

核反応生成イオンの分光計測に基づく高速イオン速度分布関数診断法に関する研究

木村, 建斗

<https://hdl.handle.net/2324/6787595>

出版情報 : Kyushu University, 2022, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

核反応生成イオンの分光計測に基づく
高速イオン速度分布関数診断法に関する研究

九州大学大学院工学府
エネルギー量子工学専攻
木村建斗

令和4年11月

目次

第 1 章 序論	1
1.1 核融合炉	1
1.1.1 核融合装置の研究開発	5
1.2 高速イオン	7
1.2.1 高速イオンの生成要因	7
1.2.2 高速イオンテイル	8
1.2.3 高速イオンテイル形成によるプラズマへの影響	10
1.3 高速イオン診断	11
1.4 本研究の目的	15
1.5 本論文の構成	15
第 2 章 数値解析モデル	17
2.1 高速イオンの速度分布関数	17
2.1.1 FP 方程式	17
2.1.2 軌道計算コード	17
2.2 反応率	21
2.3 反応生成粒子の放出スペクトル	21
2.4 反応生成粒子の可視光スペクトル	22
2.5 可視光スペクトルの S/N 比	23
第 3 章 空間一様，速度空間等方な重水素プラズマにおけるビーム重陽子テイルと高速 ^3He の可視光スペクトルの関係	29
3.1 重陽子の速度分布関数	29
3.2 DD 反応で生成される $^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトル	32
3.3 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトル	35
3.3.1 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの半値幅と重水素ビームのパラメータの関係	40
3.3.2 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値	40
3.3.3 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルと FIDA の感度のビームエネルギー依存性	41
第 4 章 高電子密度下における ^3He の可視光スペクトルの計測精度向上のための計測ジオメトリの検討	45
4.1 重陽子の速度分布関数	45
4.2 DD 反応で生成される $^3\text{He}^{2+}$ の二重微分放出スペクトル	51

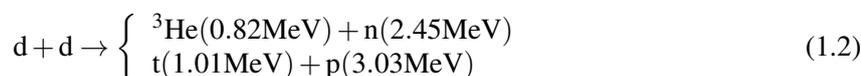
4.3	$^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値	54
4.3.1	$^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの計測性能のプラズマ温度依存性	58
4.4	計測ジオメトリの最適化による提案手法の適用範囲の改善	60
4.4.1	$^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数	60
4.4.2	荷電交換反応の重み関数	62
4.4.3	$^3\text{He}^{2+}$ の密度の空間分布	66
4.4.4	中性粒子ビーム中の中性軽水素密度の空間分布	69
4.4.5	計測ジオメトリ毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの不確かさの電子密度依存性	71
第 5 章 結論		73
参考文献		76
謝辞		80

第1章 序論

1.1 核融合炉

電気エネルギーは他のエネルギーへの変換が容易という特徴を有しており、人類文明にとって重要なエネルギーの形態の一つである。発電方法は多岐にわたり、今日では、火力、水力、原子力発電が大きな割合を占めている。火力発電は、石油、石炭、天然ガスといった化石燃料を利用するため、地球温暖化を促進する温室効果ガスである二酸化炭素を排出する。原子力発電は、高レベル放射性廃棄物の処分の問題を抱える。水力発電は、火力発電や原子力発電の抱える問題を回避できるが、降雨量に発電量が左右される。また、建設時に周辺環境を著しく破壊してしまう。以上の問題を解決するために、将来の発電方法として核融合発電が期待されている。核融合発電の特徴として、エネルギー密度が高い、発電量が環境に影響を受けづらく、有害な廃棄物が大量に出ない、燃料資源の枯渇の心配がない、燃料資源が地球上で偏在していない等が挙げられる。

核融合炉は、重陽子やトリトン等の軽い核子どうしの核融合反応で生じるエネルギーを電気エネルギーに変換する発電炉である。現在、発電への利用が検討されている主な核融合反応の例を以下に示す。



ここで、 d は重陽子、 t はトリトン、 n は中性子、 α はアルファ粒子、 ${}^3\text{He}$ はヘリウム-3 イオンを表す。括弧内に反応生成粒子が核融合反応によって得るエネルギーを示している。このエネルギーの和は反応の Q 値と呼ばれており $a(b,c)d$ 反応に対して、次のように計算できる。

$$Q = [(m_a + m_b) - (m_c + m_d)]c^2 \quad (1.4)$$

ここで、 m は静止質量、 c は光速を表す。反応の Q 値は反応生成粒子のそれぞれに、質量比に応じて分配される。

核融合反応を起こすためには、核子同士が核力を及ぼしあう距離まで接近しなければならない。しかし、核子は正電荷を持つために核子間には斥力である Coulomb 力が働く。Coulomb 力による斥力に打ち勝って核融合反応を起こすためには核子の速度を十分高くする必要がある。図 1.1 に、上式で表される反応の相対エネルギーに対する核融合反応断面積⁽¹⁾を示す。断面積

は、面積の次元を持つ反応の起こりやすさを表す物理量である。核融合反応断面積のピークはそれぞれ 10 keV から 1 MeV 付近に存在し大きな運動エネルギーを必要とすることがわかる。

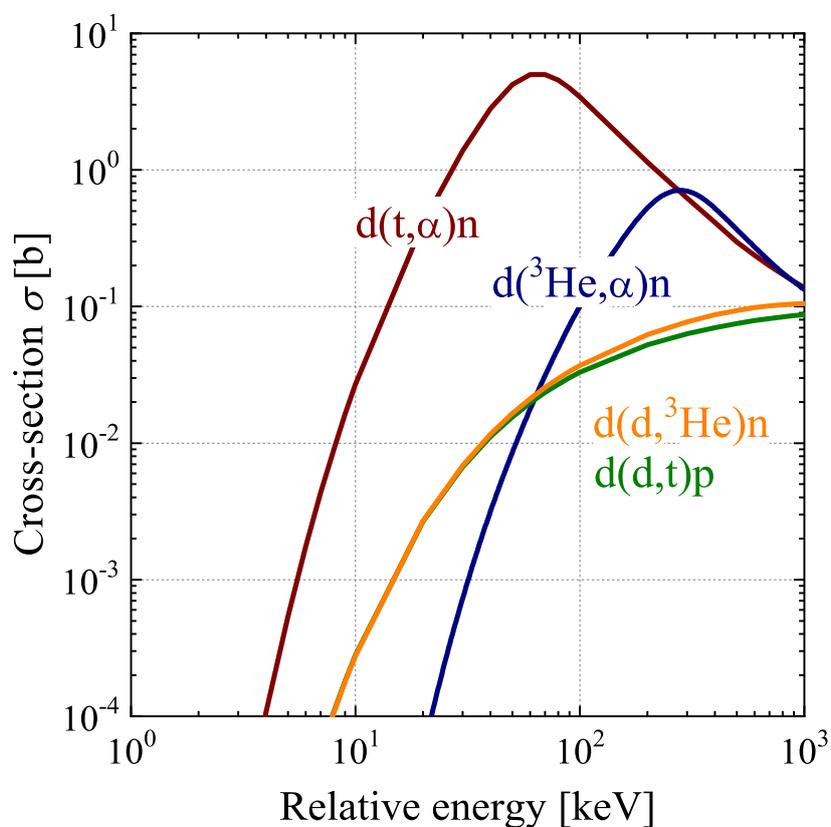


図 1.1 核融合反応の反応断面積

核融合反応を起こす最も簡単な方法としては、加速器の利用が考えられる。粒子ビームを気体等のターゲットに入射することで、核融合反応を起こす事ができる。しかしながら、核融合反応によって生じたエネルギーは電離や解離等の原子分子過程にその多くが費やされ、取り出せるエネルギーが粒子ビームの加速に利用されるエネルギーを下回る。したがって、発電炉としての利用は不可能である。原子分子過程の影響を取り除くためには、予め燃料気体を電離、すなわち、プラズマ状態にしておけば良い。

プラズマ中のイオンのエネルギーはイオン温度と等価ではなく、速度分布関数に従って様々なエネルギーを持っている。したがって、反応率係数 $\langle \sigma v \rangle$ は速度分布関数を重みとした平均量として計算される。図 1.2 にイオン温度に対する反応率係数 $\langle \sigma v \rangle$ を示す。核融合反応を起こしやすくするためにはイオン温度を数十 keV にすることが望ましいことがわかる。特に D-T 反応は他の反応よりも低いイオン温度で反応率係数 $\langle \sigma v \rangle$ が最も大きくなるため、最初期の核融合炉には、D-T 反応を用いることが想定されている。

核融合炉の実現のためには、プラズマの温度、密度を維持し、ある一定の空間に一定時間閉

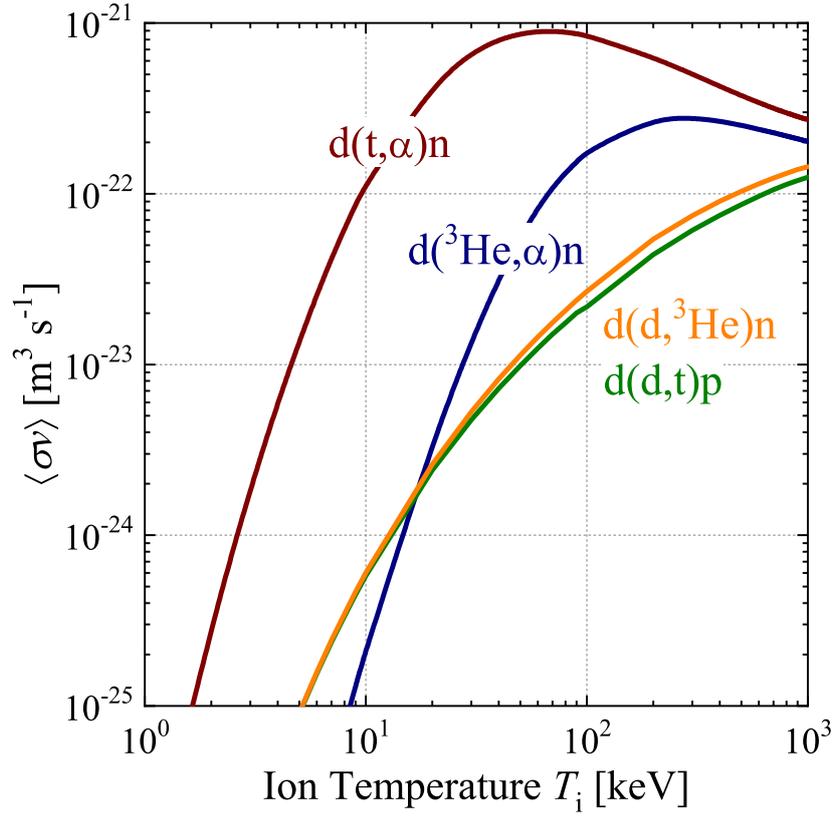


図 1.2 核融合反応の反応率係数

じ込めておかななくてはならない．核融合炉の成立に必要なプラズマ条件は炉心プラズマのパワーバランス式から求めることができる．電子温度とイオン密度が等しい様な DT プラズマを考える．このとき，炉心プラズマのパワーバランス式は以下のように表される (2)．

$$\frac{d}{dt} \frac{3}{2} (n_e + n_d + n_t) T = P_\alpha + P_H - P_L - P_{\text{rad}} - P_{\text{syn}} = n_d n_t \langle \sigma v \rangle E_\alpha + P_H - P_{\text{rad}} - P_{\text{syn}} - \frac{3}{2} \frac{(n_e + n_d + n_t) T}{\tau_E} \quad (1.5)$$

ここで， n はプラズマ密度， T はプラズマ温度を表す． E_α は α 粒子のエネルギー， P_H は外部加熱パワー， P_{rad} は制動放射に伴うプラズマからのエネルギー損失， P_{syn} はシンクロトロン放射に伴うプラズマからのエネルギー損失， τ_E はエネルギー閉じ込め時間である．ここで，

$$P_{\text{rad}} = \frac{32\pi}{3} \sum_a \frac{Z^2 e^6 n_e n_a}{(4\pi\epsilon_0)^3 m_e c^3 h} \sqrt{\frac{2\pi T}{3m_e}} \quad (1.6)$$

$$P_{\text{syn}} = 1.56 \times 10^{-22} \frac{1-\beta}{\beta} n_e^2 T^2 \frac{K_3(511/T)}{K_2(511/T)} \frac{\sum_b n_b T}{n_e T} K_c \quad (1.7)$$

である． K_m は， m 次の第二種変形 Bessel 関数， β はプラズマの β 値を表す．ここでは， $\beta=0.3$ と仮定している． K_c は，放射パワーのプラズマへ再吸収割合を表し，0.99 と仮定した．プラズ

マを維持するためには、左辺が0以上、つまり加熱パワーが損失パワーを上回る必要がある。したがって、条件は次のようになる。

$$n_d n_t \langle \sigma v \rangle E_\alpha + P_H \geq P_{\text{rad}} + P_{\text{syn}} + \frac{3(n_e + n_d + n_t)T}{2\tau_E} \quad (1.8)$$

この式を n, τ_E について変形することで自己点火条件を求めることができる。自己点火条件は、外部加熱入力を0とした場合の点火条件である。図 1.3 に DT プラズマ, $D^3\text{He}$ プラズマにおける自己点火条件を示す。DT プラズマにおいて、自己点火条件を満足し、かつ、 n, τ_E, T の積が最小になる条件は、イオン温度が約 25 keV のときである。

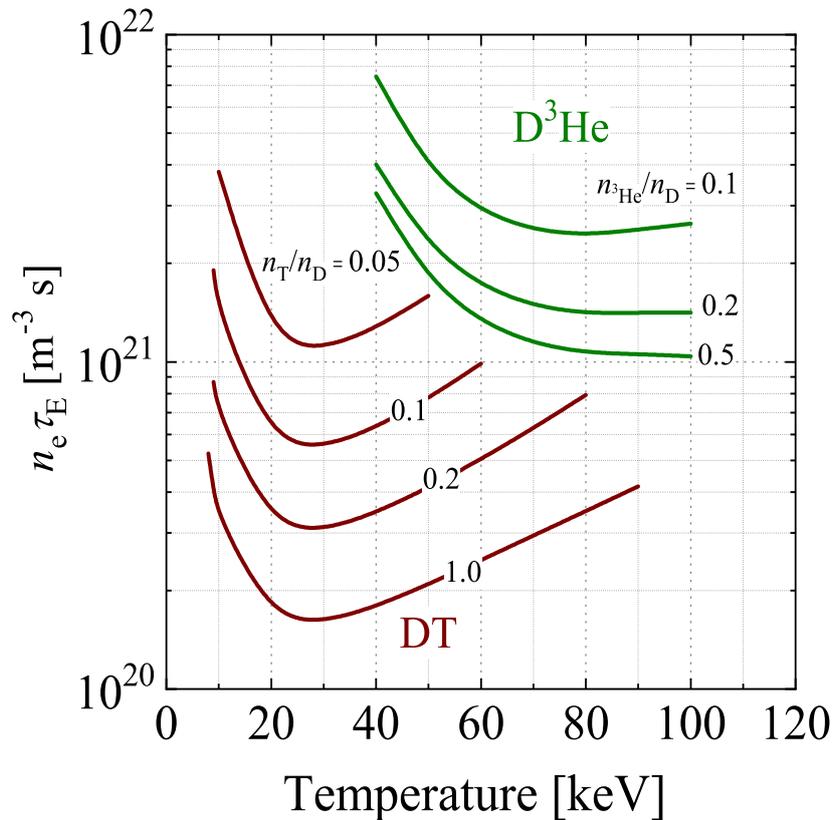


図 1.3 DT プラズマ, $D^3\text{He}$ プラズマにおける自己点火条件

上述したように、核融合炉の実現にはプラズマの閉じ込めが重要な要素である。プラズマの閉じ込め方式は、大きく分けて磁場閉じ込めと慣性閉じ込めの2種類に分類することができる。本研究では、磁場閉じ込め核融合プラズマを対象とするため、磁場閉じ込め方式について以下に概説する。

磁場閉じ込め方式は、導電性気体であるプラズマを、磁場とプラズマ中の荷電粒子との間に働く力で閉じ込める。磁場中の荷電粒子は、磁力線に巻き付いて螺旋状に運動するため、磁力線に垂直な方向への閉じ込めが可能である。この方法を利用した最も単純な閉じ込め装置は磁気ミラー型装置として知られている。しかし、磁力線が容器の両端で開いているため、磁力

線に平行な方向に荷電粒子が逃げてしまう。この問題を解決する方法の一つが両端を閉じるトーラス型装置である。トーラス型装置は、トーラス型にすることで磁力線に平行な方向の粒子損失を無くしている。しかし、トーラス型装置はトーラス中心の磁場が強く、装置外側で磁場が弱くなっている。そのため、磁場の勾配に起因する荷電粒子のドリフトが装置の上下方向に発生する。磁気勾配ドリフトの向きは、電荷によって決まるため電子とイオンはそれぞれ逆の方向にドリフトし分極を引き起こす。分極が発生すると、装置上側から下側方向に電場が発生し、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトが発生する。 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの向きは、電子もイオンも装置外側方向であるので粒子を閉じ込めることができない。そこで、磁力線を螺旋状にして電場を短絡させることで分極を回避する方法が有効である。いかにして螺旋状の磁場を形成するかという方法の違いによって、トーラス型装置はトカマク型とステラレータ型に分けられる。トカマク装置は、トロイダル磁場コイルによって形成されるトロイダル磁場と、プラズマ電流によって生じるポロイダル磁場によって螺旋状の磁力線を形成する。トカマク装置は、トランスの原理を用いてトーラス主軸に設置される中心ソレノイドコイルによってプラズマ電流を流す。プラズマ電流を流し続けるためには、中心ソレノイドコイルに流す電流量を常に変化させなければならない。無限の大きさの電流を流し続けることはできないため、中心ソレノイドコイルのみを利用する場合では放電時間が限られる。そのため、定常運転を行う場合には非誘導電流駆動が必要である。非誘導電流駆動源としては、外部から中性粒子ビームや高周波の電磁波を入射する方法^(3,4)やプラズマ自身が駆動するブーツストラップ電流^(5,6)が提案及び実証されている。また、核融合反応生成粒子による駆動⁽⁷⁾の可能性が指摘されている。トカマクではプラズマの崩壊現象であるディスラプションが発生することがある。ディスラプションが発生すると、炉の構造材を損傷させるため、回避もしくは制御することが重要である。トカマク型装置は、ステラレータ型装置に比べて構造が単純かつ同プラズマ体積における製作コストが安いので、現在最も研究が進んでいる装置である。

1.1.1 核融合装置の研究開発

トカマク装置は、1950年代にソ連で考案され開発が進められていた。1968年に、T-3トカマクが約1 keVの電子温度を達成したことが報告されることで世界的に注目され、各国でトカマク装置の研究開発が盛んになった。1980年代には、三大トカマクと呼ばれる Tokamak Fusion Test Reactor (TFTR, 米国)⁽⁸⁾、Joint European Torus (JET, 欧州)⁽⁹⁾、JAERI Tokamak-60 (JT-60, 日本)⁽¹⁰⁾が建設された。TFTRでは1993年にDT燃焼実験を開始した。核融合出力向上に関わる実験ではスーパーショットと呼ばれる特別なオペレーションを行っている。スーパーショットは、徹底的に放電洗浄を行い壁面に吸着・吸蔵されているガスを脱着する。そして、低密度放電を行い加熱を行うことで実施される。スーパーショットによってTFTRでは、核融合出

力 10 MW 以上を達成した⁽¹¹⁾。この実験では、TFTR のプラズマパラメータの最高値 (蓄積エネルギー $W = 6.9$ MJ, エネルギー閉じ込め時間 $\tau E = 0.21$ s, 中心電子温度 $T_e = 13.5$ keV, 核融合出力密度 2.8MW/m^3) を達成している。JET は、1997 年に DT 燃焼実験を実施した。この実験では短時間ではあるが 16 MW の核融合出力を得ている⁽¹²⁾。JT-60 はプラズマ温度 10 keV, 放電時間 10 秒のロングパルス運転が可能である。JT-60 は 1991 年に JT-60U に改造されている。JT-60U は、高圧力継続時間 28.6 秒, エネルギー増倍率 1.25, イオン温度 45 keV, 電子温度 30 keV のプラズマ性能を発揮し当時の世界記録を樹立している⁽¹⁰⁾。大型トカマク装置の実験で得られた結果によって、プラズマの高性能化、プラズマ制御技術が飛躍的に進歩した。2000 年代には、世界各国で中型トカマクが建設された。韓国の KSTAR, 中国の EAST, インドの SST-1, フランスの WEST 等が代表的な中型トカマクである。JT-60U は、日本と欧州の国際協力のもと後継機である JT-60SA への改造が実施された。JT-60SA は 3 つの目的が掲げられている。それらは、後述する ITER 計画と密接に関係している。1 つ目は、ITER の技術目標達成のための支援研究である。ITER と同じ形状かつ高性能なプラズマ運転を実施し、その成果を ITER へフィードバックすることを目指している。2 つ目は、原型炉に向けた ITER の補完研究である。高核融合出力の核融合炉の実現のために高圧力のプラズマの長時間 (100 秒程度) 維持する運転方法の確立を目指している。3 つ目は、人材育成である。ITER 計画をはじめとする核融合研究開発を主導できる研究者・技術者の育成を目指している。ITER は、核燃焼を伴う高温プラズマの長時間維持や核融合工学技術の実証試験等を目的として日・EU・露・米・中・印・韓の 7 極による国際協力のもと計画が進められている。ITER は 2025 年の運転開始を目指し、製作がフランスのサンポール・レ・デュランスにて行われている。2035 年には DT プラズマ運転開始が予定されている。ITER はこれまでの大型トカマク装置の中でも最大である。設計されているプラズマ性能は、長時間放電 (400 秒), 高出力 (500 MW), 高エネルギー増倍率 (10 以上) であり、これまでの装置のなかで最も高性能といえる。ITER は原型炉ではなく実験炉のため、高速イオン物理等のプラズマ物理研究が実施される。また、トリチウム増殖の実証実験も行われる。熱エネルギー取り出しとトリチウム増殖の実証するために各国で制作したテストブランケットモジュールが設置される予定である。

トカマク装置に対して、ステラレータ装置は螺旋状に巻き付けたヘリカルコイルやモジュラーコイルによって螺旋状の磁力線を形成する。プラズマ電流に依存せずに螺旋状に磁場を形成できるため中心ソレノイドコイルを必要としない。さらに、プラズマ電流がプラズマの維持に必要なためディスラプションが原理上発生せずトカマク装置と比較して定常運転が容易である。ヘリカルコイルを利用したステラレータ装置の代表的なものとしては、核融合科学研究所 (岐阜県土岐市) が保有する大型ヘリカル装置 (Large Helical Device, LHD) がある⁽¹³⁾。LHD では、これまでに約 54 分間の長時間運転⁽¹⁴⁾ や中心電子密度 $1.2 \times 10^{21}\text{m}^{-3}$ の高密度運転

(15) が達成されている。モジュラーコイルを利用したステラレータ装置の代表例としては、ドイツの Wendelstein7-X がある。Wendelstein7-X では、 $6 \times 10^{19} \text{m}^{-3} \text{keVs}$ の高い核融合三重積を達成している (16)。

1.2 高速イオン

1.2.1 高速イオンの生成要因

高温プラズマでは、様々な要因で高速イオンが生成されている。例えば、外部加熱、核融合反応、核弾性散乱、Alfvén 不安定性などが考えられる。外部加熱には、中性粒子ビーム入射加熱 (Neutral Beam Injection, NBI)、高周波加熱がある。

NBI は、高エネルギーの中性粒子ビームをプラズマに入射する加熱方法である。イオン源から引き出したイオンを電場によって加速させることで高エネルギーのイオンを得ている。しかし、イオンのままではプラズマを閉じ込める磁場にビームが妨げられてしまうため、中性化セルで中性原子の状態にしている。NBI はイオン源の種類によって大別され、正イオンをイオン源で生成するタイプと負イオンをイオン源で生成するタイプの 2 種が存在する。正イオン源 NBI のビームエネルギーは最大で数十 keV 程度である。これは、ビームエネルギーが上昇すると中性化効率が低下するためである。例えば、重水素ビームのビームエネルギーが 200 keV 以上になると中性化効率は最大でも 30% である (17)。反対に、負イオン源ではビームエネルギーが上昇しても中性化効率は 60% を下回ることはない。そのため、百 keV 以上の NBI では負イオン源が利用される。負イオン源 NBI は、LHD と JT-60U で入射が行われている。LHD では、ビームエネルギーが 186 keV でビームパワー 6.8 MW のビーム入射 (18)、JT-60U では、ビームエネルギーが 400 keV でビームパワー 5.8 MW のビーム入射を達成している (19)。また ITER に設置予定の NBI は負イオン源 NBI が用いられる。その諸元は最大ビームエネルギーが 1 MeV であり、一台あたりのビームパワーは 16.7 MW である (20)。NBI で入射されたイオンの生成エネルギーは、ビームの加速電圧によって決定される。そのため、ビームの加速電圧によって得られる以上のエネルギーを持つようなビームイオンはプラズマ中にほとんど存在しない。単位時間あたりのビームイオンの生成数は、NBI のエネルギーとパワーによって決定される。

高周波加熱は、プラズマ中の荷電粒子のサイクロトロン周波数に近い周波数を持つ電磁波をプラズマに入射し、荷電粒子を加速させて加熱を行う。イオンのサイクロトロン周波数に合わせた電磁波を利用するイオンサイクロトロン共鳴加熱 (Ion Cyclotron Range of Frequency, ICRF) や、電子のサイクロトロン周波数に合わせた電子サイクロトロン共鳴加熱 (Electron Cyclotron Range of Frequency, ECRF) が用いられる。高周波加熱は、NBI とは異なりバルク粒子が電磁波のエネルギーを受け取り加速される。そのため、ICRF で生成される高速イオンのエネルギーは電磁波の周波数によって決定される。また、イオンは磁場に垂直な方向へ加速される。これ

は、入射波の電場が磁場垂直方向を向いているためである。

イオン間の相対エネルギーが高くなるとイオンの散乱過程には Coulomb 散乱に加えて、核力を介する散乱過程である核弾性散乱の影響が現れる^(21, 22)。これは、高エネルギーのイオンが Coulomb 障壁を越えて核力の作用範囲まで近づくためである。微分散乱断面積の実測データから Coulomb 散乱断面積を引いたものを全立体角で積分したものが核弾性散乱断面積と定義される。つまり、核弾性散乱と Coulomb 散乱の2種類の異なる散乱過程が存在しているのではなく、散乱過程はあくまでも1つである。ただし、解析を行う上で核力の影響に着目したり、Coulomb 散乱に適用できる解析方法をそのまま利用するといった便宜上の問題で核弾性散乱と Coulomb 散乱は区別される。極端に前方に偏った散乱である Coulomb 散乱と異なり、核弾性散乱は比較的等方的な散乱なため Coulomb 散乱よりも大角度散乱が起きやすい。大角度散乱は散乱あたりの輸送エネルギーが大きいため、高速イオンはバルクイオンにエネルギーを大きく輸送する。結果として、間接的に高速イオンが生成される。また、核弾性散乱によって生成される高速イオンの最大エネルギーは、バルクイオンにエネルギーを輸送する高速イオンのエネルギーとその質量比によって決定される。

電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics, MHD) 不安定性の一種である Alfvén 不安定性も高速イオンを生成する⁽²³⁾。Alfvén 不安定性は高エネルギーイオンによって Alfvén 波が不安定になる現象である。Alfvén 波とイオンが共鳴し、イオンへ Alfvén 波のエネルギーが伝達される。このエネルギー伝達が繰り返されることで高速イオンが生成される。ICRF の場合と同様に、磁場に垂直な方向へイオンが加速される。

1.2.2 高速イオンテイル

高速イオンは、プラズマ中の荷電粒子と Coulomb 散乱を繰り返し減速する。高速イオンは生成、減速、損失を繰り返し、速度分布関数の高エネルギー領域にテイルと呼ばれる非 Maxwell 成分を形成する。図 1.4 に速度分布関数上に形成される高速イオンテイルの概念図を示す。

