

修士論文

ビーム放射分光法 (BES) を用いた
プラズマ密度揺動計測法の開発

指導教官：田中 知 教授
門 信一郎 助教授

東京大学大学院工学系研究科 システム量子工学専攻

16475 大石 鉄太郎

2003年3月

目次

第 1 章 序論	1
1.1 核融合炉の概略	1
1.1.1 核融合研究の意義	1
1.1.2 主要な核融合反応	2
1.1.3 プラズマの閉じ込め	5
1.2 プラズマの閉じ込めと揺動	9
1.2.1 プラズマ中の微小乱流と異常輸送	9
1.2.2 プラズマの閉じ込めと揺動との関係についての近年の研究	10
1.3 各種揺動の計測手法	12
1.3.1 磁場揺動	12
1.3.2 ポテンシャル揺動	13
1.3.3 温度揺動	14
1.3.4 密度揺動	14
1.4 本研究の目的	19
1.5 本論文の構成	20
第 2 章 ビーム放射分光法 (BES)	35
2.1 BES 法の計測原理	35
2.1.1 ドップラーシフトを利用した beam emission の検出	35
2.1.2 衝突輻射モデルを用いた beam emission 強度揺動レベルと イオン密度揺動レベルとの関係の導出	36
2.2 BES を用いた既往の研究	39
2.2.1 PBX-M トカマクにおける BES 計測	39
2.2.2 D III-D における BES を用いた密度揺動と 閉じ込め性能との関係に関する研究	39
2.3 本章のまとめ	41
第 3 章 CHS における BES 計測システムの構築	47
3.1 Compact Helical System(CHS)	47
3.2 計測ポートと結像光学系	49
3.2.1 光学幾何形状に基づいた beam emission 波長の推定	49

3.2.2	光学幾何形状に基づいた beam emission 強度の推定	50
3.2.3	beam emission 検出システムの構築	52
3.2.4	分光器と CCD カメラを用いた beam emission モニタ計測	55
3.3	乱流揺動のスペクトル解析手法	57
3.3.1	1次元 FFT を用いた周波数パワースペクトル解析	57
3.3.2	揺動レベルの算出	60
3.3.3	2次元 FFT を用いた波数 - 周波数空間におけるパワースペクトル解析	61
3.4	本章のまとめ	63
第 4 章	実験結果	83
4.1	実験条件	83
4.2	密度揺動レベルの径方向分布	84
4.3	波数 - 周波数スペクトル	84
4.4	本章のまとめ	84
第 5 章	総括	90
第 6 章	今後の課題と展望	91

目 次

1.1	核子一個あたりの結合エネルギー [1]	21
1.2	核融合反応の断面積 [3]	22
1.3	トカマク型装置の概念図 [5]	23
1.4	$n_T E$ -T ダイアグラムとトカマク型装置の進展 [6]	24
1.5	ヘリカル型装置の概念図 [5]	25
1.6	自由エネルギー源, 乱流, 輸送過程間の関連 [18]	26
1.7	GTC コードを用いたトカマクプラズマにおける ITG モードのシミュレーション	27
1.8	Tore Supra トカマクにおける CPS 法を用いた磁場揺動計測の概念図 [28]	28
1.9	CHS における HIBP システムの概要 [29]	29
1.10	ヘテロダイン検波システムの基本構成 [31]	30
1.11	ブラッグ散乱法を用いた密度揺動計測の概念図 [14]	31
1.12	JFT-2 トカマクにおける反射法を用いた密度揺動計測の概念図 [38]	32
1.13	LPC 法を用いた密度揺動計測の概念図 [33]	33
1.14	BES 法を用いた密度揺動計測の概念図 [37]	34
2.1	水素イオン - 水素原子衝突の反応断面積 [53]	42
2.2	電子 - 水素原子衝突の反応断面積 [53]	43
2.3	PBX-M トカマクにおける BES 計測システムの概念図 [34]	44
2.4	PBX-M トカマクにおける BES 計測の結果 [34]	45
2.5	D III-D トカマクにおけるネオンガスパフ実験の結果 [51]	46
3.1	CHS におけるコイルの配置 [57]	64
3.2	CHS における BES で用いる観測視線と NBI#2 の配置	65
3.3	beam emission 波長および強度の推定に用いる系	66
3.4	光学幾何に基づいた beam emission 波長の計算結果	67
3.5	BES 計測用 beam emission 検出システム	68
3.6	温度モニタ用サーミスタ抵抗値測定回路	69
3.7	干渉フィルタの透過波長中心と温度モニタ用サーミスタ抵抗値との較正方法	70
3.8	干渉フィルタを透過した光の波長プロファイル	71
3.9	干渉フィルタ透過波長中心とサーミスタ抵抗値との較正曲線	71
3.10	データ取り込みおよび解析プログラムのプログラムフロー	72

3.11	分光器と CCD カメラを用いた beam emission 計測の実験体系	73
3.12	beam emission の CCD イメージ	74
3.13	ビニング操作の概念図	75
3.14	観測された光強度の波長プロファイル	76
3.15	プラズマを生成したとき及び生成しないときの beam emission 強度の経時 変化	77
3.16	最小二乗法によるトレンドの除去 [61]	78
3.17	代表的な窓関数 (データ点数 $N=128$ 点の場合)[61]	79
3.18	(a)~(c) 重み関数の型 [64], (d)2 次・3 次多項式適合による平滑化重み係数 [63]	80
3.19	プラズマの有無による beam emission の周波数パワースペクトルの比較 . .	81
3.20	2次元 FFT の計算アルゴリズム [35]	82
4.1	代表的な放電波形 (#100635)	85
4.2	スポットと磁気面との位置関係	86
4.3	磁気軸位置を変化させたときの揺動レベルの径方向分布	87
4.4	密度を変化させたときの揺動レベルの径方向分布	87
4.5	磁気軸位置を変化させたときの $S(k,f)$ スペクトル	88
4.6	密度を変化させたときの $S(k,f)$ スペクトル	89

第1章 序論

1.1 核融合炉の概略

1.1.1 核融合研究の意義

原子核は核子(陽子および中性子)が核力で結びつくことで構成されている。図1.1に原子核中の核子一個あたりの結合エネルギーを示す[1]。核子が55個程度の鉄が最も安定であることが示されている。これよりも多くの核子を持つ原子核が2つに分かれてより安定な原子核に変わる反応を核分裂反応、少ない核子を持つ2つの原子核が近接して融合し、より安定な原子核に変わる反応を核融合反応という。どちらの反応においても反応前の原子核の質量と反応後の質量との間に欠損 m が生じ、その分が $E = mc^2$ の関係を伴ってエネルギー E が放出される。核分裂反応および核融合反応の際に生じるエネルギーを利用して発電を行うシステムをそれぞれ核分裂炉、核融合炉という。

核分裂炉および核融合炉のもつ長所として、発電の際には温暖化ガスである二酸化炭素を放出しないことが挙げられる。核分裂炉は現行の原子力発電所で用いられているが、以下に挙げるような核反応の安全性および廃棄物の処分といった点が未解決である。

- 核分裂炉の炉心では、核分裂反応により発生した中性子が次の核分裂反応を引き起こす連鎖反応が起きる。この連鎖反応が制御できず核的な暴走が起こった場合は臨界事故となる。
- ^{241}Am (半減期 433 年), ^{237}Np (半減期 214 万年), ^{239}Pu (半減期 2 万 4 千年) などの超ウラン元素や ^{238}U (半減期 45 億年) など半減期の長い核種、半減期は短いが放射能レベルの高い ^{90}Sr (半減期 28.5 年), ^{137}Cs (半減期 30.0 年) といった核分裂生成物を含む高レベル放射性廃棄物が発生する [2]。

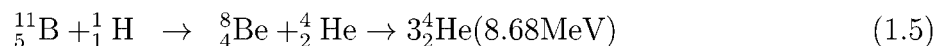
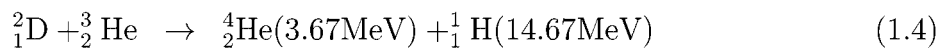
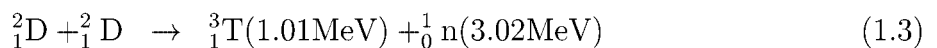
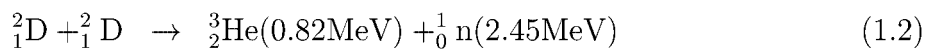
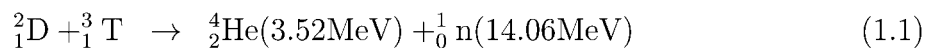
これらの点について核融合炉は、

- 核融合反応は核分裂反応のような連鎖反応ではなく、反応のための一定の範囲の温度等の条件を外的に整えたときにのみ起こり得る。条件が崩れると反応が収束するため、核的暴走は原理的に起こらない。
- 高レベル放射性廃棄物は発生しない。

といった利点を持つ。放射性廃棄物の問題については、最も実現に近い D-T 核融合反応を用いた場合は、中性子によってプラントが放射化することで数百年の管理を必要とする低レベル放射性廃棄物が発生し、この場合低レベル放射性廃棄物の量は核分裂炉で発生するものよりも多くなる。しかし廃棄物処分の簡便さでは核分裂炉を用いた原子力発電よりも高い社会受容性を有すると考えられる。加えて、後述するように燃料資源が豊富であるという利点を持ち、次世代のエネルギー源の有効な選択肢の一つとして研究が進められている。

1.1.2 主要な核融合反応

現在核融合炉に利用可能であると考えられている核融合反応として



が挙げられる。ここで、D は重水素原子核、T はトリチウム原子核、n は中性子である。

正電荷を持つ 2 つの原子核が電氣的反発力に打ち勝って接近し、核融合反応を起こすためには、原子核どうしがある一定以上の運動エネルギーを持って衝突する必要がある。核融合反応が発見された 1920 年代には固体の重水素ターゲットに高速の重水素イオンビー

ムを打ち込む方法で研究が行われたが、この方法ではビーム粒子の運動エネルギーはターゲット原子の電離や加熱に費やされてしまい、核融合反応を起こす確率は微々たるものであった。そこで現在は高温プラズマを用いて核融合反応を持続させる方法が研究されている。熱的平衡状態にある系では、粒子の運動エネルギーは Maxwell-Boltzmann 分布に従う。この分布から、クーロン障壁を乗り越えて核融合反応を起こす粒子が十分な数存在するために必要な気体の温度を評価できる。この場合 10keV (～1 億度) 以上の高温が必要となり、このような高温状態では原子は正電荷を持つ原子核と負電荷を持つ電子に分離した、プラズマと呼ばれる状態になる。高温のプラズマを一定の空間領域に閉じ込めて核融合反応を起こす方法を制御熱核融合といい、現在のところ核融合炉を実現するために最も適切な方法であると考えられている。図 1.2 に、式 (1.1～1.5) の反応を含む主な核融合反応の反応断面積の衝突粒子運動エネルギー依存性を示す [3]。

以下に式 (1.1～1.5) の反応を用いた制御熱核融合炉の特徴を述べる。

D-T 反応炉

重水素とトリチウムの核融合反応である式 (1.1) は多くの核融合反応の中でも最低の 1 億度という温度で進行し、核反応断面積も大きい。従って、D-T 反応炉は最も早く実現するものと考えられている。燃料である重水素とトリチウムのうち重水素は海水中に 0.015% の割合で豊富に存在する。トリチウムは半減期 12.3 年の放射性同位元素であり、天然の水素中には 10^{-18} T/H しか存在しないので、リチウムを用いた核変換反応によって人工的に生産する方法が考えられている。考慮すべき問題として放射性物質であるトリチウムの取り扱い、および環境放出が挙げられるが、トリチウム自身が持つ性質として

- トリチウムが放出する放射線は β 線で最大エネルギーが 18.6keV、平均で 5.7keV 程度と弱く、外部被曝の恐れが少ない。
- 半減期が 12.3 年と短く、短期間で消滅する。
- 環境では速やかに拡散して無害なレベルになる。

- 体内に取り込まれても水の形で約 10 日、有機物の形となっても平均 40 日程度で半分になる割合で新陳代謝により対外に排出される。また、特定の臓器に選択的に取り込まれて滞留することはなく、長期間影響を与えることはない。

などがあげられるため、放射性物質の中では危険性の少ない核種として取り扱うことができる [4]。

D-D 反応炉

重水素同士の反応である式 (1.2)、式 (1.3) を用いた核融合炉が実現すると、燃料として使用するのには海中に豊富に存在する重水素だけであるので、燃料確保に問題がなくなる。式 (1.2) で生じた ${}^3\text{He}$ はさらに式 (1.4) の D- ${}^3\text{He}$ 反応を起こす。式 (1.3) によりトリチウムが生じるが、式 (1.1) の D-T 反応が起こることでトリチウムの生成を抑制することができるため、D-D 反応炉においてはトリチウムの環境放出問題は大きいに軽減される。また、D-D 反応で生成される中性子のエネルギーは D-T 反応によるものよりも小さく、材料の損傷や放射化の低減が期待される。しかし、核融合反応の断面積は同じ温度で比較した場合 D-T 反応の 1/100 程度であるため、プラズマ温度は D-T 反応の約 20 倍 (20 億度) が必要であり、炉の容積も D-T 炉より大きくしなければならないという欠点を持つ。よって、D-D 反応炉は D-T 反応炉の次の世代の核融合炉として考えられている。

D- ${}^3\text{He}$ 反応炉, ${}^{11}\text{B}$ -H 反応炉

${}^3\text{He}$ は地球上にあるヘリウム中には数 ppm しか存在せず、これを燃料資源として使用することはできないが、月面上には豊富に存在することが確認されており、宇宙開発が進んだ際には月から ${}^3\text{He}$ を採取して D- ${}^3\text{He}$ 反応に利用することが考えられている。また、 ${}^{11}\text{B}$ -H 反応では α 粒子のみを生成し、原理的には中性子が関与しないという特徴がある。しかし、これら 2 つの反応は D-D 反応と同程度、もしくはそれ以上の高温を必要とするため、D-D 反応よりもさらに次の世代の核融合反応と考えられている。

以上概観したとおり、現在のところ D-T 反応を用いた核融合炉の実現が当面の目標となっている。

1.1.3 プラズマの閉じ込め

核融合による発電が実用化されるためには、現行の火力発電所および原子力発電所と比較して遜色ない程度までコストを抑えなければならない。このためには炉をコンパクトにすること、および効率よく核融合反応を起こすことが必要であり、プラズマ閉じ込め性能の向上が求められる。

プラズマを閉じ込める方法として、プラズマが磁力線に凍結する (frozen-in) 性質を利用した磁場閉じ込め方式と、燃料ペレットに高強度のレーザーやイオンビームを照射し、瞬間的に高温・高密度プラズマを発生させて核融合反応を起こす慣性閉じ込め方式が提案されている。このうち前者の磁場閉じ込め方式において効率よく核融合反応を起こすためには、以下の3点のパラメータを向上させることが重要視されている。

1. プラズマの温度 (T)

前述のとおり、クーロン障壁を乗り越えて核融合反応を起こすためには原子核どうしが十分大きな運動エネルギーを持って衝突しなければならないため、プラズマを高温にすることで原子核に運動エネルギーを付与する必要がある。

2. プラズマの密度 (n)

原子核同士の衝突頻度を高めるためにプラズマを高密度にする必要がある。

3. プラズマの閉じ込め時間 (τ_E)

プラズマ中の蓄積エネルギー (プラズマの温度と密度の積に比例) の散逸時定数をエネルギー閉じ込め時間と呼ぶ。エネルギーが散逸しにくいプラズマを作ることで、追加熱による核融合反応の持続が可能となる。

プラズマを閉じ込めるための磁場の形成方法には様々な方法があるが、中でもらせん状にねじれた磁力線でトーラス型の閉じた磁気面を形成する環状磁場閉じ込め方式の一種であるトカマク型、およびヘリカル型と呼ばれる方式で、上記3点のパラメータについてよい値が得られている。以下にトカマク型装置およびヘリカル型装置の概略と現時点に置けるプラズマ閉じ込め性能の到達点について述べる。

トカマク型装置

トカマク型装置の概念図を図 1.3 に示す [5]. トカマク型装置では, トロイダル磁場コイルにより形成されるトロイダル磁場と, プラズマ電流により形成されるポロイダル磁場との合成により閉じた磁気面を形成し高温プラズマを閉じ込める. プラズマ電流は電磁誘導方式あるいは高エネルギー粒子ビーム入射, 高周波入射により駆動される. エネルギー源としての核融合炉を考えた場合, 現時点において最も有力な閉じ込め方式がこのトカマク型磁場配位である. 核融合反応によってエネルギー利得を得るためには, 核融合反応によって得られるエネルギーが外部から投入されるエネルギーを上回らなくてはならない. プラズマへの入出力エネルギーの比をエネルギー増倍率 Q (=核融合出力エネルギー/外部加熱入力エネルギー) と定義する. 入出力エネルギーが等しいとき, つまり $Q=1$ である時を臨界プラズマ条件, 外部加熱なしでも核融合反応が起こり続けるとき, つまり $Q=\infty$ である時を自己点火条件といい, プラズマの閉じ込め性能を向上させるうえでの一つの目標となる. この Q 値を温度 T および密度と閉じ込め時間の積 $n\tau_E$ の関数とみなして, 横軸に T , 縦軸に $n\tau_E$ をとったグラフ中に Q 値を示したものを $n\tau_E$ - T ダイアグラムという. 主要なトカマク型装置で得られているパラメータおよび臨界プラズマ条件, 自己点火条件を $n\tau_E$ - T ダイアグラムに示したものが図 1.4 である [6]. この図に示されるとおり, 1960~1980 年代までは 10 年ごとにプラズマのパラメータがほぼ一桁ずつ向上してきた. 特に 1982 年にマックスプランク・プラズマ物理研究所(独)の Axial Symmetric Divertor Experiment(ASDEX) で最外殻磁気面のすぐ内側に急峻な密度および温度勾配を持つ領域, いわゆる輸送障壁が形成される H モード (High Confinement Mode) が発見され, 閉じ込め時間がそれ以前の L モード (Low Confinement Mode) と比較して 2~3 倍改善されたことが大きな進歩であった [7]. その後輸送障壁が形成される閉じ込め改善モードは様々な装置で発見され, H モードのように最外殻磁気面近傍で形成される輸送障壁は境界輸送障壁, よりプラズマの内部で形成されるものは内部輸送障壁と呼ばれている. 1980 年代後半から 1990 年代に入ると, 原子力研究所(日)の JAERI Tokamak-60U(JT-60U), 欧州核融合開発機構(EU)の Joint European Torus(JET), プリンストン大学(米)の Tokamak Fusion Test Reactor(TFTR) の世界三大トカマクでパラメータ更新の競争が行われた. 1992 年に

は JET における重水素とトリチウムのプラズマで実際に核融合反応を起こす実験 (D-T 放電) で $Q=1.14$ が得られ、臨界プラズマ条件が世界で初めて達成された [8]。1996 年には JT-60U における重水素プラズマを用いた実験で、D-T 放電に換算した場合 $Q=1.05$ に相当する出力が、1998 年には世界最高となる $Q=1.25$ が得られた。 [9][10]。

核融合炉の実用化にいたる次の段階は、自己点火条件 (あるいは十分に大きい Q 値) の達成と長時間燃焼の実現を目指す実験炉の建設である。現在トカマク型磁場配位を用いた実験炉として日本・欧州・ロシア・米国 (米国は 1999 年に離脱、2003 年に復帰を表明) の国際協力により国際熱核融合実験炉 International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) の設計や研究開発が進められている。ITER が目指すプラズマ性能は

- Q が最低でも 10 以上とし、自己点火条件の可能性も排除しない。
- 電磁誘導方式による D-T 燃焼時間は 400 秒とする。
- 電磁誘導方式以外の高エネルギー粒子ビームや高周波による電流駆動方式を用いることにより、 Q が 5 以上の D-T 燃焼定常運転の実証を目指す。

のようにまとめられ、プラズマ閉じ込め性能の一層の向上が必要とされている [11]。

ヘリカル型装置

ヘリカル型装置の概念図を図 1.5 に示す [5]。ヘリカル型装置では、単数または複数 (実績的には 2 から 3 本) のヘリカルコイルに流れる同方向の電流によって生成される磁場を用いて閉じた磁気面を形成し、高温プラズマを閉じ込める。トカマク型と比較したとき、長所としては

- 閉じ込め磁場が外部コイルのみにより生成されるため定常運転が容易である。また、磁場配位の外部からの制御が容易である。
- プラズマ電流を必要としないためディスラプションがなく、安全性が高い
- 電流駆動を必要としないため、炉システム内の還流エネルギーが少なく経済性に優れる

- 不純物制御に有効なダイバータが自然に備わっている

また、短所としては

- 非軸対称性のために粒子閉じ込めが比較的悪い
- ヘリカルコイルシステムが工学的に複雑である

といった点が挙げられる。

ヘリカル型磁場配位は、閉じ込め磁場を外部コイルのみで構成するためにプラズマ電流を必要としない点がトカマクとの一番の相違点であるが、トーラス磁場系での閉じ込め概念としては類似な点も多い。例えば近年核融合科学研究所(日)の Compact Helical System(CHS) ヘリオトロン/トルサトロンやマックスプランク・プラズマ物理研究所の Wenderstein7-AS(W7-AS) ステラレータで H モードに類似した閉じ込め改善モードが発見されている [12][13]。このようにトカマクプラズマの閉じ込め改善モードに類似した現象がヘリカルプラズマでも発見されたことは、トーラスプラズマの閉じ込め改善に関する物理に共通の機構が存在する可能性を示唆している。従って、ヘリカル型におけるプラズマ閉じ込めの研究が発展し、トカマク型との相補的な考察が行われることはトーラスプラズマの統一的な物理機構の解明を促進すると期待でき、しいてはトカマク型の ITER プラズマ研究、それに続くエネルギー源としての核融合炉の実現にも大きく貢献するものといえる。

1.2 プラズマの閉じ込めと揺動

1.2.1 プラズマ中の微小乱流と異常輸送

高温プラズマ中の熱拡散係数，粒子拡散係数といった輸送係数は，トーラス配位における粒子間のクーロン衝突による酔歩過程で決定される新古典拡散理論を用いた予測値よりも1~2桁大きい．これは異常輸送 (anomalous transport) 過程と呼ばれ，プラズマ閉じ込め改善の観点からは異常輸送の克服が重要な研究課題となっている [14][15]．

この異常輸送はプラズマ中の様々な不安定性により励起される密度，温度，ポテンシャルなどプラズマのパラメータの微小乱流に起因するものと考えられている．この微小乱流はこれらのパラメータの揺動となって現れる．トーラスプラズマにおいて，微小乱流に起因した電場や磁場揺動による荷電粒子の径方向速度の揺らぎがもたらす粒子や熱の輸送は以下のように表される．

荷電粒子の径方向速度の揺動成分は

$$\tilde{v}_r \approx \tilde{E}_\theta / B + v_{\parallel} \tilde{B}_r / B \quad (1.6)$$

で与えられる．ここで添え字 θ はポロイダル成分， r は半径方向成分， v_{\parallel} は粒子速度の閉じ込め磁場に平行な成分である．右辺第一項はポロイダル揺動電場 \tilde{E}_θ による $E \times B$ ドリフトを示し，第二項は径方向磁場揺動 \tilde{B}_r による磁力線の径方向拡散に起因する径方向速度揺動である．添え字 j で荷電粒子の種類 (イオンまたは電子) を表し，荷電粒子密度および径方向速度を平衡成分とそこからの揺動成分に分けると

$$\Gamma_r = \langle (n_j + \tilde{n}_j)(v_r + \tilde{v}_r) \rangle = \langle n_j v_r \rangle + \langle \tilde{n}_j \tilde{v}_r \rangle \quad (1.7)$$

で与えられるため，揺動に起因する粒子束 Γ_r^{fluc} および熱流束 Q_r^{fluc} は

$$\Gamma_r^{\text{fluc}} = \langle \tilde{n}_j \tilde{v}_r \rangle = \frac{\langle \tilde{n}_j \tilde{E}_\theta \rangle}{B} - \frac{\langle \tilde{j}_{\parallel j} \tilde{B}_r \rangle}{eB} \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} Q_r^{\text{fluc}} &= \frac{3}{2} \langle \tilde{p}_j \tilde{v}_r \rangle \\ &= \frac{3}{2} k_B n_j \frac{\langle \tilde{T}_j \tilde{E}_\theta \rangle}{B} + \frac{3}{2} k_B T_j \frac{\langle \tilde{n}_j \tilde{E}_\theta \rangle}{B} + \frac{\langle \tilde{Q}_{\parallel j} \tilde{B}_r \rangle}{B} \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる．ここで k_B はボルツマン定数， \tilde{p}_j ， \tilde{T}_j ，および $\tilde{Q}_{||j}$ はそれぞれ荷電粒子の圧力揺動，温度揺動および磁力線方向の熱流束揺動である [16]．

さらにプラズマ中の揺動とプラズマのパラメータとの間には図 1.6 の矢印 (1)～(10) に示されるような関係がある [17]．プラズマの種々のパラメータがある空間分布をとると，パラメータ勾配を自由エネルギーとして励起した線形モードは (1)，非線形モード間結合 (2) を経て生じた乱流 (3) となって輸送に影響し，生成された粒子束，エネルギー束 (4) が再びパラメータの空間分布を修正する (5)．そのうえ両極性粒子束 (6) によって生成される径電場は粒子軌道を修正して新古典拡散理論に影響する (7) のみならず，乱流の性質をも修正し (8)，異常輸送機構にも影響を及ぼす．諸パラメータの空間分布は，ガスパフやペレット入射，リミター挿入やバイアス印加，加熱などにより影響を与えることが可能である (9)．特に径電場は加熱による軌道損失の変化によっても変更されると考えられる (10)．そこで今日の揺動研究で問題となるのは，

- 何を自由エネルギーとして揺動が励起されるか (線形不安定性の同定)
- 存在している揺動はどのような性質を持つか (揺動の特性)
- 揺動の乱流的性質を変えるパラメータが存在するか (揺動の制御)
- 揺動がプラズマの閉じ込め特性に対しどのような寄与をしているか (閉じ込めとの相関)

などであり，これらの関係を自己矛盾なく説明する実験，計測および理論モデル構築が目指されている．

1.2.2 プラズマの閉じ込めと揺動との関係についての近年の研究

近年，プラズマの閉じ込め改善と揺動の抑制に径電場のシアが強く寄与する可能性を示唆する現象が相次いで発見され，注目を浴びている．General Atomic 社 (米) のトカマク型装置 Doublet III-D (D III-D)，テキサス大学 (米) の Texas Experiment Tokamak (TEXT)，オークリッジ国立研究所 (米) のヘリカル型装置 Advanced Toroidal Facility (ATF) などで

は、L-H 遷移時に境界輸送障壁が形成される位置とほぼ同位置に径電場のシアが形成され、その領域において密度揺動が低減するという現象が観測された [19][20][21]。また、D III-D および CHS などでは、内部輸送障壁形成時の径電場シア形成と密度揺動低減が観測された [22][23]。これらの現象を説明する理論として、径電場のシアによって形成されたポロイダル方向の $E \times B$ シア流によって揺動がせん断されて揺動の径方向の相関長が減少し、揺動および揺動駆動の粒子束・熱流束が低減するという機構が Biglari らから提案されている [24]。また、計算機の発達に伴い、シミュレーション研究も進展を示している。図 1.7 はトーラスプラズマにおける微視的不安定性の一つであるイオン温度勾配不安定性 (ITG モード) を、3次元 Gyrokinetic Toroidal Code (GTC) を用いてトカマク型配位についてシミュレーションした結果で、ポロイダル断面における静電ポテンシャルの等高線を示したものである [25]。図 1.7(A) ではポロイダル方向の $E \times B$ シア流の効果が取り入れられており、図 1.7(B) ではポロイダルシア流を抑制したものとして計算されている。ここでは相関長の大きい揺動ほど揺動レベルが大きく、ポロイダル流の強い図 1.7(A) では揺動の径方向の相関長と揺動レベルが減少するという結果が得られている。

1.3 各種揺動の計測手法

式(1.8), 式(1.9)および図1.6より, 揺動による輸送は密度揺動, 温度揺動, ポテンシャル揺動, 磁場揺動など各種揺動の間の相関に依存していることがわかる. さらに前節で述べた近年の研究を踏まえると, 実験的に揺動の特性を理解するためには, 各種揺動について以下の項目を揺動のパラメータとして計測する必要がある.

- 揺動レベルの局所値
- 空間的スケール長 (空間相関)
- 時間スケール長 (時間相関)

以下に各種揺動の主要な計測法について述べる [26].

1.3.1 磁場揺動

磁気プローブ

コイルを貫く磁束の変化を誘起電圧として検出することで磁場揺動を計測する手法を磁気プローブ法という. プラズマの外側に磁気プローブを並べ, 外に漏れ出してくる磁場の揺動を検出することによってプラズマ中で起こっている MHD 揺動を測定する方法が広く用いられている. しかしこの方法によって検出される MHD 揺動は一般に長波長でコヒーレントな 10kHz 以下の低周波揺動が多く, 微小乱流に起因する揺動の計測には向かない. また, この方法を用いてプラズマ内部の磁場揺動を直接計測することも不可能である [27].

電磁波散乱

巨視的に安定化されたプラズマ中では磁場揺動レベルは密度揺動レベルに比べて 2-3 桁低いと考えられており, 磁場揺動による電磁波の散乱断面積を考えると散乱波の強度は密度揺動から引き起こされるものにマスクされてしまう可能性が大きい. 近年欧州原子力共同体 (EU) の Tore Supra トカマクにおいて適用された CPS (Cross Polarization Scattering) 法では, 密度揺動による散乱は偏光方向の変化をもたらさないが, 磁場揺動による散乱

は偏光方向が 90° 回転することを利用して両者を分離した。CPS 法の概念図を図 1.8 に示す。これにより巨視的に安定なプラズマ中で短波長の乱流的磁場揺動が初めて計測された。また、この揺動とコアプラズマの閉じ込めとの間に強い相関があることが示され、磁場揺動と輸送との関連を明らかにする手がかりとして注目されている [28]。

1.3.2 ポテンシャル揺動

静電プローブ法

静電プローブ法のうち最も基本的なシングルプローブ法では、固体電極をプローブとしてプラズマ中に挿入し、適当な基準電極との間に電圧を印加する。印加した電圧に応じてプローブに流入する電流を記録することで得られる電流-電圧特性を用いて、プラズマのポテンシャルのみならず温度や密度、またそれらの揺動を高い空間分解能、時間分解能で計測することができる。しかし電極がプラズマに接しているためにプラズマに擾乱を与えること、およびプローブ自身の損傷が問題となるため高温・高密度のコアプラズマには適用不可能であり、周辺プラズマの計測のみに限定されることが短所として挙げられる [27]。

重イオンビームプローブ法 (HIBP: Heavy Ion Beam Probe)

重イオンビームプローブは、1 価の高エネルギー重イオンをプラズマ中に入射し、プラズマ中の電子またはイオンとの衝突電離により生成された 2 次イオンビームのエネルギー変化を測定することによってプラズマ中の空間ポテンシャルを測定する計測法である。また、2 次イオン電流は電子密度を反映するので、ポテンシャル揺動と密度揺動が同時計測できることが利点である。しかし密度揺動についてはビームの線積分効果を考慮する必要があり、結果の解釈が困難になること、および計測可能な波数の上限は検出器の入りロスリット幅で決定されるため微視的揺動の短波長領域を計測するのに難があることが短所として挙げられる。また、装置は非常に大掛かりなものになる。CHS における HIBP システムの概要を図 1.9 に示す [29]。

1.3.3 温度揺動

電子サイクロトロン放射法 (ECE:Electron Cyclotron Emission)

サイクロトロン運動をする電子は、サイクロトロン周波数およびその整数倍の周波数を持つ電磁波を放射することが知られている。プラズマが光学的に厚い場合は放射強度は局所的な電子温度に比例するため、放射強度の揺動を計測することで温度揺動を求めることができる [30]。放射信号の検出法としてはヘテロダイン検波法が用いられることが多い。ヘテロダイン検波方式の一例を図 1.10 に示す [31]。放射信号はミキサにおいて局部発振器出力とミキシングされ中間周波数に変換される。この信号を増幅、フィルタし、ダイオードにより二乗検波することにより電子温度に比例した出力を得ている。

1.3.4 密度揺動

密度揺動計測法としては、プラズマ周辺部には前述の静電プローブ法が、プローブ法の適用できないプラズマ内部にはブラッグ散乱法が古くから用いられてきた。近年では長波長揺動の計測に難があるというブラッグ散乱法の短所を克服する新しいプラズマ内部の密度揺動計測法として、反射法 [32]、レーザー位相差法 (LPC:Laser Phase Contrast)[33]、ビーム放射分光法 (BES:Beam Emission Spectroscopy)[34] などが開発されてきた。ただしこれらの計測法も一長一短の特徴を有し、計測対象とする物理量に適した計測法を選択する必要がある。特に波数計測においては手法によって適用可能な波数領域が異なり、複数の手法を組み合わせることでプラズマ中に存在する揺動の全体像を把握することができる。さらに波数計測により波数 - 周波数空間におけるパワースペクトル $S(k,f)$ を求め分散関係を導出することができれば、揺動がどのような不安定性に起因しているか知ることができ、揺動の制御を実現する手がかりとなる [18][35]。

ブラッグ散乱法

プラズマに入射した電磁波に対して電子密度揺動が強度格子として作用するブラッグ散乱を利用した計測法がブラッグ散乱法である。ブラッグ散乱法は高温プラズマ中の電子密度揺動計測法として最も広く用いられてきた計測法であり、トカマクプラズマ中に乱流的

揺動が存在することを始めて明らかにした [36]. ブラッグ散乱の概念図を図 1.11 に示す [14]. プラズマへの入射電磁波, 密度揺動および散乱波の波数をそれぞれ k_i , k , k_s , 電磁波の入射軸に沿った電子密度揺動の存在領域を L とし, クライン・クックパラメータ Q を式 (1.10) のように定義する.

$$Q = \frac{k^2 L}{k_i} \quad (1.10)$$

$Q \gg 1$ のときブラッグ領域となる. 散乱角を θ_s とするとブラッグの散乱条件は式 (1.11) のように書ける.

$$k_i \sin \frac{\theta_s}{2} = \frac{k}{2} \quad (1.11)$$

揺動の波数に対応する散乱角が式 (1.11) より決定されるので, 図 1.11 のように検出器をある散乱角に設定することでその散乱角に対応する特定の波数成分を検出することができる. 入射電磁波としてビーム幅 ($1/e^2$ 強度の全幅) が $2W_0$ のガウシアンビームを用いた場合, 散乱角がビームの発散角より大きくないと透過光と散乱光を区別できない. そのため波数の測定下限 k_{\min} は散乱角がビームの発散角に等しいという条件から式 (1.12) で与えられる.

$$k_{\min} = \frac{2}{W_0} \quad (1.12)$$

これは, 長波長の揺動を計測するためには散乱体積を大きくとる必要があり空間分解能が低下することを意味する. さらに観測する散乱角が計測ポートの制限を受けること, 一つの散乱角について一つの波数しか計測できないことなどが短所として挙げられる. TFTR におけるブラッグ散乱法による密度揺動計測の結果, 揺動レベルは波数の減少に伴って単調に増加することが示された [37]. したがって, 揺動レベルが高く, 磁力線を横切る方向に伝播する揺動の波数 k_{\perp} が $2\pi\rho_i/a < k_{\perp}\rho_i < 1$ (ρ_i はイオンのラーマー半径, a はプラズマのポロイダル半径) で表される中～長波長の密度揺動を計測する手法の開発が必要であると考えられるようになった.

