とは 1 対 1 に対応する。観測角度の走査機能が備わっていない NPA の場合は、観測視線上の磁力線の磁場強度によって決定される高エネルギー粒子のピッチ角が、ちょうど NPA を見込む方向でないと観測できないことになる。本実験では DNB で入射された高エネルギー粒子のピッチ角分布をカバーできるように NPA の視線を走査して計測を行っているため、DNB によって入射された高エネルギー粒子のピッチ角分布まで詳細に計測可能である。

観測されたエネルギースペクトルのピッチ角分布には、DNB の入射エネルギーに対応する 28keV、その 1/2、1/3 成分である 14keV、9.3keV 付近にフラックスの極大値が存在している。これらの三ヶ所のピーク位置において、測定された中性粒子フラックスのピッチ角分布を図示したものが図 4.3 である。ここでは観測された粒子のピッチ角の情報として、NPA の接線半径ではなく θ_{NPA} を用いている。この角度の定義は NPA の視線が磁気軸と交叉する点における交叉角度を用いた。磁気軸以外の磁力線との交叉角度は、磁力線の形状に応じてこの値からずれることになる。全エネルギー成分（28keV）に関しては他のエネルギー成分に比べてピッチ角分布がピークしており、1/2、1/3 エネルギー成分は相対的

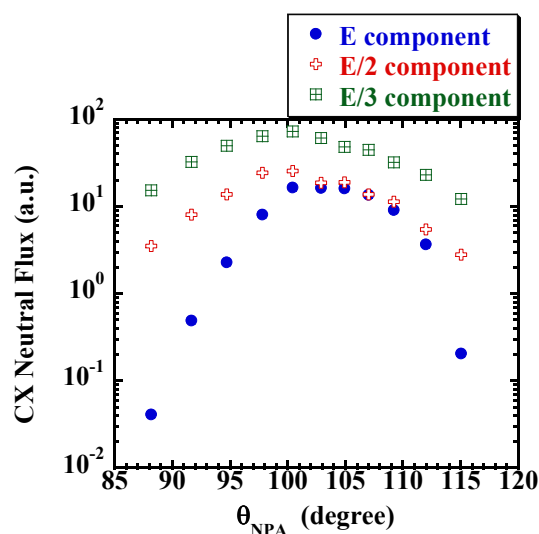


図 4.3: 各エネルギー成分の中性粒子束のピッチ角分布

に平坦化したピッチ角分布をもっていることがわかる。

図 4.2 より、中性粒子の観測フラックスが最も多かった NPA の観測視線（接線半径 49cm）におけるエネルギースペクトルを切り出したものが図 4.4 である。DNB から入射された三つのエネルギー成分全てについて、低エネルギー側に向かってフラックスが減少している。エネルギースペクトルの傾きは粒子閉じ込め時間と減速時間との比で決まり、粒子閉じ込め時間が十分に長い時は低エネルギー側に向かってフラックスは増加する。観測されたエネルギースペクトルは高エネルギー粒子が十分に減速する前に損失していることを示唆している。さらに詳細にみると、全エネルギー成分（28keV）のピークに比べて、1/2、1/3 エネルギー成分の方が、低エネルギー側に向かってより急激にフラックスが減少していることがわかる。衝突による効果を考慮しない場合は、閉じ込め磁場中の粒子はエネルギーが高いほどドリフトによる磁気面からの偏差が大きく、またラーマー半径も大きくなるため一般的には閉じ込め特性が劣化する。そのため観測されたエネルギースペクトルの傾きのみ注目すると、観測結果は無衝突過程での高エネルギー粒子閉じ込め特性の描像とは異なる結果となっている。

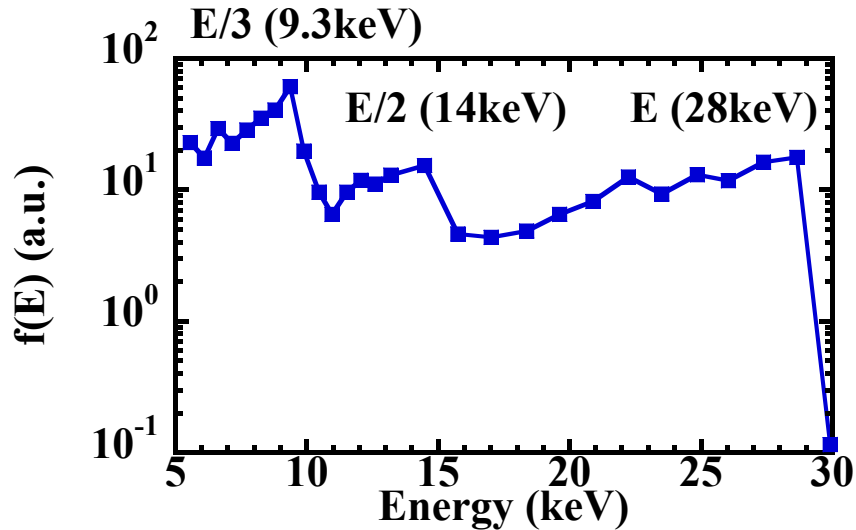


図 4.4: NPA の観測視線が接線半径 49cm の時のエネルギースペクトル

衝突の効果を検討した場合は、粒子のエネルギーが高い間（電子温度の約 15 倍 [式 1.8 参照]）は衝突の対象は背景プラズマ中の電子が支配的であり、粒子のエネルギーが低くなるとイオンとの衝突が支配的となる。イオン-電子衝突の場合、高エネルギー粒子はピッチ角散乱をほとんど受けずにエネルギーの減速過程が支配的となり、一方イオン-イオン衝突の場合はピッチ角散乱が支配的となる。図 4.3 に示す各エネルギー成分のピッチ角分布の情報からも、実験結果の解釈としては 1/2、1/3 エネルギー成分については、ピッチ角散乱により NPA の観測視線から粒子が逸れてしまったと考えることが妥当である。

中性粒子ビームをプラズマに入射した際のビームの減衰の特性長は

$$\lambda(m) = \frac{5.5 \times 10^{-3} E_b(keV)}{[n_e(m^{-3})/10^{20}] A_b} \left[1 + (Z_{eff} - 1) \frac{E_b(keV)}{40 A_b} \right]^{-1} \quad (4.1)$$

で表わされ、入射エネルギーの依存性を持つ。すなわちそれぞれのエネルギー成分の中性粒子ビームに対してプラズマ中の電離点の分布が異なる。ヘリカル磁場は三次元構造を持っているため、電離されたイオンのピッチ角はそこでの磁力線の傾きに依存する。結果として各エネルギー成分のピッチ角分布の違いが、DNB の入射の段階であらかじめ与えられたという可能性も考えられる。このことを確認するために、DNB によって入射された高

エネルギー粒子の電離位置におけるピッチ角の分布を HFREYA コードを用いて計算した。HFREYA は三次元磁場平衡配位の情報とプラズマの分布データを与えて、NBI についてはペンシルビームの集合体としてその電離過程を計算するコードである。NBI のスペックとしては、イオン源の形状、発散角、焦点距離、リミター径、中性粒子ビームエネルギーの三成分の値、などの全てが指定できるので、実際の実験条件を高い精度で計算することが可能である。プラズマの分布データとしては、図 4.5 で示された電子温度、密度分布を使