バルクプラズマは熱平衡状態にあり、その速度分布関数は Maxwell 分布に従っている。同種粒子の速度分布関数は1つであるが、数値解析や物理的考察を行う際は、バルク部とテイル部に分離することで簡便になる。プラズマ中の荷電粒子の速度分布関数は、運動論的方程式によって求めることができる。Boltzmann 方程式や、Fokker-Planck (FP) 方程式、Vlasov 方程式などが運動論的方程式の代表例である。Coulomb 散乱による速度分布関数の変化を記述する衝突項は、Rosenbluth 等によって導出され広く用いられている⁽²⁴⁾。

NBI によって生成された高速イオンの減速分布関数の近似解は Cordey 等によって導出された⁽²⁵⁾。この近似解は FP 方程式を解くにあたり、バルク粒子が Maxwell 分布にしたがっている、高速イオンの速度分布関数が等方であるという仮定を行っている。ただし、この近似解の

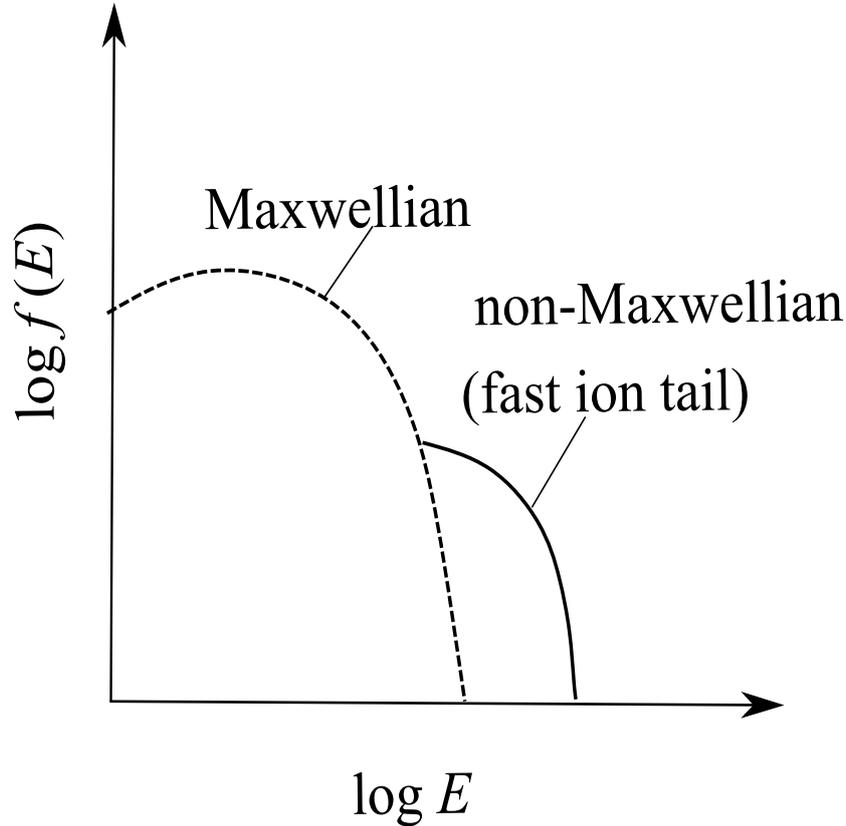


図 1.4 速度分布関数上に形成される高速イオンテイルの概念図

適用範囲は電子の熱速度より十分遅くバルクイオンの熱速度より十分速い速度領域である。この減速分布関数の近似解は、核融合反応生成イオンに対しても適用することができる。ただし、核融合反応生成イオンのエネルギーを単色とする仮定を要請する。

ICRF 加熱によって形成される高速イオンテイルの近似解は Stix によって導出された⁽²⁶⁾。粒子-波動相互作用を記述する準線形拡散項を FP 方程式に取り入れることで速度分布関数の変化を解析することができる。Stix は磁気面平均吸収パワーや小旋回半径近似等をした準線形拡散項を用いて近似解を解析的に導出している。ICRF テイルが形成されるエネルギー領域はサイクロトロン周波数によって決定され、その大きさは入射波のプラズマへの吸収パワーによって決定される。

核弾性散乱によって生成された高速イオンはノックオンテイルと呼ばれる高速イオンテイルを形成する⁽²⁷⁾。ノックオンテイルは、二体衝突の一般的な形式を記述する Boltzman 項を FP 方程式に導入した BFP 方程式によって計算することができる。BFP 方程式は、エネルギーバランス、質量バランスを満足するように熱拡散項が導入されている。ノックオンテイルが形成されるエネルギー領域は、核弾性散乱によってバルク粒子にエネルギーを付与する高エネルギーイオンのもつエネルギーによって決定される。例えば、DT プラズマにおける α 粒子によって

形成されるノックオンテイルは、重陽子とトリトンの速度分布関数上において 1 MeV から 300 keV のエネルギー領域に形成される⁽²⁸⁾。核弾性散乱は高速イオンがプラズマ中に存在する場合、必ず生じる現象である。そのため、ノックオンテイルは高速イオンが存在する場合、必ず形成される。しかし、その大きさは外部加熱によって形成される高速イオンテイルよりも小さいため、埋もれてしまい見えなくなることが多い。例えば、重水素ビームを入射した LHD 重水素プラズマにおいて、重陽子ビームテイルはノックオンテイルより 3 桁ほど大きい⁽²⁹⁾。

1.2.3 高速イオンテイル形成によるプラズマへの影響

核融合反応率係数は先述したように、燃料イオンの速度分布関数の形状によってその大きさが決まる。核融合反応の断面積は一般的に高エネルギー領域で大きな値を持つ。したがって、高速イオンテイルが形成された場合、反応率係数(核融合出力)が上昇する。この高速イオンテイル形成に伴う核融合出力の上昇は、Dawson によって指摘され TCT (Two Component Torus) 効果と呼ばれている⁽³⁰⁾。Dawson は NBI 加熱によるビームテイル形成の場合を評価しているが、ICRF テイル⁽³¹⁾ やノックオンテイル⁽³²⁾ 形成に伴う核融合出力の上昇も同様に起こることがわかっている。これらの効果は炉心成立条件を緩和させることを示唆しており、高速イオンの速度分布関数の形状が核融合炉の成立にとって重要であることを意味している。

高速イオンテイルの形成はプラズマ電流駆動にも影響を及ぼす。高速イオンテイルは一般的に速度空間において非等方に形成される。例として、NBI によって形成されるビームテイルはビームの入射方向に大きなピークを持つ非等方な速度分布関数になる。ICRF はイオンを磁場に対して垂直方向へ加速させるため、磁場垂直方向に大きなピークを持つ ICRF テイルを形成する。このとき、その非等方な速度成分がプラズマ電流を駆動する。高速イオンによって駆動される電流密度は、速度分布関数に電荷を乗じて平均を取ったものである。そのため、イオンの運動方向の分布やエネルギー分布が重要となる。つまり、磁力線に対するピッチ角とエネルギーの二次元速度分布関数の形状が重要となる。トロイダル軸に対して接線方向へ入射されるビームイオンは非誘導電流駆動源として最も有望であり検討が進められている。

高速イオンテイル形成は、核融合反応で生成される粒子の放出スペクトルにも影響をもたらす。放出スペクトルは、核融合反応の反応率を核融合反応生成粒子のエネルギーで微分したエネルギースペクトルである。燃料イオンの速度分布関数が Maxwell 分布に従っている場合、核融合反応で生成される粒子の放出スペクトルは Gauss 分布様になる^(33,34)。さらに、燃料イオンの速度分布関数が等方的であれば、核融合反応生成粒子の放出スペクトルも等方的になる。これは、核融合反応の Q 値と反応前の粒子が持っていた相対運動のエネルギーの和が放出角に応じて分配されるためである。高速イオンテイルが形成され燃料イオンの速度分布関数が非 Maxwell 分布である場合、放出スペクトルは Gauss 分布から歪み、非 Gauss 成分が現れる

(35, 36, 37, 38). 図 1.5 に核反応生成粒子の放出スペクトルが Gauss 分布から歪んだ場合の概念図を示す. 高速イオンテイルが非等方的に形成される場合, 生成粒子の放出スペクトルもまた非等方的になる (39, 40). 例えば, 接線方向に NBI を入射しビームテイルが平行方向に形成される場合, 核融合反応生成粒子の放出スペクトルの高エネルギー側に歪む非 Gauss 成分もまた平行方向に現れる. ICRF テイルの場合であれば, 垂直方向に高エネルギー側に歪む非 Gauss 成分が現れる. この効果は, 後述する高速イオン診断への応用が行われている.

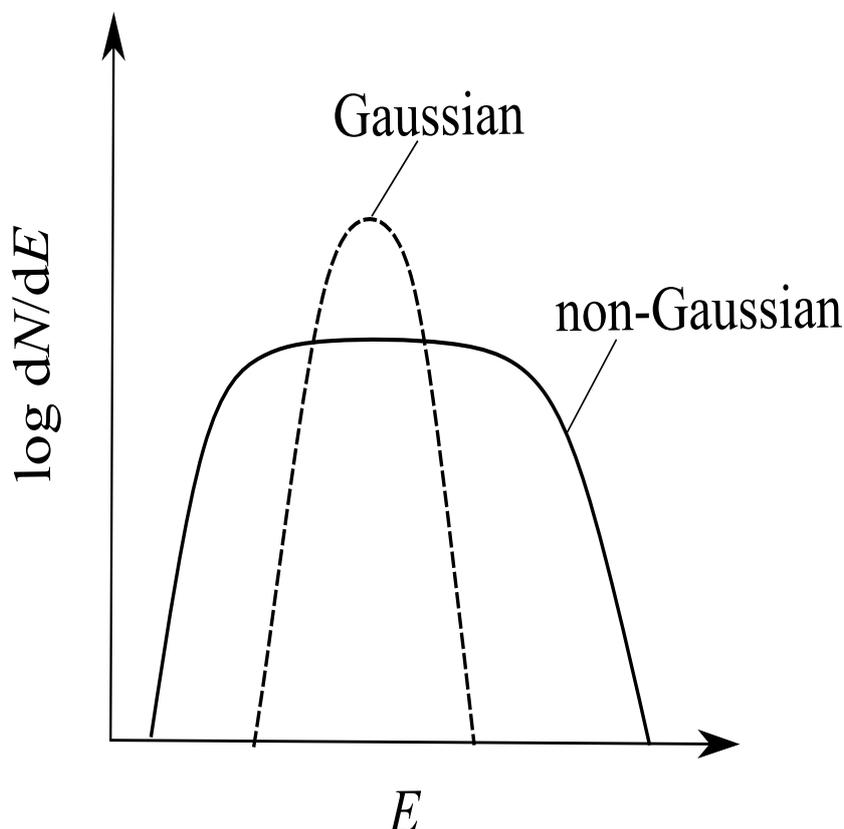


図 1.5 核反応生成粒子の放出スペクトルが Gauss 分布から歪んだ場合の概念図

1.3 高速イオン診断

前節で述べたように高速イオンはプラズマ加熱を担うため, その加熱特性, 不安定性との相互作用等の物理現象の理解が必要である. そのため, 実験装置や将来の核融合炉において高速イオンテイルの計測・診断は重要である. 現在までに, 数種類の速度分布関数計測・診断法が提案または利用されてきた (41). 代表的な高速イオン診断法として, 協同 Thomson 散乱計測や Fast Ion D Alpha(FIDA), 中性子スペクトル, γ 線スペクトル等がある. これらの診断方法は主に磁場中に閉じ込められたイオンを診断の対象としている.

協同 Thomson 散乱計測は, Debye 波長以上の波長を持つレーザー光をプラズマに入射しその

散乱光の Doppler 広がりからイオンの速度分布関数を計測する⁽⁴²⁾。Thomson 散乱はプラズマ中の電子とレーザーの光子との散乱だが、散乱波のスペクトルにはイオンの速度分布関数の情報が含まれている。これは、電子群がイオンの電荷を遮蔽するように運動しており、電子群が追従しようとしているイオンの速度によって散乱波が変調されるためである。協同 Thomson 散乱計測の時間分解能は、イオンのジャイロ運動の巡回周波数によって制限を受ける。LHD において、協同 Thomson 散乱計測を用いて高速イオンの速度分布関数の計測が行われている⁽⁴³⁾。NBI によって磁場に対して並行方向と反対方向に入射された 180 keV のビーム陽子の非等方性を計測することに成功している。協同 Thomson 散乱計測はイオン温度計測だけでなく、同位体比の計測⁽⁴⁴⁾ やプラズマ回転⁽⁴⁵⁾ の計測に使用されている。ITER における協同 Thomson 散乱による高速 α 粒子計測の有効性が調べられている⁽⁴⁶⁾。想定している計測性能は、空間分解能が 20 から 50 cm、時間分解能が約 100 ms である。プローブビームは、60 GHz、1 MW のマイクロ波の使用が予定されている。協同 Thomson 散乱計測によって二次元速度分布関数を得るためには、複数の計測視線が必要になる。ITER では、高磁場側にミラーを設置することで複数の計測視線を確保することが検討されている⁽⁴⁷⁾。

FIDA は、診断ビームとして NBI をプラズマ中に入射し、NBI 中の中性原子とプラズマ中のイオンに荷電交換反応を起こさせる。そして、中性化した重陽子が発する Balmer 線 ($\lambda = 656.1$ nm) の Doppler 広がりからイオンの速度分布関数を計測する⁽⁴⁸⁾。図 1.6 に FIDA の計測原理の概念図を示す。荷電交換反応の前後で、それぞれの粒子の速度ベクトルは変化しないため荷電交換反応によってイオンの情報が失われることがない。これは、荷電交換分光⁽⁴⁹⁾ と呼ばれる計測法の一つである。荷電交換分光は、イオン温度計測、プラズマ回転計測、不純物イオンの密度計測に用いられる。一般的に FIDA の信号レベルはバルクイオンに対する荷電交換分光のそれに比べて小さいため、FIDA 専用の分光計が用意されることも多い。たとえば、バルク部分から発せられる Balmer 線に対してノッチフィルターをかける等の処理が行われる。BI 非入射時において、Balmer 線はバルクイオンの寄与が大きいいため、高速重陽子と同程度の速度を持つ中性原子を NBI によって供給することで高速イオンの信号を大きくする。荷電交換反応断面積は一般的に、相対エネルギーが小さい領域で大きくなるためこのような方法が取られる。荷電交換断面積のピークは相対エネルギーが数十 keV 程度のところにある。したがって、FIDA は数十 keV から百数十 keV の高速イオン診断において良好な計測実績を有している^(50,51)。空間分解能は、中性化された粒子が光子を放出するまでの平均自由行程によって決定される。数十 keV から百数十 keV の水素原子の速度はおおよそ 5×10^6 m/s である。電子の脱励起の寿命は Balmer 線で 25 ns であり、平均自由行程は 10 cm 程度となる。LHD で行われた 180 keV で入射されたビーム重陽子の FIDA 計測は、実験値と計算値の比較が行われ良い一致が見られている⁽⁵¹⁾。FIDA スペクトルの計算には、FIDASIM という計算コードが使用され

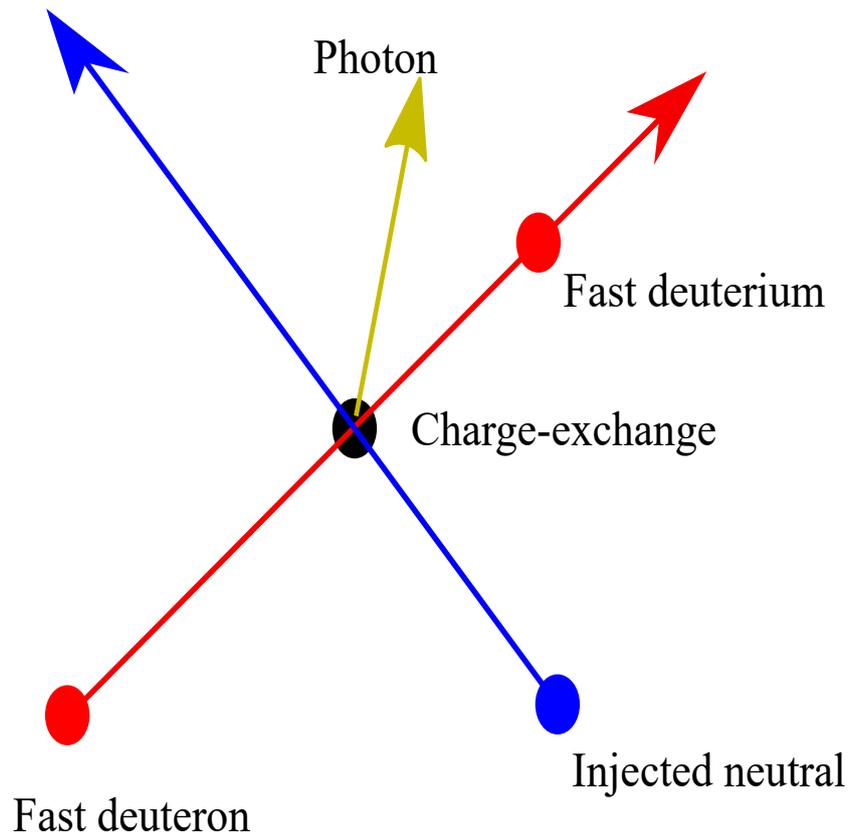


図 1.6 FIDA の概念図

た^(52,53)。FIDASIM は、高速イオンの速度分布関数、プラズマのバックグラウンドプロファイル、平衡磁場、計測ジオメトリを入力として、FIDA スペクトルの線積分値を出力するコードである。また、複数の計測視線で FIDA スペクトルを計測することで重陽子の二次元速度分布関数の診断も行われている⁽⁵⁴⁾。これは、ASDEX Upgrade で実験が行われた。計測視線は 3 本用意され、磁力線に対する角度はそれぞれ 12° 、 69° 、 156° であった。磁力線方向を 0° として、そこから反時計回りに回転する角度を取っている。ビームエネルギーが 60 keV 、ビームパワーが 2.5 MW の NBI を磁力線に対して同方向に入射している。予め高速重陽子の二次元速度分布関数と複数視線における FIDA スペクトルの関係を数値計算によって求めておき、実験値に適用することで二次元速度分布関数を復元している。これらの技術はトモグラフィックインバージョンとして知られている。荷電交換分光は FIDA だけでなく、DT 反応で生成された α 粒子や、ICRF で加速された ^3He も計測対象とすることができ、実験装置で計測が実施されている^(55,56)。FIDA は比較的エネルギーの小さい高速重陽子に対して良好な計測実績を有しているが、MeV オーダのエネルギーを持つ高速重陽子に対して計測が難しくなることが指摘されている⁽⁶⁰⁾。荷電交換反応の断面積が相対エネルギーの大きい領域で小さくなり、FIDA スペクトルの発光強度が小さくなるためである。相対エネルギーが 100 keV と 1 MeV のとき

の荷電交換断面積の差は6桁程度である。発光強度を高めるために MeV オーダのビームエネルギーを持つ診断ビームを用いる場合、ビームエミッションが FIDA スペクトルに干渉し計測できるエネルギー範囲が制限されることも指摘されている。これは、高速重陽子のエネルギーとビームエネルギーが近いことため Doppler シフトが同程度となるためである。ビームエミッションは、診断ビーム中の中性原子がプラズマ中の電子やイオンによって励起され脱励起する際に発光する現象である。

先述したように、燃料イオンの速度分布関数上に高速イオンテイルが形成されている場合、中性子の放出スペクトルに非 Gauss 部分が現れる。この非 Gauss 成分を Time-of-Flight 法や反跳陽子磁気分析器等で計測する。得られた中性子のエネルギー分布形状から高速イオンテイル形状を推定することができる。JET において、NBI と ICRF 加熱を施した重水素プラズマにおいて、重陽子の速度分布関数の診断が行われている⁽⁵⁷⁾。単色エネルギーの重陽子と Maxwell 分布に従っているバルク重陽子との DD 反応によって生成される中性子の放出スペクトルを予め数値計算によって求めておき、それらの線形結合と計測結果を比較することで、高速重陽子の速度分布関数の推定が行われた。

γ 線を利用する計測法では、主に Li, Be, C といった不純物イオンと高速イオンの γ 線生成核反応が利用される^(58,59)。これらの反応は、反応断面積が高エネルギーにおいて急激に増大する。したがって、一般的にバルク部に対して小さい高速イオンテイルの情報を増幅することができる。この診断法も中性子の場合と同様に、 γ 線を放出する核種の放出スペクトルが Gauss 分布から歪むことを利用している。高エネルギー側に歪んだ非 Gauss 成分は Doppler 効果を強く受ける。したがって、 γ 線のスペクトルの Doppler 広がりが大きくなる。高速イオンテイルが非等方に形成されている場合であれば、計測視線によっては Doppler シフトを起こす。 γ 線の強度から高速イオンテイルの大きさを、Doppler 広がりから高速イオンテイルのエネルギー領域(形状)を推定することができる。

中性子や γ 線を利用した診断法は、高エネルギー領域で断面積が急激に増大する核反応を用いるため、MeV オーダのエネルギーを持つ高速イオンに対してその計測感度が低下することはない。そのため、FIDA が苦手としている MeV 領域の診断法として有用である。しかし、中性子や γ 線を利用した診断法の問題点として、計測器のエネルギー分解能が低い事が挙げられる。これらの方法は、放射線検出器を用いており、高分解能を持つ検出器の開発が進んでいるとはいえ、その分解能は速度分布関数形状を決定するには十分とは言えない。したがって、MeV オーダのエネルギーを持つ高速イオンの速度分布関数の診断法として従来の診断法は何かの改良が必要となる。また、新たな装置の開発を待たず、既存の計測器のみで対応可能であることが望ましい。

この問題を解決するために、荷電交換分光の対象として DD 反応で生じる高速 ^3He に着目し

た。荷電交換分光であるため、FIDAでも用いられる高解像度分光計測器を利用することができる。そのため放射線を用いた診断法よりも高エネルギー分解能を得られる可能性がある。診断ビームは一般的に軽水素や重水素といった水素同位体が用いられる。したがって、ビームエミッションによるスペクトルへの影響が無視できる。DD反応を介することで、MeVオーダの高速イオン計測において感度が低下しないことが期待される。また、可視光領域のHeの発光線の周囲に大きな発光強度を持つ不純物の発光線が存在しないことも良い特徴である。核反応生成イオンの荷電交換分光は、これまでの実験装置では診断ビームのビームエネルギーが低く十分な発光強度を得ることができなかった。もしくは、計測できるエネルギー領域が低エネルギーに限定されていた。しかし、負イオン源NBIの開発によって高出力高エネルギーのNBIが実用化されており、この負イオン源NBIを診断ビームとして用いることで十分な発光強度が得られる可能性がある。分光計測の主な競合過程として制動放射が存在しており、高速 ^3He の可視光スペクトルの発光強度が制動放射の発光強度と比較して十分高ければ計測法として有用である可能性がある。さらに、高速 ^3He の高速イオンテイル形成に伴う可視光スペクトルのDoppler広がり大きさが、分光計の解像度と比較して十分大きいことも有用性の判断に必要である。一般的に、高速イオンに対する可視光分光計測は高電子密度下では、 ^3He の可視光スペクトルの不確かさが増大する。高電子密度下で計測を行うためには、計測ジオメトリの検討が必要である。

1.4 本研究の目的

本研究では、DD反応で生じる ^3He の可視光スペクトルを利用した高速重陽子速度分布関数診断法の適用可能性を検討し、その手法を提示することを目的とする。高速イオンテイル形成に伴う発光スペクトルのDoppler広がりの変化量と現行の可視光分光計の解像度を比較する。また、競合過程である制動放射の発光強度と発光スペクトルの発光強度の大きさを比較し、十分計測が可能であるかを検討する。さらに、高電子密度下で計測を行うために、 ^3He の可視光スペクトルの不確かさを低減させるような計測ジオメトリの検討を行う。

1.5 本論文の構成

本論文は全5章から構成される。

本章では、磁場閉じ込め核融合炉の概念および先行研究についてその概要を説明した。高速イオンが核融合プラズマにおいて重要な役割を担うこと、および、高速イオン診断法について紹介した。従来の高速イオン診断法についてそれぞれの特徴とその問題点について整理し本研究の目的を提示した。

第2章では、本研究の解析に用いた数値解析モデルについて説明する。高速重陽子および ^3He の速度分布関数の解析モデルについてまとめる。高速イオンの速度分布関数からDD反応で生成される ^3He の放出スペクトルの計算方法を示す。計測視線の幾何配置を考慮した ^3He の可視光スペクトルの線積分値の評価方法について説明する。最後に、可視光スペクトルのS/N値の評価方法を示す。

第3章では、重水素ビームを入射した重水素プラズマを想定し、空間一様・速度空間等方な簡易モデルによって提案手法の有効性を評価する。高速重陽子テイルが形成されることで ^3He の可視光スペクトルのDoppler広がりや放射強度が有意に変化することを明らかにする⁽⁶¹⁾。主なノイズとして制動放射を想定し、 ^3He の可視光スペクトルのS/N値を評価する。計測性能について、提案手法とFIDAを比較する。

第4章では、制動放射によるノイズが大きくなる高電子密度下で計測を行うために、 ^3He の可視光スペクトルの不確かさを低減させるような計測ジオメトリの検討を行う。プラズマの温度・密度の空間分布や速度分布関数の非等方性、計測視線の幾何配置を考慮した ^3He の可視光スペクトルの数値解析モデルを用いて、複数の計測視線における ^3He の可視光スペクトルの線積分値を評価する⁽⁶²⁾。計測視線や中性粒子ビームの入射角等の計測ジオメトリを変化させて、DD反応で生成される ^3He の可視光スペクトルの線積分値を求める。計測ジオメトリ毎に ^3He の可視光スペクトルの不確かさを評価する。 ^3He の可視光スペクトルの発光強度を決定づける要因について議論し、計測ジオメトリの変化が発光強度に及ぼす影響について示す。

第5章に、本研究で示した結果を総括し今後の展望を述べた。

第 2 章 数値解析モデル

2.1 高速イオンの速度分布関数

本研究では、高速イオンテイル形成が DD 反応で生成された ${}^3\text{He}$ の可視光スペクトルへ及ぼす影響を調査するために解析モデルを開発した。本章では、開発した解析モデルを説明する。

2.1.1 FP 方程式

定常状態の空間一様、速度空間等方かつ背景粒子が Maxwell 分布に従っているプラズマにおける FP 方程式は次のようになる⁽⁶³⁾。

$$\left(\frac{\partial f_a(v_a)}{\partial t}\right)^{\text{Coulomb}} + S(v_a) - \frac{f_a(v_a)}{\tau_p} = 0 \quad (2.1)$$

f_a は粒子 a の速度分布関数、 v_a は粒子 a の速さ、 τ_p は粒子閉じ込め時間である。右辺第一項は Coulomb 衝突項を表し、第二項はソース項を、第三項は損失項を表す。Coulomb 衝突項は、

$$\left(\frac{\partial f_a(v_a)}{\partial t}\right)^{\text{Coulomb}} = \Gamma_a \sum_b \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[A_b \left(f_a + \frac{T_b}{m_a v_a} \frac{\partial f_a(v_a)}{\partial v} \right) \right] \quad (2.2)$$

である。ここで、 $\Gamma_a = Z_a^4 e^4 \ln\Lambda / (4\pi\epsilon_0^2 m_a^2)$ 、 $A_b = \psi(x) n_b m_a Z_b^2 / (m_b Z_a^2)$ 、 Z は電荷数、 e は電気素量、 $\ln\Lambda$ は Coulomb 対数、 ϵ_0 は真空の誘電率である。 T_b は背景粒子の温度、 n_b は背景粒子の密度、 m_b は背景粒子の質量である。また、

$$\psi(x) = \text{erf}(x) - \frac{2x}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) \quad (2.3)$$

である。 $x = v/v_b$ である。 v_b は、背景粒子種 b の熱速度である。FP 方程式を用いるにあたり仮定した内容について以下に示す。空間一様を想定しているため、背景粒子の温度と密度は定数である。速度空間等方であるため、高速イオンの磁力線に対するピッチ角の変化を考慮しない。背景粒子は熱平衡状態にあり Maxwell 分布に従う。粒子損失にエネルギー依存性がなく、速度分布関数形状を保ったまま損失する。