反射法

プラズマ中に入射した電磁波は、その周波数のカットオフ密度の反射層で反射される。密度揺動があると反射層の位置が変動し、入射波と反射波の位相差も変動する。反射法ではこの位相差の変動を測定して密度揺動を求める。図 1.12 に日本原子力研究所のトカマク型装置 JAERI Fusion Torus-2M(JFT-2M) における反射法を用いた密度揺動計測の概念図を示す [38]。反射法は一つのポートで測定が可能であること、反射波信号が入射波のカットオフ層近傍の情報に強く依存するため空間分解能が良いという特徴を有する。一方、ビーム幅が揺動の波長より大きくなるような短波長の揺動、つまり波数の大きい揺動は検出できないこと、密度分布が径方向にホローになっている場合は内部の計測ができないことが問題点である。

レーザー位相差法 (LPC:Laser Phase Contrast)

前述のクライン・クックパラメータ Q が $Q \ll 1$ のラマン・ナス領域にあるとき、電子密度揺動がプラズマに入射した電磁波に対して位相格子として作用するラマン・ナス回折が起こる。LPC 法では位相差板を用いて透過光と回折光の間に $\pi/2$ の位相差を与えることで、ラマン・ナス回折による位相変調を強度の変化に置き換える。さらに結像光学系と検出器アレイを用いることで、電子密度揺動のイメージ計測を行うことができる。LPC 法の概念図を図 1.13 に示す [33]。

LPC 法は 1980 年代に Weisen によって提唱され、1988 年に初めてローザンヌ工科大学 (瑞) の TCA トカマクに適用された後 1991 年 Matsuo らによって確立された [33][39][40]。Tanaka らは LPC 法を京都大学 (日) のヘリカル型装置ヘリオトロン E に適用し、揺動のパワースペクトル $S(k,f)$ を求めた [41]。ここで k は揺動の波数、 f は周波数である。その他、LPC 法は D III-D, TEXT-U (Texas Experiment Tokamak-Upgrade), 中国科学技術大学 (中) の KT-5C トカマクに適用されている [42][43][44]。以上の計測例は線積分計測であるが、近年 Kado らは環状型閉じ込め装置のシア磁場を利用することでビーム軸方向の空間分布計測を可能とした [45]。これによって、高シアの磁場閉じ込め装置、とりわけヘリカル型装置においては、ポロイダル断面の上下部を分離することで、ポロイダル波数の符

号を分離した形でパワースペクトルが得られるようになった。LPC法では $Q \ll 1$ を満たすために光源としては波長が $10 \mu\text{m}$ 程度の赤外域の電磁波、主に CO_2 レーザーが用いられてきたが、現在福岡工業大学のグループと CHS 装置との共同研究により YAG レーザー (波長 $1.06 \mu\text{m}$) などより短波長のレーザーを用いたシステムの開発が行われている [46]。LPC法はグループによって Phase Contrast Imaging(PCI), Laser Phase Contrast Imaging(LPCI), 単に laser imaging などと呼ばれる。本論文中では表記法を LPC法と統一し、使用するレーザーを明示する場合は CO_2 -LPC法, YAG-LPC法などの表記を用いる。

LPC法では位相差板上で透過光と回折光との間に $\pi/2\text{rad}$ の位相差を与えるために、位相差板上で両者を完全に分離する必要がある。従って波数の計測下限はブラッグ散乱法において散乱光と透過光を区別する条件である式 (1.12) で与えられる。一方、波数の計測上限はプラズマ中の空間サンプリング間隔により決定される。従って、サンプリング間隔を Δx とすると、LPC法により計測可能な波数の領域は式 (1.13) で与えられる。

$$\frac{2}{W_0} \leq k \leq \frac{2\pi}{2\Delta x} \quad (1.13)$$

これは、波数の測定上限を光学系の倍率だけで決定でき、短波長領域の計測も可能であることを示している。

波数スペクトルは揺動の実像を空間方向にフーリエ変換することで求めることができ、波数 - 周波数空間における $S(k,f)$ スペクトルの計測が可能である。

ビーム放射分光法 (BES:Beam Emission Spectroscopy)

中性粒子を高エネルギーのビームとしてプラズマに入射すると、ビーム粒子はプラズマとの衝突により励起し、その後発光を伴って脱励起する。BESではこのビーム粒子からの放射光 (以下”beam emission”と表記) の強度の経時変化を観測する。beam emissionはビームが速度を持つことによりドップラーシフトしているため、分光的手法を適用することでビームからの放射光とバックグラウンドの発光を区別することができる。BESの概念図を図 1.14 に示す [37]。観測視線は磁力線と接する方向に設定される。結像光学系と検出器アレイを用いることで、径方向およびポロイダル方向の密度揺動のイメージ計測を行

うことができ、波数 - 周波数空間における $S(k, f)$ スペクトルの計測が可能である。波数の計測上限はプラズマ中の空間サンプリング間隔により決定され、計測可能な波数の領域は式 (1.14) で与えられる。

$$0 \leq k \leq \frac{2 \pi}{2 \Delta x} \quad (1.14)$$

LPC 法で計測不可能となる $k \approx 0$ の極めて長波長の揺動まで計測可能である。

BES 法は 1980 年代に Fonck によって提唱され、1989 年にプリンストン大学 (米) の PBX-M トカマクにおける実験で計測法として確立された後、TFTR[47] およびヴィスコンシン大学 (米) の Phaedrus-T トカマク [48] に適用され、密度揺動レベルの径方向分布や閉じ込め時間と密度揺動レベルの相関など長波長揺動の性質についての研究が行われた [37]。以後 BES 法は TEXT-U[49]、D III-D[50] に適用され、内部輸送障壁形成時 [51] や L-H 遷移時 [52] の密度揺動の減少など、密度揺動と閉じ込め性能との相関を示唆する計測結果が報告されている。

BES の特徴として、観測視線が中性粒子ビームと交差する領域から放射されている光のみを計測する局所計測であり、発光位置を決定する能力に優れていることが挙げられるが、観測体積中の磁力線の曲率が大きい場合は、計測される値は異なる磁気面上の密度揺動の足し合わせとなる。大型トカマク装置では観測体積中の磁力線の局率を小さくすることができるが、磁力線の曲率が大きい小型装置やトロイダル方向にも変化する磁場構造を持つヘリカル型装置では観測視線の設定や結果の解釈が困難になる。このため、現時点においてはヘリカル型装置への BES 法の適用例はない。

1.4 本研究の目的

本章で述べたことをまとめると以下のようなになる。

- 核融合炉の実現のためにはトカマク型およびヘリカル型の両方についてプラズマの性質が詳細に調べられることが必要である。
- プラズマ中の微小乱流に起因するパラメータの揺動とプラズマの閉じ込めとの間には相関関係があると考えられ、これらの揺動を計測する手法の開発が望まれている。
- 揺動レベルの大きい長波長の密度揺動を計測し、その挙動を理解することが重要な課題となっている。

これらの背景に基づき、本研究は高温プラズマ中の長波長の密度揺動を計測するのに最も適している BES 法を CHS 装置に適用するためのシステムを構築し、プラズマ中に存在する揺動の性質を詳細に調べることを目的とする。さらにはさまざまな放電条件下のプラズマにおいて計測を行い、プラズマ閉じ込めと密度揺動との相関関係の一端を明らかにすることを目指す。

1.5 本論文の構成

本論文は全6章から構成される。第1章は本章であり、本研究を行う上での背景と研究の目的に関して述べた。第2章ではBES法が開発されてきた経緯や計測原理、BES法を用いた近年の研究結果について述べる。第3章はCHS装置にBES法を適用するための計測システムの構築について記述する章であり、CHS装置および中性粒子ビーム入射装置(NBI)について説明し、フィルタ分光を用いたbeam emission検出システムなどハードウェアの構築、およびデータ取り込み、解析の方法について検討する。第4章は構築したシステムを用いてCHSプラズマのイオン密度揺動を計測した結果について述べる。第5章で本研究の結果をまとめ、第6章で今後の課題と展望について述べる。

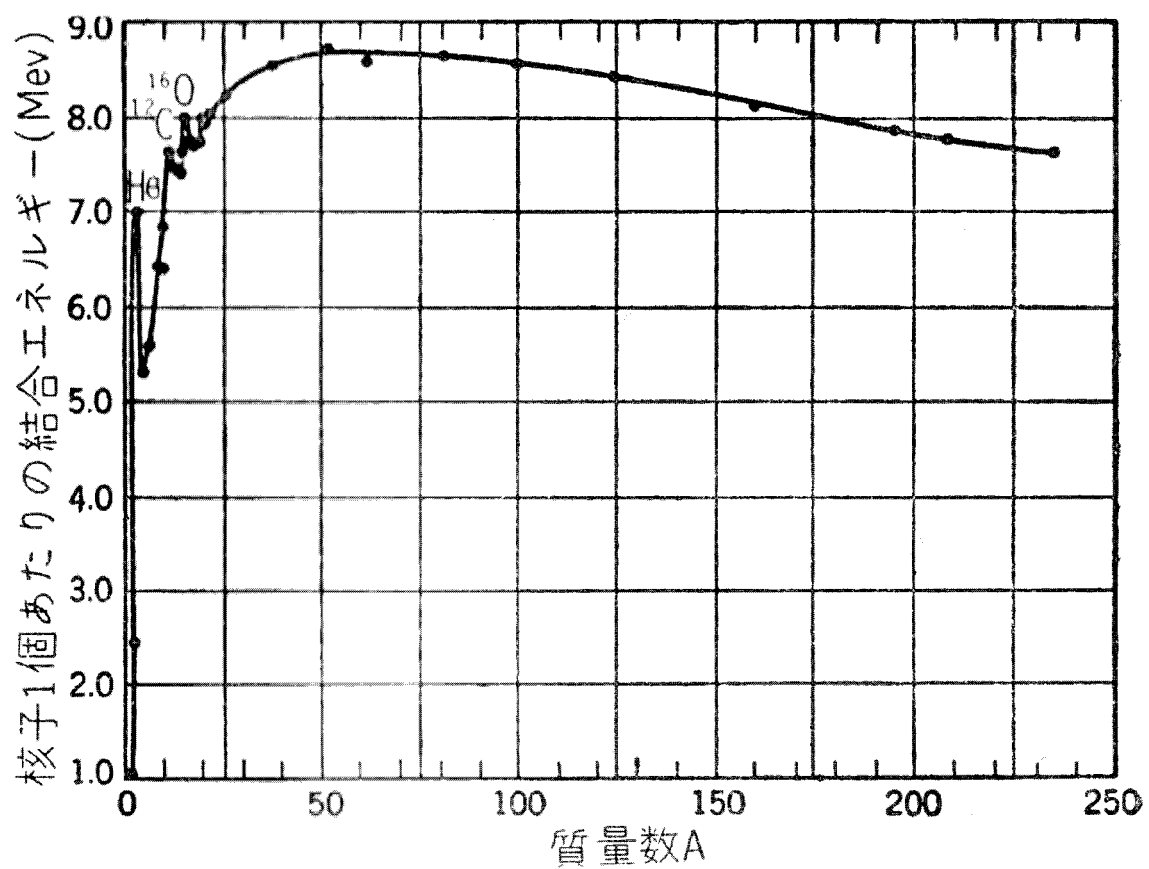


図 1.1: 核子一個あたりの結合エネルギー [1]

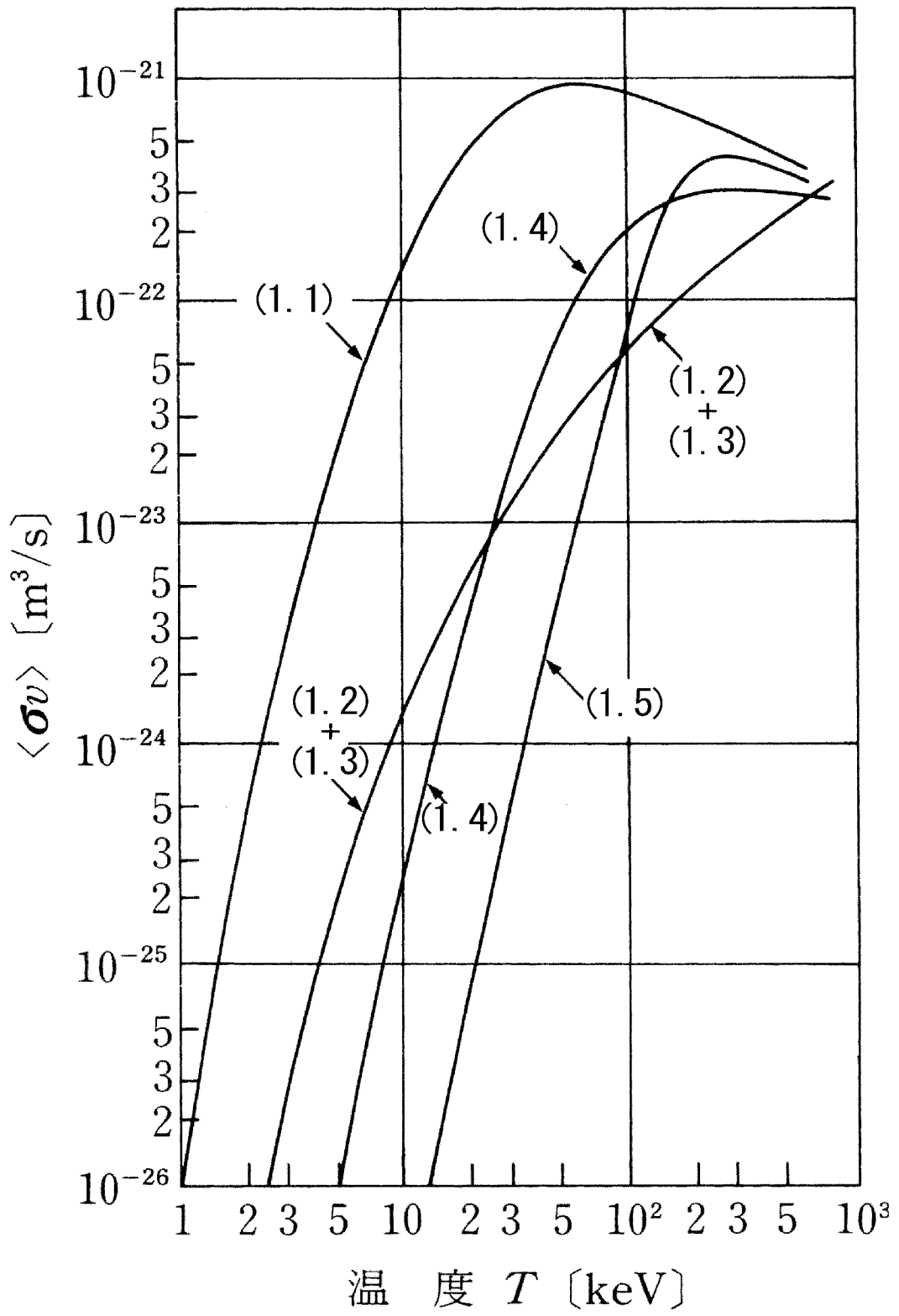


図 1.2: 核融合反応の断面積 [3]

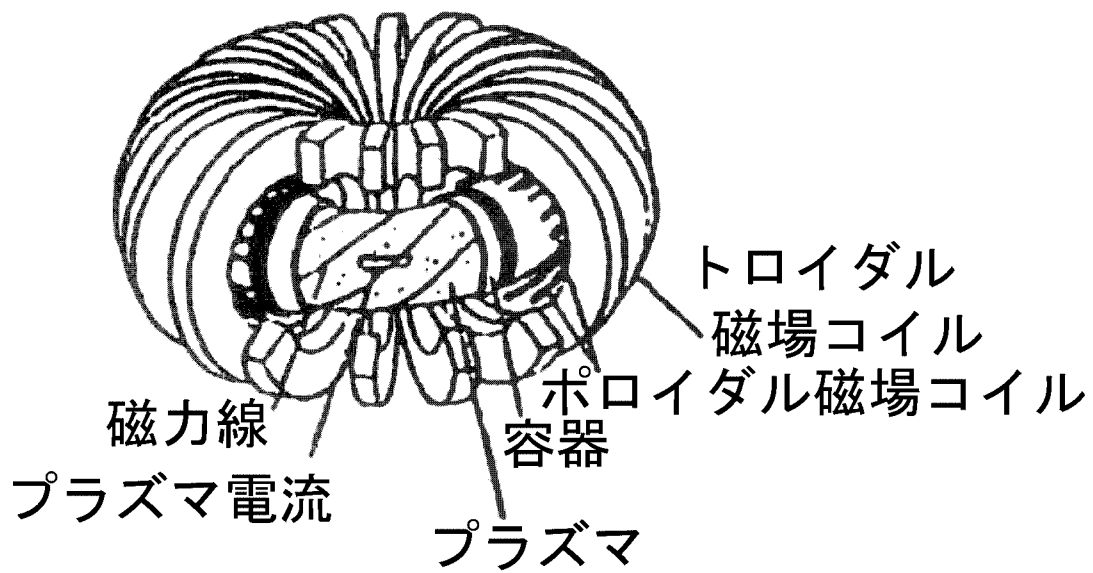


図 1.3: トカマク型装置の概念図 [5]

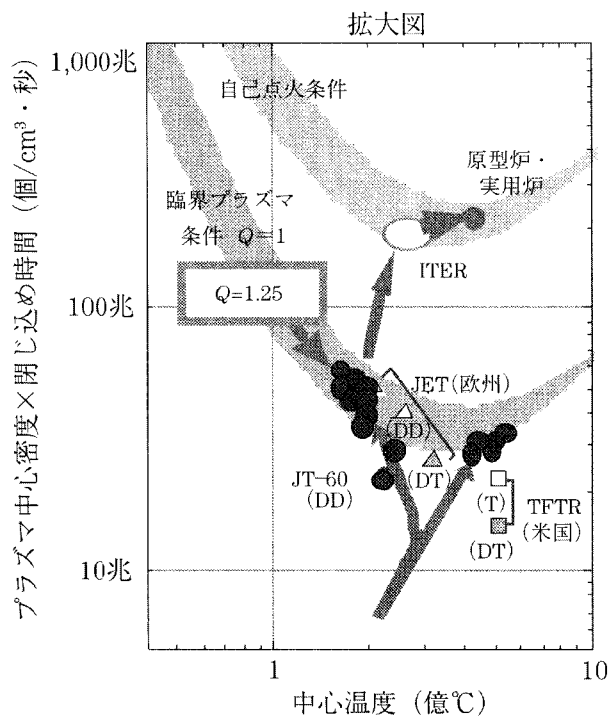
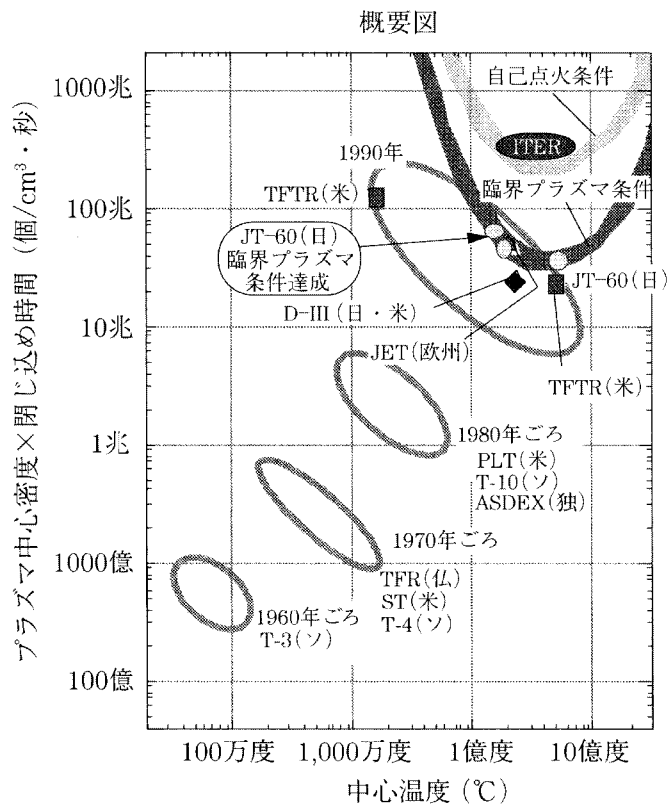


図 1.4: $n\tau_E$ - T ダイアグラムとトカマク型装置の進展 [6]

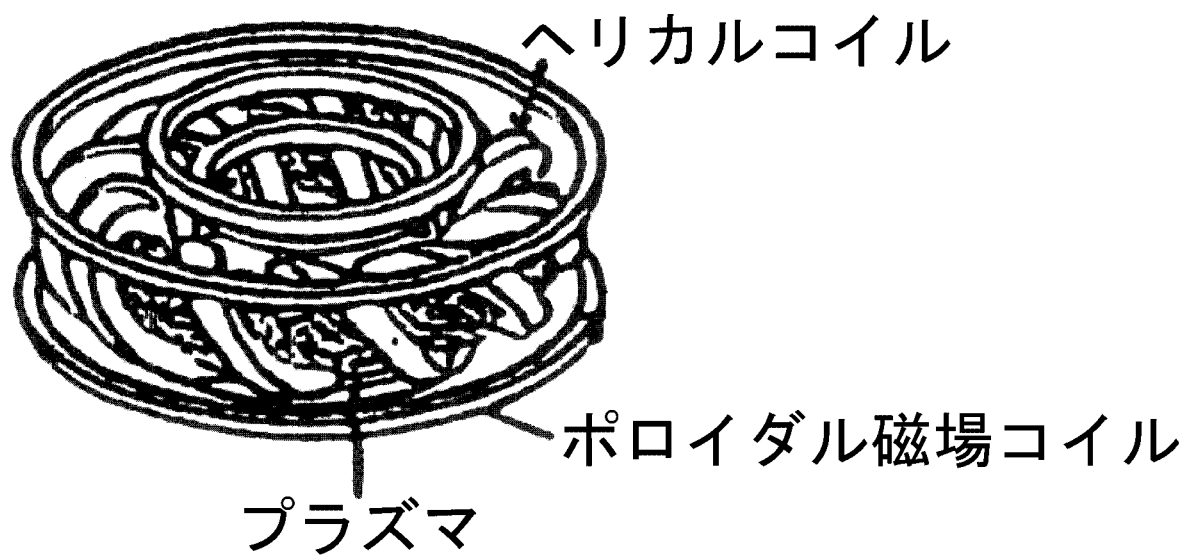


図 1.5: ヘリカル型装置の概念図 [5]

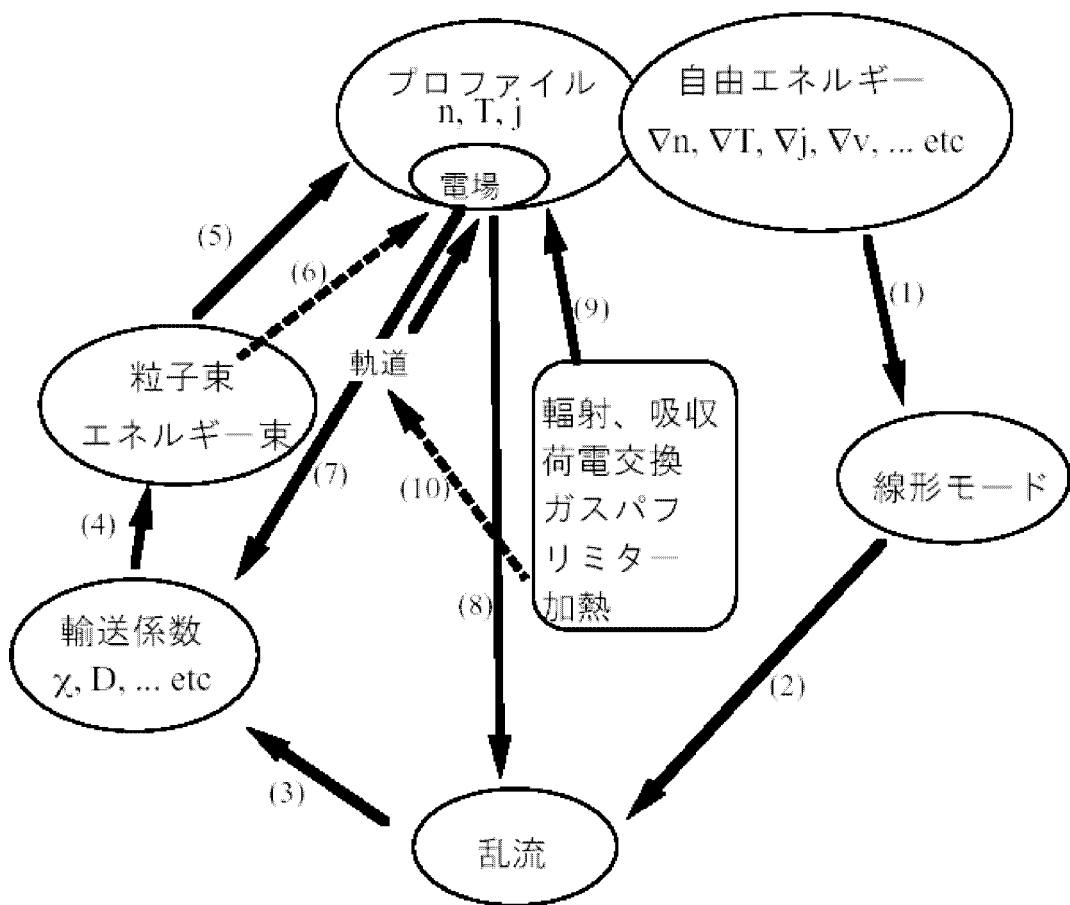


図 1.6: 自由エネルギー源, 乱流, 輸送過程間の関連 [18]

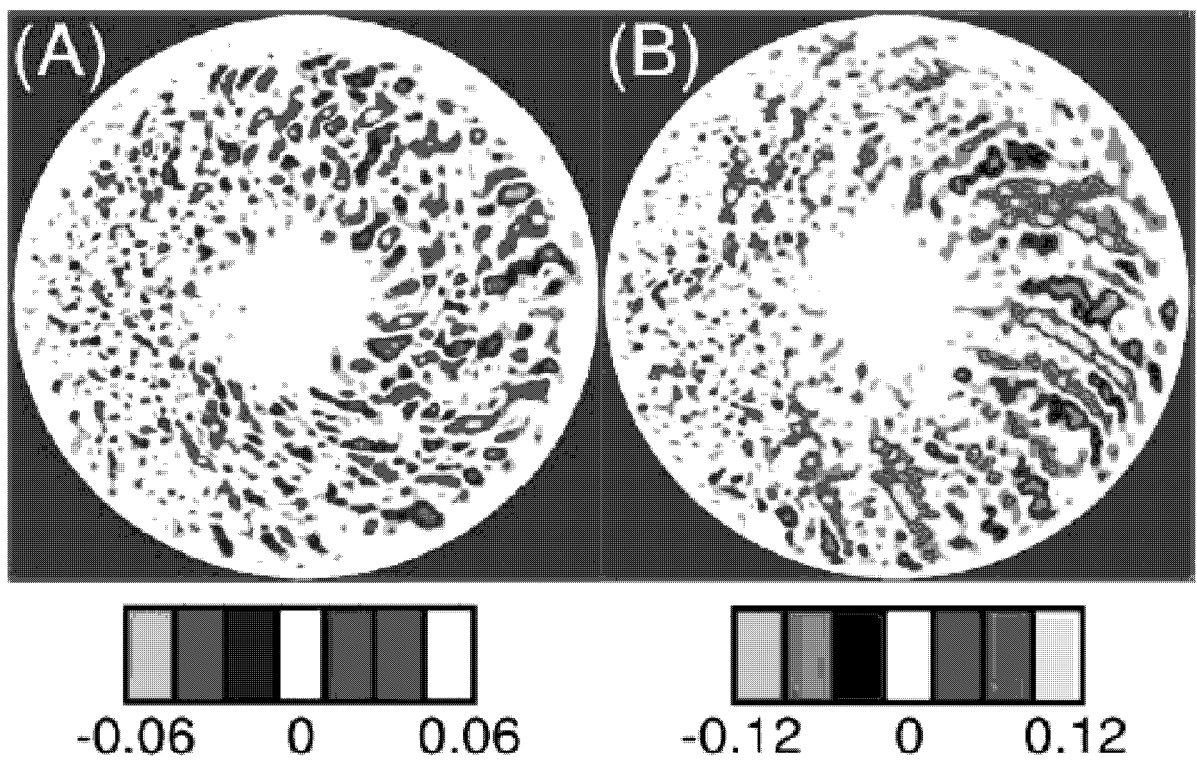


図 1.7: GTC コードを用いたトカマクプラズマにおける ITG モードのシミュレーション
 ポロイダル断面での静電ポテンシャルの等高線を示す。
 (A) $E \times B$ シア流がある時 (B) $E \times B$ シア流を抑制した時 [25]