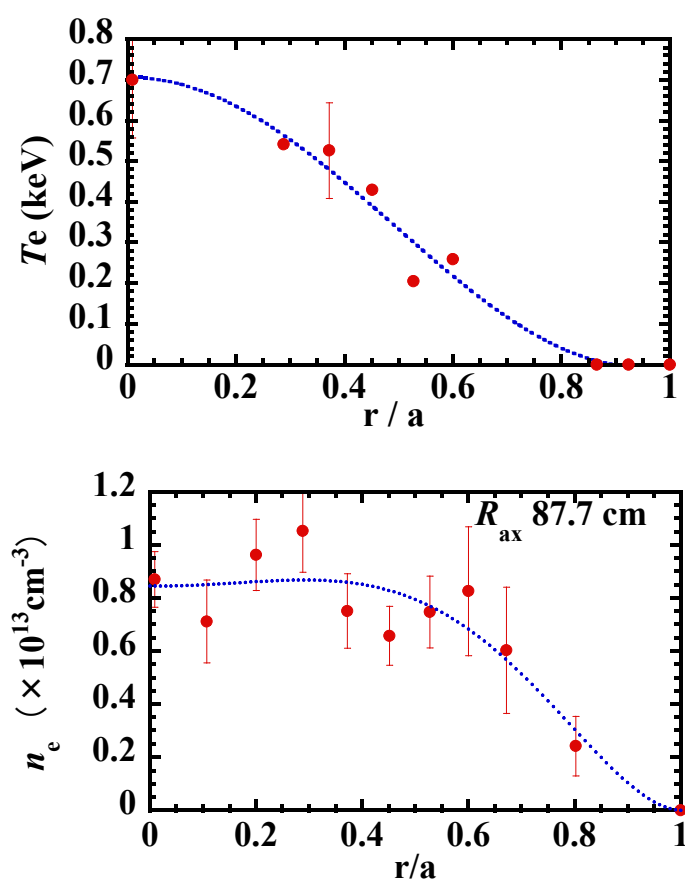


図 4.5: 電子温度、電子密度分布

用し、またイオンの分布としては同じ分布形状にイオン温度を 100 eV と仮定した分布を用いた。ただし本実験で使用している DNB のスペックではイオンとの衝突による電離の確率は少ない。計算結果を図 4.6 に示す。ピッチ角分布は各エネルギー成分について差が

ほとんど無く、ピッチ角 105 °を中心に分布していることがわかる。電離した時点では高エネルギー粒子のピッチ角分布に差がないことから図 4.3、図 4.4 にみられる 1/2、1/3 エネルギー成分と基本エネルギー成分との分布の違いに関しては、ピッチ角散乱の影響を受けているものと考えることができる。

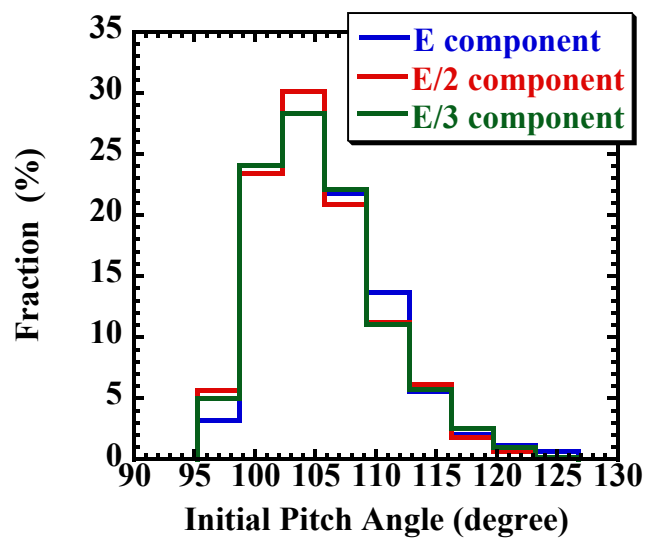


図 4.6: HFREYA コードを用いて計算した各エネルギー成分の電離位置におけるピッチ角分布

4.2 軌道損失領域の検証実験

CHS 装置において、30keV の高エネルギー粒子はピッチ角 90 °付近に大きな損失領域がある事が確認された。計測ビームの入射角が可変という特徴を生かして、実際にどの程度のピッチ角で高エネルギー粒子が損失するか実験を行った。

4.2.1 DNB 入射角変調実験

軌道損失領域を実験によって確認するために DNB の入射角を段階的に接線入射から垂直入射まで走査する実験を行った。また実験データを解析するためのデータとして高エネルギー粒子が軌道損失する領域を調べるために、DNB によって入射される高エネルギー粒子を想定した粒子軌道計算を行った。軌道計算の初期値として電離位置はビームの中心軸上に等間隔で粒子を配置し、射出方向はビームの入射方向と平行になるように与えた。入射エネルギーに対応する 28keV の粒子の軌道を追跡し、70 μ sec 以上トーラスを周回でき

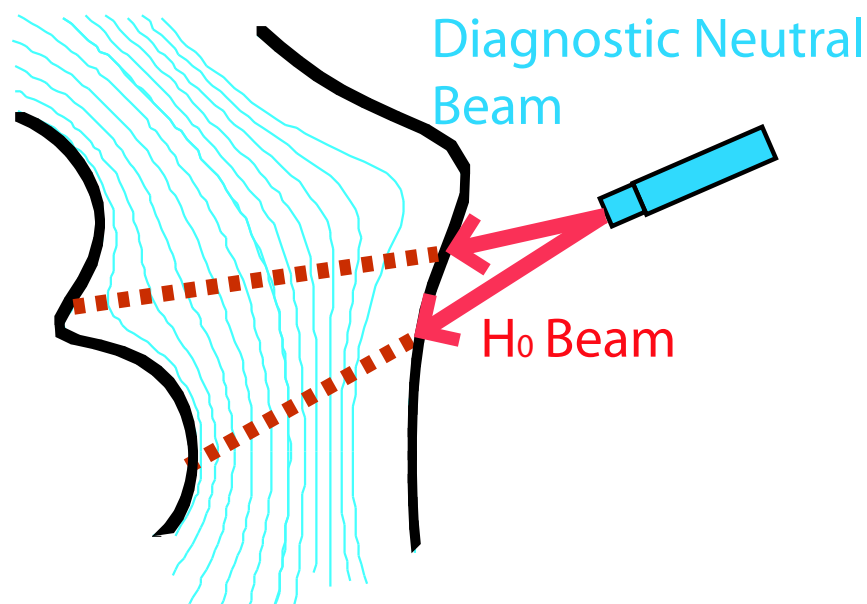


図 4.7: DNB によって入射された高エネルギー粒子の軌道計算の初期値

る粒子を閉じ込められた粒子とし、追跡時間内に真空容器に当たった粒子は損失粒子と判定した。ビームの視線を振って同様の計算を繰り返す事により、DNBによって入射された高エネルギー粒子の閉じ込め領域と損失領域の空間分布を描くことができる。

図 4.8 は磁気軸 $R_{ax}=87.7\text{cm}$ の磁場配位における 28keV の粒子の閉じ込め領域と損失領域の空間分布を描いたものである。青い影を付けた部分が閉じ込め領域に対応する。ピッチ角 90° 付近に大きな損失領域が存在し、垂直入射による高エネルギー粒子の閉じ込めが困難である事を示唆している。さらに、Counter-入射（ピッチ角 90° 以下の領域）によって入射された高エネルギー粒子の閉じ込め領域は Co-入射（ピッチ角 90° 以上の領域）の場合に比べて著しく小さくなる事が確認できる。磁気軸位置 $R_{ax}=87.7\text{cm}$ の配位は、第 3.1 章で述べたように捕捉粒子のドリフト軌道と磁気面が非常によく一致する配位であり、本来はピッチ角 90° 付近の粒子に対しても良い閉じ込め特性が期待できる配位である。それにも拘らず図 4.8 の計算で大きな損失領域が現れている原因は、ラーマー半径の大きさのためだと考えられる。すなわち断熱不変量の保存が乱れていることが予想され、この計算結果が実験測定としてどの程度裏打ちされるかの確認は本研究の目的の一つである。

図 4.8 で描いた閉じ込め領域の空間分布はビームの電離位置の情報がないため、DNB によって入射された粒子がどの領域で電離するかを計算する必要がある。そのため DNB によって入射された高エネルギー粒子が電離する位置を HFREYA コードにより求めた。図 4.8 上に示した赤い点が HFREYA コードにより計算した高エネルギー粒子の電離位置とその位置におけるピッチ角を描いたものである。それぞれ DNB の入射角が接線半径 30cm 、 17cm 、 0cm の場合について計算結果が示してある。DNB の入射角が接線半径 17cm のとき閉じ込め領域と損失領域の境界付近で DNB からの高速中性粒子が電離している。接線半径 17cm を境に、より垂直に近い角度で入射した場合、電離した高エネルギー粒子の大半は軌道損失し、より接線で入射した場合は良好な閉じ込めが予想される。