2.1.2 軌道計算コード

磁場中のテスト粒子の軌道を追跡しながら、Coulomb 散乱による速度ベクトルの変化をモンテカルロ法で計算することができる。本研究では、荷電粒子軌道計算コード DELTA5D⁽⁶⁴⁾ を用いた。DELTA5D では、Boozer 座標系における案内中心軌道を追跡している。Boozer 座標は、磁力線の共変ベクトルが

$$\mathbf{B} = g\nabla\zeta + I\nabla\theta \quad (2.4)$$

で、反変ベクトルが

$$\mathbf{B} = \nabla\psi_t \times \nabla\theta + \nabla\zeta \times \nabla\psi_p \quad (2.5)$$

で表される座標系である⁽⁶⁵⁾。ここで、 g はポロイダル電流、 I はポロイダル電流、 θ はポロイダル角、 ζ はトロイダル角、 ψ_t はトロイダル磁束関数、 ψ_p はポロイダル磁束関数である。DELTA5D で用いる平衡磁場は、VMEC コードによって計算した⁽⁶⁶⁾。VMEC コードは、MHD 平衡のバランス式を解くことで平衡磁場を計算する。Boozer 座標系を用いることで案内中心の運動方程式が簡便になる。Boozer 座標系における荷電粒子の案内中心の運動方程式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{\parallel} = & \frac{\rho_{\parallel} g'_{\psi_t} - \iota}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \theta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right] \\ & - \frac{\rho_{\parallel} I'_{\psi_t} + 1}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \zeta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\psi}_t = & -\frac{g}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \theta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right] \\ & + \frac{I}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \zeta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\dot{\theta} = -\frac{\rho_{\parallel} g'_{\psi_t} - 1}{D_t} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} + \frac{g}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \psi_t} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \psi_t} \right] \quad (2.8)$$

$$\dot{\zeta} = \frac{\rho_{\parallel} I'_{\psi_t} + 1}{D_t} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} - \frac{g}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \psi_t} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \psi_t} \right] \quad (2.9)$$

ここで、 $D_t = Ze [g + \iota I + \rho_{\parallel} (g'_{\psi_t} - I g'_{\psi_t})]$ 、 $\iota = 1/q$ 、 q は安全係数、 $X'_Y = \partial X / \partial Y$ である。DELTA5D では、これらの運動方程式を 4 次の Runge-Kutta 法で解いている。

DELTA5D では、次のモンテカルロ衝突オペレータを用いて Coulomb 散乱による速度ベクトルの変化を取り入れている⁽⁶⁷⁾。

$$\left\langle \frac{dE_a}{dt} \right\rangle_b = -\frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_b} \frac{\Psi(v_a)}{v_a} \quad (2.10)$$

$$\left\langle \frac{d\sigma_{E_a}^2}{dt} \right\rangle_b = -\frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{v_b^2}{v_a} \Psi(x) \quad (2.11)$$

$$\left\langle \frac{d\mu_a}{dt} \right\rangle_b = -\frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_a^2} \left[\left(1 - \frac{1}{2\sqrt{x}} \right) \Psi(x) + \Psi'(x) \right] \frac{\mu_a}{v_a^3} \quad (2.12)$$

$$\left\langle \frac{d\sigma_{\mu_a}^2}{dt} \right\rangle_b = -\frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_a^2} \left[\left(1 - \frac{1}{2\sqrt{x}} \right) \Psi(x) + \Psi'(x) \right] \frac{1 - \mu_a^2}{v_a^3} \quad (2.13)$$

ここで、 $\Psi(v_a) = \Psi(x) - (m_b/m_a)\Psi'(x)$ である。

モンテカルロ衝突オペレータと案内中心の運動方程式を組み合わせることで、Colomb 散乱による速度ベクトルの変化を取り入れたプラズマ中の荷電粒子の軌道を計算することができる。この計算を多数のテスト粒子に対して行い、速度ベクトルやプラズマ中での位置に対して統計処理を施すことで速度分布関数を求めることができる。位置毎のテスト粒子の速度分布関数は次のように計算できる。

$$f\left(\mathbf{v}, \frac{r}{a}\right) d\mathbf{v}dV = \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_t} \frac{S_a \Delta t}{N_a} \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{i,j}) \delta\left[\frac{r}{a} - \left(\frac{r}{a}\right)_{i,j}\right] \quad (2.14)$$

ここで、 N_a はテスト粒子数、 N_t は軌道計算の時間ステップ数、 r/a は規格化小半径、 Δt は時間ステップ幅、 S_a は生成されるイオンの数である。規格化小半径は、磁気軸を 0、最外殻磁気面を 1 として規格化を行ったプラズマの小半径である。

軌道計算コードを用いてビームイオンの解析を行うために、テスト粒子の発生位置と磁力線に対するピッチ角をプラズマ中のビーム入射線上の電離分布から決定する必要がある。重水素プラズマ中に重水素ビームを入射した場合に対して、広がりが無限小な直線ビームの入射線上の電離分布の計算モデルを示す。ビーム入射位置からの距離 l における単位長さ当たりのビーム重陽子生成の重み W を次式で与える。

$$W(l) = n_e \sigma_{\text{tot}} S_{\text{NBI}} \exp(-n_e \sigma_{\text{tot}} l) \quad (2.15)$$

ここで、

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\langle \sigma_e v \rangle}{v_{\text{NBI}}} + \frac{n_d \langle \sigma_{\text{CX}} v \rangle + \langle \sigma_d v \rangle}{n_e v_{\text{NBI}}} \quad (2.16)$$

$S_{\text{NBI}} = P_{\text{NBI}}/E_{\text{NBI}}$ 、 P_{NBI} はビームパワー、 E_{NBI} はエネルギー、 v_{NBI} はビームエネルギーに対応する速さである。 σ_e は電子衝突電離断面積、 σ_d は重陽子衝突電離断面積、 σ_{CX} は荷電交換断面積であり、次式で表されるフィッティング式で計算できる⁽⁶⁸⁾。

$$\sigma_e = \sum_j a_j \zeta_j \frac{\ln(E_e/U_j)}{E_e U_j} \left\{ 1 - b_j \exp\left[-c_j \left(\frac{E_e}{U_j} - 1\right)\right] \right\} \quad (2.17)$$

$$\sigma_{\text{CX}} = \frac{0.6937 \times 10^{-16} [1 - 0.155 \log(0.5E)]^2}{1 + 0.112 \times 10^{-14} (0.5E)^{3.3}} \quad (2.18)$$

$$\sigma_d = \sum_j \frac{6.513 \times 10^{-16}}{U_j^2} G_j \left(\frac{v_q}{v_d}\right) \quad (2.19)$$

ここで、 E は重水素のエネルギー、 E_e は電子のエネルギー、 U_j は j 番目殻のイオン化エネルギー、 v_d はイオン化エネルギーに対応する電子の速さ、 v_q は衝突イオンの速さである。

$$G_j \left(\frac{v_q}{v_d}\right) = H \times \frac{v_d^2}{v_q^2} \left(\frac{v_q^2}{v_q^2 + v_d^2}\right)^{1.5} \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \left[1 - \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{1+v_q^2/v_d^2}\right] \quad (2.20)$$

H は, $v_q > 0.206v_d$ であれば,

$$H = \left[\left(\frac{v_q^2}{v_q^2 + v_d^2} \right) + \frac{2}{3} \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) \ln \left(2.718 + \frac{v_q}{v_d} \right) \right] \quad (2.21)$$

であり, H は, $v_q < 0.206v_d$ であれば,

$$H = \frac{32}{15} \left(\frac{v_q}{v_d} \right)^4 \quad (2.22)$$

α は

$$\alpha = 4 \left(\frac{v_q}{v_d} \right)^2 \left(1 + \frac{v_q}{v_d} \right) \quad (2.23)$$

である. ζ_j は j 番目の殻の電子数, a_j, b_j, c_j は定数であり, 重水素の K 殻に対しては, $a_j = 4.0 \times 10^{-16}$, $b_j = 0.60$, $c_j = 0.56$ である. ここでエネルギーは全て eV 単位である.

軌道計算では, ピッチ角はイオンの速度ベクトルと磁力線のなす角として定義される. しかし, 磁力線はトロイダル軸に対して螺旋を描いておりトロイダル軸を基準とする解析で取り扱いが難しい. 可視光スペクトルの解析では, トロイダル軸を基準とする角度をとるため, ここでは, 磁力線基準からトロイダル軸基準への速度ベクトルの変換について説明する. 図 2.1 にトロイダル軸と重心運動方向の幾何学的関係を示す. トロイダル軸基準の ${}^3\text{He}$ の速度ベクトルは次のように書ける.

$$\mathbf{v}_{3\text{He}} = \mathbf{v}_c + \tilde{v}_{3\text{He}} \cos \tilde{\zeta}_c \frac{\mathbf{v}_c}{v_c} + \tilde{v}_{3\text{He}} \sin \tilde{\zeta}_c \frac{1}{\sqrt{v_{cx}^2 + v_{cy}^2}} \begin{bmatrix} v_{cy} \cos \xi + \frac{v_{cx} v_{cz} \sin \xi}{v_c} \\ -v_{cx} \cos \xi + \frac{v_{cy} v_{cz} \sin \xi}{v_c} \\ \frac{(v_{cx}^2 + v_{cy}^2) \sin \xi}{v_c} \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

ここで, ξ は重心の運動周りの回転角度であり 0 から 2π まで等方的である.

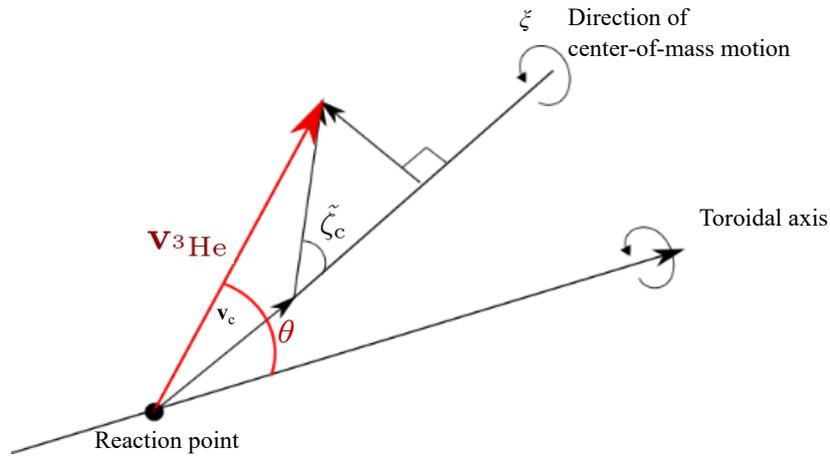


図 2.1 トロイダル軸と重心運動方向の幾何学的関係

2.2 反応率

任意の反応において，粒子種 a と粒子種 b との反応率は次のようになる．

$$N = \frac{n_a n_b}{1 + \delta_{ab}} \langle \sigma v \rangle_{ab} \quad (2.25)$$

粒子種 a と粒子種 b が速度分布関数 $f_a(\mathbf{v}_a)$ と $f_b(\mathbf{v}_b)$ に従っている場合，反応率係数は以下の式で計算できる．

$$\langle \sigma v \rangle_{ab} = \frac{1}{n_a n_b} \iint f_a(\mathbf{v}_a) f_b(\mathbf{v}_b) \sigma_{ab}(v_r) v_r d\mathbf{v}_a d\mathbf{v}_b \quad (2.26)$$

ここで， δ は Kronecker のデルタである．同種粒子同士の反応では，係数が 1/2 になるために導入される． σ_{ab} は，反応断面積を表す．核反応は等方であると仮定した．DD 反応の断面積は，Bosh のフィッティング式⁽¹⁾を用いた．荷電交換反応の断面積は核融合科学研究所の原子分子過程データベースを用いた⁽⁷¹⁾． v_r は，粒子間の相対速度であり $v_r = |\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b|$ である．速度分布関数が等方の場合では，次のように変形される．

$$\langle \sigma v \rangle_{ab} = \frac{8\pi^2}{n_a n_b} \int dv_a v_a f_a(v_a) \int dv_b v_b f_b(v_b) \int_{|v_a - v_b|}^{v_a + v_b} dv_r \sigma_{ab}(v_r) v_r^2 \quad (2.27)$$

2.3 反応生成粒子の放出スペクトル

粒子 a と粒子 b の速度ベクトルおよび速度分布関数が与えられている場合， $a(b, c)d$ 反応で放出される粒子 c の放出スペクトルは次のようになる⁽³³⁾．

$$\frac{dN_c}{dE} = \frac{1}{1 + \delta_{ab}} \iint f_a(\mathbf{v}_a) f_b(\mathbf{v}_b) \delta(E - E_c) \sigma_{ab}(v_r) v_r d\mathbf{v}_a d\mathbf{v}_b \quad (2.28)$$

ここで，

$$E_c = \frac{1}{2} m_c V_{cm}^2 + \frac{m_d}{m_c + m_d} (Q + E_r) + V_{cm} \cos \theta_{cm} \sqrt{\frac{2m_c m_d}{m_c + m_d} (Q + E_r)} \quad (2.29)$$

V_{cm} は，重心速度を表す． θ_{cm} は，重心系における粒子 c の速度と重心速度の間の角度であり放出角を表す． Q は反応の反応の Q 値， E_r は相対エネルギーを表す．荷電交換反応の場合では， $Q = 0$ である．ここで， $\delta(E)$ はデルタ関数である．

二重微分放出スペクトルは，式 (2.28) を更に放出角について微分した量であるので以下のよう
に書ける⁽³⁹⁾．

$$\frac{dN_c}{dE d\Omega_\theta} = \frac{1}{1 + \delta_{ab}} \iint f_a(\mathbf{v}_a) f_b(\mathbf{v}_b) \delta(E - E_c) \delta(\Omega_\theta - \Omega_{\theta, c}) \sigma_{ab}(v_r) v_r d\mathbf{v}_a d\mathbf{v}_b \quad (2.30)$$

ここで， Ω は立体角である． $\Omega_{\theta, c}$ は粒子 c の放出方向を表す．

2.4 反応生成粒子の可視光スペクトル

${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルは以下の式で計算を行った⁽⁶⁹⁾.

$$\frac{dN_{\text{photon}}}{d\lambda} = \int \frac{dN_{{}^3\text{He}^+}}{dE} \delta(E - E_{\text{photon}}) \frac{dE}{d\lambda} dE \quad (2.31)$$

ここで,

$$E_{\text{photon}} = E_{\text{photon0}} \left(\frac{\sqrt{1 - (v_{{}^3\text{He}^+}/c)^2}}{1 - (v_{{}^3\text{He}^+}/c)\cos\theta} \right) \quad (2.32)$$

E_{photon0} は、励起電子の遷移エネルギーである. c は、光速である. θ は、 ${}^3\text{He}^+$ の速度ベクトルと計測視線の間の角度である. 式 (2.32) では、縦 Doppler 効果と横 Doppler 効果による計測される光子のエネルギー変化を表している.

本研究では、 ${}^3\text{He}^+$ の $n=3p-4s$ 遷移 ($\lambda = 468.6 \text{ nm}$) に伴う発光線の発光スペクトルを解析対象とする. n は電子の主量子数であり、束縛電子のエネルギーに相当する量子数である. ${}^3\text{He}^+$ の発光線はその遷移によって多くの波長が存在するが上記の遷移を選択した. ${}^3\text{He}^+$ の発光線では $n=1s-2p$ 遷移 ($\lambda = 30.37 \text{ nm}$) の発光強度が一番大きい. これは、 $n=2$ への荷電交換断面積が大きいためである. しかし、その波長領域は真空紫外光領域である. 一般的に真空紫外光の分光計の解像度は可視光領域のそれより小さく観測は好まれない. 次に、 $n=2-3$ 遷移の ($\lambda = 164.1 \text{ nm}$) 発光強度が大きい. この遷移も $n=1s-2p$ 遷移と同様の理由で好まれない. したがって発光強度が大きく、波長が可視光領域である $3-4$ 遷移を選択した. $3-4$ 遷移では、図 2.2 に示すように副殻を考慮すると遷移ごとにその分岐比が異なる. 副殻は主量子数が同じかつ方位量子数が異なる場合の電子軌道である. 電子スピンはスピンの揃えられていないため $1/2$ と $-1/2$ がそれぞれ同じ割合で存在する. 分岐比は、Einstein の A 係数を用いて計算した. Einstein の A 係数は、アメリカ国立標準技術研究所のデータベース⁽⁷⁰⁾ から得た. 選択則によって電気双極子遷移が制限されている. 選択則は角運動量保存則の要請から決定される. 光子の角運動量は 1 であるため、 1 電子系の場合、電子軌道の角運動量量子数の変化は 1 のみである. そのため、 s 軌道からは p 軌道のみ、 p 軌道は s 軌道もしくは d 軌道へ副殻が変化しなければならない. ただし、 2 電子系ではこの限りではないため注意が必要である. $4f$, $4s$ からの分岐比が多くなっているが、図 2.3 に示すように、 $4f$, $4s$ の電気双極子遷移の分岐が少ないためである. ここでは、 $n=4$ からの遷移を青線、 $n=3$ からの遷移を赤線、 $n=2$ からの遷移を黒線で表している.

図 2.4 に $\text{He}^{2+} + \text{H} \rightarrow \text{He}^+ + \text{p}$ の荷電交換断面積を示す⁽⁷¹⁾. ピークでは $4s$ や $4p$ への断面積が大きくなっており、 $4f$ は数十倍低くなっている. したがって、 $3-4$ 遷移では $3p-4s$ 遷移が支配的になるため $n=3p-4s$ 遷移を選択した. ただし、低温高密度プラズマの場合では、 $4d$ や $4f$ からの遷移が支配的になることに注意する必要がある. 不純物の発光線としてタングステンのよ

うな高 Z 不純物が最もスペクトルに対して影響が大きい。ASDEX Upgrade で行われた He の荷電交換分光実験において、大きな不純物の発光線は長波長側に見られているが短波長側には見られていない⁽⁷¹⁾。よって、短波長側を計測することで不純物による影響を取り除くことができる。

また、荷電交換再結合した ${}^3\text{He}^+$ は、すべて電離する前に電子遷移すると考える。これは、電子遷移寿命と、電子・イオン衝突電離の特徴時間を比較すると 2 桁程電子遷移寿命が短いためである。

制動放射の発光スペクトルは、次のように記述される⁽⁷³⁾。

$$\frac{dN_{\text{brem}}}{d\lambda} = \frac{1.89 \times 10^{-35} n_e n_d Z_{\text{eff}}^2 \bar{g}_{\text{ff}}}{T_e^{1/2} \lambda^2} \exp\left(\frac{-1240}{\lambda T_e}\right) \quad (2.33)$$

なお、密度の単位は m^{-3} 、電子温度の単位は keV、波長の単位は nm である。 Z_{eff} は実効電荷であり、 \bar{g}_{ff} は Gaunt 因子である。 Gaunt 因子は本解析では、 $\bar{g}_{\text{ff}} = 1.357 T_e^{0.15}$ であると仮定した⁽⁷⁴⁾。 ${}^3\text{He}^+$ の発光スペクトル、制動放射ともにプラズマの光学的厚さは十分に薄いと仮定した。したがって、放出された光子はすべて原子に再吸収されない。

以下に、本研究で想定した計測ジオメトリを説明する。図 2.5 に計測ジオメトリを図示する。図 2.5 は装置上面から見た図であり、磁力線は反時計回りである。計測視線は 7 本想定し、それぞれ 10 度間隔で広がっている。0 番視線は、トロイダル軸に対して垂直である。それぞれの計測視線の中心点は第一壁上に存在すると仮定した。診断ビームは、トロイダル軸に対して角度 ϕ_{NBI} をつけて入射を想定している。90 度から、反時計回りに回転させている。診断ビームの幅は 0.18 m と仮定している。診断ビームの回転中心は 0 番視線との交点であると仮定した。ここでは図示していないが、加熱用ビームは磁力線に対して並行かつ同方向に入射している。また、入射角は固定している。計測視線と NBI はそれぞれプラズマの赤道面を通過していると仮定する。 ${}^3\text{He}^+$ が光るのは、荷電交換反応が生じる診断ビームの入射線上のみであり、それ以外では完全電離していると仮定した。したがって、計測点は診断ビームと計測視線の交点である。

2.5 可視光スペクトルの S/N 比

${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 比は以下の式で計算を行った⁽⁷⁵⁾。

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta \int H d\lambda}{\sqrt{\eta(\int H d\lambda + \int C d\lambda)}} \quad (2.34)$$

ここで可視光スペクトルと制動放射が Poisson 分布に従っていると仮定している。それぞれの信号の統計的な不確かさをノイズとした。ダークショットノイズおよび read-out ノイズについては無視している。 H は ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを表し、 C は制動放射のスペクトルを表す。

η は分光計の実効的な光学的スループットを表している。可視光スペクトルを波長積分したものに η を乗ずることで、分光計内部で検出される光子の数になる。 $\eta = \varepsilon t_{\text{exp}} Q_e T_e$ として定義される。 ε は分光計のエテンデュー、 t_{exp} は露光時間、 Q_e は量子化効率、 T_e は光学的透過率である。エテンデューは、光源面積と計測視線の立体角の積である。露光時間以外は ITER の可視光分光計の値を採用した⁽⁷⁵⁾。この式の積分範囲は波長ビンの大きさとする。したがって、積分範囲の最小幅は分光計の解像度となる。また、分光計のダイナミックレンジは5桁を想定している。

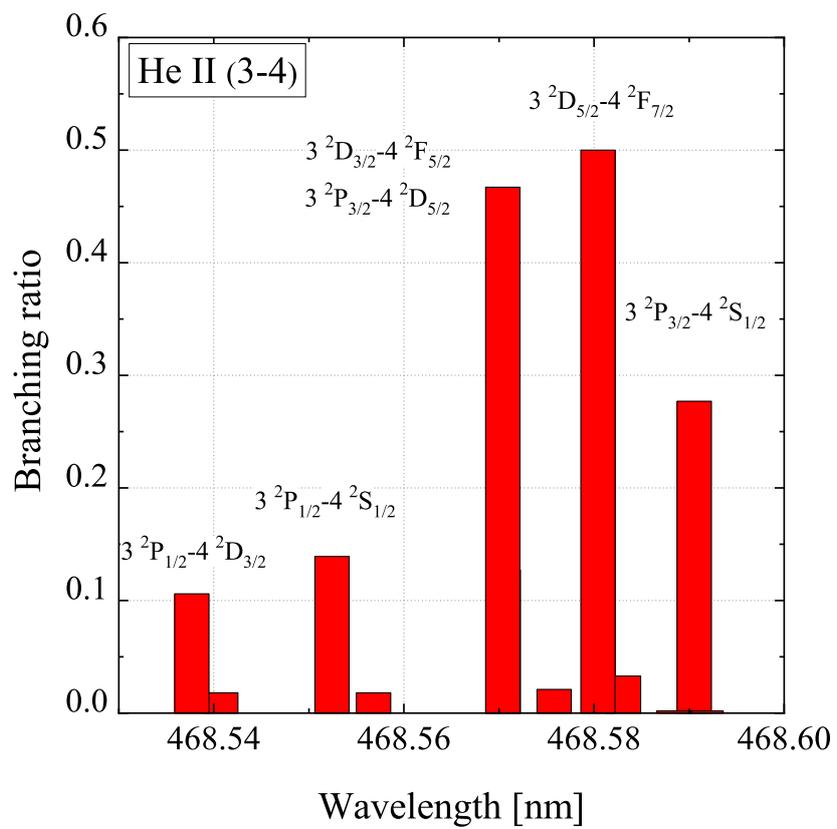


図 2.2 HeII の 3-4 遷移の分岐比

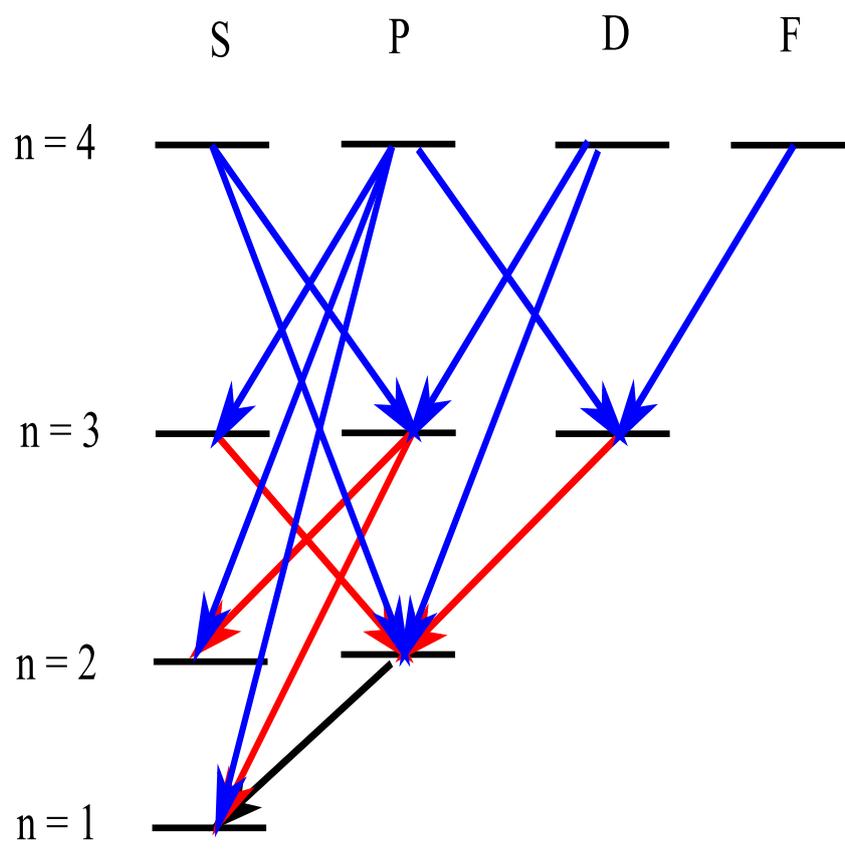


図 2.3 HeII の電子双極子許容遷移

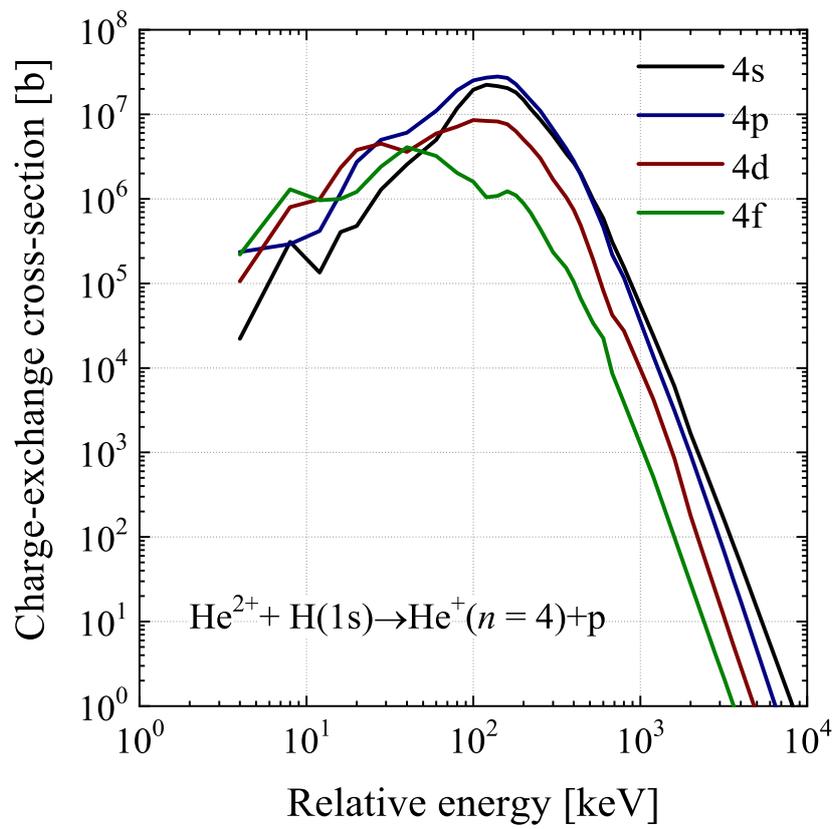


図 2.4 He²⁺+H → He⁺+p の荷電交換断面積⁽⁷¹⁾

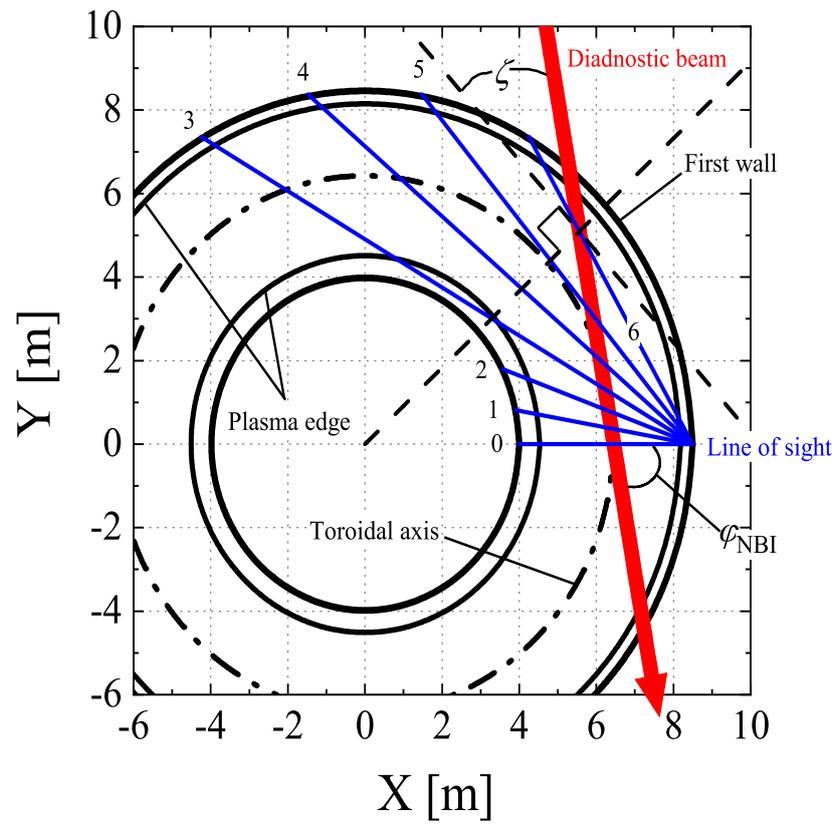


図 2.5 本研究で想定した計測ジオメトリ

第3章 空間一様，速度空間等方な重水素プラズマにおけるビーム重陽子テイルと高速 ^3He の可視光スペクトルの関係

本章では，空間一様，速度空間等方な ITER 重水素プラズマにおけるビーム重陽子テイルと高速 ^3He の可視光スペクトルの関係を明らかにする．さらに，高速 ^3He の可視光スペクトルがビーム重陽子テイルの診断に利用可能であるかどうかを評価する．重陽子の速度分布関数を計算し，DD反応によって生成される高速 $^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトル及びその速度分布関数を評価する．得られた $^3\text{He}^{2+}$ の速度分布関数から診断ビームによって荷電交換再結合した $^3\text{He}^+$ から放出される可視光スペクトルを求める．ビーム重陽子テイルの形成に伴う高速 ^3He の可視光スペクトルの Doppler 広がりの変化量と可視光分光計の波長分解能を比較する．競合過程である制動放射とその放射強度を比較し，高速 ^3He の可視光スペクトルの S/N 値を求める．また，現行の高速イオン診断法である FIDA とその計測性能を比較する．

