

報告番号 甲第 4981 号

重イオンビームプローブ計測法による
L/H 遷移時における
空間電位の動的挙動の観測

井戸 毅



①

重イオンビームプローブ計測法による

L/H 遷移時における

空間電位の動的挙動の観測

名古屋大学大学院工学研究科

エネルギー理工学専攻

高温プラズマ発生工学講座

井戸 毅

目次

第 1 章 序 論	1
1.1 核融合研究の重要性	1
1.2 トカマク型閉じ込め装置	3
1.3 Hモード	5
1.3.1 Hモードの特徴	5
1.3.2 L/H 遷移の物理機構の解明のための研究の進展	8
1.3.3 プラズマのE×Bシア流による揺動の抑制	9
1.3.4 L/H 遷移における電場変化に関わる実験研究	11
1.4 重イオンビームプローブ(HIBP)計測法	16
1.4.1 HIBP の原理	16
1.4.2 L/H 遷移の物理機構に関する実験研究における HIBP 計測の位置付け	19
1.5 本研究の目的	20
1.6 本論文の構成	22
第 2 章 HIBP 計測装置の較正実験	29
2.1 はじめに	29
2.2 装置	30
2.2.1 JFT-2M トカマク装置	30
2.2.2 HIBP 計測装置	32
2.3 較正実験の方法	41
2.4 観測位置の較正	42
2.4.1 サンプル体積の発散現象	42
2.4.2 軌道計算結果	46
2.4.3 測定位置の較正実験結果	48

2.4.4	考察	57
2.5	エネルギー分析の較正	60
2.5.1	エネルギー分析器の較正実験の方法	60
2.5.2	実験結果	60
2.5.3	エネルギー分解能	63
2.6	サンプル体積の大きさの見積もり	65
2.7	較正実験のまとめ	66
第3章 L/H 遷移時における空間電位の変化		70
3.1	はじめに	70
3.2	実験条件	70
3.3	ポロイダル磁場が空間電位測定に及ぼす影響とその補正	73
3.4	L/H 遷移時の空間電位構造の変化	77
3.5	L/H 遷移時の空間電位の時間変化	81
3.5.1	加熱電力が L/H 遷移の閾値電力より十分大きい場合	82
3.5.1 (A)	鋸歯状振動により完全に ELM 無し H モードに遷移する場合	82
3.5.1 (B)	2段階の過程を経て ELM 無し H モードに遷移する場合	86
3.5.2	加熱電力が L/H 遷移の閾値電力と同程度の場合	88
3.6	考察	94
3.6.1	空間電位の時間変化について	94
3.6.2	電場勾配分布と揺動の抑制の関係	100
3.6.3	電場の変化と閉じ込め改善の因果関係について	103
3.7	結論	104
第4章 総括		108
4.1	本研究のまとめ	108
4.2	今後の展望	109

謝辞	114
研究業績	116

第1章 序 論

1.1 核融合研究の重要性

人類の文明は18世紀後半における蒸気機関の発明に端を発した産業革命以来飛躍的な発展を遂げてきた。このことは同時にエネルギー消費量の飛躍的な増加をもたらしてきた。産業革命当時においては石炭が重要なエネルギー資源であった。その後、石油の採掘が始まり、その液体であるが故の取り扱いやすさ、単位質量当たりの熱量の高さ等の理由で現在ではエネルギー供給資源として石油が最も多く利用されている。我々はこのエネルギー資源を消費するにより多大な恩恵を享受しているわけであるが、しかしその一方、化石燃料を燃焼させるという過程において排出される二酸化炭素や窒素酸化物・硫黄酸化物は温室効果による地球温暖化や酸性雨などの環境問題を引き起こしている。このような事態に対応するため、1997年京都で開催された地球温暖化防止京都会議においては日本など先進国に対して二酸化炭素など温室効果ガスの排出削減に関して数値目標が採択されている。このような状況下ではエネルギー源としての化石燃料の利用は極力抑制していく必要がある。しかし現在エネルギー供給量の50%以上を依存する化石燃料の利用の抑制は経済的に大きな影響を与えることは必至である。また現在でも発展途上国におけるエネルギー消費率の伸びは著しいものがあり、近い将来この消費量が現在の先進国並みにまで増加することは十分に考えられる。そのような状況下では、資源の埋蔵量および環境に対する影響などから考えて、化石燃料のみに頼ることは困難である。人類の持続的な発展のためには、個々のライフスタイルの大幅な変更による省エネルギー化と、化石燃料に代わり安定供給を期待できるエネルギー源の開発が不可欠である。

日本における新エネルギー開発として、太陽光発電、風力発電、太陽熱利用等が推進されているが、1997年実績では全一次エネルギー供給量の1.2%程度でしかない。他方では、安定供給が得られ、温室効果ガスの排出が無く、経済的にも石油と遜色が無いなどの理由から核分裂反応を利用した原子力発電が進められてきた。現在、一次全エネルギー供給量の15%程度になって

いるが、依然として化石燃料依存の状況を打破するための切り札とはなっていない。しかも、原子力発電の最大の問題点である放射性廃棄物の処理と安全性の問題がまだ残されており、国民の間でのコンセンサスを獲得するのが難しいのが現状である。また国家として考えた場合、燃料となるウランは輸入に頼らざるをえないという問題点も存在する。このような状況下、さらなる新しいエネルギー源を開発し、究極には上記のようなエネルギー資源確保の問題を解決することを目標に核融合研究開発が進められてきた。

質量の軽い原子核同士を融合させることによって新たな別の原子核が生成される現象を核融合とよぶ。この時、融合前の原子核の合計の質量より形成された原子核の質量が軽くなる。これは質量欠損と呼ばれる。この質量欠損分 Δm は等価原理により $\Delta E = \Delta mc^2$ (c は光速)のエネルギーとなる。これによって発生する膨大なエネルギーを発電に利用するのが核融合発電の原理である。燃料としては水素の同位体である重水素と三重水素が考えられ、将来的には重水素—重水素反応や重水素—ヘリウム3等による反応が用いられることが期待されている。重水素は海水中に存在しており、原理的に無限の燃料を供給し得るとされている。また核分裂による原子力発電と異なり炉が暴走することがなく、その点でより安全であると考えられる。このような燃料の安定供給による安定したエネルギー源の確保、安全性の向上などの点から核融合発電の実用化が期待されており、研究開発を進めていくことが重要である。

1.2 トカマク型閉じ込め装置

核融合反応を起こすには、原子核同士を引力である核力の及ぶ距離にまで接近させなければならない。しかし正の電荷をもつ原子核同士の間には核力よりも遠くにまで作用するクーロン斥力が働くため、この斥力に打ち勝ち核力の及ぶ距離にまで接近できる程度の運動エネルギーを与える必要がある。効率良く原子核同士を衝突させて核融合反応を起こすには、燃料ガスを準中性であるプラズマにし、かつ加熱して熱速度を上げることにより原子核を衝突させ、核融合反応が起こすことが必要である。このように高温プラズマを生成し、閉じ込めておく方法には大きく分けて二通りの方法がある。一つは磁場によって閉じ込める方法(磁場閉じ込め方式)、もう一つはレーザーなどによる強力な加熱により燃料を爆縮する方法(慣性閉じ込め方式)である。磁場閉じ込め方式の内、現段階で最も高性能なプラズマが得られ、核融合炉として有望視されているのがトカマク型閉じ込め装置である(図 1-1)。

トカマクのようなトーラス状の磁場閉じ込め装置は、閉じた円環状の磁力線を構成するトロイダル磁場と、それに直交するポロイダル磁場によって構成される。トロイダル磁場だけでは ∇B ドリフトによりトーラスの上下に荷電分離が起こり、それによって生じる電場による $E \times B$ ドリフトがトーラスの外側を向いているため、このままではプラズマを閉じ込めることが出来ない。この荷電分離によって生じる電場を打ち消すためにポロイダル磁場が加えられている。つまり、ポロイダル磁場を加えることによりトーラスの上下が磁力線によってつながることによって荷電分離が生じることを防いでいる。1950年代にソビエト連邦において考案されたトカマク型装置はこのポロイダル磁場をプラズマ中に電流を流すことによって作るのが特徴である。またこのプラズマ電流はプラズマの電気抵抗による加熱にも利用できる。この加熱法はジュール加熱と呼ばれ、トカマクの特徴の一つである。

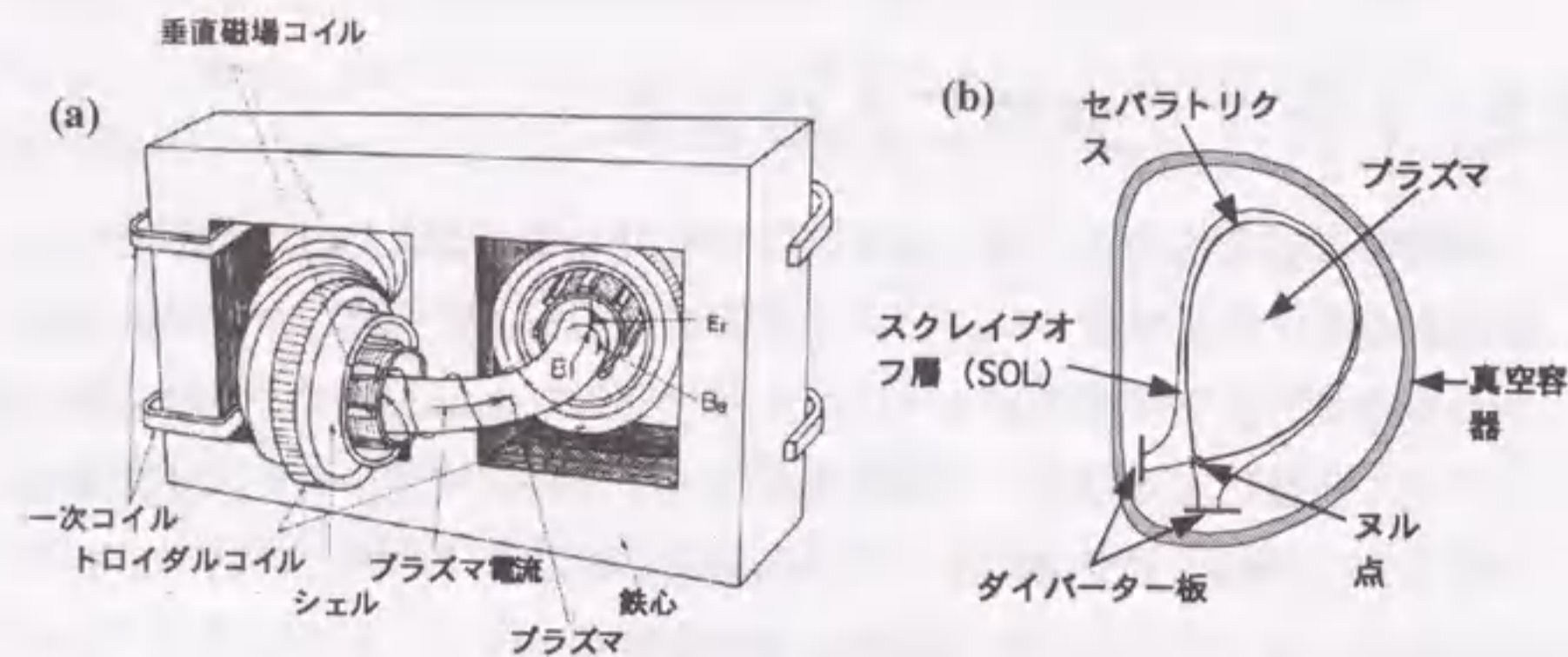


図 1-1 トカマク型閉じ込め装置。(a)トカマクの原理。トロイダルコイルによってトロイダル磁場(B_θ)を形成する。一次コイル、鉄心による誘導電場によってプラズマ電流を流す。これによってポロイダル磁場(B_θ)を作り出す。プラズマの位置および形状の制御のために垂直磁場コイルが配置されている。(b)トカマクプラズマのポロイダル断面(下シングルヌルダイバーター配位の場合)。

トカマク型装置は着実にプラズマ性能を向上させ、JT-60Uにおいては重水素放電によって等価 $Q_{DT} > 1$ を達成するに至っている(ここで Q は核融合出力とプラズマ加熱電力の比。「等価」 Q_{DT} は重水素-重水素 (DD) 反応で得られた実験結果を重水素-三重水素 (DT) 反応に換算したもの)。現在、このように進展してきたトカマク研究を踏まえ、日本、ヨーロッパ連合、ロシア3極の国際協力のもとで自己点火、長時間燃焼を目指した国際熱核融合炉 (ITER) の設計活動が行われている。

炉心プラズマを生成するためには、プラズマに注入した、または核融合反応で発生したエネルギーを一定時間以上閉じ込めておく必要がある。したがってプラズマの閉じ込め性能の向上が炉心プラズマ研究の第一の目標である。高温プラズマを生成するためには外部から中性粒子ビーム入射(NBI)や高周波による加熱を行う。これを追加熱と呼ぶ。しかし当初、追加熱時のエネルギー閉じ込め時間は追加熱電力とともに劣化してしまうという問題に悩まされていた。ところが1982年F. WagnerらASDEXグループによって、NBI加熱

時に突然エネルギー閉じ込め時間が2~3倍改善される運転モードが発見され[1.1]、核融合炉開発に一つの大きな進展をもたらすこととなった。この閉じ込め改善モードはHモードと名付けられ、それに対し追加熱によりエネルギー閉じ込め時間が劣化している状態はLモードと呼ばれている。Hモードは核融合炉の標準的な運転モードと考えられ、ITERにおいても標準の運転モードとして設計されている。Hモードの物理機構を明らかにすることはITER、さらには核融合炉の設計上の重要な課題の一つである。

1.3 Hモード

1.3.1 Hモードの特徴

ある閾値(これは実験条件に依存する)以上の加熱電力でプラズマを加熱し始めると、突然 H_α 光の急激な減少を伴いHモードに移移する(図1-2(a))。この H_α 光の減少はプラズマ境界外への粒子束の減少を示している。この時、セパトトリクス(図1-1(b)参照)内側においては密度勾配、温度勾配の急激な増加が見られる(図1-2(b),(c))。この急激な勾配を持つ部分はベデスタルと呼ばれる。これらは境界において炉心からのプラズマの流れを堰止める障壁が出来ていることを示している。これを境界輸送障壁と呼ぶ。この輸送障壁はセパトトリクスから数cmの幅で形成される。このようにプラズマ境界に輸送障壁が形成されることがHモードの特徴である。

Hモード遷移はNBI加熱を行ったダイバーター配位プラズマ中で発見されたが、その後の研究により表1-1に示すように様々な加熱法(イオンサイクロトロン加熱[1.3][1.4]、電子サイクロトロン加熱[1.5],[1.6]、低域混成波加熱[1.7]、ジュール加熱[1.8],[1.9])で実現され、またリミター配位でもHモードが得られ[1.10]プラズマの形状によらないことも明らかになった。このような閉じ込めの改善はトカマクにおいてだけでなく、CHSヘリカル型装置[1.11]やW7-ASステラレーター装置[1.12]等の非軸対称系プラズマやタンデムミラー装置であるHIEI[1.13]等においても観測されている。このようにHモードはプラズマ中に普遍的に存在する物理現象であることが明らか

にされてきた。

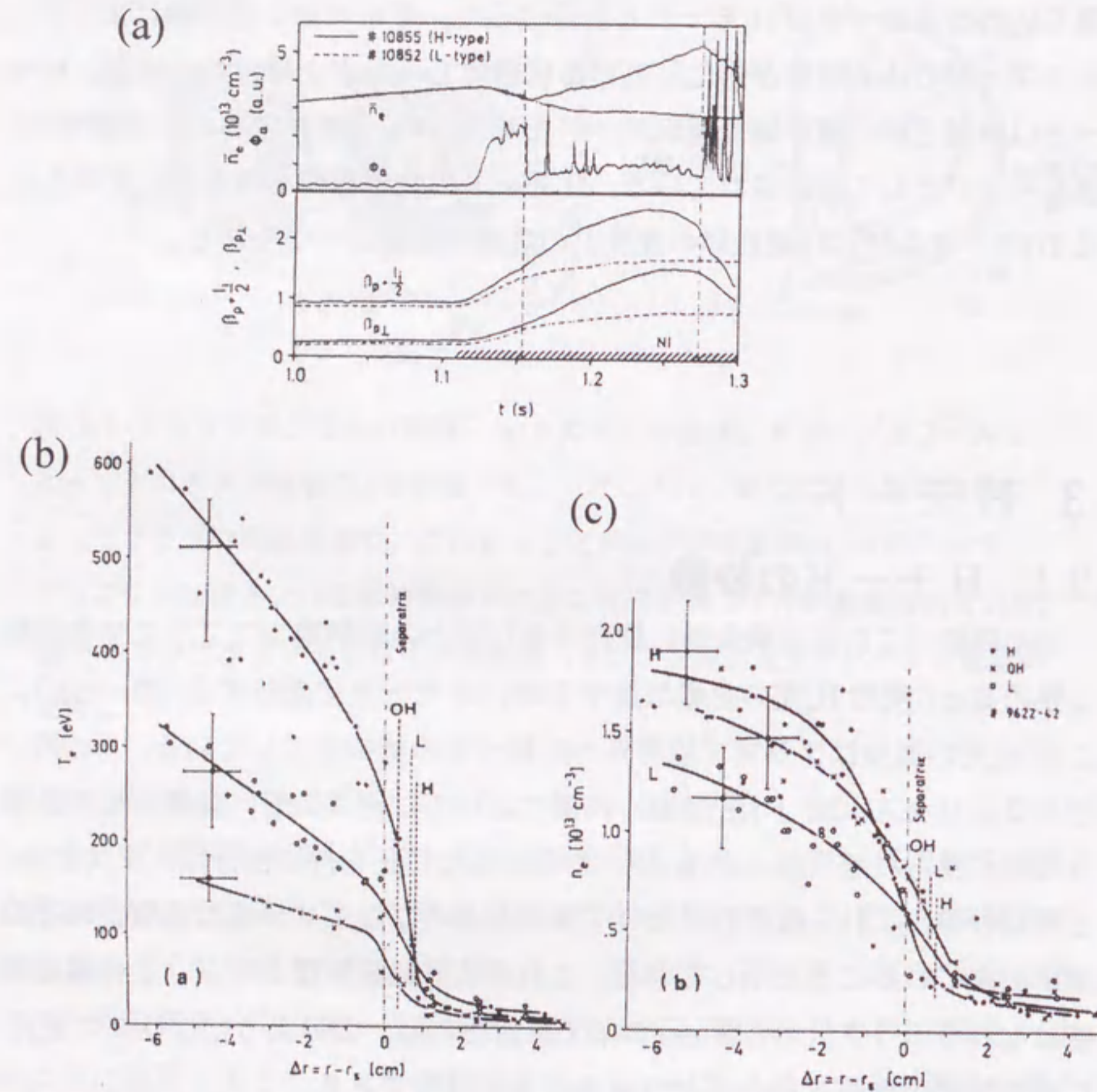


図 1-2 典型的な H モードの例。(a)プラズマパラメータの時間変化。追加熱開始後しばらくしてから点線で示す時刻に H_α 強度が急激に減少し、H モードに遷移したことが分かる。その後密度およびポロイダルベータ値（プラズマの蓄積エネルギーを反映）は L モードと異なり上昇を続ける。(b)ジュール加熱時、L モード時、H モード時の電子温度分布、および(c)電子密度分布。L/H 遷移後、密度、温度ともにセパトトリクス近傍において急峻な勾配を持った分布が形成されていることが分かる。文献[1.2]より抜粋。

軸対称系 (トカマク)	非軸対称系	開放端系
○ダイバーター配位 JT-60U JET DIII-D ASDEX JFT-2M など	○ヘリオトロン CHS [1.11] ○ステラレーター Wendstein 7-AS [1.12]	○タンデムミラ — HIEI [1.13]
○リミター配位 JFT-2M [1.10]		
<追加熱>		
○中性粒子入射加熱 ASDEX など		
○イオンサイクロトロン加熱 [1.3] [1.4]		
○電子サイクロトロン加熱 [1.5], [1.6]		
○低域混成波加熱 [1.7]		
○ジュール加熱 [1.8], [1.9]		
<その他>		
外部バイアスによる L/H 遷移 [1.21], [1.22]		

表 1-1 H モードの観測例。

1.3.2 L/H 遷移の物理機構の解明のための研究の進展

このように、プラズマ中に一般的に見られる境界輸送障壁形成の物理機構を解明するために多くの実験的・理論的考察がなされてきた(表 1-2)。特に、1989年伊藤・伊藤によってプラズマ中の径電場の分岐によるL/H遷移モデル[1.14]が提唱されて以来、径電場と閉じ込め改善の関係が精力的に調べられてきた。現在輸送障壁の形成を説明するモデルとして最も有力視されている理論は、径電場勾配によって形成されるプラズマのE×B回転に伴う流れのシア(以下E×Bシア流と呼ぶ)によって揺動が抑制されるとする理論[1.15]である。

L/H 遷移の鍵となるパラメーター	実験結果・計測手段	理論
径電場、径電場シア	<p>○Hモードに遷移するとセパトリティクス近傍に大きな負の電場(プラズマのポロイダル回転の増大)が形成される。</p> <p>・荷電交換分光法 D-IIID [1.17] JFT-2M [1.18] ASDEX [1.19]</p> <p>・リップル捕捉粒子の荷電交換損失の観測 ASDEX U [1.20]</p> <p>・外部バイアスによるL/H遷移 CCT [1.21] TEXTOR [1.22]</p>	<p><閉じ込め改善のモデル> E×B回転に伴うシア流による揺動の抑制 H. Biglari [1.15] このモデルに現れるシア流を生み出す機構のモデルが以下の理論。</p> <p><電場形成モデル> ○イオンの軌道損失 S.-I. Itoh and K. Itoh [1.14] K. C. Shaing, et al [1.16]</p>

密度・温度分布勾配	○セパトリティクス近傍に急激な勾配が形成される(Hモードの定義)。	○密度・圧力勾配 F. L. Hinton [1.25]
その他	<p>○プラズマのポロイダル回転の増大。 ○荷電交換分光法 D-IIID [1.17] JFT-2M [1.18] ASDEX [1.19]</p> <p>密度揺動の抑制 マイクロ波反射計など [1.23], [1.24]</p>	<p>○粒子・熱輸送のポロイダル非対称性に伴うポロイダル回転の増大。 [1.26]</p> <p>○揺動による Reynolds 圧力テンソルによる回転の駆動。[1.27]</p>

表 1-2 L/H 遷移に関する実験的、理論的研究

1.3.3 プラズマのE×Bシア流による揺動の抑制

現在、輸送障壁形成を説明するモデルとして最も支持されているのは、Biglari らによって提案されたプラズマのE×Bシア流による揺動抑制理論である[1.15]。

プラズマ中に揺動が存在し、密度が $n_e = n_{e0} + \tilde{n}_e$ (ここでは揺動成分を表す)、プラズマ流体の速度が $\mathbf{u}_e = \mathbf{u}_{e0} + \tilde{\mathbf{u}}_e$ と表されるとすると、それに伴い以下のように径方向の粒子束 Γ' が生じる。

$$\Gamma' = \langle \tilde{n} \tilde{\mathbf{u}} \rangle \quad (1-1)$$

ただし、ここで $\langle \rangle$ は揺動の時間スケールより長い時間に渡る平均を表す。実際、プラズマの径方向の輸送は静電的または電磁的な揺動に伴う異常輸送が支配的であることが実験的に示されている[1.28]。

この揺動による輸送に対するプラズマのE×Bシア流が与える影響を示したのが図 1-3である。左図はプラズマ中に(a)のような密度揺動と速度揺動が存在する場合の揺動に伴う粒子束(c)、(d)を示している。

右図(b),(d),(f)はシア流がある場合の粒子束に対する効果を示している。シア流が生じると(b)のように揺動の渦がゆがめられ、しだいに密度揺動と速度揺動の相関がなくなっていく。その結果(d)、(f)に示されるように粒子束が減少することが分かる。

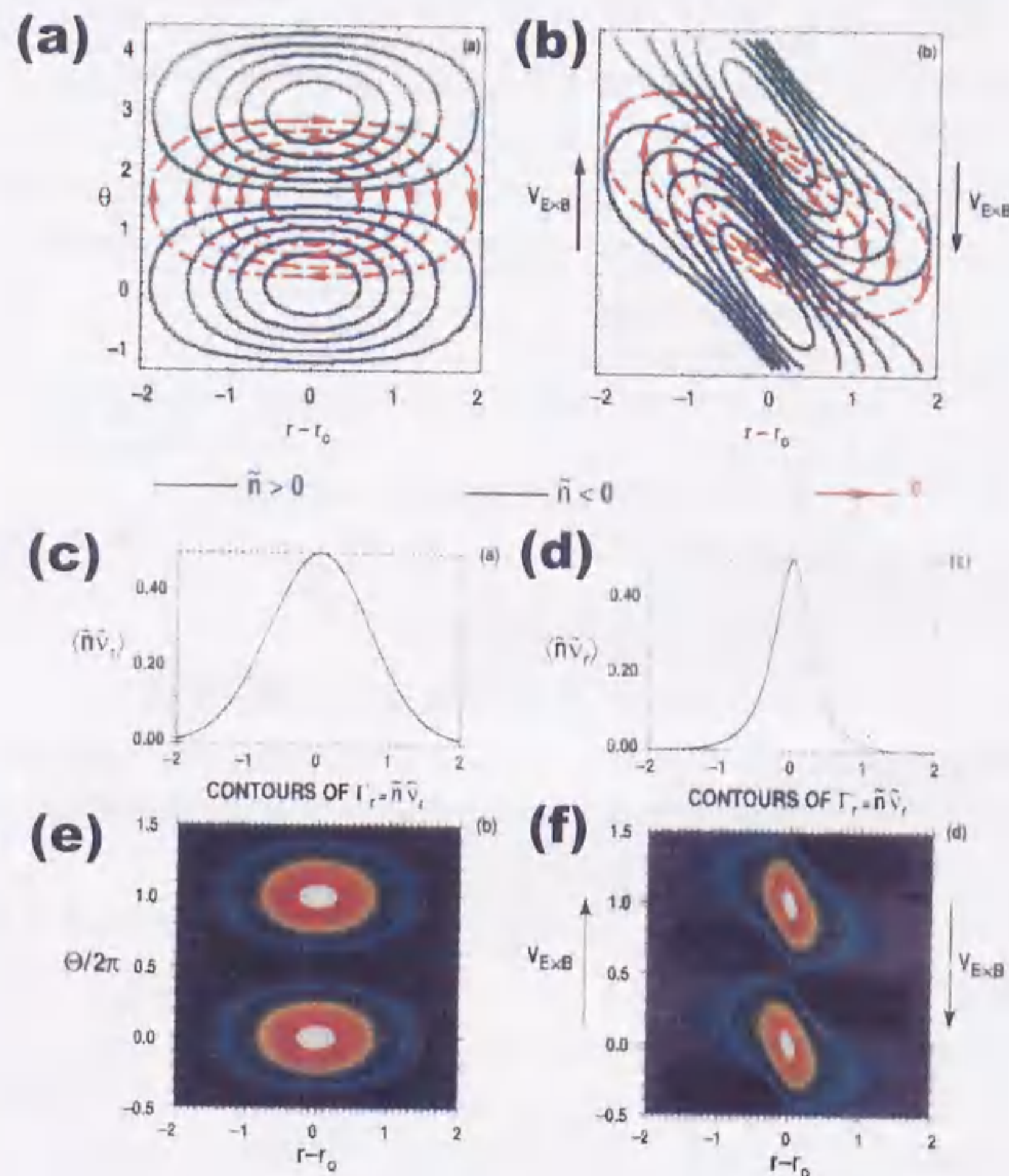


図 1-3 密度揺動と速度揺動に伴う粒子束。(a)、(b)は揺動に伴う密度の変化量の等高線と速度の変化分の等高線を示す。横軸はプラズマの小半径に相当し、縦軸はポロイダル方向に相当する。(c)、(d)はこの揺動による径方向の粒子束。横軸はプラズマの小半径に相当する。(e)、(f)径方向粒子束の等高線。(a),(c),(e)は流れにシアが存在しない時。(b),(d),(f)ポロイダル方向(θ)の流れにシアがある場合。([1.29]より抜粋)

シア流の効果は揺動自体の抑制効果もあり、このことによっても径方向の輸送は低減する。プラズマ中に発生するExBシア流は揺動の抑制と無相関化を通じて異常輸送の低減をもたらすと考えられている。

1.3.4 L/H 遷移における電場変化に関わる実験研究

L/H 遷移の物理機構を解明するためには、密度、プラズマ回転、電場およびそれらの揺動成分を測定する必要がある。ここでは特に L/H 遷移後時の電場の変化に関してこれまで行われてきた実験の結果について述べる。

CCT および TEXTOR では、外部より挿入した電極によりバイアスをかけ、プラズマ中に径電場を形成することによって L/H 遷移が起こることが観測されている[1.21][1.22] (図 1-4)。この実験はバイアスかけることによって形成された径電場が閉じ込めの改善を引き起こしていることを示している。

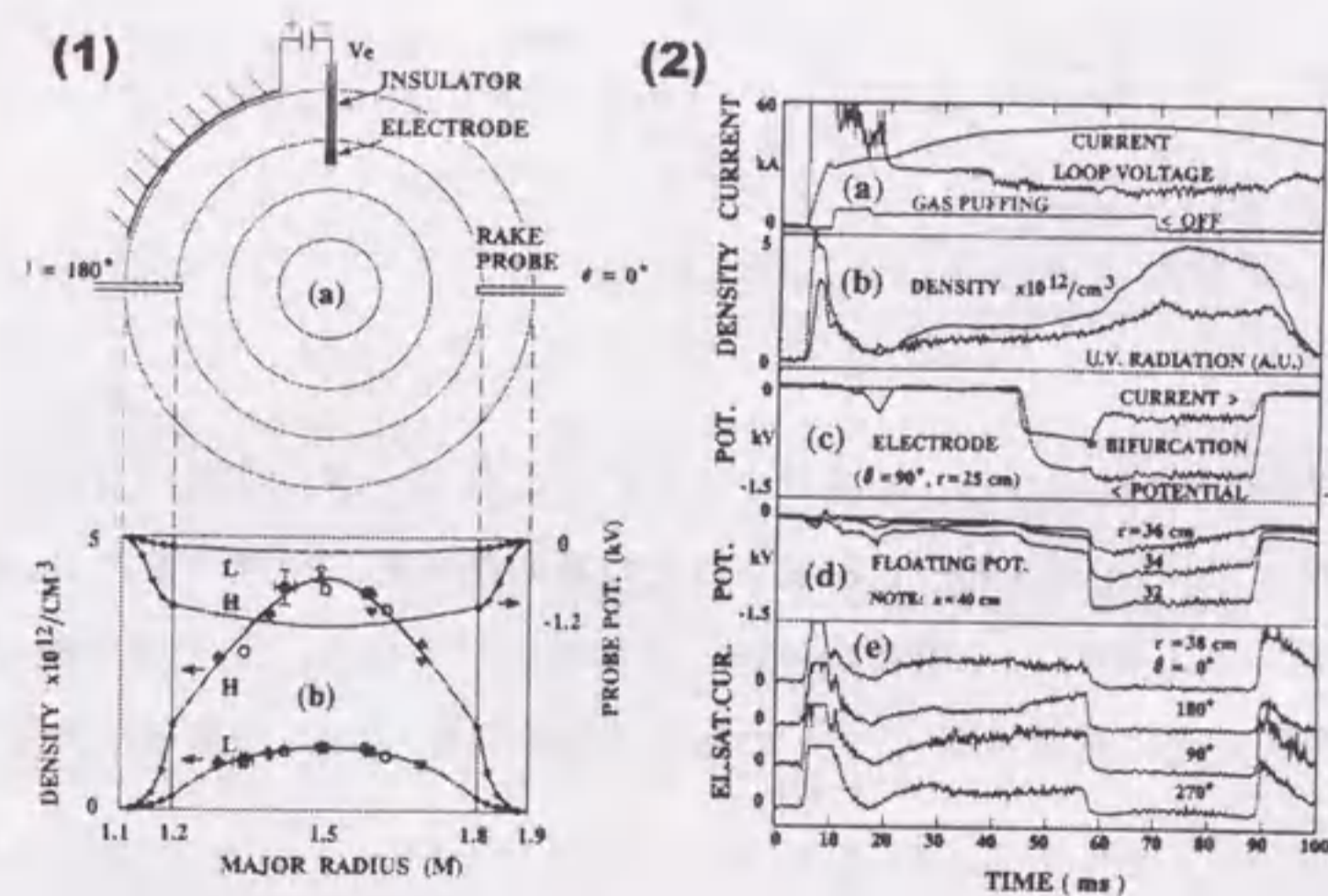


図 1-4 CCT における、外部バイアスによる H モード (文献[1.21]より抜粋)。(1) CCT のポロイダル断面図と L、H モード時の電子密度分布とプラズマ周辺の浮遊電位。(2)プラズマ各パラメータの時間変化 (a)プラズマ電流、一周電圧、ガスパフ、(b)線平均電子密度、放射損失強度、(c)バイアス電極に流れる電流、(d)浮遊電位 (径方向 3 点)、(e)静電プローブによって測定された電子飽和電流 (ポロイダル方向 4 点)。58ms に H モードへと遷移している。