計算によって得られた閉じ込め領域と損失領域を実験によって確認するために、DNB の入射角を段階的に接線入射から垂直入射に変更し NPA でそれぞれの入射角について高エネルギー粒子のエネルギースペクトルを計測した。DNB を接線半径 30 、 25 、 17 、 8 、 0cm

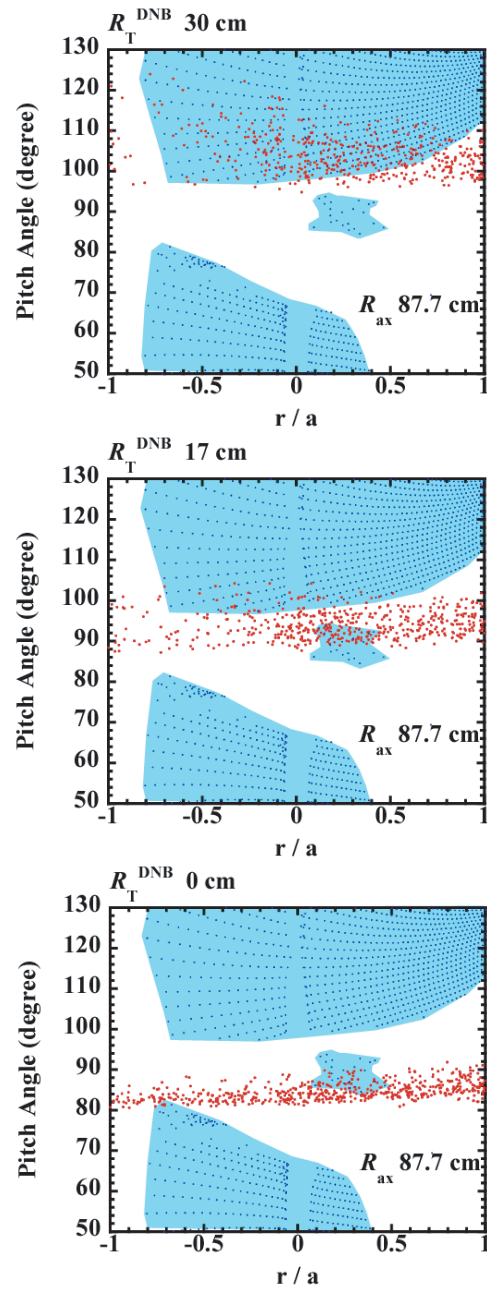


図 4.8: 磁気軸 87.7cm の配位における 28keV の粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布と DNB によって入射された 28keV の粒子の電離位置

で入射し、各々について図 4.2 に示したように、ピッチ角分布まで含めた計測を詳細に行った。そのうちの三ケースについてスペクトルのピッチ角分布を図 4.9 に示す。また図 4.10 には DNB と NPA の走査範囲を図式的に示した。

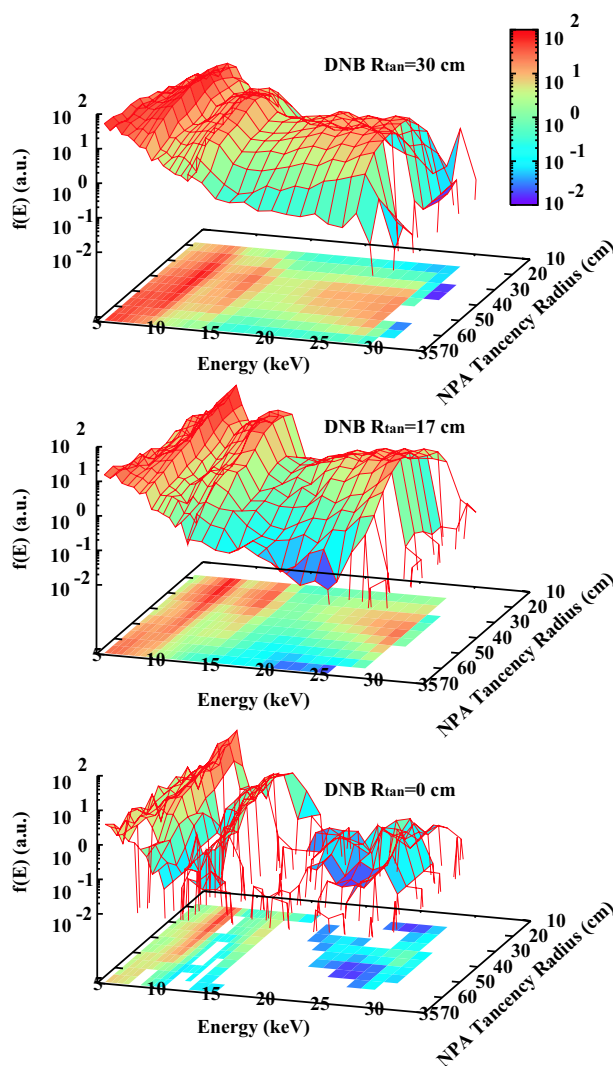


図 4.9: DNB の入射角を変化させた時のエネルギースペクトルの変化

本実験では損失に至る時間スケールが最も短い軌道損失に注目している。軌道損失の特徴時間は数 μsec 程度であるので、損失粒子は NPA の視線上まで周回できず観測にかからない。他方、閉じ込め領域で電離した粒子は NPA の視線上まで周回する事が可能である

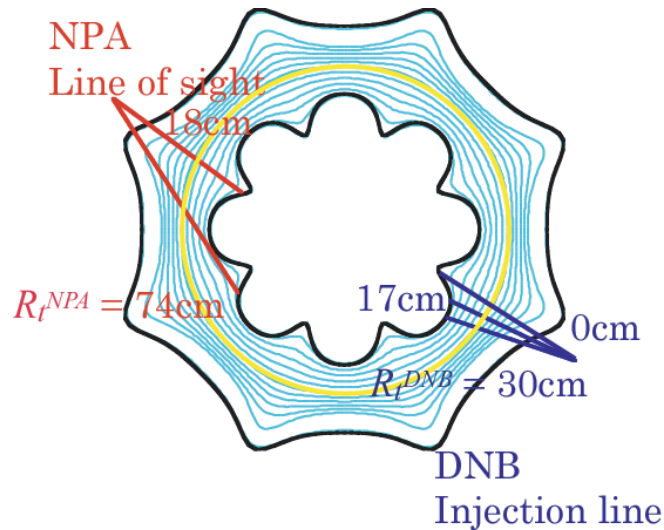


図 4.10: DNB と NPA の走査範囲

ため、NPA によって観測される。そのため軌道損失による高エネルギー粒子の閉じ込め特性の差は、減速過程を示すエネルギースペクトルではなく、図 4.3 で示した各エネルギー成分において観測されるフラックスとして現れる。図 4.11 に DNB のそれぞれの入射角における、全エネルギー成分のフラックスを示す。DNB の入射角が垂直に近づくにつれてフラックスのピークが垂直方向に移動し、観測されるフラックスが減少していることがわかる。観測されたフラックスの減少は、DNB によって入射された高エネルギー粒子が損失領域において電離したことを示している。

図 4.12 に観測されたフラックスの DNB 入射角依存性を示す。図 4.11 に示すように観測された全エネルギー成分のフラックスは、ピッチ角方向への広がりを持つため全ての NPA の観測視線で足し合わせて、接線半径 30cm で入射した時の値で規格化している。実験と比較するために図 4.8 において、閉じ込め領域内で電離した粒子数を DNB の各々の入射角について調べ、図 4.12 に示した。結果は実験、計算共に DNB の入射角が接線半径 17cm を境にフラックスが減少しており、軌道計算によって示された損失領域が実験によって観測されたと考える事ができる。