3.1 重陽子の速度分布関数

FP 方程式を用いて，重陽子の速度分布関数(バルク重陽子とビーム重陽子テイル)を計算した．計算条件は， $P_{\text{NBI}} = 33 \text{ MW}$ ， $T_e = T_d = 20 \text{ keV}$ ， $n_e = n_d = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ， $\tau_p = 3 \text{ s}$ とした．ビームエネルギーを 0.3 MeV から 1.5 MeV まで変化させた．図 3.1 に求めた重陽子の速度分布関数を示す．それぞれの入射エネルギーにピークを持つビーム重陽子テイルが形成されていることが確認できる．ビーム重陽子テイルが，Maxwellian に近づくほどその大きさが小さくなる傾向を示している．これは，ビーム重陽子の減速の特徴時間よりもプラズマ外への損失の特徴時間の方が短いためこのような傾向になる．ビームパワーを固定しているため，ビームテイルの大きさはビームエネルギーに反比例している．さらに，ビームエネルギーを 1 MeV に固定して，ビームパワーを変化させた場合の重陽子の速度分布関数を求めた．ビームパワーは， 33 MW と 16.5 MW で変化させた．他の計算条件は，図 3.1 の場合と同様である．図 3.2 に入射パワー毎の重陽子の速度分布関数を示す．ビームエネルギーが固定されてる場合，ビームテイルの大きさはビームパワーに比例する．ビームパワーはビームテイルの大きさにだけ影響を与えるため，ビームパワーを変化させてもビームテイルの形状は変化しない．

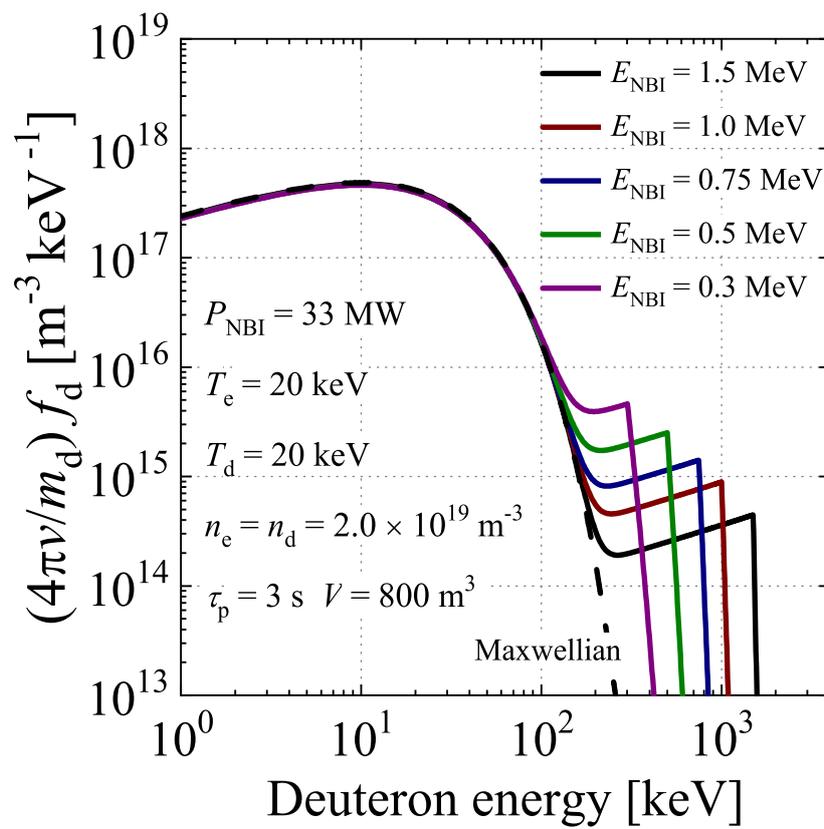


図 3.1 入射ビームエネルギー毎の重陽子の速度分布関数

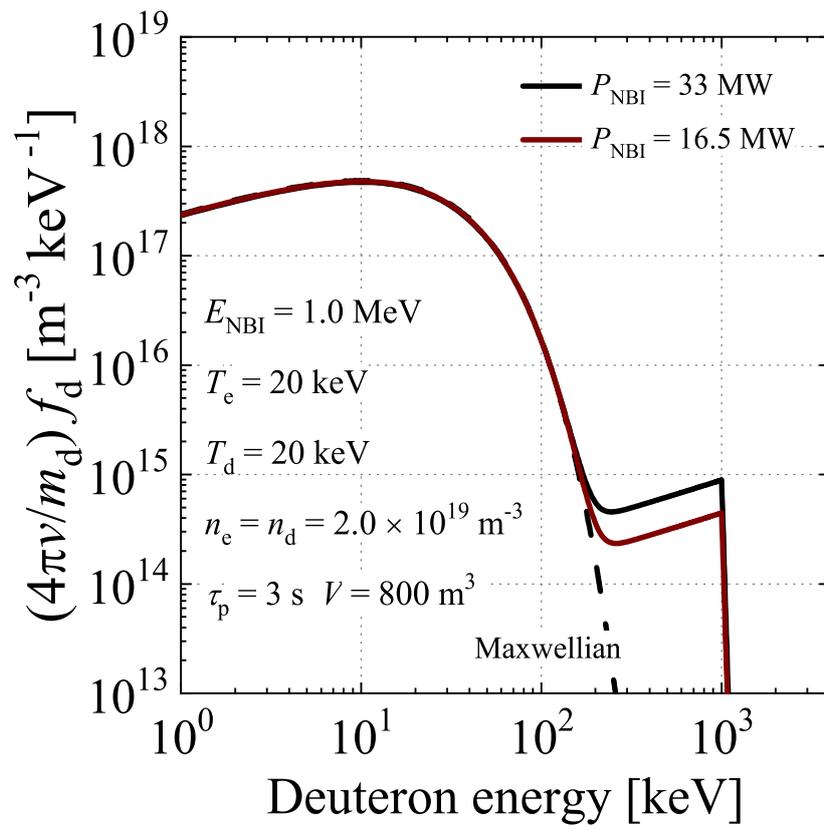


図 3.2 入射ビームパワー毎の重陽子の速度分布関数

3.2 DD 反応で生成される ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトル

得られた重陽子の速度分布関数を元に DD 反応で生成される高速 ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルを計算した。図 3.3 にビームエネルギー毎の ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルを示す。破線で示した Gauss 成分から歪んだ非 Gauss 成分が現れている。ビームエネルギーを増加させると、非 Gauss 成分が形成される領域もそれに従って高エネルギー側へ広がっていることが分かる。既に説明したように、 ${}^3\text{He}$ の生成エネルギーは反応前のイオンが持っていた運動エネルギーを引き継ぐからである。ビームエネルギーが大きい方が、反応後に引き継がれるエネルギーの総量が大きくなる。この特徴は、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルの低エネルギー側でも同様である。ビームエネルギーが 1.5 MeV の場合では、 ${}^3\text{He}$ のエネルギーが 1.5 MeV 付近で、他のビームエネルギーの条件の場合より非 Gauss 成分が小さくなっている。これは、テイルの大きさがビームエネルギーに反比例するためである。図 3.4 にビームパワー毎の ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルを示す。ビームテイルの議論と同様に、非 Gauss 成分の大きさはビームパワーに比例する。これら 2 つの図から、DD 反応で生成される ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルが重陽子の速度分布関数の情報を含んでいることが分かる。しかし、これらはあくまで放出スペクトルであり、 ${}^3\text{He}^{2+}$ もビーム重陽子と同様に、プラズマ中で生成、減速、損失を繰り返す。したがって、プラズマ中で ${}^3\text{He}^{2+}$ の分布関数は放出スペクトルと形状が完全に一致しないことに注意する必要がある。

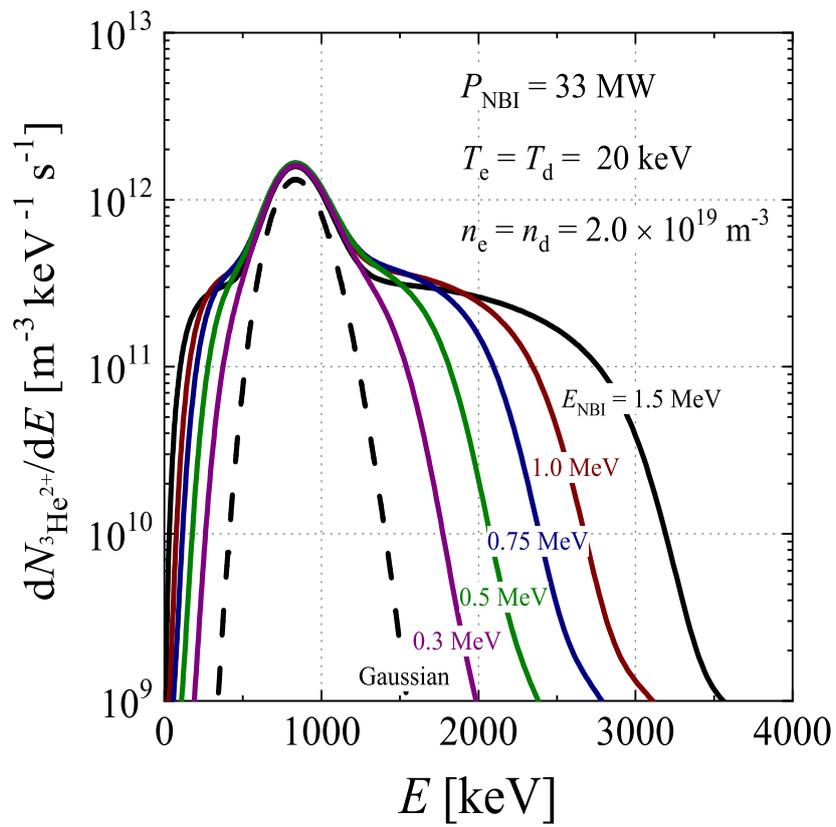


図 3.3 入射ビームエネルギー毎の $^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトル

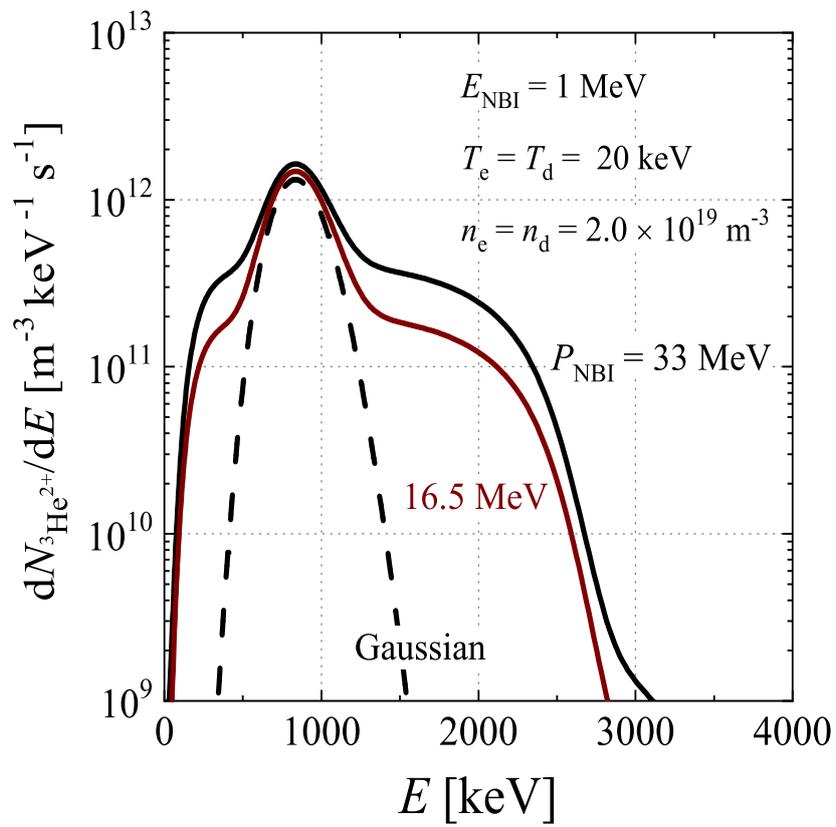


図 3.4 入射ビームパワー毎の ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトル

3.3 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトル

得られた $^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルを FP 方程式のソース項に代入して、高速 $^3\text{He}^{2+}$ の速度分布関数を計算した。計算条件は、ビーム重陽子の場合と同様である。得られた $^3\text{He}^{2+}$ 速度分布関数から、診断ビームに含まれている中性軽水素原子との荷電交換反応によって再結合された $^3\text{He}^+$ の放出スペクトルを計算した。診断ビームは軽水素ビームを想定し、ビームエネルギーは 1 MW、ビームパワーは 16.5 MW と仮定した。中性軽水素密度 n_{H^0} は、 $n_{\text{H}^0} = P_{\text{H}^0}/(E_{\text{H}^0} \times A \times v_{\text{H}^0})$ に従っていると仮定した。A は診断ビームの断面積であり、 0.1 m^2 と仮定した。得られた $^3\text{He}^+$ の放出スペクトルから、 $^3\text{He}^{2+}$ の可視光スペクトルを求めた。図 3.5 に重水素ビームのエネルギー毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを示す。黄色の破線で制動放射のスペクトルも合わせて描画している。 λ_0 は $^3\text{He}^+$ の $n=4$ から $n=3$ への遷移に伴う発光の中心波長である。 λ_0 を中心とした線対称のスペクトルが得られた。これは、この解析では速度空間を等方にしており Doppler シフトの影響が現れないからである。ビームエネルギーが大きくなるほど可視光スペクトルの Doppler 広がりが大きくなっている。これは、ビームテイル形成によって、Doppler 効果を強く受ける高エネルギーの $^3\text{He}^{2+}$ が多量に生成されることに起因している。中心波長付近で半値幅の狭い成分が重畳しているが、これは熱化して Maxwell 分布に従っている $^3\text{He}^+$ から発光されている部分である。この成分は、大きさはビームエネルギーごとに差異が見られるが、形状はほとんど差異が見られない。なぜなら、この成分の半値幅はバックグラウンドのイオン温度によって決定されるためである。

図 3.6 に重水素ビームのパワー毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを示す。重水素ビームのパワーが増加すると、 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度が増加することが見て取れる。特に、図 3.5 では、470 nm から 475 nm ではビームエネルギー毎に発光強度の差異が見られないが図 3.6 では差異が生じていることが分かる。つまり、重水素ビームの入射エネルギーは $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの Doppler 広がりとして現れ、重水素ビームの入射パワーは $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度として現れる。

どの計算条件においても、 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルは制動放射の値を超えることはない。つまり、分光計測で直接 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを計測することはできない。しかし、制動放射の値が露光時間の間大きく変化することがなければ、制動放射の値を差し引くことで $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを計測できる可能性がある。本研究の結果では、 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度は制動放射の 1% 程度である。これは、過去に TFTR で行われた α 粒子の荷電交換分光計測の実験値⁽⁷⁶⁾ や、ITER を対象にした α 粒子の荷電交換分光の予備検討の値⁽⁷⁵⁾ とほぼ同じである。

得られた $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを 472 nm の値で規格化を行った。472 nm では、熱化し

た ${}^3\text{He}^+$ の寄与が十分に小さくなっているためこの波長を規格化の基準に選んだ．この規格化はあくまでもスペクトル形状変化を調べるために行うため，実際の計測ではスペクトルは規格化しない．図 3.7 に規格化を行った重水素ビームのエネルギー毎の ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを示す． ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの Doppler 広がりがビームエネルギーの増加に比例していることが分かる．図 3.8 に規格化を行った重水素ビームのパワー毎の ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを示す． ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの Doppler 広がりはビームエネルギーだけでなくビームパワーにも依存している．だが， ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度や DD 反応で生じる中性子の放出率と相互比較することで，ビームエネルギーの寄与，もしくは，ビームパワーの寄与かということは判別可能である．

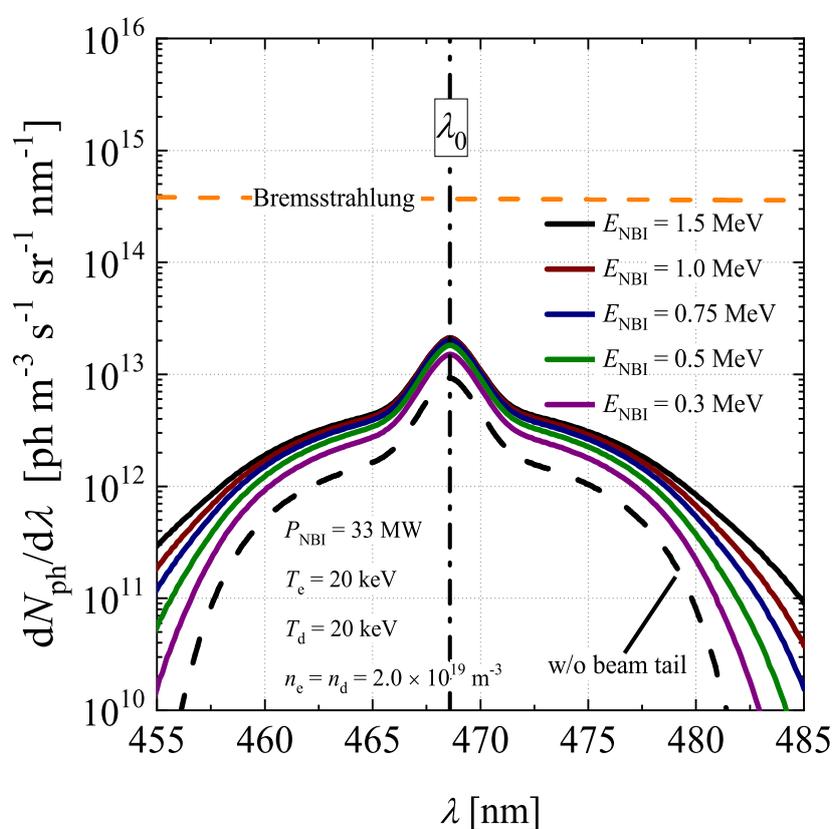


図 3.5 入射ビームエネルギー毎の ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトル

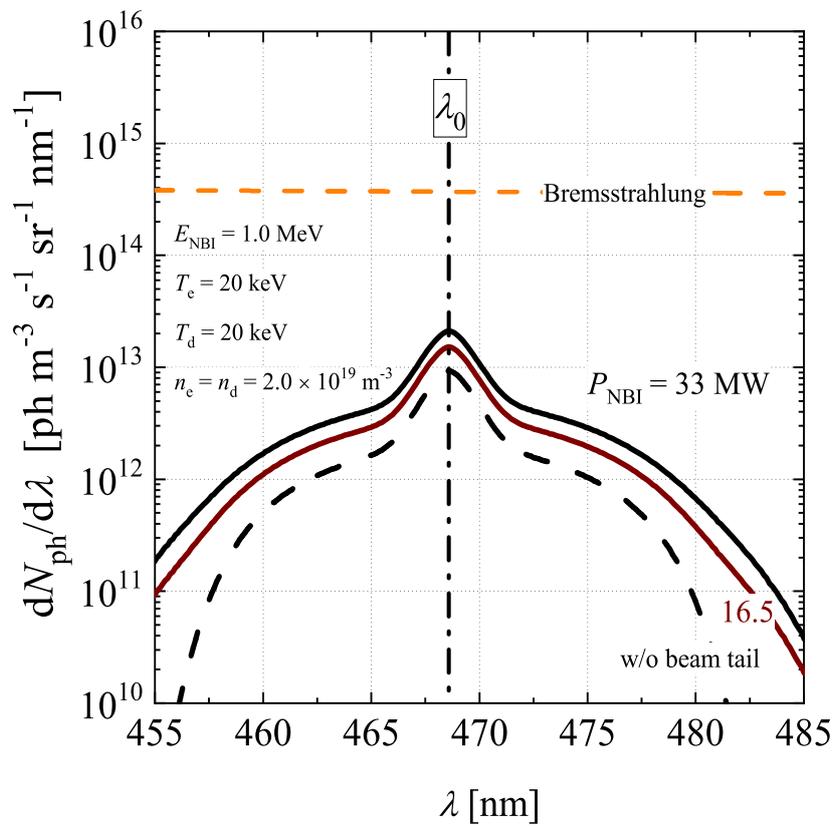


図 3.6 入射ビームパワー毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトル

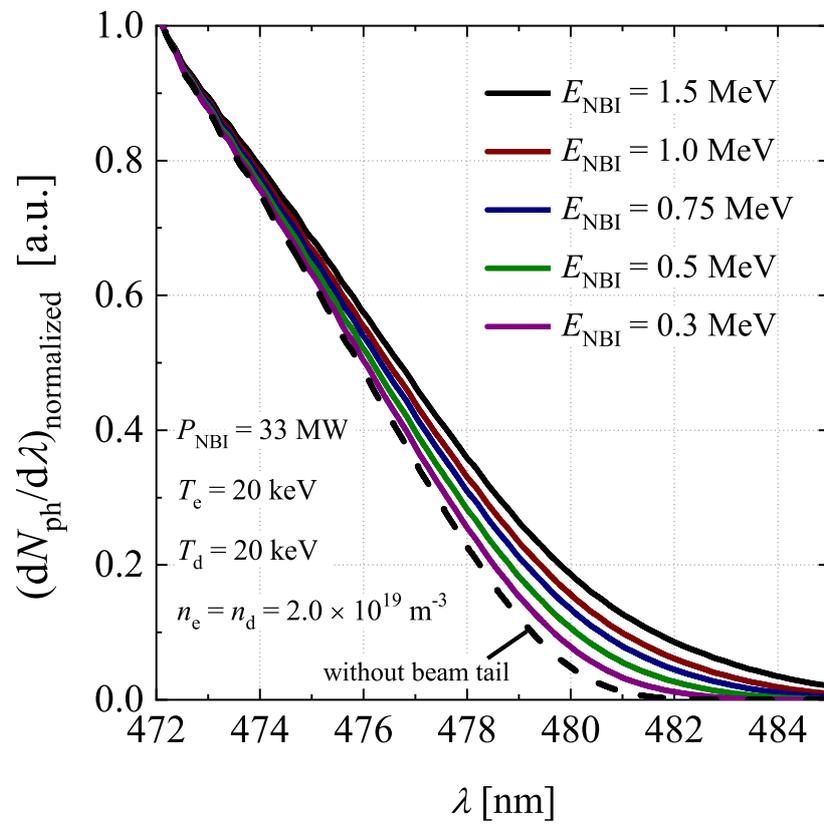


図 3.7 入射ビームエネルギー毎の $^3\text{He}^+$ の規格化可視光スペクトル

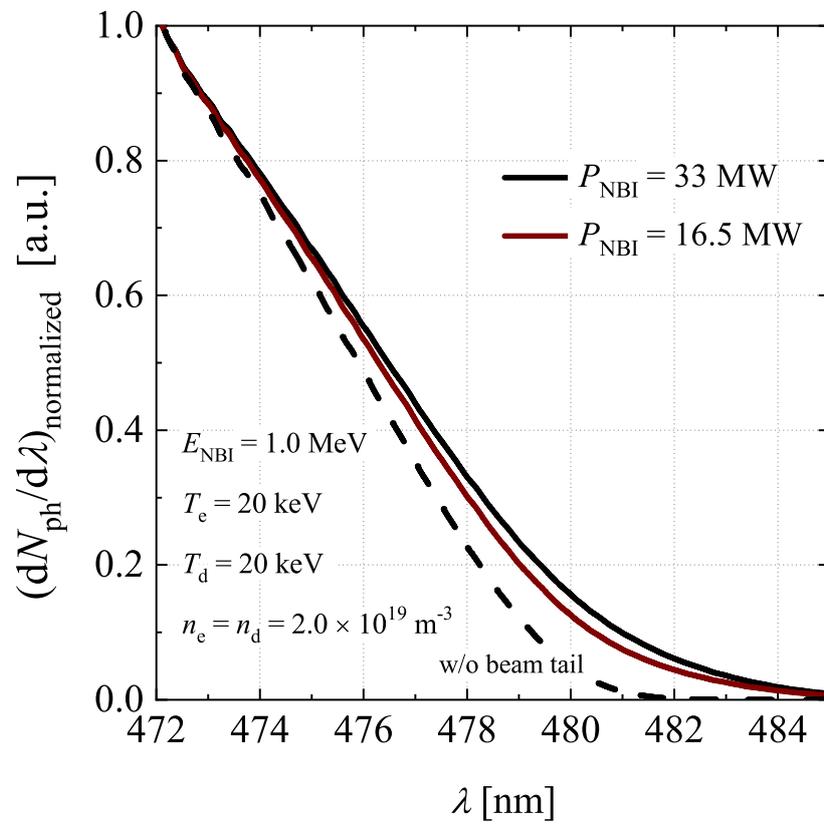


図 3.8 入射ビームパワー毎の $^3\text{He}^+$ の規格化可視光スペクトル

3.3.1 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの半値幅と重水素ビームのパラメータの関係

規格化した $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの半値幅について、重水素ビーム入射/非入射時で比較した。重水素ビームのビームパワーをパラメータにとり、重水素ビームのビームエネルギーと半値幅の変化量の関係を明らかにした。図 3.9 に、入射ビームパワー毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトル半値幅の変化量のビームエネルギー依存性を示す。ビームエネルギーと半値幅の変化量はほとんど比例関係にあるといえる。そして、その傾きはビームパワーに依存している。ビームパワーが大きくなるとビームイオンテイルの大きさが大きくなる。そして、 $^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルにおいて、非 Gauss 成分の大きさも大きくなる。そのため、ビームエネルギーが同じであっても、 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの Doppler 広がりが大きくなる。つまり、最も簡単な高速イオン速度分布関数診断法として、 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの半値幅の変化量を見ることで、高速イオン速度分布関数がどのエネルギー領域まで広がっているかということ判断することができる。高速イオン速度分布関数の大きさは DD 反応によって生じる中性子を同時計測しておくことで決定することができる。さらに、この半値幅の変化量と現行の可視光分光計の波長分解能と比較する。ITER に設置予定の可視光分光計の波長分解能は 0.02 nm/px である⁽⁷⁵⁾。半値幅の変化量はこの分解能に対して数倍から数十倍大きいいため、ビーム重陽子テイル形成に伴う $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの Doppler 広がりの変化量を検出することは可能である。また、場合によっては波長ビンを大きくすることで、 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの不確かさを低減することも可能である。