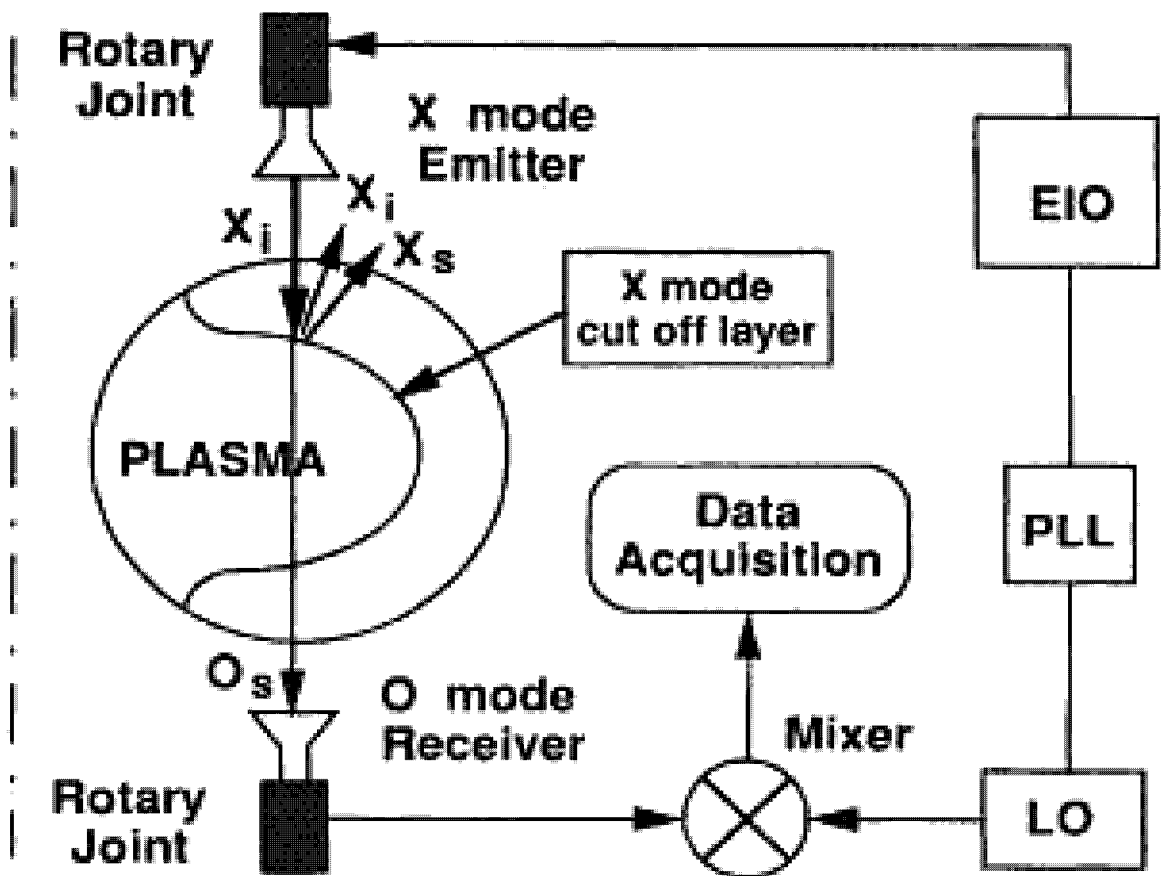


図 1.8: Tore Supra トカマクにおける CPS 法を用いた磁場揺動計測の概念図 [28]
 入射波を X モードとし，プラズマ中のカットオフ層で反射された X モード反射波と
 カットオフ層近傍で散乱され O モードとなった前方散乱波を分離する。

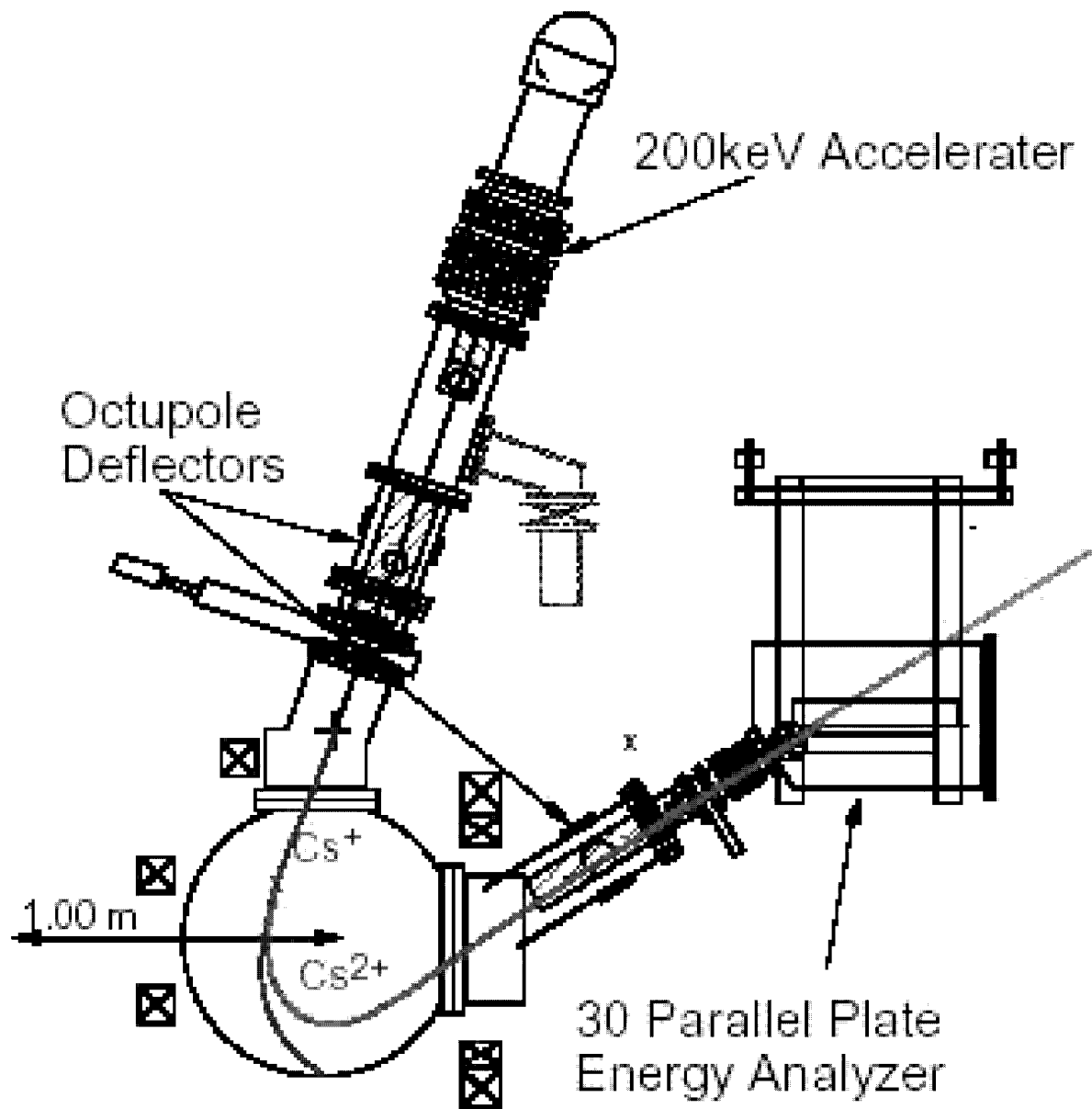


図 1.9: CHS における HIBP システムの概要 [29]

1次ビームとプラズマとの衝突により多価イオンの2次ビームが発生する。
 その結果、2次ビームはラーマー半径が小さくなり
 1次ビームと異なる軌道を描いてプラズマの外に飛び出す。
 2次ビームのエネルギーからプラズマのポテンシャルおよびその揺動を、
 2次ビームの電流から電子密度およびその揺動を計測する。

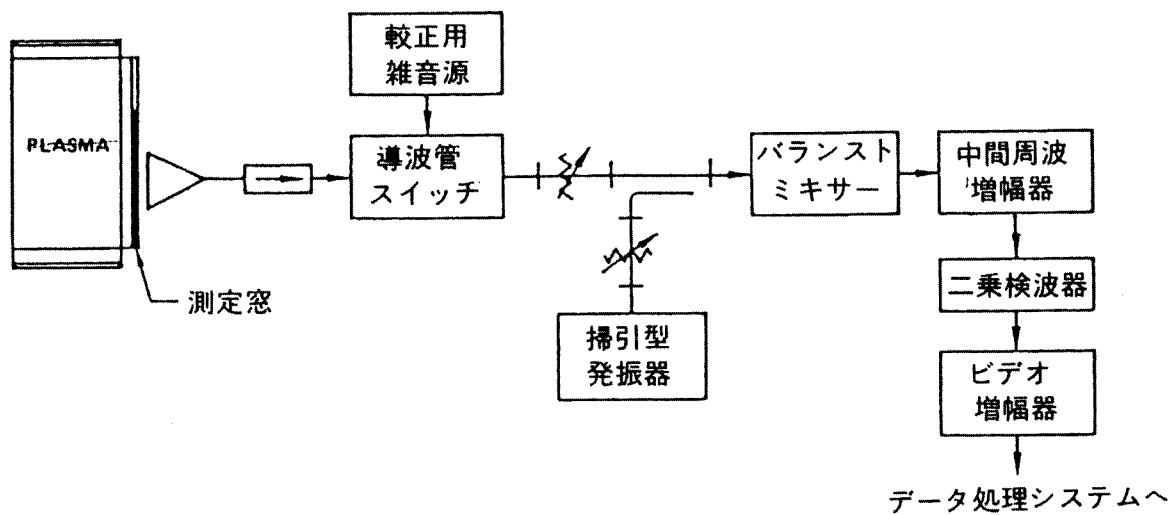


図 1.10: ヘテロダイン検波システムの基本構成 [31]

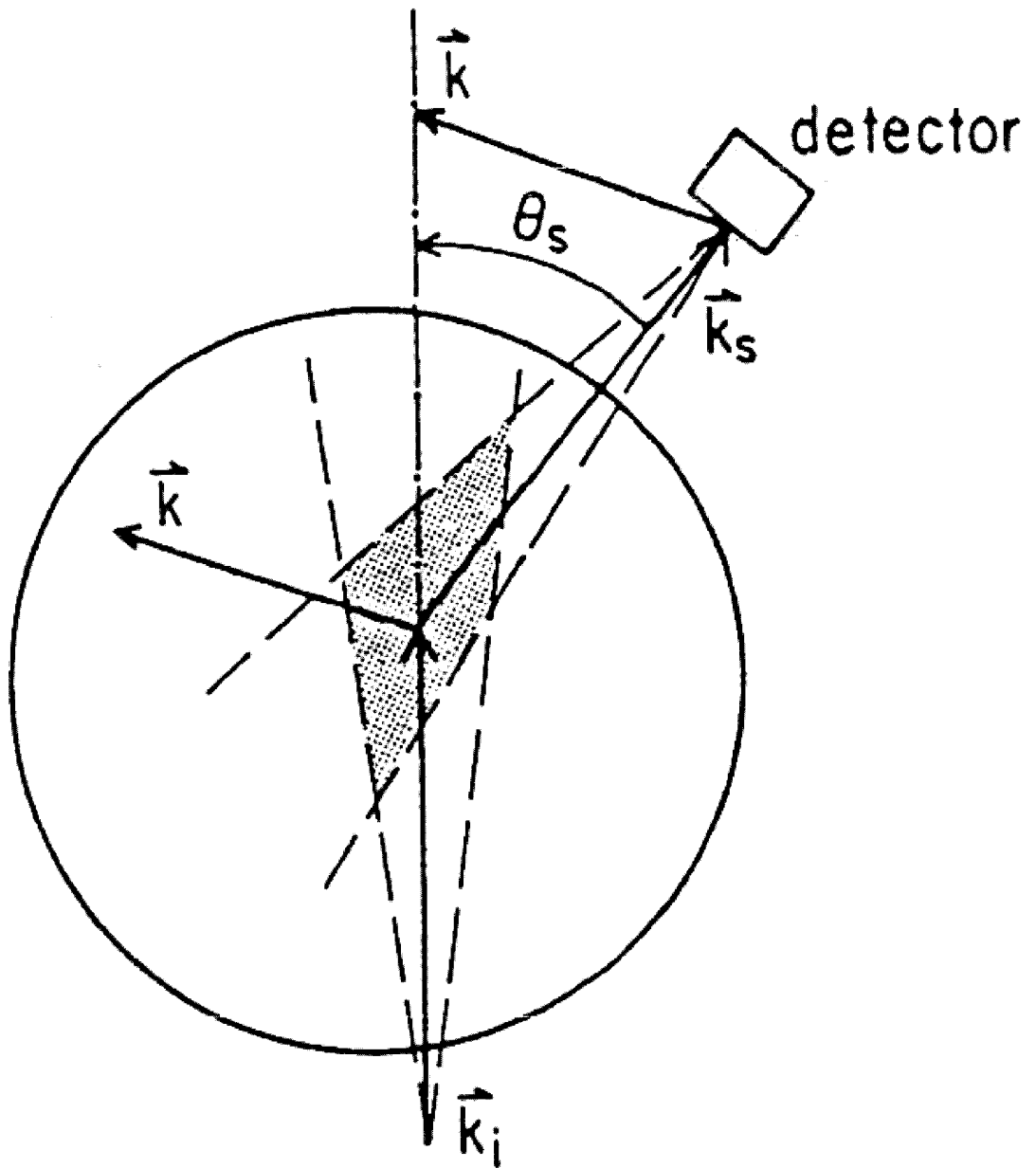


図 1.11: ブラッグ散乱法を用いた密度揺動計測の概念図 [14]
 散乱光の波数に対応した視線上に検出器を設置して計測する.

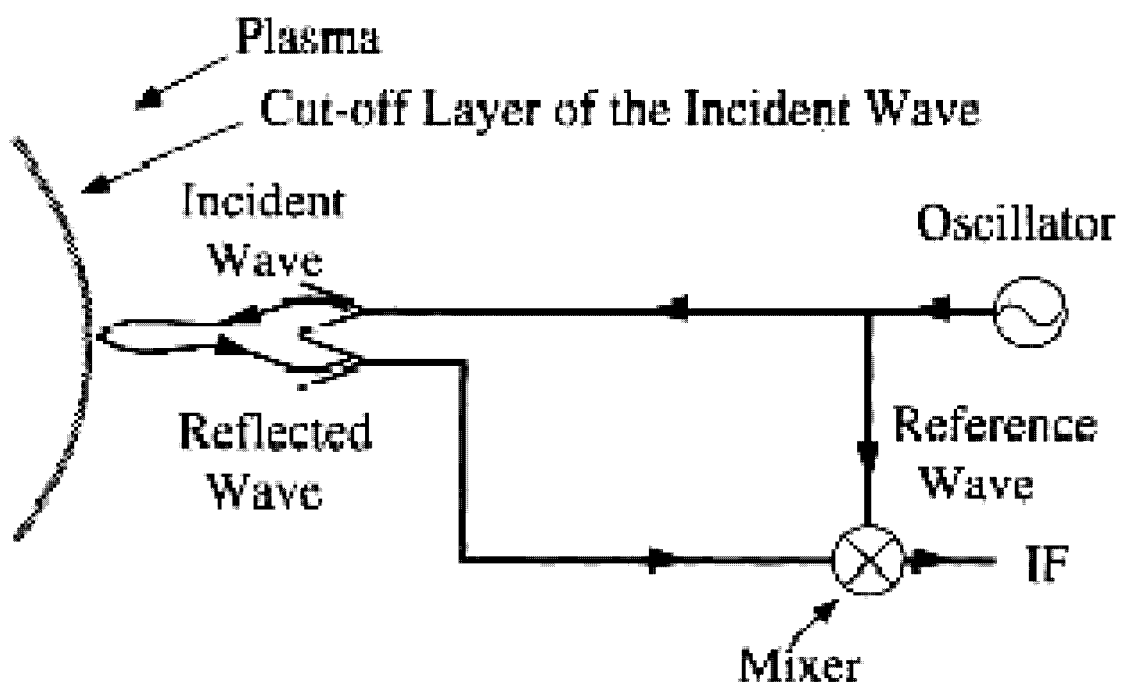


図 1.12: JFT-2 トカマクにおける反射法を用いた密度揺動計測の概念図 [38]
 カットオフ層における局所的な密度揺動を計測する.

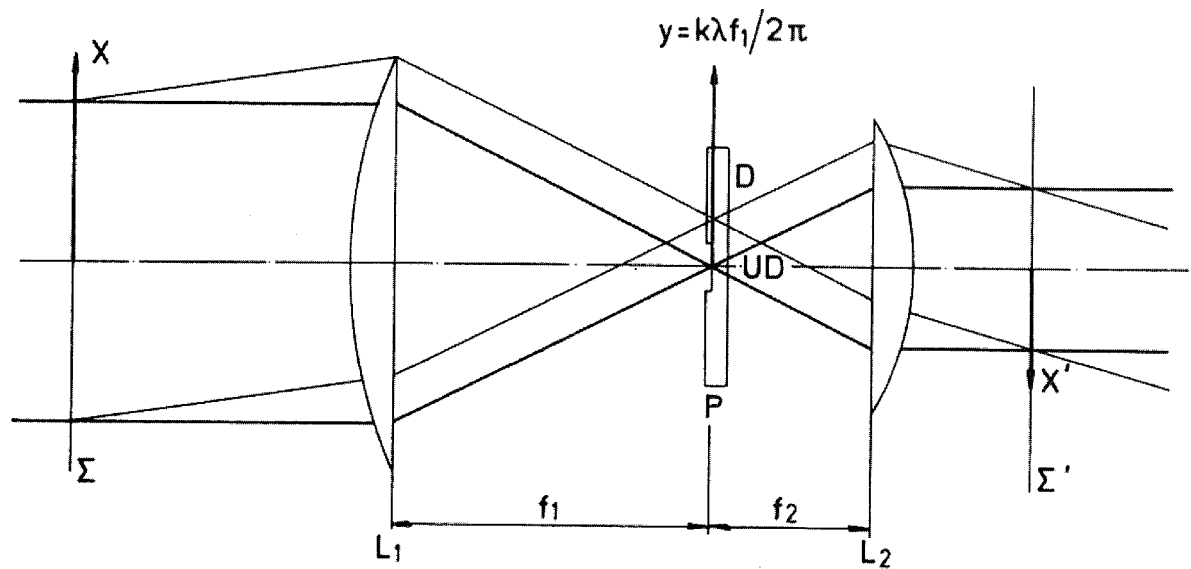


図 1.13: LPC 法を用いた密度揺動計測の概念図 [33]

位相差板により透過光と回折光との間に $\pi/2(\text{rad})$ の位相差を与える。その結果、電子密度揺動による位相変動は強度変動に置き換えられ、結像光学系を用いることにより電子密度揺動の実像を観測できる。

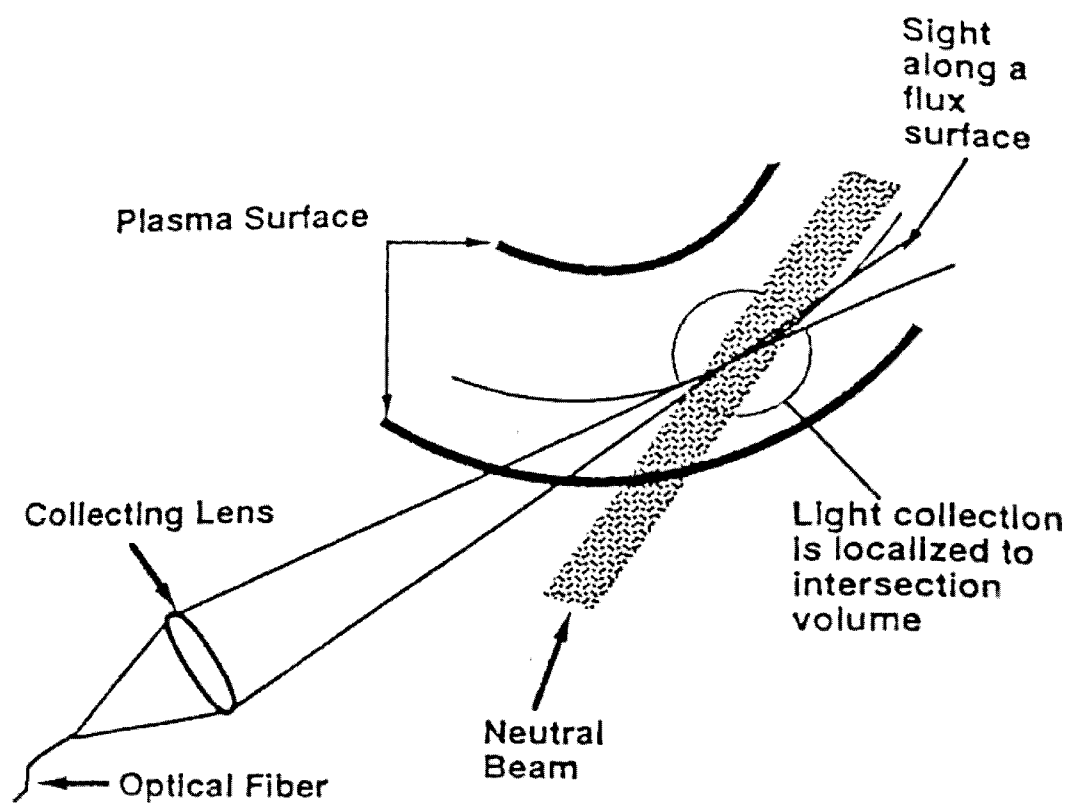


図 1.14: BES 法を用いた密度揺動計測の概念図 [37]

中性粒子ビームの発光強度の揺動をポロイダル断面の垂直方向から観測することにより、ポロイダル断面上の密度揺動を測定する。

結像光学系を用いることにより密度揺動の実像を観測できる。

第2章 ビーム放射分光法 (BES)

2.1 BES 法の計測原理

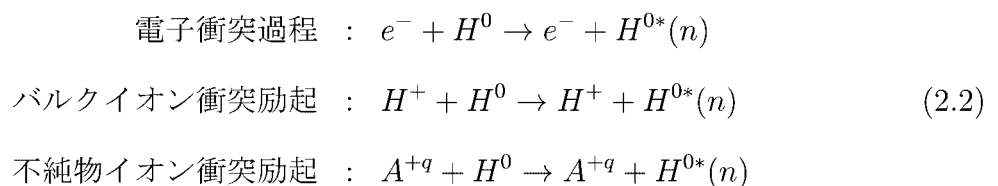
2.1.1 ドップラーシフトを利用した beam emission の検出

ビーム粒子は速度を持つため、beam emission はドップラーシフトする。したがって、分光的手法を適用することで beam emission とバックグラウンドの発光を区別することができる。本研究においては中性粒子ビームとして CHS の加熱用中性粒子入射装置 (NBI#2, 入射エネルギー 25~30keV, 水素原子ビーム) を用い、水素プラズマの密度揺動計測を行う。観測する光は水素原子 H_α スペクトル (波長 $\lambda_0=656.285\text{nm}$) とする。ビーム粒子の速度を v , ビームと観測視線とのなす角を θ , 光速を c とすると, beam emission の波長の λ_0 からのドップラーシフト $\Delta\lambda$ は

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v \cos \theta}{c} \quad (2.1)$$

となり, ビーム粒子が観測者に近づく方向に運動する場合に観測される波長は $\lambda_0 - \Delta\lambda$, 遠ざかる方向に運動する場合は $\lambda_0 + \Delta\lambda$ となる。beam emission とバックグラウンドとの分離を簡単にするためには $\Delta\lambda$ を大きくしたほうがよく, そのためには観測視線をビームとできるだけ同一線上にとって θ を小さくすることが望まれる。

衝突励起・脱励起レート係数水素プラズマに入射したビーム粒子の励起に寄与する原子分子過程として, 次の3つが考えられる。



ここで、 H^0 はビーム中の基底状態の水素原子、 $H^{0*}(n)$ はビーム中の第 n 準位の励起状態の水素原子、 A^{+q} は電荷 q を持つ不純物イオンとする。以下、不純物イオン衝突励起の影響は小さいものと仮定して、電子衝突過程とイオン衝突励起過程の寄与を比較する。

図 2.1 に水素イオン - 水素原子衝突の断面積を、図 2.2 に電子 - 水素原子衝突の断面積を示す [53]。図 2.1 中の灰色の帯は本研究で用いる水素原子ビームのエネルギー 25~30keV を示す。このとき水素イオンと水素原子とが衝突して水素原子が $n=3$ の励起状態に遷移する反応断面積は $2 \times 10^{-17} \text{cm}^2$ 程度となる。また、図 2.2 より、電子 - 水素原子衝突の断面積は $1 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ 以下となることが推測できる。したがって本研究では電子 - 水素原子衝突の寄与は無視し、beam emission は水素イオン - 水素原子衝突によって励起した水素原子からの発光のみと考え、beam emission 強度の揺動からイオン密度揺動を計測するものとする。

2.1.2 衝突輻射モデルを用いた beam emission 強度揺動レベルとイオン密度揺動レベルとの関係の導出

水素原子中の電子の主量子数 $n=j$ についてレート方程式を考える。生成項は $n = m (m \neq j)$ 準位からの水素原子 - 水素イオン衝突による遷移、消滅項は $n=j$ 準位から $n = l (l \neq j)$ 準位への水素原子 - 水素イオン衝突による遷移および $n = k (k < j)$ への自然放射とし、各種定数を以下のように定める。

A_{jk} : $n = j$ 準位から $n = k$ 準位への自然放射速度係数

$\langle \sigma v \rangle_{jl}$: $n = j$ 準位から $n = l$ 準位への衝突励起・脱励起レート係数

$\langle \sigma v \rangle_{mj}$: $n = m$ 準位から $n = j$ 準位への衝突励起・脱励起レート係数

n_m : ビーム中の $n = m$ 準位の水素原子密度

n_i : バルクイオン密度

h : プランク定数

ΔV : ビームと視線が交差する領域の体積 (観測体積)

$\Delta \Omega$: 観測体積がレンズに対してなす立体角 (2.3)

このときレート方程式は

$$\begin{aligned}\frac{dn_j}{dt} &= -n_j \sum_{k<j} A_{jk} - n_j n_i \sum_{l \neq j} \langle \sigma v \rangle_{jl} + n_i \sum_{m \neq j} n_m \langle \sigma v \rangle_{mj} \\ &= -n_j A_j - n_j n_i D_j + n_i S_j\end{aligned}\quad (2.4)$$

定常状態では式 (2.4) の左辺 = 0 として

$$n_j = \frac{n_i S_j}{A_j + n_i D_j}\quad (2.5)$$

このとき準位 $n=j$ から $n=k$ への自然放射強度 I_{jk} は

$$\begin{aligned}I_{jk} &= A_{jk} n_j h\nu \Delta V \Delta \Omega / 4\pi \\ &= \frac{A_{jk}}{A_j} \frac{n_i S_j}{1 + n_i D_j / A_j} h\nu \Delta V \Delta \Omega / 4\pi\end{aligned}\quad (2.6)$$

式 (2.6) の右辺のうち beam emission 強度の揺動に寄与するのはイオン密度揺動, S_j 中のビーム粒子密度の揺動, および温度揺動の影響を受けた D_j , S_j 中の衝突励起・脱励起レート係数である. これは次のように表される.

$$\frac{\tilde{I}_{jk}}{I_{jk}} = F\left(\frac{\tilde{n}_i}{n_i}, \frac{\tilde{n}_0}{n_0}, \langle \sigma v \rangle (T, \tilde{T})\right)\quad (2.7)$$

式 (2.7) の右辺の第3変数 $\langle \sigma v \rangle$ はビームエネルギーによりほぼ決定され揺動成分は無視できる. さらにビーム粒子密度揺動の寄与は適切なデータ解析法を用いることで除去できる. 以上のことより式 (2.6) の右辺のうち n_i が揺動成分 \tilde{n}_i を持つと考え両辺の微分を取る.

$$\begin{aligned}dI_{jk} &= \frac{A_{jk}}{A_j} \frac{S_j(1 + n_i D_j / A_j) - n_i S_j D_j / A_j}{(1 + n_i D_j / A_j)^2} dn_i \\ &= \frac{A_{jk}}{A_j} \frac{S_j}{(1 + n_i D_j / A_j)^2} dn_i\end{aligned}\quad (2.8)$$

$dI_{jk} = \tilde{I}_{jk}$, $dn_i = \tilde{n}_i$ とおくと, 式(2.6), 式(2.8) より beam emission 強度の揺動レベル \tilde{I}_{jk}/I_{jk} とイオン密度揺動レベル \tilde{n}_i/n_i との関係は次式で表される.

$$\frac{\tilde{I}_{jk}}{I_{jk}} = \frac{\tilde{n}_i}{n_i} \frac{1}{1 + n_i D_j / A_j} \quad (2.9)$$

コロナモデルが適用可能であるような低密度プラズマの場合は $D_j \approx 0$ となるため beam emission 強度揺動レベルとイオン密度揺動レベルは等しくなるが, $n_i > 10^{13} \text{cm}^{-3}$ となるトカマク型装置における実験では

$$\frac{\tilde{I}}{I} \approx \frac{1}{3} \frac{\tilde{n}}{n} \quad (2.10)$$

がよく用いられている. [34]

式(2.9)を用いてイオン密度揺動を定量的に求めるためには定常状態におけるプラズマのパラメータを用いて係数 $n_i D_3 / A_3$ を計算することが必要となるが, 本研究においては計測された光強度の揺動 \tilde{I}/I を \tilde{n}_i/n_i とみなして定性的な議論を行い, 定量評価が必要になった時点でその条件における補正を行うこととする.