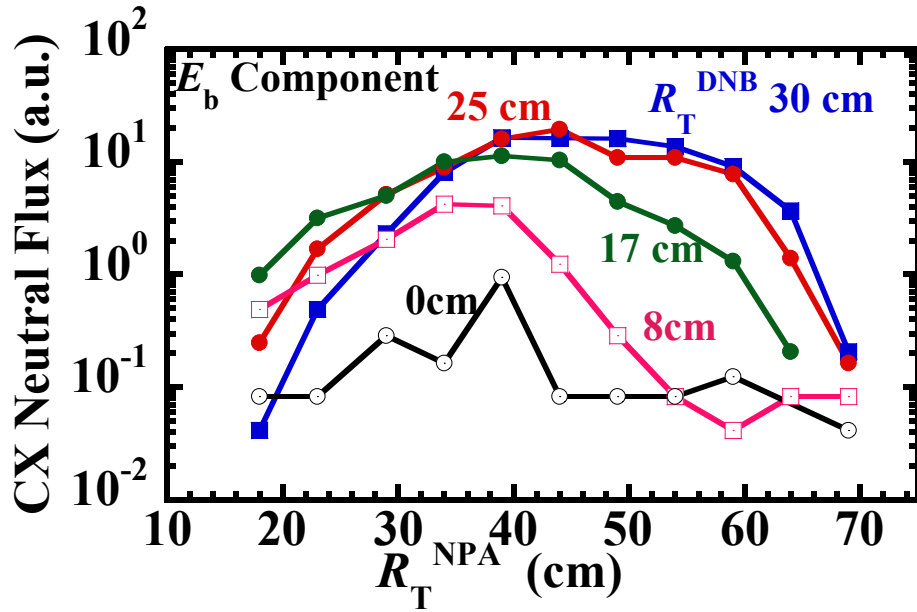


図 4.11: DNB の入射角を変化させた時の入射エネルギー成分における中性粒子束の変化

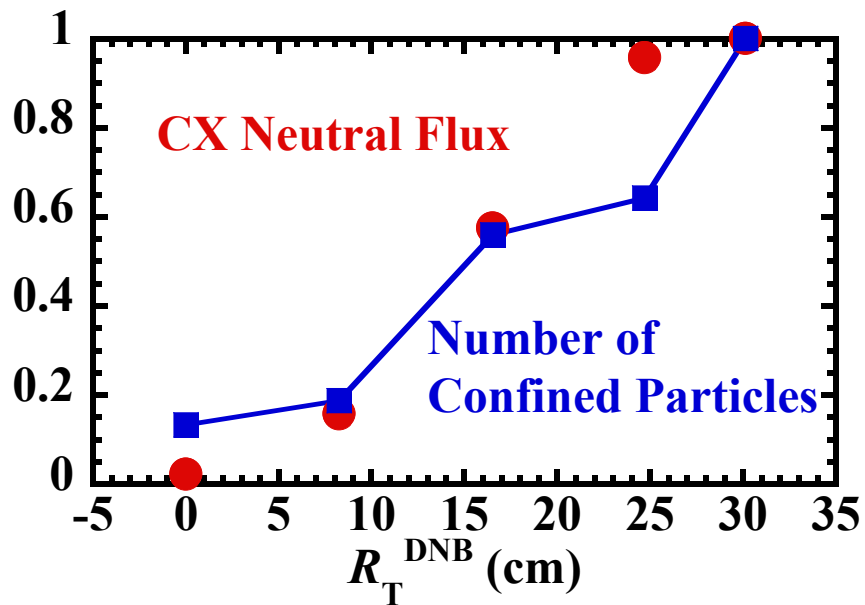


図 4.12: 磁気軸 87.7cm の配位における、NPA で観測される全エネルギー成分の粒子束と閉じ込め領域内に電離した粒子数の DNB 入射角依存性

4.2.2 磁気軸を変えたときの損失領域の変化の観測

図 4.13 に示すように磁気軸 87.7cm の配位と 96.2cm の配位では閉じ込め領域形状に差がある。磁気軸 87.7cm の配位の場合、プラズマ中心部においてピッチ角 95° の粒子を閉じ込める事が可能であるが、磁気軸 96.2cm の場合 107° よりも垂直に近い粒子は損失してしまう。ピッチ角において 10° 程度の閉じ込め領域の差が実験によって観測できるか否かを検証するために、前節と同様の実験を磁気軸 96.2cm の配位において行った。

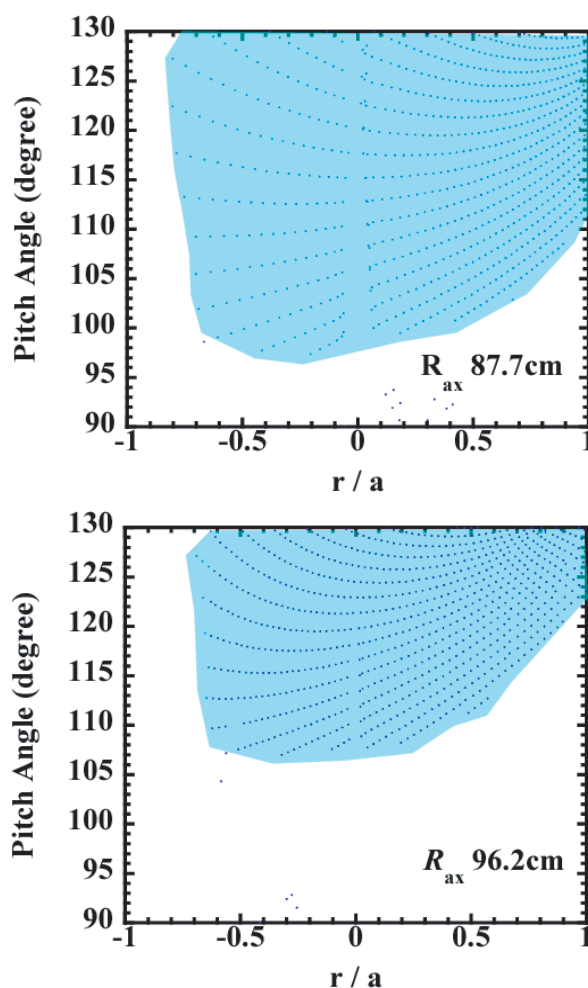


図 4.13: 磁気軸を変えた際の閉じ込め領域の変化

図 4.14 に全エネルギー成分の粒子閉じ込めの空間分布と DNB によって入射された高エネルギー粒子の電離位置を示す。磁気軸 87.7cm の配位においては接線半径 17cm で入射した時が閉じ込め領域と損失領域の境界に対応したが、磁気軸 96.2cm の配位では接線半径 22cm で DNB を入射した時に境界付近で全エネルギー成分の粒子が電離する。

図 4.15 に、磁気軸 96.2cm の配位において NPA で観測される全エネルギー成分のフラックスの DNB 入射角依存性を示す。DNB の入射角が接線半径 22cm のときは、接線半径 30cm 入射の時に観測されたフラックスの 8 割程度の粒子が観測されており軌道損失に至る粒子が少ない事が観測された。一方、接線半径 17cm で DNB を打ち込むと観測される中性粒子束は接線半径 30cm に比べて 3 割程度と急激に減少することから、粒子が軌道損失する領域で電離していることが分かる。前節と同様に、閉じ込め領域内で電離した粒子数を DNB の各々の入射角について調べ、実験結果と比較した。図 4.15 に示すように実験と計算結果は良い一致を示しており、高エネルギー粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布は粒子軌道によって概ね理解できるという結果を得た。

全エネルギー成分の中性粒子束の DNB 入射角依存性を、磁気軸 87.7cm の結果と比較すると磁気軸 96.2cm の方が閉じ込め領域が狭いことが実験によって観測されたことがわかった (図 4.16)。このことは水平方向に走査可能な計測ビームと中性粒子分析器を組み合わせた計測システムが、高エネルギー粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布計測に有効である事を示している。