TEXTOR においては電場勾配と密度勾配の時間変化を調べている ([1.30], 図 1-5(d)). これは H モードへの遷移により、プラズマを含むバイアス回路の負荷が急激に変化するために起こるバイアス電圧の振動 (ringing) を利用している。この時に見られる電場勾配の変化と密度勾配の変化には強い相関があり、また電場勾配の変化の方が密度勾配の変化よりも先に起こっていることが示されている。このことから電場の勾配による $E \times B$ シア流が閉じ込めの改善を引き起こしていると結論している。

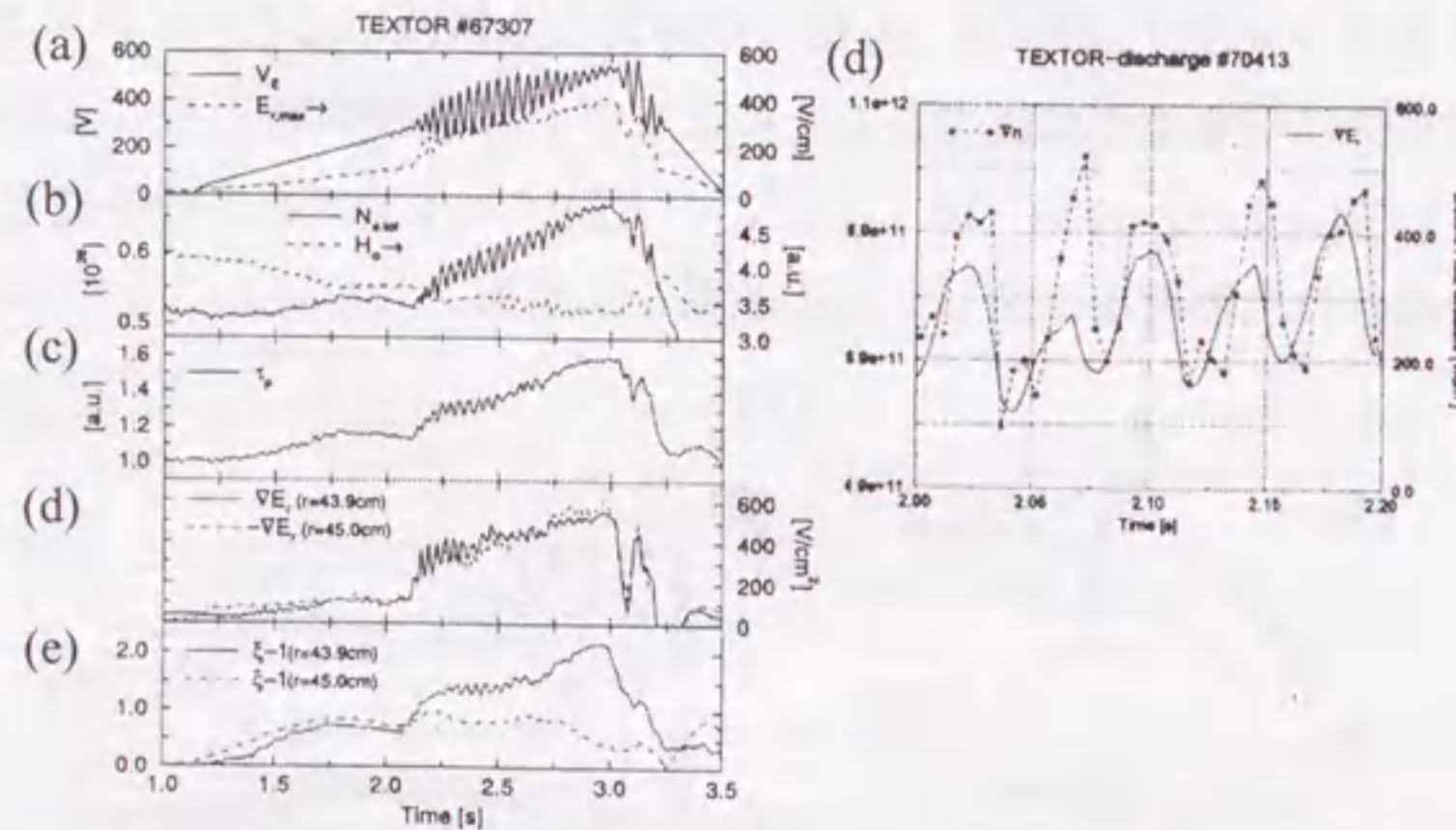


図 1-5 TEXTOR における、外部バイアスによる H モード (文献 [1.22] [1.30] より抜粋)。(a) バイアス電圧と形成された電場の最大値、(b) 電子数と $H\alpha$ 強度、(c) 粒子閉じ込め時間、(d) 電場の勾配、(e) 密度勾配の変化、(d) 密度勾配と電場勾配の時間変化。電場勾配 (VE_r) の変化は密度勾配 (Vn) の変化に先立って起こっている。

またバイアスをかけない自発的な L/H 遷移においても荷電交換分光法 (CXRS) などの分光的手法を用いて電場計測が行われている。CXRS では次のような原理によって径電場を求めている。プラズマ中のイオンの運動方程式は次のように書ける。

$$m_i n_i \left(\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i \right) = e Z_i n_i (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) - \nabla \bar{p} + \mathbf{F} \quad (1-2)$$

ここで m_i , n_i , Z_i , \mathbf{u}_i はそれぞれイオンの質量、密度、電荷数、流速を表し、 \mathbf{E} , \mathbf{B} , \bar{p} , \mathbf{F} はそれぞれ電場、磁場、圧力テンソル、外力 (中性粒子入射加熱などによる運動量入射など) を表す。定常状態において左辺を無視すると、

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_i \times \mathbf{B} + \frac{\nabla \bar{p}}{e Z_i n_i} + \frac{\mathbf{F}}{e Z_i n_i} \quad (1-3)$$

となる。さらにこの径方向成分は

$$E_r = u_\theta B_\phi - u_\phi B_\theta + \frac{\nabla p}{e Z_i n_i} \quad (1-4)$$

となる (ただし、ここで E_r , u_θ , u_ϕ , B_θ , B_ϕ , p はそれぞれ径電場、イオンの流速のトロイダル成分、そのポロイダル成分、ポロイダル磁場強度、トロイダル磁場強度、圧力を表す。また径方向の外力と圧力テンソルの非対角項は無視している)。したがって CXRS によりイオンの流速及びイオン温度を測定し、他計測器による電子温度測定によりイオン密度を推定することにより、(1-4) 式より径電場を測定することができる。

この計測の結果、H モードプラズマ中には L モードプラズマに比べて大きな負の電場がセパトトリクス近傍において形成されており、径電場の勾配も大きくなっていることが示されている (図 1-6)。これらの実験は自発的に起こる L/H 遷移においても L/H 遷移の際、径電場が大きく変化していることを示している。

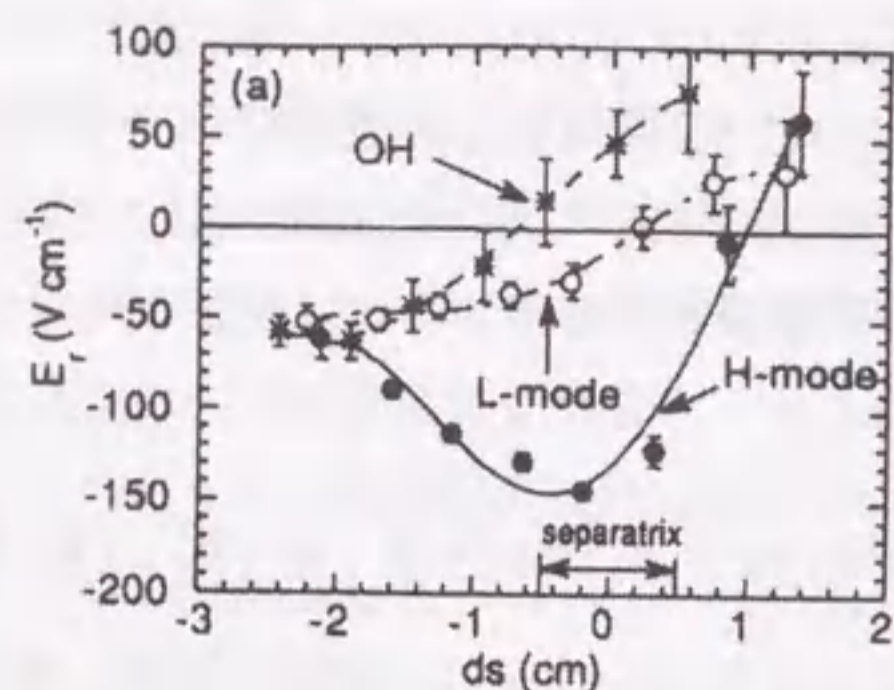


図 1-6 荷電交換分光法を用いて測定された電場分布 (文献[1.31]より抜粋)。ジュール加熱(OH)時、L モード時、H モード時の電場分布が示されている。

しかしながらすべての実験結果が、電場が閉じ込め改善の原因であるとするモデルを支持しているわけではない。ASDEX-Uにおいては荷電交換中性粒子測定により電場の変化を測定している[1.20]。この計測方法は以下のような原理に基づいている。通常の放電時にはトロイダルコイルのリップルによって捕捉されたイオンは、図 1-7(a)の ∇B ドリフトによって実線に沿った方向へ損失するためプラズマ中にほとんど存在しない。しかしプラズマ中に径電場ができた場合、図 1-7(b)のようにリップル捕捉粒子がプラズマ中に存在することが出来るようになる。結果としてリップル捕捉粒子となるエネルギー成分を持つ粒子がプラズマ中に存在するようになる。このため、そのようなエネルギー成分を持った粒子の荷電交換損失も増加する。したがって荷電交換損失の変化を測定することにより電場の形成を測定することができる。このリップル捕捉粒子の観測結果 (図 1-7(c)) から推定される径電場の形成は閉じ込めの改善が始まってからであると結論している。

以上の結果から、現時点では自発的な H モードでは「閉じ込め改善と径方向電場の形成は密接に関連している」ことは明らかであるが、「径電場の形成が閉じ込め改善の原因である」かどうかは明らかにはなっていない。

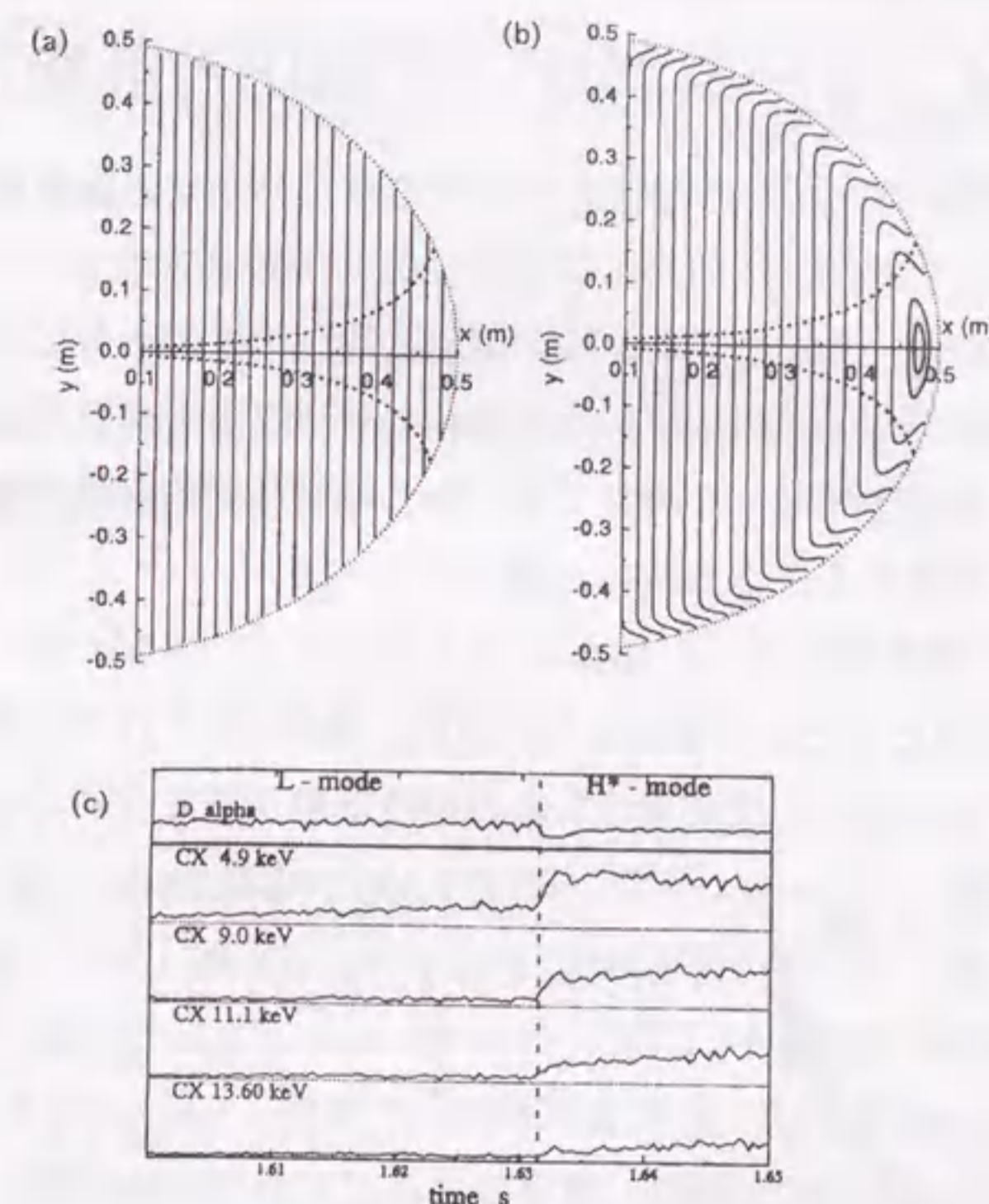


図 1-7 荷電交換中性粒子計測による電場測定。(a),(b)リップル捕捉粒子の反射点の軌道 (実線)。点線はプラズマ境界、破線はリップル井戸領域を示す。(a)は電場が存在しない場合、(b)はプラズマ境界近傍に内向きの電場が存在する場合。電場が存在しない場合は、リップル捕捉粒子は ∇B ドリフトにより実線に沿った方向に損失する。電場が存在すると(b)に示されるように損失しない捕捉粒子が表れる。この捕捉粒子の荷電交換損失を測定することによって、捕捉粒子の増減を測定し、電場を測定する。(c)電場測定結果。 D_α 光強度と荷電交換損失粒子束の変化を示す。図中のエネルギーは観測粒子のエネルギーを示しており、この大きさが形成された電場の大きさを反映している。 D_α 光強度の減少前に電場の急激な変化は見られていない。([1.20], [1.32] より抜粋)

1.4 重イオンビームプローブ(HIBP)計測法

全節のように現状では、L/H 遷移時における電場の変化の過程を観測できるほどの十分な時間分解能および空間分解能で測定できていない。そのため時間発展から見た理論モデルの実験的検証は未だ十分ではない。本節で述べる重イオンビームプローブ(HIBP)計測は高時間分解能($\sim 1\mu\text{s}$)で高温プラズマ中の空間電位を測定でき、かつ同時に密度揺動に関する情報を得ることができるという特徴を持つ。

HIBP 計測の歴史は古く、R. Hickok によりプラズマ密度計測のために H_2^+ ビームを用いたことから始まった[1.33]。後に ST トカマクにおいてタリウムイオンを用いた空間電位および密度揺動が測定されるようになり[1.34]、以後バンピートラス (EBT[1.35]、NBT[1.36])、タンデムミラー (TMX[1.37]、ガンマ 10[1.38])、トカマク (ISX-B[1.39]、TEXT[1.40]、JIPP T-IIU[1.41]、TEXT-U[1.42])、ヘリオトロン/トルサトロン (CHS[1.43]、ATF[1.44]) などで利用されてきた。Itoh and Itoh らによる電場分岐理論[1.14]の発表以降、電場のプラズマ閉じ込めに果たす役割の重要性に対する認識が高まってきた。そのような状況下、高時間分解能で空間電位測定が可能な HIBP 計測はプラズマの挙動を理解する上で重要な役割を果たすことが期待されている。以下に HIBP 計測装置の原理を示し、特に L/H 遷移の物理機構を解明するための研究の中での HIBP 計測器の位置付けについて述べる。

1.4.1 HIBP の原理

図 1-8 に HIBP による計測の原理を示す。外部よりプラズマ中に重イオン (タリウム (Tl^{1+})、セシウム (Cs^{1+}) など) を入射する。これを一次ビームと呼ぶ。一次ビームイオンはプラズマ中で電子衝突により電離され一次ビームとは異なった軌道を描いてプラズマから飛び出してくる。このビームを二次ビームと呼ぶ。二次ビームは一次ビーム軌道上のいたると

ころから発生するが、検出器とスリットの位置により検出できる二次ビームの軌道は一意に決まる (図(a)の実線)。つまり観測点は一意に決まる。実際にはビームはある程度の広がりを持っているため観測できる範囲は、ある有限の大きさを持っているのでこれをサンプル体積と呼ぶ (図 1-8(b))。

電離したイオンは価数が増えてプラズマから出てくるので、プラズマの外に出た時運動エネルギーは電離した場所での空間電位に相当する分だけエネルギーが増加する。

$$E(r) = E_0 + (Z_s - Z_p)e\phi(r) \quad (1-5)$$

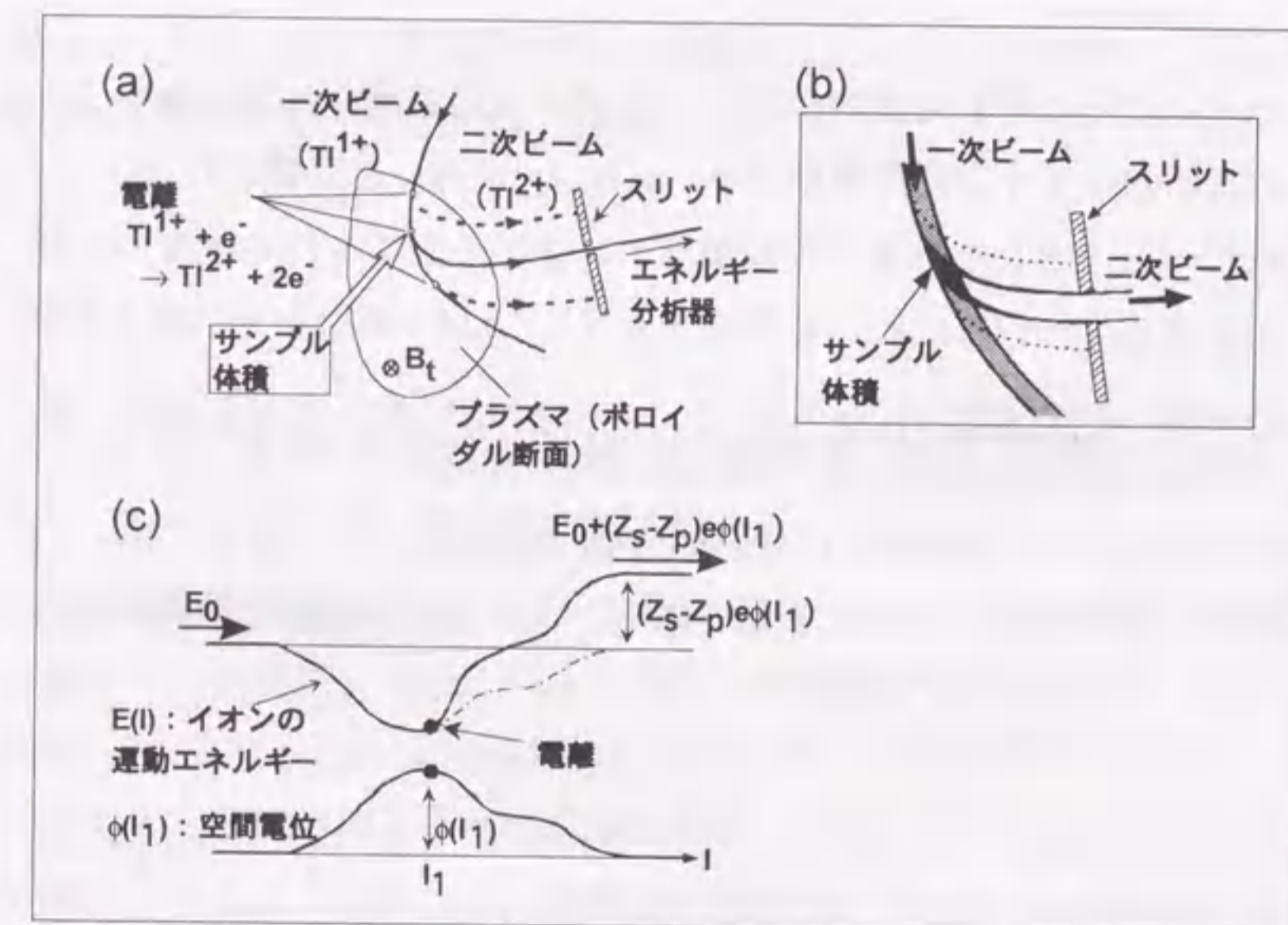


図 1-8 HIBP 計測の原理。(a) 入射イオン軌道の模式図、(b) サンプル体積の模式図、(c) 空間電位の測定原理。 E_0 の運動エネルギーを持つ Z_p 価のイオンを入射し、 Z_s 価に電離したイオンを検出する場合。ビームの軌道に沿って空間電位分布 (下図) が存在する時のイオンの運動エネルギーの変化 (上図) を示す。

ここで $E(r)$ はイオンの運動エネルギー、 E_0 は一次ビームの運動エネルギーの初期値、 Z_p 、 Z_s はそれぞれ一次ビーム、二次ビームの価数、 e は電気素量、 $\phi(r)$ は空間電位である (図 1-8(c))。ただし、電位の基準はビームの初期位置の電位であり、実験ではこれは真空容器電位である。このエネルギーの変化 $(Z_s - Z_p) e \phi(r)$ を測定することによって電離した場所での空間電位を測定することができる。

また二次ビームの強度の変化からは密度揺動に関する情報が得られる。二次ビームの強度は次のように表される。

$$I_s = I_0 \exp\left(-\int_a^{r_s} \sigma_{1,e}(l) dl\right) \sigma_{1,2} n_e(r_s) dl_s \exp\left(-\int_{r_s}^a \sigma_{2,e}(l) dl\right) \quad (1-6)$$

ここで I_0 、 I_s はそれぞれ一次ビーム、二次ビームの強度、 $\sigma_{i,j}$ は i 価から j 価への実効的なイオン化断面積で $\sigma_{i,j} \equiv \langle \sigma_{i,j}(v_r) v_r \rangle / v_b$ と定義される (ここで v_r はビームイオンと電子の相対速度、 v_b はビームイオンの速度、 $\langle \rangle$ は電子のエネルギー分布にわたる平均を表す)。 σ_j は i 価からそれ以上の価数へのイオン化断面積 ($\sigma_j = \sum_{j=i+1} \sigma_{i,j}$)、 $n_e(l)$ は l での電子密度を表す。 $\sigma_{i,j}$ 、

σ_j は図 1-9 のように電子温度に依存する量である。したがって (1-6) は電子密度、電子温度に依存する量である。電子温度、密度の揺動が存在する場合、二次ビームの強度は

$$\begin{aligned} \delta I_s / I_s &\sim \delta n_e(r_s) / n_e(r_s) + \delta \sigma_{1,2} / \sigma_{1,2} - \left(\delta \left[\int_a^{r_s} \sigma_{1,e}(l) dl \right] + \delta \left[\int_{r_s}^a \sigma_{2,e}(l) dl \right] \right) \\ &= \delta n_e(r_s) / n_e(r_s) + \delta \sigma_{1,2} / \sigma_{1,2} - \delta \alpha_1(r_s) - \delta \alpha_2(r_s) \end{aligned} \quad (1-7)$$

$$\text{ただし、} \alpha_1 \equiv \int_a^{r_s} \sigma_{1,e}(l) dl,$$

$$\alpha_2 \equiv \int_{r_s}^a \sigma_{2,e}(l) dl,$$

となる。ここで δ はそれぞれの揺動成分を表す。第一項は密度揺動を表しており、第二項は温度揺動を反映、第三項はビームの軌道上でのビーム

の減衰による効果を表している。この第三項の効果を線積分効果と呼ぶ ([1.45] [1.46])。第一項が第二項、第三項に比べて十分大きい時はときは二次ビーム強度の揺動から局所的な密度揺動を観測することができる。

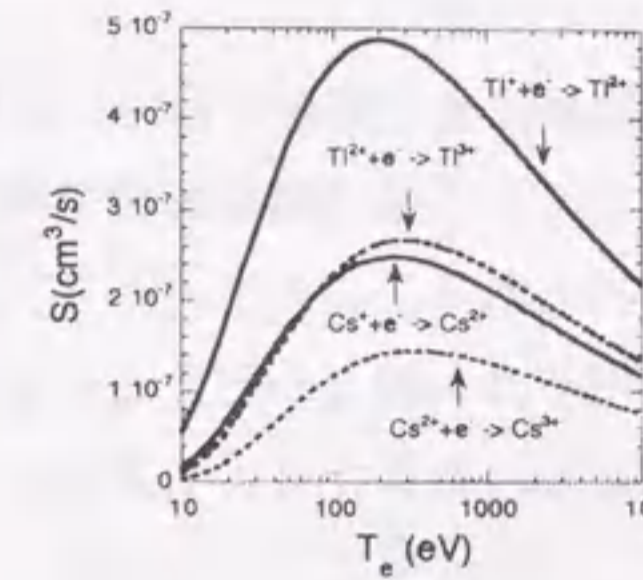


図 1-9 イオン化率 S の温度依存性。実効的なイオン化断面積は $\sigma_{i,j} = S/v_b$ と表すことができる。([1.47]より抜粋)

1.4.2 L/H 遷移の物理機構に関する実験研究における HIBP 計測の位置付け

L/H 遷移の物理機構を解明することを目的として用いられてきた電場測定に関連する計測器と HIBP の基本的な特性を表 1-3 にまとめる。

HIBP の特徴は、L/H 遷移時の閉じ込め改善の物理機構を明らかにするのに不可欠な空間電位と密度揺動の変化を、同時に同じ場所で高時間分解能で測定できる点である。また原理的に高温プラズマ中での測定も可能であるため、従来は静電プローブによってセパトリス外においてのみ可能であった空間電位及びその揺動の測定が、高温プラズマ内部においても行うことができる。

この特徴を利用して、TEXT トカマク装置 [1.28] [1.48]、JIPP T-IIU トカマク装置 [1.49] においてはジュール加熱されたプラズマ中で空間電位揺動と密度揺動を同時に測定することにより、その静電揺動に伴う径方向の熱流束、粒子束を求めている。また CHS ヘリオトロン装置においてはプ

ラズマ内部において数 10 μ s の時定数を持つ空間電位の遷移現象[1.43]や、電場のプラズマパラメーターに対する非線形性に伴う振動現象を観測している [1.50]。また電場勾配の大きな領域と密度揺動の抑制領域が一致していることを示しており[1.51]、輸送障壁の形成の物理機構を調べる上での HIBP 計測の有用性を示している。

L/H 遷移時における測定結果はまだ報告されていないが、L/H 遷移の物理機構の鍵となると考えられている輸送障壁近傍での電場と密度揺動に関する情報が高時間分解能で得られる。このことから、今まで言及できなかった時間発展から見た理論モデルの検証が行える可能性があり、この研究分野において今まで得られなかった新たなかつ重要な奇与を成し得ると考えられる。

1.5 本研究の目的

本研究は HIBP 計測装置を用いて、トカマクプラズマにおける L/H 遷移時の空間電位の変化の時間スケールを明らかにすることと、さらに空間電位と密度揺動の変化の時間関係を明らかにすることを目的に行われた。

本実験は HIBP 計測装置を日本原子力研究所の JFT-2M トカマク装置に設置して行われた。JFT-2M は再現性の良好な H モードを有した装置であり、H モード発見当初より H モードに関する研究がなされてきており、リミター H モードの発見[1.10]、CXRS による径電場の測定[1.18]などの重要な研究がなされてきた。本研究において、L/H 遷移の物理機構の鍵となると考えられている電場と密度揺動を高時間分解能で測定することにより、L/H 遷移の物理研究の分野に新たな知見を与えると期待できる。

	測定物理量	時間分解能	空間分解能	特徴
静電プローブ	電子温度 密度 空間電位 及びそれらの揺動		>0.6 mm	○高空間分解能、 高時間分解能 ×高温プラズマ中にプローブを挿入できない。
荷電交換分光法	イオン温度、 イオンの流速 (これから電場を推定)	> 0.5 ms	> 5mm	×時間分解能が L/H 遷移の時間スケールに比べて不十分。
リップル捕捉粒子の荷電交換損失計測	電場 (リップル捕捉粒子のエネルギーが電場に対応)	>50 μ s	局所計測ではない。	局所的な計測ではない (リップル井戸、中性粒子分布、計測器の視線によって決まる)。
重イオンビームプローブ(HIBP)	空間電位 空間電位揺動 密度揺動 ポロイダル磁場揺動	>1 μ s (揺動計測) >1ms (分布計測)	>10mm	○高時間分解能 ○高温プラズマ中の空間電位、密度揺動を同時に測定できる。 △密度揺動に関しては線積分効果、電子温度揺動を考慮する必要がある。

表 1-3 電場測定に関する測定器の特徴 (参考[1.52])

1.6 本論文の構成

本論文は全4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章では本研究のために設置されたHIBP計測装置の較正実験に関して述べる。第3章ではL/H遷移時における空間電位、密度揺動の変化の観測結果について述べる。最後に第4章において本研究のまとめと今後の課題について述べる。

参考文献

- [1.1] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. V. Gierke, G. Haas, M. Huang, F. Karger, M. Keilhacker, O. Kluber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Muller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Rohr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stabler, K. H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer and Z. Yu., Phys. Rev. Lett. **49**, 1408 (1982)
- [1.2] ASDEX Team, Nucl. Fusion, **29**, 1959 (1989)
- [1.3] H. Matsumoto, A. Funahashi, M. Hasegawa, K. Hoshino, S. Kasai, H. Kawashima, T. Kawatani, T. Matoba, T. Matsuda, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, S. Sengoku, T. Shoji, N. Suzuki, T. Tamai, Y. Uesugi, T. Yamauchi, T. Yamamoto, A. Honda, I. Ishibori, Y. Kashiwa, M. Kazawa, K. Kikuchi, Y. Matsuzaki, K. Ohuchi, H. Okano, E. Sato, T. Shibuya, T. Shiina, K. Suzuki, T. Tani, and K. Yokoyama, Proceedings of 14th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Madrid, Spain (European Physical Society, Petit-Lancy, Switzerland, 1987), vol. 11D, p.5
- [1.4] K. Steinmetz, J.-M. Noterdaeme, F. Wagner, F. Wesner, J. Baumler, B. Becker, H.S.