3.3.2 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値

$^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルにおいて、472 nm と 477 nm の 2 点の S/N 値を求めた。分光計の計測条件は、 $\varepsilon = 5\text{mm}^2$, $t_{\text{exp}} = 5\text{ s}$, $Q_e = 90\%$, $T_e = 15\%$ とした。波長ビンは 0.1 nm とした⁽⁷⁵⁾。表 3.1 に、重水素ビームのビームエネルギー毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値を示す。 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルは制動放射に埋もれているにもかかわらず S/N 値は 1 を超えているが、これは、ノイズを制動放射の平方根としているためである。472 nm における S/N 値は 16 から 25 であり良好な計測が期待できる。477 nm における S/N 値は 6 から 11 である。重水素ビームのビームエネルギーが 0.3 MeV では $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの不確かさが約 16% になる。これでは、ビームエネルギー毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの差異がノイズに埋もれてしまう。そのため、露光時間を更に増加させる、波長ビンを大きくするといった対策が必要となる。また、電子密度を下げることで制動放射の強度を下げることで S/N 値を上げることができる。しかしながら、そのような条件では提案手法の適用範囲が限定されることになる。表 3.2 に、プラズマ温度毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値を示す。ビームエネルギーは

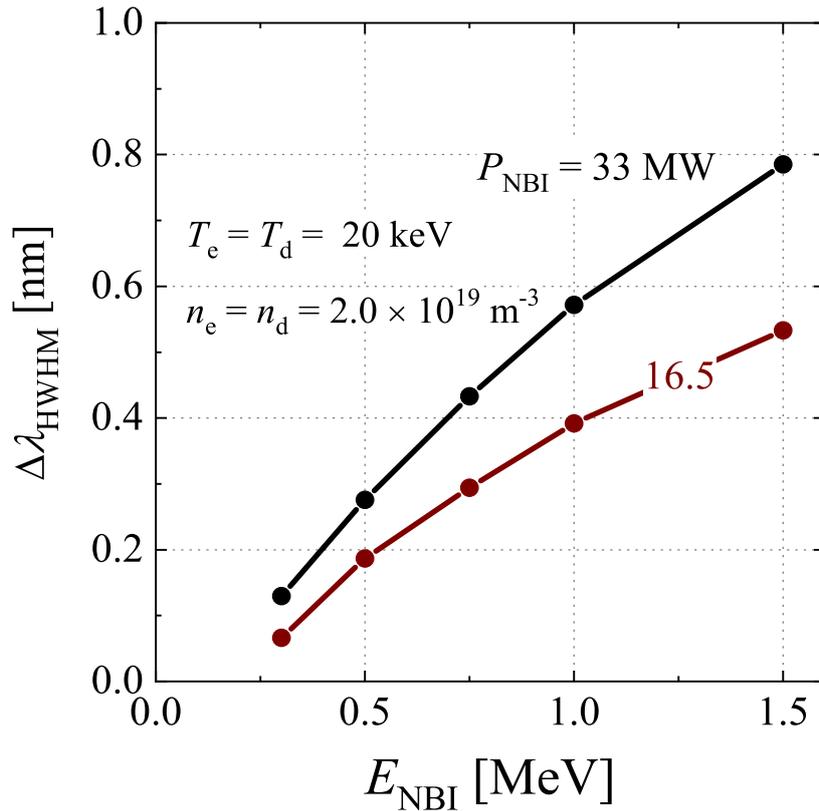


図 3.9 入射ビームパワー毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトル半値幅の変化量のビームエネルギー依存性

1 MeV に固定した．プラズマ温度を 20 keV から 15 keV に減少させると S/N はおおよそ半分になる．これは，プラズマ温度が下がることによりビームテイルの大きさが小さくなり DD 反応の反応率が減少したことに起因している． $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの詳細な計測を行うためにはプラズマ温度は 20 keV 以上が望ましいことが分かる．したがって，ITER や原型炉のような高温プラズマを数秒間維持でき，高エネルギーの NBI を有する装置のみで適用できる可能性がある．

3.3.3 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルと FIDA の感度のビームエネルギー依存性

まず，本論文の解析モデルで求めた FIDA スペクトル⁽⁷⁷⁾ と LHD における FIDA スペクトルの実験値⁽⁵¹⁾ について比較を行った．図 3.10 に， $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルと FIDA のビームエネルギー依存性を示す．計算値と実験値のピーク値はほぼ一致しており，解析モデルの正確性を十分担保できていると言える．実験値は大きな Doppler シフトが見られているが，計算値では Doppler シフトが見られていない．これは，解析モデルでは速度空間を等方として扱っているためである．また Doppler 広がりについて，長波長側を比較すると大きな差異は見られていない． $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルと FIDA のそれぞれについて，感度のビームエネルギー依

表 3.1 472 nm と 477 nm における ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値の入射ビームエネルギー依存性

E_{NBI} (deuterium) [MeV]	S/N ratio at (472± 0.0.5 nm)	S/N ratio at (477 ± 0.0.5 nm)
1.5	25	11
1.0	24	10
0.75	22	9.5
0.5	20	7.8
0.3	16	6.0

表 3.2 472 nm と 477 nm における ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値のプラズマ温度依存性

temperature [keV]	S/N ratio at (472± 0.0.5 nm)	S/N ratio at (477 ± 0.0.5 nm)
20	24	10
18	19	8.0
15	12	5.1

依存性を評価した。感度は次の式で定義した。

$$\xi \times \zeta = \frac{\int \left(\frac{dN_{\text{tail}}}{d\lambda} - \frac{dN_{\text{Maxwellian}}}{d\lambda} \right) d\lambda}{\int \frac{dN_{\text{Maxwellian}}}{d\lambda} d\lambda} \times \frac{\left(\frac{dN_{\text{tail}}}{d\lambda} - \frac{dN_{\text{Maxwellian}}}{d\lambda} \right)_{\text{peak}}}{\left(\frac{dN_{\text{brem}}}{d\lambda} \right)_{\text{peak}}} \quad (3.1)$$

tail の添字はビームテイル形成時を、Maxwellian の添字はビームテイル非形成時の ${}^3\text{He}$ の可視光スペクトルもしくは FIDA スペクトルを表している。brem の添字は制動放射のスペクトルを表している。ξ は、ビームテイル形成時のスペクトルの歪み量を表している。ζ は、制動放射に対する放射強度を表している。図 3.11 に、 ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルと FIDA のビームエネルギー依存性を示す。FIDA のみ、ビームエミッションの影響を避けるために診断ビームのエネルギーは 100 keV、ビームパワーは 3.6 MW と仮定した。ビームエネルギーが 0.75 MeV 以下では FIDA の方が提案手法よりも感度が良い。これは、ビームエネルギーが低いと ${}^3\text{He}$ が多量に生成されず発光強度が小さくなること、可視光スペクトルの Doppler 広がりも小さいことに起因している。FIDA スペクトルも歪みは小さいが、診断ビームが 100 keV であり荷電交換反応も多く起きるため発光強度が大きくなっている。ビームエネルギーが上昇すると、FIDA の感度が低下、提案手法の感度が上昇する。これは、先述した特徴のちょうど逆になっている。FIDA は提案手法と異なり指数関数的に感度が低下していく。これは、荷電交換反応の断面積が高相対エネルギー領域で指数関数的に減少していくためである。

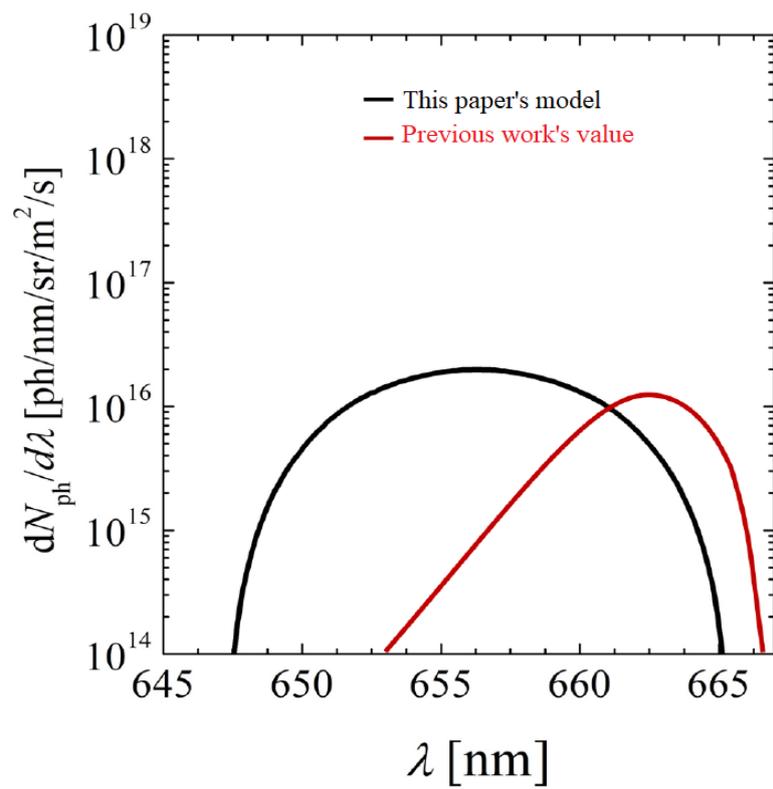


図 3.10 本論文の解析モデルで求めた FIDA スペクトルと LHD における FIDA スペクトルの実験値

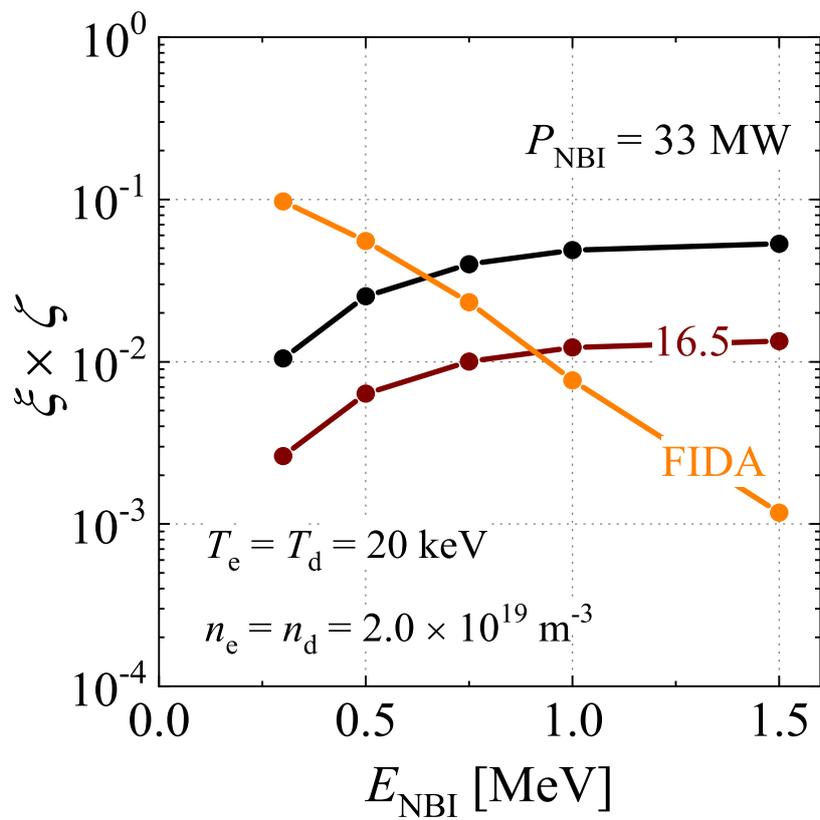


図 3.11 ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルと FIDA の感度のビームエネルギー依存性

第4章 高電子密度下における³Heの可視光スペクトルの計測精度向上のための計測ジオメトリの検討

本章では、高電子密度下における³Heの可視光スペクトルの計測精度向上のための計測ジオメトリの検討を行う。そのために、空間非一様、速度空間非等方かつ計測ジオメトリを考慮した、高速³Heの可視光スペクトルの解析モデルを構築した。軌道計算コードを用いて重陽子の二次元速度分布関数を計算する。DD反応によって生成される高速³He²⁺の二重微分放出スペクトル及びその二次元速度分布関数を評価する。得られた³He²⁺の二次元速度分布関数から診断ビームによって荷電交換再結合した³He⁺から放出される可視光スペクトルを求める。計測視線毎に可視光スペクトルの線積分値を計算する。ビーム重陽子テイルの形成に伴う高速³Heの可視光スペクトルのDoppler広がりの変化量を計測視線毎に評価する。競合過程である制動放射とその放射強度を比較し、高速³Heの可視光スペクトルの S/N 値を計測視線毎に求める。そして、これらの量のプラズマ温度依存性を調べた。開発した解析モデルを用いて、複数の計測ジオメトリにおける³Heの可視光スペクトルの線積分値の不確かさを求めた。高電子密度下において、計測における³Heの可視光スペクトル不確かさを5%以内に低減できるような計測ジオメトリを明らかにした。

4.1 重陽子の速度分布関数

軌道計算コード DELTA5D を用いて、ビーム重陽子の二次元速度分布関数を計算した。図 4.1 に計算に用いた ITER 重水素プラズマの磁気面を示す。平衡磁場は VMEC コードを用いて計算した。計算条件は、 $P_{\text{NBI}} = 33 \text{ MW}$, $T_{e0} = 25 \text{ keV}$, $T_{d0} = 20 \text{ keV}$, $n_{e0} = n_{d0} = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とした。バックグラウンドプロファイルは $T_e(r/a) = T_{e0} \times (1 - (r/a)^2)^{0.5}$, $T_d(r/a) = T_{d0} \times (1 - (r/a)^2)^{0.8}$, $n_{e(d)}(r/a) = n_{e(d)0} \times (1 - (r/a)^2)^{0.1}$ と仮定した⁽⁷⁵⁾。図 4.2 に計算に用いたバックグラウンドプロファイルを示す。加熱用ビームは重水素ビームであり、診断用ビームは軽水素ビームとした。重水素ビームはトロイダル軸に対して接線方向かつプラズマの赤道面上を通過すると仮定した。

軌道計算のテスト粒子の初期位置および初期ピッチを決定するために、重陽子の電離プロファイルを計算した。図 3.1 に求めた重陽子の電離プロファイルを示す。NBI はトロイダル軸に対して接線方向に入射しており、ビームがプラズマ中心付近を長く通過する。さらに、プラズマ中心付近の磁気面の体積はプラズマ外側に比べて非常に小さくなっている。そのため、電離プロファイルはプラズマ中心で急激に大きくなっている。

電離プロファイルをテスト粒子の初期値として用いてビーム重陽子の二次元速度分布関数を計算した。 r/a を 0.05 ずつ分割して各磁気面毎に二次元速度分布関数を求めた。図 4.4 に求め

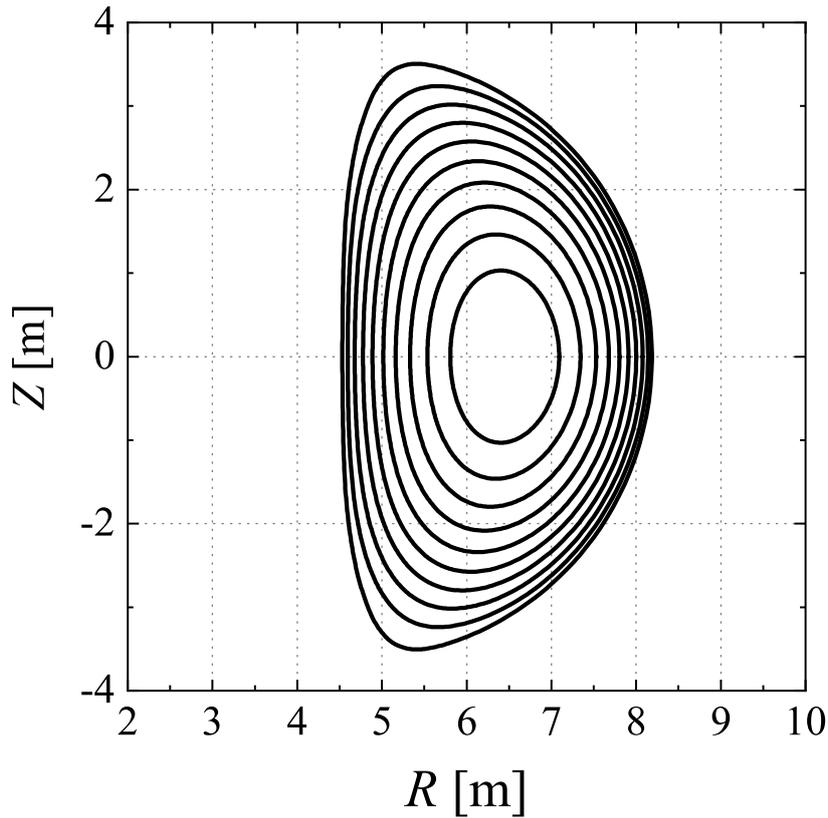


図 4.1 ITER 重水素プラズマの磁気面

た重陽子の二次元速度分布関数を示す．図 4.4(a) は $r/a = 0$ ，図 4.4(b) は $r/a = 0.2$ の二次元速度分布関数を示している．1 MeV かつピッチが 1 付近にピークを持つビーム重陽子テイルが形成されていることが確認できる．重水素ビームがトロイダル軸に対して接線入射されているため，磁力線に対する重陽子の速度の方向余弦であるピッチが 1 となる成分が大きくなる．図 4.4(a) と図 4.4(b) を比較すると，図 4.4(a) の方が重陽子ビームテイルの大きさが大きい．これは，電離プロファイルに由来するものである．本研究で想定しているような高温低密度なプラズマでは Coulomb 散乱が起こりづらい．そのため，Coulomb 散乱によって生じる古典拡散が小さくなっており，電離した磁気面からさほど移動しない．図 4.5 にビーム重陽子の密度分布を示す．電離プロファイルとほとんど同じような分布になっている． $r/a > 0.9$ では，電離プロファイルと比較するとビーム重陽子の密度が大きく減少している．これは，プラズマ内に閉じ込められず最外殻磁気面より外側に漏れてしまっていることに起因している．また，図 4.4(a) の方が非等方性が大きくなっている．ビーム重陽子のピッチに対する緩和は減速の場合と同様に Coulomb 散乱によって起こる．したがって，プラズマ温度がより高いプラズマ中心では Coulomb 散乱が起こりづらくピッチ角の緩和が緩やかに起きる．

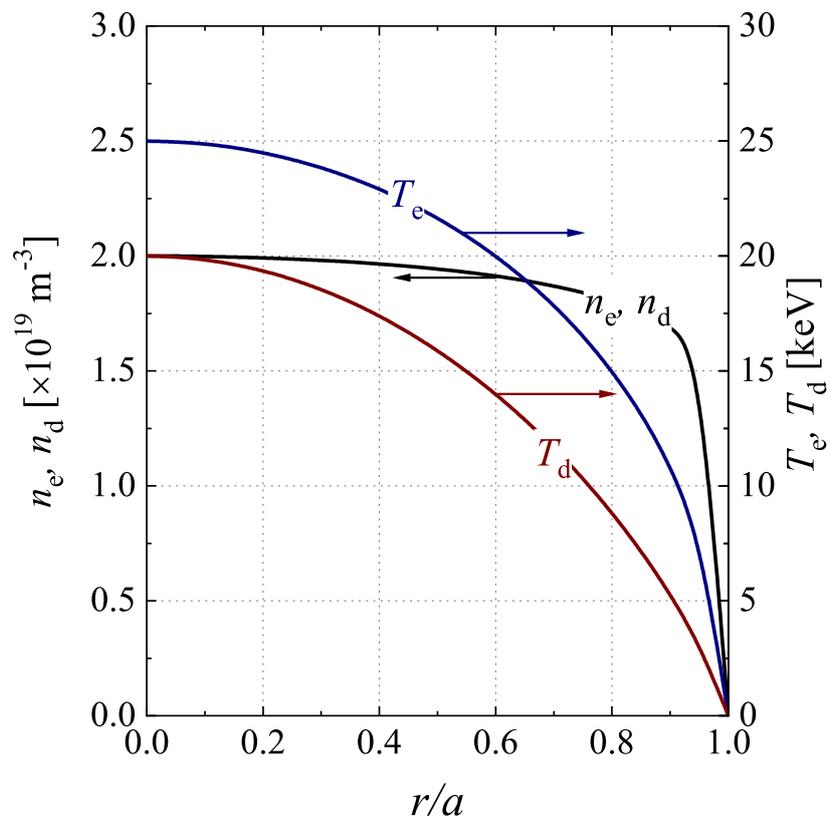


図 4.2 バックグラウンドプロファイル

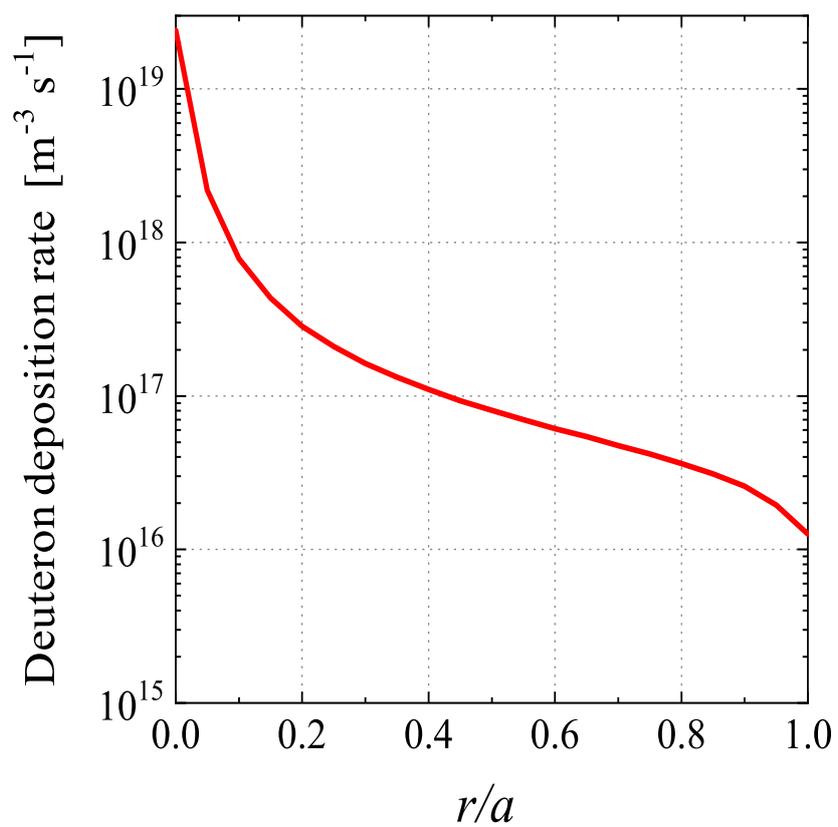


図 4.3 重水素ビームの電離プロファイル

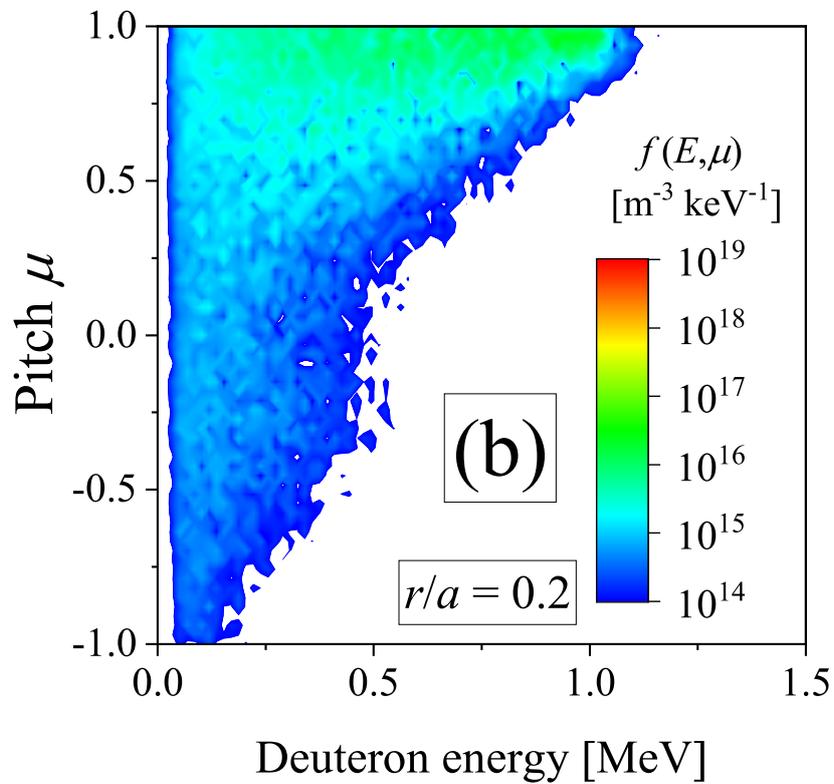
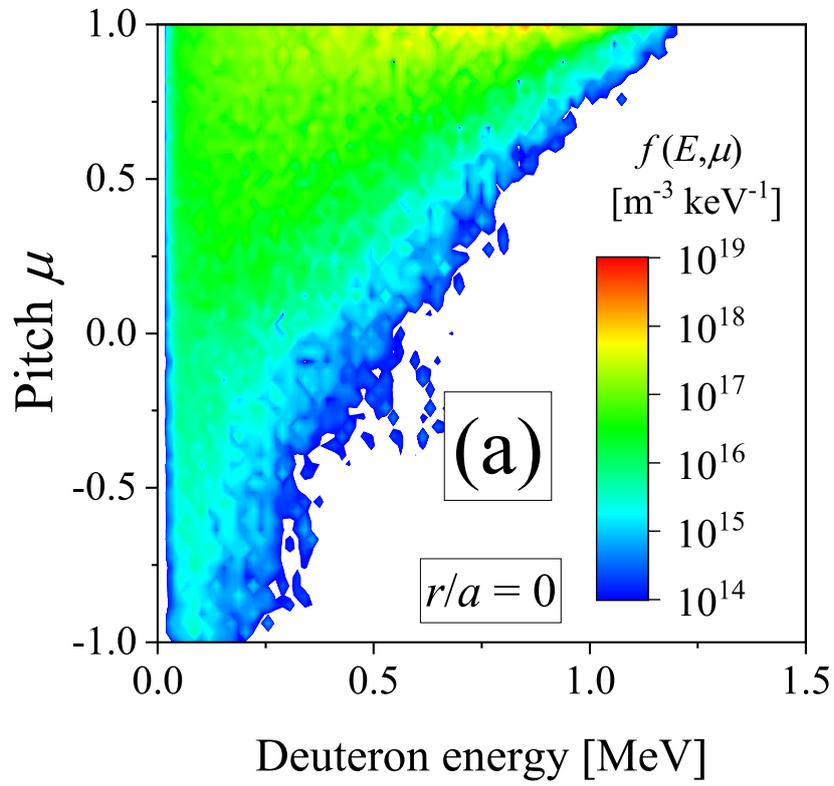