2.2 BES を用いた既往の研究

2.2.1 PBX-M トカマクにおける BES 計測

世界最初の BES 計測は 1990 年 PBX-M トカマクにおいて行われた。PBX-M トカマクにおける BES 計測システムの概念図を図 2.3 に示す。径方向に 4 チャンネル観測視線が設定され、観測された光はレンズにより光ファイバに結像された。図 2.4(a)(b) は加熱用重水素ビームが入射されたプラズマを分光計測して得られたスペクトルである。バックグラウンドからの D_{α} , H_{α} スペクトル、およびドップラーシフトした beam emission が検出されている。BES 計測ではファイバに集められた光が、図 2.4(b) に示された "E₀" 成分に相当する波長に透過波長中心を合わせた光学干渉フィルタに伝送され、"E₀" 成分の beam emission のみがフォトマルにより検出された。図 2.4(c)(d)(e) に計測された beam emission 強度の経時変化を示す。(c) はビームの中性化セルとドリフト管の中を計測したもの、(d) はプラズマのセパトリクス付近を観測したもの、(e) は (d) の 350msec から 420msec までの領域を拡大したものである。サンプリング周波数は 1MHz であり、500kHz までの周波数スペクトルを求めることができる。図 2.4(e) を FFT 解析し、周波数スペクトルとして表示したものを図 2.4(f) に示す。ここでは、20kHz 以下に現れている大きなピークはビームのイオン源の不安定性によるもの、50kHz 付近のブロードなスペクトルは H モード遷移後に現れる準コヒーレントモード [54] による揺動であるとされている。

この実験によって beam emission を干渉フィルタで分光して検出し、光強度の経時変化を観測して周波数解析を行うという計測手法が確立され、後に様々な装置において広く用いられるところとなった。

2.2.2 D III-D における BES を用いた密度揺動と閉じ込め性能との関係に関する研究

近年 D III-D では BES によって計測された密度揺動の性質と閉じ込め改善時のプラズマのパラメータの変化を比較し、揺動と閉じ込めとの相関関係を調べる研究がなされている。ここでは、プラズマの放電中にネオンガスをパフしたときの閉じ込め性能の変化と密度揺動の変化との関係に着目した研究を例に挙げる。

図 2.5 の (a)~(d) はネオンパフを行った場合、および行わなかった場合について計測された (a) 電子密度、(b) ネオン密度、(c) イオン温度、(d) 電子温度であり、(e)、(f) はそれぞれ計算により求められたイオン熱伝導率と電子熱伝導率である。パフを行った場合中心付近の電子密度とイオン温度に大幅な増加が見られ、電子温度プロファイルも幅が広くなり中心温度が増加している。イオンの熱伝導率が大幅に低減し、電子の熱伝導率もやや低減したことから熱輸送が抑制されていると考えられる。以上のことより、パフが閉じ込め改善に何らかの影響を与えていることが示唆された。(g)(h) は、BES により計測した密度揺動のスペクトルを (g) パフ前、(h) パフ後で比較したものである。パフにより全周波数領域において揺動が抑制されたことが観測された。(i) はパフを行った場合および行わなかった場合について gyrokinetic simulation コードによって計算されたドリフト波乱流の線形成長率 γ_{lin} 、および $E \times B$ シア率 $\omega_{E \times B}$ を揺動の波数に対して示したものである。パフを行わない場合はほとんどの波数領域において $\gamma_{\text{lin}} > \omega_{E \times B}$ となっているが、パフを行った場合線形成長率が抑制され、またシア率が増加したことで全ての波数領域において $\gamma_{\text{lin}} < \omega_{E \times B}$ となっている。 $E \times B$ シアによる揺動抑制の可能性については非線形ジャイロ - ランダウ流体モデルを用いたシミュレーションにより $\gamma_{\text{lin}} > \omega_{E \times B}$ となる時揺動が抑制されるという判定基準が提案されている [55]。実験結果はこの判定基準を支持しており、揺動抑制の物理機構の一端を解明するものとなった。

2.3 本章のまとめ

本章では、BESの計測原理として、干渉フィルタによる分光的手法を用いることでドップラーシフトした beam emission をバックグラウンドの発光と区別して検出できることを述べた。また、プラズマに入射されたビーム粒子とプラズマ中のイオンおよび電子との衝突過程を考慮して、測定される beam emission 強度揺動とプラズマのバルクイオン密度揺動との関係式を導出した。

BESの適用例を挙げ、基本的な計測システムと得られる信号の解析法を概観した。また、BESによって計測された密度揺動の性質とプラズマの種々のパラメータ、およびシミュレーション結果を比較することでプラズマ閉じ込めと密度揺動との相関関係を明らかにできる可能性があることを示した。

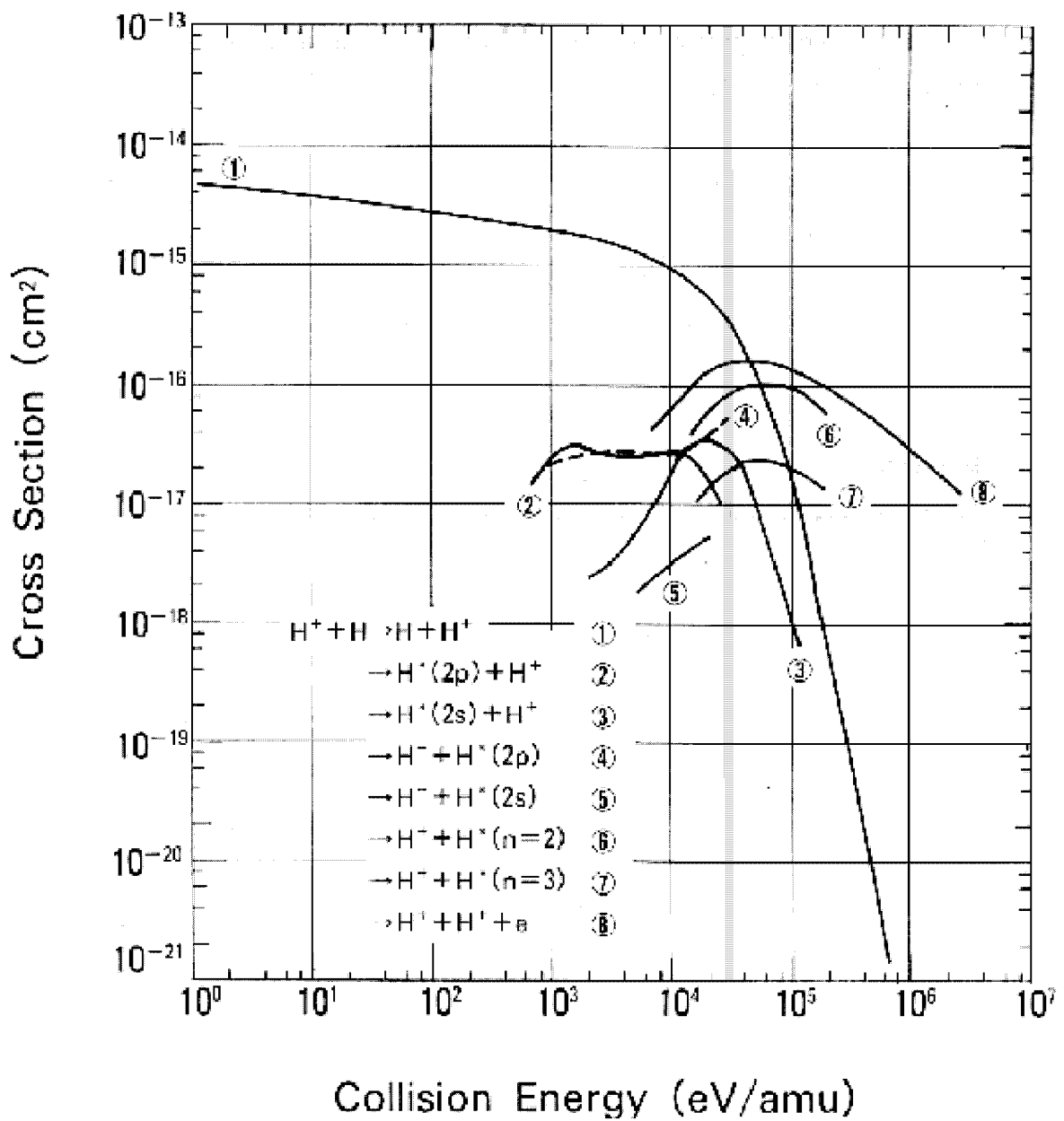


図 2.1: 水素イオン - 水素原子衝突の反応断面積 [53]

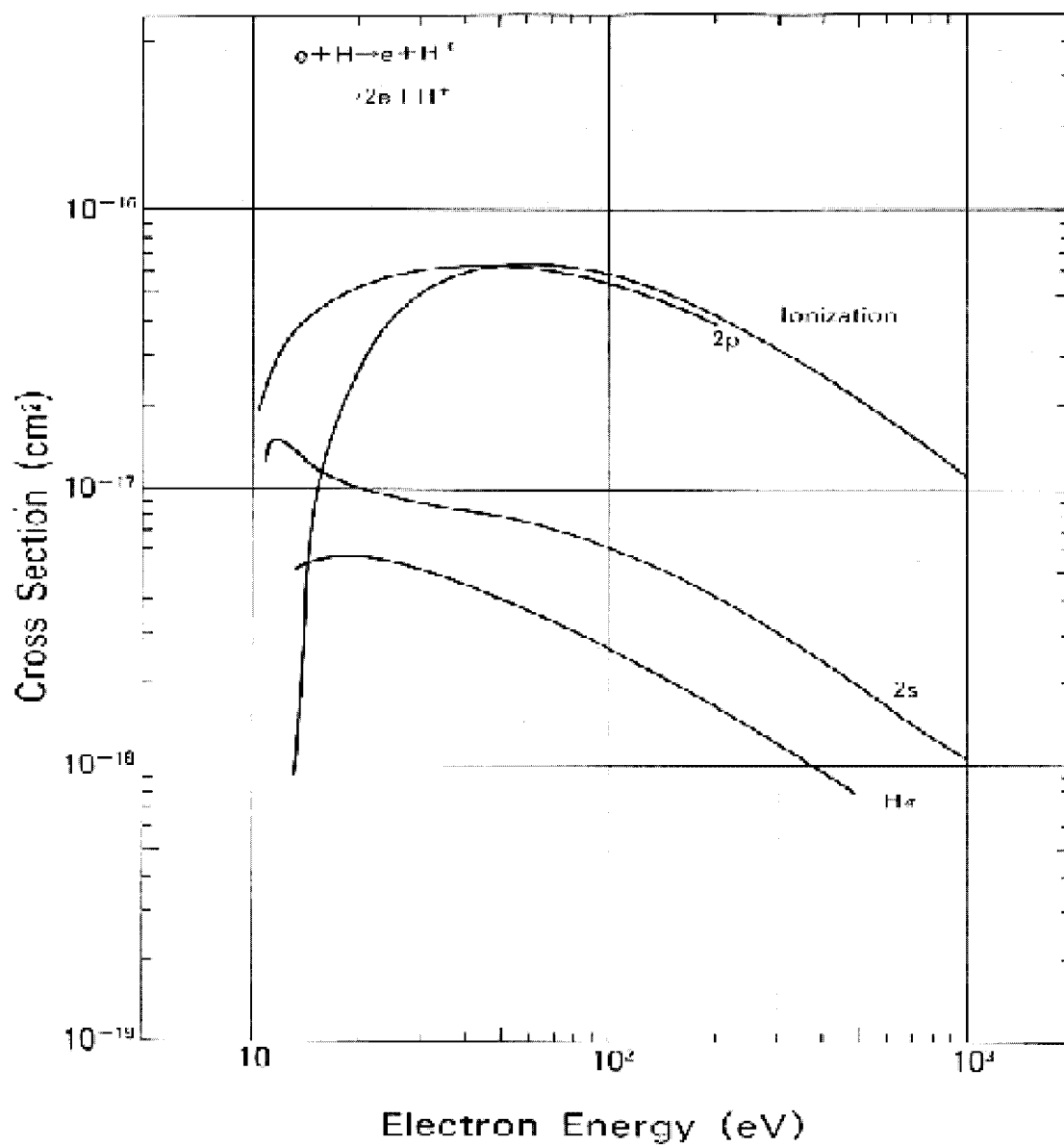


図 2.2: 電子 - 水素原子衝突の反応断面積 [53]

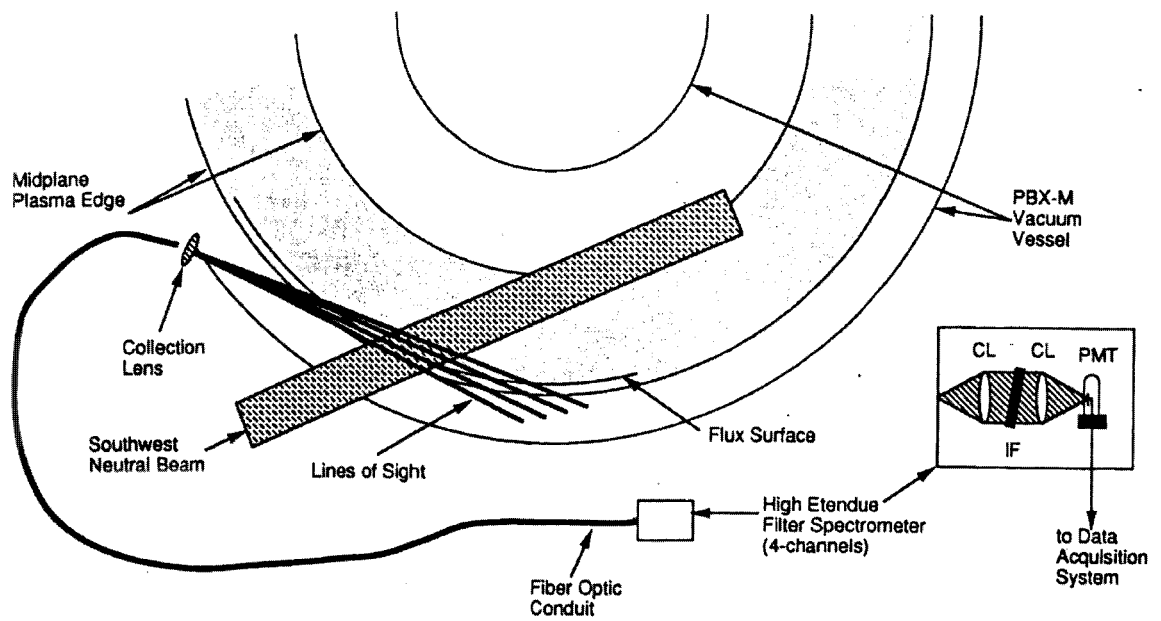


図 2.3: PBX-M トカマクにおける BES 計測システムの概念図 [34]

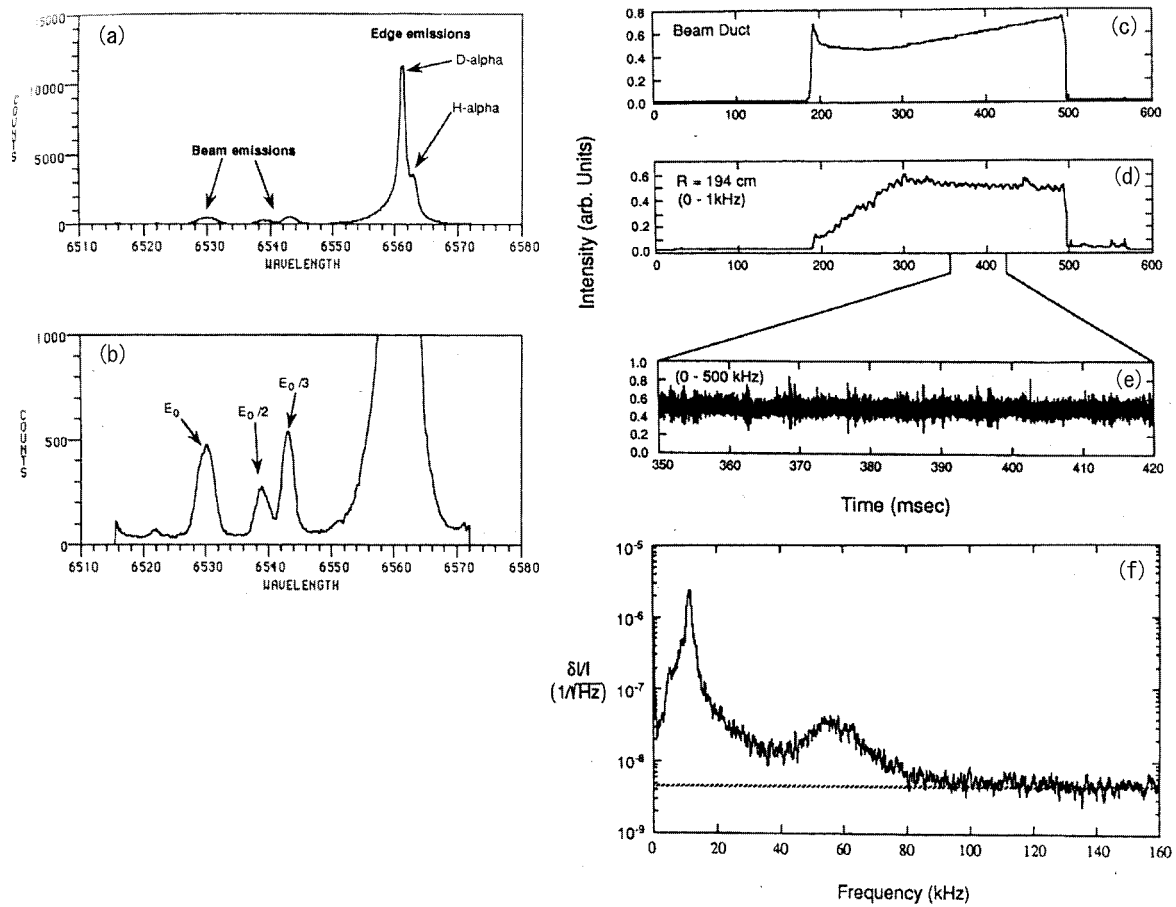


図 2.4: PBX-M トカマクにおける BES 計測の結果 [34]

(a)(b)NBI 入射時のプラズマの発光スペクトル

(c)(d)(e)beam emission 強度の経時変化

(f)beam emission の周波数スペクトル

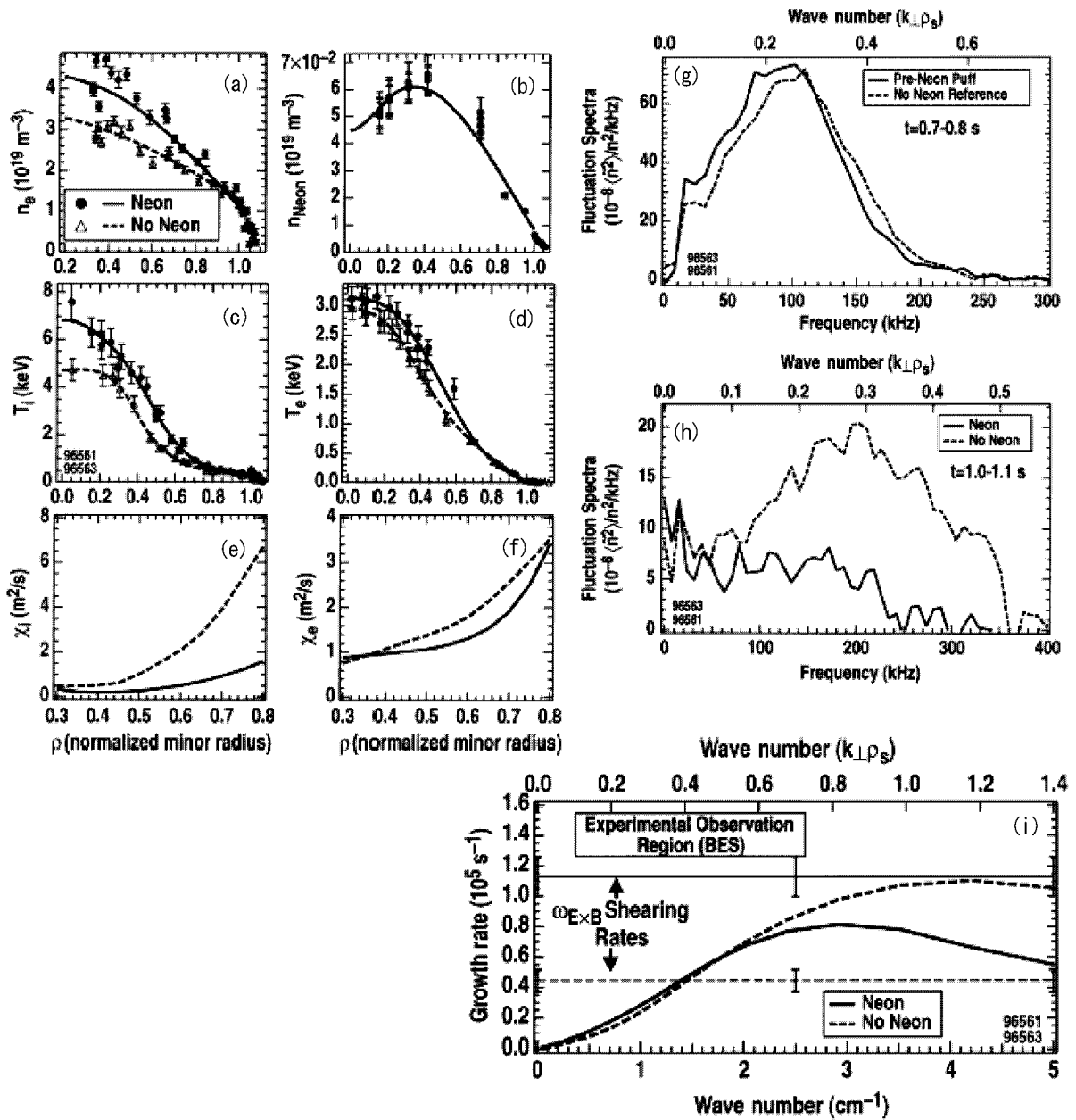


図 2.5: D III-D トカマクにおけるネオンガスパフ実験の結果 [51]
 計測された (a) 電子密度, (b) ネオン密度, (c) イオン温度, (d) 電子温度,
 計算により求められた (e) イオン熱伝導率, (f) 電子熱伝導率,
 BES により計測された (g) パフ前, (h) パフ後の密度揺動スペクトル,
 (i) gyrokinetic simulation コードによって計算された
 ドリフト波乱流の線形成長率およびシア率

第3章 CHSにおける BES計測システムの構築

本章ではCHS装置にBESを適用するためのシステムの構築について、ハードウェアの構成およびデータ解析法について述べる。

3.1 Compact Helical System(CHS)

本研究で用いたCHS装置は、主半径 $R=1\text{m}$ 、平均小半径 $\langle a \rangle=0.2\text{m}$ 、アスペクト比 $A_p(=R/\langle a \rangle)=5$ 、ポロイダルモード数 $l=2$ 、トロイダルモード数 $m=8$ のヘリオトロン/トルサトロン型装置である。2本のヘリカルコイルおよび4組のポロイダルコイルによって最大2Tの閉じ込め磁場を発生させる。CHSにおけるコイルの配置を図3.1に示す[57]。CHSプラズマのポロイダル断面形状は楕円形であり、磁気軸に沿って周期数 $m=8$ で回転している。プラズマの生成は基本波/二次高調波の電子サイクロトロン共鳴加熱(ECH, 53GHz)で行い、加熱は二基のNBI1号機#1, 2号機#2およびイオンサイクロトロン加熱装置(ICRF)で行う。本研究ではBES計測に必要な中性粒子ビームとしてNBI#2を用いる。NBI#2は水素原子ビームであり、入射エネルギーは典型的には0.5-0.6MW、加速電圧は25-30keVである。CHSの装置パラメータおよび加熱装置のパラメータを表3.1に、プラズマの主要なパラメータの最大値を表3.2に示す[56]。

表 3.1: CHS の装置パラメータおよび加熱装置のパラメータ [56]

磁場配位	torsatron / heliotron
ポロイダルモード数 l	2
トロイダルモード数 m	8
ポロイダルコイル	4(pairs)
大半径 R	1m
平均小半径 $\langle a \rangle$	0.2m
アスペクト比 A_p	5
回転変換 (axis)	0.3-0.5
回転変換 (edge)	0.8-1.2
NBI#1	1.1MW(40keV)
NBI#2	0.7MW(36keV)
ECH 53GHz	0.5 MW
ECH 106GHz	0.5MW
ICRF 7.5MHz(IBW mode)	0.2 MW

表 3.2: CHS の主要プラズマパラメータ (最大値)

トロイダル磁場強度 B_ϕ	1.8T
線平均密度 \bar{n}_e	$1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$
電子温度 T_e	2keV
イオン温度 T_i	1keV
プラズマベータ値 β	2%

3.2 計測ポートと結像光学系

NBI#2 と観測視線，および結像光学系の配置を図 3.2 に示す．本研究においては，磁力線とほぼ平行であり径方向の空間分解能が最大となり，かつトロイダル方向の観測領域の線積分値が最大となるような観測視線をとるポートを設置することができた．このことにより，第 1 節でヘリカル型装置への BES の適用に伴う課題として挙げた計測ポートの設置が困難であることが克服できた．BES 計測に用いる結像光学系として焦点距離 71.5mm の対物レンズを計測ポート (port1) に設置し，ポロイダル断面中 178mm の領域を 1/10 の光学倍率でコア直径 880 μm ，クラッド直径 1100 μm の光ファイバ 16 本からなるアレイに結像させている．したがってファイバの端面はプラズマ中に直径 11mm の円となって結像する．以降，プラズマ中に結像したファイバの像のことをスポットと表記する．ファイバに集められた光は beam emission 検出システムに伝送される．現時点では光検出器となるアバランシェフォトダイオードを 8 基所有しているため，16 本の観測視線のうち一本おきに 8 本を用いている．そのため隣り合うスポットの中心同士の距離は 22mm となり，これが空間分解能 δr になる．したがって本研究における計測可能な波数領域は $1/2 \times 2\pi/\delta r \approx 0.14\text{mm}^{-1}$ 以下となる．

また，分光器を用いた beam emission の計測 (後述) を行うための結像光学系として焦点距離 52.0mm の対物レンズを port1 に隣接した計測ポート (port2) に設置し，ポロイダル断面中 185mm の領域をコア直径 200 μm の光ファイバ 50 本からなるアレイに結像させている．ファイバに集められた光は分光器に伝送される．

3.2.1 光学幾何形状に基づいた beam emission 波長の推定

beam emission のドップラーシフトはビームと視線との交差角に依存するため，観測される beam emission は視線ごとに異なる波長を持つ．また，ビームの広がり角及び結像光学系のレンズ幅の影響により，観測される beam emission は波長に広がりを持つ．さらに，ビームエネルギーが 25~30keV の範囲で変化するため，ビーム粒子の速度も変化し，それに応じてドップラーシフトも変化する．BES では beam emission の波長に合った干渉フィルタを用いて分光を行うので，beam emission の波長をあらかじめ推定しておく必

要がある．そこで，実際に用いる光学幾何形状を用いて beam emission 波長の見積もり計算を行った．

計算に用いた系を図 3.3 に示す．ドップラーシフトは式 (2.1) で表される．ドップラーシフトが最大となるのは θ が最小となるときであり，図 3.3 中ではレンズの一つの端点 L_{lens} からの視線とイオン源の端点 R_{NBI} からのビームが交わる場合に相当する．この時の視線とビームの交わり角を θ_1 とする．一方ドップラーシフトが最小となるのは θ が最大となるときであり，図 3.3 中ではレンズの一つの端点 R_{lens} からの視線とイオン源の端点 L_{NBI} からのビームが交わる場合に相当する．この時の視線とビームの交わり角を θ_3 とする．これら 2 つの角と，レンズの中心 C_{lens} からの視線とイオン源の中心 C_{NBI} からのビームの交わり角 θ_2 についてドップラーシフトを計算した．NBI の加速エネルギーが 25keV および 30keV のときの beam emission 波長の計算結果を図 3.4 に示す．この計算により beam emission は波長に 0.4nm 程度の広がりを持ち，波長中心は 25keV から 30keV の範囲でのビームエネルギーの変化に応じて 0.5nm 程度シフトすることがわかった．

3.2.2 光学幾何形状に基づいた beam emission 強度の推定

beam emission を信号として検出するためには，検出器に到達する beam emission の強度がノイズと比較して十分大きい値でなくてはならない．そこで beam emission が検出可能であるか確かめるために，実際に用いる光学幾何形状を用いて beam emission 強度の見積もり計算を行った．計算に用いた系は波長の推定計算と同じ図 3.3 に示したものである．beam emission の強度は式 (2.6) で与えられる．簡単のためコロナモデルを適用すると， $D_j = 0$ ， $S_j = n_0 \langle \sigma v \rangle_{13}$ とできるので，beam emission の強度は

$$I_{31} = \frac{A_{31}}{A_{31} + A_{32}} n_i n_0 \langle \sigma v \rangle_{13} h\nu \Delta V \Delta \Omega / 4\pi \quad (3.1)$$

となる．

観測体積 ΔV の決定

図 3.3 中で観測視線とビームが交差している領域が観測体積に相当する．スポットは直径 11mm，ビームを横切る観測視線の長さは 25cm 程度となるため，観測体積をスポット

を底面，観測視線の長さを高さとした円柱形であるとみなすと

$$\Delta V = \pi \times (1.1/2)^2 \times 25 = 24\text{cm}^3 \quad (3.2)$$

が得られる．

観測体積がレンズに対してなす立体角 $\Delta\Omega$ の決定

ファイバとレンズとの距離は78.7mm，ファイバの開口数は0.2であるため，レンズの実効半径は $78.7 \times \tan(\arcsin(0.2)) = 16.1\text{mm}$ となる．スポットとレンズとの距離は777mmであるため，スポットがレンズに対してなす立体角を $\Delta\Omega$ とすると

$$\Delta\Omega/4\pi = (\pi \times 16.1^2)/(4\pi \times 777^2) = 1.07 \times 10^{-4} \quad (3.3)$$

が得られる．

以上の計算値およびプラズマ密度，ビーム粒子密度の典型的な値を用いて式(3.1)中の諸量を次のように定める．

$$\begin{aligned} A_{32} &= 4.411 \times 10^7 \text{s}^{-1} \\ A_{31} &= 5.576 \times 10^7 \text{s}^{-1} \\ n_0 &= 7.1 \times 10^9 \text{cm}^{-3} (30\text{A}) \\ n_i &= 1 \times 10^{13} \text{cm}^{-3} \\ \langle\sigma v\rangle_{13} &= 2 \times 10^{-17} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} (\text{図 2.1 より}) \\ v &= 2.4 \times 10^8 \text{cm s}^{-1} (30\text{keV}) \\ h &= 6.63 \times 10^{-34} \text{Js} \\ \nu &= 4.57 \times 10^{14} \text{Hz} \end{aligned}$$

以上より，beam emission 強度の見積もりが

$$I = 1.1 \times 10^{-7} W \quad (3.4)$$

と得られた.

本研究では検出器としてアバランシェフォトダイオード (APD) HAMAMATSU S2384 を用いている. この APD の感度は 14.4 A/W であり, 信号として検出される電流は式 (3.4) より $1.6 \times 10^{-6} \text{ A}$ となる. また光電変換利得は $-1.44 \times 10^8 \text{ V/W}$ であり, 信号として検出される電圧は 1.6 V となるが, 光学系のスループットなどの影響でこれよりも小さい値になる可能性がある.

3.2.3 beam emission 検出システムの構築

beam emission 検出システムを図 3.5 に示す. このシステムは 8 チャンネルの光学干渉フィルタ (ANDOVER CORPORATION 社製 custom bandpass filters) とアバランシェフォトダイオード (HAMAMATSU S2384), 及び AD コンバータ (YOKOGAWA WE7000, WE7275 モジュール) から構成されている. 第 3.2.1 節で, beam emission のドップラーシフトはビームと視線との交差角に依存するため, 観測される beam emission は視線ごとに異なる波長を持つこと, およびビームの広がり角及び結像光学系のレンズ幅の影響により, 観測される beam emission は波長に 0.4 nm 程度の広がりを持つことを述べた. 以上のことより干渉フィルタは, 観測体系の幾何的形狀から概算した各視線で観測される beam emission の波長に相当する透過波長中心と FWHM において 0.5 nm のパスバンドを持つものを選択した.

ビームエネルギーは $25 \sim 30 \text{ keV}$ の範囲で変化するため, それに対応させてフィルタの透過波長中心を微調節する必要がある. 今回使用しているフィルタは温度を制御することで透過波長中心を 0.018 nm/K の割合で調節でき, 温度変化約 30 K が上記ビームエネルギー範囲に対応する. 温度を制御するために, ヒーター及びサーミスタが組み込まれているホルダの中にフィルタを設置する. ヒーターの出力を調節することで温度を制御し, サーミスタの抵抗値から温度をモニタする.

温度モニタ用サーミスタ抵抗値測定回路の作成

サーミスタの抵抗値 $R(\Omega)$ をモニタするために作成した回路を図 3.6 に示す. 抵抗値 10Ω のシャント抵抗と直流電源 (起電力 $V_0 \approx 5V$) を直列に接続し, V_0 およびシャント抵抗両端の電圧 $V(V)$ を同時に測定する. このときサーミスタおよびシャント抵抗を流れる電流は $V/10(A)$ となる. 本研究で用いるフィルタ温度 $30\sim 60^\circ C$ では, サーミスタの抵抗値は $5\sim 30k\Omega$ となりシャント抵抗の抵抗値 10Ω よりも十分大きいので, サーミスタの両端の電圧は $V_0 - V \approx V_0$ とできる. 以上よりサーミスタの抵抗値を $R = V_0/(V/10)$ と求めることができる.

本研究では V_0 および V を, データロガー (HIOKI8421) を用いて 3 秒おきに測定し, RS-232C 接続を用いて PC に取り込み, PC 上で V_0 と V との演算を行ってサーミスタの抵抗値 R を連続的にモニタした [58][59].

フィルタの透過波長中心とサーミスタの抵抗値との較正

フィルタの透過波長中心を任意の値に調節するために, フィルタの透過波長中心とサーミスタの抵抗値との較正を行った. 較正に用いた系を図 3.7 に示す. 計測に用いる 8 個のフィルタに連続光を入射し, 約 $30\sim 60^\circ C$ の範囲でフィルタの温度を変化させながら透過光の波長プロファイル分光器で測定した. 8 個のフィルタのうち最もプラズマのポロイダル中心に近い領域を計測するチャンネルに用いるものについて, 透過光の波長プロファイルの計測結果を図 3.8 に示す. フィルタの温度上昇に対応して透過波長が長波長側にシフトすることが確認できた. それぞれの温度において計測した波長プロファイルをガウス関数でフィッティングすることで透過波長中心を求め, 温度に対応するサーミスタ抵抗値を同時に測定した. サーミスタの温度 T と抵抗値 R との間には

$$R = R_0 \exp B\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right) \quad (3.5)$$

の関係が成り立つ [60]. ここで R_0 , B , T_0 はサーミスタに固有の定数である. この式 (3.5) と, フィルタの中心波長 λ と温度 T との比例関係

$$\lambda = aT + b \quad (3.6)$$

を組み合わせた式

$$\begin{aligned} R &= R_0 \exp\left(-\frac{B}{T_0}\right) \cdot \exp\left(\frac{aB}{\lambda - b}\right) \\ &= C_0 \exp\left(\frac{C_1}{\lambda - C_2}\right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

を用いて、フィルタ透過波長中心に対してプロットしたサーミスタ抵抗値を C_0 , C_1 , C_2 をフィッティングパラメータとしてフィッティングすることで R と λ の較正曲線を得た。ポロイダル中心に近い領域の観測に用いるフィルタから順に 1~8ch としたときの較正曲線を図 3.9 に示す。

データ取り込みおよび解析プログラムの作成

干渉フィルタを透過した beam emission はアバランシェフォトダイオードにより電気信号に変換された後、AD コンバータにより AD 変換されて PC へと取り込まれる。AD コンバータを制御してプラズマの生成に同期させてデータを取り込み、解析を行うためのプログラムを図 3.10 のように作成した。プログラムは (i) データ取り込みパラメータ設定プログラム (ii) データ取り込み実行プログラム (iii) データ解析プログラムの 3 つの部分から構成される。なお、データ解析の手法としては 1 次元および 2 次元 FFT を用いた。FFT 解析についての詳細は 3.3 節に後述する。

(i) データ取り込みパラメータ設定プログラム

- ① サンプリングレート, 1 ショットあたりのデータ点数 (レコード長), ショットナンバーなどデータ取り込みのパラメータを設定する。
- ② ① で設定したパラメータを記録したファイルが作成される。このファイルは 1 ショットごとに上書きされる。

(ii) データ取り込み実行プログラム

- ③ ②で作成したパラメータファイルを読み込む.
- ④ 放電前 20 秒のトリガパルスを受信すると, 読み込んだパラメータが AD コンバータにセットされ, データ格納のためのメモリが確保される.
- ⑤ 放電開始に同期したトリガパルスを受信すると, AD 変換が行われ, デジタルデータが PC に取り込まれる.
- ⑥ 取り込んだデータを保存し, データファイルが作成される.
- ⑦ ①で設定した取り込みパラメータを記録したファイルが 1 ショットごとに作成され, 保存される.