Bosch, M. Brambilla, F. Braun, H. Brocken, A. Eberhagen, R. Fritsch, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G.v. Gierke, E. Glock, O. Gruber, G. Haas, J. Hofmann, F. Hofmeister, A. Izvozchikov, G. Janeschitz, F. Karger, M. Keilhacker, O. Kluber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, E. van Mark, F. Mast, H.M. Mayer, K. McCormick, D. Meisel, V. Mertens, E.R. Muller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, S. Puri, H. Rapp, H. Rohr, F. Ryter, K.-H. Schmitter, F. Schneider, C. Setzensack, G. Siller, P. Smeulders, F. Soldner, E. Speth, K.-H. Steuer, O. Vollmer, H. Wedler, and D. Zasche, Phys. Rev. Lett., **58**, 124 (1987)

- [1.5] J. Lohr, B. W. Stallard, R. Prater, R. T. Snider, K. H. Burrell, R. J. Groebner, D. N. Hill, K. Matsuda, C. P. Moeller, T. W. Petrie, H. St. Jphn, and T. S. Taylor, Phys. Rev. Lett. **60**, 2630 (1988)
- [1.6] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, N. Suzuki, Y. Uesugi, M. Mori, H. Aikawa, S. Kasai, T. Kawakami, T. Matsuda, Y. Miura, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, T. Shoji, H. Tamai, T. Yamauchi, T. Kondo, I. Nakazawa, C.R. Neufeld, and H. Maeda, Rev. Lett., **63**, 770, (1989)
- [1.7] S. Tsuji, K. Ushigusa, Y. Ikeda, T. Imai, T. Itami, M. Nemoto, K. Nagashima, Y. Koide, Y. Kawano, T. Fukuda, T. Kondoh, M. Shimada, H. Nakamura, O. Naito, H. Yoshida, T. Nishitani, H. Kubo, K. Tobita, Y. Kusama, S. Ishida, M. Sato, N. Isei, T. Sugie, N. Miya, R. Yoshino, K. Uehara, and JT-60 Team, Phys. Rev. Lett. **64**, 1023 (1990)
- [1.8] T. H. Osborne, N. H. Brooks, K.H. Burrell, T. N. Carlstrom, R. J. Groebner, W. Howl, A. G. Kellman, L. L. Lao, T. S. Taylor, D. N. Hill, N. Ohyaabu, and M. E. Perry, Nucl. Fusion **30**, 2023 (1990)
- [1.9] L. G. Ashkinazi, V. V. E. Golant, S. V. Iebedev, V. A. Rozhanskij, and M. Tendler, Nucl. Fusion **32**, 271 (1992)

- [1.10] Odajima, A. Funahashi, K. Hoshino, S. Kasai, T. Kawakami, H. Kawashima, T. Matoba, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, H. Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, S. Sengoku, T. Shoji, N. Suzuki, H. Tamai, Y. Uesugi, T. Yamamoto, T. Yamauchi, M. Hasegawa, S. Takada, K. Hasegawa, A. Honda, I. Ishibori, T. Kashimura, Y. Kashiwa, M. Kazawa, K. Kikuchi, Y. Matsuzaki, K. Ohuchi, H. Okano, T. Shibata, T. Shibuya, T. Shiina, K. Suzuki, T. Tani, and K. Yokoyama, Proc. Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Kyoto 1986) IAEA 1987, vol. I, 151
- [1.11] K. Toi, S. Okamura, H. Iguchi, H. Yamada, S. Morita, S. Sakakibara, K. Ida, K. Nishimura, K. Matsuoka, R. Akiyama, H. Arimoto, M. Fujiwara, M. Hosokawa, H. Idei, O. Kaneko, S. Kubo, A. Sagara, C. Takahashi, Y. Takeiri, Y. Takita, K. Tsumori, I. Yamada, and H. Zushi, Proc. 14th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Wurtzburg 1992) IAEA 1993, vol. II, 461
- [1.12] V. Erckmann, F. Wagner, J. Baldzuhn, R. Brake, R. Burhenn, U. Gasparino, P. Grigull, H.J. Hartfuss, J.V. Hofmann, R. Jaenicke, H. Niedermeyer, W. Ohlendorf, A. Rudyj, A. Weller, S.D. Bogdanov, B. Bomba, A.A. Borschegovsky, 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. Kuffin, V.I. Kurbatov, A. Lazaros, S.A. Malygin, V.I. Malygin, K. McCormick, G.A. Muller, V.B. Orlov, P. Pech, H. Ringler, I.N. Roi, F. Sardei, S. Sattler, F. Schneider, U. Schneider, P.G. Schuller, G. Siller, U. Stroth, M. Tutter, E. Unger, H. Wolff, E. Wursching, and S. Zopfel, Phys. Rev. Lett., **70**, 2086 (1993)
- [1.13] O. Sakai, Y. Yasaka, and R. Itatani, Phys. Rev. Lett., **70**, 4071 (1993)
- [1.14] S. -I. Itoh and K. Itoh, Phys. Rev. Lett. **60**, 2276 (1988)
- [1.15] H. Biglari, P. H. Diamond and P. W. Terry, Phys. Fluids **2**, 1 (1990)

- [1.16] K. C. Shaing and E. C. Crume, Jr., Phys. Rev. Lett., **63**, 2369 (1989)
- [1.17] R. J. Groebner, K. H. Burrell and R. P. Seraydarian, Phys. Rev. Lett. **64**, 3015 (1990)
- [1.18] K. Ida, S. Hidekuma, Y. Miura, T. Fujita, M. Mori, K. Hoshino, N. Suzuki, and T. Yamauchi, Phys. Rev. Lett, **65**, 1364 (1990)
- [1.19] A. R. Field, G. Fussmann, J. V. Hoffmann and the ASDEX Team, Nucl. Fusion, **32**, 1191 (1992)
- [1.20] W. Herrmann and ASDEX-U Team, Phys. Rev. Lett., **75**, 4401 (1995)
- [1.21] R. J. Taylor, M.L. Brown, B. D. Fried, H. Grote, J. R. Liberati, G. J. Morales, P. Pribyl, and D. Darrow, and M Ono, Phys. Rev. Lett. **63**, 2365 (1989)
- [1.22] R. R. Weynants, S. Jachmich and G. Van Oostt, Plasma Phys. Control. Fusion, **40**, 635 (1998)
- [1.23] K. H. Burrell, T. N. Carlstrom, E. J. Doyle, P. Gohil, R. J. Groebner, T. Lehecka, N. C. Luhmann, Jr., H. Matsumoto, T. H. Osborne, W. A. Peebles, and R. Philipona, Phys. Fluids B **2**, 1405 (1990)
- [1.24] K. Shinohara, Y. Miura and K. Hoshino, J. Plasma and Fusion Research, **74**, 607 (1998)
- [1.25] F. L. Hinton and G. M. Staebler, Phys. Fluids B **5**, 1281, (1993)
- [1.26] A. B. Hassam, T. M. Antonsen, Jr., J. F. Drake, and C. S. Liu, Phys. Rev. Lett., **66**, 309 (1991)
- [1.27] P. H. Diamond and Y. B. Kim, Phys. Fluids B **3**, 1626 (1991)

- [1.28] 例え Ch. P. Ritz, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1844 (1989)
- [1.29] K. H. Burrell, *Phys. Plasma* **4**, 1499 (1997)
- [1.30] S. Jachmich, G. Van Oost, R. R. Weynants, and J. A. Boedo, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40**, 1105 (1998)
- [1.31] K. Ida, S. Hidekuma, M. Kojima, Y. Miura, S. Tsuji, K. Hoshino, M. Mori, N. Suzuki, T. Yamauchi, and the JFT-2M Group, *Phys. Fluids B* **4**, 2552 (1992)
- [1.32] J. A. Heikkinen, W. Herrmann, and T. Kurki-Suonio, *Phys. Plasma*, **4**, 3655 (1997)
- [1.33] R. L. Hickok, *Rev. Sci. Instrum.*, **38**, 142 (1967)
- [1.34] J. C. Hosea, F. C. Jobes, R. L. Hickok and A. N. Dillis, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 839 (1973)
- [1.35] P. L. Colestock, K. A. Connor and R. L. Hickok, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1717 (1978)
- [1.36] K. Takasugi, H. Iguchi, M. Fujiwara and H. Ikegami, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **23**, 364 (1984)
- [1.37] E. B. Hooper, G. A. Hallock and J. H. Foote, *Phys. Fluids* **26**, 314 (1983)
- [1.38] K. Ishii, M. Kotoku, T. Segawa, I. Katanuma, A. Mase, S. Miyoshi, *Rev. Sci. Instrum.*, **60**, 3270 (1989)
- [1.39] G. A. Hallock, R. L. Hickock, W. C. Jennings, K. A. Connor, J. C. Forester, J. R. Goyer, J. Mathew, L. Solensten, G. R. Haste, A. J. Wootton, *Proc. 11th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen, part II*, 73 (1983)
- [1.40] P.M.Schoch, A.Carnevali, K.A.Conner, T.P. Crowley, J.C. Forster, R.L. Hickok, J.F.

- Lewis, J.G. Schatz, Jr., and G.A. Hallock, *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 1646 (1988)
- [1.41] Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, K. Narihara, K. Sato, T. Seki, K. Toi, H. Iguchi, A. Fujisawa, K. Adachi, A. Ejiri, S. Hidekuma, S. Hirokura, K. Ida, J. Koong, K. Kawahata, M. Kojima, R. Kumazawa, H. Kuramoto, R. Liang, H. Sakakita, M. Sasao, K. N. Sato, T. Tsuzuki, J. Xu, I. Yamada, T. Watari and I. Negi, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **36**, 1743 (1994).
- [1.42] R. L. Hickok and P. M. Schoch, *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 1685 (1988)
- [1.43] A. Fujisawa, H. Iguchi, H. Sanuki, K. Itoh, S. Lee, Y. Hamada, S. Kubo, H. Idei, T. P. Crowley, R. Akiyama, K. Tanaka, T. Minami, K. Ida, S. Nishimura, S. Morita, M. Kojima, S. Hidekuma, S. -I. Itoh, C. Takahashi, N. Inoue, H. Suzuki, S. Okamura, and K. Matsuoka, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1054 (1997)
- [1.44] J.J. Zielinski, S.C. Aceto, K.A. Connor, J.F. Lewis, J.C. Glowienka, G.H. Henkel, D.T. Fehling, W.R. DeVan, St. K.D. Onge, D.K. Lee, and A. Carnevali, **61**, 2961 (1990)
- [1.45] D. W. Ross, M. L. Sloan, A. J. Wootton, R. M. Schoch, J. W. Heard, T. P. Crowley, R. L. Hickok, and V. Simcic, *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 2232 (1992)
- [1.46] J. W. Heard, T. P. Clowley, D. W. Ross, P. M. Schoch, R. L. Hickok, Jr., and B. Z. Zhang, *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, 3393 (1997)
- [1.47] A. Fujisawa, H. Iguchi, S. Lee, and Y. Hamada, *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, 3393 (1997)
- [1.48] J. C. Foster, P. M. Schoch, R. L. Hickok, W. C. Jennings, *IEEE trans. Plasma Sci.*, **22**, 359 (1994)
- [1.49] Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, A. Fujisawa, M. Kojima, K. Narihara, K. Ida, A. Ejiri, S. Ohdachi, K. Kawahata, K. Toi, K. Sato, T. Seki, H. Iguchi, K.

Adachi, S. Hidekuma, S. Hirokura, K. Iwasaki, T. Ido, R. Kumazawa, H. Kuramoto, T. Minami, I. Nomura, M. Sasao, K. N. Sato, T. Tsuzuki, I. Yamada, and T. Watari, 17th IAEA Fusion Energy Conference, IAEA-CN-69/EXP2/14 (1998)

[1.50] A. Fujisawa, H. Iguchi, H. Idei, S. Kubo, K. Matsuoka, S. Okamura, K. Tanaka, T. Minami, S. Ohdachi, S. Morita, H. Zushi, S. Lee, M. Osakabe, R. Akiyama, Y. Yoshimura, K. Toi, H. Sanuki, K. Itoh, A. Shimizu, S. Takagi, A. Ejiri, C. Takahashi, M. Kojima, S. Hidekuma, K. Ida, S. Nishimura, M. Isobe, N. Inoue, R. Sakamoto, S.-I. Itoh, Y. Hamada, and M. Fujiwara, Phys. Rev. Lett., **81**, 2256 (1998)

[1.51] A. Fujisawa, H. Iguchi, T. Minami, Y. Yoshimura, H. Sanuki, K. Itoh, S. Lee, K. Tanaka, M. Yokoyama, M. Kojima, S.-I. Itoh, S. Okamura, R. Akiyama, K. Ida, M. Isobe, S. Morita, S. Nishimura, M. Osakabe, A. Shimizu, C. Takahashi, K. Toi, Y. Hamada, K. Matsuoka, and M. Fujiwara, Phys. Rev. Lett., **82**, 2669(1999)

[1.52] K. Ida, Plasma Phys. Control. Fusion, **40**, 1429 (1998)

第2章 HIBP 計測装置の較正実験

2.1 はじめに

本研究を行うにあたって、JFT-2M トカマク装置に新たに HIBP 計測装置を設置した。HIBP は前章にあるように、外部より重イオンを入射し、プラズマ中で電離したイオンを検出することによって測定を行う。HIBP のサンプル体積の位置 (測定点) は一次ビームのエネルギー、入射位置、入射角度、トロイダル磁場強度(B_t)、検出器スリットの位置に対して一意に決まる。このサンプル体積の位置を実験的に同定するのは容易ではないので、軌道計算によって評価する。したがってサンプル体積の位置を正確に評価するために、この軌道計算と実験結果との整合性を確認する必要がある。

また、JFT-2M における HIBP はイオンのエネルギー分析に平行平板静電エネルギー分析器 [2.1] を用いる。この場合、後述のようにビームの分析器への入射角度を 30 度にあわせておけば、その入射角のずれの影響は受けにくい。しかし空間分布を測定するために一次ビームをポロイダル断面内で掃引する時、二次ビームのエネルギー分析器への入射角も変動し得る。したがってこれを補正するためにその影響をあらかじめ調べておく必要があり、ビーム入射系、トカマク、エネルギー分析器のすべてを含めた較正を行う必要がある。

本章では上のような目的で行った較正実験の結果を述べる。本章の構成は以下の通りである。まず 2.2 節で、本実験が行われた JFT-2M トカマク装置、および HIBP 計測装置について述べる。次に 2.3 節で較正実験の手法について述べる。その後、2.4 節においてまず観測位置の較正のための実験結果を示す。ここでは特に JIPPT-IIU トカマクにおいて示されたサンプル体積の発散現象 [2.2] に注目して実験を行った。次に 2.5 節でエネルギー分析器の較正実験について述べる。2.6 節では空間分解能を見積もるためにサンプル体積の大きさを見積もる。最後に 2.7 節で本較正実験のまとめを行う。

2.2 装置

2.2.1 JFT-2M トカマク装置

JFT-2M (JAERI Fusion Torus - 2 Modified) [2.3] は D 型真空容器を持つ中型トカマク型閉じ込め装置である (図 2-1)。真空容器の主半径は 1.31m であり、25mm 厚のステンレス製である。プラズマの主半径は約 1.31m、平均小半径は最大約 0.35m である。ダイバータ板は上下に取り付けられている。下側ダイバータはバッフル板を備えた閉ダイバータである (ただし 1998 年 10 月以降はバッフル板が外され、開ダイバータとなっている)。プラズマの配位はシングル・ヌル・ダイバーター配位、ダブル・ヌル・ダイバーター配位、円形または D 型リミター配位が可能である。トロイダル磁場は 16 個のトロイダル・コイルにより発生され、磁場強度は最大 2.2T である。

追加熱装置は中性粒子入射 (NBI) 加熱装置と電子サイクロトロン加熱 (ECH) 装置があり、速波電流駆動 (FWCD) 装置も備えられている。NBI はプラズマ電流方向 (co 方向) 入射と反プラズマ電流方向 (counter 方向) 入射が一本ずつあり、各 800kW の出力をもつ。ECH の周波数は 60GHz であり、低磁場側から O モードあるいは X モードでの入射が可能であり、出力は最大 1MW である。FWCD の周波数 200MHz であり、最大出力は 600kW である。

計測器に関しては本研究において主に用いたものについて記す。

電子密度は 2mm 波干渉計により線平均電子密度を測定し、24 チャンネル PIN ダイオード列を用いた軟 X 線計測によって電子圧力の時間変化を推定することができる。イオン温度は荷電交換分光法 (CXRS) によって測定する。CXRS はプラズマの回転を測定することができ、この回転からプラズマ中の電場の推定することが出来る。また、イオンの荷電交換損失を飛行時間型 (TOF) 中性粒子測定装置によって測定することにより、イオンのエネルギー分布関数を測定している。これはプラズマ全体を見込む測定であるが、中性粒子の分布に依存するためプラズマ周辺部のイオン分布関数の変化を測定していると考えられる。L/H 遷移の指標の一つとなる D_{α} はフィルター付ダイオードによる測定と光電子増倍管を用いた高速測定を行っている。ダイバーター板上には静電プローブが取り付け

けられておりダイバータ部における電子密度、電子温度を測定できる。また 28~50GHz のマイクロ波反射計により密度揺動計測を行うことが出来る。

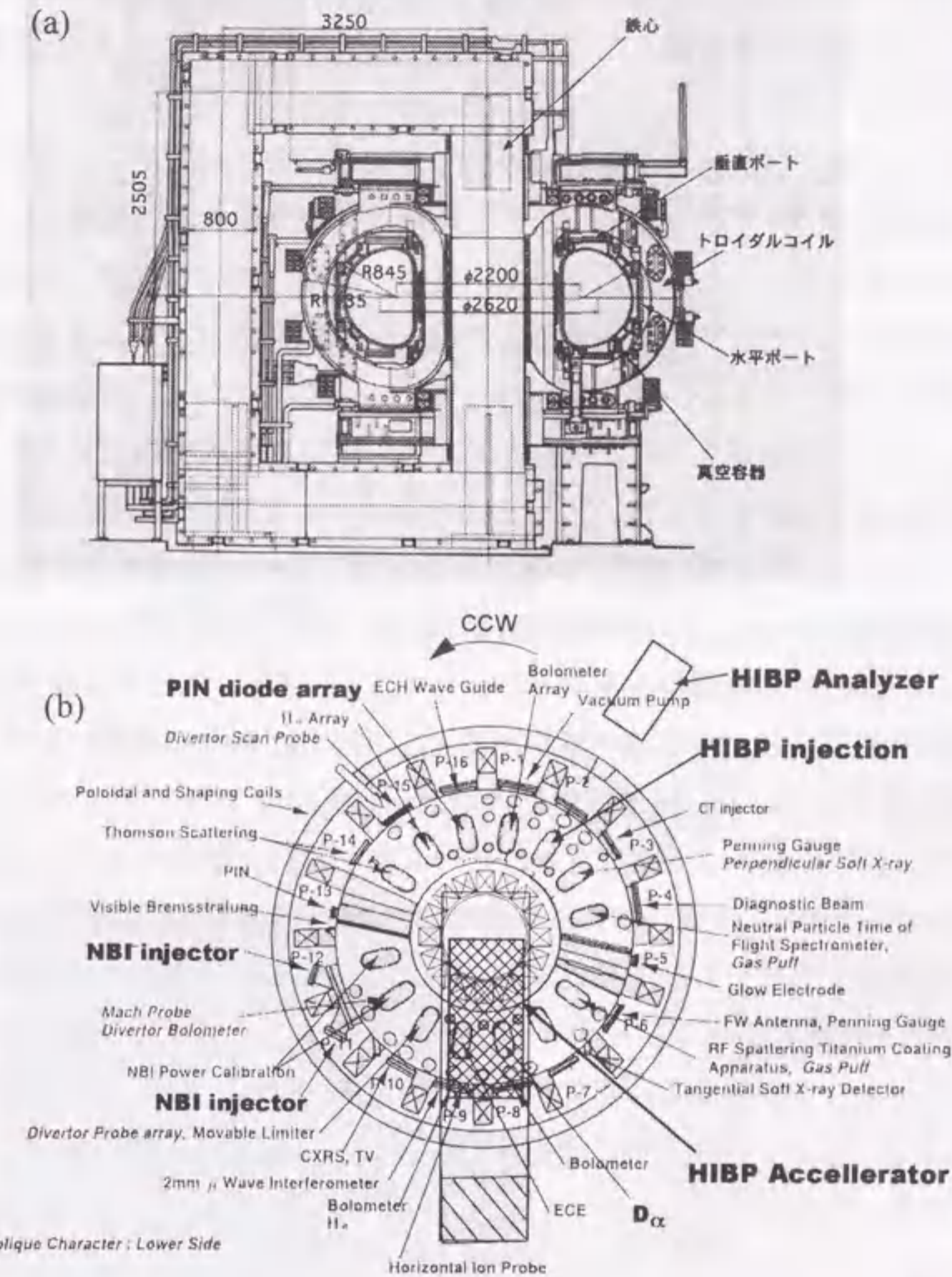


図 2-1 JFT-2M トカマク装置。(a)断面図、(b)計測器および加熱機器などの配置 (上から見た図)。磁場および電流の向きは上から見て時計周り (CW)、反時計回り (CCW) で定義する。

2.2.2 HIBP 計測装置

JFT-2M トカマクに設置された HIBP 計測装置の全体図を図 2-2 に示す[2.4]。加速器はトカマクの鉄心の上に置かれている。最大加速電圧は 500kV である。ビームとしてはタリウムイオンを用い、一価イオン (Tl^+) を垂直ポートから入射し、プラズマ中で電離した二価イオン (Tl^{2+}) を水平ポートに設置されている検出器で検出する。

他計測器、真空排気系との兼ね合いで加速器からの出射方向と入射ポートは水平方向に 33.75° ずれている。このため静電円筒型偏向器 (図中 CD1) を用いて水平方向にビームを偏向させる。さらに静電円筒型偏向器 CD2 を用いて入射ポートへビームを輸送する。静電円筒型偏向器はビームを曲げるとともに焦点を持たせるレンズ作用も持っている。特に CD2 は 90° の偏向器であるためレンズ作用が大きく、平行入射ビームに対しては出口の手前約 10cm の位置に焦点を持たせてしまいビームをプラズマ中まで輸送することが困難になる。したがって CD2 へのビームの入射状態を適切に制御する必要がある。この目的のために二つの静電四重極レンズ (Q1、Q2) が取り付けられている。測定の空間分解能をあげるために CD2 を通過したビームをプラズマ中で出来るだけ収束させる必要がある。このために静電四重極レンズ (Q3、Q4) が設置されている。輸送系におけるビーム径は 4 つのビームプロファイルモニター (BPM) を用いて測定され、ビーム径が適切に制御できているかどうかを調べる。BPM は加速器側から順に BPM1,2,3,4 と呼ぶ。またトカマクの真空容器中でのビーム径を測定するために水平ポート下部に一次ビーム検出器 (PBD) を設置している。一次ビーム検出器は図 2-3 のように縦横 3 列の 9 枚の検出プレートからなる。この検出器上を通過するように、ビームをポロイダル方向、トロイダル方向に掃引することによってビーム径を測定することができる。

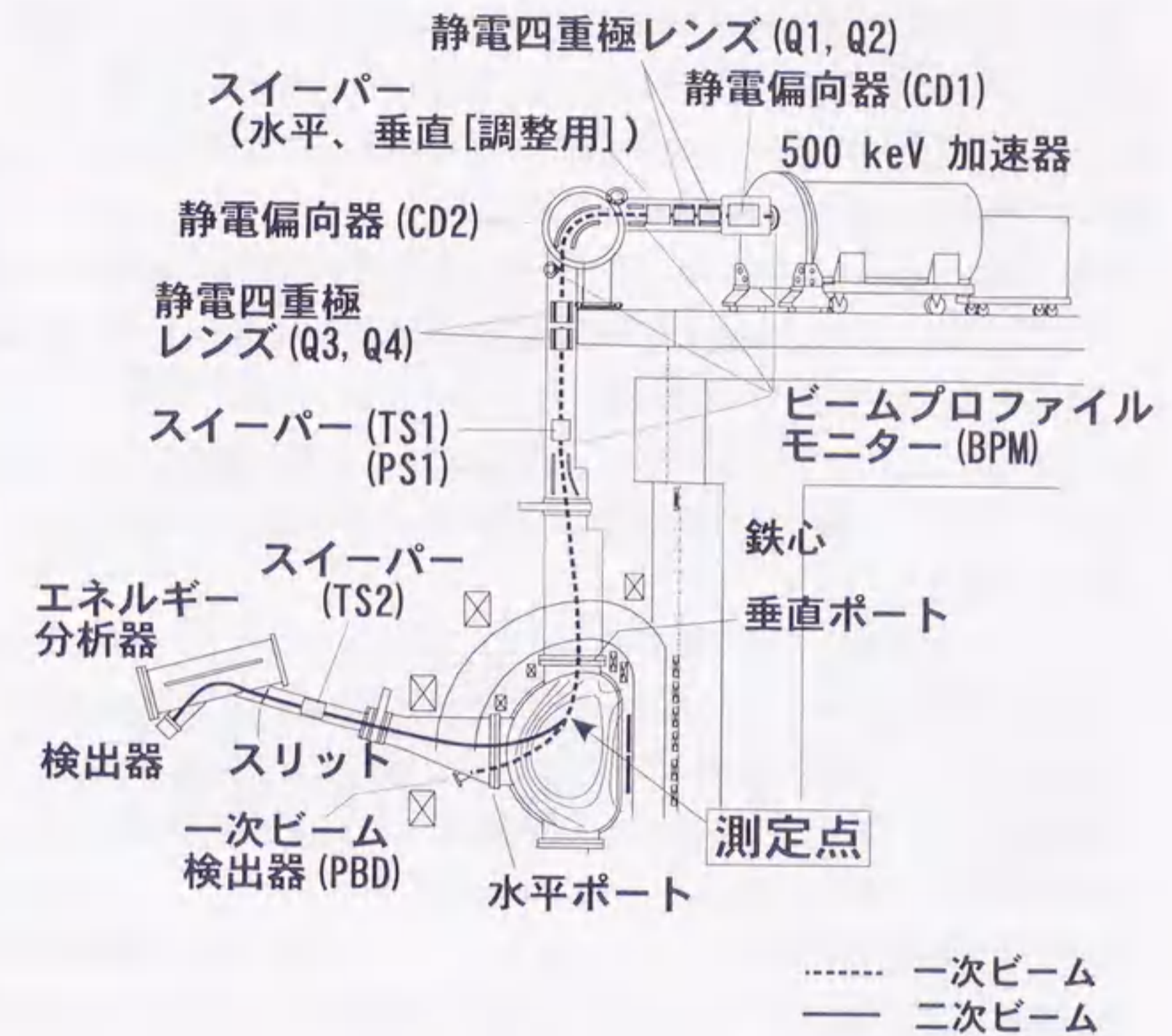


図 2-2 JFT-2M HIBP 全体図

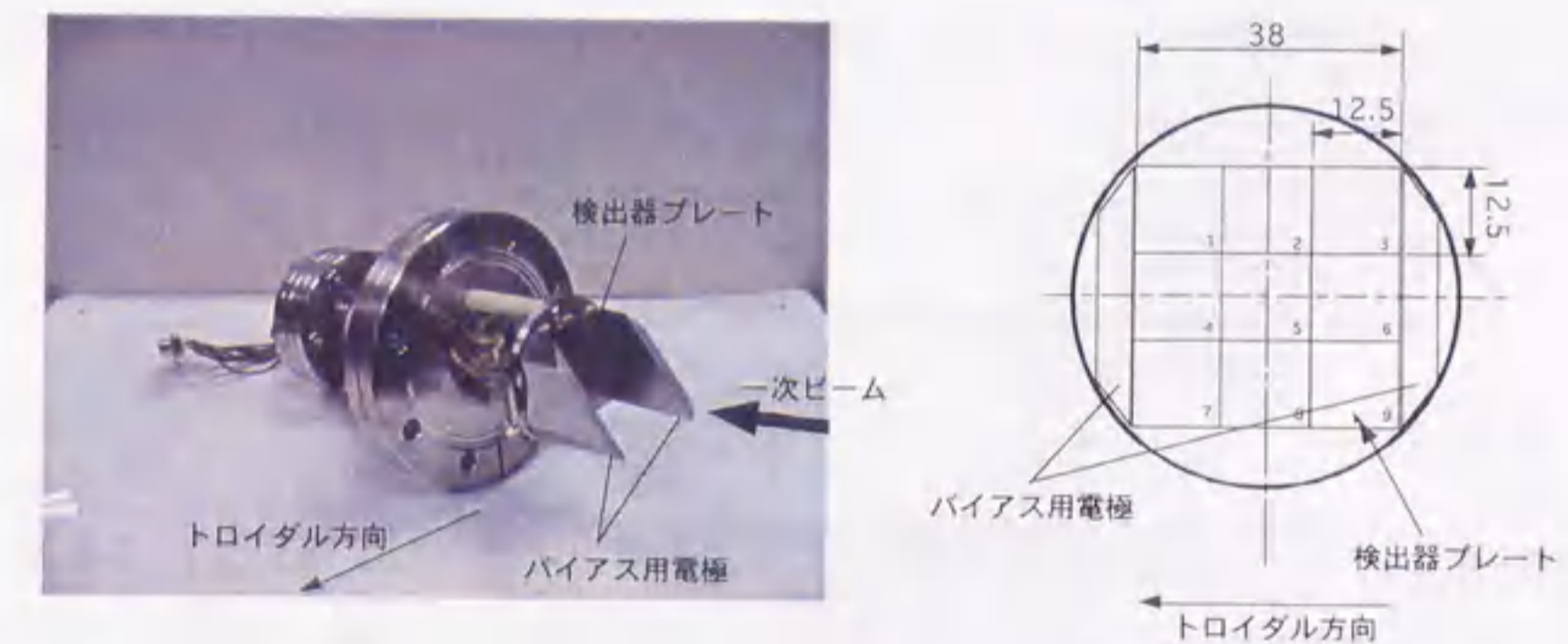


図 2-3 一次ビーム検出器。左図：全体図、右図：真空容器内側から見た検出器プレートの図。図中の数値の単位は mm。検出器プレートは 9 枚からなり、二次電子の影響を抑えるためにバイアスをかけられるように電極が取り付けられている。

図 2-2にはポロイダル断面上の測定点が一点示されているが、この測定点をポロイダル断面に渡って掃引するためにスイーパー(PS1)が取り付けられている。これを用いて一次ビームをポロイダル断面上にわたって掃引することによって測定点を径方向に動かすことができる。

図 2-4に JFT-2M HIBP によって用いたエネルギー分析器の概略図を示す。分析器の原理の詳細は本論文末尾の付録に示す。分析器の特性関数 $F(\theta), G(\theta)$ (付録(A-2)、(A-3)参照) およびビームのエネルギー変化がない時の ND の設計値を図 2-5に示す。分析器は、入射角度による測定誤差を抑制するために、二次ビームの入射角度が 30 度近傍になるように図 2-2に示すように傾けて設置されている。

トカマクにはポロイダル磁場が存在するので、入射されたイオンはトロイダル方向の偏向を受ける。このようにトロイダル方向に速度成分を持ってエネルギー分析器に入射すると付録(A-6)に示したようにエネルギーを低く見積もってしまう。このポロイダル磁場による偏向を補正するためにスイーパー TS1、TS2 を設置し、ビームを制御することによってビームをエネルギー分析器対称面に平行に入射させる。このようなビーム軌道の能動的制御は JIPP T-IIU トカマクにおいて初めて行われ[2.2]、ポロイダル磁場を無視できない条件下でも HIBP 計測が可能であることが示されている。JFT2-M HIBP においては分析器側にもスイーパー TS2 を設置することによりプラズマ電流の広いパラメーター領域で測定が可能となるように設計された。