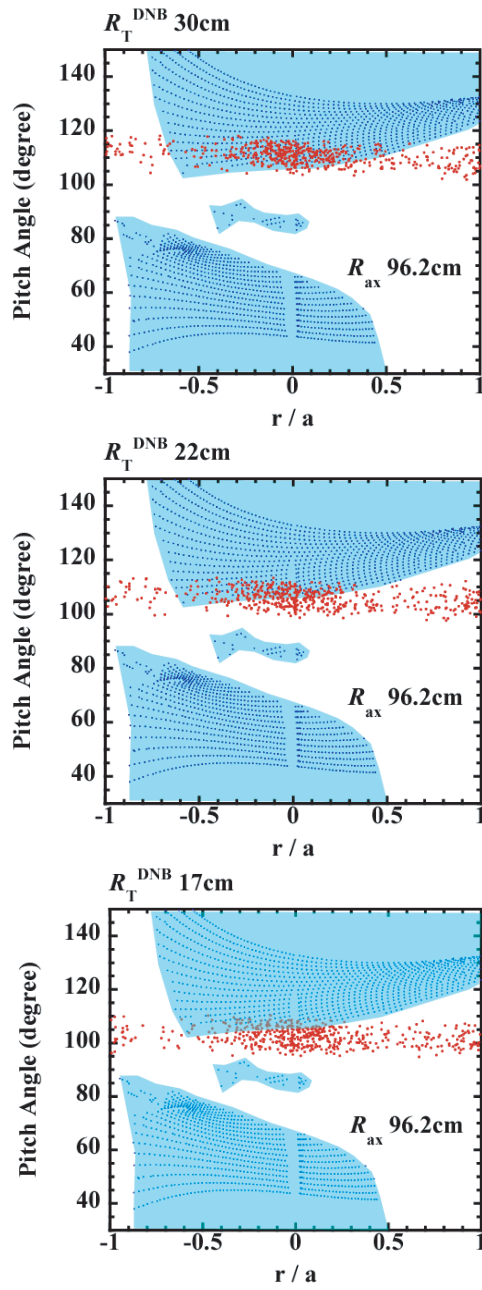


図 4.14: 磁気軸 96.2cm の配位における 28keV の粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布と DNB によって入射された 28keV の粒子の電離位置

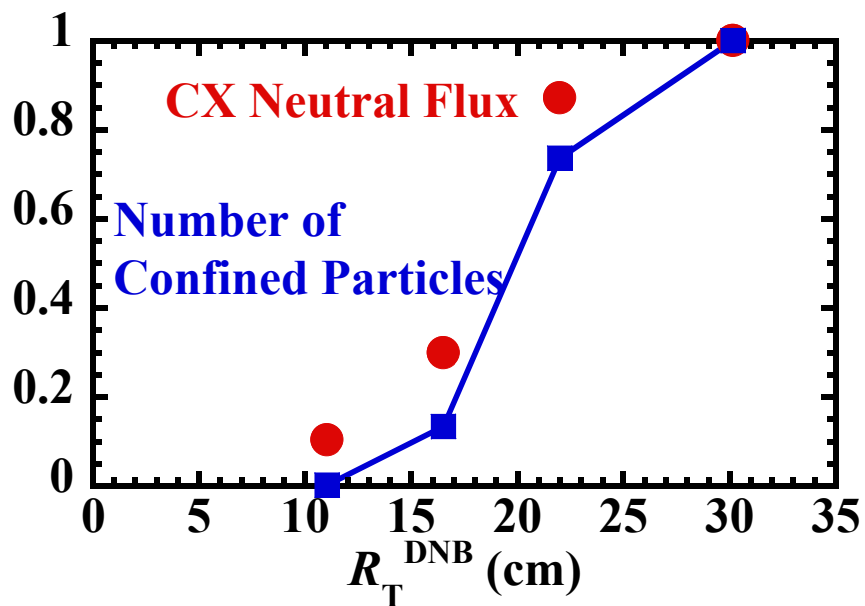


図 4.15: 磁気軸 96.2cm の配位における、NPA で観測される全エネルギー成分の粒子束と閉じ込め領域内に電離した粒子数の DNB 入射角依存性

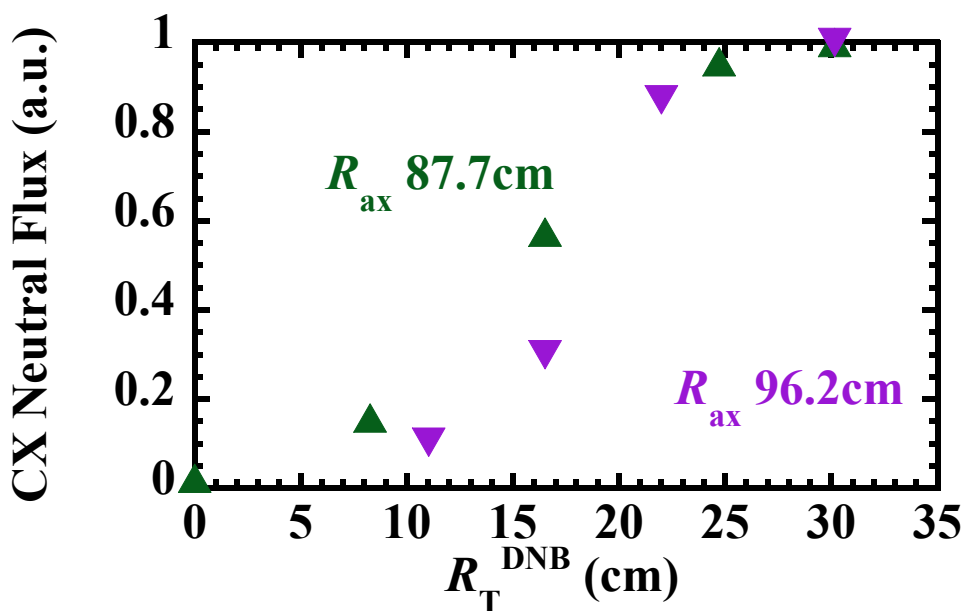


図 4.16: 磁気軸 87.7cm と 96.2cm における、NPA で観測される全エネルギー成分の粒子束の DNB 入射角依存性

4.2.3 内寄せ配位における粒子閉じ込めの改善

高エネルギー粒子の閉じ込めに関して、4.2.1、4.2.2 節で述べてきたようにピッチ角 90° 付近に大きなロスコーンが存在する事が確認された。DNB の入射エネルギー成分 (28keV) 付近の高エネルギー粒子に関しては磁気軸 87.7cm (内寄せ配位)、磁気軸 96.2cm (外寄せ配位) のどちらの配位においてもピッチ角 90° を中心に大きな損失領域が存在し、その構造が計算と実験によって明らかになった。

CHS タイプのヘリカル装置では磁気軸位置によって捕捉粒子の閉じ込め特性が大きく変化する事が知られている。磁気軸位置を大半径方向内側に内寄せする事により、ヘリカル捕捉粒子軌道のドリフト面と磁気面との偏差が小さくすることができる。CHS 装置においては磁気軸 87.7cm の配位においてヘリカル捕捉粒子軌道のドリフト面と磁気面が一致し、最も良好な粒子閉じ込めが期待できる。しかし 4.2.1、4.2.2 節で得られた実験結果は磁気軸 87.7cm においても大きなロスコーンが存在し、粒子閉じ込めの顕著な改善は観測されなかった。4.2.1、4.2.2 節では入射エネルギー成分 (28keV) の粒子に注目していたが、これらの粒子のラーマー半径は CHS 装置のサイズに対して非常に大きいという特徴がある。そのため粒子軌道のドリフト近似によって示される閉じ込め改善の効果が現れ難いと考えられる。

$E_b/3$ 成分 (9.3keV) の高エネルギー粒子について、NPA で観測される中性粒子束の DNB 入射角依存性を図 4.17 に示す。磁気軸 96.2cm の配位では DNB の入射角が垂直になるに従って観測される中性粒子束が減少していく様子が観測され、ロスコーンによる軌道損失が存在する事が示唆される。一方、磁気軸 87.7cm の配位では DNB の入射角に対応して、観測される中性粒子束の分布のピークが垂直方向に動く様子が観測された。さらにピーク位置における中性粒子束の強度がほぼ等しい事から、垂直入射された高エネルギー粒子の良好な閉じ込めが確認できる。

入射エネルギー成分における ρ_i/a の値は 0.13 であるが、 $E_b/3$ 成分ではその値は 0.07 となる。そのため $E_b/3$ 成分の粒子の方がドリフト近似によって得られる粒子軌道に近くなり、