図 4.4 ビーム重陽子の (a) $r/a = 0$, (b) $r/a = 0.2$ の二次元速度分布関数

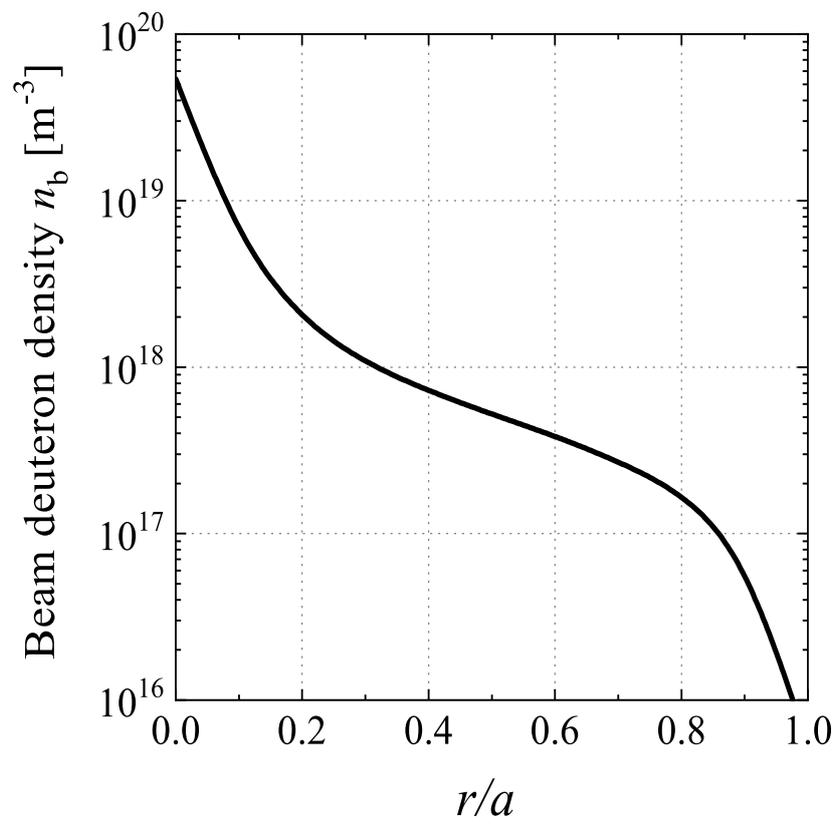


図 4.5 ビーム重陽子の密度分布

4.2 DD 反応で生成される ${}^3\text{He}^{2+}$ の二重微分放出スペクトル

得られた重陽子の速度分布関数から DD 反応で生成される高速 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二重微分放出スペクトルを計算した。放出方向は、磁力線基準の方向余弦をとっている。図 4.6 に求めた ${}^3\text{He}^{2+}$ の二重微分放出スペクトルを示す。図 4.6(a) は $r/a = 0$ 、図 4.6(b) は $r/a = 0.2$ の二重微分放出スペクトルを示している。重水素ビームの入射方向 ($\cos\theta = 1.0$) に 1 MeV を超える ${}^3\text{He}^{2+}$ が多く生成されていることが分かる。最大で 4 MeV のエネルギーを持つ ${}^3\text{He}^{2+}$ が生成されている。これは、DD 反応によって生成される ${}^3\text{He}^{2+}$ が持ちうる最大のエネルギーである。また、その反対側 ($\cos\theta = -1.0$) に低エネルギーの ${}^3\text{He}^{2+}$ が多く生成されている。 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二重微分放出スペクトルと図 4.6(b) を比較すると、図 4.6(a) の方が二重微分放出スペクトルの値が大きく、また、高エネルギー領域への歪みが大きい。これは、ビーム重陽子テイルの大きさや速度空間上におけるビーム重陽子テイルの形成領域の情報を引き継ぐためである。そのため、図 4.6(a) の方が二次元速度分布関数の場合と同様に非等方性が大きくなっている。図 4.6(a) では、バルク-バルク反応で生成される ${}^3\text{He}^{2+}$ が形成する Gauss 成分はビーム-バルク反応で生成される ${}^3\text{He}^{2+}$ が形成する非 Gauss 成分に埋もれてしまっている。図 4.6(b) では、バルク-バルク反応で生成される ${}^3\text{He}^{2+}$ が形成する Gauss 成分が 0.8 MeV 付近に等方的に形成されていることを確認できる。図 4.7 にピッチ方向に積分した、磁気面ごとの ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルを示す。前章で示した ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルと比較するとプラズマ中心の ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルは、非 Gauss 成分が大きくなっている。 $r/a > 0.5$ では、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルにおける Gauss 成分と非 Gauss 成分の大きさの比が、前章で示した ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルと同程度になっている。この結果は、 $r/a < 0.5$ を見越すような視線では、空間一様、速度空間等方の場合に比べて ${}^3\text{He}^{2+}$ の可視光スペクトルの Doppler 広がりが大きくなることを示唆している。

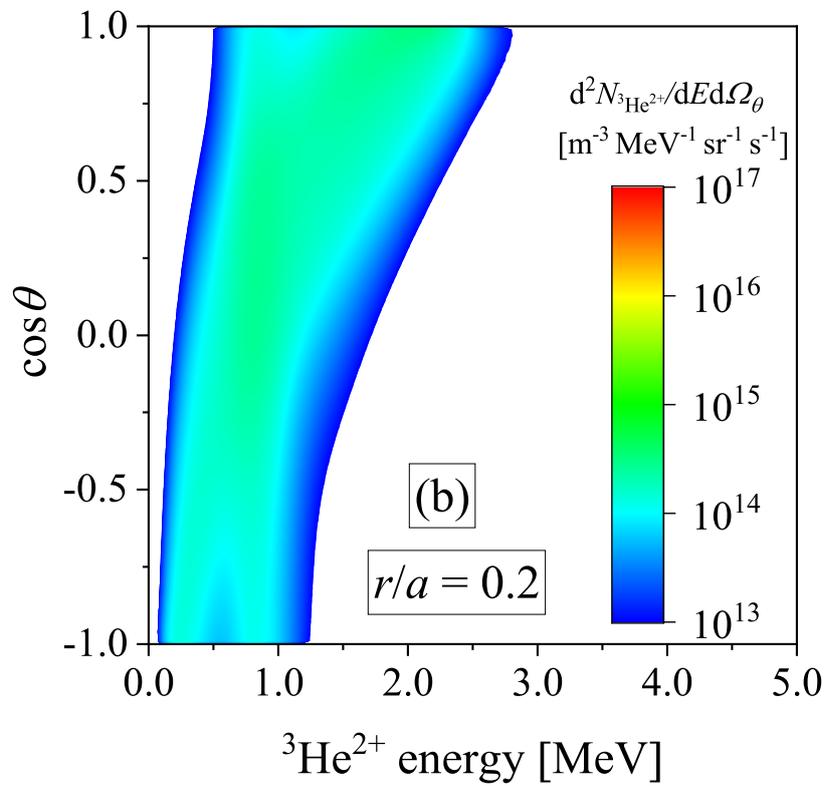
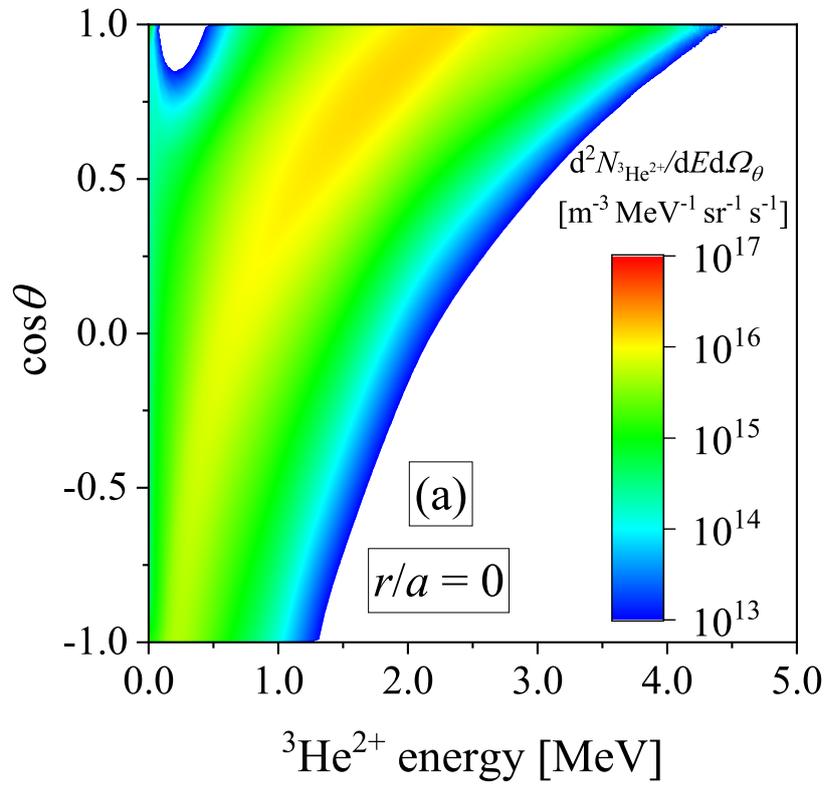


図 4.6 $^3\text{He}^{2+}$ の (a) $r/a = 0$, (b) $r/a = 0.2$ の二重微分放出スペクトル

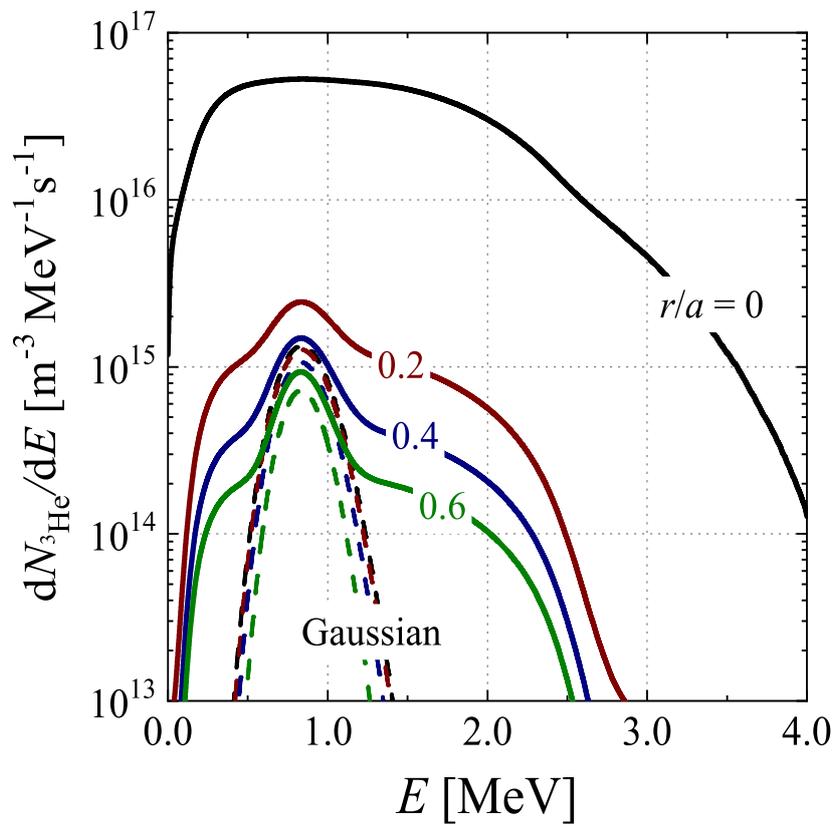


図 4.7 磁気面ごとの ${}^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトル

4.3 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値

得られた $^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルを軌道計算のテスト粒子の初期値として用いて、高速 $^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数を計算した。計算条件は、ビーム重陽子の場合と同様である。得られた $^3\text{He}^{2+}$ 二次元速度分布関数から、荷電交換反応によって再結合された $^3\text{He}^+$ の二重微分放出スペクトルを計算した。診断ビームは、軽水素ビームを想定し、ビームエネルギーは 1 MW、ビームパワーは 16.5 MW と仮定した。診断ビームが重水素ビームの場合、入射角によって計測対象である重陽子の速度分布関数が増減してしまうため、本解析では軽水素ビームの利用を想定している。得られた $^3\text{He}^+$ の二重微分放出スペクトルから、 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを求めた。そして、計測視線毎に線積分を行った。図 4.8 に計測視線毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値を示す。図 4.8(a) は偶数視線における $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値を示し、図 4.8(b) は奇数視線における $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値を示している。一点鎖線で制動放射のスペクトルの線積分値も合わせて描画している。破線はビーム重陽子テイルが形成されていない場合の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値を表している。接線的な視線である #5, #6 視線では $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルが大きく青方偏移している。青方偏移ビーム重陽子テイルの形成にかかわらず起きているが、これは、荷電交換した $^3\text{He}^+$ の二重微分放出スペクトルが非等方であることに起因している。荷電交換反応が起こりやすいのは、診断ビームの入射方向であるトロイダル軸に対する平行成分である。したがって、トロイダル軸に対して接線的な視線では Doppler 効果が強く起き青方偏移が起きる。対して、垂直的な視線である #0 では $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルは中心波長に対して線対称となっている。垂直視線では、 $^3\text{He}^+$ の二重微分放出スペクトルのトロイダル軸に対する平行成分は Doppler 効果を受けず垂直成分が強く受ける。垂直成分は Gauss 部分からの歪みが小さいため Doppler シフトを起こさない。垂直視線は、接線視線よりも制動放射に対する $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度が大きくなった。垂直視線は $^3\text{He}^{2+}$ の密度が大きいプラズマ中心付近を見越す視線であり、発光強度が大きくなる。

得られた $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを視線毎にピーク値で規格化を行った。図 4.9 に規格化を行った計測視線毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値を示す。図 4.9(a) は偶数視線における $^3\text{He}^+$ の規格化可視光スペクトルの線積分値を示し、図 4.9(b) は奇数視線における $^3\text{He}^+$ の規格化可視光スペクトルの線積分値を示している。どの計測視線においても、ビーム重陽子テイルが形成された場合の可視光スペクトルが非形成の場合の可視光スペクトルよりも Doppler 広がりが大きくなっている。これは、前章で述べたように高エネルギーの $^3\text{He}^+$ がビーム重陽子テイル形成によって多く生成されたためである。接線視線において、ビームテイル非形成時では 456 nm 以下の領域まで可視光スペクトルが広がっていない。ビームテイル形成時では、

450 nm まで可視光スペクトルが広がっている。つまり，456 nm 以下の領域の可視光スペクトルはビーム重陽子テイルの情報を含んでいる。垂直視線はスペクトル形状が完全に線対称であり，ビーム重陽子テイルのエネルギーの情報しか与えない。したがって，ビーム重陽子テイルの二次元速度分布関数を診断する場合，垂直視線よりも接線視線の方が計測視線として望ましい。

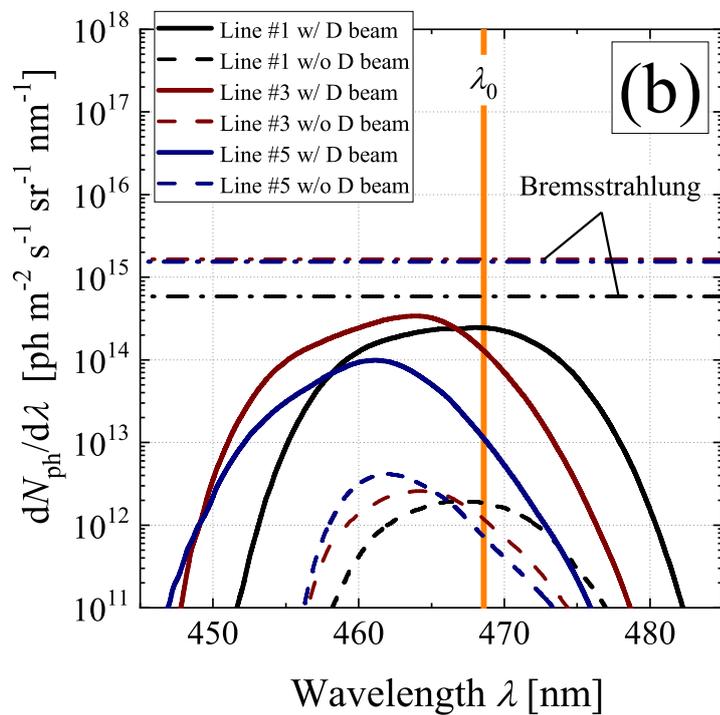
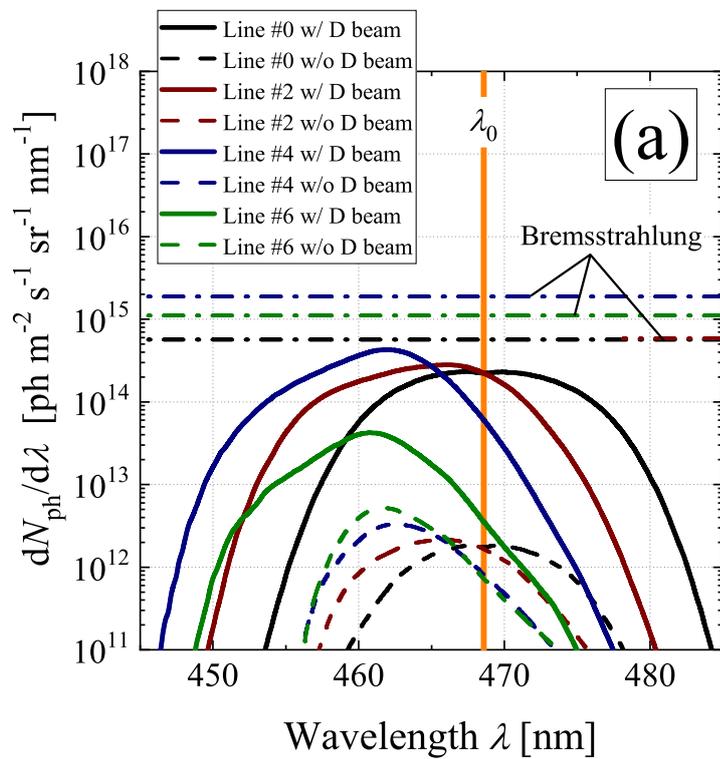


図 4.8 視線毎の ³He⁺ の可視光スペクトルの線積分値. (a) 偶数番視線, (b) 奇数番視線の線積分値を示している.

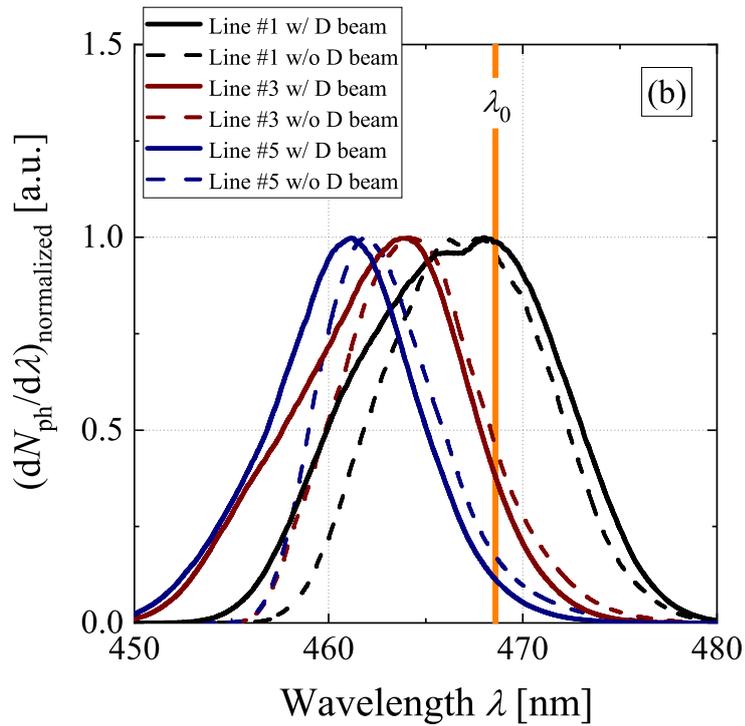
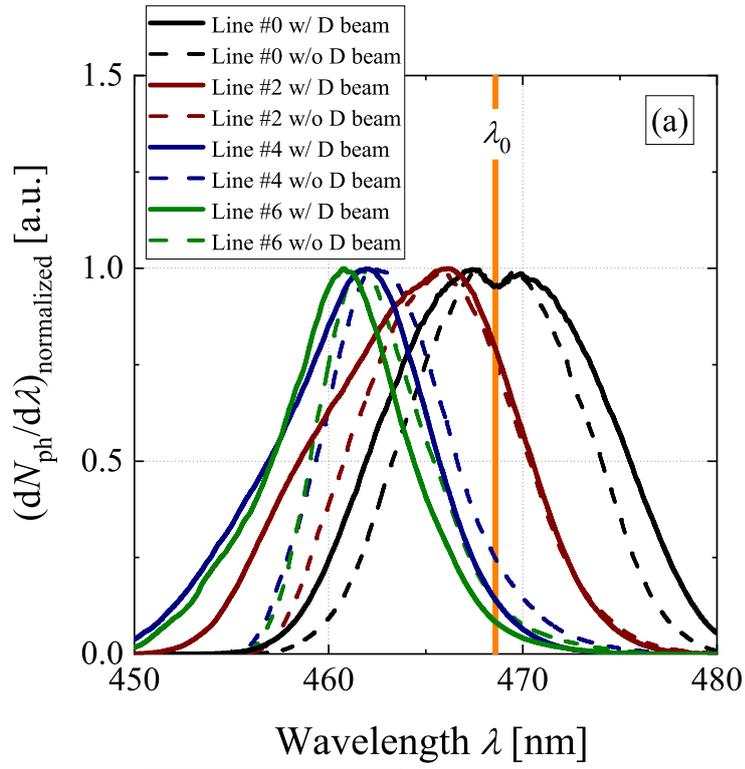


図 4.9 ピーク値で規格化を行った視線毎の ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値. (a) 偶数番視線, (b) 奇数番視線の線積分値を示している.

4.3.1 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの計測性能のプラズマ温度依存性

$^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの線積分値について、計測性能のプラズマ温度依存性を評価した。プラズマ温度は、形状はそのまま中心値のみ変化させた。プラズマ温度はそれぞれ元の中心値の $3/4$ もしくは $1/2$ とした。計測性能として $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値と半値幅の変化量の 2 つを選んだ。分光計の計測条件は、 $\varepsilon = 1\text{mm}^2$, $t_{\text{exp}} = 0.1\text{ s}$, $Q_e = 90\%$, $T_e = 15\%$ とした。波長ビンは 0.02 nm とした。図 4.10 に、計測視線毎に $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの (a)S/N 値, (b) 半値幅の変化量のプラズマ温度依存性を示す。接線視線の 2 つの視線が他の視線よりも S/N 値が小さい。これは、見越している領域がプラズマ中心から少し離れており S/N 値と密度が小さいからである。プラズマ温度が低下すると、S/N 値も低下した。プラズマ温度が低下するとビーム重陽子の減速が促進されビーム重陽子テイルが小さくなる。そして、DD 反応の反応率が低下し $^3\text{He}^{2+}$ が低下するため発光強度が小さくなる。この傾向はプラズマの全領域で起こるため全ての視線で S/N 値が小さくなる。計測において許容される不確かさを 5% 以内と仮定すると、プラズマ温度が変化しなければ全ての視線で計測が可能である。プラズマ温度が低下すると、#6 の計測視線では計測が難しくなる。本研究では、電子密度を $n_{e0} = n_{d0} = 2.0 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ としている。ノイズである制動放射は電子密度の二乗に比例する。したがって、接線視線以外の計測視線では $n_{e0} = n_{d0} = 6.0 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の範囲まで適用できる可能性がある。

半値幅の変化量も S/N 値と同様に、プラズマ温度が低下すると値が小さくなる。これは、ビームテイルが小さくなり、 $^3\text{He}^{2+}$ の放出スペクトルの Gauss 分布からの歪みが小さくなるためである。半値幅の変化量は最小で 0.5 nm である。これは、ITER の可視光分光計の分解能の 25 倍大きい。したがって、プラズマ温度が半分程度低下した場合でも、 $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの Doppler 広がりの変化は検出することができる。

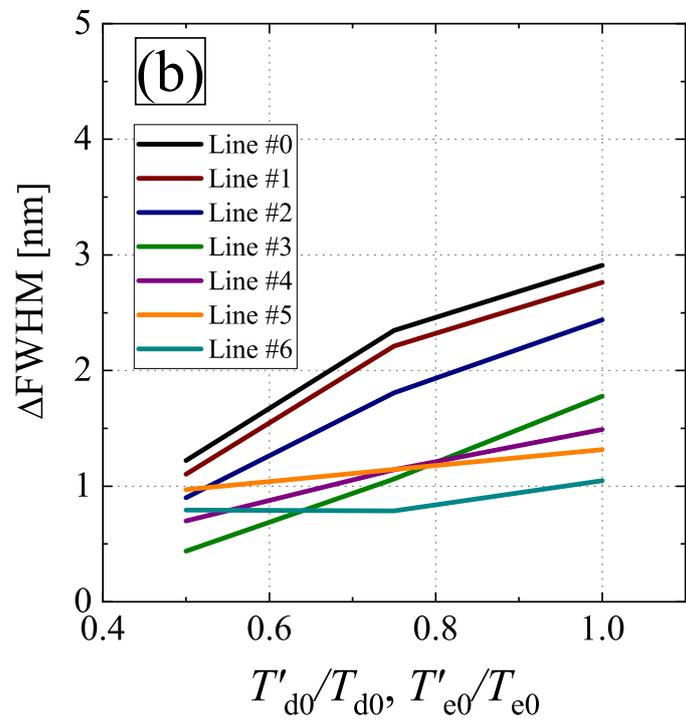
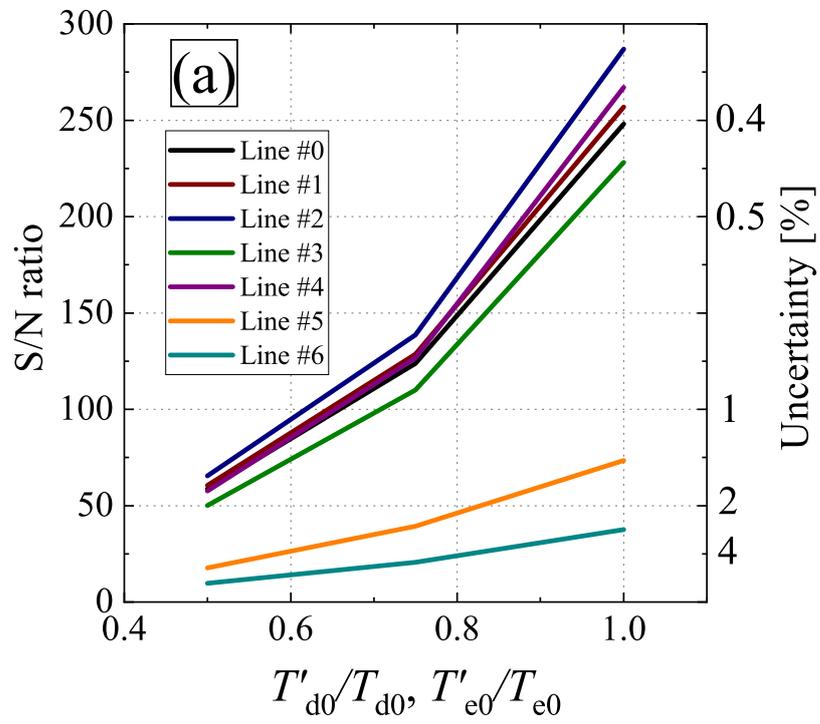