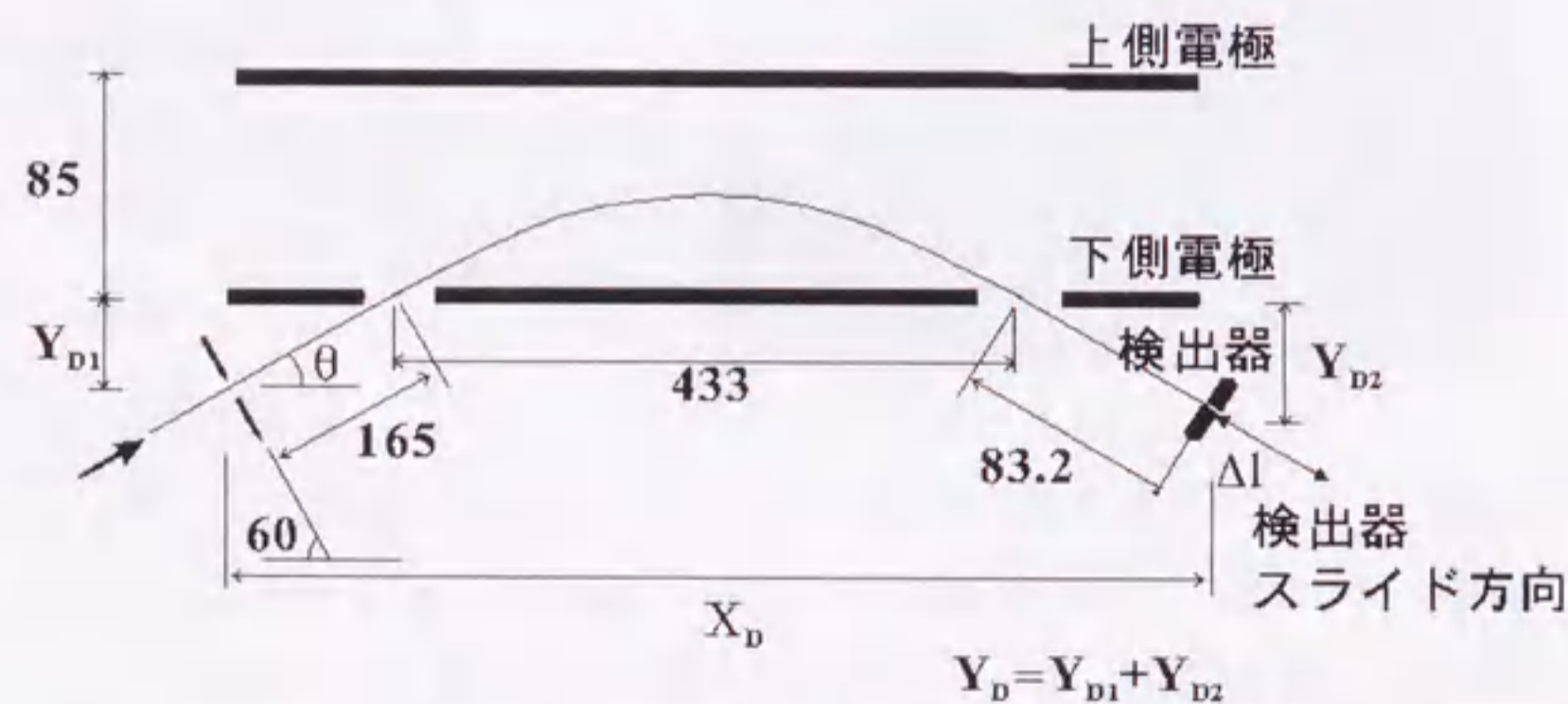


図 2-4 JFT-2M HIBP 用エネルギー分析器。単位は mm。

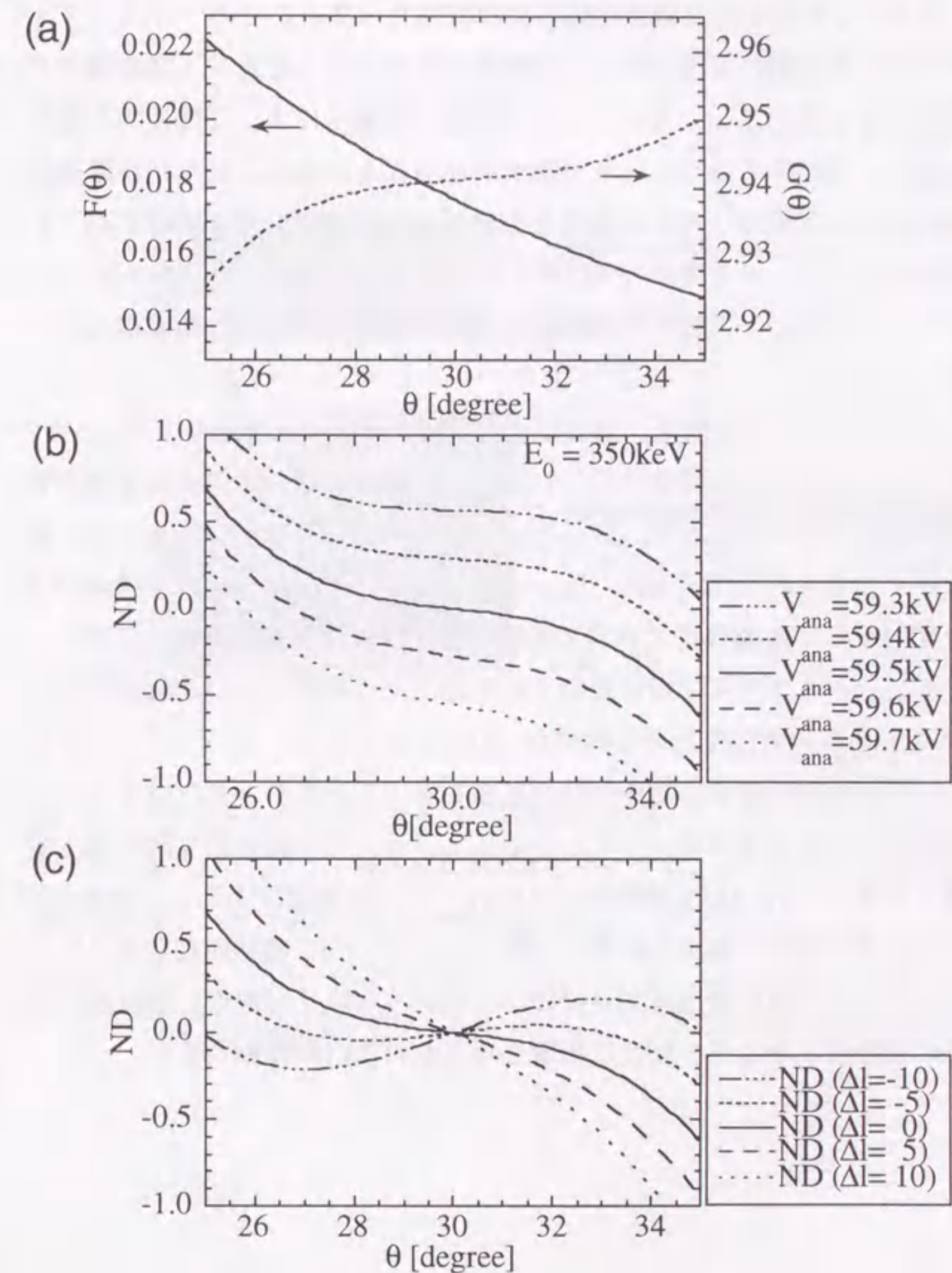


図 2-5 JFT-2M HIBP エネルギー分析器の特性関数 F, G と ND の入射角依存性 (設計値)。(b)は分析器電極間電圧を掃引した場合、(c)は検出器の位置を二次の焦点の位置から Δl [mm] (図 2-4参照) スライドさせた場合。

プラズマ計測を行う場合注意しなければならないことの一つは、プラズマからの放射光が強い時、上側電極で反射した入射光が下側電極で光電効果を引き起こし、それによって発生した電子によって電極間に電流が流れ、電圧降下をもたらす可能性があることである。また光が直接検出器に入った場合、電子の発生を引き起こし、測定に誤りを引き起こす可能性がある。そこで図 2-6 に示すように上側電極にはオプティカル・トラップを施し、入射光が検出器の方向へ反射しないような構造になっている。

プラズマからの放射光、および他の電磁ノイズの影響をみるために、ビームを入射しない状態での L/H 遷移時の検出器信号と分析器電極間電圧の変化を図 2-7 に示す。図 2-7 (a) は検出器ノイズを示しているが (通常ビームを入射した場合は、 $I_{p4U} > 0.05 [\mu A]$)、プラズマからの放射が大きく変化する L/H 遷移時においても検出器信号には変動は現れていない。このことからプラズマから放射された光による影響はないことが分かる。図 2-7 (b) は分析器電圧の変動成分 (1MHz まで応答) をモニターしている。この結果は分析器電圧は光の影響を受けているか、またはモニター回路がノイズを受けていることを示している。この変化が実際の電圧変動とすると 1.5V (L/H 遷移時には 0.5V) 以下の変化である。この変化がエネルギー測定に与える影響は換算して 7.5V (L/H 遷移時には 2.5V) 以下である。これは検出器アンプのノイズレベル以下であり、分析器の電圧の変動はエネルギー測定に影響を与えないことが確認できた。

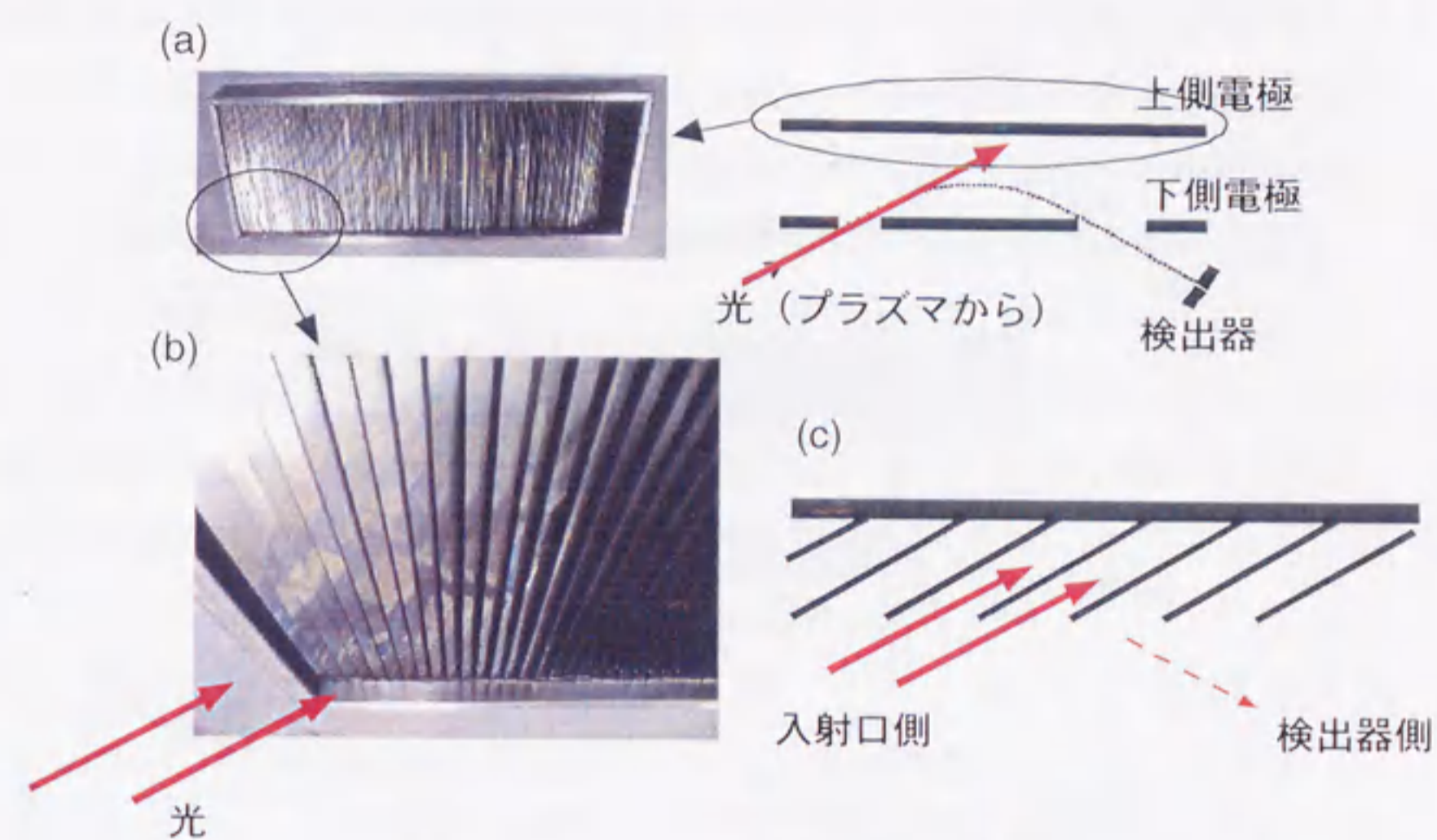


図 2-6 エネルギー分析器上側電極の電極面の構造。(a)図 2-4の上側電極を下から見上げた図、(b)拡大図(オプティカル・トラップ)、(c)電極断面の模式図。検出器側への反射が低減される。

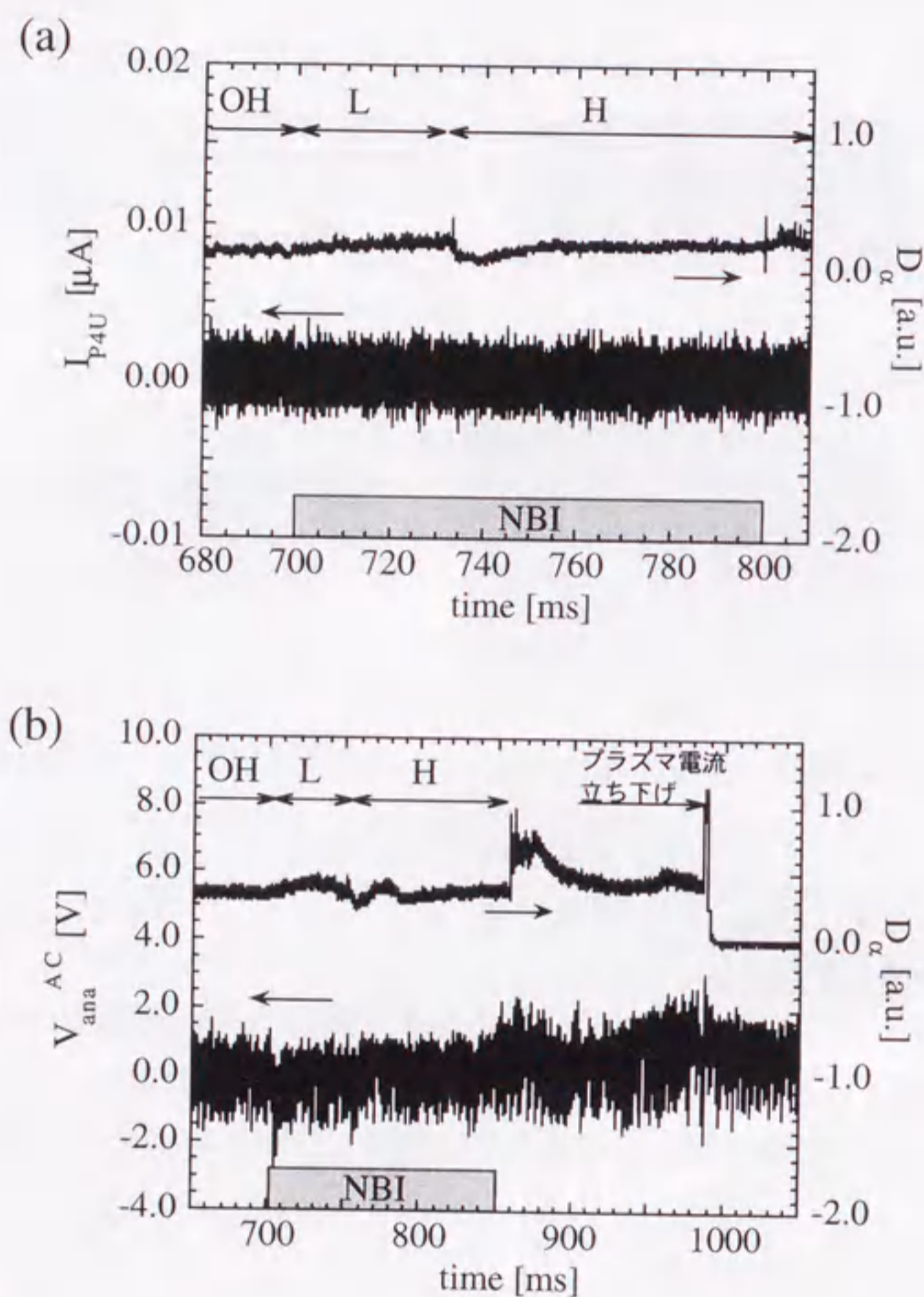


図 2-7 検出器および分析器電圧に対するプラズマからの放射光および他のノイズによる影響。(a)検出器への影響。ジュール加熱時(OH: ~700ms)、Lモード時(L:700~735ms)、Hモード時(H:735ms~)にわたって、プラズマからの光の影響は受けていない。(b)分析器電圧への影響。プラズマは750msecにL/H遷移、859msecにH/L遷移している。

検出器は1チャンネルあたり上下二枚のスプリット・プレートからなる。このスプリット・プレートの信号からビームの動きを求め、エネルギー変化を測定する。この二枚一組のスプリットプレートを上下方向に複数列並べ、ポロイダル断面上の複数の点を同時に計測できる。またトロイダル方向にもスプリットプレートを並べ、ビームのトロイダル方向の動きを観測できるようになっている。検出器列は図 2-8のような二つのタイプがあり、上下スプリット・プレート列と水平方向に並べた左右スプリット・プレート列を配置している。この左右スプリット・プレートを用いてビームのトロイダル方向の動きをモニターし、ポロイダル磁場の影響を評価することが出来る。検出器アンプの増幅率は 10^7 V/A であり、矩形波入力に対して約 $2\mu\text{s}$ の立ち上りで応答する。

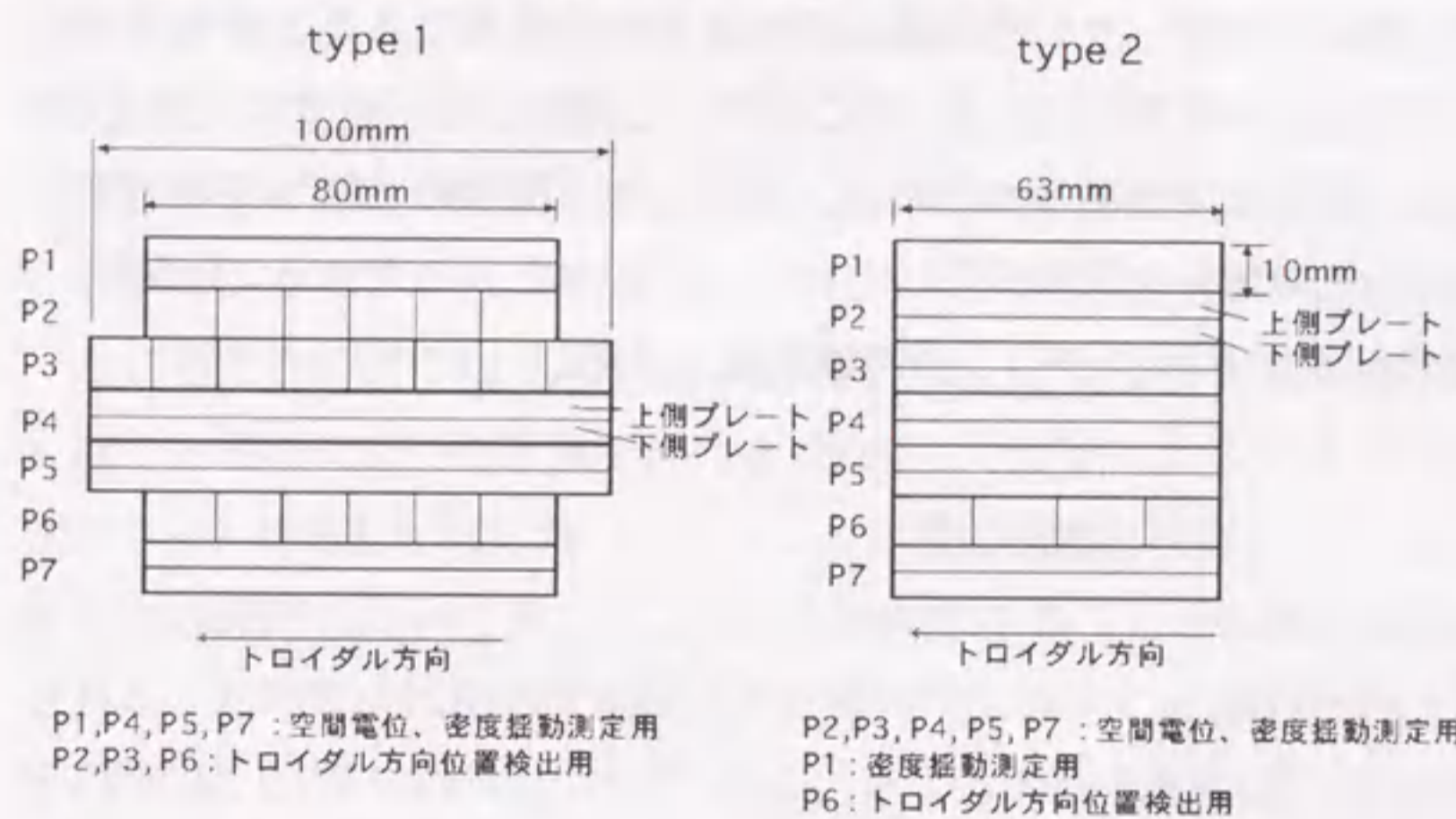


図 2-8 二次ビーム検出器。プラズマ側から見た模式図。P1,P2,...,P7 がそれぞれ一つの検出器を構成する。

ビーム制御用電極の電圧制御は遠隔操作で行う。加速電圧、偏向器、四重極レンズ、エネルギー分析器に印加する電圧はプラズマ放電中一定値なので、直流定電圧源 (GPIB プログラマー AP-1230T: 高砂製作所) を用いて制御する。スイーパーに印加する電圧は放電中掃引する必要があるため、波形発生器 (ファンクションシンセサイザー 1915: NF 回路設計ブロック) を用いて制御する。これらの直流定電圧源、波形発生器は

GPIB インターフェイスを介してパーソナル・コンピューターおよび VME を用いて制御する。スイーパーの電圧は高電圧分圧器によって分圧しモニターする。またエネルギー分析器の電圧もエネルギー換算の重要なパラメーターであるため直流成分と交流成分を測定し、電圧変動をモニターする。

データ収集は CAMAC 規格のアナログ・デジタル変換器 (ADC) (LeCroy6810 と豊伸電子製 C012-1) を用いる。サンプリングは LeCroy6810 が最高 5MHz、豊伸電子製が最高 2MHz である。実験ではシグナル/ノイズ比 (S/N 比) およびアンプの周波数特性の関係から主に 200kHz サンプリングで使用した。また 1 チャンネルあたりのサンプル数は 128kWord である。これらのデータは JFT-2M の VAX システムによって収集され保存される。本研究はデータの時間関係を知ることが重要である。異なるトリガーモジュールを用いている ADC を用いて測定したデータに対する時間の較正を行う必要がある。これは、比較したい複数の ADC に同じ信号を入力し、その信号を比較することによって行った。したがって時間関係の精度は ADC のサンプリング時間程度である。

2.3 較正実験の方法

較正実験は、トロイダル磁場コイルにのみ通電したトカマクの真空容器内に中性のヘリウムガスを注入したところに一次ビームを入射し、中性ガスとの衝突によってイオン化した二次ビームを検出することによって行われる[2.5]。これをガスイオン化実験と呼ぶ。中性ガスを用いているため真空容器中に電場が存在せず、空間電位は真空容器内で一様であり、真空容器電位と等しくなっていると考えられる。したがって、サンプル体積の位置に関係なく等エネルギーの二次ビームが検出器に入射してくると考えられるので、これを用いて較正を行うことができる。また中性ガスは真空容器全体に広がるため、観測限界を決めるのは(1)真空容器による制限などによって規定される場合か、もしくは(2)ビームイオンの Larmor 半径が大きすぎるかまたは小さすぎるために検出器に到達出来ない場合、のいずれかであるから、軌道計算との比較が行いやすいという利点がある。

ところでこのようなガスイオン化実験では、サンプル体積が極端に大きくなり、それに伴い信号強度が大きくなることがある。このような現象は JIPP T-IIU で報告されており、サンプル体積の発散と呼ばれている[2.2]。JFT-2M HIBP においてもこのような現象が起こることが軌道計算から予想される。この現象は極めて限定された条件でしか起こらないため、これを HIBP の較正に利用することができる。そこで本較正実験はこの現象に注目しつつ行われた。以下にまず軌道計算結果に基づいてサンプル体積の発散現象に関して述べる。

2.4 観測位置の較正

2.4.1 サンプル体積の発散現象

図 2-9に軌道計算によって求めたビーム軌道とサンプル体積の典型的な例を示す。(a)は通常プラズマを計測する場合のビーム軌道である。

ところで検出器で受ける二次ビームの強度は、ビームの減衰が無視できるとすると次のように表すことができる[2.6]。

$$I_s = \int I_p \sigma_{1,2} n_e dl$$

$$= \int_{l_1}^{l_2} I_p \sigma_{1,2} n_e \left(\frac{dl}{dl_{slit}} \right) dl_{slit} \quad (2-1)$$

ここで I_s 、 I_p はそれぞれ二次ビーム、一次ビーム強度を表し、 $\sigma_{1,2}$ は 1 価から 2 価へのイオン化断面積、 n_e はサンプル体積中の電子密度、 dl は一次ビーム軌道に沿った長さ、 l_{slit} はスリット面 (図 2-10(a)の slit plane) 上の位置を表し、 l_1 から l_2 がスリットの開口である。スリット面はすべてのスリットを含む仮想的な平面で

$$(x - x_{slit}) \tan 75^\circ + (z - z_{slit}) = 0 \quad (2-2)$$

と表される。ここで (x_{slit}, z_{slit}) はスリット開口の中心の位置を表している。

図 2-10(b)、(c)に一次ビームの軌道上でイオン化した二次ビームがスリット平面のどこに到達するかをさまざまな入射角に対して示しており、(b)は $B_t=0.90\text{T}$ の場合、(c)は $B_t=1.83\text{T}$ の場合について示している。横軸は二次ビームとスリット面の交差点の水平座標 (主半径方向座標)、縦軸がイオン化点の垂直座標 ($z=0$ がトーラスの赤道面) である。網掛け部分がスリットの開口を示す。したがって網掛け部分と曲線が交差した場合、そこでイオン化した二次ビームは、ポートもしくは真空容器による制限が無ければ、スリット開口を通過でき検出することが出来る。つまりその交じわった部分がサンプル体積を構成する。 dl 、 dl_{slit} はそれぞれ dz_{ionize} 、 dx_{cross} に対応するので、この図からビームを掃印したときのこの二次ビーム強

度の振る舞いを評価できる。この図において注目すべき点は(b)の 12.85° と 12.75° および(c)の 12.28° において $dz_{ionize}/dx_{cross} \rightarrow \infty$ となる条件が存在する点である。これらの点では二次ビーム強度が増大する (サンプル体積の発散)。このサンプル体積の発散は一般的に 3 つの型に分類される。

- (A) 入射角度を掃印する際、サンプル体積の存在する限界で発生する発散 (例: トロイダル磁場強度 $B_t=0.90\text{T}$ 、入射エネルギー $E_0=400\text{keV}$ 、入射角 12.75° 。図 2-10 (b)の 12.75° 、図 2-9 (c)参照)。
- (B) ビーム入射側において、トロイダルコイルの外で一次ビームの軌道が直線になっている部分がサンプル体積になった場合 (例: $B_t=0.90\text{T}$ 、 $E_0=400\text{keV}$ 、入射角 12.85° 。図 2-10 (b)の 12.85° 、図 2-9 (b)参照)。
- (C) 検出器側において、トロイダルコイルの外で一次ビームの軌道が直線になっている部分がサンプル体積になった場合 (例: $B_t=1.83\text{T}$ 、 $E_0=400\text{keV}$ 、入射角 12.28° 。図 2-10 (c)の 12.28° 、図 2-9 (d)参照)。

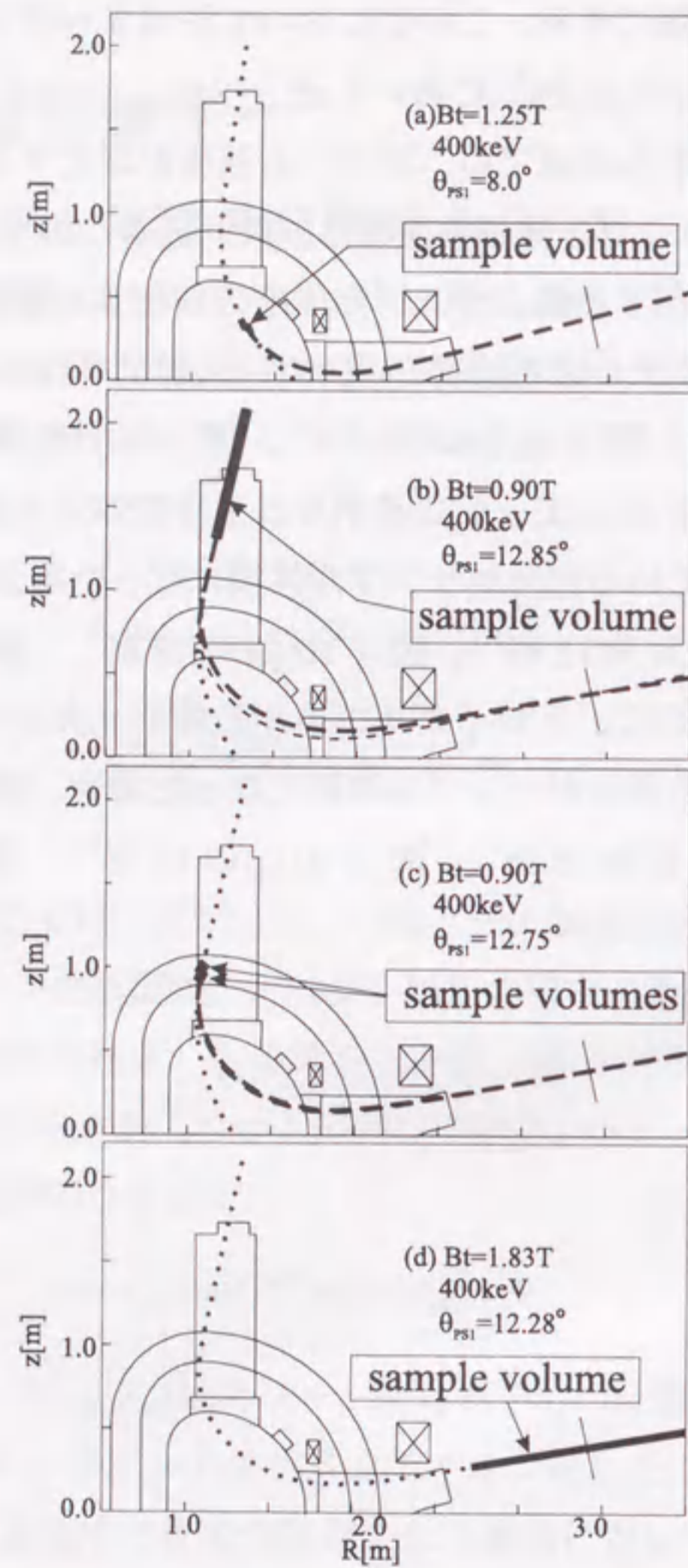


図 2-9 JFT-2M におけるビーム軌道とサンプル体積の例。入射条件（トロイダル磁場 B_t ）、入射エネルギー[keV]、入射角度 θ_{psi} [度]（入射角の定義は図 2-10(a)参照）は図中に示されている。(a)プラズマ測定時の典型的な例、(b)サンプル体積の発散(Type B)、(c)サンプル体積の発散(Type A)、(d)サンプル体積の発散(Type C)

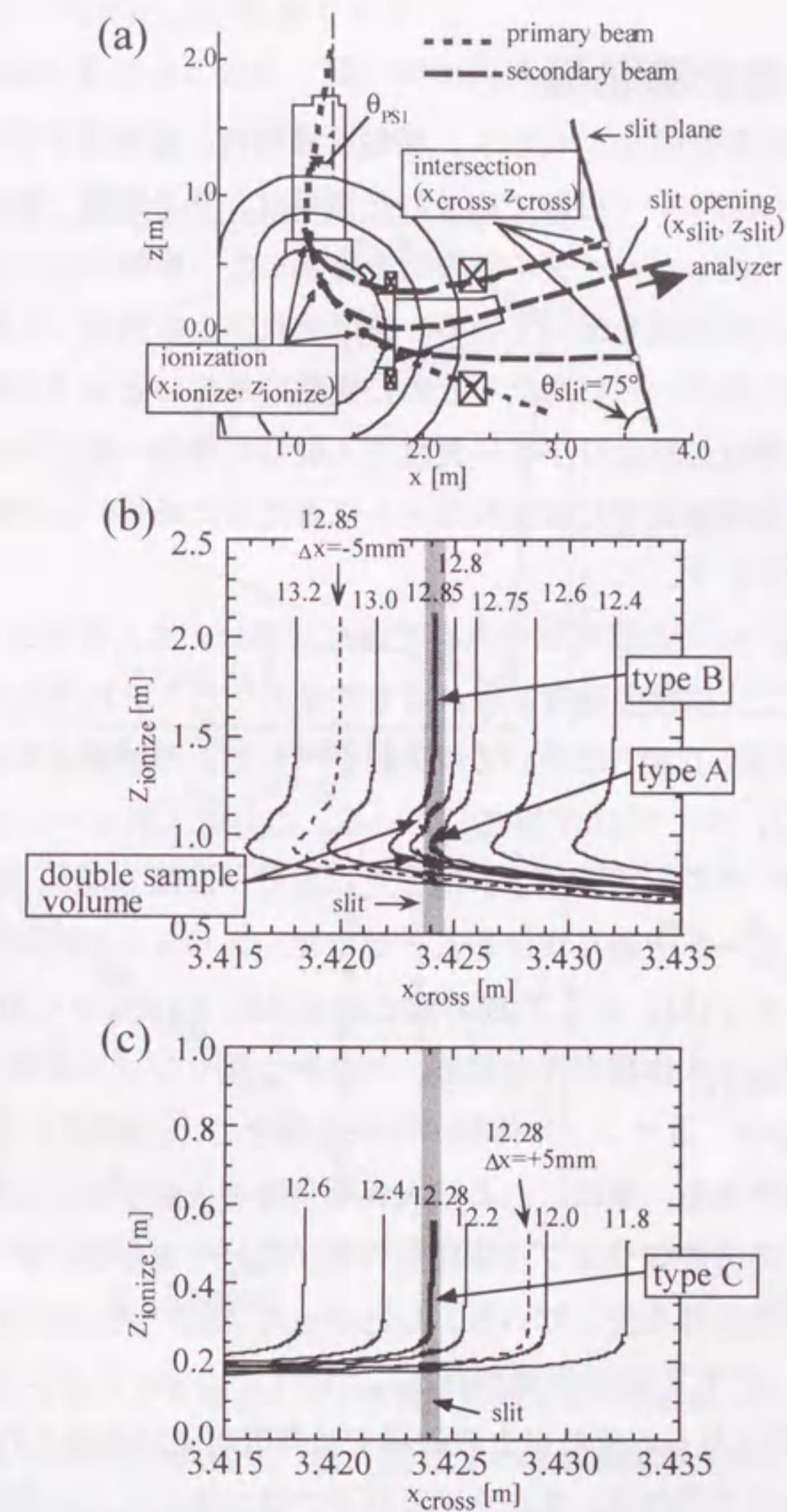


図 2-10 二次ビームのイオン化点とスリット平面上の到達点（交差点）の依存性。様々な入射角度で入射した場合に対して示している（入射角度 θ_{psi} [度]は各曲線の上に記述している）。また発散が起こる場合に対して、入射位置を主半径方向にずらした時の依存性も示している（破線）。(a)ビーム軌道とイオン化点、交差点、スリット面の関係図、(b) $B_t=0.90T$ 、 $E_0=400keV$ ビームの場合、(c) $B_t=1.83T$ 、 $E_0=400keV$ ビームの場合。