内寄せ配位における閉じ込め改善が明確に観測されたと考えられる。 E_b 成分において内寄せ配位における閉じ込め改善が得られなかった原因の一つとして、断熱不変量 $\mu(=\frac{mv_{\perp}^2}{2B})$ 保存の破れが候補として挙げられる [51]。前節と同様に軌道計算を用いて損失領域、閉じ込め領域を求めると図 4.18 となる。 $E_b/3$ 成分の粒子に関しては磁気軸 96.2cm に比べて、磁気軸 87.7cm の配位は著しく閉じ込め領域が拡大しており、粒子閉じ込めが大きく改善されることを示している。

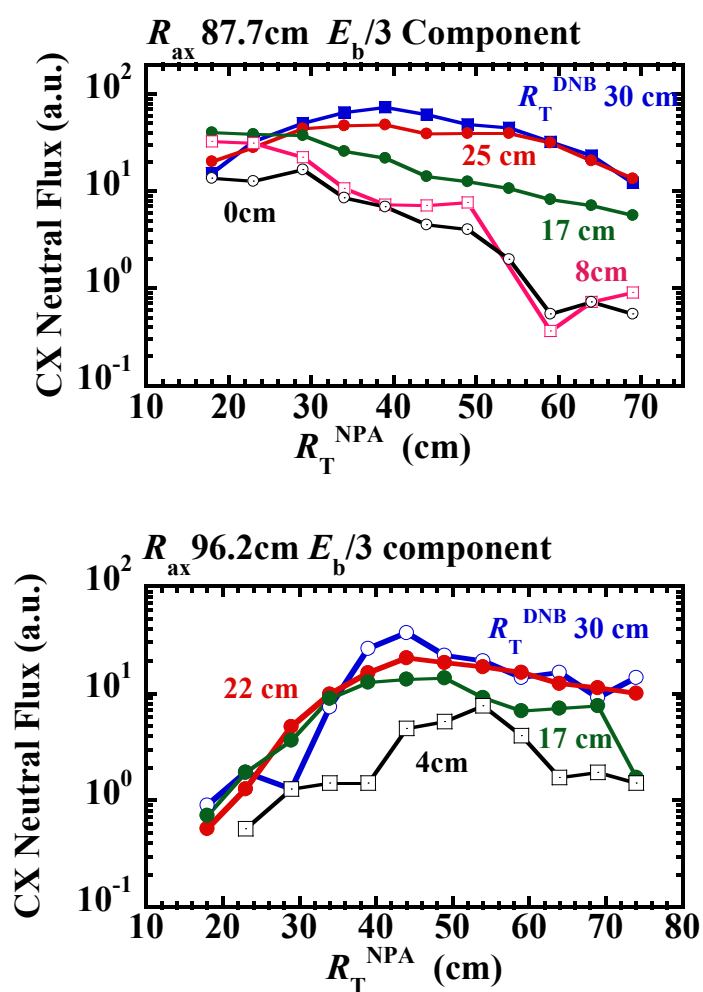


図 4.17: 磁気軸 87.7cm と磁気軸 96.2cm の配位において DNB の入射角を変化させた時の $E_b/3$ 成分における中性粒子束の変化

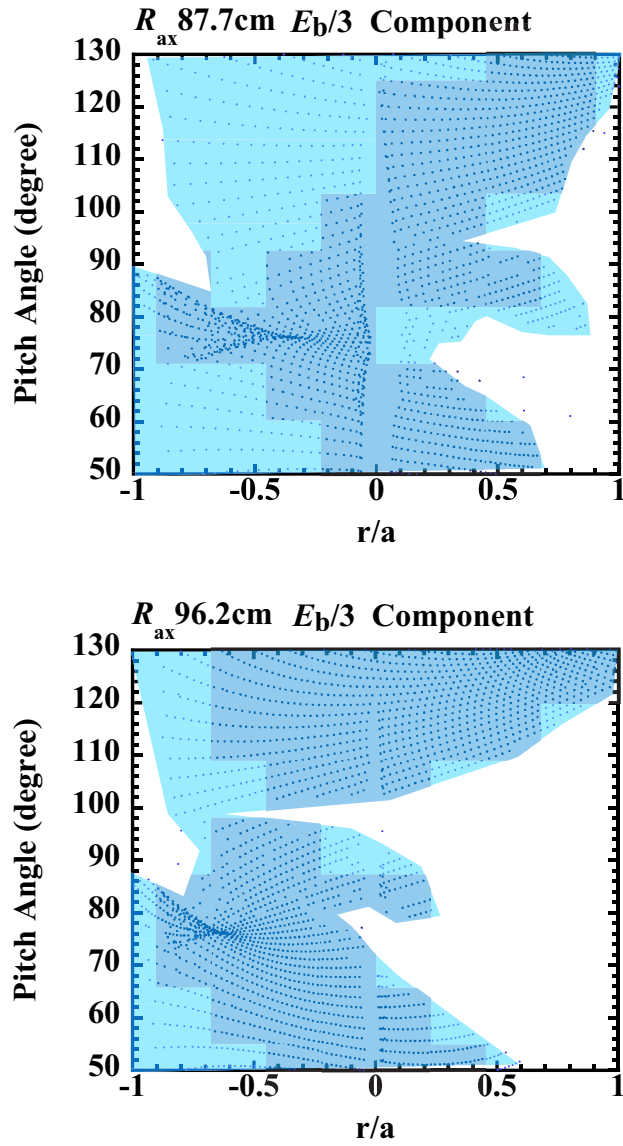


図 4.18: 内寄せ (磁気軸 87.7cm)、外寄せ (磁気軸 96.2cm) 配位における $E_b/3$ 成分の粒子の閉じ込め/損失領域の空間分布

4.2.4 粒子損失の特徴時間の DNB 入射角依存性

前節までは高エネルギー粒子が軌道損失するか否かに注目して議論を進めてきた。本節では NPA で観測された粒子の閉じ込め特性について評価する。高エネルギー粒子の閉じ込め特性を調べるために図 4.2 において観測されたエネルギースペクトルに注目した。4.1 節で述べたように高エネルギー粒子が減速する過程において損失がない場合、エネルギースペクトルは各エネルギー成分のピークから低エネルギー側に向かって増加する。図 4.19 に示すように実験で観測されたエネルギースペクトルは各エネルギー成分のピークから低エネルギー側に向かって減少していることから、閉じ込め領域にて電離した粒子が減速時間よりも速い時定数で損失していることを意味している。粒子の閉じ込め特性を示す指標として、粒子損失の特性時間を調べた。

エネルギースペクトルの傾きは高エネルギー粒子の減速時間と損失時間の比で定まる。そのためエネルギースペクトルの傾きから粒子損失の特性時間を見積もることができる。エネルギースペクトルの傾きは定常状態のフォッカープランク方程式中のエネルギー緩和

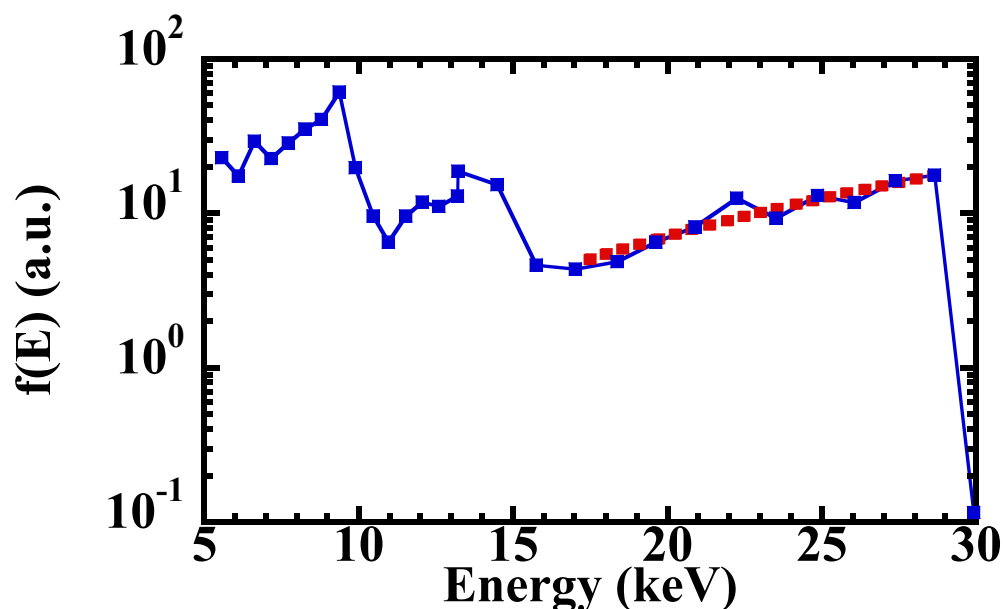


図 4.19: 全エネルギー成分に関して式 4.2 をフィッティングカーブとして適用した例

の項を用いて以下のように書ける [58]。

$$f(E) \simeq \left(\frac{S_0 \tau_{se}}{2E_0}\right) \left(\frac{E_0}{E}\right)^{-\tau_{se}/2\tau_{loss}+1} \quad (4.2)$$