図 4.10 視線毎の $^3\text{He}^+$ の (a)S/N 値, (b) 半値幅の変化量のプラズマ温度依存性

4.4 計測ジオメトリの最適化による提案手法の適用範囲の改善

これまでの議論で、 ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルを用いた高速イオン速度分布関数診断法は、低電子密度にその適用範囲が限定されていることがわかっている。計測視線によっては、 $n_{e0} = n_{d0} = 6.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の範囲まで適用できる可能性がある。したがって、計測視線と診断ビームのジオメトリを変化させ最適化することで高電子密度下でも不確かさが十分小さくなり、提案手法が適用できる可能性がある。まず、 ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度を決定づける要因である、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数と荷電交換反応の重み関数の関係、 ${}^3\text{He}^{2+}$ 密度の空間分布、診断ビーム中の軽水素密度の空間分布について議論する。そこで、診断ビームの入射角を変化させ ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの不確かさを評価した。そして、これら3つの要因から計測ジオメトリについて考察する。

4.4.1 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数

${}^3\text{He}^{2+}$ の二重微分放出スペクトルを軌道計算のテスト粒子の初期値として用いて、高速 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数を計算した。ここでは、高速 ${}^3\text{He}^{2+}$ の運動方向はトロイダル軸を基準としている。計算条件は、ビーム重陽子の場合と同様である。図 4.11 に求めた ${}^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数を示す。図 4.11(a) は $r/a = 0$ 、図 4.11(b) は $r/a = 0.2$ の二次元速度分布関数を示している。 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二重微分放出スペクトルに現れていた高エネルギー領域への歪みが二次元速度分布関数にも引き継がれていることが分かる。低エネルギー側は減速し熱化した ${}^3\text{He}^{2+}$ によって非 Gauss 部分が埋もれている。また、二重微分放出スペクトルと同様にプラズマ中心で ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度が大きく、プラズマの外に向かうにつれ密度が減少する。

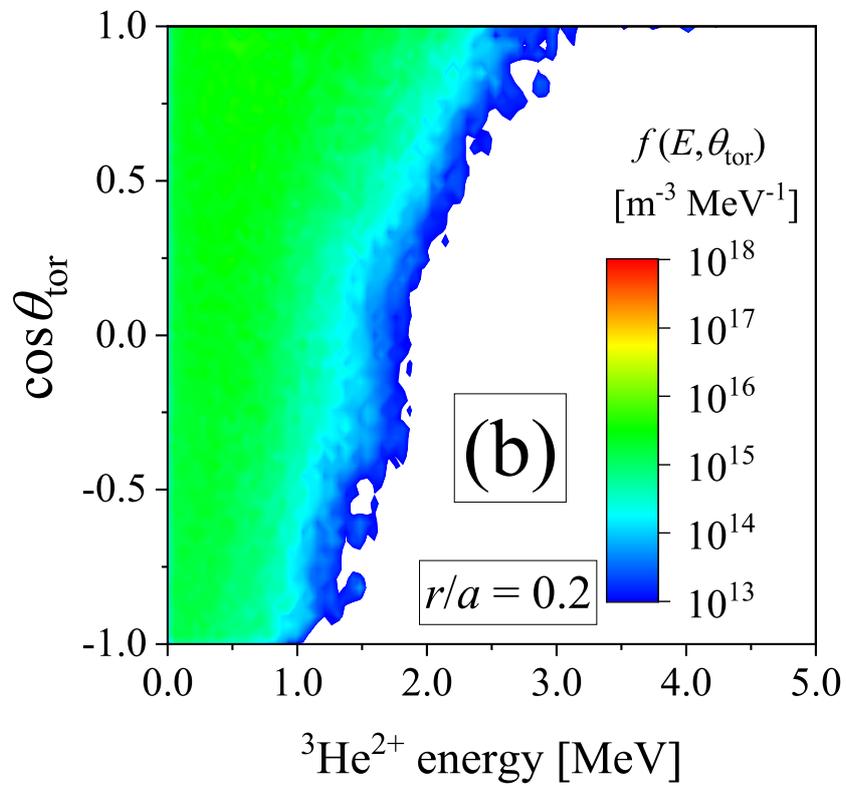
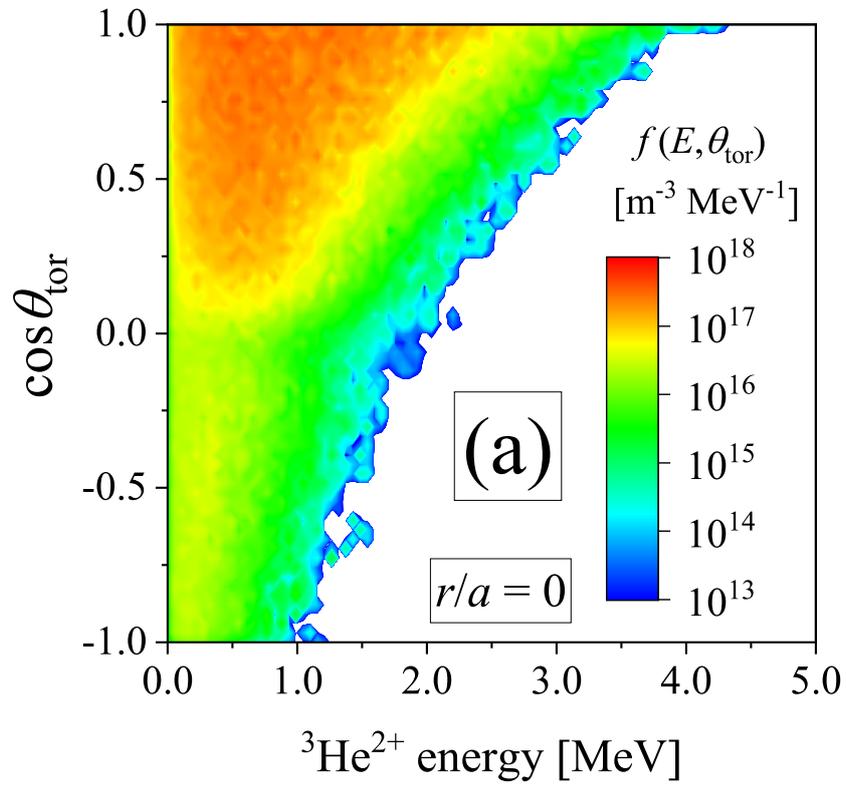


図 4.11 $^3\text{He}^{2+}$ の (a) $r/a = 0$, (b) $r/a = 0.2$ の二次元速度分布関数

4.4.2 荷電交換反応の重み関数

中性軽水素と ${}^3\text{He}^{2+}$ の荷電交換反応の速度空間内の重み関数を計算した。診断ビームは軽水素ビームを想定し、ビームエネルギーは 1 MW とした。図 4.12 に ζ の定義を示す。 ζ は、診断ビームと計測視線の交点、つまり、計測点における、診断ビームとトロイダル軸のなす角である。この解析では、トロイダル軸を基準とした座標系を用いている。そのため、 ζ を導入することで、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数と荷電交換反応の重み関数を相互比較しやすくなる。図 4.13 に求めた荷電交換反応の重み関数を示す。図 4.13(a) は $\zeta = 0$ 度、図 4.13(b) は $\zeta = 90$ 度の荷電交換反応の重み関数を示している。 ζ が小さいと、トロイダル軸に対して平行成分に大きなピークが短い幅で現れている。逆に、 ζ が大きいとトロイダル軸に対して垂直な成分にピークが太い幅で現れる。このピークの幅の差は荷電交換反応の断面積のピークが 100 keV 付近に存在するために起こる。トロイダル軸に対して垂直な成分は、磁力線に対して円運動をしている。そのため、診断ビームの入射方向のベクトルと ${}^3\text{He}^{2+}$ の速度ベクトルが合致することはほとんどない。逆に、平行な成分は診断ビームの入射方向とよく合致する。

${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度を高めるためには、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数のピークと荷電交換反応の重み関数のピークが合致すれば良い。例えば、ビーム重陽子テイルがトロイダル軸に対して平行な方向にピークを持っていると仮定する。そのとき、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の二次元速度分布関数のピークもトロイダル軸に対して平行な方向に形成される。したがって、 ζ が小さくなるような計測ジオメトリを設計することで ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度を高めることができる。診断ビームの入射角 ϕ_{NBI} と ζ の関係を計測視線毎に求めた。図 4.14 に計測視線毎の診断ビームの入射角と ζ の関係を示す。計測視線# 0 では、 ζ は ϕ_{NBI} と等しい。これは、診断ビームと計測視線# 0 の交点が診断ビームの回転中心なためである。計測視線# 1, 2 では ζ が 0 になる ϕ_{NBI} が減少している。特に、計測視線# 3, 4 は ζ の最大値が 15 度を超えない。これは、トロイダル軸に対して平行方向に形成される高速重陽子テイルの計測に有用である。計測視線# 5, 6 は ζ が ϕ_{NBI} を変化させても 15 度以上大きい。そのため、荷電交換反応の重み関数の観点からいえば計測ジオメトリとしては注意が必要である。

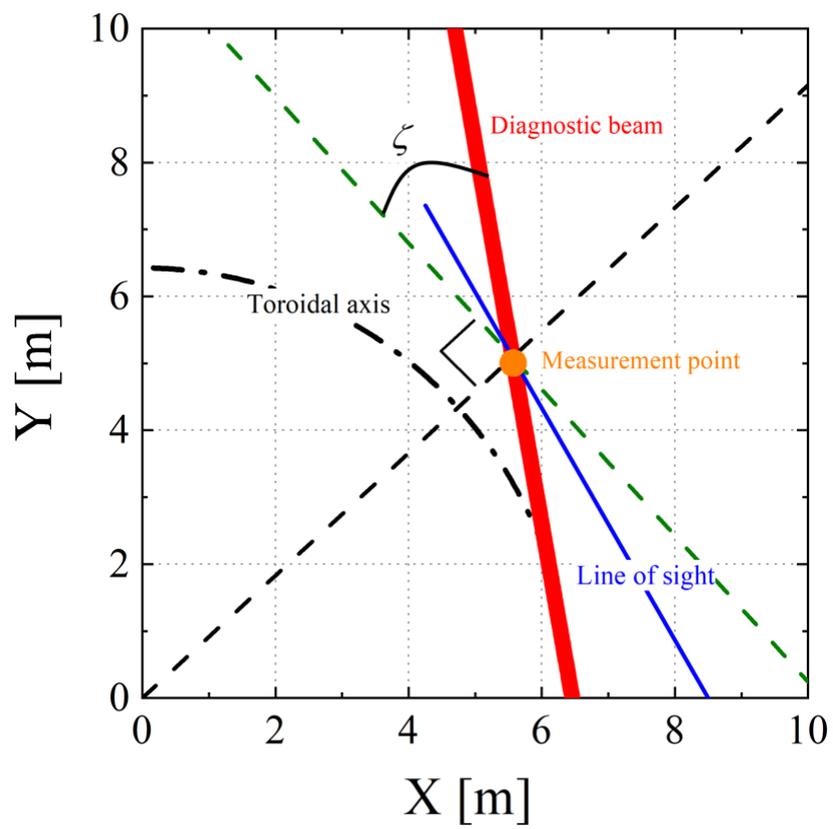


図 4.12 ζ の定義

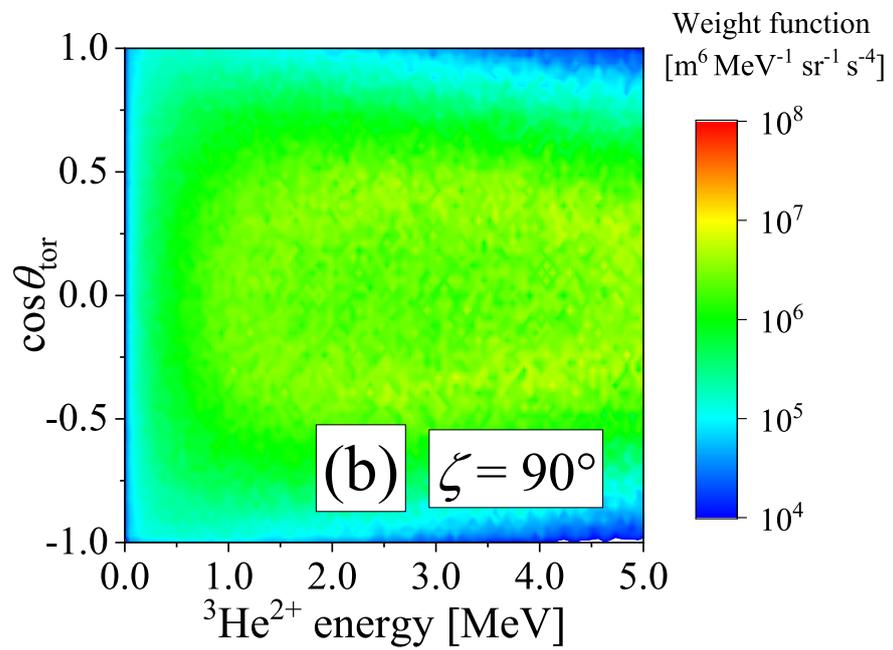
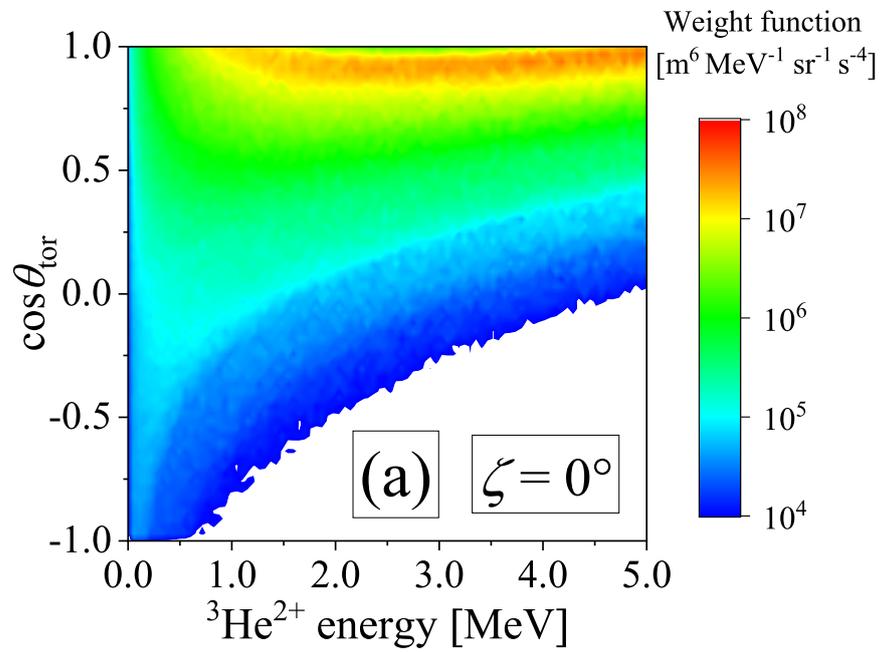


図 4.13 速度空間における, (a) $\zeta = 0$ 度, (b) $\zeta = 90$ 度の荷電交換反応の重み関数

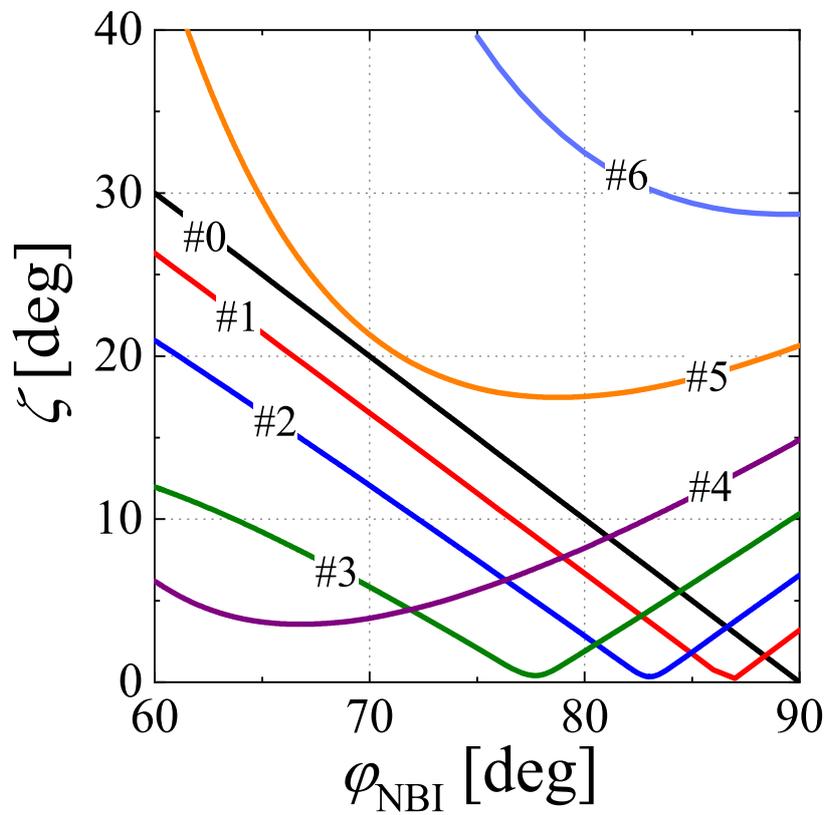


図 4.14 計測視線毎の診断ビームの入射角と ζ の関係

4.4.3 ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度の空間分布

${}^3\text{He}^{2+}$ の密度は ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度を直接決定づける要因の一つである。これまでに述べたように、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度はプラズマ中で非一様である。図 4.15 に ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度の空間分布を示す。プラズマの密度をパラメータにとっている。 $r/a < 0.2$ の領域では、プラズマ密度が低いほど ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度が大きくなる。これは、 $r/a > 0.2$ の領域で重水素ビームの電離がそれほど多くないことに起因している。そして、 $r/a < 0.2$ の領域は NBI のパス長として長いいため重水素の電離が多くなり ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度が大きくなる。この傾向は、プラズマ密度が低いほど顕著に現れる。逆に $r/a > 0.2$ の領域では、プラズマ密度が高いほど ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度が大きくなる。これは、先述した理由のちょうど逆のことが起きている。そのため、プラズマ中心付近の ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度は小さくなる。

${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度を高めるためには、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度が大きくなるプラズマ中心を見込むような視線が望ましい。 $r/a = 0$ における ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度は、 $r/a = 0.5$ における ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度に対して二桁大きい。これは、 ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値で 10 倍の差になるため計測ジオメトリの設計の際に留意しなければならぬ。図 4.16 に計測視線毎の診断ビームの入射角とプラズマ中の計測位置の関係を示す。ここで、規格化小半径の符号は、正であれば装置外側方向、負であれば装置内側方向を表す。ただし、同じ磁気面上ではプラズマの諸量は同値であるという仮定をしているため、規格化小半径の絶対値が同じであれば、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度も同じである。垂直視線は、 ϕ_{NBI} が 80 度以上であればおよそ $r/a = 0.2$ 以内を計測することになる。特に、 ϕ_{NBI} が 80 度のときに $r/a = 0$ を見越すため最も計測に適している。計測視線#5 は ϕ_{NBI} が 70 度のときに $r/a = 0$ を見越す。しかし、 ϕ_{NBI} が 65 度を下回ると r/a の値が急激に増大する。したがってこの視線では ϕ_{NBI} は 70 度以上が望ましい。計測視線#6 はどのような ϕ_{NBI} であっても $r/a = 0.45$ よりプラズマの内側を見越すことはない。そのため、他の視線よりも ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値が 1/10 になる。 ϕ_{NBI} が 75 度以下ではプラズマ内を見越さないため計測ができない。

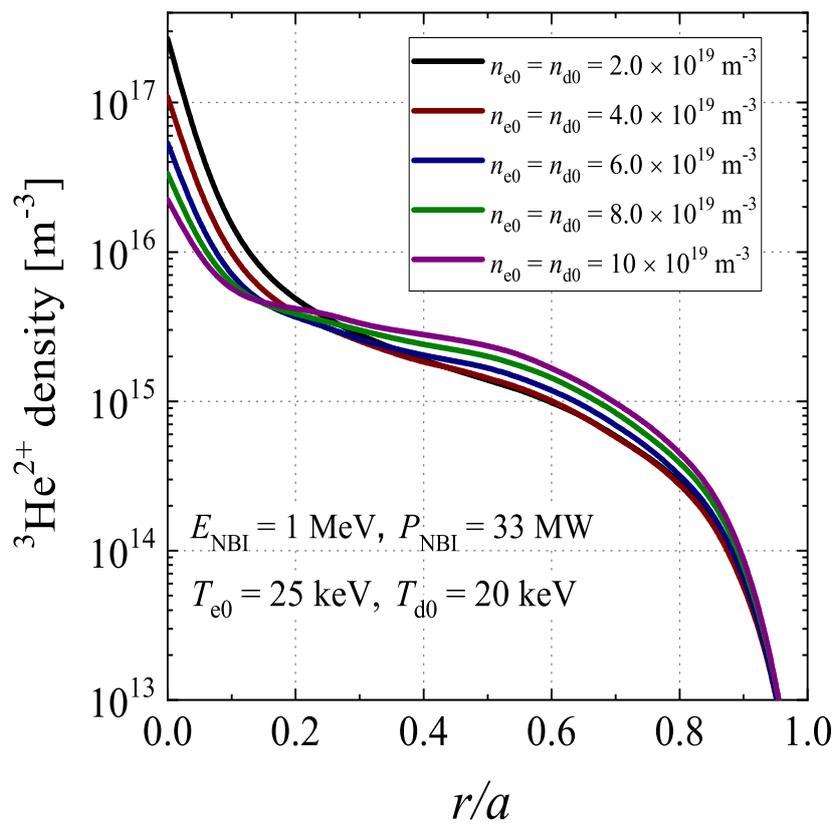


図 4.15 ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度の空間分布

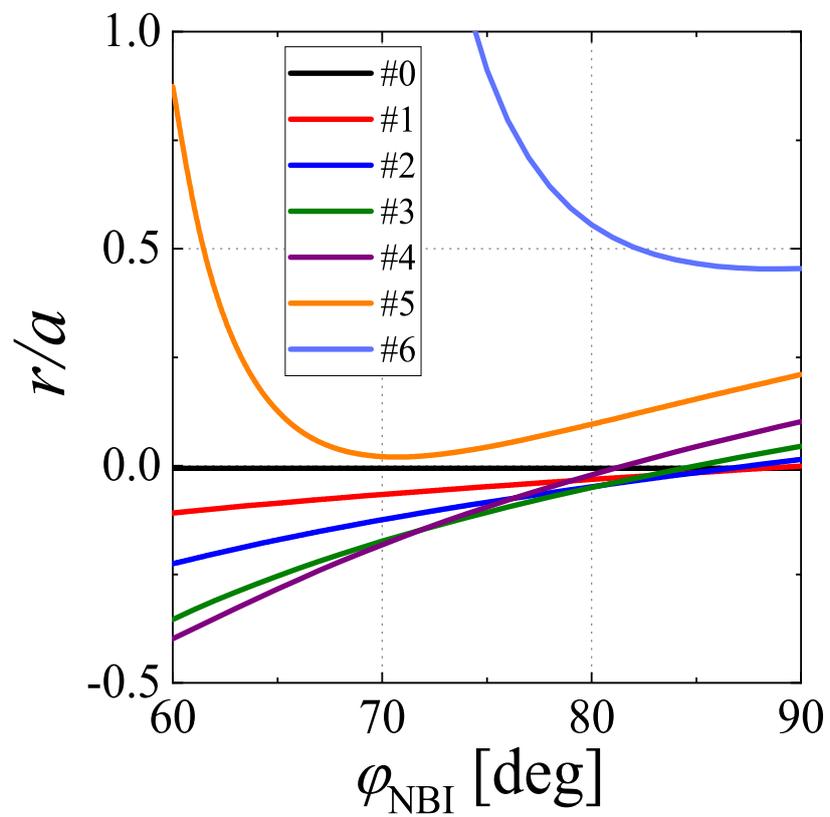


図 4.16 計測視線毎の診断ビームの入射角とプラズマ中の計測位置の関係

4.4.4 中性粒子ビーム中の中性軽水素密度の空間分布

中性粒子ビーム中の中性軽水素の密度は ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度を直接決定づける要因の一つである。診断ビームは真空容器のポートから入射され、プラズマ中で電離しながらポートの反対側にあるビームダンプへと進んでいく。そのため、中性粒子ビーム中の中性軽水素密度は一定ではなく、入射ポート側で最も大きくなりビームダンプ側が最も小さくなる。図 4.17 に中性粒子ビーム中の中性軽水素密度の空間分布を示す。図 4.17(a) は $n_{e0} = n_{d0} = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合、図 4.17(b) は $n_{e0} = n_{d0} = 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合を示している。電子密度をパラメータにとって計算した。ここでも、規格化小半径の符号は、正であれば装置外側方向、負であれば装置内側方向を表す。電子密度が $n_{e0} = n_{d0} = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のときは、入射ポート側とビームダンプ側の密度の差は $3.5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ 程度である。電子密度が $n_{e0} = n_{d0} = 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のときは、入射ポート側とビームダンプ側の密度の差は $7 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ に及ぶ。これは、電子密度が増加したことによって中性軽水素の電離が促進されているためである。また、診断ビームの入射角を小さくするとその差は更に大きくなる。診断ビームのパス長は入射角が小さいほど長くなるからである。診断ビームは同じ r/a を 2 回通過するが、より中性軽水素密度の大きい入射ポート側を見越すような計測ジオメトリが望ましいことが分かる。

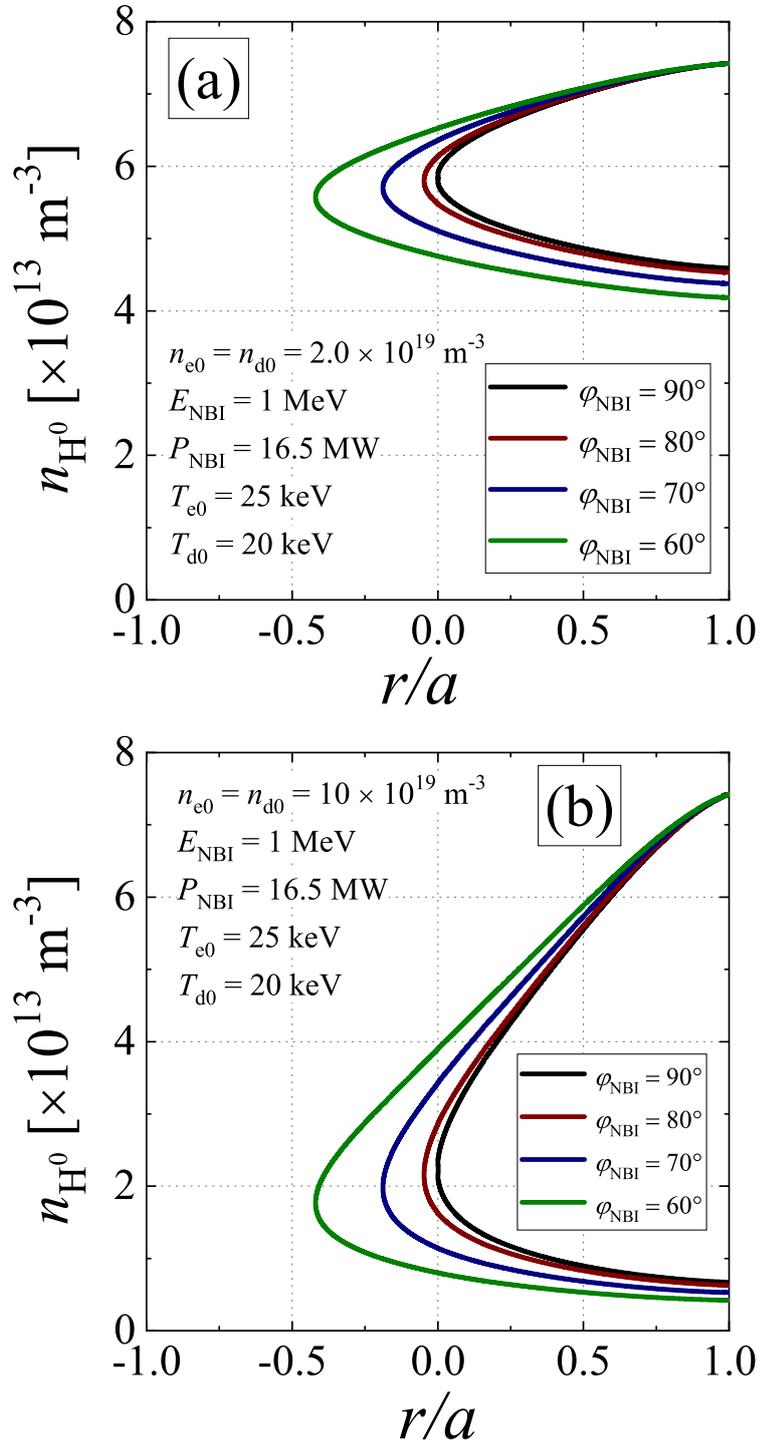


図 4.17 中性粒子ビーム中の中性軽水素密度の空間分布. (a) は $n_{\text{e}0} = n_{\text{d}0} = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合, (b) は $n_{\text{e}0} = n_{\text{d}0} = 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合である.