2.4.2 軌道計算結果

軌道計算の結果を図 2-11 に示す。横軸は掃引角、縦軸はトロイダル磁場である。図(a)において曲線で囲まれた領域は、ある磁場（縦軸）のもとでビームを入射しトロイダル断面上を掃引した（横軸方向）時の二次ビームの観測可能領域を示している。●はそれ以上の角度で入射すると一次ビームが入射ポートに当たるために観測できないという条件をあらわしている。■はこれより小さい角度で入射した場合一次ビームまたは二次ビームが真空容器または出口ポートに当たるためビームを観測できない条件をあらわす。

図 2-11 (b) は (a) の低磁場側の点線で囲んだ部分の拡大図をあらわす。△、○はサンプル体積の発散が現れる条件をあらわしそれぞれタイプ(A)、タイプ(B)を示す。0.90T においては入射ポートによる制限よりも上の領域にタイプ(A)、タイプ(B)が存在している。これは入射ビームがポートに制限されるが、その手前でイオン化した二次ビームは Larmor 半径が小さくなるためにポートを通り抜けることができ、スリットに到達し得るからである。タイプ(A)、タイプ(B)の間の領域は図 2-10(b) から明らかなように2つのサンプル体積が存在する。これを二重サンプル体積と呼ぶ。タイプ(B)はこの二重サンプル体積の特殊な場合で、上側サンプル体積が発散する現象である。◆はこれより大きな角度で入射すると二重サンプル体積のうちの上側のサンプル体積からの二次ビームが出口ポートに制限されるという条件を表している。したがって $0.90\text{T} \leq B_t \leq 0.93\text{T}$ においてタイプ(A)、タイプ(B)の発散が存在し、0.94T、0.95T においてはタイプ(A)のみが観測される。それ以上の磁場では発散現象は観測されず、通常のサンプル体積が現れる。また 0.89T 以下では二次ビームは観測できない。

図 2-11 (c) は (a) の高磁場側の点線で囲んだ部分の拡大図をあらわす。□（白抜き四角）はタイプ(C)の発散が現れる条件を示している。▲は、ビームの Larmor 半径が小さすぎるためにこれ以上の入射角度で入射すると真空容器または出口ポートによって遮られてしまうという条件である。したがって $1.78\text{T} \leq B_t \leq 1.86\text{T}$ においてタイプ(C)の発散が観測され、 B_t

$\geq 1.95\text{T}$ では二次ビームは観測できない。

実験と軌道計算との比較は上記の観測領域および発散条件を比較することによって行う。

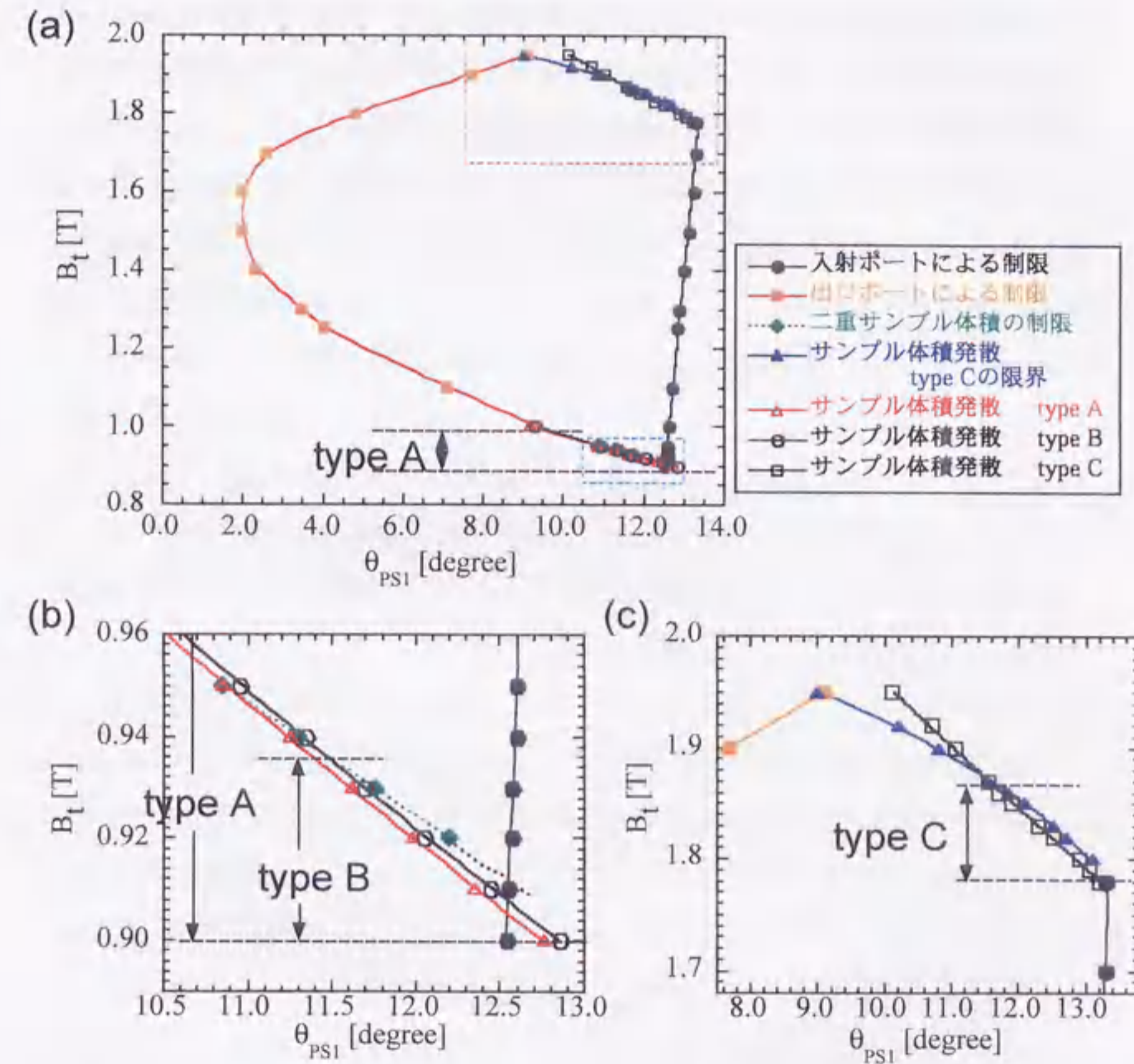


図 2-11 (a)トロイダル磁場に対する観測可能な掃引角領域（軌道計算結果）。ビームエネルギーは 400keV。(b)、(c)は(a)の低磁場領域（水色の点線領域）、高磁場領域（紫色の点線領域）の拡大図。図中の「type A」「type B」「type C」はそれぞれのサンプル体積発散の出現磁場領域を示している。

2.4.3 測定位置の較正実験結果

較正実験に先立って一次ビームモニター（PBD）を用いて真空容器中の一次ビーム径を測定した。ビームをスーパー PS1、TS1 をもちいてポロイダル方向、トロイダル方向に一次ビームを掃引し、その時の PBD 上でビームの動く速さとビーム電流信号の継続時間からビーム径を測定した。掃引時のビーム電流の時間変化を図 2-12 に示す。この結果、350keV ビームのビーム径はポロイダル断面内では 4.5mm、トロイダル方向に 12mm であり、400keV ビームのビーム径はポロイダル断面内では 7.4mm である。

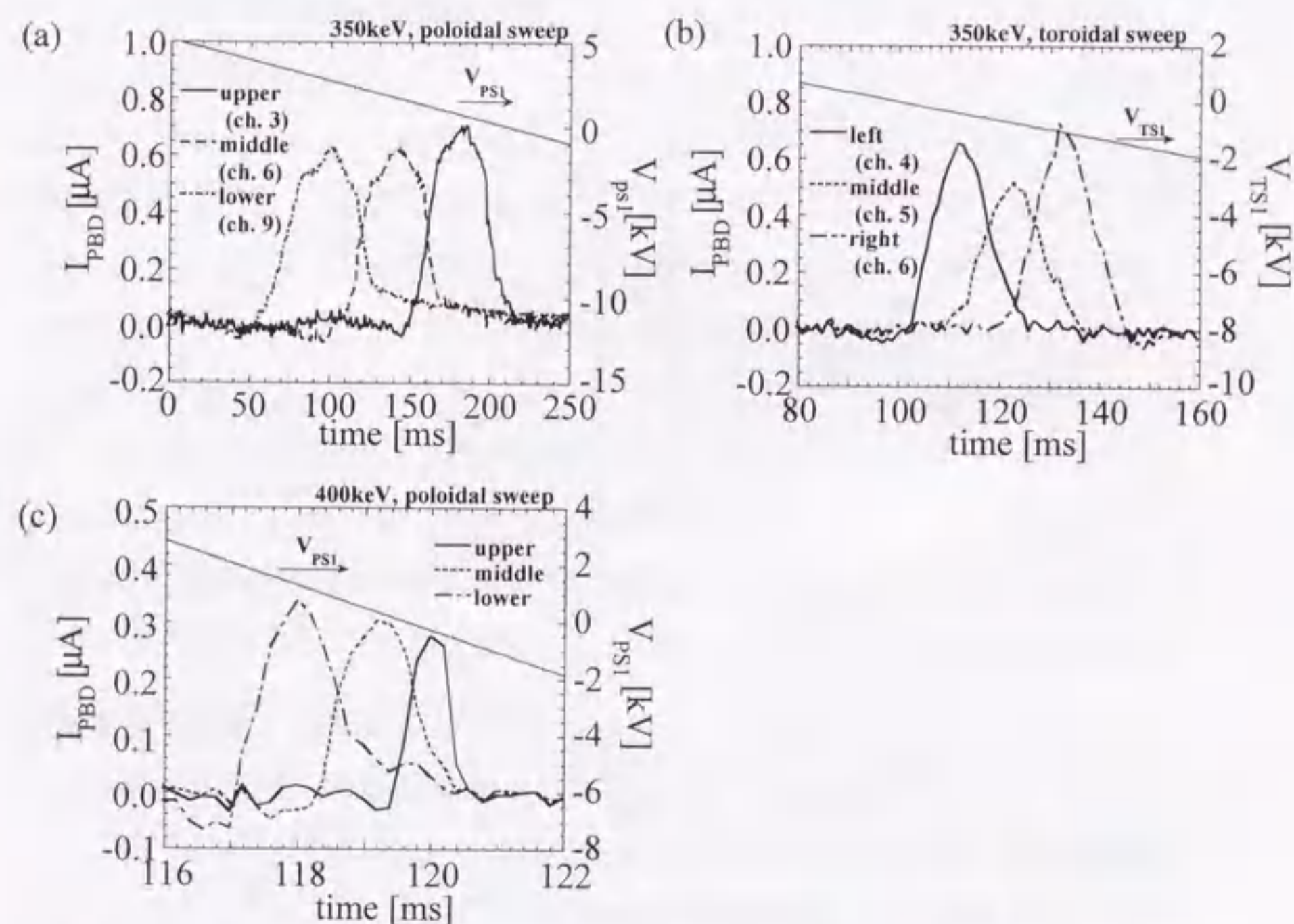


図 2-12 一次ビームモニターによる一次ビーム径の測定。(a) $E_0=350\text{keV}$ 、ポロイダル掃引、(b) $E_0=350\text{keV}$ 、トロイダル掃引、(c) $E_0=400\text{keV}$ 、ポロイダル掃引。

図 2-13 に較正実験の例を示す。 $B_t=1.20\text{T}$ 、ビームを 300keV で入射し、PS1 によってビームを掃引する場合を例として示す。(a) は軌道計算の結果を示している。一次ビームをポロイダル断面内で掃引した時、内側に振ると入射ポートで、外側に振ると真空容器によってビームが制限され二次ビームが検出器に来なくなっている。(c) は二次ビーム強度の時間変化を示す。ガス圧の上昇とともに電流強度が増加している。350ms 以降信号が小さくなるのはガス圧が高くなり過ぎ、ビームが減衰するためである。二次ビーム信号の拡大図を掃引電圧とともに(d) に示す。掃引電圧を高くすればビームをより内側に入射し、低くすればより外側に入射することになる。内側入射、外側入射のどちらの側にも二次ビームが来なくなる領域が存在している。

ガスイオン化実験において注意すべきことのひとつは中性ガス中ではイオン化だけでなく再結合過程が起こり得るということである[2.7]。i 価から j 価へのイオン化断面積を σ_j とすれば $\sigma_{01} \gg \sigma_{12} \approx \sigma_{10}$ であるため 1 価 \rightarrow 0 価 $\rightarrow \dots \rightarrow$ 1 価 \rightarrow 2 価というイオン化と再結合の多重過程を経て二次ビームが検出器に到達する可能性がある。この場合軌道計算とは大きくずれた軌道の二次ビーム、すなわち異なった入射角度で分析器に入射するビームが検出されることになり、較正実験に影響をおよぼすことがあり得る。この過程が起る場合ビームはより真空容器の内側を通る軌道を描くことになるので、この影響は掃引電圧が増加したことと同等の作用をする。したがって掃引電圧の低電圧側の観測限界がより低くなるはずである。図 2-14 に二次ビーム強度の時間変化を示す。実験中ガスを注入し続けているためガス圧は増加している、この図はガス圧の変化に対する二次ビーム電流の変化を示している。ガス圧の高くなった 480~485ms の信号には $V_{PS1} \sim 3.5\text{kV}$ 近傍でもビームが検出されている。これはガス圧が高くなりイオン化/再結合の多重過程が起こっていることを示している。これらの結果よりガス圧の低い $3 \times 10^{-2}\text{Pa}$ 程度では多重過程の影響を受けずに較正が行えることを示している。したがって較正実験はこのような条件下で行った。

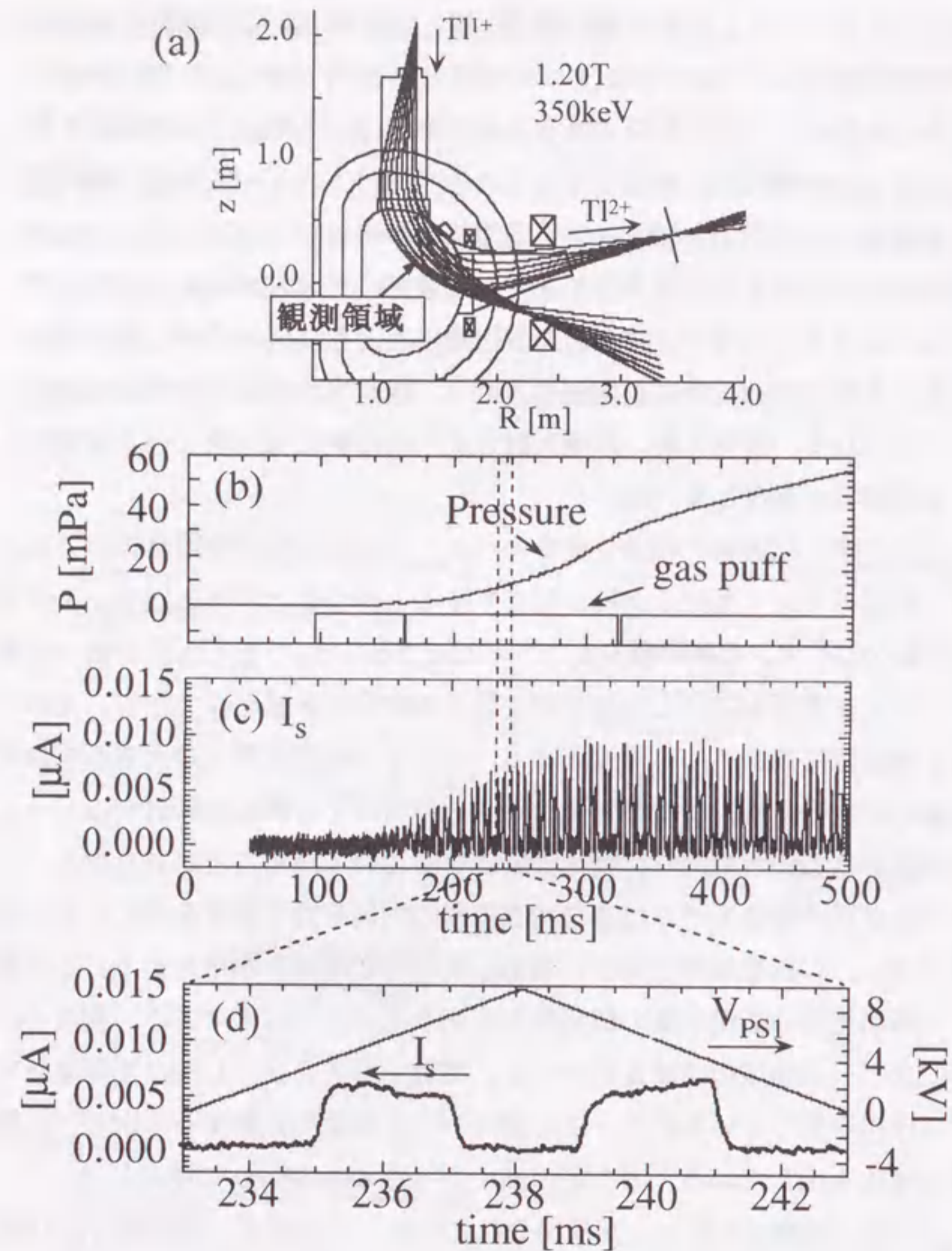


図 2-13 較正実験。入射エネルギー 350keV、磁場 1.20T、ビームをポロイダル断面上を 100Hz で掃引する。(a)軌道計算結果、(b)ガス注入のタイミングと真空容器内圧力。100ms から He ガスの注入を開始している。(c)検出器における二次ビーム電流強度の変化。(d) 二次ビーム電流強度信号の拡大図。

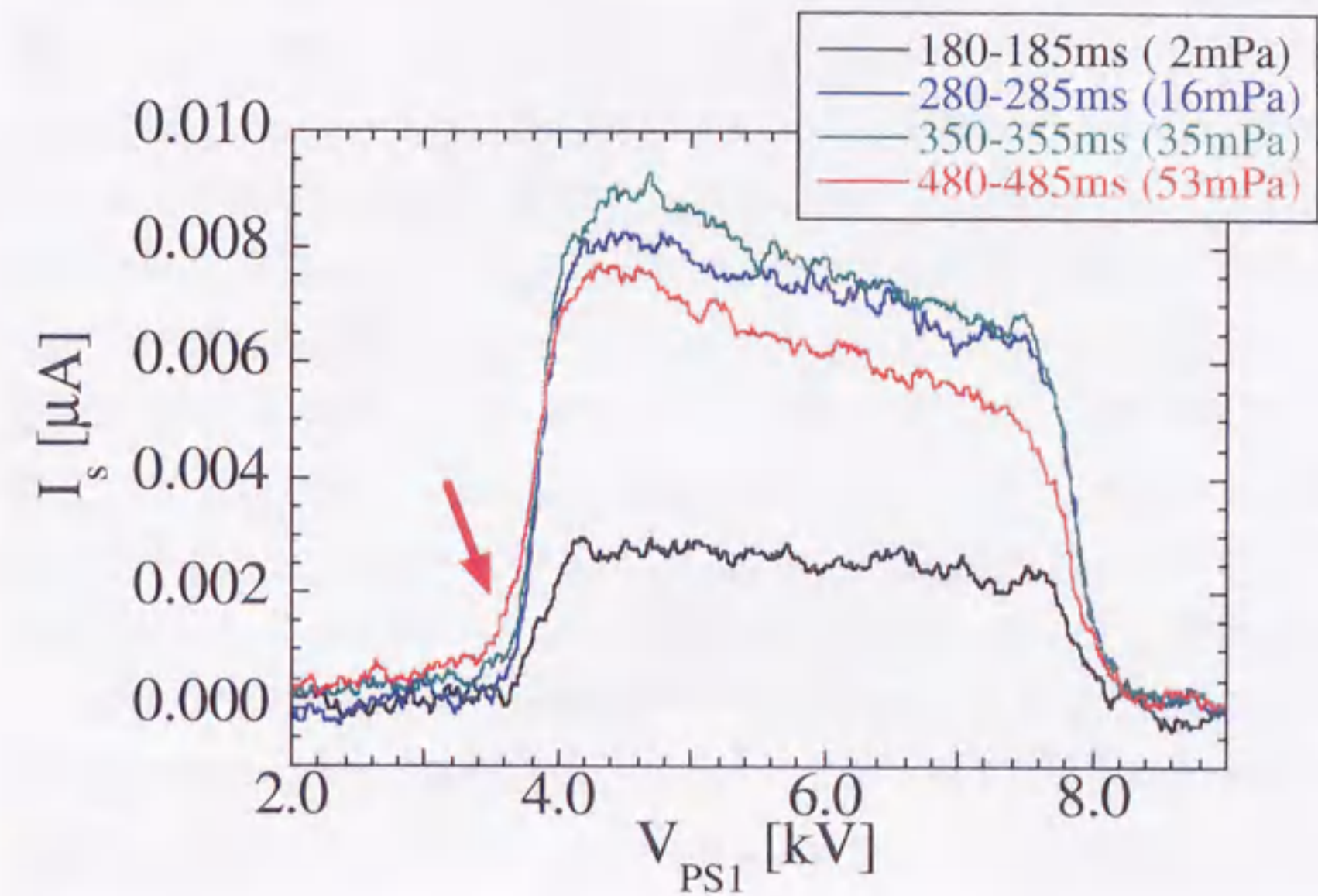


図 2-14 較正実験時における多重過程の影響。掃引時間ごとの二次ビーム電流の変化。横軸は掃引電圧、縦軸はその時の二次ビーム強度。実験条件は図 2-13 と同じ。波形が異なるのはガス圧が上昇し、信号強度が時間とともに増大している時刻を観測しているからである。480-485ms の信号には多重過程の影響が顕著にあらわれている。

軌道計算と実験結果の比較は、ビームをポロイダル断面内で掃引した場合を考え、軌道計算から観測可能な入射角領域を求め、図 2-13(d) に示したような実験によって観測可能な入射角領域を求め、その双方を比較することによって行う。また出口側ポート底に取り付けられた一次ビーム検出器 (PBD) で一次ビームを検出することが出来、この信号も比較に用いる。

図 2-15 にトロイダル磁場強度をかえてガスイオン化実験を行ったときの二次ビーム強度の変化を示している。横軸は掃引電圧、縦軸は二次ビ

ーム電流を示しており、各磁場強度ごとにプロットしてある。図の右側の数値が磁場強度の値を示している。この図の信号の現れる領域は図 2-11(a)の曲線で囲まれた領域に対応する。二次ビーム信号の左側（低掃引電圧側）の境界は出口ポートまたは真空容器によってビームが制限されることによる。同様に右側（高掃引電圧側）の境界は入射ポートによるビームの制限によるものである。0.90Tにおいては掃引電圧 9.4kV において二次ビーム強度に大きなピークが見られる。これはタイプ(B)（もしくは(A)も含まれる）のサンプル体積の発散であると考えられる。軌道計算によれば(A)と(B)が存在するがこの二つの現象の入射角の差は 0.2° で、これはビーム径程度の差でしかないため区別できなかったと考えられる。掃引電圧 4.7kV にも小さなピークが見える。これは大きなピークが現れている電圧のちょうど半分である。一部のイオンがスイーパー PS1 に入る手前で電離して二価のイオンとなり、その二価のイオンが検出器に到達したためである。このことは一価で 9.4kV のスイーパーを通過し検出器に到達したものと、二価で 4.7kV のスイーパーを通過してきたものが同じ軌道を通ってきたことを意味している。つまり前者はトロイダル磁場の影響を受ける前にイオン化されたはずであり、このことは二次ビーム強度の増大がタイプ(B)のサンプル体積の発散であることを示している。また 0.94T の信号にも発散が見えているがその半分の掃引角のところには 0.90T で現れたような小さなピークは見えない。つまりこれはタイプ(B)の発散を含んでいない事を示しておりここで現れている発散はタイプ(A)の発散であることが分かる。これは軌道計算の結果と一致している。

1.83T においても二次ビーム強度が著しく増加しており、サンプル体積の発散が見られている。これはタイプ(C)の発散であると考えられる。これらの発散現象が観測されるまたはされない磁場の条件は軌道計算の結果とよく一致しており軌道計算の正当性を示している。

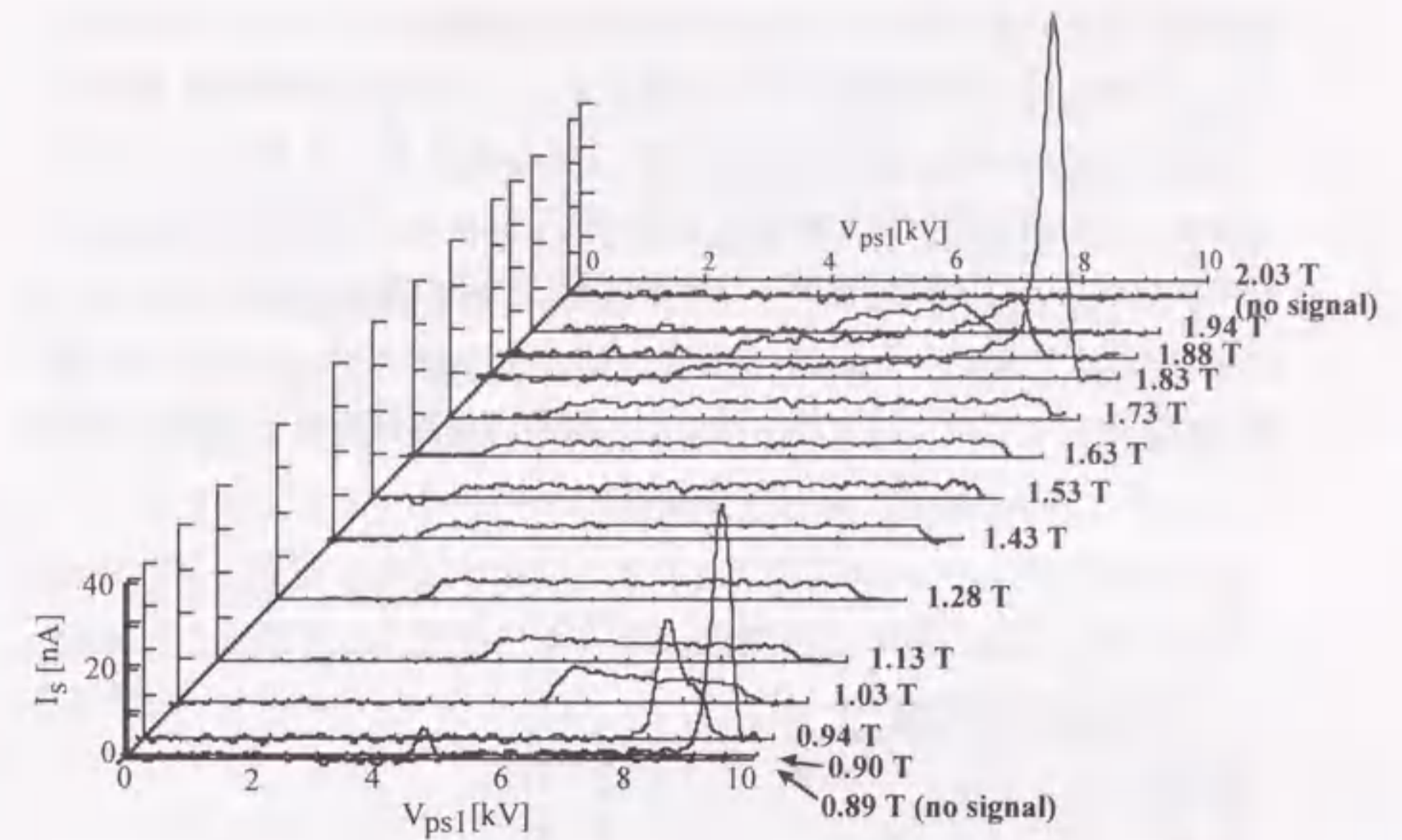


図 2-15 ポロイダル掃引時の二次ビーム強度の変化のトロイダル磁場依存性。ビームの入射エネルギーは 400keV。

軌道計算と実験を比較する上での不確定要素は、軌道計算は入射角度を与えて行うが実験で測定できるのは掃引電圧であるという点である。スイーパーの形状は理想的な平行平板のスイーパーと形状が異なるため解析的な取り扱いが出来ない。そこで実験的にこの関係を求める必要がある。観測可能領域の比較から求めた掃引電圧と入射角度の関係を図 2-16 (a)に示す。この図は 400keV ビームをあるトロイダル磁場のもとで入射しポロイダル断面上でビームを掃引した時の観測限界を、実験結果（図 2-15）からは掃引電圧として求め、計算結果（図 2-11）からは入射角度として求めて、横軸を掃引電圧、縦軸を入射角度としてプロットしたものである。磁場は 0.90T から 1.94T までのデータを用いている。入射ポートによる観測領域の制限、出口側ポートまたは真空容器による制限より求めた点と、一次ビームモニターでの測定領域から求めた点が示されている。これらは全く異なる条件から求められたにもかかわらず、トロイダル磁場測定の誤差、真空容器形状の誤差、ビームの広がりによるもの

であると考えられるばらつき範囲内で同じ傾向を示している。400keV ビームに対してこの関係を用いて前述のサンプル体積の発散現象が見られた条件は $B_t=0.90T$ 、入射角 $13.0^\circ \pm 0.3^\circ$ 入射と $B_t=1.83T$ 、入射角 $12.3^\circ \pm 0.3^\circ$ である。これは軌道計算の結果とよく一致しており、軌道計算の正当性を示している。以上の結果からは軌道計算による測定点の絶対位置は 1.5cm の精度で決定することが出来る。また 350keV ビームに対しても同様の較正を行って得られた掃引電圧と入射角度の関係を図 2-16(b)に示す。

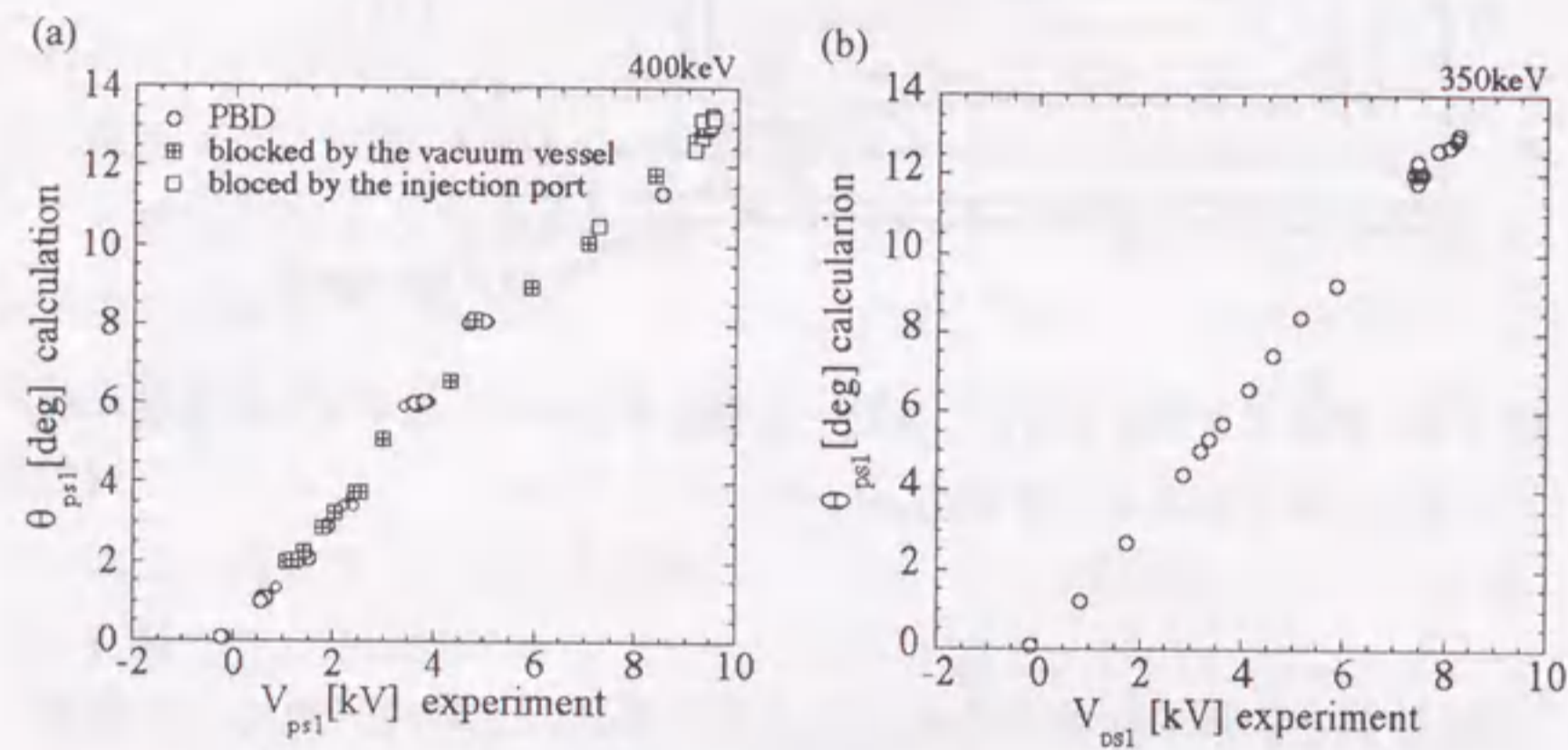


図 2-16 掃引電圧と入射角度の関係。(a) $E_0=400keV$ の場合。一次ビーム検出器(PBD)によって検出される条件(PBD)、真空容器で観測領域が制限される条件(vacuum vessel)、入射ポートによって観測領域が制限される条件(injection port)を、実験結果と軌道計算結果でそれぞれ比較した結果を示す。(b) $E_0=350keV$ の場合。