ここで τ_{se} は電子に対する減速時間、 τ_{loss} は粒子損失の特徴時間、 E_0 はビームの入射エネルギーである。この式 4.2 をフィッティングカーブとしてエネルギースペクトルに適用し、解析的に求めた τ_{se} の値を用いて τ_{loss} の値を見積もることができる (図 4.19)。

DNB のそれぞれの入射角に対して得られたエネルギースペクトルに、式 4.2 を適用し粒子閉じ込めの特性時間を比較した。E/2、E/3 成分に関してはピッチ角散乱の影響を受けているため低エネルギー側に向かってフラックスの減少が大きく観測される。そのため全エネルギー成分についてのみ τ_{loss} を見積もった。 τ_{loss} の DNB のそれぞれの入射角に対する依存性を図 4.20、4.21 示す。DNB を垂直入射に近づけると粒子損失の特性時間が短くなることわかる。

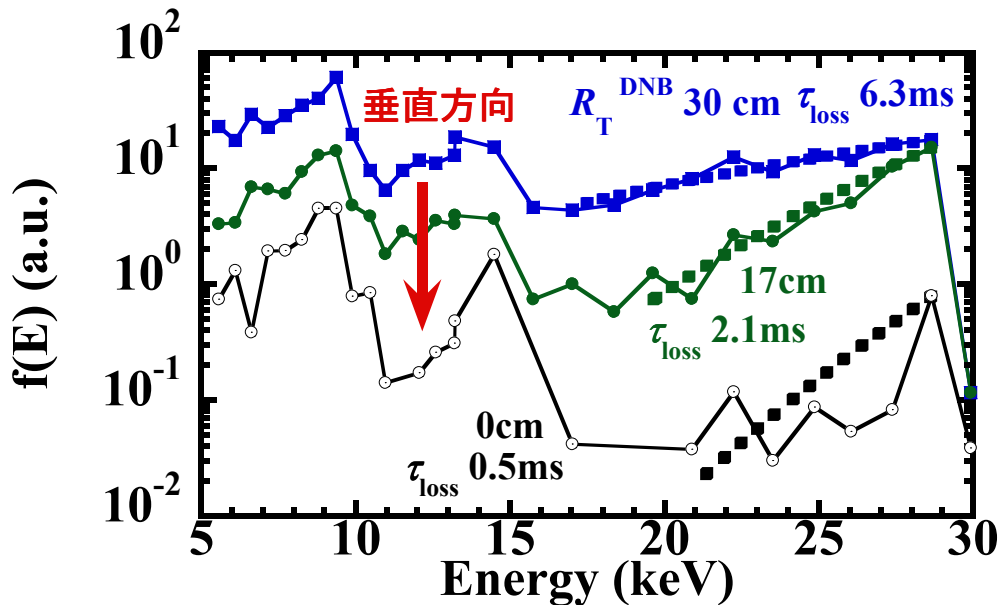


図 4.20: DNB の各々の入射角に対するエネルギースペクトル形状の変化

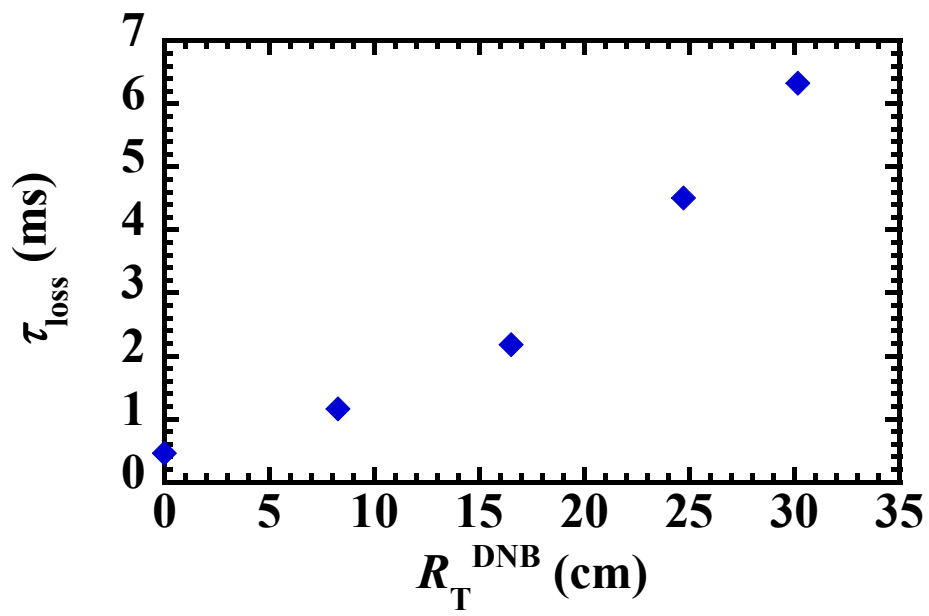


図 4.21: τ_{loss} の DNB 入射角依存性

第5章 まとめと今後の展望

ヘリカル型磁場閉じ込め装置において高エネルギー粒子の閉じ込め特性を調べるために、入射角可変の計測ビーム (DNB) と中性粒子エネルギー分析器 (NPA) を組み合わせたシステムを構築した。DNB を用いることにより、ビームの発散角、直径を加熱 NBI よりも低く抑えることが可能となり、テスト粒子としての高エネルギー粒子ビームを、プラズマの条件をほとんど変えることなくプラズマ中に入射することができた。またテスト粒子のピッチ角も自由に設定することができるため、ヘリカル型閉じ込め装置において特に重要である、周回粒子軌道と捕捉粒子軌道の間領域の閉じ込め特性を実験的・定量的に研究することが可能となっている。計測器としては、NPA の観測視線を広い範囲において振ることができるため、入射された高エネルギー粒子の情報をピッチ角分布まで含めて観測することができる。

実験は低密度の ECH プラズマを用いて行われ、閉じ込め装置の持つ磁場配位の基本的な性能としての、真空磁場配位での高エネルギー粒子の閉じ込め特性を明らかにした。CHS 装置における高エネルギー粒子閉じ込め特性の議論で特に重要なことは、加熱用 NBI など用いられる高速イオンのラーマー半径が、プラズマのサイズに比べて無視できない大きさとなることである。そのため、通常用いられるドリフト近似による粒子軌道の解釈を単純に当てはめることはできない。本研究において実験結果の物理的解釈のために実行した粒子軌道の計算では、ドリフト近似による通常の軌道解析コードは使用せずに、イオンのラーマー運動を直接追跡するフルオービット・コードを用いて粒子軌道を解析した。

ヘリオトロン・タイプのヘリカル型装置では、磁気軸をトーラス内側にシフトすることで捕捉粒子の閉じ込め特性が改善されることが知られているが、これまで CHS 実験ではそ

の効果が明確には得られていなかった。今回の実験において、DNBによって確定した性質を持ったテスト粒子が供給され、そのエネルギースペクトルをピッチ角分布を含めて正確に測定できたために、CHS装置における磁気軸内寄せ配位での捕捉粒子閉じ込め特性の不完全さが、明確な実験結果として明らかにされた。これまでは、一般的な加熱実験の結果を解釈する際の一つの仮定あるいは憶測として粒子軌道の問題が議論されてきたが、本研究によって直接的な検証実験が可能となったと言える。また、LHDなどの大型ヘリカル装置で観測される、トーラスを周回するヘリカル・リップル捕捉粒子が、CHS装置ではほとんど存在していないことも確認された。フルオービットの粒子軌道計算を考慮した解析からは、その原因としてCHS装置のサイズと比べて、加熱ビームのエネルギーが大きいためであることが判明した。一方不完全ではあるが、磁気軸のシフトによる高エネルギー粒子閉じ込めの改善効果を、実験の測定結果として定量的に確認することもできた。