(iii) データ解析プログラム

- ⑧ FFT 演算一回に要するデータ点数, 積算回数, FFT 開始時点などの解析条件を設定する.
- ⑨ ⑦で作成された取り込み条件ファイルを読み込む.
- ⑩ ⑥で保存されたデータファイルを読み込む.
- ⑪ データ解析が実行され, 解析結果が保存される.

3.2.4 分光器と CCD カメラを用いた beam emission モニタ計測

前節で述べたシステムを用いて BES 計測を行うためには, beam emission の波長を推定してフィルタの透過波長中心を調節する必要がある. beam emission の波長および強度を測定するために, NBI 入射時にプラズマから放射される光を port2 より観測し, 分光器で分光した後 CCD カメラで撮影することで放射光強度の波長プロファイルを得る実験を行った. 分光器を用いた beam emission 計測実験の体系を図 3.11 に示す. NBI の入射エネルギーは 28keV に設定した. 分光器の入射スリットに並べられた 48 本の光ファイバのうち 1 本おきに 24 本を使用し, 12 本にはプラズマの径方向に 12 点とった観測視線からの光

を、別の12本には波長基準となるNeランプの光を入射させている。ファンクションジェネレータはCHSの放電20秒前信号を受信すると、調節可能であるディレイタイムを経た後にCCDカメラの露光を開始するためのトリガパルスをCCDカメラに送信する。ディレイタイムを調節することで、CCDカメラの露光を開始するタイミングを調節することができる。本実験ではCCDカメラの露光時間を70msecにセットし、プラズマからのH α 光放射がほぼ一定の強度になることがわかっている放電開始後40~110msecにおいて露光を行った。

得られたCCDイメージの一例を図3.12に示す。イメージの横軸は観測された光の波長を、縦軸は観測視線の径方向位置をそれぞれCCDのピクセルで表示したものである。読み出し時間の短縮のため、縦軸については1本の光ファイバの幅に対応する9pix分の電荷をシフトレジスタ上で積分するビニングという操作を行っている。ビニングの概念図を図3.13に示す。本実験の観測体系では、プラズマの境界付近ではビームと観測視線の交わり角 θ が小さく、コア付近では θ が大きくなるため、式(2.1)よりbeam emissionのドップラーシフトは境界付近の方が大きくなる。また、ビーム粒子は観測者に近づく方向に運動するために短波長側へのシフトが観測される。したがって、境界付近を観測した視線ではコア付近よりも短い波長が観測される。これより、図3.12に表れているピークのうち、観測視線がコアから境界に近づくにつれて観測される波長が短くなっている成分がbeam emissionであることがわかる。CHSのNBIでは中性粒子ビームの生成法として、イオン源で生成した陽イオンに加速電圧Eを印加した後に中性化する方法が用いられている。イオン源中の主な陽イオンはH $^+$ 、H $_2^+$ 、H $_3^+$ 、H $_2$ O $^+$ であり、それらが加速された後中性化されて生じたH $_0$ はそれぞれE、E/2、E/3、E/18に対応した運動エネルギーを持つ。図3.12にはE、E/2、E/3の運動エネルギーに相当する速度を持ったビーム粒子からの発光(それぞれ1st, 2nd, 3rd componentとする)が検出されている。図7に示されている12チャンネルのうち、プラズマの境界付近(R=1098mm)、コア付近(R=936mm)およびその中間(R=1013mm)を観測した3チャンネルで得られた光の波長プロファイルを図3.14に示す。Neランプの光を基準として横軸のCCD-pixを波長に換算することで、beam emissionの波長を求めた。

3.3 乱流揺動のスペクトル解析手法

3.3.1 1次元FFTを用いた周波数パワースペクトル解析

BES計測で得られるデータは、プラズマ中の径方向8点におけるbeam emission強度の時間変化である。例として磁気軸位置921mmの配位でR=1018mmの点を観測したチャンネルで得られたbeam emission強度の経時変化を図3.15に示す。 $I_{\text{total}}(t)$ はプラズマにビームを入射した時、 $I_{\text{beam}}(t)$ はプラズマを生成させずにビームのみを入射した時に得られた値である。プラズマがない場合にもbeam emissionが観測されることがわかる。このようにして得られたbeam emission強度の経時変化に、データ解析法として時間方向に高速フーリエ変換(FFT)を適用することで、光強度揺動の周波数特性を得た。

周波数パワースペクトル解析の計算アルゴリズム

AD変換によって離散化されたbeam emission強度の時系列データを周波数パワースペクトル解析するための計算アルゴリズムは、次の(a)~(f)の6つの段階からなる[61]。

(a) 得られたデータのうち、スペクトル解析を行う時間幅 Δt を決定する。ここで、 Δt の決定には、 Δt の間に信号の統計的な性質が変化していないこと、および周波数の分解能 Δf_{res} がそれぞれ $\Delta f_{\text{res}} = 1/\Delta t$ となることを考慮して決定する。

(b) トレンドを除去する。信号が時間とともに緩やかに変化し、解析するデータ長よりも長い周期の成分を含むとき、この長い周期の成分をトレンドという。図3.16に、線形なトレンドを含んだ信号の例を示す。トレンドを含む信号に対してFFT演算を行うとスペクトルに誤差が生じることが知られているため、FFT演算を行う前にトレンドを除去する必要がある。本研究では以下のように最小二乗法によって線形トレンド成分を推定した。

サンプリング時間 δt でAD変換したN個のデータ $x_n(n = 0, 1, 2, \dots, N - 1)$ に対して、このデータに含まれるトレンド tr_n が次のようなxの一次関数で表せるものと仮定する。

$$tr_n = a_0 + a_1(n\delta t) \quad (3.8)$$

最小二乗法では x_n と tr_n の差の二乗の総和 D が最小になるように係数 a_0, a_1 を求める.

$$\begin{aligned} D &= \sum_{n=0}^{N-1} (x_n - tr_n)^2 \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} (x_n - a_0 - a_1)^2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

を最小にするためには

$$\frac{\partial D}{\partial a_0} = 0, \quad \frac{\partial D}{\partial a_1} = 0 \quad (3.10)$$

であればよいため、これより係数 a_0, a_1 が

$$a_0 = (2(2N-1) \sum_{n=0}^{N-1} x_n - 6 \sum_{n=0}^{N-1} nx_n) / (N(N+1)) \quad (3.11)$$

$$a_1 = (2 \sum_{n=0}^{N-1} x_n - 6(N-1) \sum_{n=0}^{N-1} x_n) / (\delta t \cdot N(N-1)(N+1)) \quad (3.12)$$

と求められる。こうして求めたトレンド tr_n を図 3.16 のように原信号から差し引き、トレンドを除去した。

- (c) 窓関数による処理を行う。FFT では、時間幅 Δt で切り出した信号が、 Δt の外側にも周期的に繰り返されると仮定されている。ここで切り出した信号の最初の値と最後の値の差が大きい場合、切り出した信号を周期的に繰り返したデータ列に不連続点が生じてしまい、これを FFT 解析するとスペクトルに誤差が生じる (Gibbs の現象)。不連続点ができることを避けるために、切り出した信号の最初の値と最後の値を等しくするための操作が必要となる。この操作のために、図 3.17 に示したような窓関数を用いる方法が考えられている。切り出した信号中のデータ点数を N 点とするとき、主な窓関数 WF_n は次のように定義される。

- ハニング窓

$$WF_n = 0.5 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) \quad 0 \leq n \leq N-1 \quad (3.13)$$

- ハミング窓

$$WF_n = 0.54 - 0.46 \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) \quad 0 \leq n \leq N-1 \quad (3.14)$$

- ブラックマン窓

$$WF_n = 0.42 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) + 0.08 \cos\left(\frac{4\pi n}{N-1}\right) \quad 0 \leq n \leq N-1 \quad (3.15)$$

があげられる。切り出した信号と窓関数との積をとることで、切り出した信号の最初の値と最後の値を等しくすることができる。本研究では周波数分解能が良いハミング窓を採用した。

- (d) 時間方向に Δt の間で FFT を行う。FFT のアルゴリズムとして Cooley-Tukey のアルゴリズムを用いた [62].
- (e) 時間的に統計的性質が変わっていない範囲において時間を Δt ずつずらして FFT 解析を行い、積算平均を行って周波数スペクトルを求める。
- (f) 移動平均法を用いて周波数スペクトルを平滑化する。周波数スペクトルを n 個の離散値 $x(i)$ ($i=1,2,\dots,n$) で表し、 $N(=2m+1)$ 個の離散点からなる”重み関数” $w(j)$ ($j=-m,\dots,-1,0,1,\dots,m$) を用いて平滑値 $y(i)$ を次のように求める。

$$y(i) = \frac{1}{W} \sum_{j=-m}^m x(i+j)w(j) \quad (3.16)$$

$$W = \sum_{j=-m}^m w(j)$$

ここで W は正規化のための定数である。本研究ではスペクトル波形が各サンプル点の近傍で多項式曲線で表現できると仮定して、この近傍で最小二乗法に基づき波形と多項式曲線を適合させる多項式適合法を用いた。このとき重み関数の型は図 3.18(a)

～(c) に示すように多項式の次数によって異なる．この重み関数の各離散点での値 (重み係数) の詳細な表は Savitzky と Golay によって報告されている [63]．したがって平滑化演算としては，この係数表を用いて式 (3.16) の演算を行えばよい (Savitzky-Golay 法)．図 3.18(d) に 2 次・3 次多項式適合による平滑化重み係数の表を示す．本研究では周波数スペクトルのデータ点数 512 点に対して，2 次・3 次多項式適合による 13 点平滑化を用いた [64]．

本研究ではサンプリング時間 $\delta t = 4\mu\text{s}$ ($1\mu\text{s}$ 間隔で AD 変換したデータを 4 点おきに使用)，スペクトル解析を行う時間幅 $\Delta t = 4\mu\text{s}/\text{point} \times 1024\text{points} = 4.096\text{ms}$ とした．従ってナイキスト周波数は $1/(2\delta t) = 125\text{kHz}$ ，周波数の分解能 $\Delta f_{\text{res}} = 1/(\Delta T) = 2.44\text{kHz}$ となる [65]．積算平均を 10 回行い，放電開始後 70msec の時点から 110msec の 40msec ($4.096\text{msec} \times 10$) 間について解析を行った．

ビーム粒子密度揺動成分の除去

beam emission の周波数パワースペクトルの一例として，図 3.15 に示した beam emission 強度の経時変化に対して FFT 解析を行って得られた周波数パワースペクトルを図 3.19 に示す． $S_{\text{total}}(f)$ はプラズマにビームを入射した時， $S_{\text{beam}}(f)$ はプラズマを生成させずにビームのみを入射した時のパワースペクトルである． $S_{\text{total}}(f)$ はプラズマの密度揺動の寄与とビーム粒子の密度揺動の寄与の足し合わせであると考えられるため，ビーム粒子密度揺動の寄与を除去するために $S_{\text{total}}(f)$ から $S_{\text{beam}}(f)$ を差し引くことでプラズマの密度揺動に起因するスペクトル $S_{\text{fluc}}(f)$ とした．以後周波数パワースペクトルを示す場合は $S_{\text{fluc}}(f)$ を用いるものとする．ただし厳密にはプラズマを生成した場合としない場合の beam emission の素過程の差異を吟味する必要がある，それは今後の課題である．

3.3.2 揺動レベルの算出

ビーム成分の寄与を差し引いた密度揺動スペクトル $S_{\text{fluc}}(f)$ を用いて，揺動レベル \tilde{I}/I を式のように定義する．

$$\frac{\tilde{I}}{I} = \frac{1}{f_{max} - f_{min}} \int_{f_{min}}^{f_{max}} \sqrt{\frac{S_{fluc}(f)}{(\bar{I}_{total} - \bar{I}_{beam})^2}} df \quad (3.17)$$

ここで, \bar{I}_{total} , \bar{I}_{beam} はそれぞれ解析対象とするショットおよびビームのみのショットの FFT 解析区間中の beam emission 強度の平均値である. 積分区間の下限周波数 f_{min} はスペクトルの直流成分を除去するために 10kHz, 上限周波数 f_{max} は APD のカットオフ周波数となる 100kHz とした.

3.3.3 2次元 FFT を用いた波数 - 周波数空間におけるパワースペクトル解析

プラズマ中の径方向 8 点における beam emission 強度の時間変化に対し, 時間方向および距離方向に FFT 演算を行うことで波数 - 周波数空間におけるパワースペクトル $S(k,f)$ を求めることができる [66]. ここで, 波数 k は揺動の波長 λ を用いて $k = 2\pi/\lambda(\text{mm}^{-1})$ とする.

2次元 FFT を用いて $S(k,f)$ スペクトルを求める計算アルゴリズムを図 3.20 に示す [35]. 計算は (a)~(d) の 4 つの段階からなる.

- (a) 空間位置 $[x_a, x_b]$, 時間 $[t_a, t_b]$ で密度揺動を同時計測したとする. ただし検出器間隔を δx , サンプリング時間を δt とする.
- (b) 得られたデータのうち, スペクトル解析を行う空間位置 x , 空間幅 Δx および時間幅 Δt を決定する. ここで, Δx および Δt の決定には Δx , Δt の間に信号の統計的な性質が変化していないこと, および周波数, 波数の分解能 Δf_{res} および Δk_{res} がそれぞれ $\Delta f_{res} = 1/\Delta t$ および $\Delta k_{res} = 2\pi/\Delta x$ となることを考慮して決定する.
- (c) 波数 - 周波数方向のスペクトルに分解するため, 時間方向に Δt , 空間方向に Δx の間で 2次元の FFT を行う. 時間方向には 3.3.1 節で述べたようなトレンド除去, 窓関数による処理を行った後に FFT 演算を行った. 時間方向に FFT 演算を行って得られた複素周波数スペクトルの振幅を時間幅 Δt 中の FFT 演算前のデータの平均値で割ることでチャンネル間の信号の検出効率の差を補正した. 空間方向にはデータ

点が8点と少ないため、窓関数による処理を行った後0のダミーデータを24点加え計32点のデータについてFFT演算を行った。

- (d) 時間方向のデータ点は多く、空間方向には少ないので、時間的に統計的性質が変わっていない範囲において時間を Δt ずつずらして2次元FFT解析を行い、積算平均を行って $S(k,f)$ スペクトルを求める。

1次元FFTと同様に、サンプリング時間 $\delta t = 4\mu s$ 、スペクトル解析を行う時間幅 $\Delta t = 4.096ms$ とした。径方向の検出器間隔 δx は空間分解能と等しく $\delta x = 22mm$ 、解析を行う空間幅 $\Delta x = \delta x \times 8ch = 176mm$ とした。このときナイキスト波数は $2\pi/(2\delta x) = 0.143mm^{-1}$ 、波数の分解能 Δk_{res} はダミーデータを加えてデータ点数を4倍にしたため $\Delta k_{res} = 2\pi/4(\Delta x) = 8.92 \times 10^{-3}mm^{-1}$ となる。積算を10回を行い、放電開始後70msecの時点から110msecの40msec間について解析を行った。

$S(k,f)$ スペクトルの等高線表示において傾き k/f が一定となる尾根線が観測されれば、揺動伝播の位相速度 $2\pi f/k$ を求めることができる。このとき、フーリエ展開する際の基底関数の位相因子 $(kx - 2\pi ft)$ における k と f の積の符号により揺動の伝播方向を決定することができる。本研究では x 軸の正の方向をトーラスの外側向きにとり、 k の符号を正と定めた。そのため正、負の周波数はそれぞれトーラスの外側、内側への伝播に相当する。

3.4 本章のまとめ

本章では CHS 装置に BES を適用するためのシステムの構築について、ハードウェアの構成およびデータ解析法について述べた。

ヘリカル型プラズマ閉じ込め装置 CHS と加熱用中性粒子入射装置 NBI#2, および CHS で生成されるプラズマについて基本的なパラメータを概観した。

BES に用いる光学幾何形状を示し、観測される beam emission の波長および強度を計算した。

温度制御により透過波長中心が可変である光学干渉フィルタを用いて beam emission を検出し光強度の経時変化を観測する BES 計測システムを構築し、フィルタ温度とフィルタ透過波長中心との較正を行った。

AD コンバータを制御してプラズマの生成に同期させてデータを取り込み、解析を行うためのプログラムを作成した。

分光器と CCD カメラを用いて beam emission を検出するシステムを構築し、beam emission の波長プロファイルを計測した。

プラズマ中の乱流を解析する手法として FFT を採用し、周波数パワースペクトル、揺動レベル、および径方向に複数点の時系列データを解析する手法である 2 次元 FFT を用いた波数 - 周波数空間でのパワースペクトルの導出法について検討した。

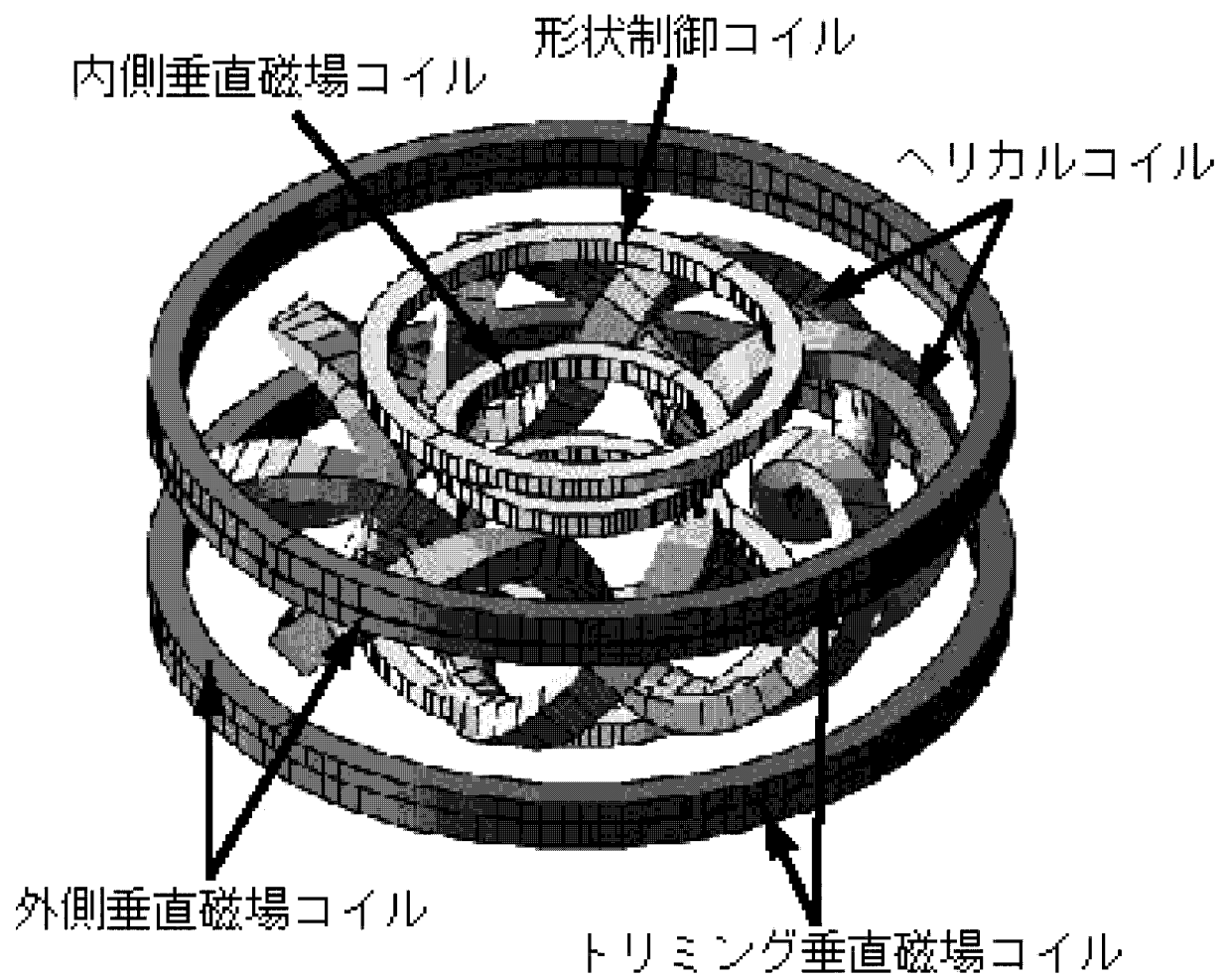


図 3.1: CHS におけるコイルの配置 [57]

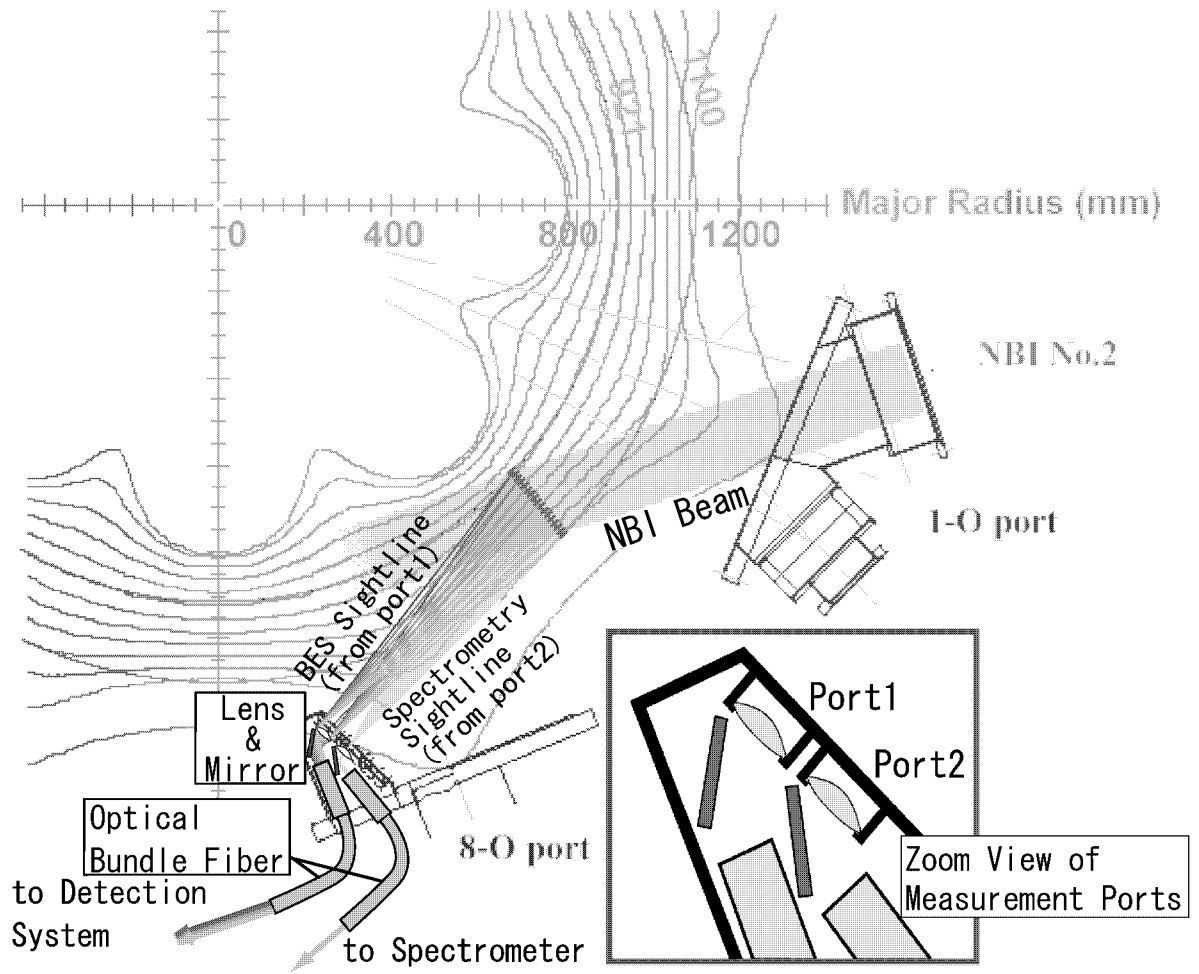


図 3.2: CHS における BES で用いる観測視線と NBI#2 の配置

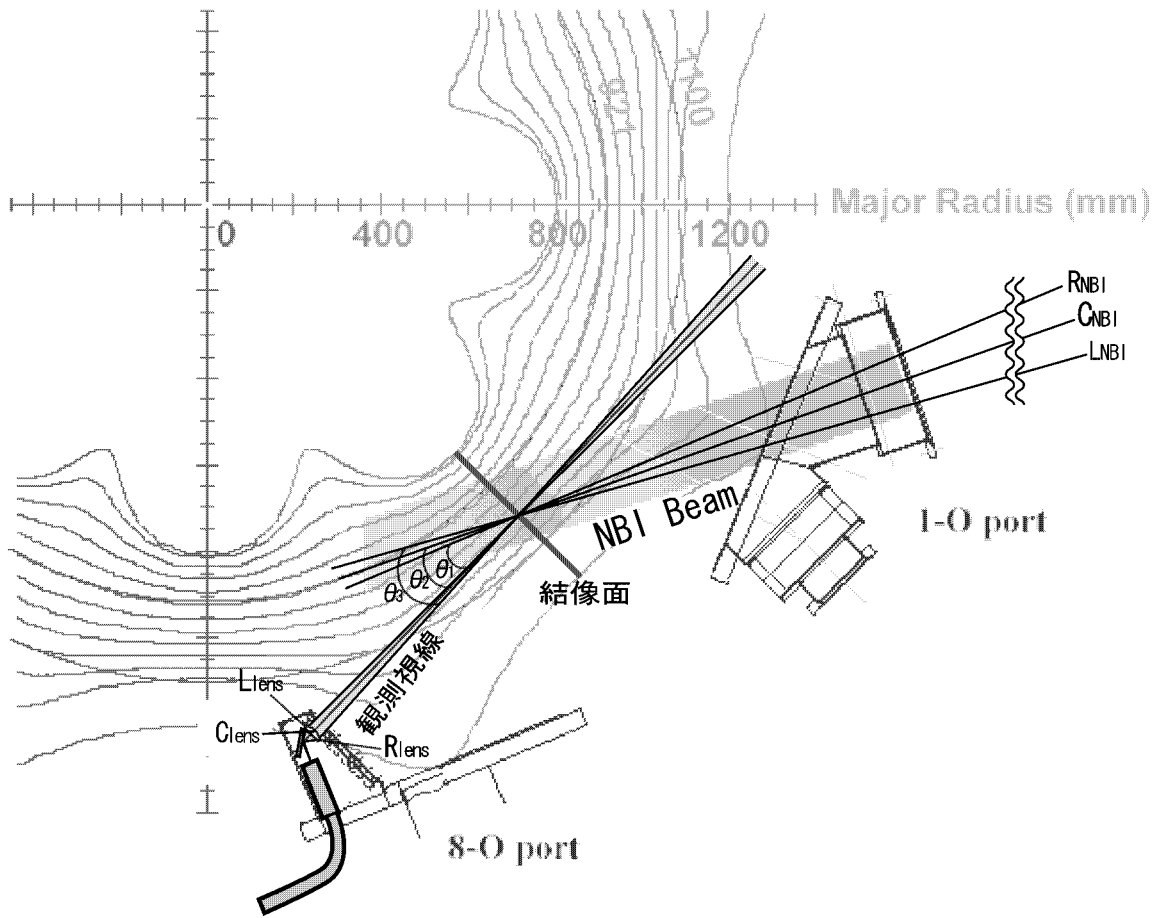


図 3.3: beam emission 波長および強度の推定に用いる系

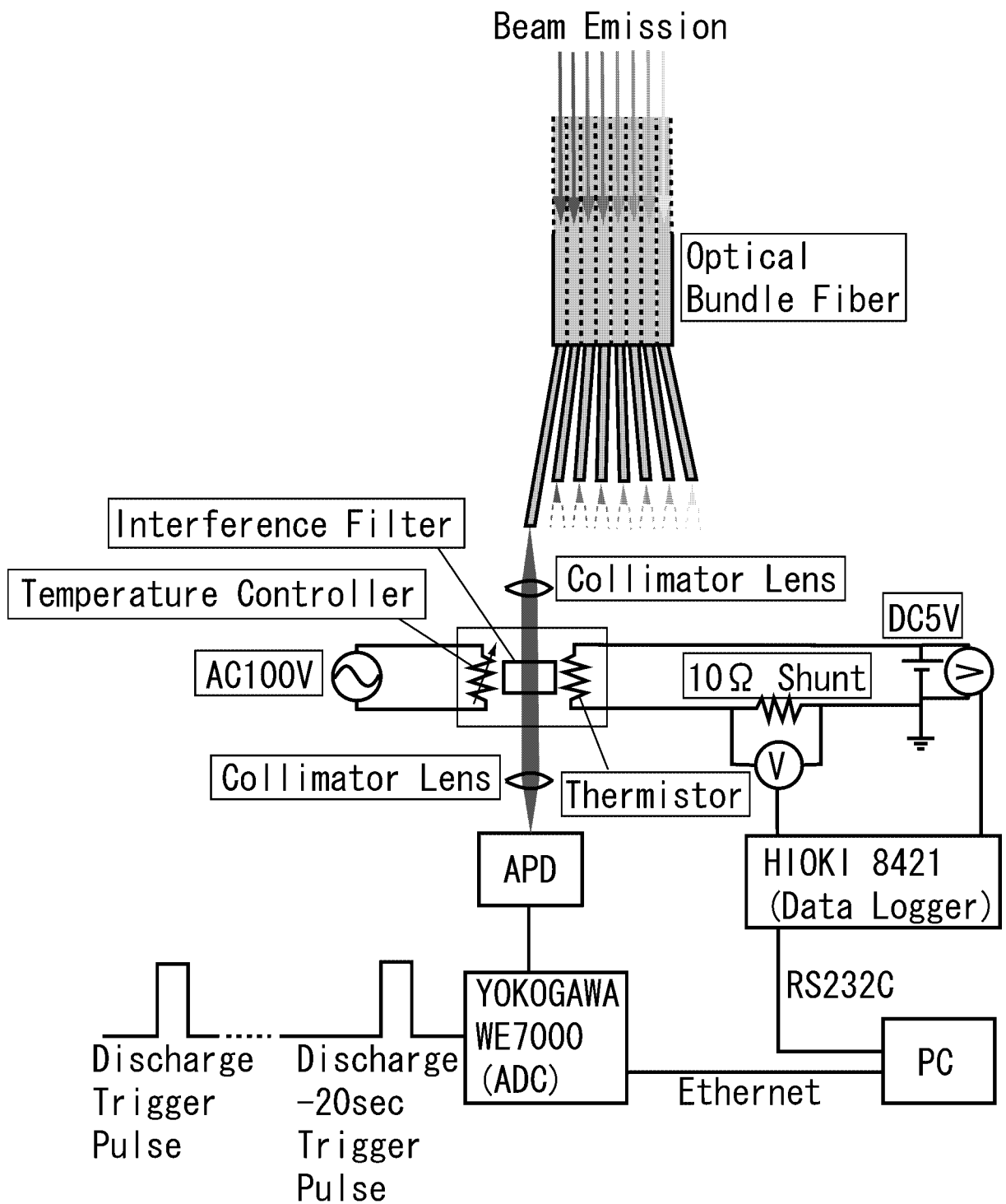


図 3.5: BES 計測用 beam emission 検出システム

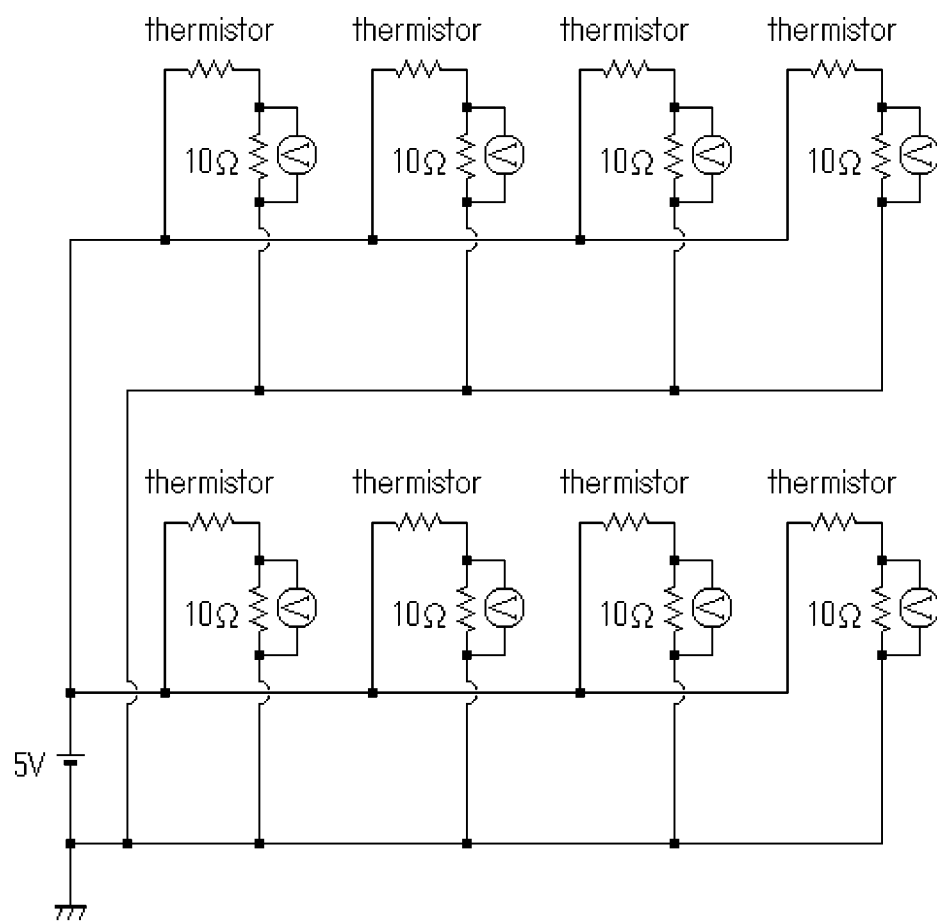


図 3.6: 温度モニタ用サーミスタ抵抗値測定回路

Continuum Light
(Halogen Lamp)