図 2-17に $B_t=1.00T$ の場合に、さまざまなビームエネルギー、入射角度で入射した場合の測定点の分布およびサンプル体積の発散が起こる領域を示す。一般的にビームがポート、真空容器等に切られない限り、サンプル体積が存在するかどうかの入射側の境界にタイプ(A)の発散、出口側にタイプ(C)の発散領域が存在する。またサンプル体積の発散が起こるような場合そのサンプル体積はプラズマ中には存在しないので、計測上の問題は引き起こさない。典型的な上シングルヌルダイバーター(USN)配位と下シングルヌルダイバーター(LSN)配位での観測領域の内側の限界を図 2-18に示す。磁場強度によるが、USN 配位では $r/a \sim 0.55$ 、LSN 配位では $r/a \sim 0.3$ まで測定することができる(ここで r は小半径、 a はプラズマの小半径)。

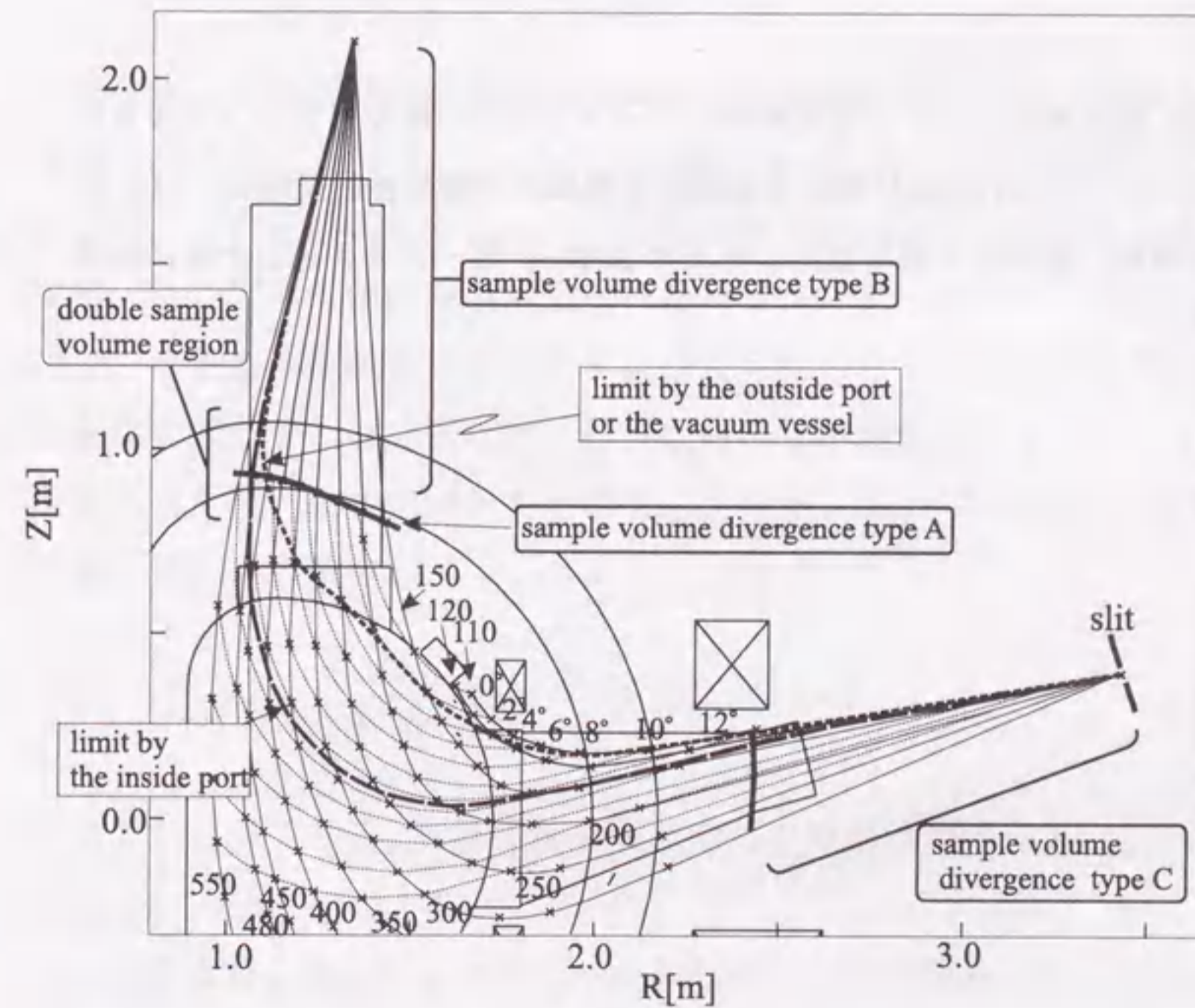


図 2-17 各入射エネルギーのビームをポロイダル欄面掃引した時のサンプル体積の分布(グリッド・マップ)。トロイダル磁場は 1.00T。

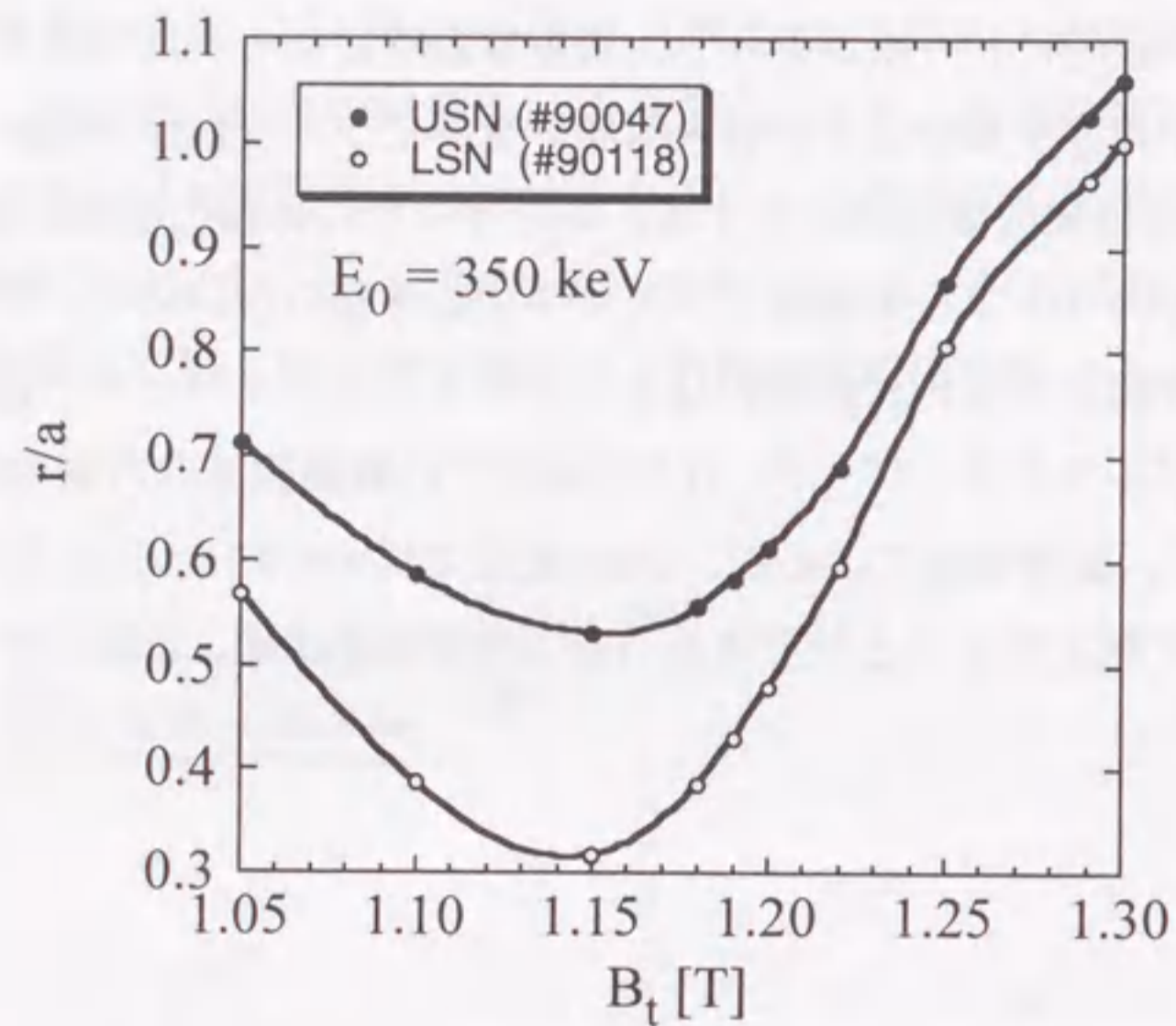


図 2-18 典型的な上シングルヌルダイバーター(USN)配位と下シングルヌルダイバーター(LSN)配位における観測可能領域の内側限界。横軸はトロイダル磁場強度、縦軸は各磁場強度のもとで 350keV ビームを入射した時の限界を示す。

2.4.4 考察

実験結果図 2-15における二次ビーム電流強度に注目する。

サンプル体積の一次ビームに沿った方向の長さは通常のサンプル体積の場合、例えば 400keV、 $B_t=1.25\text{T}$ の場合軌道計算では約 2.5mm となる。一方タイプ (B) およびタイプ (C) の発散の場合はその長さは図 2-10 から分かるように約 1m である。これらは通常のサンプル体積の長さの約 400 倍であり、式(2-1)から見積もるとビーム強度比も同程度になると予想される。にもかかわらず実験結果はタイプ(B)は 18 倍、タイプ(C)は 25 倍にすぎない。この差の生じる原因として入射ビームが位相空間上の広がりを持つことが考えられる。ビームの位相空間上の広がりを考慮した場合、式(2-1)は次のようになる(ただし今の場合トカマクのポロイダル断面に沿った面内でのみ考える)。

$$I_s = \int dx \int dx' \int_{l_1(x,x')}^{l_2(x,x')} dl \sigma_{12} n_e i_p F(x,x') \quad (2-3)$$

ここで x 、 x' は径方向の変位とそのビームの進行方向に対する微分 (dx/dl) を表す。また $i_p F(x,x')$ はビーム電流密度である。サンプル体積は l_1 、 l_2 で決まり、これらは明らかに (x, x') 空間つまり位相空間での広がり依存する。サンプル体積の発散は限られたパラメータ領域でしか現れないので、ビームが発散条件をみたすように入射されてもすべての成分が発散条件を満たすわけではない。ビームの中心が発散条件を満たすように入射された時、位相空間上でその中心から Δx 、 $\Delta x'$ ずれた成分が発散条件を満たすための条件は

$$\left| \frac{dx_{cross}}{dx} \Delta x + \frac{dx_{cross}}{dx'} \Delta x' \right| \leq \frac{w}{2} \cos \theta_{slit} \quad (2-4)$$

と表すことができる。実験条件をもとにした軌道計算から $dx_{cross}/dx=0.435$ 、 $dx_{cross}/dx'=69.1\text{mm}$ である。

次に式(2-3)を評価するために位相空間内での分布関数 $F(x,x')$ を見積もる。ビーム径はビーム輸送系上のビームプロファイルモニター BPM 1 から BPM 4 (図 2-2参照) を用いて 4 点で測定できる。もしビームを静電

レンズ等を用い焦点を結ばせることができれば、その点では位相空間広がり方を考えると実空間軸方向(x方向)に最も収束されていることになる。そこで近似的にその場所での位相空間分布を正立した楕円形の等高線を持ったガウス分布と仮定し、その実空間方向の広がりをそこでのビーム径に対応させる。さらにx'方向の広がりを決めれば輸送系上の任意の点で位相空間分布を求めることができる。逆に言えば、別のもう一点でのビーム径を測定すればビーム径とその点での位相空間分布の実空間軸方向の広がりが一致するように、もとの位相空間分布のx'方向広がりを近似的に見積もることができる。実験では静電四重極レンズQ3、Q4を用いてBPM4でビームを収束させ、その時のビーム径をBPM3およびBPM4を用いて測定した。ビームの直径はBPM3で14mm、BPM4で3.9mmであった。これより見積もった位相空間分布を図2-19に示す。較正実験においてはQ3、Q4をさらに調整しており、その時のBPM4での分布の見積もりを図2-20に示す。陰付きの部分はサンプル体積の発散条件(2-4)を満たす部分であり、この条件を満たすビームは全体の17%である。したがって(2-3)より通常のサンプル体積による二次ビーム強度と発散時の二次ビーム強度の比は次のようになる。

$$\frac{I_s^{div}}{I_s^{normal}} \sim \left(\frac{l^{div}}{l^{normal}} \right) \frac{\int_{-\Delta x}^{\Delta x} \int_{-\Delta x'}^{\Delta x'} F(x, x')}{\int dx \int dx' F(x, x')} \sim \left(\frac{1000[mm]}{2.5[mm]} \right) \cdot 0.17 = 68$$

ここで I_s は二次ビーム強度、 l はサンプル体積の一次ビーム軌道に沿った長さを表し、“div”、“normal”はそれぞれ発散時、通常のサンプル体積時を表している。これは上で述べた実験での値の3~4倍程度の差になる。この差は位相空間上での分布関数の見積もりの精度によると考えられる。位相空間のひろがり方を考慮することによりビーム強度比が予想値より低い事の大部分は説明できる。本実験ではビーム輸送系の静電レンズ(Q3、Q4)の値は1組の値でしか行っていないが、これを多少スキャンすることによりビーム強度のパラメータ依存性を調べることによって、分布関数の見積もりの精度をさらにあげることが可能であると考えられる。

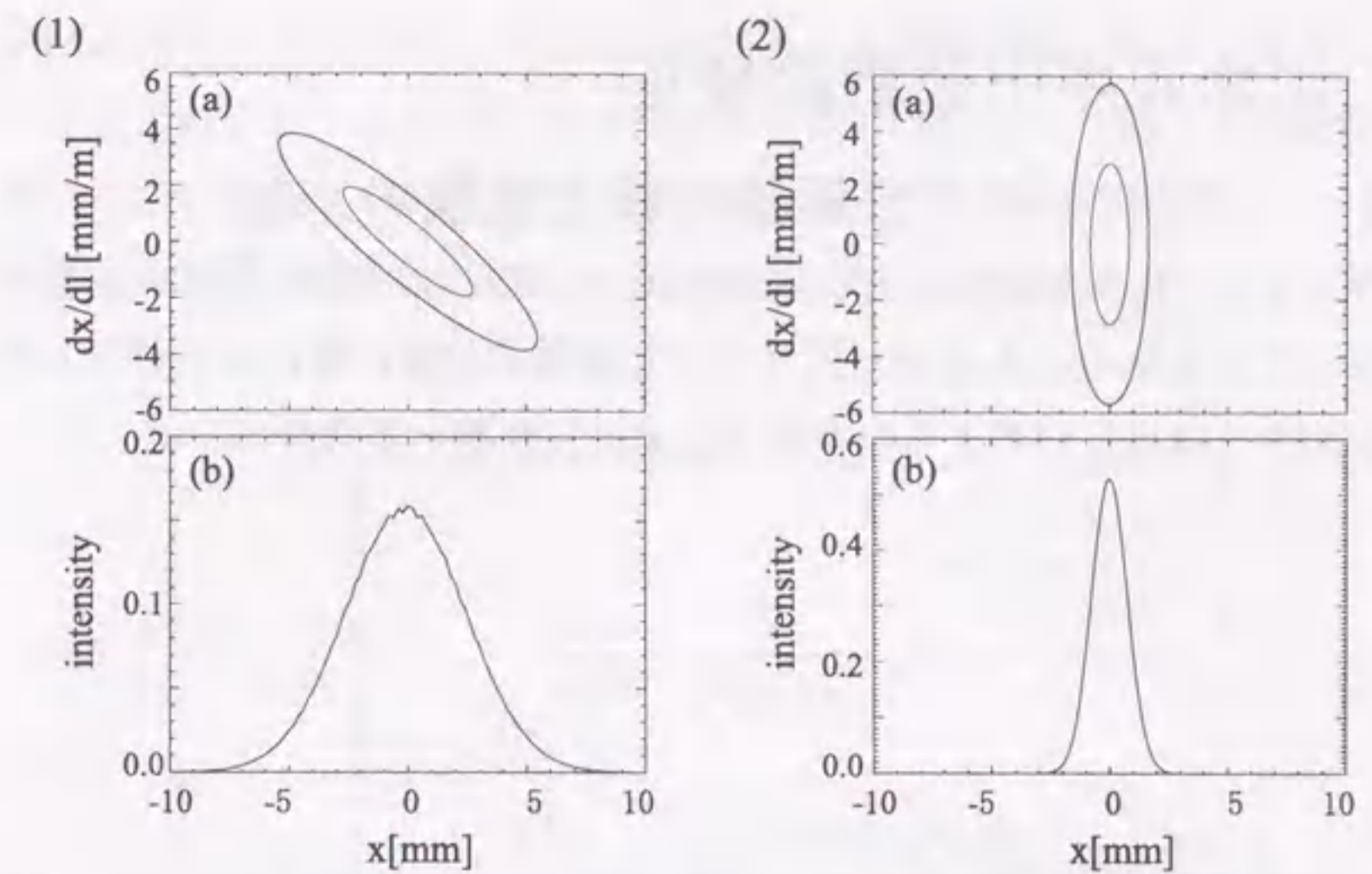


図2-19 実験より評価した位相空間上での分布 $F(x, x')$ の等高線(a)とそのビームをBPMで測定する場合のビーム強度分布(b)。(1)はBPM3、(2)はBPM4での分布。

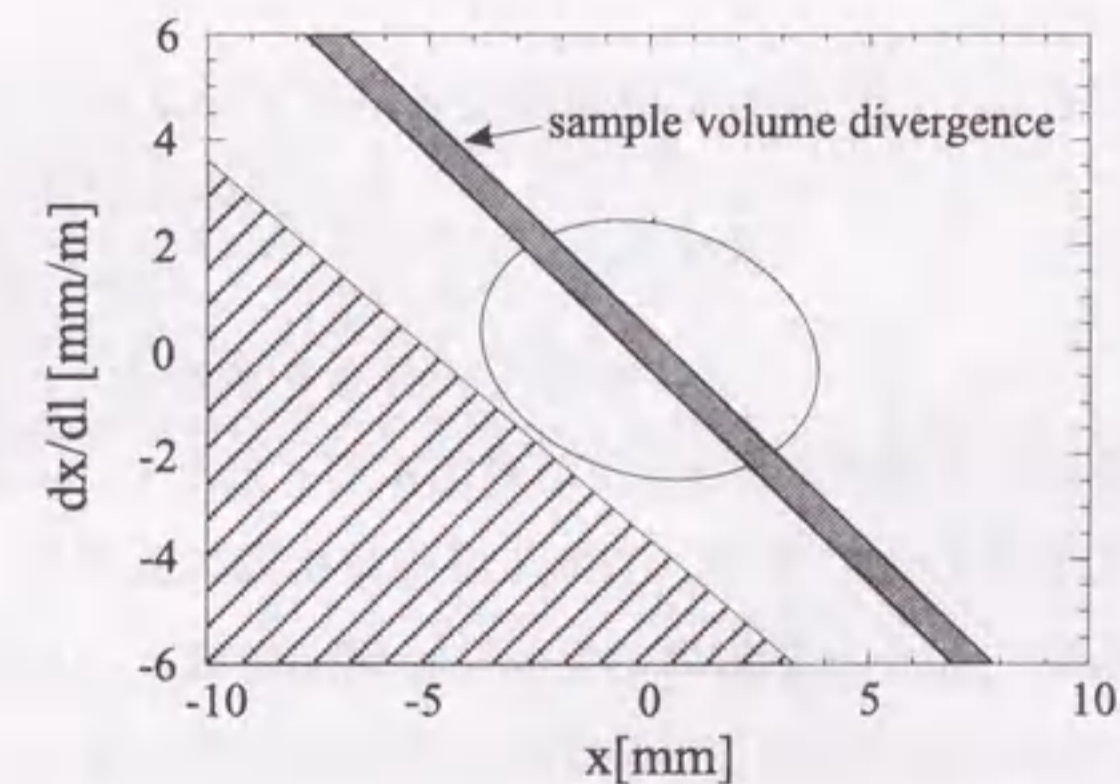


図2-20 実験条件におけるBPM4でのビームの位相空間上での広がりの $1/e$ の等高線とサンプル体積発散条件を満たす領域(陰付きの部分)。左下の斜線部分は入射ポートによってビームが切られる条件を表す。

2.5 エネルギー分析の較正

2.5.1 エネルギー分析器の較正実験の方法

ガスイオン化実験においては真空容器内の電位は一様な真空容器電位となっている($\phi=0$)。したがってサンプル体積の位置に関わらずビームのエネルギーは等しいと考えられるので(2-4)より規格化差信号 ND は

$$ND_0 = \frac{V_G}{2F(\theta)V_a} - \frac{G(\theta)}{F(\theta)} \quad (2-5)$$

と表される(ND_0 はエネルギー変化の無い時の ND を表す)。 $ND=ND_0+\Delta ND$ と定義すると空間電位は、

$$\phi = 2V_a F(\theta) \Delta ND \quad (2-6)$$

と表すことが出来る。したがって空間電位を測定するためには ND_0 および $F(\theta)$ を求めておく必要がある。エネルギー分析器の設計値を用いると ND_0 は図 2-5 のようになる。このように ND_0 はビームの検出器への入射角度 θ に依存している。ポロイダル断面での分布を求めると入射側で一次ビームを掃引する場合必然的に θ が変化する。また F 、 G は付録(A-2)、(A-3)式のようにあらわされるが、エネルギー分析器の入射口、出射口におけるエッジ効果[2.8]や上側電極に反射防止構造をほどこした効果のために電極間電圧が実効的に変化する可能性がある。そこで一次ビームの掃引電圧に対する依存性をガスイオン化実験によって調べた。

2.5.2 実験結果

図 2-5 から分かるように検出器の位置を付録 A-1 で述べた二次の焦点の位置に近付ければ、入射角度 $\theta=30$ 度近傍で θ に対する依存性が小さくな

り実験誤差を小さく押さえることができる。また検出器の位置を変えても 30 度入射のビームに対しては ND は不変であること (図 2-5(c) 参照) を用いると分析器へのビームの入射角度を較正することができる。

まず、検出器の位置を変えて ND を測定した結果を図に示す。

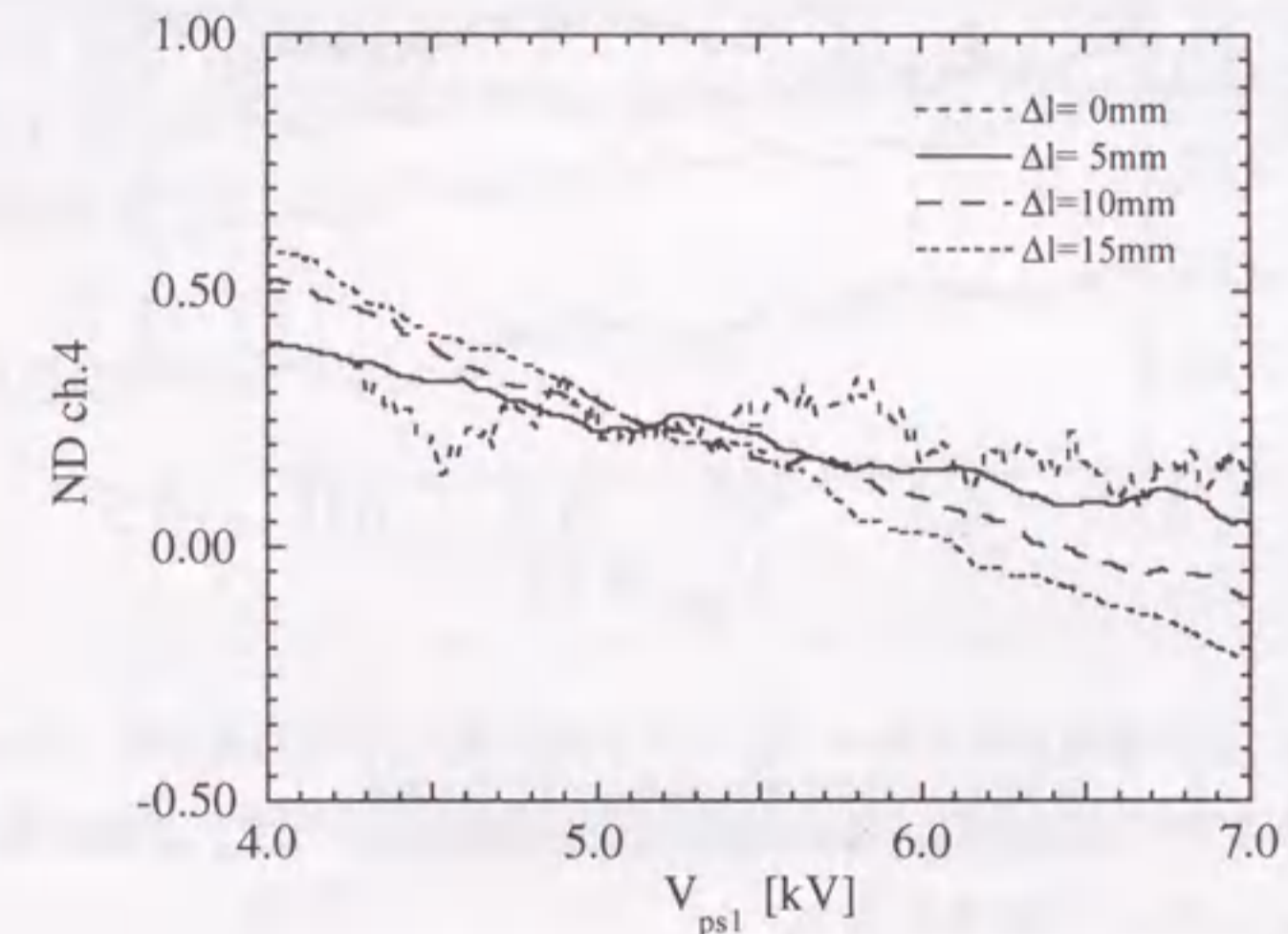


図 2-21 検出器位置に対する ND の依存性。ビームエネルギーは 350keV 、トロイダル磁場 1.20T 。 Δl は検出器の位置を表している。基準はプラズマ実験を行った最適位置で、分析器から遠ざける方向に動かしている。($\Delta l=0$ は入射ビーム電流が他のものより小さかったため S/N が悪くなっている。)

この結果より $V_{\text{psi}}=5.25\pm 0.10\text{kV}$ で一次ビームを入射した時二次ビームは分析器に 30 度で入射することが分かる。前節で述べた軌道計算によれば二次ビームが 30 度入射となる条件は $V_{\text{psi}}=5.18\text{kV}$ でありこれは実験誤差の範囲で一致している。

図 2-22 にエネルギー分析器の電圧を変えたときの ND_0 の一次ビーム掃引電圧依存性を示す。

この曲線からのずれ ΔND を用いて (2-6) 式より空間電位の変化を求める。またこのフィッティング曲線から得られた分析器の特性関数 F 、 G を図

2-23に示す。30度入射ビームに対しては $\Delta\phi[\text{kV}]=(2.1\pm 0.15)\Delta\text{ND}$ であり、設計値通りの特性が得られている。

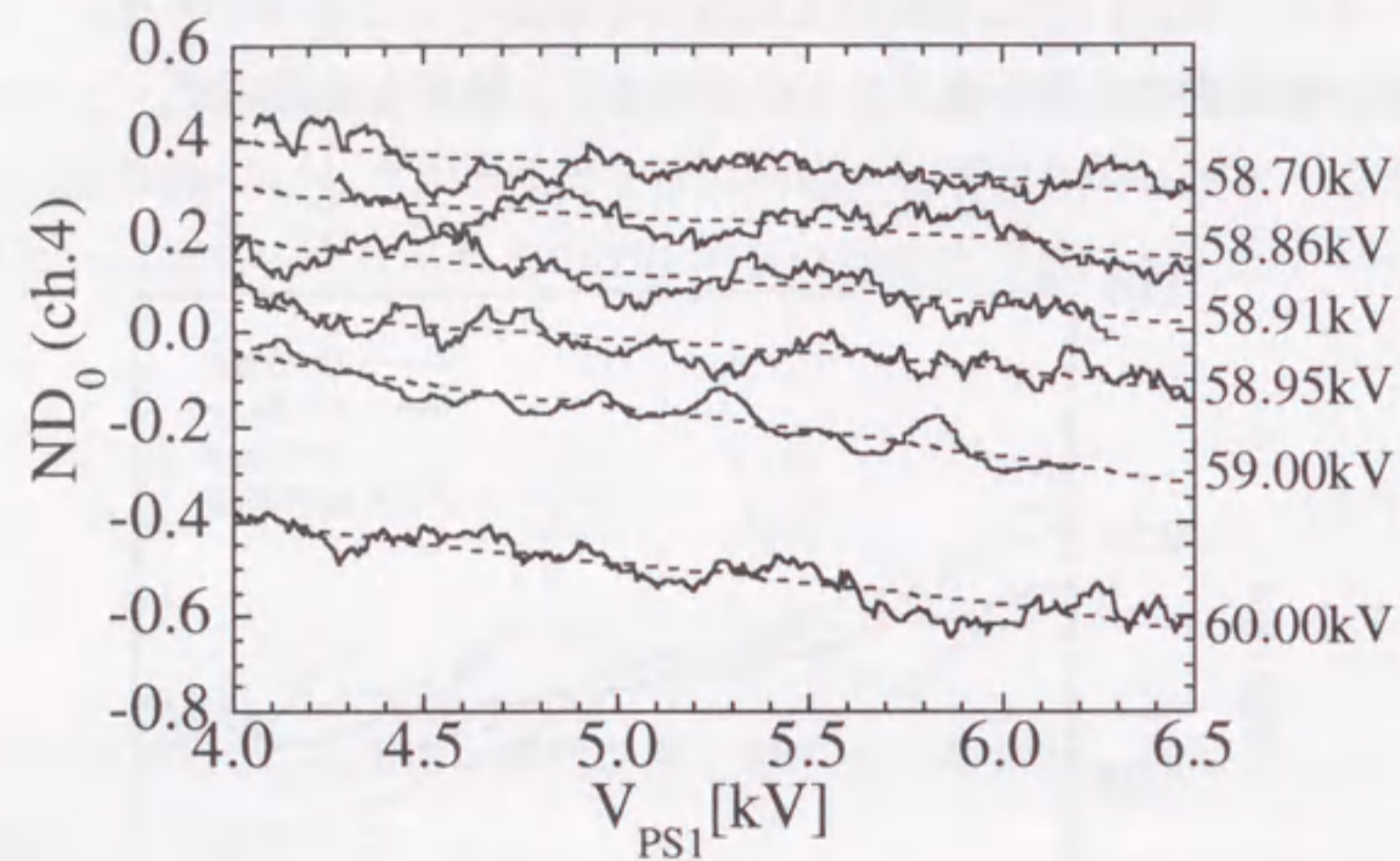


図 2-22 分析器電圧掃引時の ND の入射掃引電圧(V_{PS1})依存性 ($B_t=1.20\text{T}$, 入射エネルギー 350keV)。図右の数値は分析器電圧を示す。点線は式(4-5)によるフィッティング結果を示す。