4.4.5 計測ジオメトリ毎の ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの不確かさの電子密度依存性

診断ビームの入射角と計測視線を変化させ 24 パターンの計測ジオメトリを想定した。計測ジオメトリ毎に ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの不確かさの電子密度依存性を明らかにした。図 4.18 に計測ジオメトリ毎の ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの不確かさの電子密度依存性を示す。図 4.18(a) は診断ビームの入射角が 90 度、(b) は 80 度、(c) は 70 度、(d) 60 度の場合を示している。不確かさは S/N 値の逆数として与えられる。本研究では、不確かさが 5% 以内であれば計測可能であると仮定する。制動放射の強度は電子密度の二乗に比例するため、不確かさは電子密度の増加によって単調増加する。

診断ビームが入射角が 90 度の場合では、垂直視線 (# 0, 1, 2) は電子密度が $8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで計測可能である。他の計測視線よりも許容される電子密度が大きいが、これは、 ζ が十分小さく、計測視線がプラズマ中心付近を見越しているからである。斜め視線 (# 3, 4) は電子密度が $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで計測可能である。計測視線が見越している領域がプラズマ中心から少し離れているため許容される電子密度も低下している。接線視線 (# 5) は電子密度が $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで計測可能である。# 6 は電子密度が $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上で計測することができない。しかしながら、波長ピンを大きくしたり露光時間を長くすることで不確かさを低減し計測できる可能性はある。

診断ビームが入射角が 80 度の場合では、垂直視線 (# 0, 1, 2) は電子密度が $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで計測可能である。診断ビームの入射角が小さくなったことで、計測視線が見越している領域がプラズマ中心から少し離れるため、許容される電子密度が低下した。逆に # 4 は不確かさが低減し電子密度が $8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで計測可能になった。垂直視線と違い、診断ビームの入射角が小さくなり計測視線が見越す領域がプラズマ中心へ近づいたためである。同様の理由で # 5 も電子密度が $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで計測可能になった。

診断ビームが入射角が 70 度の場合では、垂直視線 (# 0, 1, 2) は電子密度が $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで計測可能であり、80 度の場合とほとんど変化しない。斜め視線 (# 3, 4) は電子密度が $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで計測可能であり、不確かさが増大した。斜め視線は垂直視線よりも診断ビームの入射角の変化による r/a の変化が大きいためこのような傾向を示す。# 5 は電子密度が $10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を超えても計測可能である。これは他のどの計測ジオメトリよりも不確かさが小さく、また電子密度依存性も小さい。この傾向は先述した ${}^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの発光強度を決定づける物理量から議論することができる。この計測ジオメトリでは、 ζ は 20 度であり、重み関数が著しく小さくなるということはない。この計測ジオメトリが見越しているプラズマの領域は $r/a = 0$ であり、 ${}^3\text{He}^{2+}$ の密度が高く ${}^3\text{He}^+$ 可視光スペクトルの発光強度が大きくなっている。この計測ジオメトリでは、診断ビーム中の中性軽水素密度の電子密度依存性

が小さくなっている．なぜなら，見越している計測点が診断ビームの入射ポートに近い領域になっているからである．

診断ビームが入射角が60度の場合では，#0を除く全ての計測視線で不確かさが大きくなった．#0を除く全ての計測視線が見越す計測領域がプラズマ中心から離れるためである．また， ζ が大きくなり重み関数の値が小さくなることも原因である．

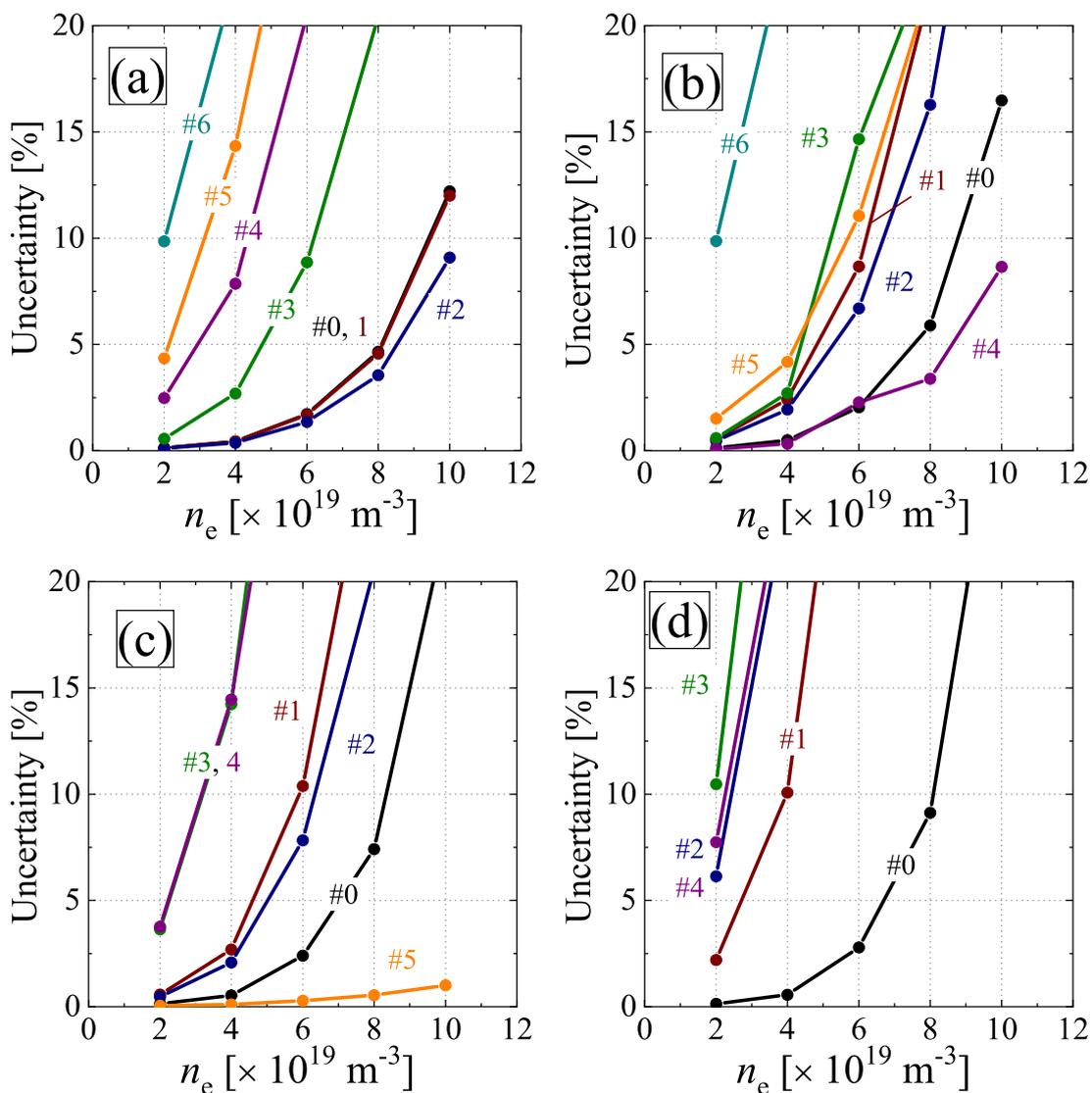


図 4.18 計測ジオメトリ毎の $^3\text{He}^+$ の可視光スペクトルの S/N 値の電子密度依存性．診断ビームの角度が (a)90 度，(b)80 度，(c)70 度，(d)60 度の場合を示している．

第5章 結論

核融合プラズマでは、外部加熱や核融合反応、大角度散乱等によって高速イオンが生成される。高速イオンはプラズマ中の燃料イオンにエネルギーを付与して減速し、速度分布関数上に非 Maxwell 成分を形成する。高速イオンは、プラズマ加熱を担っており高温プラズマの維持に欠かせない。そのため、高速イオンのプラズマ内での輸送現象や不安定性との相互作用について理解するために、速度分布関数を把握しておく必要がある。現在、全てのエネルギー領域をカバーできる診断法は存在しておらず開発が続けられている。高速イオン速度分布関数診断法として、核反応で生成される中性子や γ 線のエネルギースペクトルから高速イオンの情報を得る計測法がある。MeV オーダの中性子や γ 線を計測する場合、計測器のエネルギー分解能が低く、高い分解能を持つ計測器の開発が必要である。高分解能を有する計測法として、荷電交換反応によって中性化した燃料イオンから放出される可視光スペクトルから高速イオンの情報を得る荷電交換分光計測法がある。荷電交換された高速イオンから放出される光は Doppler 効果を強く受け、可視光スペクトルの形状変化やピークシフトとして高速イオンの情報が得られる。荷電交換分光計測の一種として重陽子からの発光を直接計測する方法である FIDA があり、数十 keV から百 keV オーダの重陽子の物理研究に対して実績がある。FIDA は高速重陽子のエネルギーが MeV オーダに達すると感度が低下し、計測が困難であることが指摘されている。荷電交換反応の断面積は数十 keV から百 keV 前後にピークを有しており高エネルギー領域で急激に減少するため、FIDA スペクトルの発光強度が低下する。また、診断ビーム中の中性原子(軽水素や重水素)から放出される可視光が FIDA スペクトルに干渉し、計測可能なエネルギー領域が限定される。荷電交換分光計測の対象を DD 反応で生成される ^3He にすることでこれらの問題を解決できる可能性がある。DD 反応の断面積は数 MeV にピークが存在するため、高速重陽子の情報を大きく増幅することができる。また、元素種が異なるため診断ビームからの発光の影響を受けない。さらに、他元素の発光線が ^3He のスペクトル周辺に存在しない。一方で、荷電交換分光においてノイズとなる制動放射の強度は、電子密度の二乗に比例する。したがって、高電子密度下では ^3He の可視光スペクトルの不確かさが増大し計測が困難になることが予想される。本研究では、これらの問題を検討し、高速イオン速度分布関数診断法として DD 反応で生成される ^3He の可視光スペクトルの利用を提案し、簡易モデルによってその有効性を検証した。さらに、提案手法の計測性能を向上させるような計測ジオメトリの検討を行い、高電子密度における提案手法の有効性を示した。

第1章では、磁場閉じ込め核融合の基本的な事項について概説した。高速イオン速度分布関数診断法についてまとめ、従来の診断法の問題点について指摘し、本研究の目的を述べた。

第2章では、本研究の解析に用いた数値解析モデルについて説明した。高速イオンの速度分

布関数の解析モデルについてまとめた。高速イオンの速度分布関数から DD 反応で生成される ^3He の放出スペクトルの計算方法を示した。計測視線の幾何配置を考慮した ^3He の可視光スペクトルの線積分値の評価方法について説明した。

第 3 章では、重水素ビームを入射した重水素プラズマを想定し、DD 反応で生成される ^3He の可視光スペクトルを求め、提案手法の有効性を Doppler 広がりの変化量、S/N 値の観点から評価した。Doppler 広がりの変化量は現在の可視光分光計の波長分解能に対して 5 から 40 倍大きく、計測可能であることを確認した。ノイズとして制動放射を想定し、 ^3He の可視光スペクトルの S/N 値を評価した。S/N 値は最大で 25 であり、高精度の計測が期待できる。計測性能について、提案手法と従来の可視光分光に基づく高速燃料イオン速度分布関数診断法を比較した。重水素ビームの入射エネルギーが 1.5 MeV では、提案手法が従来の診断法よりも計測性能が 10 倍大きくなる。提案手法が高速重陽子の診断に利用可能であり、従来の計測法よりも計測性能が上回ることを明らかにした。原型炉ではビームエネルギーが 1 から 2 MeV に達し、新しい高速イオン診断法として本研究で提示した提案手法を提供することができる。

第 4 章では、プラズマの温度・密度の空間分布や速度分布関数の非等方性、計測視線の幾何配置を考慮した ^3He の可視光スペクトルの数値解析モデルを開発した。高電子密度下で計測を行うために、 ^3He の可視光スペクトルの不確かさを低減させるような計測ジオメトリの検討を行った。複数の計測ジオメトリにおける ^3He の可視光スペクトルの線積分値の不確かさを求めた。原型炉で想定されている高電子密度運転下において、計測における ^3He の可視光スペクトル不確かさを 5% 以内に低減できるような計測ジオメトリを明らかにした。本研究で議論した内容は、 ^3He だけでなく他の高速イオンの可視光分光計測に応用することができる。

本研究では、 ^3He の可視光スペクトルと高速重陽子速度分布関数の形成を結びつけて、その変化量から高速イオン診断が可能であることを示した。しかし、 ^3He の可視光スペクトルから高速重陽子速度分布関数をそのまま復元するには至っていない。複数視線で分光計測を行いトモグラフィによる逆変換は FIDA では既に行われている。本研究のさらなる発展として、まず、実験装置における本提案手法の有効性の確認がまず必要であろう。実証実験による有効性の確認ができれば、トモグラフィックインバージョンによる高速重陽子速度分布関数の復元が次の目標となる。また、本研究は、分光計測を対象とする数値解析のみを行った。したがって、実験装置における実証実験を行う必要がある。実証実験を行うためには、高エネルギーかつ高パワーの診断ビームが必要となる。さらに、 ^3He の可視光スペクトルの発光強度を高めるために、高プラズマ温度を長時間できるような装置が望ましい。そのため、JT-60SA や ITER が実験装置として最適である。本研究の計測視線は、計測ジオメトリを仮定して解析を進めたため、実験装置の計測ジオメトリとは異なることが想定される。そのため、実際の計測ジオメトリを想定した解析を行うことも必要である。また、本研究では核反応生成イオンとして ^3He

を想定したが，その他の核反応生成イオンの可視光スペクトルも高速イオン診断へ利用できる可能性がある．例えば，DT 反応で生成される α 粒子や Li や Be といった核反応で生成される高エネルギーの不純物イオンである．診断ビームのエネルギーや，計測に用いる発光線の波長などの調査を行い，その利用可能性を検討し実証実験を行うことが望まれる．

参考文献

- (1) H. -S. Bosch, G. M. Hale, Nucl. Fusion, **32** (1992), 611.
- (2) J. D. Lawson, Proc. Phys. Soc. B, **70** (1957), 6.
- (3) T. Ohkawa, et al, Nucl. Fusion, **10** (1970), 185.
- (4) N. J. Fisch, Phys. Rev. Lett., **41** (1978), 873.
- (5) R. J. Bickerton, J. W. Connor, and J. B. Taylor, Nat. Phys. Sci., **229** (1971), 110.
- (6) M. C. Zarnstorff et al., Phys. Rev. Lett., **60** (1988), 1306.
- (7) K. Tani and M. Azumi, Nucl. Fusion, **48** (2008), 085001.
- (8) D. L. Jassby, et al., Phys. Fluids B, **3** (1991), 2308.
- (9) JET Team, Nucl. Fusion, **32** (1992), 187.
- (10) Y. Kamada, et al., Fusion Sci. Tech, **42** (2002), 185.
- (11) M. G. Bell, et al., Nucl. Fusion, **35** (1995), 1429.
- (12) M. Keilhacker, et al., Plasma Phys. Controlled Fusion, **39** (1999), 209.
- (13) A. Liyoshi, et al., Nucl. Fusion, **39** (1999), 1245.
- (14) T. Mutoh, et al., Nucl. Fusion, **47** (2007), 1250.
- (15) R. Sakamoto, et al., Nucl. Fusion, **49** (2009), 085002.
- (16) T. Klinger, et al., Nucl. Fusion, **59** (2019), 112004.
- (17) K. H. Berkner, R. V Pyle and J. W Stearns, Nucl. Fusion, **15** (1975), 249.
- (18) K. Tsumori, Y. Takeiri, O. Kaneko, M. Osakabe, A. Ando, K. Ikeda, K. Nagaoka, H. Nakano, E. Asano, M. Shibuya, M. Sato, T. Kondo and M. Komada, Fusion Sci., Tech, **58** (2010), 489.
- (19) M. J. Singh, D. Boilson, A. R. Polevoi, T. Oikawa and R. Mitteau, New J. Phys., **19** (2017), 055004.
- (20) A. Kojima, M. Hanada, Y. Tanaka, T. Inoue, K. Watanabe, M. Taniguchi, M. Kashiwagi, N. Umeda, H. Tobar, L. R. Grisham, and JT-60 NBI Group, Rev. Sci. Instrum., **81** (2010), 02B112.
- (21) J. J. Devaney and M. L. Stein, Nucl. Sci. Eng., **46** (1971), 323.
- (22) S. T. Perkins, D. E. Cullen, Nucl. Sci. Eng., **77** (1981), 20.
- (23) S. Sugiyama, H. Matsuura, and D. Uchiyama, Phys. Plasmas, **24** (2017), 092517.
- (24) M. N. Rosenbluth, W. M. MacDonald, and D. L. Judd, Phys. Rev., **107** (1957), 1.
- (25) J. G. Cordey and M. J. Houghton, Nucl. Fusion, **13** (1973), 215.
- (26) T. H. Stix, Nucl. Fusion, **15** (1975), 737.
- (27) H. Matsuura and Y. Nakao, Phys. Plasmas, **13** (2006), 062507.

- (28) H. Matsuura and Y. Nakao, *Phys. Plasmas*, **14** (2007), 054504.
- (29) H. Matsuura, et al., *Nucl. Fusion*, **60** (2020), 066007.
- (30) J. M. Dawson, H. P. Furth, and F. H. Tenney, *Phys. Rev. Lett.*, **26** (1971), 1156.
- (31) J. Kesner, *Nucl. Fusion*, **18** (1978), 781.
- (32) H. Matsuura, et al., *Phys. Plasmas*, **14** (2007), 054504.
- (33) H. Brysk, *Plasma Phys.*, **15** (1973), 611.
- (34) G. Lehner, *Z. Physik*, **232** (1970), 174.
- (35) L. Ballabio, et al., *Phys. Rev. E.*, **55** (1997), 3358.
- (36) H. Henriksson, S. Conroy, G. Ericsson, L. Giacomelli, G. Gorini, A. Hjalmarsson, J. Källne, M. Tardocchi, and M. Weiszog, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **47** (2005), 1763.
- (37) H. Matsuura and Y. Nakao, *Phys. Plasmas*, **16** (2009), 042507.
- (38) M. Nocente, J. Källne, G. Grosso, M. Tardocchi, and G. Gorini, *Nucl. Fusion*, **53** (2013), 053010.
- (39) H. Matsuura and Y. Nakao, *J. Plasma Fusion Res. SERIES*, **9** (2010), 48.
- (40) P. R. Goncharov, *Nucl. Fusion*, **55** (2015), 063012.
- (41) Moseev, M. Salewski, M. Garcia-Muñoz, B. Geiger, and M. Nocente, *Rev. Mod. Plasma Phys.*, **2** (2018), 7.
- (42) H. Bindslev, J. A. Hoekzema, J. Egedal, J. A. Fessey, T. P. Hughes, and J. S. Machuzak, *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999), 3206.
- (43) M. Nishiura and S. Kubo and K. Tanaka and R. Seki and S. Ogasawara and T. Shimozuma and K. Okada and S. Kobayashi and T. Mutoh and K. Kawahata and T. Watari and T. Saito and Y. Tatematsu and S.B. Korsholm and M. Salewski, *Nucl. Fusion*, **54** (2014), 023006.
- (44) S. B. Korsholm, M. Stejner, H. Bindslev, V. Furtula, F. Leipold, F. Meo, P. K. Michelsen, D. Moseev, S. K. Nielsen, M. Salewski, M. de Baar, E. Delabie, M. Kantor, and A. Bürger (TEXTOR Team), *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011), 165004.
- (45) M. Stejner, S. K. Nielsen, A. S. Jacobsen, S. B. Korsholm, F. Leipold, R. M. McDermott, P. K. Michelsen, J. Rasmussen, M. Salewski, M. Schubert, J. Stober, D. H. Wagner and the ASDEX Upgrade Team, *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **57** (2015), 062001.
- (46) M. Stejner, S. B. Korsholm, S. K. Nielsen, M. Salewski, H. Bindslev, V. Furtula, F. Leipold, P. K. Michelsen, F. Meo and D. Moseev, *Nucl. Fusion*, **52** (2012), 023011.
- (47) F. Leipold, V. Furtula, M. Salewski, H. Bindslev, S. B. Korsholm, F. Meo, P. K. Michelsen, D. Moseev, S. K. Nielsen, and M. Stejner, *Rev. Sci. Instrum.*, **80** (2009), 093501.
- (48) W. W. Heidbrink, K. H. Burrell, Y. Luo, N. A. Pablant, and E. Ruskov, *Plasma Phys. Controlled*

- Fusion, **46** (2004), 1855.
- (49) R. J. Fonck, D. S. Darrow, and K. P. Jaehnig, *Phys. Rev. A*, **29** (1984), 3288.
- (50) B. Geiger, M. Weiland, A. S. Jacobsen, D. Rittich, R. Dux, R. Fischer, C. Hopf, M. Maraschek, R. M. McDermott, S. K. Nielsen, T. Odstrcil, M. Reich, F. Ryter, M. Salewski, P. A. Schneider, G. Tardini, and The ASDEX Upgrade Team, *Nucl. Fusion*, **55** (2015), 083001.
- (51) Y. Fujiwara, S. Kamio, H. Yamaguchi, A. V. Garcia, L. Stagner, H. Nuga, R. Seki, K. Ogawa, M. Isobe, M. Yokoyama, W. W. Heidbrink, M. Osakabe and LHD Experiment Group, *Nucl. Fusion*, **60** (2020), 112014.
- (52) W. W. Heidbrink, D. Liu, Y. Luo, E. Ruskov and B. Geiger, *Commun. Comput. Phys.*, **10** (2011), 716.
- (53) Yutaka FUJIWARA, Shuji KAMIO, Hiroyuki YAMAGUCHI, Alvin V. GARCIA, Luke STAGNER, Hideo NUGA, Ryosuke SEKI, Kunihiro OGAWA, Mitsutaka ISOBE, Masayuki YOKOYAMA, Takeo NISHITANI, William W. HEIDBRINK, Masaki OSAKABE, LHD Experiment Group, *Plasma Fusion Res.*, **14** (2019), 3402129.
- (54) M. Salewski, B. Geiger, A.S. Jacobsen, M. Garcia-Muñoz, W.W. Heidbrink, S.B. Korsholm, F. Leipold, J. Madsen, D. Moseev, S.K. Nielsen, J. Rasmussen, M. Stejner, G. Tardini, M. Weiland and the ASDEX Upgrade Team, *Nucl. Fusion*, **54** (2014), 023005.
- (55) M. G. von Hellermann, W. G. F. Core, J. Frieling, L. D. Horton, R. W. T. Konig, W. Mandl and H. P. Summers, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **35** (1993), 799.
- (56) A. Kappatou, M. Weiland, R. Bilato, Ye.O. Kazakov, R. Dux, V. Bobkov, T. Pütterich, R.M. McDermott, the EUROfusion MST1 team and the ASDEX Upgrade team, *Nucl. Fusion*, **61** (2021), 036017.
- (57) C. Hellesen, et al., *Nucl. Fusion*, **50** (2010), 022001.
- (58) M. Nocente, et al., *Nucl. Fusion*, **52** (2012), 063009.
- (59) Y. Kawamoto and H. Matsuura, *Fusion Eng. Des.*, **144** (2019), 62.
- (60) C. M. Muscatello, W. W. Heidbrink, R. L. Boivin, C. Chrystal, C. S. Collins, Y. Fujiwara, and H. Yamaguchi, *Rev. Sci. Instrum.*, **90** (2019), 073504.
- (61) K. Kimura, H. Matsuura, Y. Kawamoto, T. Oishi, M. Goto, K. Ogawa, T. Nishitani, M. Isobe and M. Osakabe, *Rev. Sci. Instrum.*, **92** (2021), 053524.
- (62) Kento Kimura, Hideaki Matsuura, Chujo Itoh, *IEEE Transactions on Plasma Science*, **49** (2021), 3142.
- (63) L. Landau, *Physik. Z. Sowjet.*, **10** (1936), 154.
- (64) D. A. Spong, *Phys. Plasmas*, **18** (2011), 056109.

- (65) A. H. Boozer, *Phys. Fluids*, **24** (1981), 1999.
- (66) S. P. Hirschman and J. C. Whitson, *Phys. Fluids*, **26** (1983), 1983.
- (67) A. H. Boozer and G. Kuo-Petravic, *Phys. Fluids*, **24** (1981), 851.
- (68) A. C. Riviere, *Nucl. Fusion*, **11** (1971), 363.
- (69) K. Kimura and H. Matsuura, *Plasma Fusion Res.*, **14** (2019), 3403147.
- (70) <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/>
- (71) <https://dbshino.nifs.ac.jp>.
- (72) A. Kappatou, et al., *Nucl. Fusion*, **61** (2021), 036017.
- (73) H. Zhou, S. Morita, M. Goto and C. Dong, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **49** (2010), 106103.
- (74) S. Morita, et al., Oak Ridge Nat. Lab., Oak Ridge, TNS, USA, Tech. Rep. TM-11737, 1991.
- (75) A. Kappatou, E. Delabie, R. J. E. Jaspers, and M. G. von Hellerman, *Nucl. Fusion*, **52** (2012), 043007.
- (76) G. McKee, R. Fonck, B. Stratton, R. Bell, R. Budny, C. Bush, B. Grek, D. Johnson, H. Park, A. Ramsey, E. Synakowski, and G. Taylor, *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995), 649.
- (77) K. Kimura, H. Matsuura, Chujo Itoh, Y. Kawamoto, T. Oishi, M. Goto, K. Ogawa, T. Nishitani, M. Isobe and M. Osakabe, *Plasma Fusion Res.*, to be published.

謝辞

本研究を進めるにあたり，九州大学大学院工学研究院の松浦秀明准教授には，丁寧なご指導と有益な議論の機会を頂きました。

本論文の作成にあたり，副査を引き受けてくださった，核融合科学研究所の磯部光孝教授と九州大学大学院工学研究院の渡辺賢一教授には細部に亘ってご助言，ご指導を頂きました。

九州大学大学院工学研究院の藤本望教授には，日頃より暖かい激励を頂きました。技術職員の田中純一氏には，研究室の設備等様々な援助を頂きました。

量子科学技術研究開発機構の杉山翔太氏には，解析モデルの構築にあたり大変多くの助言，議論の機会を頂きました。

核融合科学研究所の長壁正樹教授，小川国大准教授，後藤基志准教授，大石鉄太郎助教，川本靖子助教，名古屋大学大学院工学研究科の西谷健夫特任教授には，共同研究を通して解析に必要な解析コードおよびデータの提供，有益なご助言を頂きました。

原子炉物理及び核融合理工学講座の学生諸氏には，有益な議論を頂きました。

以上の方々に，深く感謝いたします。