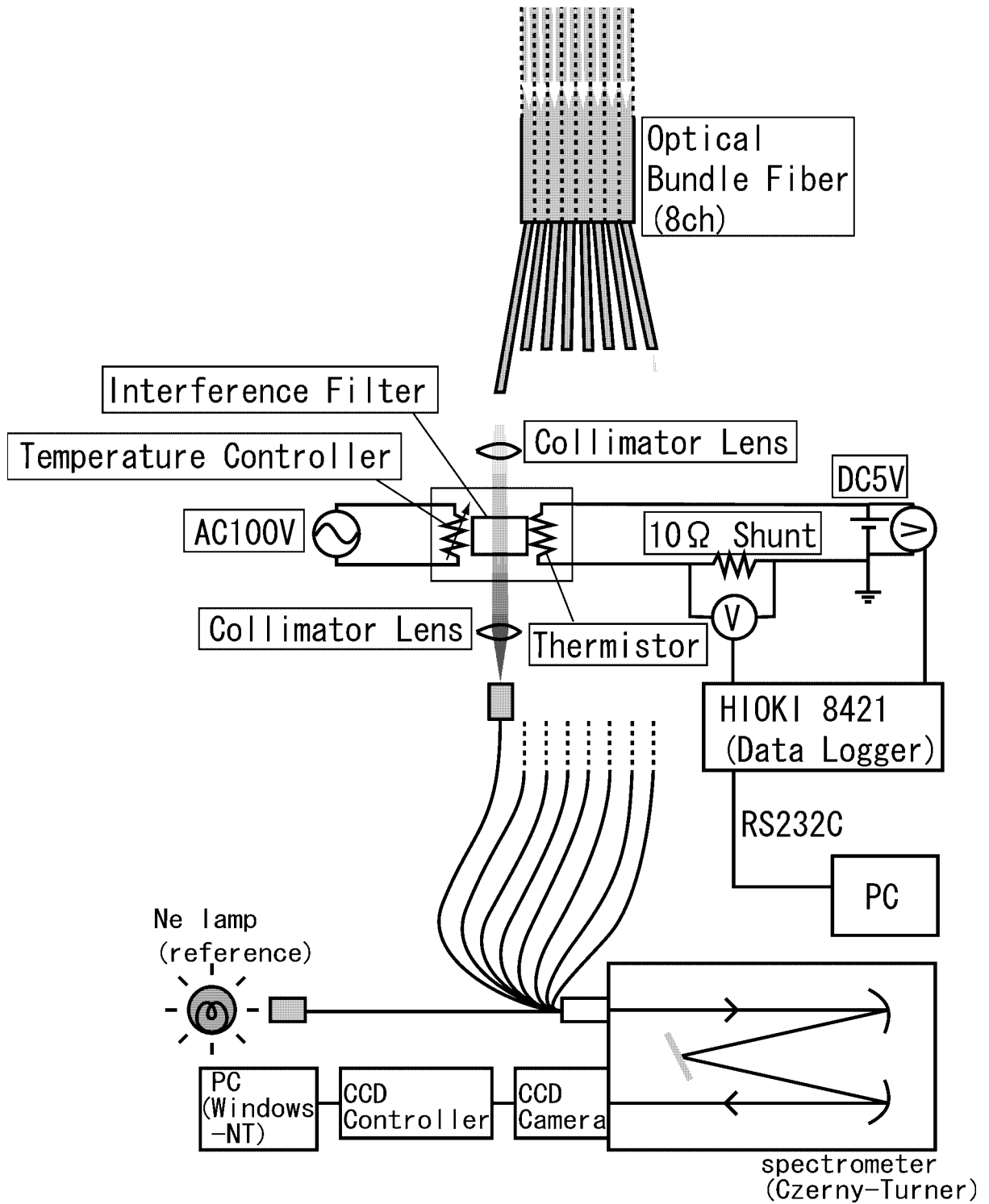


図 3.7: 干渉フィルタの透過波長中心と温度モニタ用サーミスタ抵抗値との較正方法

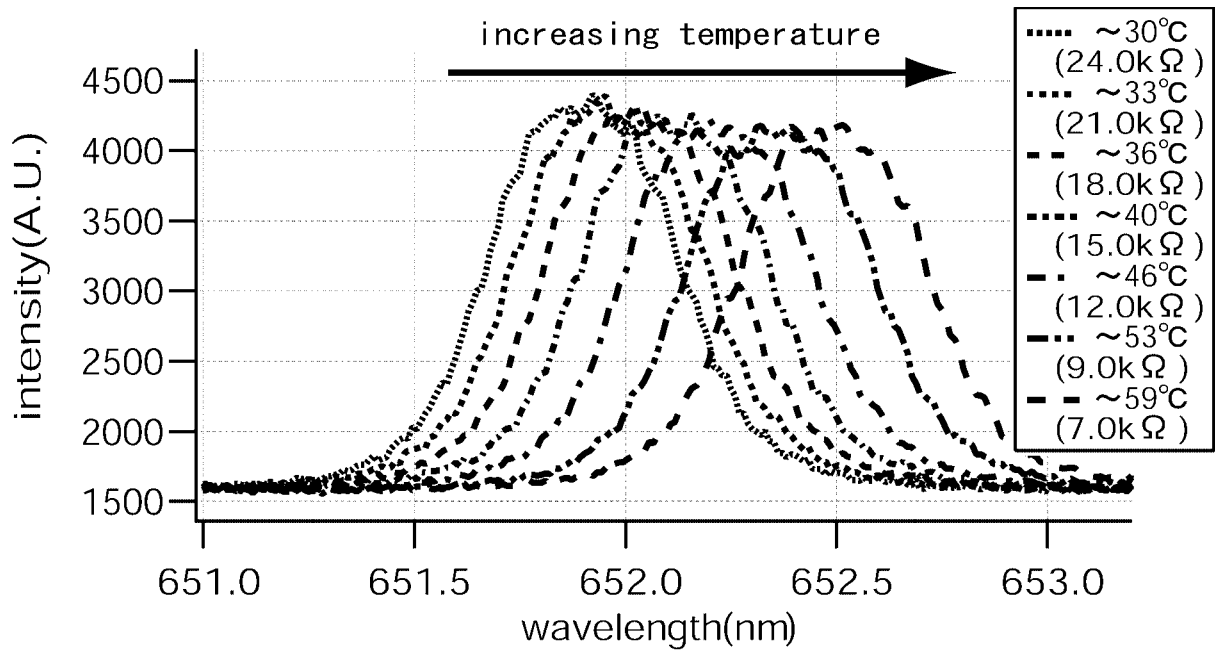


図 3.8: 干渉フィルタを透過した光の波長プロファイル

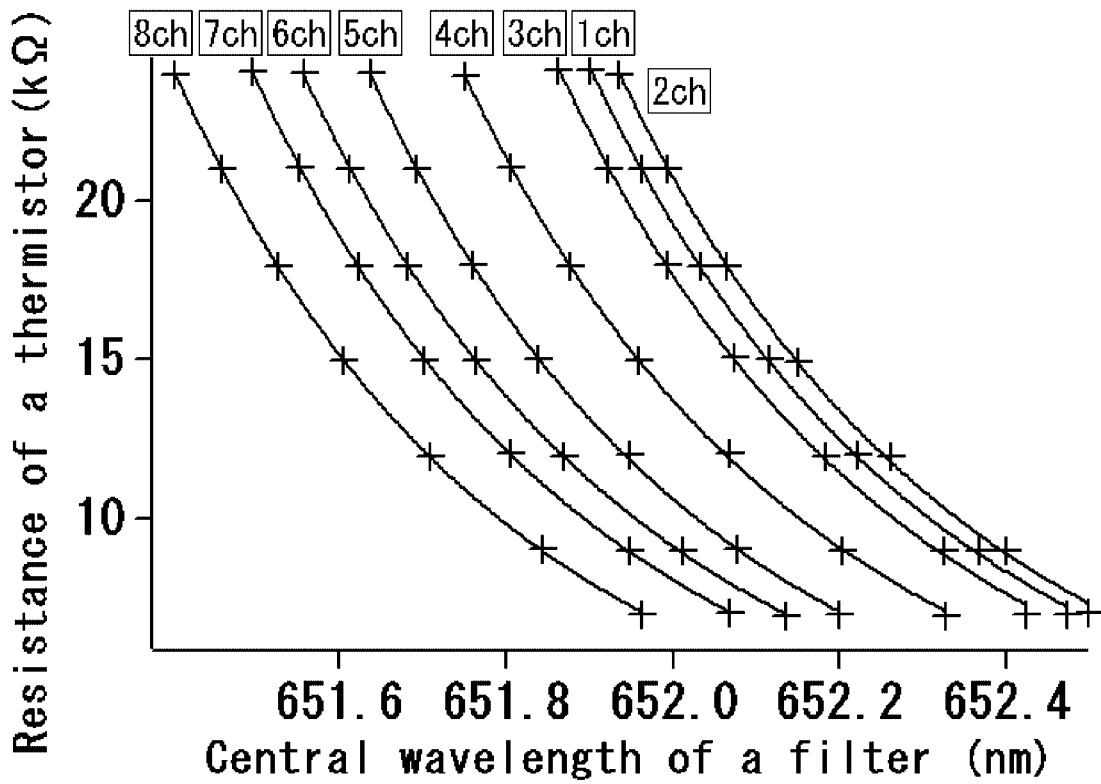


図 3.9: 干渉フィルタ透過波長中心とサーミスタ抵抗値との較正曲線

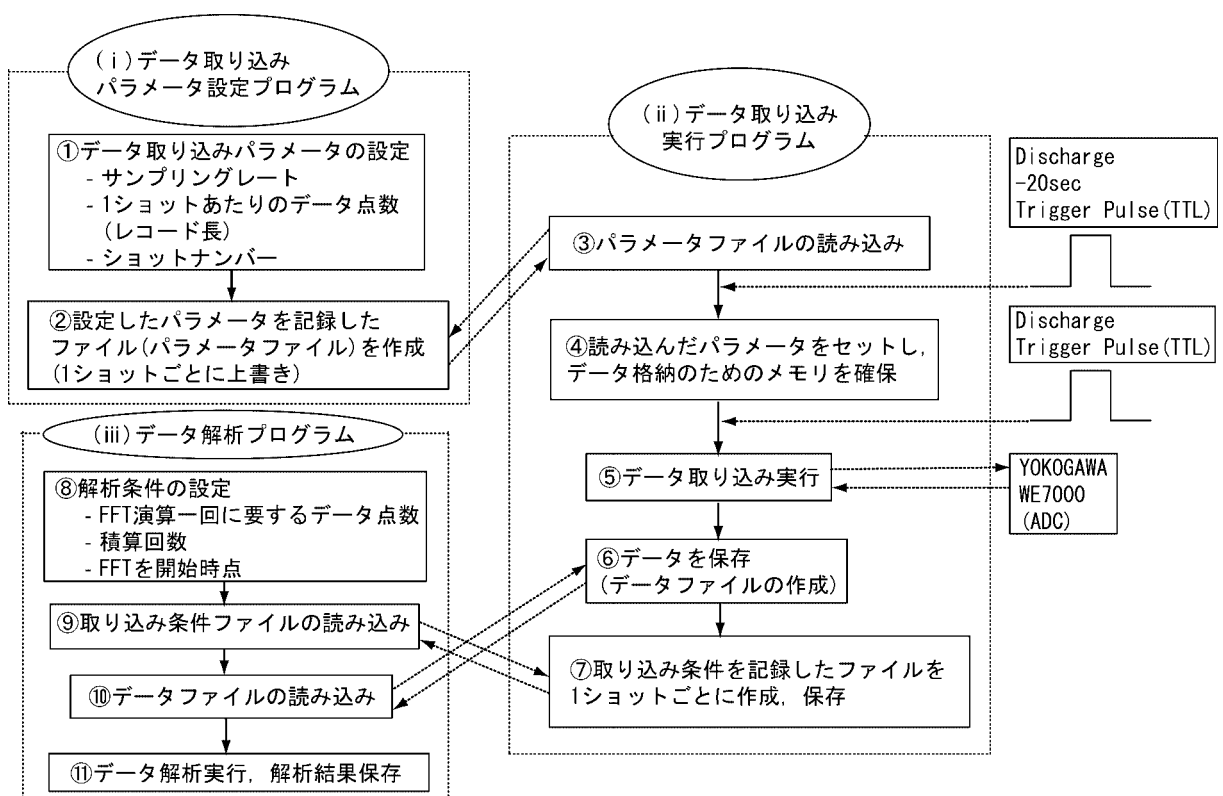


図 3.10: データ取り込みおよび解析プログラムのプログラムフロー

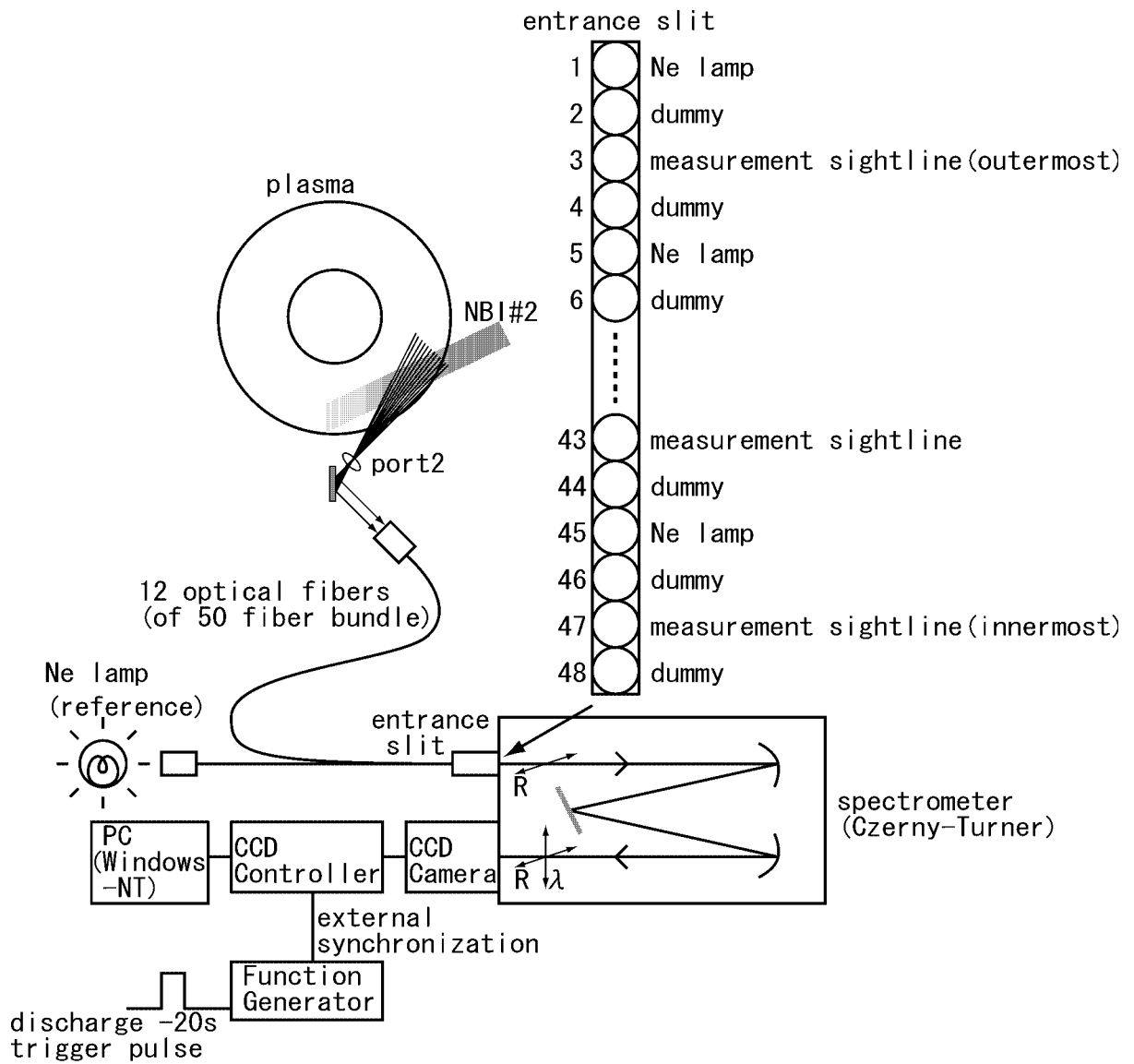


図 3.11: 分光器と CCD カメラを用いた beam emission 計測の実験体系

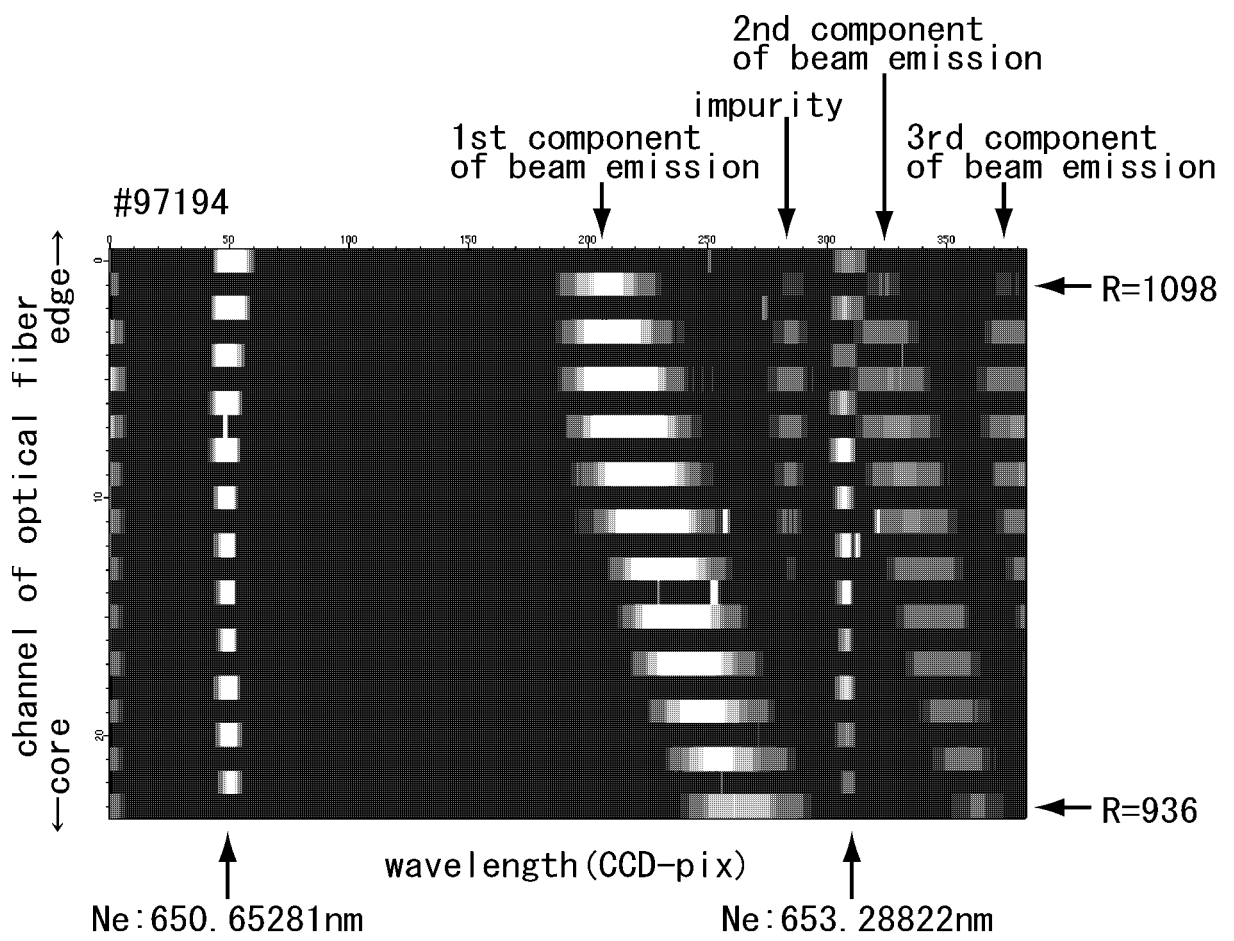


図 3.12: beam emission の CCD イメージ

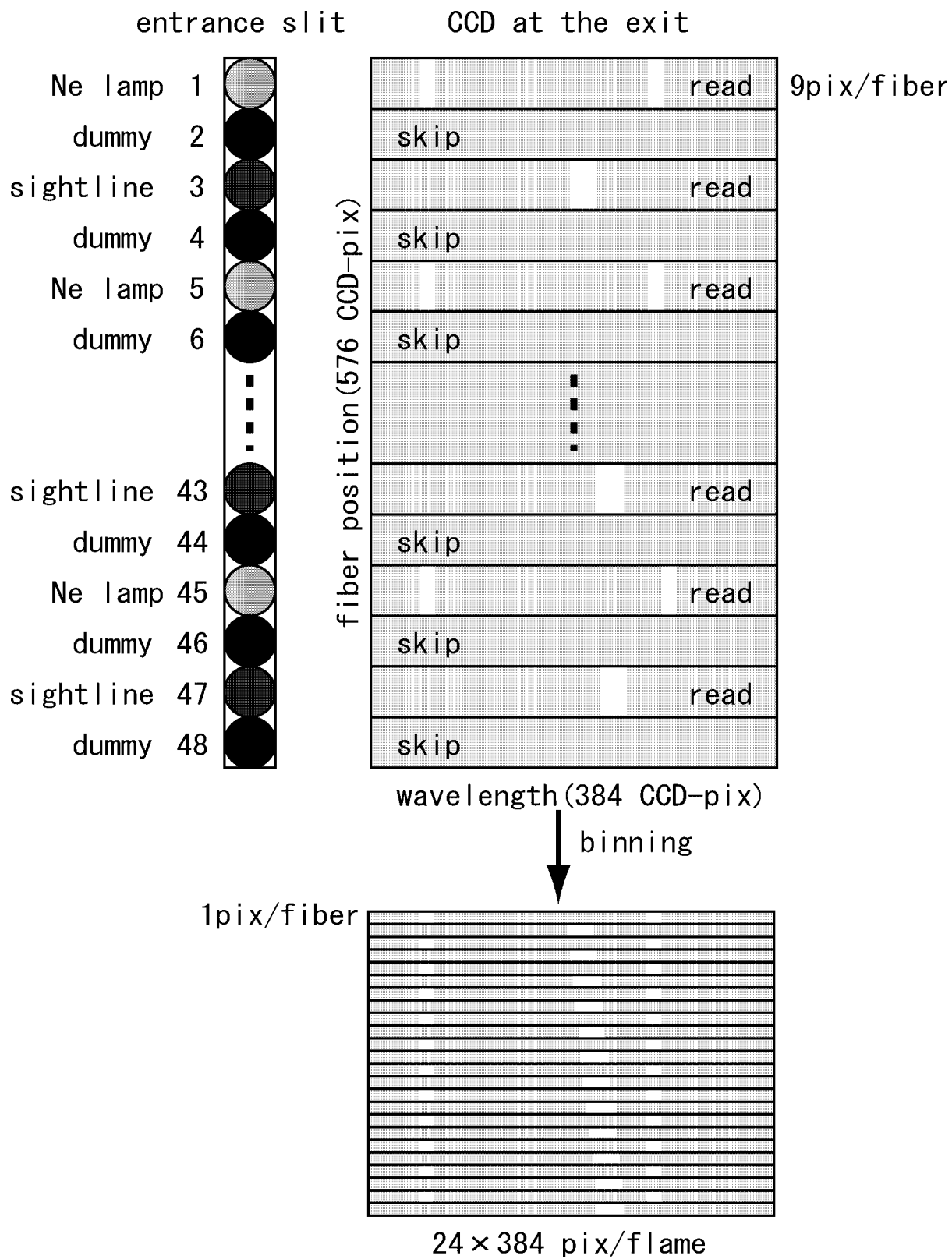


図 3.13: ビニング操作の概念図

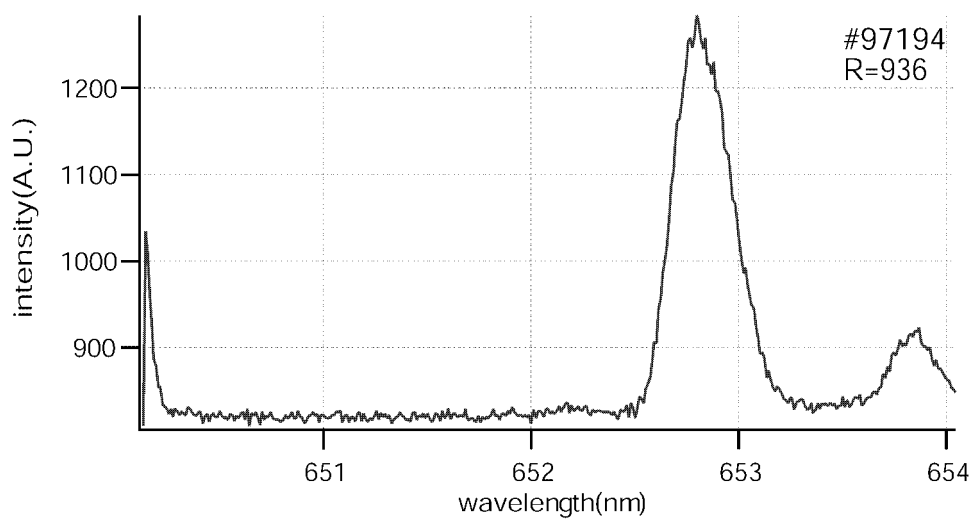
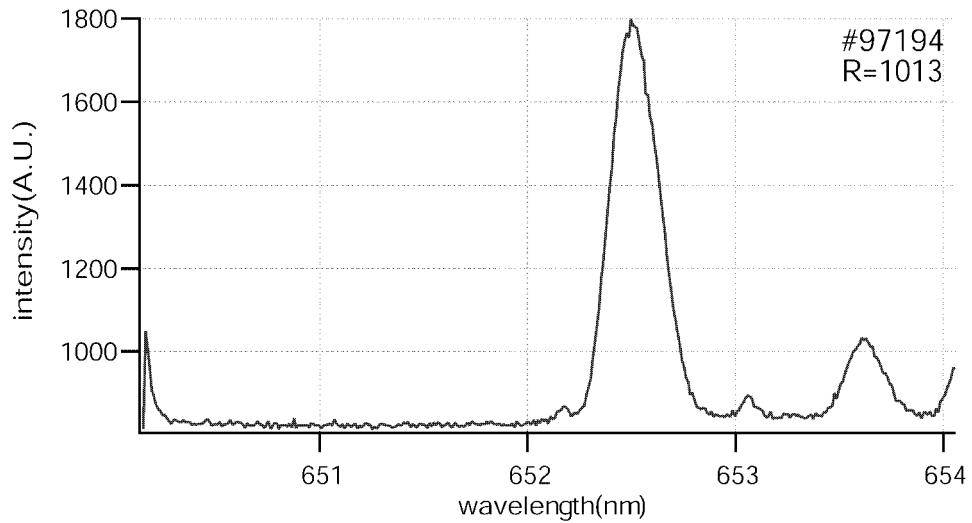
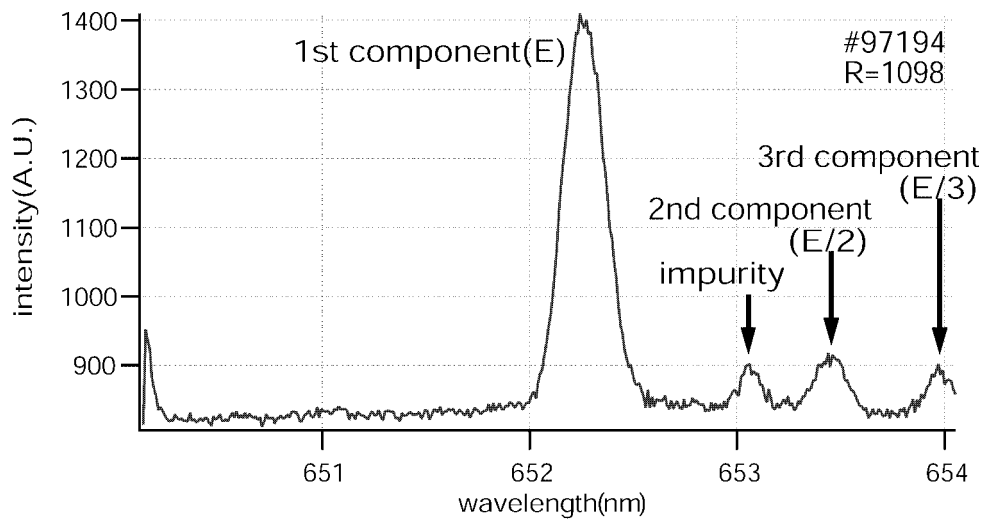


図 3.14: 観測された光強度の波長プロファイル

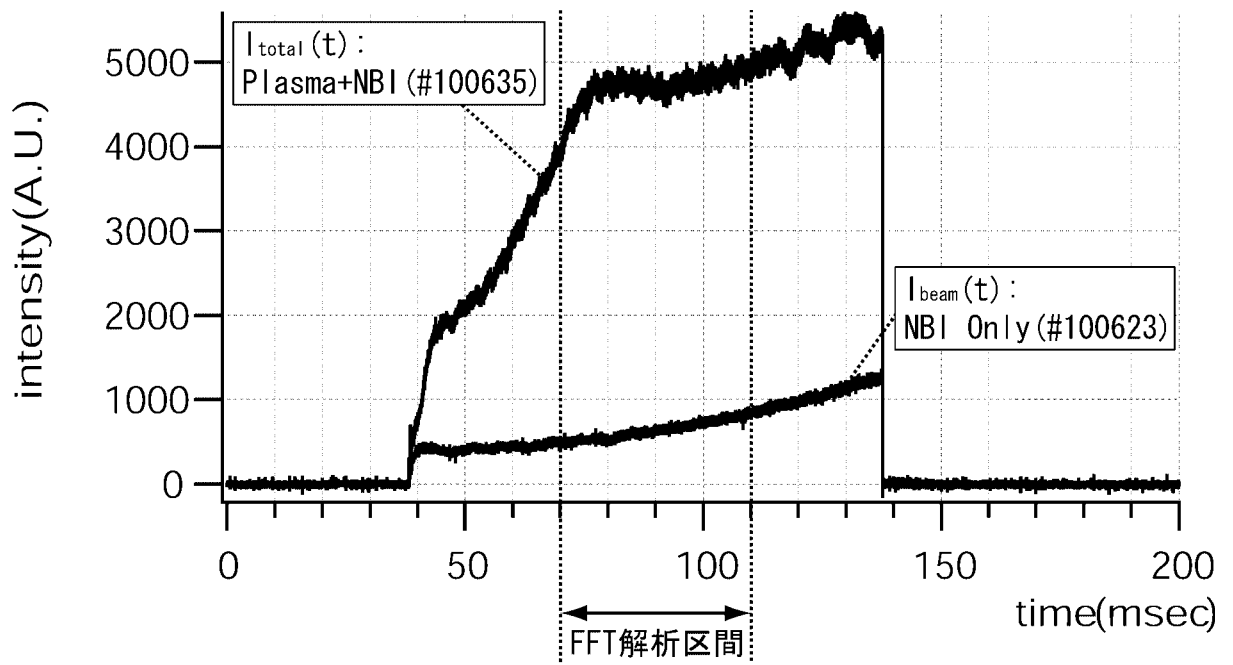
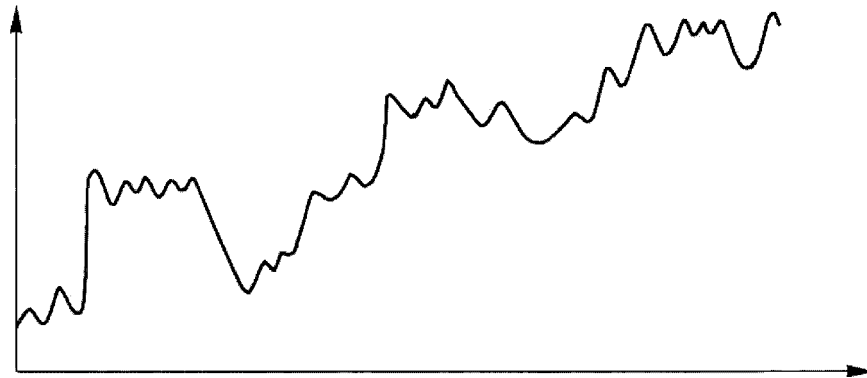
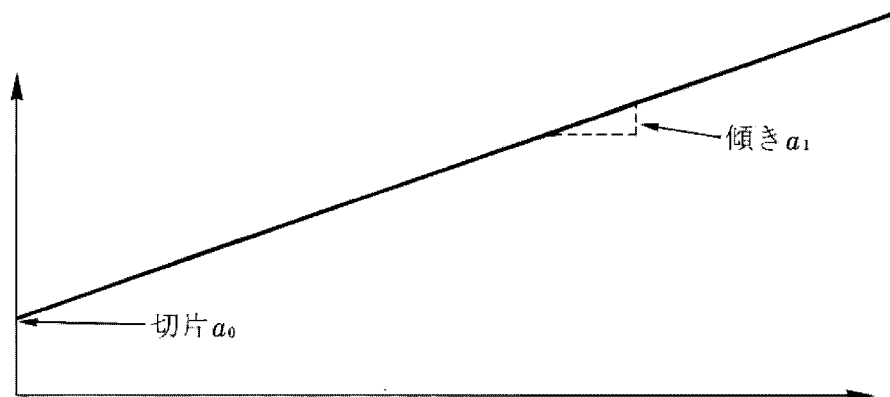