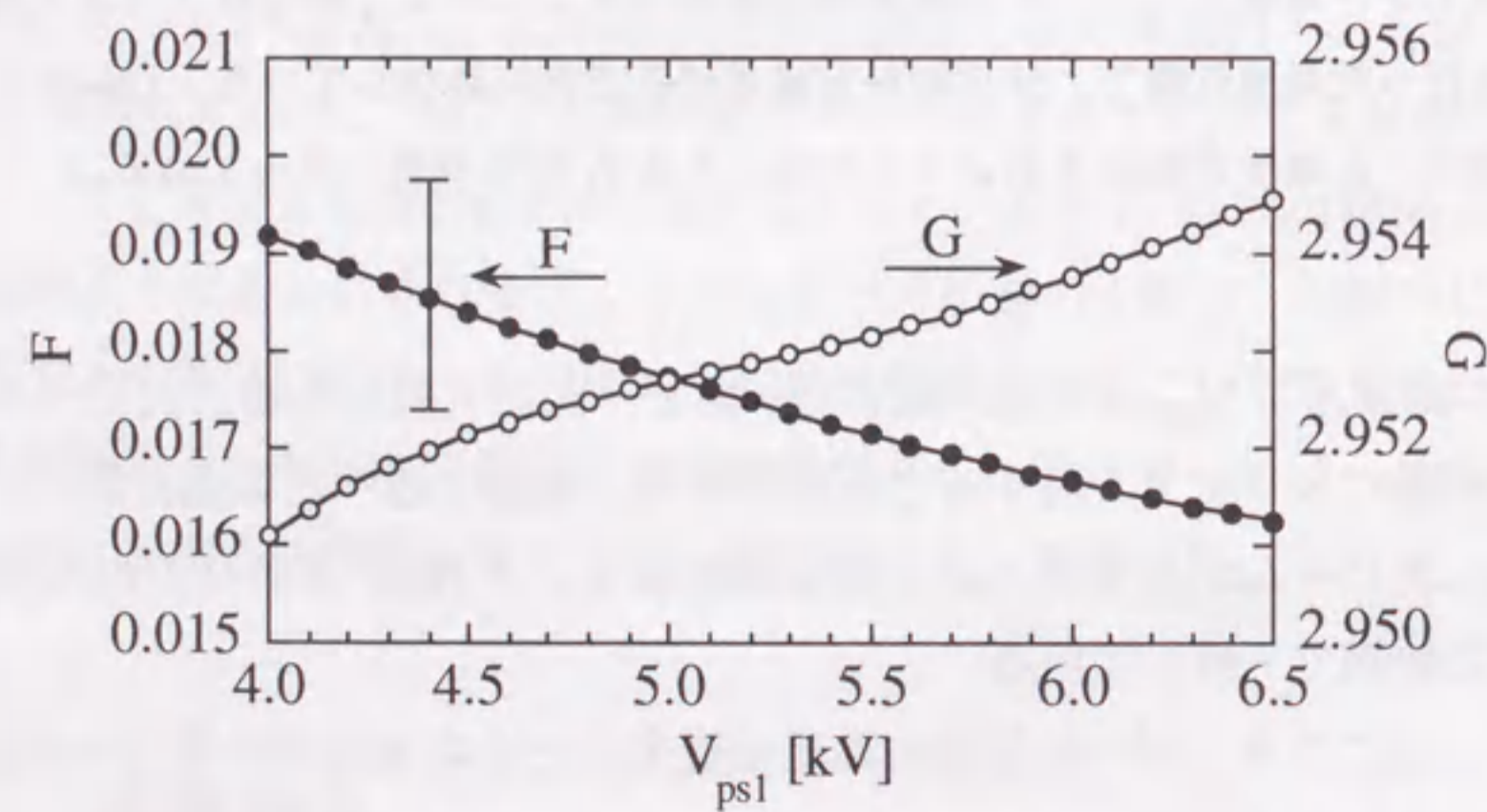


図 2-23 図 2-22のフィッティングより求めた分析器の特性関数 F、G

2.5.3 エネルギー分解能

エネルギー変換係数が求められたので、次にエネルギー分解能を見積もる。

図 2-24に 1MHz サンプリング時の検出器のノイズレベルを示す。

プラズマ実験時には二次ビーム信号 (上下スプリットプレート検出器信号の輪) は $0.05\mu\text{A}$ 以上が期待できる。また、加速電圧の揺らぎは 2V 程度であり、加速電圧 350kV に対して無視できる。

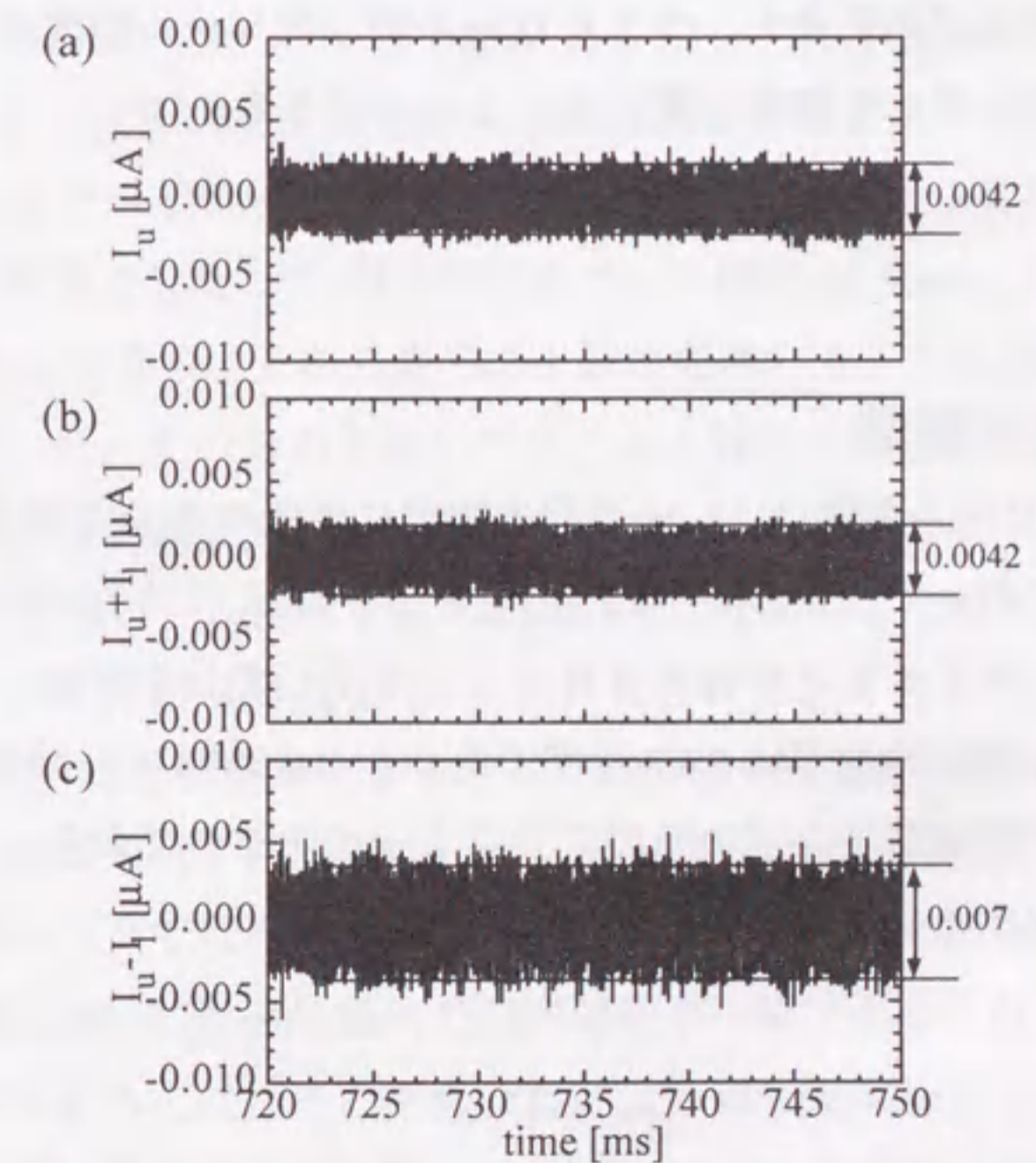


図 2-24 二次ビーム信号が受けるノイズ。実験中に HIBP のビームを入射せずに測定した。(a)上側スプリットプレート検出器の信号、(b)上下スプリットプレート検出器の信号の和。(c) 上下スプリットプレート検出器の信号の差

$$\begin{aligned}
\delta\phi &= 2V_a F(\theta) \delta(\Delta ND) \\
&= 2.1 \delta(\Delta ND) \\
&= 2.1 \delta\left(\frac{I_D}{I_S}\right) \\
&\sim 2.1 \frac{\delta I_D}{I_S} \quad (2-7) \\
&= 2.1 \frac{0.0035}{I_S} \\
&= \frac{0.0074}{I_S} \text{ [kV]},
\end{aligned}$$

ここで I_S および I_D はそれぞれ上下スプリットプレート検出器電流の和（二次ビーム強度）および差を表す。つまり $0.1\mu\text{A}$ の二次ビーム強度が期待できる時、 74V のエネルギー分解能で測定することができる。

2.5.4 時間分解能

HIBP の二次ビーム強度は、L/H 遷移の物理に重要であると考えられるプラズマ周辺部において約 $0.05\mu\text{A}$ 以上が期待できる。これは $1\mu\text{s}$ あたり 6.3×10^4 個の 2 価のタリウムイオンが検出されることを示しており、 $1\mu\text{s}$ でサンプリングを行っても統計的誤差は 0.4% 程度である。したがって、時間分解能は第 2.2.2 項で述べた検出器アンプの時間応答によって決まっており、約 $2\mu\text{s}$ の時間分解能で測定することができる。

2.6 サンプル体積の大きさの見積もり

空間分解能を見積もるために、サンプル体積の大きさを見積もる。サンプル体積は入射ビーム径と検出器に取り付けられているスリットの大きさによって模式的に図 1-8(b) のように決まる。このようにサンプル体積は一次ビームの広がりだけでなくスリットの位置・大きさによって決定されるので、これを実験的に直接測定することは困難であり、軌道計算により推測することが必要である。実際のビームは位相空間に強度分布を持って広がっているため、サンプル体積の大きさを見積もるには位相空間上での分布を考慮に入れて評価する必要がある。プラズマ実験においては 350keV のビームを入射するので、その場合のサンプル体積を求める。

位相空間における広がりには前述の方法と同じ手法を用いて評価する。ビームエネルギー 350keV で四重極レンズ Q3、Q4 を用いて BPM4 においてビームを収束させた時の BPM3 でのビーム径は 14.4mm 、BPM4 でビーム径が 2.6mm であり、これらから 2-4 節と同様の方法で位相空間上での分布を推定した。その分布を用いてビーム入射時の実験条件で軌道計算を行いビーム径およびサンプル体積を求めた結果を図 2-25 に示す。実験では BPM4 でのビーム径は全幅 8.9mm 、PBD において全幅 4.5mm (第 2.4.3 項) であり、計算値 (図 2-25 (a), (b)) はこれとよく合っている。

図 2-25 (c) に計算結果によるサンプル体積の位置におけるビーム強度分布の等高線図を示す。HIBP による空間電位と他の計測器による物理量との比較を行う上では赤道面上での位置として表す方が都合がよい。そこで本実験においては磁気面内で空間電位が一様であると仮定し、磁気プローブ信号をもとに行った平衡計算による磁気面構造と HIBP の軌道計算の結果を用いることによって、サンプル体積を赤道面上の位置に焼き直し、その大半径を用いてサンプル体積の位置を表す。このようにしてサンプル体積を赤道面上に焼き直した時のビームの強度分布を図 2-25

(d) に示す。この時のサンプル体積の径方向の広がりには半値全幅 6mm である。つまり本実験における測定の空間分解能は 6mm と評価できる。

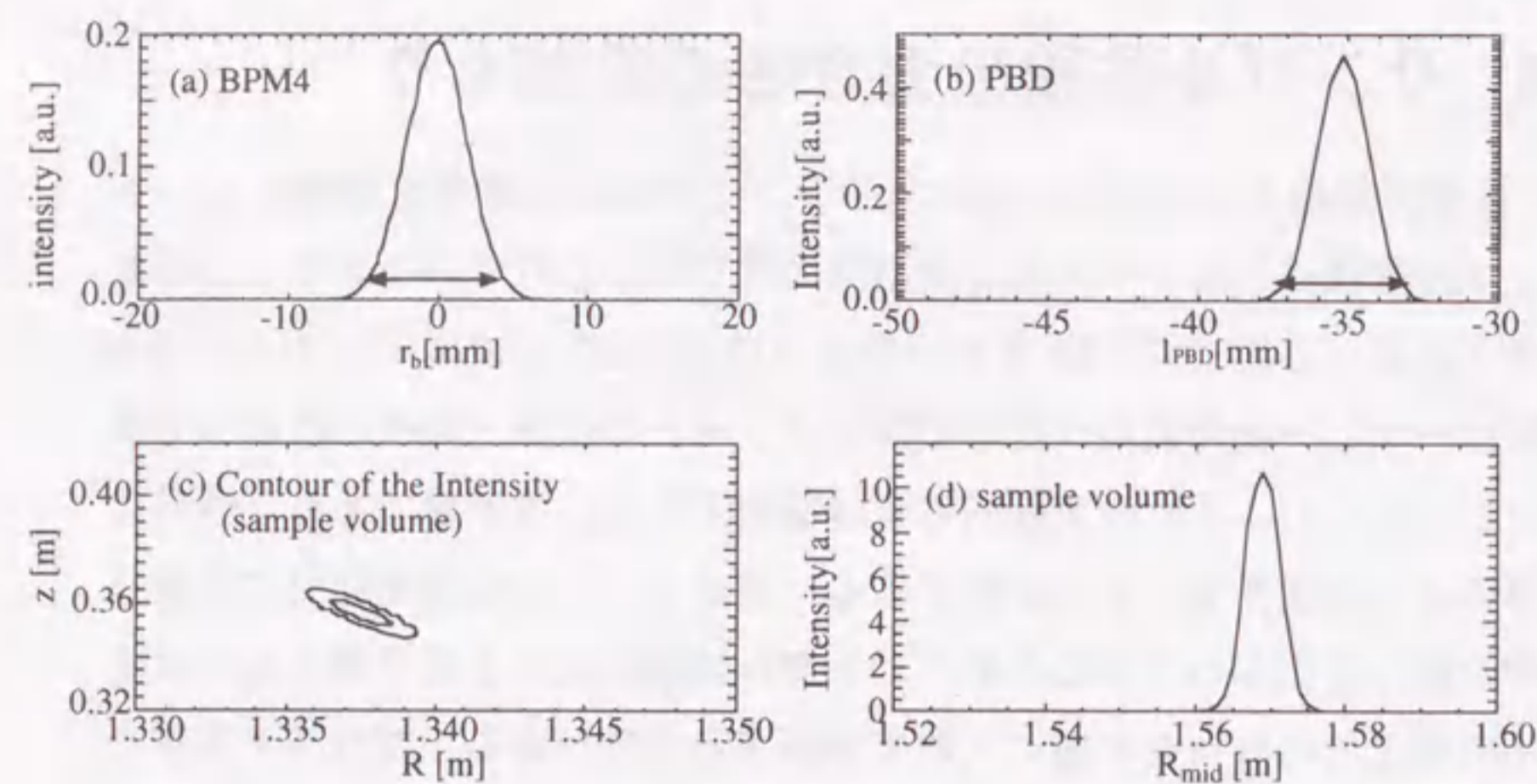


図 2-25 ビームの収束条件から求めた位相空間広がりを用いた計算結果。
 (a)BPM4 でのビーム強度分布。横軸はビームの中心からの距離。矢印は実験値を表す。
 (b) PBD 上でのビーム強度分布。横軸は検出器面上の検出器中心からの距離 (ポロイダル断面)。矢印は実験値を表す。
 (c) サンプル体積上のビーム強度分布の等高線図。最大値の 50% と 10% の値の等高線が示されている。横軸は大半径、縦軸は赤道面から垂直方向の距離。
 (d) サンプル体積を磁気面に沿って赤道面に焼き直した場合のビーム強度分布。横軸はトカマクの大半径。

2.7 較正実験のまとめ

本章では HIBP による計測のための、観測位置の較正およびエネルギー分析器の較正実験の結果について述べた。較正実験はヘリウムの中性ガスによるイオン化過程を用いて行った。

観測位置の較正はビームをポロイダル掃引する時に真空容器、ポート

などで制限される観測限界を軌道計算結果と実験結果を比較することによって行った。今回はさらに、サンプル体積の発散現象も利用しておこなった。本実験において、この発散現象は 3 つのタイプがあることを初めて実験的に確認することが出来た。また、この発散現象は限定された実験条件下でしか起こらないため、軌道計算と実験結果の比較に利用できる。これらの実験結果から、軌道計算の正当性が確認できた。これにより測定位置は 1.5cm の精度で求めることができる。

またエネルギー変換係数は 30 度入射の場合 $\Delta\phi[\text{kV}] = (2.1 \pm 0.15)\Delta\text{ND}$ であり、設計値通りの特性が得られていることが分かった。

空間分解能を見積もるために、ビームの位相空間広がりを見積もりサンプル体積の大きさを評価した。サンプル体積を赤道面上に焼き直して考えるとその半径方向の広がり半値全幅は 6mm である。このことから本実験における空間分解能は 6mm と見積もることができる。

エネルギー変換係数	2.1 ± 0.15 [kV/ ΔND] ($E_b=350\text{keV}$ 、30 度入射の場合)
エネルギー分解能	$7.4/I_s$ [V] (1MHz サンプルング、 I_s は二次ビーム電流)
空間分解能	約 6mm
時間分解能	約 2 μs
観測可能領域	プラズマ境界から $r/a=0.3$ まで。 (LSN 配位) プラズマ境界から $r/a=0.55$ まで。 (USN 配位) これらは磁場強度とビームの加速電圧に依存する。
測定位置の精度	15mm

表 2-1 JFT-2M HIBP の特性

参考文献

- [2.1] T. S. Green and G. A. Proca, Rev. Sci. Instrum, **41**, 1409 (1970)
- [2.2] Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, K. Narihara, K. Sato, T. Seki, K. Toi, H. Iguchi, A. Fujisawa, K. Adachi, A. Ejiri, S. Hidekuma, S. Hirokura, K. Ida, J. Koong, K. Kawahata, M. Kojima, R. Kumazawa, H. Kuramoto, R. Liang, H. Sakakita, M. Sasao, K. N. Sato, T. Tsuzuki, J. Xu, I. Yamada, T. Watari and I. Negi, Plasma Phys. Control. Fusion, **36**, 1743 (1994).
- [2.3] T. Shoji, A. Funahashi, K. Hoshino, S. Kasai, T. Kawakami, H. Kawashima, H. Kimura, M. Maeno, T. Matoba, T. Masuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, K. Ohta, H. Ohtsuka, S. Sengoku, N. Suzuki, H. Makamura, H. Tamai, Y. Tanaka, Y. Uesugi, S. Yamamoto, T. Yamamoto, T. Yamauchi, I. Yanagisawa, K. Hasegawa, A. Honda, I. Ishibori, T. Kashimura, Y. Kashiwa, M. Kazawa, K. Kikuchi, S. Kunieda, Y. Matsuzaki, K. Ohuchi, H. Okano, T. Shibata, T. Shibuya, T. Shiina, K. Suzuki, T. Tani, Y. Tajima, T. Yokokura, and K. Yokoyama., Proc. 11th EPS Conf. On Control. Fusion and Plasma Phys. **7D**, 55 (1983)
- [2.4] T. Ido, Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, Y. Miura, and K. Kamiya, Rev. Sci. Instrum, **70**, 955 (1998)
- [2.5] J. J. Zielinski, S. C. Aceto, J. G. Schwelberger, K. A. Cornnor, J. F. Lewis, J. C. Glowienka, A. Carnevali, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4574 (1992)
- [2.6] T. Ido, K. Kamiya, Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, and Y. Miura, Plasma Phys. Controll. Fusion, **41**, 1013 (1999)
- [2.7] Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, A. Fujisawa, H. Iguchi, Fusion Engineering and design **34**, 667 (1997)

- [2.8] A. Fujisawa, H. Iguchi, and Y. Hamada Rev.Sci.Intrum. **60**,1580(1994)

第3章 L/H 遷移時における空間電位 の変化

3.1 はじめに

本章において L/H 遷移時における空間電位の変化の測定結果を示す。JFT-2M においては L モードおよび H モード時の電場分布は荷電交換分光法(CXRS)[3.1]を用いて測定されているが、時間分解能の制限のため L/H 遷移時に起こる電場の時間変化は測定されていない。

本実験において HIBP を用いて初めて高時間分解能 (5 μ s) で空間電位の測定することができた。その結果、空間電位の変化は 10~100 μ s 程度で変化し得ることが示された。また同時に密度または温度揺動も測定され、空間電位の変化と同時に抑制されていることが観測された。本研究は加熱電力の異なる条件下で行われ、それぞれ異なった時間変化を示す L/H 遷移が観測された。本章ではそれらの観測結果を示し、最後に統一的に考察を行う。

本章の構成は以下の通りである。まず3.2節で実験条件について述べる。3.3節では電位測定時に問題となる可能性のあるポロイダル磁場の影響とその補正方法に関して述べる。3.4節では L/H 遷移時における空間電位分布の時間変化の測定結果を述べる。この空間電位から見積もられた電場および電場勾配に関するも述べる。3.5節において空間電位の時間変化を 5 μ s の時間分解能で測定した結果を示す。ここでは2つのタイプの異なった時間変化が起こることが示される。これらは3.6節において統一的に考察される。

3.2 実験条件

HIBP のために入射したビームはトカマクのトロイダル磁場 (B_t) によ

って曲げられることによって検出器に達する。したがってビームが検出器側に曲がるようにトロイダル磁場の向きを選ぶ必要があり、JFT-2M の場合はトロイダル磁場の方向がトラスの上から見て反時計回り方向 (CCW) でなければ測定できない。 B_t を CCW 方向とし、かつ L/H 遷移の閾値を下げるためにイオンの ∇B ドリフトの向きを X 点方向にする必要がある。このためプラズマの配位は上シングルヌルダイバーター配位とした。

本実験における典型的なプラズマ形状とともにビームをポロイダル掃引した時の軌道と観測可能領域を図 3-1 示す。実験はトロイダル磁場 1.2T、プラズマ電流 180kA の重水素プラズマで行った。追加熱として 700ms から 900ms まで軽水素の中性粒子 (NB) をプラズマ電流方向 (ϕ 方向) に入射する。L/H 遷移の閾値電力は約 600kW である。中性粒子入射 (NBI) 加熱電力は 840kW または 650kW の 2 ケースで実験を行った。

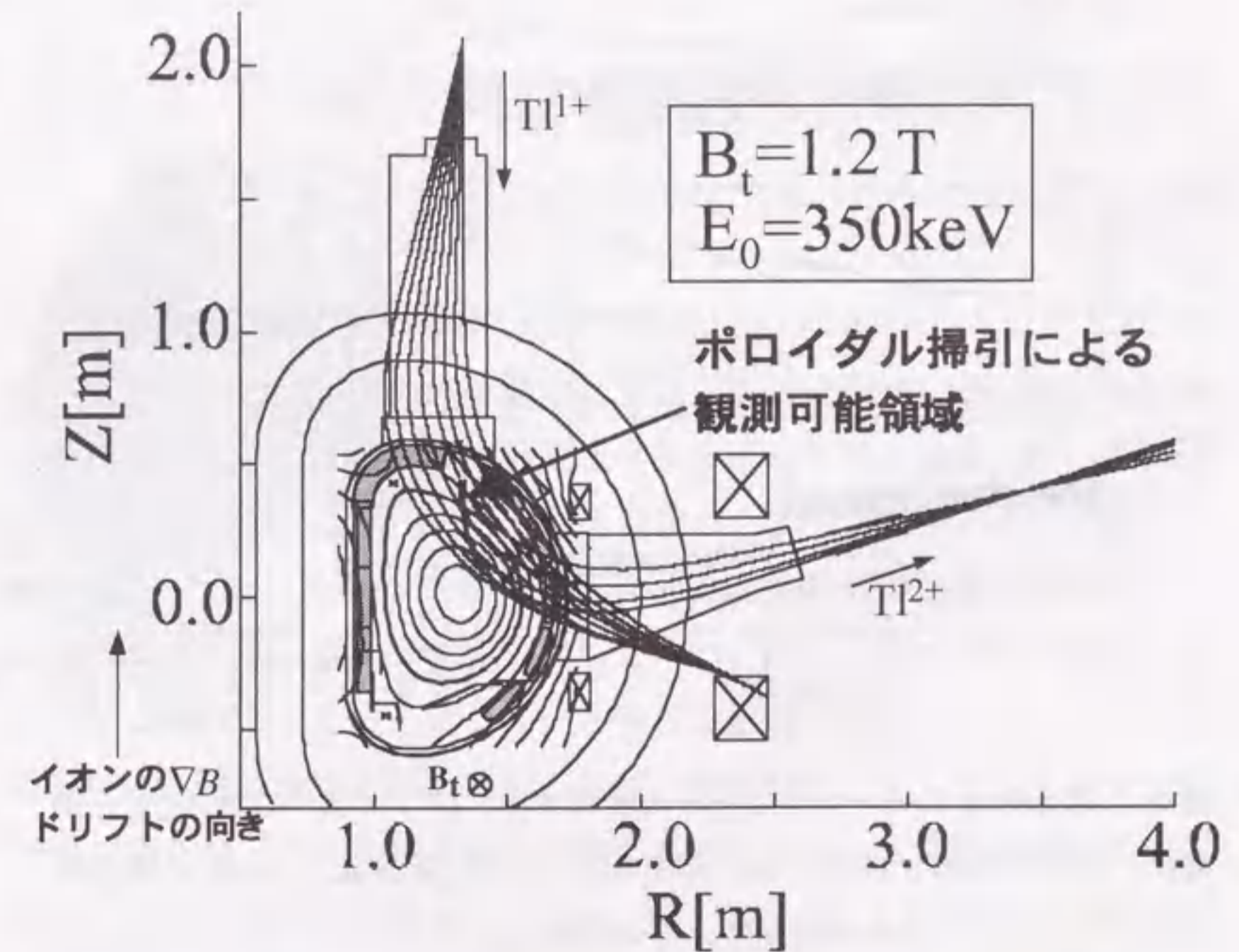


図 3-1 典型的なプラズマ配位 (上シングルヌルダイバーター配位) とビーム掃引時の HIBP ビーム軌道と観測可能領域。

Hモード遷移した典型的な放電波形を図3-2に示す。NBI加熱は650kWである。NBI後、数回の鋸歯状振動崩壊を経た後、それに伴う熱パルスの伝搬によってL/H遷移する。JFT-2MにおけるL/H遷移はこのように鋸歯状振動崩壊によってトリガーされて起こる。

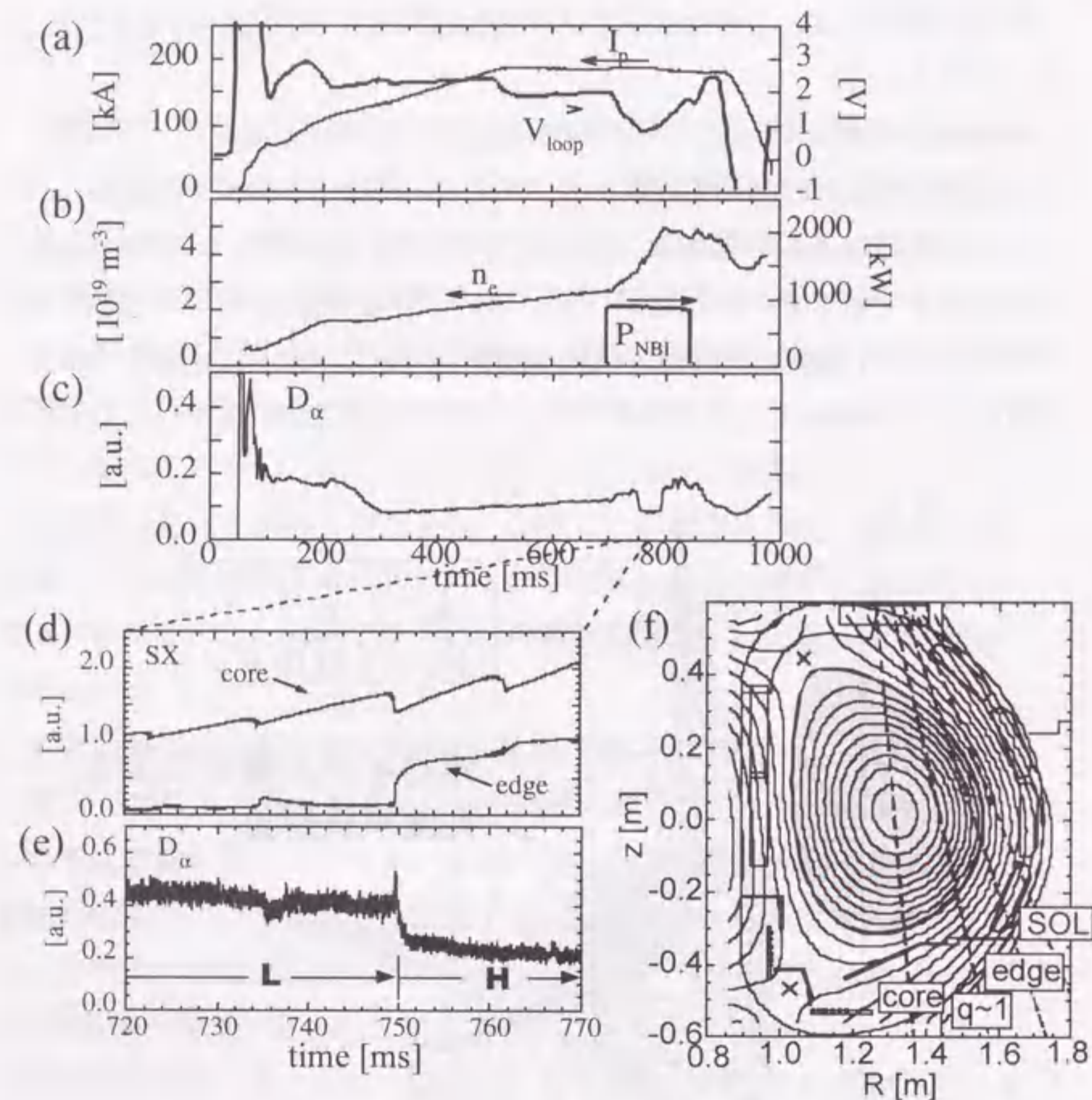


図3-2 典型的なHモードショットの放電波形。(a)プラズマ電流(I_p)と一周電圧。(b)線平均電子密度とNBI加熱電力。(c) D_α 光強度。(d)軟X線(SX)強度のL/H遷移前後の時間変化。その視線は(f)に示すプラズマ中心(core)およびプラズマ周辺部(edge)を見込む。(e) D_α 光強度のL/H遷移前後の時間変化。(f)SX強度測定の見線。(d)はこの4本のうちのcoreとedgeを示している。

本実験では空間電位の変化と閉じ込め改善の時間変化およびその時間関係を明らかにすることが重要である。本論文で示すSX強度とHIBPの信号は異なるトリガー発生器によってトリガーされるADCによってサンプリングされているので、L/H遷移のような短い時間スケールでの現象の時間関係を調べるには、時間の較正が必要である。本実験においては同じ検出器で測定された D_α 光信号をそれぞれのADCモジュールの他チャンネルに入れ、それを比較することによってADCモジュール間の時間を合わせている。したがってSX強度の1サンプリング時間(50 μ s)以内の精度でSX強度とHIBPの信号を比較できる。

3.3 ポロイダル磁場が空間電位測定に及ぼす影響とその補正

HIBPによるプラズマ計測において注意しなければならないことの一つはポロイダル磁場が空間電位測定に及ぼす影響である。ポロイダル磁場はビームをトロイダル方向に偏向させる作用をする。エネルギー分析器は付録A-1で述べたようにビームの飛程からビームエネルギーを求めるので、ビームがトロイダル方向に偏向し速度成分が変化するとその分だけエネルギーを小さく見積もる。トカマクにおいてはプラズマ電流や垂直磁場コイルなどによるポロイダル磁場の影響が無視できない。特にL/H遷移時のように大きな圧力勾配が形成される時はブートストラップ電流が流れるため、その影響を調べておく必要がある。この影響を補正するためにトロイダル方向のスイーパーTS1、TS2(第2章参照)を用いる。図3-3はTS1の電圧を固定してビームを入射し、TS2を1kHzで掃引して分析器に入る手前でビームをトロイダル方向に振って空間電位を測定したものである。TS2でビームを振ると一回振るごとに一度だけ分析器対