本実験においては、軽水素プラズマに同じく軽水素のテスト粒子を入射しているため、ビーム粒子間の見分けの問題からNBIプラズマでの実験は行われていない。今後の展望としては、例えば軽水素プラズマに重水素のテスト粒子を導入し、同位体の分離可能なNPAを用いて高エネルギー粒子の閉じ込め特性を研究することが重要である。このことにより、プラズマが高ベータとなって平衡配位が真空磁場配位から大きく変化した状況における粒子軌道の変化と、その閉じ込め特性について研究することが可能となる。また同位体を分離できる計測器を用いることにより、テスト粒子のエネルギー緩和過程をメインのプラズマからの信号と区別して測定することが可能となり、プラズマ中の電場の影響が顕著となる数keV程度に減速された高エネルギーイオンの分布を観測し、ヘリカル型閉じ込め研究において特に重要な課題である、粒子閉じ込めと電場との関連を議論することも可能となる。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切丁寧なご指導、ご鞭撻を頂きました自然科学研究機構核融合科学研究所 岡村昇一教授、居田克巳教授に心より感謝します。

同研究所の磯部光孝助手には平素より実験についてご指導いただきました。また同研究所開発研究系助手 清水昭博助手には研究を遂行するにあたり有益な助言を頂きました。心よりお礼を申し上げます。

また本研究は核融合科学研究所において CHS グループの協力のもと行われました。実験を遂行するうえで御協力頂いた南貴司助手、吉村泰夫助手、永岡賢一助手、秋山毅助手、鈴木千尋助手、西村伸助手に感謝いたします。計測用ビームの準備、運用に多大なご協力を頂きました同研究所研究支援推進員 秋山龍一氏に深く感謝いたします。実験機器の設計についてアドバイスを頂いた核融合科学研究所博士研究員の松本新功氏に感謝いたします。

本論文をまとめるにあたり、貴重な御討論、御助言を頂いた核融合科学研究所 金子修教授、独立行政法人 日本原子力研究開発機構 草間義紀博士、ならびに国立大学法人 京都大学大学院 村上定義助教授には心より感謝いたします。

また総合研究大学院大学生の中野治久氏、山口太樹氏、若林英紀氏、東北大学大学院生の高橋裕己氏、名古屋大学大学院生の大島慎介氏には学生生活全般においてお世話になりました。誠にありがとうございました。

参考文献

- [1] W.W.Heidbrink Nucl.Fusion,34(1994)535
- [2] K. Bol et al., Phys. Rev. Lett., 25(1974)661.
- [3] L.A. Berry et al., Phys. Rev. Lett., 28(1975)1085.
- [4] H. Eubank et al., Phys. Rev. Lett., 23(1979)270.
- [5] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, New York, 1956
- [6] 宮本健郎、『核融合のためのプラズマ物理』、岩波書店 (1976)
- [7] Thomas H. Stix, Plasma Physics 14, 367 (1972)
- [8] R.J. Goldstone et al., Phys. Rev. Lett., 47(1981)647.
- [9] R.J. Goldstone and H.H. Towner, J. Plasma Phys. 26(1981)283.
- [10] K. Tani et al., J. Phys. Soc. Japan., 50(1981)1726.
- [11] K. Tani et al., Nucl. Fusion 23(1983)657.
- [12] K. Tani et al., Nucl. Fusion 33(1993)
- [13] S.V. Putvinskij et al., Nucl. Fusion 34(1994)495.
- [14] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 34(1994)1097.

- [15] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 35(1995)1585.
- [16] R.B. White et al., Phys. Plasmas 3(1996)3043.
- [17] M. Isobe et al., Nucl. Fusion 37(1997)437.
- [18] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 36(1997)1583.
- [19] M. Sato et al., Nucl. Fusion 42(2002)1008.
- [20] K. Hanatani et al., Nucl. Fusion, 21(1981)1067.
- [21] H.E. Mynick., Phys. Fluids 26(1983)1008.
- [22] K. Hanatani et al., Nucl. Fusion 25(1985)259.
- [23] K. Hanatani et al., Nucl. Fusion 30(1990)997.
- [24] H. Sanuki et al., Phys. Fluids B2(1990)2155.
- [25] K. Itoh et al., Phys. Fluids B3(1991)1294.
- [26] K. Hanatani et al., Nuclear Fusion 32(1992)25.
- [27] K. Itoh et al., Nuclear Fusion 32(1992)1047.
- [28] M. Wakatani, " Stellarator and Heliotron Devices", Oxford University Press, USA
(May 1, 1998)
- [29] S. Murakami et al., Fus. Sci. and Technol. 46(2004)241.
- [30] K.L. Wong et al., "Phys. Rev. Lett. 66(1991)1874.
- [31] W.W. Heidbrink et al., Nucl. Fusion 31(1991)1635.
- [32] H.H. Duong et al., Nucl. Fusion 33(1993)749.

- [33] Y. Kusama et al., Nucl. Fusion 38(1998)1215.
- [34] S.E. Sharapov et al., Nucl. Fusion 39(1999)373.
- [35] K. Shinohara et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46(2004)S31.
- [36] M. Ishikawa et al., Nuclear Fusion 45(2005)1474.
- [37] A. Weller et al., Phys. Rev. Lett., 72(1994)1220.
- [38] A. Weller et al., Phys. Plasmas 8(2001)931.
- [39] K. Toi et al., Nucl. Fusion 39(1999)1929.
- [40] M. Takechi et al., Phys. Rev. Lett. 83(1999)312.
- [41] T. Kondo et al., Nucl. Fusion 40(2000)1575.
- [42] K. Toi et al., Nucl. Fusion 40(2000)1349.
- [43] K.Toi et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46(2004)S1.
- [44] S. Yamamoto et al., Nucl. Fusion 45(2005)326.
- [45] A.N.Karpushov et al., 29th EPS Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys. Montreux, 17-21 June 2002 ECA Vol.26B, (2002)P-4.119
- [46] W. Lots et al., Plasma Phys. Control. Fusion 34(1992)1037.
- [47] K.N. Sato et al., 35(1995)1563.
- [48] S.Okamura et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992), Vol.2,IAEA,Vienna(1993) 507
- [49] M.Isobe et al., Rev.Sci.Instrum.68,532(1997).

- [50] M.Isobe et al., J.Plasma Fusion Res.SERIES,Vol.1,366(1998).
- [51] M.Isobe et al., Nuclear Fusion, Vol.41,127(2001).
- [52] T. Yamamoto et al., Rev. Sci. Instrum. 72(2001)615.
- [53] K.Matsuoka et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 14th Int. Conf. Nice, 1988), Vol.2,IAEA,Vienna(1989) 411
- [54] K.Nshimura et al., Fusion Technol. 17 (1990) 86.
- [55] S. Okamura et al., Nucl. Fusion 39(1999)1337.
- [56] S.Takayama、博士学位論文『MSE Spectroscopy in CHS Heliotron/Torsatron』(1998)
- [57] 高村秀一、『プラズマ加熱基礎論』、名古屋大学出版会
- [58] M.Osakabe et al., Journal of Plasma and Fusion Research,80(2004)971
- [59] PUTVINSKIJ, S.V., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994(Proc. 15th Int. Conf. Seville, 1994),Vol.2,IAEA,Vienna(1994)535.
- [60] C. F. Barnett、『Atomic Data For Fusion Volume1』、ORNL-6086/V1
- [61] W.W. Heidbrink et al., Nucl. Fusion 28, 1897(1988).
- [62] W.W. Heidbrink et al., Phys. Fluids B3, 3167(1991).
- [63] S.L.Davis et al., Rev.Sci.Instrum. 54(3) (1983) 315.