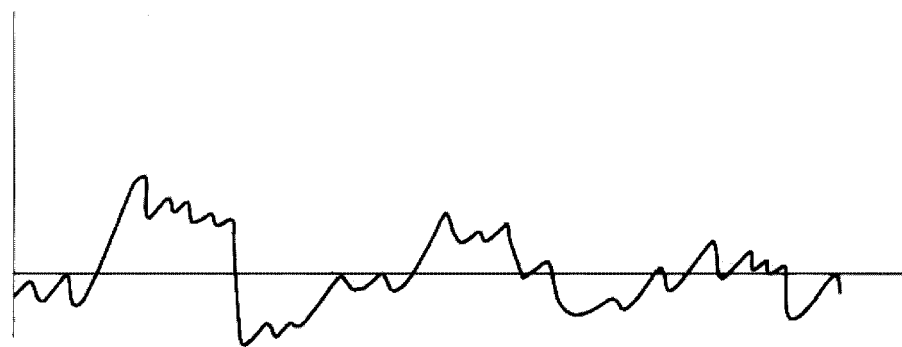
図 3.15: プラズマを生成したとき及び生成しないときの beam emission 強度の経時変化



(a) 線形トレンドを含んだ原信号

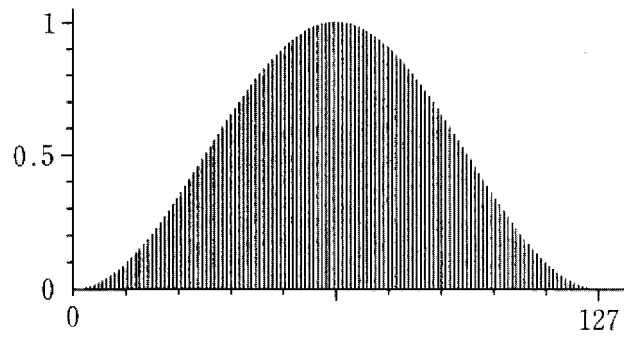


(b) 信号(a)に含まれるトレンド成分

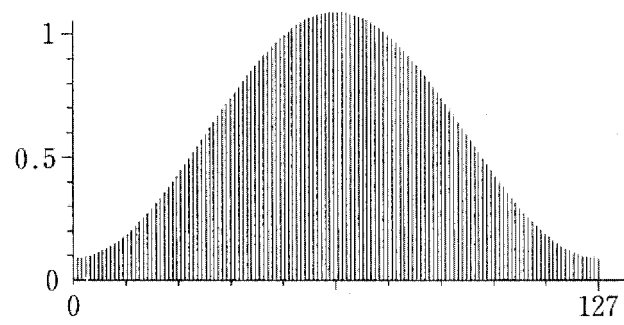


(c) 原信号(a)からトレンド成分(b)を除去したもの

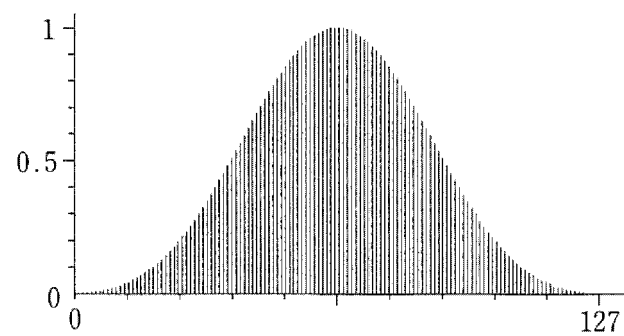
図 3.16: 最小二乗法によるトレンドの除去 [61]



(a) ハニング窓

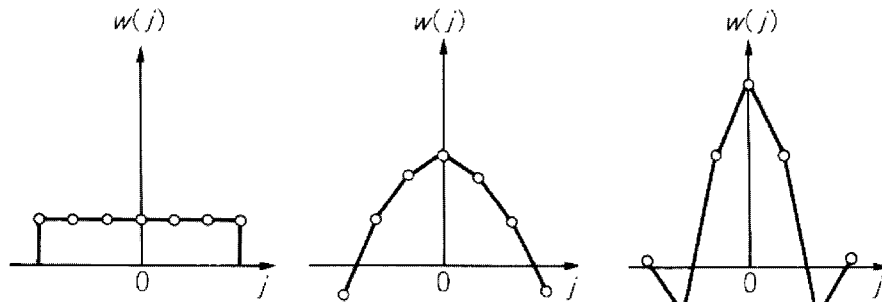


(b) ハミング窓



(c) ブラックマン窓

図 3.17: 代表的な窓関数 (データ点数 $N=128$ 点の場合)[61]



(a) 1次多項式適合 (単純移動平均) (b) 2次・3次多項式適合 (c) 4次・5次多項式適合

離散点番号	25	23	21	19	17	15	13	11	9	7	5
-12	-253										
-11	-138	-42									
-10	-33	-21	-171								
-09	62	-2	-76	-136							
-08	147	15	9	-51	-21						
-07	222	30	84	24	-6	-78					
-06	287	43	149	89	7	-13	-11				
-05	342	54	204	144	18	42	0	-36			
-04	387	63	249	189	27	87	9	9	-21		
-03	422	70	284	224	34	122	16	44	14	-2	
-02	447	75	309	249	39	147	21	69	39	3	-3
-01	462	78	324	264	42	162	24	84	54	6	12
00	467	79	329	269	43	167	25	89	59	7	17
01	462	78	324	264	42	162	24	84	54	6	12
02	447	75	309	249	39	147	21	69	39	3	-3
03	422	70	284	224	34	122	16	44	14	-2	
04	387	63	249	189	27	87	9	9	-21		
05	342	54	204	144	18	42	0	-36			
06	287	43	149	89	7	-13	-11				
07	222	30	84	24	-6	-78					
08	147	15	9	-51	-21						
09	62	-2	-76	-136							
10	-33	-21	-171								
11	-138	-42									
12	-253										
正規化定数	5175	805	3059	2261	323	1105	143	429	231	21	35

図 3.18: (a)~(c) 重み関数の型 [64], (d) 2次・3次多項式適合による平滑化重み係数 [63]

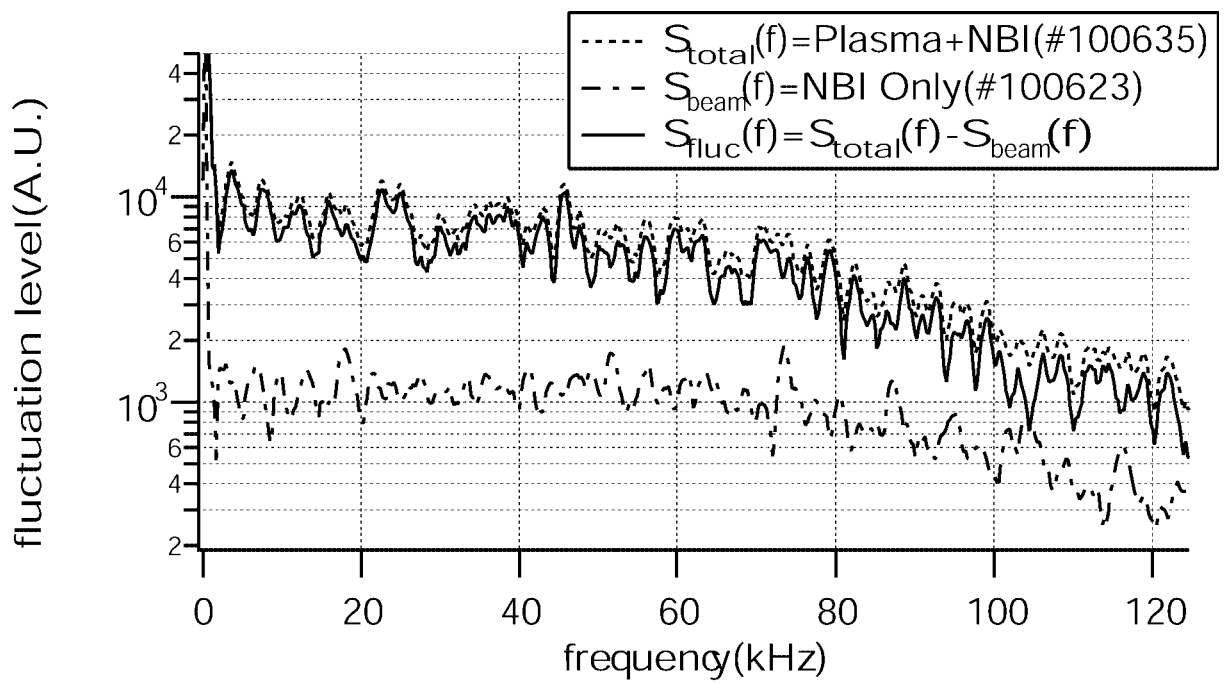


図 3.19: プラズマの有無による beam emission の周波数パワースペクトルの比較

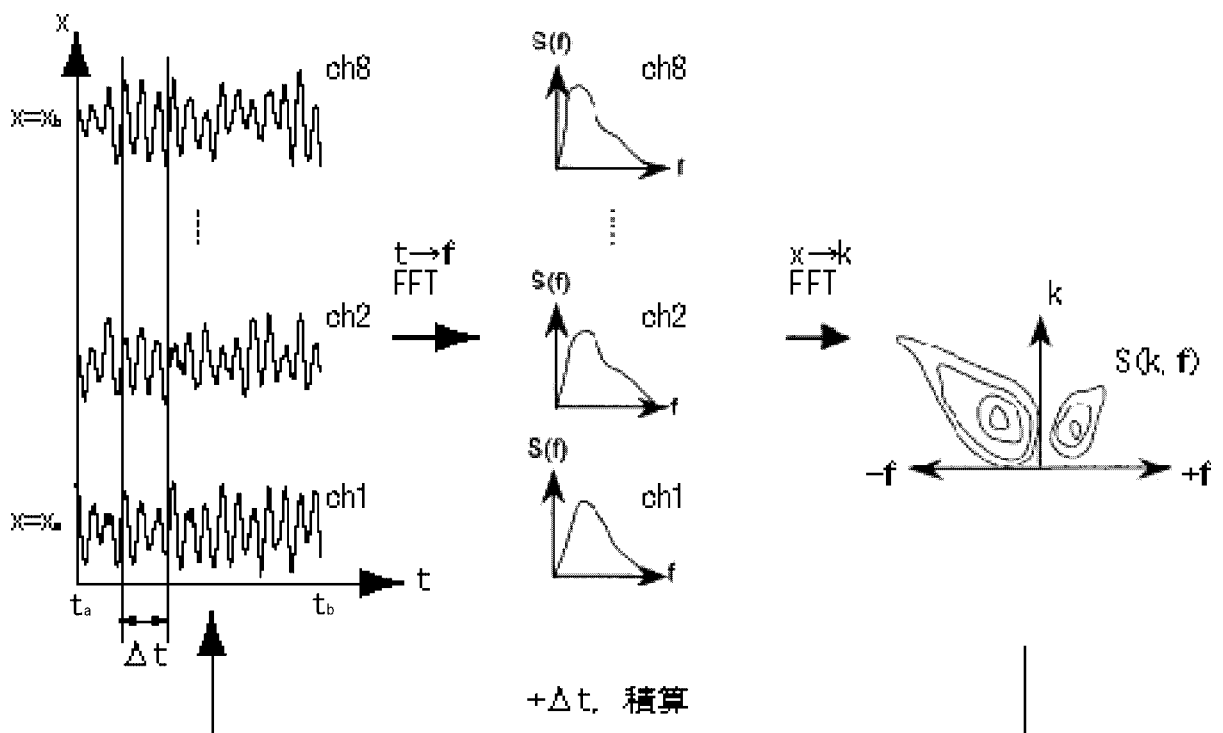


図 3.20: 2次元 FFT の計算アルゴリズム [35]

第4章 実験結果

本章では，BES を CHS 装置に適用し，得られたデータを第3章第3.3節で述べた解析方法に基づいて解析した結果について述べる．

4.1 実験条件

計測対象としたプラズマの代表的な放電条件を図4.1に示す．(a)はECHおよび水素ガスパフ，(b)はNBI#2の加速電圧，(c)はミリ波干渉計により計測された線平均密度をそれぞれ時間に対して示したものである．プラズマはECHによって生成され，35～140msの間入射されるNBI#2によって加熱された．ガスパフは50～140msの間行われた．実験条件として磁気軸位置 R_{ax} および密度 n_e を変化させ，BES計測を行った．

プラズマ閉じ込めに磁場配位が与える影響に関する近年の研究

近年核融合科学研究所の大型ヘリカル型プラズマ閉じ込め装置 Large Helical Device(LHD) において，エネルギー閉じ込め特性が磁気軸位置によって変化するという実験結果が報告されている [67]．この結果を説明する要因として，MHD不安定性および粒子軌道の影響が考えられている．このうちMHD不安定性については磁場配位を外寄せにすることで磁気井戸が形成され安定化することができ，粒子軌道については磁場配位を内寄せにすることでヘリカルリップルがトーラス内側に局在し補足粒子軌道が改善されることがわかっている．したがって磁気軸位置を変化させて揺動を計測し，揺動の性質の変化を観測することでグローバルな閉じ込めに寄与しているのがMHD不安定性か粒子軌道かについての知見が得られることが期待できる．

本研究で行った磁気軸位置スキャン実験では密度 $n_e \approx 2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ として磁気軸位置 R_{ax} を 888, 899, 921, 949mm の4種類に変化させた．また密度スキャン実験として

$R_{ax} = 921\text{mm}$ の磁気軸位置にて密度を $n_e \approx 0.5, 1.5, 2.0, 3.0 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ の範囲で 4 通りに変化させた。図 4.2 に磁気軸位置を変化させたときのスポットと磁気面との位置関係を示す。

4.2 密度揺動レベルの径方向分布

図 4.3, 図 4.4 にそれぞれ磁気軸位置および密度を変化させたときの揺動レベルの径方向分布を示す。図中の矢印はそれぞれの磁気軸位置における最外殻磁気面 (LCFS) を表す。いずれの条件においてもトカマク型装置において報告されている計測結果と同様に、周辺部で揺動レベルが増大する結果が得られた [37]。

4.3 波数 - 周波数スペクトル

図 4.5 に磁気軸位置を変化させたときの $S(k,f)$ スペクトルを示す。磁気軸位置の違いによって周波数方向の広がりには差が見られ、 $R_{ax}=921\text{mm}$ の時は $-50\text{kHz} < f < 50\text{kHz}$, $R_{ax}=899\text{mm}$ の時は $-30\text{kHz} < f < 30\text{kHz}$ 程度の広がりであった。波数方向の広がりはいずれの磁気軸位置においても $0 < k_r < 0.06$ 程度、波長に直して $10\text{cm} < \lambda < \infty$ 程度であった。

図 4.6 に密度を変化させたときの $S(k,f)$ スペクトルを示す。周波数方向への広がりには顕著な差異は現れなかったが、 $n_e \approx 0.5 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ の時のみ、 $k_r=0.03$ 付近のピークが見られなかった。

4.4 本章のまとめ

磁気軸位置および密度をパラメータとしてスキャンさせ、BES 計測を行った。波数 - 周波数スペクトルの形状に変化が見られる場合があったが、これがどのような物理現象を表しているかについてはまだ言及できる段階ではなく、今後の検討課題である。

スペクトルの形状の変化について議論するためには、光学系を最適化してより大きい信号強度を得ること、ピーク抽出法として相関法や最大エントロピー法などを用いることでピークの形状をより明確に観測できるようにすることが望まれる。

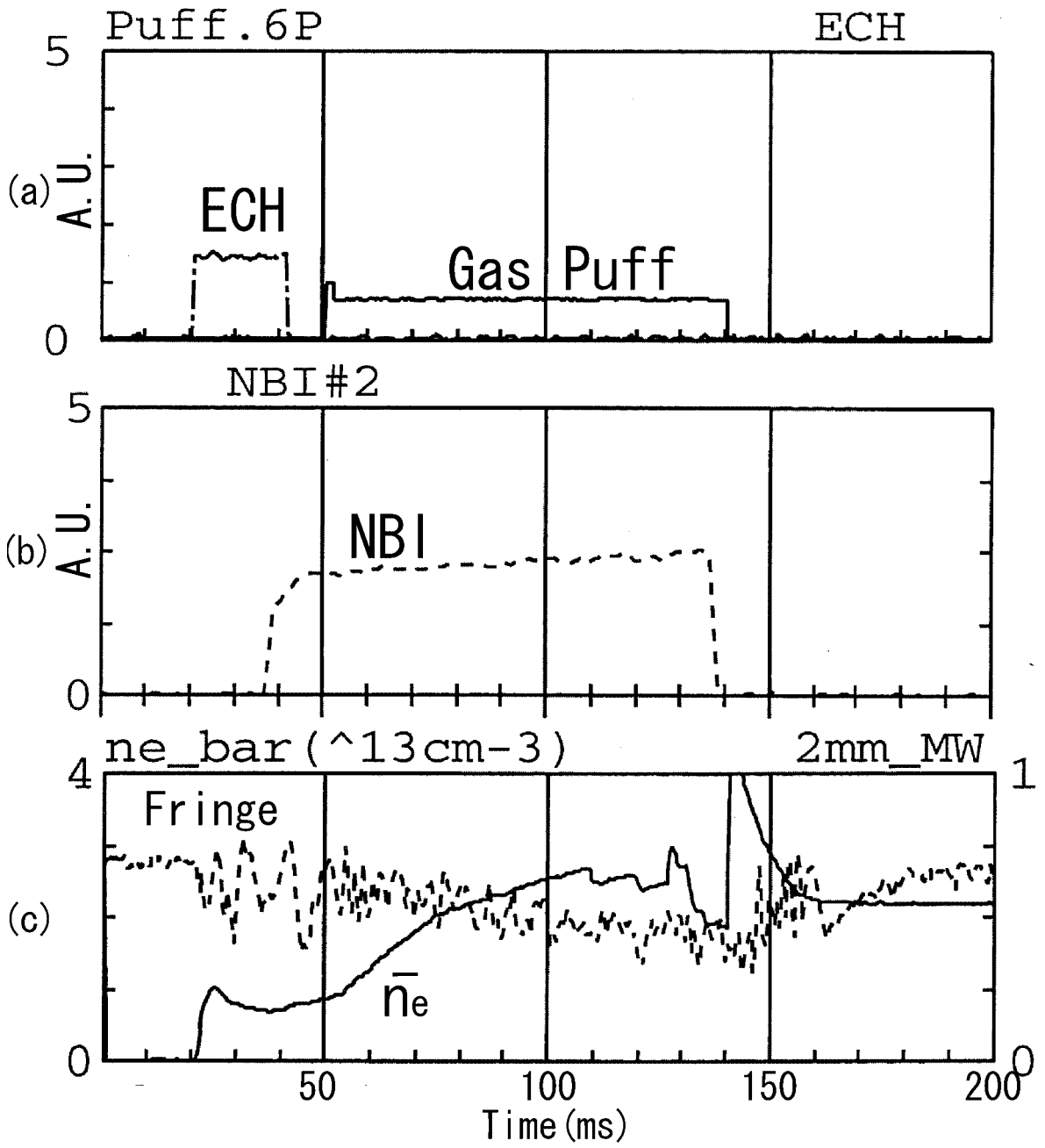


图 4.1: 代表的な放電波形 (#100635)

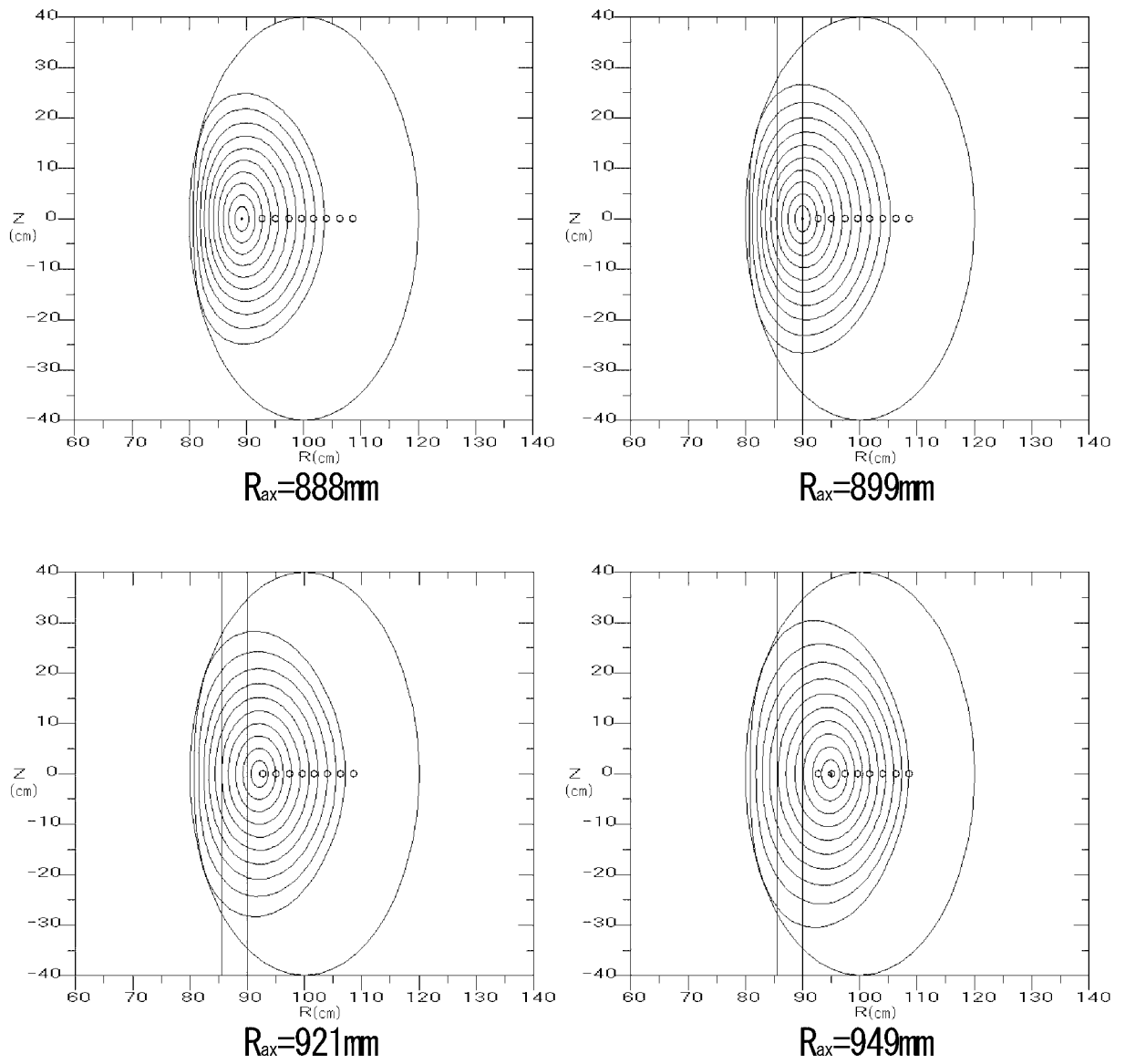


図 4.2: スポットと磁気面との位置関係

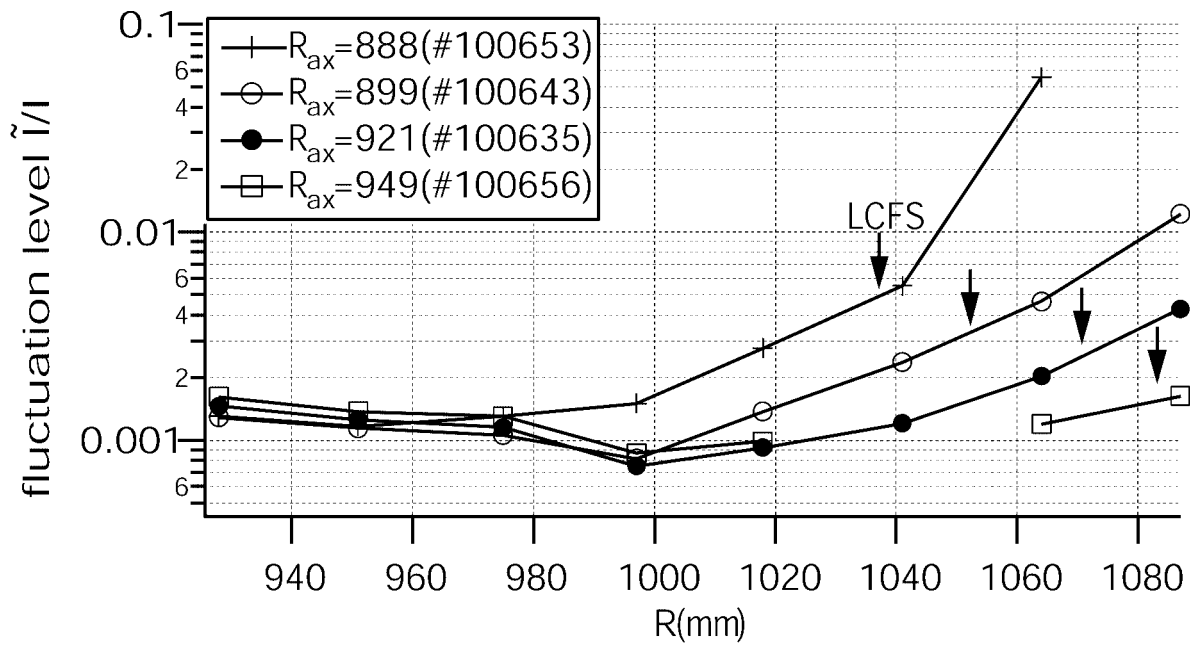


図 4.3: 磁気軸位置を変化させたときの揺動レベルの径方向分布

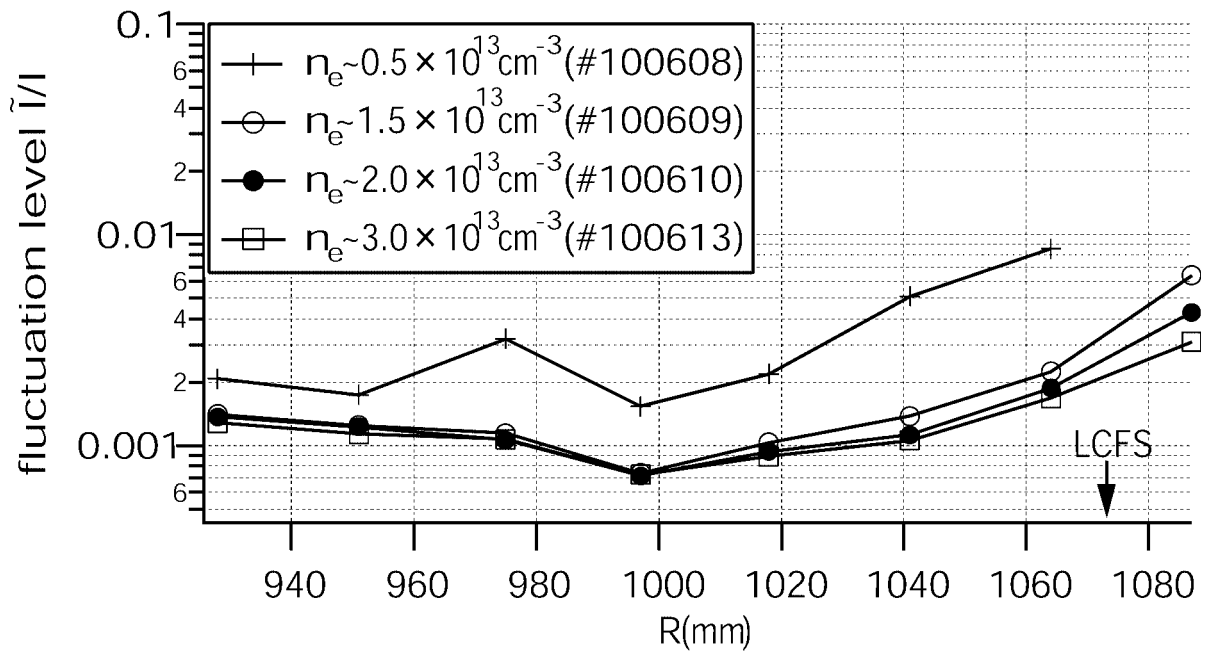
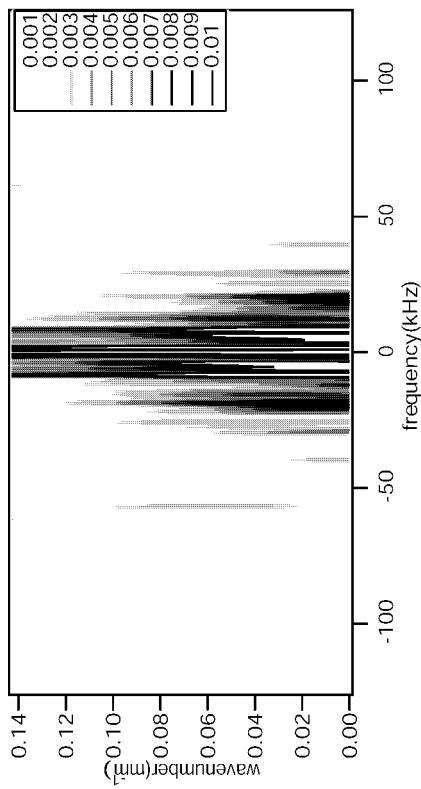
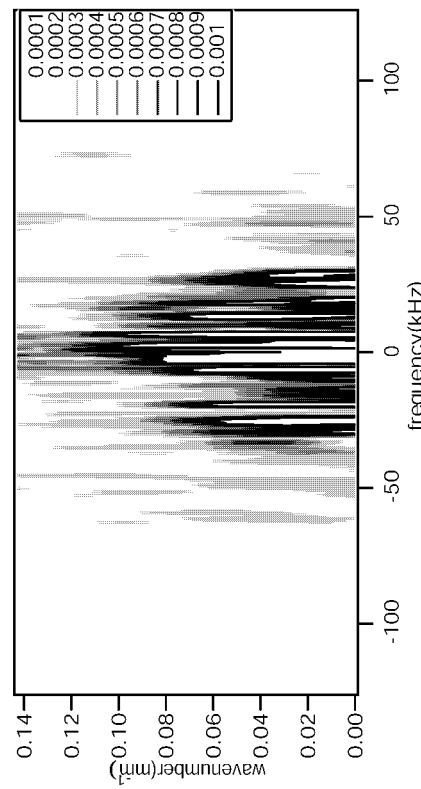


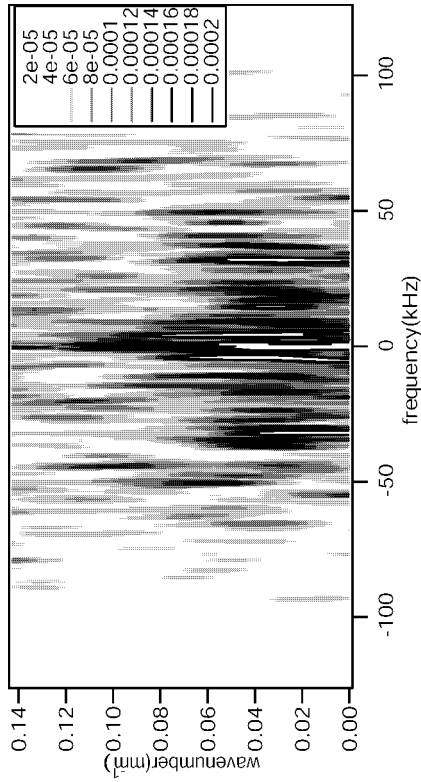
図 4.4: 密度を変化させたときの揺動レベルの径方向分布



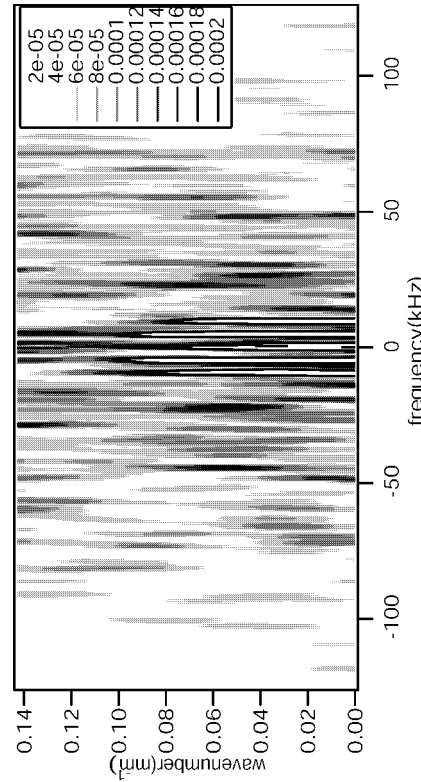
(a) $R_{ax}=888$ (#100653)



(b) $R_{ax}=899$ (#100643)



(c) $R_{ax}=921$ (#100635)



(d) $R_{ax}=941$ (#100656)

図 4.5: 磁気軸位置を変化させたときの $S(k,f)$ スペクトル

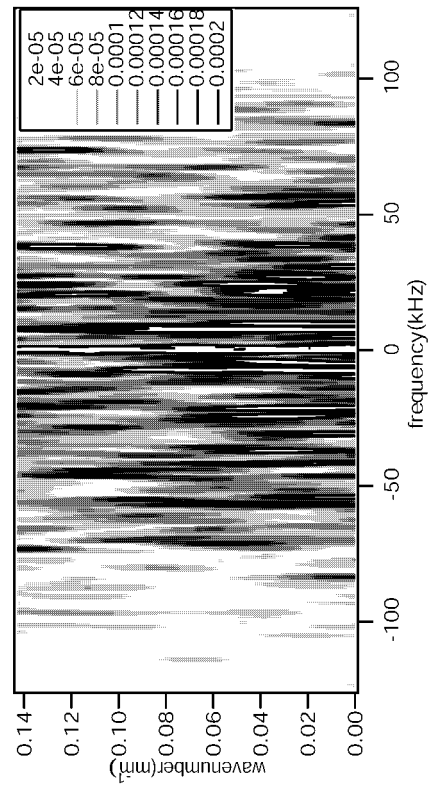
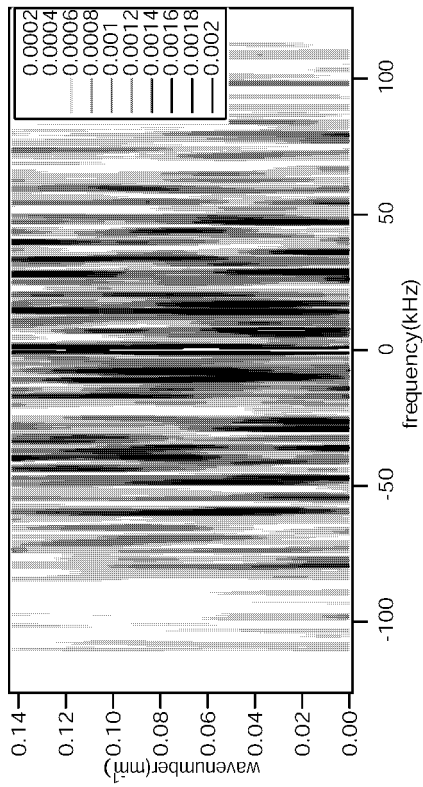
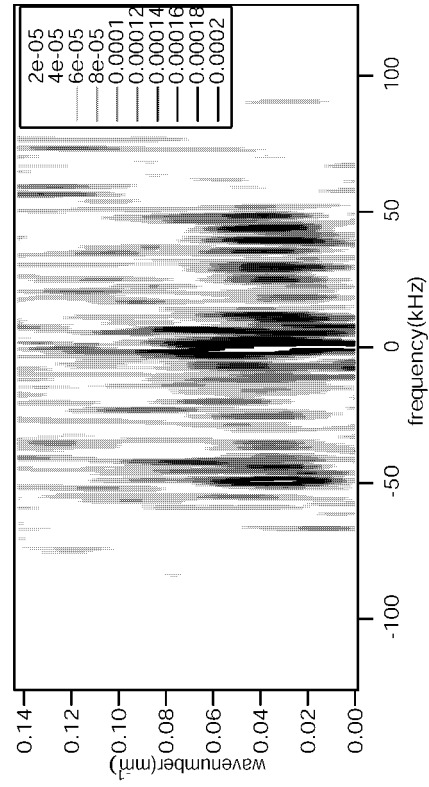
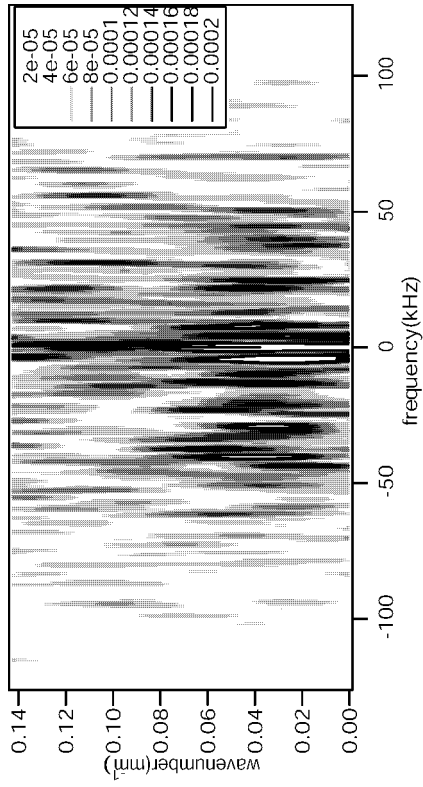


図 4.6: 密度を変化させたときの $S(k,f)$ スペクトル

第5章 総括

本研究をまとめると以下のようなになる。

- 分光器と CCD カメラを用いた beam emission 計測システムを構築して beam emission を検出し, beam emission の波長および強度を見積もった。
- フィルタ分光を用いた BES 計測システムを構築した。また, 構築したシステムを用いてフィルタの温度コントロールによる透過波長中心の制御の評価を行ったのち BES 計測を行い, プラズマの密度揺動信号のファーストデータを取得した。
- 磁気軸位置および電子温度をパラメータとして BES 計測を行い, 密度揺動レベルの空間分布を得た。密度揺動レベルはプラズマの周辺部で増大することを確認した。
- 波数 - 周波数空間における密度揺動のパワースペクトル解析を行い, 周波数方向, 波数方向に広がりを持つ乱流スペクトルが観測された。

第6章 今後の課題と展望

計測法の確立という観点からは以下の点が課題となる。

- 高いサンプリングレートに対応できる検出器を用い、より周波数の高い揺動まで計測する。
- 計測チャンネルを増設し、空間分解能を向上させる。
- 観測体積を増加し、信号強度の増大を図る。
- 観測体積中に含まれる磁力線の向きを詳細に調べ、観測視線の線積分効果の影響を明らかにする。
- 波数スペクトルの推定に関して相関法や最大エントロピー法などを適用し、最も適切な信号処理法を検討する。
- 文部科学省核融合科学研究所の大型ヘリカル型プラズマ閉じ込め装置 Large Helical Device(LHD) への BES の適用可能性を検討する。

また、プラズマ物理の探求という観点からは以下の点が課題となる。

- 輸送障壁形成時の揺動スペクトルの変化を調べ、閉じ込め改善と揺動の抑制の関係についての知見を得る。
- 計測結果を揺動理論や他の計測法によって得られたデータと比較し、揺動の原因となっている物理を特定する。

以上の方針に沿ってさらに本研究を発展させ、核融合炉を実現する上での一助となることを望む。

参考文献

- [1] 田島英三「原子核物理概論」，株式会社地人書館 (1958)
- [2] 国立天文台「平成 15 年 理科年表」，丸善株式会社 (2002)
- [3] 電気学会「電気学会大学講座 プラズマ工学」，オーム社 (1997)
- [4] 日本原子力学会トリチウム化学研究専門委員会「トリチウムの化学－基礎から応用まで－」 (1982)
- [5] 日本原子力産業会議「原子力ポケットブック 2002 年度版」 (2002)
- [6] 関昌弘「核融合炉工学概論 未来エネルギーへの挑戦」，日刊工業新聞社 (2001)
- [7] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v. Gierke, G. Haas, M. Huang, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K. H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer, and Z. Yü: Phys. Rev. Lett. **49**, 1408(1982)
- [8] P. H. Rebut: Plasma Phys. Control. Fusion **34**, 1749(1992)
- [9] Yoshihiko Koide and the JT-60 Team: Phys. Plasmas **4**, 1623(1997)
- [10] S. Ishida and JT-60 Team: Nuclear Fusion **39**, 1211(1999)
- [11] プラズマ・核融合学会誌 **78** 増刊「特集 ITER 工学設計」 (2002)

- [12] K. Toi, R. Akiyama, H. Arimoto, A. Ejiri, K. Ida, H. Idei, H. Iguchi, O. Kaneko, K. Kawahata, A. Komori, S. Kubo, K. Matsuoka, T. Morisaki, S. Morita, K. Nishimura, S. Okamura, A. Sagara, S. Sakakibara, C. Takahashi, Y. Takita, K. Tanaka, K. Tsumori, J. Xu, H. Yamada, and I. Yamada: *Plasma Phys. control. Fusion* **36**, A117(1994)
- [13] V. Erckmann, F. Wagner, J. Baldzuhn, R. Brakel, R. Burhenn, U. Gasparino, P. Grigull, H. J. Hartfuss, J. V. Hofmann, R. Jaenicke, H. Niedermeyer, W. Ohlendorf, A. Rudyj, A. Weller, S. T. Bogdanov, B. Bomba, A. A. Borschevsky, G. Cattanei, A. Dodhy, D. Dorst, A. Elsner, M. Endler, T. Geist, L. Giannone, H. Hacker, O. Heinrich, G. Herre, D. Hildebrandt, V. I. Hiznyak, V. I. Il'in, W. Kasperek, F. Karger, M. Kick, S. Kubo, A. N. Kuftin, V. I. Kurbatov, A. Lazaros, S. A. Malygin, V. I. Malygin, K. McCormick, G. A. Müller, V. B. Orlov, P. Pech, H. Ringler, I. N. Roi, F. Sardei, S. Sattler, F. Schneider, U. Schneider, P. G. Schüller, G. Siller, U. Stroth, M. Tutter, E. Unger, H. Wolff, E. Würsching, and S. Zöpfel: *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2086(1993)
- [14] P. C. Liewer: *Nuclear Fusion* **25**, 543(1985)
- [15] 岸本泰明, *プラズマ・核融合学会誌* **76**, 1280(2000)
- [16] D. W. Ross: *Comm. Plasma Phys. Controlled Fusion* **12**, 155(1989)
- [17] A. J. Wootton: *TRANSPORT & CONFINEMENT IN TROIDAL DEVICES*, 2nd Workshop on Magnetic Confinement Fusion, Santander, Spain, 2-6 July 1990, edited by CALEJALERE & BCARRERAS, Adam Hilger, ISBN 0-7503-0184-8(1992)
- [18] 門信一郎: 博士学位論文 九州大学総合理工学研究科 (1997)
- [19] R. J. Groebner, K. H. Burrell, and R. P. Seraydarian: *Phys. Rev. Lett.* **18**, 3015(1990)

- [20] Ch. P. Ritz, H. Lin, T. L. Rhodes, and A. J. Wooton: Phys. Rev. Lett. **65**, 2543(1990)
- [21] C. Hidalgo, J. H. Harris, T. Uckan, J. D. Bell, B. A. Carreras, J. L. Dunlap, G. R. Dyer, C. P. Ritz, A. J. Wooton, M. A. Meier, T. L. Rhodes, and K. Carter: Nucl. Fusion **31**, 1471(1991)
- [22] C. M. Greenfield, D. P. Schissel, B. W. Stallard, E. A. Lazarus, G. A. Navratil, K. H. Burrell, T. A. Casper, J. C. DeBoo, E. J. Doyle, R. J. Fonck, C. B. Forest, P. Gohil, R. J. Groebner, M. Jakubowski, L. L. Lao, M. Murakami, C. C. Petty, C. L. Rettig, T. L. Rhodes, B. W. Rice, H. E. St. John, G. M. Staebler, E. J. Strait, T. S. Taylor, A. D. Turnbull, K. L. Tritz, R. E. Waltz, and the D III-D Team: Phys. Plasmas **4**, 1596(1997)
- [23] N. Ohyabu, A. Fujisawa, N. Ashikawa, P. deVries, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, Y. Hamada, H. Iguchi, K. Ida, K. Itoh, M. Isobe, H. Idei, S. Inagaki, N. Inoue, K. Ikeda, S. Kado, S. Kubo, R. Kumazawa, K. Khlopenkov, O. Kaneko, K. Kawahata, A. Komori, T. Kobuchi, S. Lee, Y. Liang, T. Minami, J. Miyazawa, S. Masuzaki, K. Matsuoka, T. Morisaki, S. Morita, S. Murakami, T. Mutoh, S. Muto, K. Narihara, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Nishimura, S. Nishimura, N. Noda, I. Nomura, T. Notake, S. Okamura, S. Ohdachi, K. Ohkubo, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, B. J. Peterson, R. O. Pavlichenko, A. Sagara, S. Sakakibara, R. Sakamoto, M. Sasao, K. Sato, H. Sanuki, K. Saito, M. Sato, T. Seki, A. Shimizu, T. Shimosuma, M. Shoji, H. Suzuki, S. Sudo, H. Sasao, Y. Takeiri, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, K. Tsumori, K. Tsuzuki, M. Takechi, N. Tamura, Y. Torii, I. Yamada, H. Yamada, S. Yamaguchi, K. Yamazaki, M. Yokoyama, Y. Yoshimura, S. Yamamoto, K. Y. Watanabe, T. Watanabe, T. Watari, O. Motojima, and M. Fujiwara: Phys. Plasmas **7**, 1802(2000)
- [24] H. Biglari, P. H. Diamond and P. W. Terry: Phys. Fluids **B2**, 1(1990)

- [25] Z. Lin, T. S. Hahm, W. W. Lee, W. M. Tang, and R. B. White: *Science*, **281**, 1835(1998)
- [26] N. Bretz: *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 2927(1997)
- [27] 井口春和, *プラズマ・核融合学会誌* **74**, 736(1998)
- [28] X. L. Zou, L. Colas, M. Paume, J. M. Chareau, L. Laurent, P. Devynck, and D. Gresillon: *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1090(1995)
- [29] CHS homepage http://rd-w3server.nifs.ac.jp/chs/chs_device/diagnostics/hibp/HIBP.pdf
- [30] 間瀬淳, *プラズマ・核融合学会誌* **74**, 581(1998)
- [31] *プラズマ・核融合学会編「プラズマ診断の基礎」*, 名古屋大学出版会 (1990)
- [32] M. E. Manso: *Plasma Phys. Control. Fusion* **35**, B141(1993)
- [33] H. Weisen: *Plasma Phys. Control. Fusion* **28**, 1147(1986)
- [34] R. J. Fonck, P. A. Duperrex, and S. F. Paul: *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 3487(1990)
- [35] 田中謙治: 博士学位論文 九州大学総合理工学研究科 (1995)
- [36] C. M. Surko and R. E. Slusher: *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1747(1976)
- [37] S. F. Paul, N. Bretz, R. D. Durst, R. J. Fonck, Y. J. Kim, E. Mazzucato, and R. Nazikian: *Phys. Fluids* **B4**(9), 2922(1992)
- [38] K. Shinohara, S. Shiraiwa, K. Hoshino, Y. Miura, K. Hanada, H. Toyama¹ and JFT-2M Group: *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 7367(1997)
- [39] H. Weisen: *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 1544(1988)
- [40] K. Matsuo, K. Tanaka, K. Muraoka, and M. Akazaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 1102(1991)

- [41] K. Tanaka, K. Matsuo, S. Koda, M. Bowden, K. Muraoka, K. Kondo, T. Furukawa, F. Sano, H. Zushi, T. Mizuuchi, S. Besshou, H. Okada, K. Nagasaki, M. Wakatani, T. Obiki and S. Sudo: Jpn, J. Appl. Phys. **62**, 3092(1993)
- [42] S. Coda, M. Porkolab and T. N. Carlstrom: Rev. Sci. Instrum. **63**, 4979(1992)
- [43] R. Chatterjee, G. A. Hallock, and M. L. Gartman: Rev. Sci. Instrum. **66**, 457(1995)
- [44] G. Ahuang, W. Liu, C. Yu, T. Lai, K. Zhai, C. Wang, Y. Wen and C. Wang: Abstract for 7th International Toki Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion, Toki, Japan, **C12 P1-9**, 86(1995)
- [45] S. Kado, T. Irie, K. Muraoka, K. Matsuo, K. Tanaka, K. Kondo, F. Sano and T. Obiki: Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 6492(1995)
- [46] 松尾敬二, 伊崎弘一, プラズマ・核融合学会誌 **73**, 992(1997)
- [47] S. F. Paul and R. J. Fonck: Rev. Sci. Instrum. **61**, 3496(1990)
- [48] H. Evensen, D. Brouchous, D. Diebold, M. Doczy, R. J. Fonck, and D. Nolan: Rev. Sci. Instrum. **63**, 4928(1992)
- [49] R. D. Durst, E. A. Denhartog, R. J. Fonck, and J. S. Kim and and Y. Karzhavin: Rev. Sci. Instrum. **66**, 842(1995)
- [50] G. McKee, R. Ashley, R. Durst, R. Fonck, M. Jakubowski, and K. Tritz K. Burrell, C. Greenfield, and J. Robinson: Rev. Sci. Instrum. **70**, 913(1999)
- [51] G. McKee, K. Burrell, R. Fonck, G. Jackson, M. Murakami, G. Staebler, D. Thomas, and P. West: Phys. Rev. Lett. **84**, 1922(2000)
- [52] J. C. Rost, M. Porkolab, T. L. Rhodes, R. A. Moyer, G. R. McKee, and K. H. Burrell: “ Comparison of Edge Fluctuation Measurements from PCI, BES, Langmuir Probes and Reflectometry on D III-D”, GENERAL ATOMICS REPORT **GA-A23434**(2000)

- [53] H. Tawara, Y. Itikawa, Y. Itoh, T. Kato, H. Nishimura, S. Ohtani, H. Takagi, K. Takayanagi, and M. Yoshino: ATOMIC DATA INVOLVING HYDROGENS RELEVANT TO EDGE PLASMAS, Institute of Plasma Physics, Nagoya University(1986)
- [54] R. E. Slusher, C. M. Surko, J. F. Valley, T. Crowley, E. Mazzucato and K. McGuire: Phys. Rev. Lett. **53**, 667(1984)
- [55] R. E. Waltz, G. M. Staebler, W. Dorland, G. W. Hammett, M. Kotschenreuther, and J. A. Konings: Phys. Plasmas **4**, 2482(1997)
- [56] CHS homepage http://rd-w3server.nifs.ac.jp/chs/chs_device/chsparameter/chs_parameters.html
- [57] CHS homepage http://rd-w3server.nifs.ac.jp/chs/chs_device/chsconfiguration/chs_configuration.html
- [58] 磯部俊夫 「C 言語と RS-232C/GP-IB」, 工学図書株式会社 (1988)
- [59] 横田秀次郎 「IT 時代の PC ネットワーク実用プログラミング」, CQ 出版社 (2000)
- [60] 加野洋吉 「サーミスタとその応用」, オーム社 (1955)
- [61] 江原義郎 「ユーザーズ デジタル信号処理」, 東京電機大学出版局 (1991)
- [62] 秋月影雄, 松山泰男, 吉江修 共著 「C 言語 デジタル信号処理」, 培風館 (1989)
- [63] A. Savitzky, M. J. E. Golay: Analytical Chemistry **36**, 1627(1964)
- [64] 南茂夫 「科学計測のための波形データ処理」, CQ 出版社 (1986)
- [65] 日野幹夫 「スペクトル解析」, 朝倉書店 (1977)
- [66] J. S. Bendat, A. G. Piersol 共著, 得丸英勝, 深田喬, 柴田碧, 中溝高好, 秋月影雄, 山川新二 共訳 「ランダムデータの統計的処理」, 培風館 (1976)

- [67] 山田弘司, 坂本隆一, 宮澤順一, 田中謙治, 村上定義, 榊原悟, 渡邊清政, 成原一途, 森田繁, バイロン・ピーターソン, LHD 実験グループ: 日本物理学会講演概要集第 57 巻第 2 号第 2 分冊, p191(2002)8pSS-5

謝辞

二年間の修士課程在籍期間中、多くの方々からご支援・ご指導を賜り、本修士論文を無事作成することができました。ここに感謝の意を表します。

修士課程における研究拠点となった東京大学大学院工学系研究科システム量子工学専攻田中研究室および東京大学新領域創成科学研究科環境学専攻人間人工環境学コース人工環境学大講座長崎研究室の教官方に感謝いたします。

田中知教授は田中研究室全体の統率者として知の探求に妥協を許さない姿勢を保ち続けられました。田中先生が私たち学生を指導してくださることで、研究こそが大学院生生活における最優先事項であるという雰囲気研究室全体に行き渡り、常に適度な緊張感をもって研究に臨むことができました。研究室会や勉強会でいただいたコメントにより、目の前の課題だけに凝り固まるのではなく大きな目的の中で自分の研究がどこに位置するのか常に考えること、科学的な記述をするために日本語を正しく使わなくてはならないことなど、科学者としての基本事項とでもいうべきことを強く意識するようになりました。また、私が核融合研に出張するときに、体に気をつけるようにとの心のこもったメールをたびたびいただいたことは、核融合研での実験における大きな励みとなりました。

門信一郎助教授は直接の指導教官として一から指導して下さり、昼夜を問わず議論の相手になって下さいました。実験結果を解釈する際に決して大風呂敷を広げるのではなく、どこまでが確実に主張できることか慎重に見極める門先生の姿勢は学問に対して非常に誠実であり、見習うべきところだと思います。思い起こせば私が田中研究室に進学を志したきっかけは、学部四年生の時に門先生が担当された実験演習に参加し、プラズマの分光計測に興味を抱いたことでした。当時、問題が解決するまで大学院生と延々と議論を続けられていた門先生の姿を見て、この研究室なら思う存分研究ができそうだと感じた私の直感はいずれ外れてはいなかったと思います。門先生が提供して下さる莫大な情報量を整理するのに四苦八苦しているのは昔も今も変わりませんが、少しずつでも成長の跡が見られて

いるとしたら幸いです。あと三年間よろしく願いいたします。また節目となる実験には核融合研まで出向いて一緒に実験してくださいました。門先生が参加された実験では必ず使い物になるデータが生み出され、本研究を大きく前進させることとなりました。

長崎晋也助教授からは研究室会の際に、「それがわかるとなにごうれしいの」という非常に本質的な問いを何度となく投げかけていただき、研究を行う上で説明責任を果たすことが必要であるということを意識させてくださいました。また、朝10時には研究室に来ること、文章を教官に見ていただくときには何度も見直してから持ってくることなど、たびたび厳しい口調のメールで警告してくださっていたのは、私たちの大学院卒業後をお気遣いいただいていたことだと思います。

山口紀子講師には直接ご指導いただくことは少なかったと思いますが、一つ一つの発言から熱意と勢いと研究の楽しさが伝わってきました。

米岡俊明助手からはその非常に豊富な工学全般にわたる知識に基づいたアドバイスをたびたびいただきました。プロの実験家としての当を得たコメントには常に感嘆の思いです。

本研究は文部科学省核融合科学研究所との共同研究にて行われ、実験は全て核融合研のヘリカル型プラズマ装置 Compact Helical System(CHS)において行われました。核融合科学研究所開発研究系の教官方に感謝いたします。

居田克己教授には核融合研での受け入れ教官になっていただき、各種設備を自由に使用してくださいました。修士課程二年の夏にやっとデータが取れ始めた頃、CHSのグループミーティングで初めて研究内容に関するコメントをいただき非常に嬉しかったことを思い出します。

吉沼幹朗助手には本研究を具体化するにあたり、機材の発注やシステムの組み立てなど実務的な面で終始お世話になりました。特に計測ポートへの光学系の取り付けや光ファイバの配線などCHS本体周りの作業では夜中までお付き合いいただき、ありがとうございました。

また、岡村昇一教授をはじめとする核融合科学研究所CHSグループの方々のご助力により、昼夜をあまり気にしない自分のペースで作業をすすめることができました。今後も

小型装置の機動性と融通を生かした挑戦的な研究が継続して行われることを願います。

毎週の勉強会で議論を重ね、ともにプラズマ計測研究の発展に寄与するべく支えあってきた田中研究室プラズマグループの方々に感謝いたします。

博士課程一年の梶田信氏はプラズマグループのリーダーとして、増え続ける仕事に常にふらふらになりながらも MAP 装置の計測システムの充実や後輩の指導に尽力されました。勉強会などで時折発される鋭いコメントには、私が博士課程に進学するに当たってもっと洞察力を磨かなくてはならないなどの思いを新たにすることがしばしばありました。

修士課程二年の内田直樹氏とは、修士課程入学以来一年半席が隣だったこともあり様々な議論と雑談を積み重ねてきました。内田君のその根拠のない自信がときには頼りなく、ときには頼もしく思えたものです。

修士課程一年の四竈泰一氏には、彼が修士一年であるにも関わらず私の修士論文を添削していただきました。四竈君の極めて優れた研究センス、豊富な勉強量とバイタリティには、今後プラズマグループの中心として活躍することを期待せざるを得ません。あと三年間よろしく願いいたします。

私がこの謝辞を書いている二月上旬の段階では、卒論生の飯田洋平氏が卒論のメインとして予定している実験に用いる装置がまだ納品されていません。なんとかがんばってください。大学院は別の研究室を受験されるそうですが、いつでも戻ってきてください。

修士課程入学以来、研究に没頭する日々をともに過ごし、修士論文提出にいたるまで二年間の時間軸を共有してきた田中研究室および長崎研究室の同期である修士課程二年の面々に感謝いたします。

青柳登氏が過剰な雑用に忙殺されながらも着々と研究力と指導力を身につけている姿は私にとっていい刺激となっています。博士課程でもともにがんばりましょう。

Marche Olivier Antonie 氏は言葉の壁などもありいろいろと苦労されたことと思います。その中でも私の拙い英語で何とか会話が成立したときの喜びや早朝サッカーでの力強いプレイなど数々の思い出を残してくれました。

村尾洋輔氏の実験量は同期の中で群を抜いていました。修士論文提出の週になっても実験を続け、少しでも研究を発展させようとしていた姿は非常に漢らしかったと思います。

長崎研の新海正吾氏は研究に対するプレッシャーが強い研究室の雰囲気の中でも朝大学に来て夕方帰宅するというマイペースの生活スタイルを二年間貫き通し、ある意味意志の強さを感じました。

個性豊かな面々に囲まれて二年間を楽しく過ごすことができました。ありがとうございました。

研究生生活全般において大変お世話になった田中研究室の李春江博士研究員、博士課程三年の谷川尚氏、佛坂裕泰氏、博士課程二年の千葉邦彦氏、虎石貴氏、博士課程一年の斉藤拓巳氏、修士課程一年の小田卓司氏、高裕輔氏、廣田梢氏、宮崎晋太郎氏、Ryan Olivares氏、卒論生の山下真一氏、長崎研究室修士課程一年の岡本賢一郎氏、西田元氏、西滝康平氏、卒論生の高橋康二氏に感謝いたします。

また、私が修士課程一年次に田中研究室および長崎研究室に在籍されていた先輩方、岩井田武志氏、小林浩之氏、中田弘太郎氏、櫻井敏春氏、田中之人氏、中川夕梨子氏に感謝いたします。特に小林さんは、田中研のプラズマグループで学位をとることは一人の人間の全身全霊をかけた大仕事であるということを身をもって示して下さいました。小林さんの壮絶な生き様をまぶたに焼き付け、襟を正して博士課程に進学したいと思います。学位取得後就職されてからはめっきり健康になられたようで何よりです。

核融合科学研究所において学生部屋を同室させていただきました総合研究大学院大学数物科学研究科核融合科学専攻博士課程三年の中村希一郎氏、および名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専攻複雑性科学実験研究室博士課程三年の岡本敦氏、博士課程一年の原一久氏、修士課程二年の中野治久氏に感謝いたします。東京から単身岐阜に出向っている私を暖かく受け入れて下さってありがとうございました。

田中研の佐藤留美技官、斎藤美映子秘書、システム量子工学専攻事務室の方々、核融合研の渡辺瑞穂秘書および研究協力課の方々には各種手続きの際にお世話になりました。私

が書類の締め切りやお金の計算にルーズだったためご迷惑をかけたこともあるかと思えます。

システム量子工学専攻図書室の尾作英邦氏には、学部に進学して以来4年間自由な学習環境を提供していただきました。24時間書籍が閲覧でき、自由に議論ができる空間は学問の府に必須なものです。システム量子工学科のよき伝統として守り伝えていきたいと思えます。

システム量子工学専攻の同窓生の方々の存在は、学部時代からの4年間、または大学院進学後の2年間の心の支えでした。修士論文提出間際になって「何ページ書いた?」「全然」という会話を繰り返すたびに、図書室に泊まり込んで乗り切った学部時代の試験、講義室に泊まり込んで乗り切った大学院入試、研究室に泊まり込んで乗り切った修士一年前期での修士課程修了単位取得など、この学年のみんなとの共通の体験の一つ一つが思い出されます。修士論文の中間発表や論文提出といった締め切りに追われるちょっとつらいイベントも、互いに声をかけあいながら祭り感覚でこなすことができました。とりわけ同専攻浅井研究室の湯澤圭輔氏とは学部時代から12号館に住みつき、寝食をともにする機会が多かっただけに湯澤君が就職するにあたっての別れの感慨もひとしおです。また、同学科卒現東京大学大学院新領域創成科学研究科基盤科学研究系先端エネルギー工学専攻プラズマ理工学講座の若林英紀氏とは学部時代からプラズマ物理の探求を志し、異なる研究室に進学するも核融合研のCHS装置を用いて実験を行い、博士課程にも進学するという^{とも}ことで今後もよき強敵となることと思えます。

この二年間を通じて、平和な世界を作るために私たちの世代が今何をなすべきか、また将来どのような役割を果たすべきかを話し合い、ともに行動してきた学内外の仲間たちに感謝いたします。原子力工学の平和利用を目指すものとして、またそれ以前に一人の人間として戦争を許さず平和を追求し続ける立場を確立できたことは人生において重要な意味を持ちます。

最後になりましたが、私を精神的、経済的に支えてくださり、好きなように研究を続けさせてくれている家族に心から感謝いたします。お互いもう完全な健康体ではないようなので、体には気をつけましょう。四月からは博士課程に進学し、ますますこの道を深める所存です。数年後学位を取得した後も末永く研究成果を社会に還元し続けるために、日々を精一杯生きて少しずつ成長しながらも大病には至らない道を模索したいと思います。

よき師、よき友に恵まれたことが私の最大の幸運でした。

お世話になった全ての方々に心からの感謝の言葉を送り、謝辞とさせていただきます。

ありがとうございました。

2003年3月

大石 鉄太郎

本研究に関連する出版物

第3章

”Development of a Beam Emission Spectroscopy for Density Fluctuations in CHS”

Oishi, T., Kado, S. , Yoshinuma, M., and Ida, K., NIFS Annual Report 2001

本研究に関連する学会発表

第3章

「ビーム放射分光法を用いた CHS における密度揺動計測システムの開発」

大石鉄太郎, 門信一郎, 吉沼幹朗, 居田克己, 田中知

日本物理学会 2002 年秋季大会 (中部大学) 2002.9.6-9

第4章

「ビーム放射分光法を用いた CHS における密度揺動計測システムの開発 (II)」

大石鉄太郎, 門信一郎, 吉沼幹朗, 居田克己, 田中知

日本物理学会第 58 回年次大会 (東北大学) 2003.3.28-31