称面 (図 2-4紙面) に平行にビームが入る。この瞬間だけビームエネルギーは正しく測定され、それ以外の時間帯ではトロイダル方向に角度を持ってエネルギー分析器に入射するためエネルギーを実際より低く見積もる。このため空間電位信号は TS2 を 0kV から 9kV まで、およびその逆向きに一回掃引するごとに一度ピークを持っている。このピークをつなぐことによって空間電位の時間変化をポロイダル磁場の変化を受けずに正確に測定することが出来る。

図 3-3 (c) にポロイダル磁場の影響を補正するのに必要な TS2 の電圧の時間変化を示している。L モード、H モードの際に必要な補正電圧の差は 0.8kV 以下である。これは TS2 を理想的な平行平板のスーパースーパーと考えた場合 0.4° 以下の補正に相当する。この角度のずれは付録(A-6)よりエネルギーの測定誤差に換算すると 16V 以下である。したがって TS2 をある適当な電圧、つまりトロイダル掃引時に空間電位信号がピークとなる場所に固定して測定しておけば、この精度で測定することが出来る。

実験においては TS2 は掃引せず最適値 5.5kV に固定して測定を行った。TS2 を固定して測定した空間電位と TS2 を掃引して測定した空間電位の比較を図 3-4 に示す。掃引して測定した場合の空間電位のピーク値と固定して測定した場合の空間電位値は一致しており TS2 の電圧を最適値に固定できていることが確認できる。以下の実験では TS2 はこの電圧に固定して測定を行った。

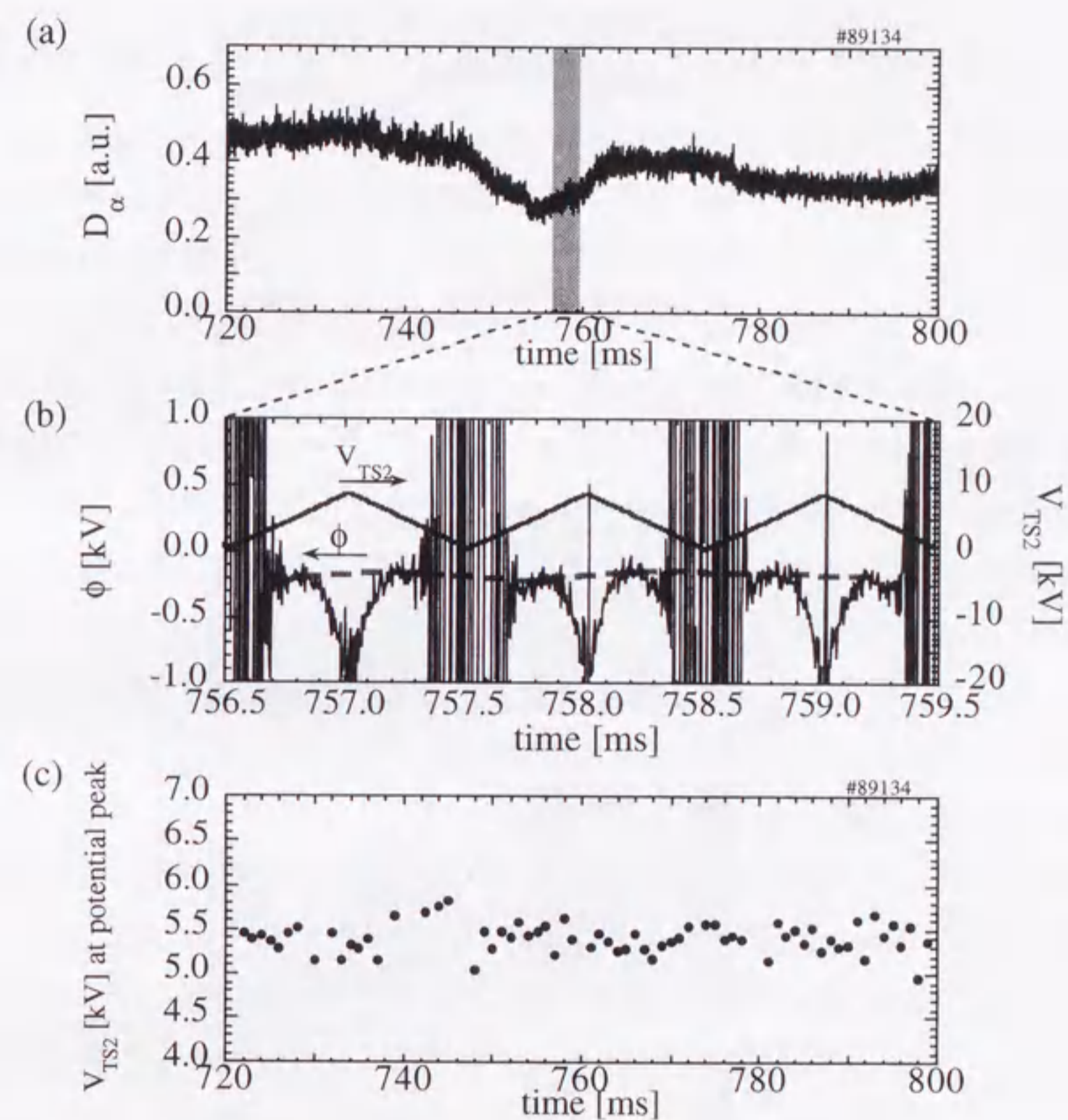


図 3-3 トロイダル・スーパー TS1、TS2 による補正実験。(a) D_α 光強度。(b) 空間電位信号とトロイダルスーパー TS2 の掃引電圧。この時 TS1 の電圧は $V_{TS1} = -1.0\text{kV}$ 。空間電位信号のピークがトロイダル偏向を補正した正確な空間電位を示す (破線)。(c) 空間電位信号がピークとなる時の TS2 電圧。

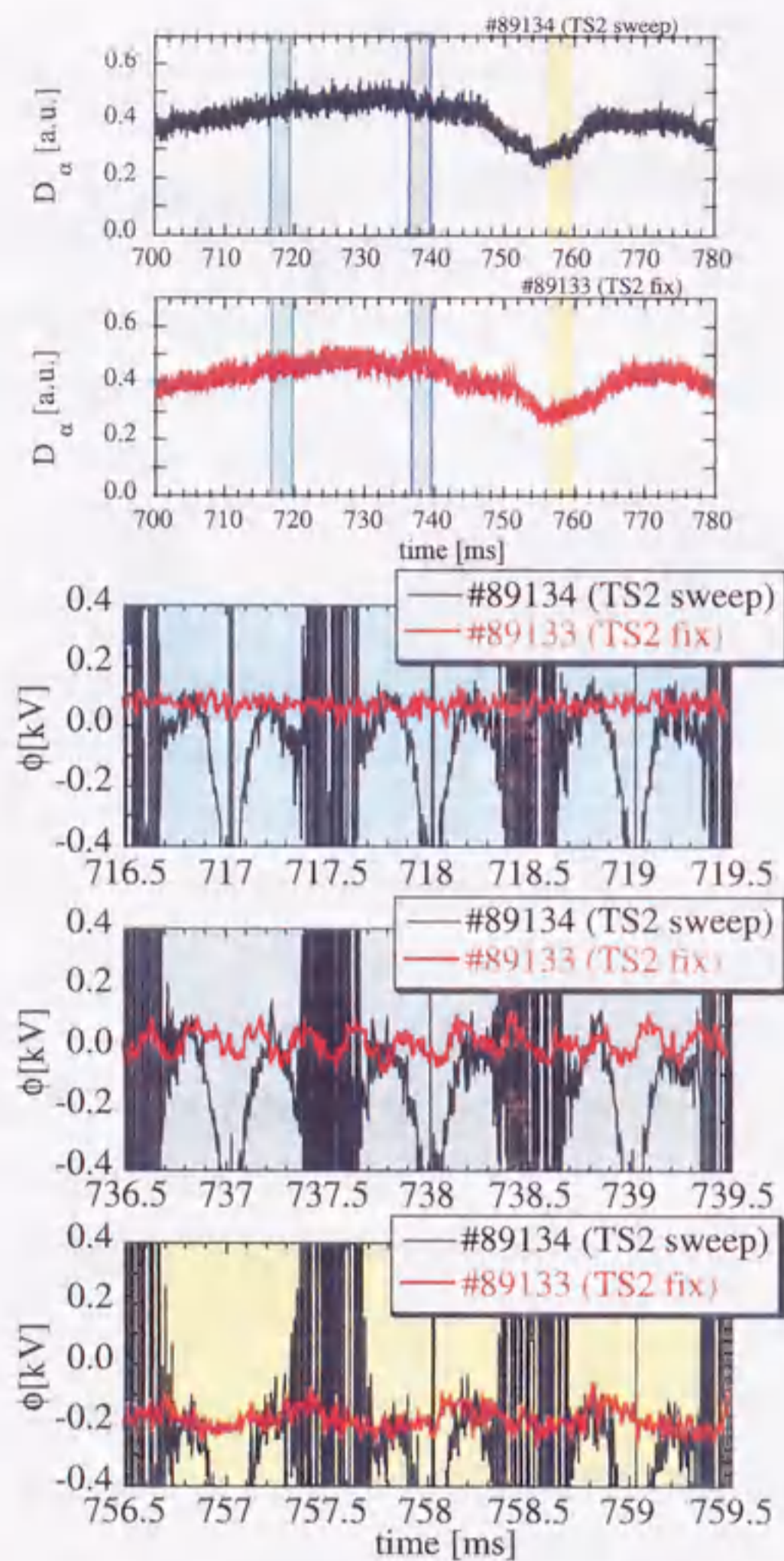


図 3-4 TS2 電圧を掃引して測定した空間電位信号と TS2 を最適値に固定して測定した空間電位信号の比較。(a)、(b) : 比較に用いたショットの D_α 光強度の時間変化。(c) : (a)、(b) のハッチされた時間帯 [I]、[II]、[III] における空間電位信号の比較。固定して測定した時の空間電位のレベルは掃引した時のピーク値と一致しており、ポロイダル磁場の影響を補正できていることが分かる。

3.4 L/H 遷移時の空間電位構造の変化

L/H 遷移時における空間電位構造の変化を測定するためにトロイダル方向の掃引電圧を固定し、ビームをポロイダル掃引することによって空間電位構造を測定した。この時サンプル体積の掃引速度は 17 cm/ms であり、分布測定の繰り返し周波数は 600 Hz である。結果を図 3-5 に示す [3.4]。NBI による入射電力は 650 kW である。737 ms 以降の鋸歯状振動により段階的に D_α 光強度が減少していき、746.5 ms における鋸歯状振動の崩壊にトリガーされて完全な ELM 無し H モードに遷移する。セパトリクスより内側を見込む視線 (図 (a) の $q=1$, edge) の軟 X 線 (SX) 強度の強度は、鋸歯状振動とともに増加していくが、セパトリクスの外を見込む視線 (図 (b) の SOL) は 737 ms 以降、鋸歯状振動ごとに減少する。このことはセパトリクス近傍において輸送障壁が形成されはじめ、SOL への熱流が減少したためであると考えられる。このことは D_α 光強度の減少にも現れている。その後、762 ms から 783 ms にかけて D_α 光強度が上昇する。このことは閉じ込めが悪化していることを示している。Alcator C-Mod で観測されている Enhanced D_α (EDA) と呼ばれるモードに似ている [3.2] [3.3]。JFT-2M においてもこの状態を H' モードと呼び、ELM 無し H モードと区別している。

(d) に二次ビームの強度を示す。横軸はサンプル体積の位置である。サンプル体積は実際には図 3-1 に示すように赤道面上に存在しないが、他の計測器との比較を行う上では、赤道面上の空間電位分布で表す方が都合がよい。そこで本論文においては磁気面内で空間電位が一様であると仮定し、磁気プローブ信号をもとに行った平衡計算による磁気面構造と HIBP の軌道計算の結果を用いて、サンプル体積を赤道面上の位置に焼き直した。サンプル体積の位置はそのセパトリクスからの距離 (ds) を用いて表される (ただし ds の符号は正がセパトリクス外を表す)。外側での二次ビーム強度の立ち上がりはプラズマ周辺部での密度の立ち上がりを反映している。外側のビーム強度の立ち上がりの勾配を見ると L/H 遷移後、平衡計算によって決定したセパトリクスの外側 0.7 cm のとこ

ろに急激な勾配の変化が存在している。これは電子密度または温度の急激な立ち上がりを示している。したがってこの位置がセパトリクス位置を表しているかもしれない。この差は実験誤差(1.5cm)内である。

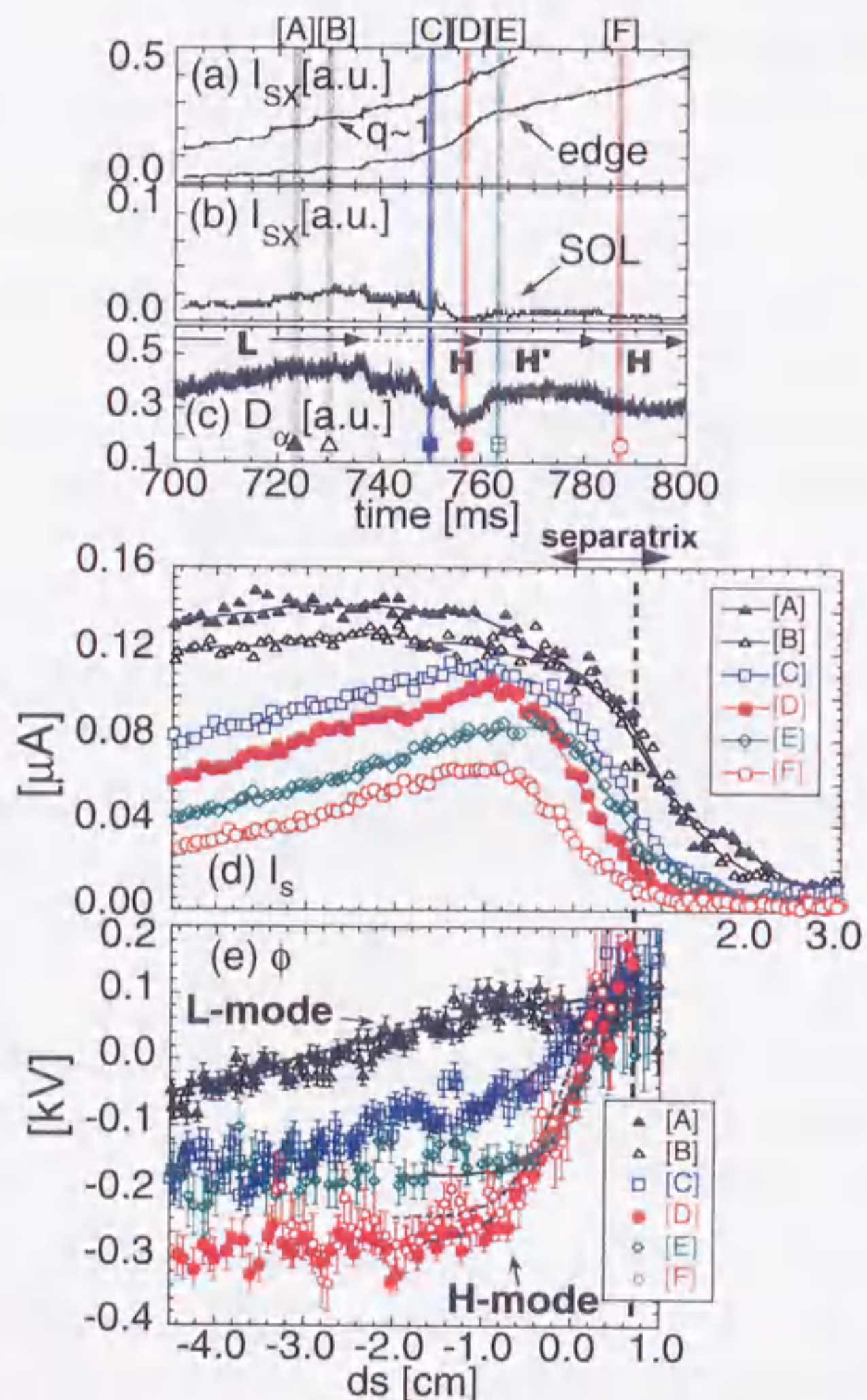


図 3-5 空間電位分布測定。(a),(b) SX 強度の時間変化。SX 強度の視線は図 3-2(f) に示した q~1、edge および SOL である。(c) D_{α} 光強度の時間変化。(d) HIBP のビーム強度。横軸は観測位置をセパトリクスからの位置で示している (+が外側を表す)。測定時刻は、(a)、(b)および(c)において(A)-(G)のハッチされた時刻である。(e) 空間電位分布。測定時刻は(d)と同じである。

サンプル体積がさらに内側に入ると、サンプル体積におけるプラズマの密度は大きいにもかかわらず二次ビーム強度は減少している。これはビームが入射されてから検出器に到達するまでの間にサンプル体積以外の場所でイオン化される効果(第1章(1-7)式の α_1 、 α_2)が大きくなるからである。LモードからHモードに移行すると、SOLではビーム強度が減少し、セパトリクス近傍で急激な勾配を持つ。このことはセパトリクス近傍に輸送障壁が形成されたことにより、この位置で密度分布が急峻な立ち上がりを持つようになったためと考えられる。また内側においてもビーム強度が大きく減少しているが、これは輸送障壁形成後密度が高くなったため、ビームの減衰が大きくなったことを示している。

空間電位分布の変化を図 3-5(e)に示す。測定時刻は[A]-[F]のハッチされた時間帯である。Hモードにおける空間電位はセパトリクス近傍に急激な勾配を持っており、大きな電場が形成されていることが分かる。鋸歯状振動によって段階的に D_{α} 光強度が減少していくのに対応して空間電位も段階的に変化している。空間電位構造は閉じ込め改善と密接に関連している。

空間電位分布から電場を求めるため、閉じ込め改善後の空間電位分布を関数

$$\phi = \phi_0 + \frac{\Delta\phi_p}{2} \tanh\left(\frac{ds - ds_0}{w}\right) \quad (3-1)$$

を用いてフィッティングを行った。ここで ϕ_0 、 $\Delta\phi_p$ 、 ds_0 、 w はフィッティング・パラメーターである。フィッティング結果は図 3-5に示されている(実線)。これより求めた電場、および電場の勾配を図 3-6に示す。閉じ込めの改善とともにセパトリクス内側に大きな負の電場、正の電場の勾配が形成されている。 D_{α} 光強度の減少及び SOL を見込む SX 強度の減少から図 3-5 [C]においてはすでに閉じ込めは改善され始めていることが分かる。これから、電場の勾配が閉じ込めの改善に重要な役割を果たしていると考え、その閾値は $(1.2 \pm 0.4) \times 10^3$ kV/m²以下であると考えられる。この値は TEXTOR で行われている外部からのバイアスによる

L/H 遷移実験[3.5]において求められている閾値 0.5kV/m^2 と同程度の値である。[C]、[E]における閉じ込めが[D]、[F]に比べて悪いのは、この閾値を超えている領域が狭いことが関係しているかも知れない。

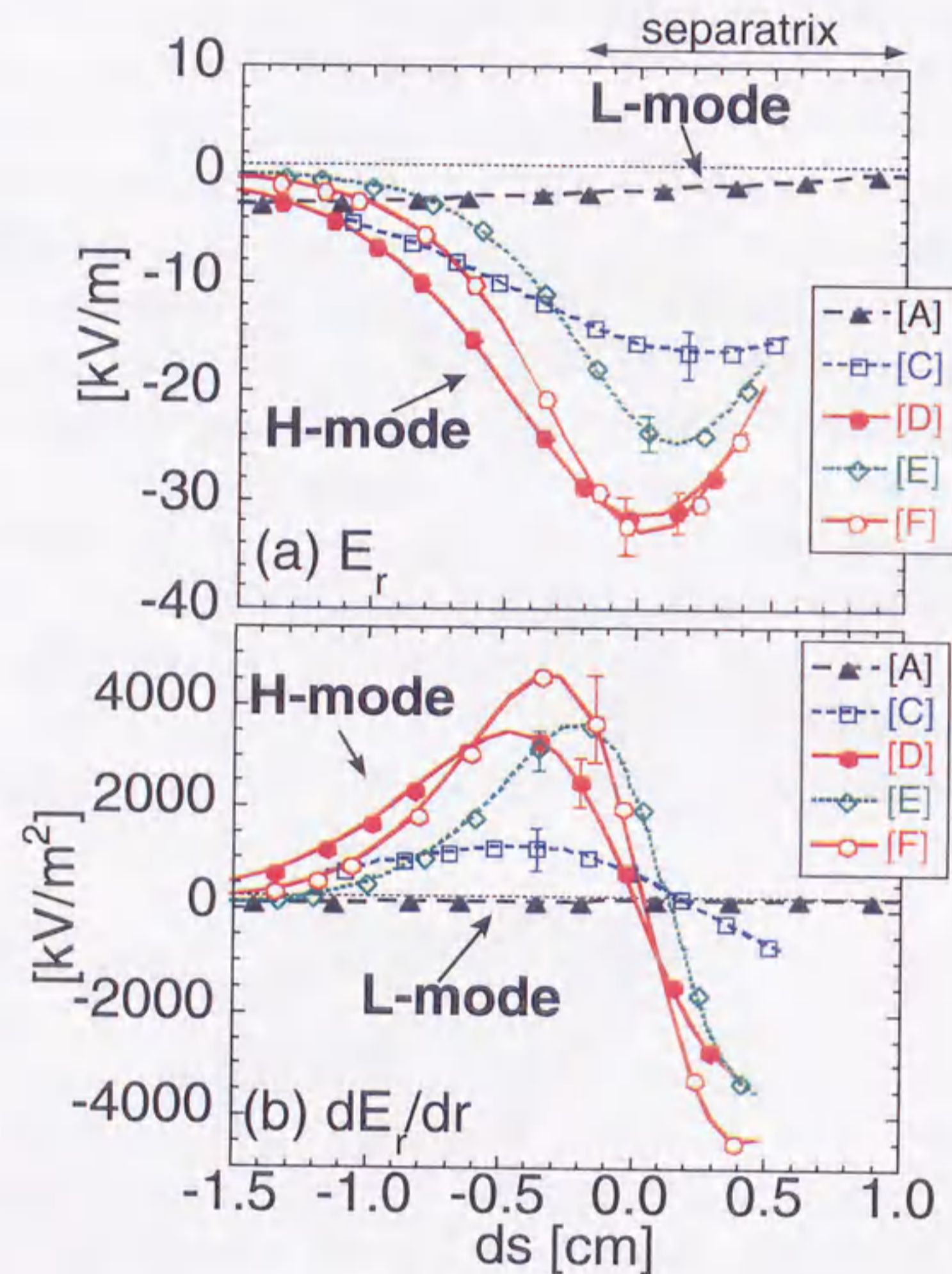


図 3-6 空間電位分布から求めた電場分布(a)と電場勾配分布(b)。(A)-(F)は図 3-5と同じ時間帯を表す。エラーバーは空間電位分布のフィッティングの精度による誤差を示している。

3.5 L/H 遷移時の空間電位の時間変化

L/H 遷移時の空間電位および揺動の速い時間変化を測定するために、掃引電圧を固定し、サンプル体積の位置を固定して計測を行った。

JFT-2M における L/H 遷移は前述のように鋸歯状振動によってトリガーされる。しかし同じ鋸歯状振動トリガーの L/H 遷移でも様々なタイプの時間変化を示す。大きく分けると二つに分けられる。一つは一回の鋸歯状振動によって完全に ELM 無し H モードに遷移する場合であり、もう一つは図 3-5 のように数回の鋸歯状振動によって完全に ELM 無し H モードに遷移する場合とである。前者は加熱電力が L/H 遷移の閾値電力 (P_{th}) より十分大きなときに起き、後者は加熱電力が L/H 遷移の閾値電力程度かそれより少し大きい時に起こる傾向にある。そこで、この節では加熱電力の違いで分類し、それぞれのタイプの L/H 遷移における空間電位の時間変化および密度/温度揺動の時間変化を観測結果を示す。この時間変化の違いについては 3.6.1 項の考察において述べる。

なお本節においても、HIBP の二次ビーム強度信号の時間変化を示す。二次ビーム強度は第 1 章(1-7)式に示したように、電子密度および電子温度に依存する。しかしながら本実験においては局所的な電子密度および電子温度は測定できていないため、二次ビーム強度に対する電子密度および温度の寄与を評価できていない。したがってここでは二次ビーム強度の揺動を電子密度揺動および電子温度揺動を含んだものとして取り扱う。この意味で以下「密度/温度の揺動」と記述する。また線積分効果があるため、局所的な揺動を反映しているかどうかの評価も必要であるが、現時点ではその評価はなされていないため、本節では L/H 遷移時における揺動の抑制の目安としてのみ用いる。

3.5.1 加熱電力が L/H 遷移の閾値電力より十分大きい場合

3.5.1 (A) 鋸歯状振動により完全に ELM 無し H モードに遷移する場合

図 3-7に一回の鋸歯状振動崩壊によって L モードから ELM 無し H モードに遷移した場合の結果を示す[3.6]。この時、NBI パワーは 840kW であり、L/H 遷移の閾値電力 (~600kW) よりも十分大きい。また、鋸歯状振動の間隔は約 15ms である。

749ms から 749.65ms の間、鋸歯状振動崩壊の直前に起こる $m=1$ の揺動に伴い、二次ビーム強度の信号は 3 点 (g)、(h) および (i) と同位相で変化している。749.65ms に鋸歯状振動による熱パルスがプラズマ周辺部に到達すると、二次ビーム強度は大きく振動しながら外側(i)は増加し、内側(g)ではわずかに減少する。このことはプラズマ周辺部において密度/温度の上昇したことを示している。同時に空間電位(f)はまず正方向に変化する。この時 D_{α} 光強度が増加している (図 3-7 (b))。ダイバータ板上の静電プローブにより電子飽和電流を測定するとこの時刻にパルス的な増加が見られる。これらのことは、熱パルスの到達時に電子損失が増加していることを示している。

その後、749.75ms に外側の二次ビーム強度が減少し始める。そしてその直後、点線で示す時刻に空間電位が急激に減少する。変化量は約 150V であり、約 10 μ s で変化する。この時 HIBP の二次ビーム信号の揺動(図 3-7 (j))、磁場揺動 (図 3-7 (k)) も抑制されている。二次ビームの揺動は観測している 100kHz までの全周波数領域で抑制されている (図 3-7 (d))。

二次ビームの揺動と空間電位の変化の時間関係を詳細に見るために図 3-8に L/H 遷移の直前直後の拡大図を示す。二次ビーム強度(d)は空間電位(b)と同位置での測定であるが、その揺動レベルは空間電位の大きな変化が起こった時刻より後まで続いており、その後 749.79ms に揺動は抑制されている。これは電場が形成されることによって揺動が抑制されていることを示しているかも知れない。ただし、(c)、(e)の揺動レベルは空間電

位の大きな変化が起こる前から減少しはじめてるように見える。鋸歯状振動の熱パルスの伝搬に伴う擾乱があるために 740.74ms において揺動レベルが増大している。このため、その後の揺動レベルの減少が熱パルスによる擾乱がおさまったことによるのか、より大きな電場が形成されたことによるのか、または他の機構による安定化なのか判断出来ない。

空間電位の速い変化の後、二次ビーム強度は内側で増加 (図 3-7 (g))、外側で減少 (図 3-7 (i)) している。二次ビームの強度はサンプル体積内の電子密度とビーム軌道上での線積分効果によって決まるので、その解釈は単純ではない。つまり、例えば二次ビーム強度が減少する原因としては、サンプル体積における電子密度の減少、または電子密度の上昇により一次ビームまたは二次ビームの減衰が大きくなった、という 2 つ理由が考えられる。しかし、図 3-7の場合、線積分効果がより大きいと考えられる内側からの二次ビーム強度が増大し、より外側からの強度が減少している。このことから考えると、この二次ビーム強度の変化の違いは、(g)の位置において電子密度/温度が増加したこと、または(g)より外で電子密度/温度が減少したことが原因と考えられる。つまりプラズマ周辺部における電子密度・温度の急峻化、つまり輸送障壁の形成を示している。この輸送障壁の形成とともに空間電位もさらに負に成長し、約 200V の飽和値に達し、完全な ELM 無し H モードに至る。

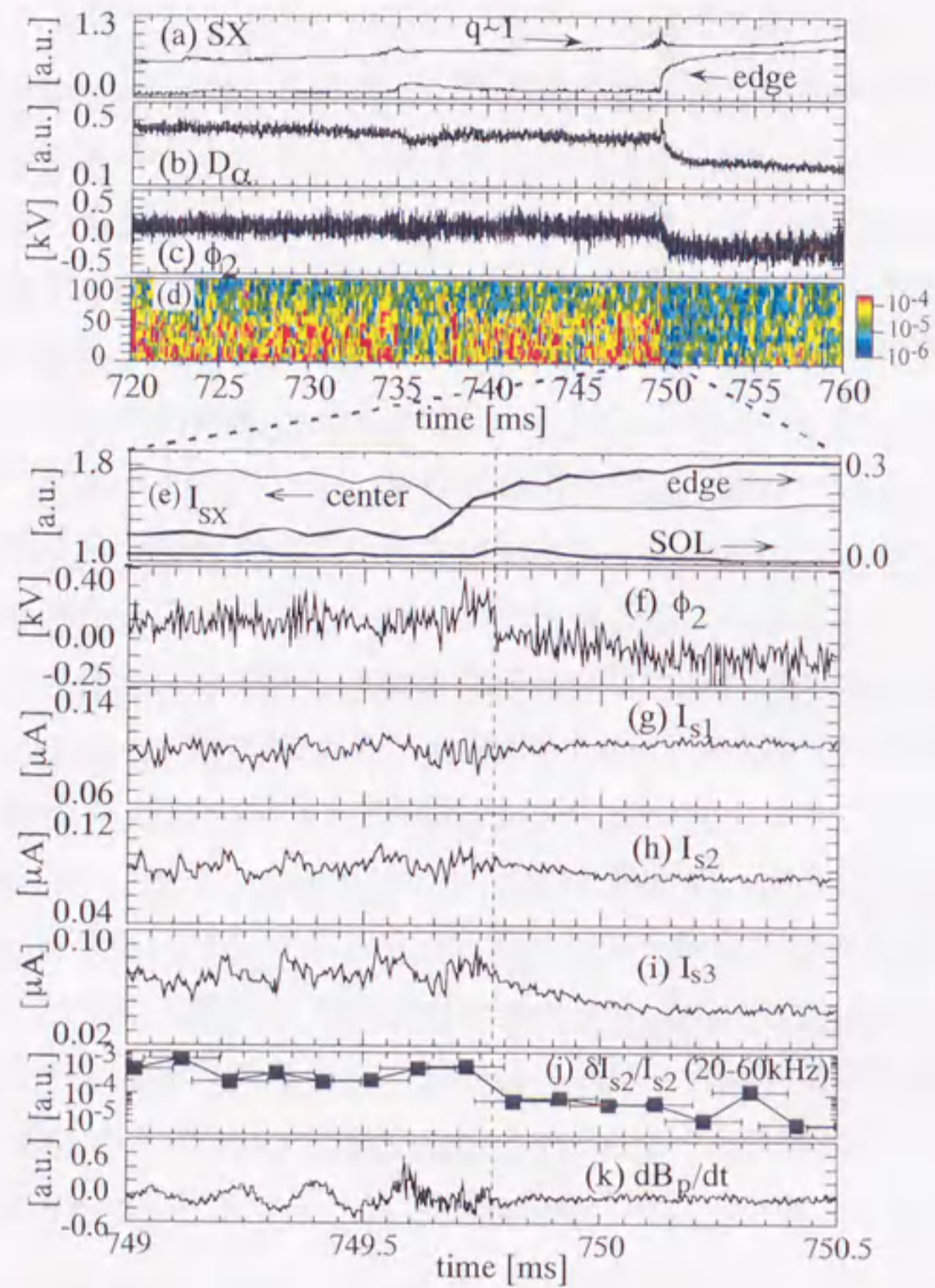


図 3-7 鋸歯状振動によってトリガーされる L/H 遷移における時間変化。(a) : SX 強度。視線は $q=1$ 面近傍およびプラズマ周辺部。(b) : D_{α} 光強度。(c) : 空間電位 ($ds = -0.2$ cm)。(d) 二次ビーム強度の揺動 $\delta I_{s2}/I_{s2}$ の周波数スペクトルの変化 ($ds = -0.2$ cm)。強度はカラーで示されており、大きさはその右に付する凡例の通りである。その下は L/H 遷移前後の時間変化を示す。(e) SX 強度。視線はそれぞれ中心、周辺および SOL を見込む。(f) : 空間電位。(g)、(h) および (i) : HIBP の二次ビーム強度信号。それぞれ $ds = -1.1$ cm、 -0.2 cm および $+0.3$ cm。(j) : 二次ビーム強度の揺動の変化。周波数帯は 20-60kHz。エラーバーは解析に用いた時間窓の範囲 ($160\mu s$) を示す。(k) : 磁気プローブ信号。

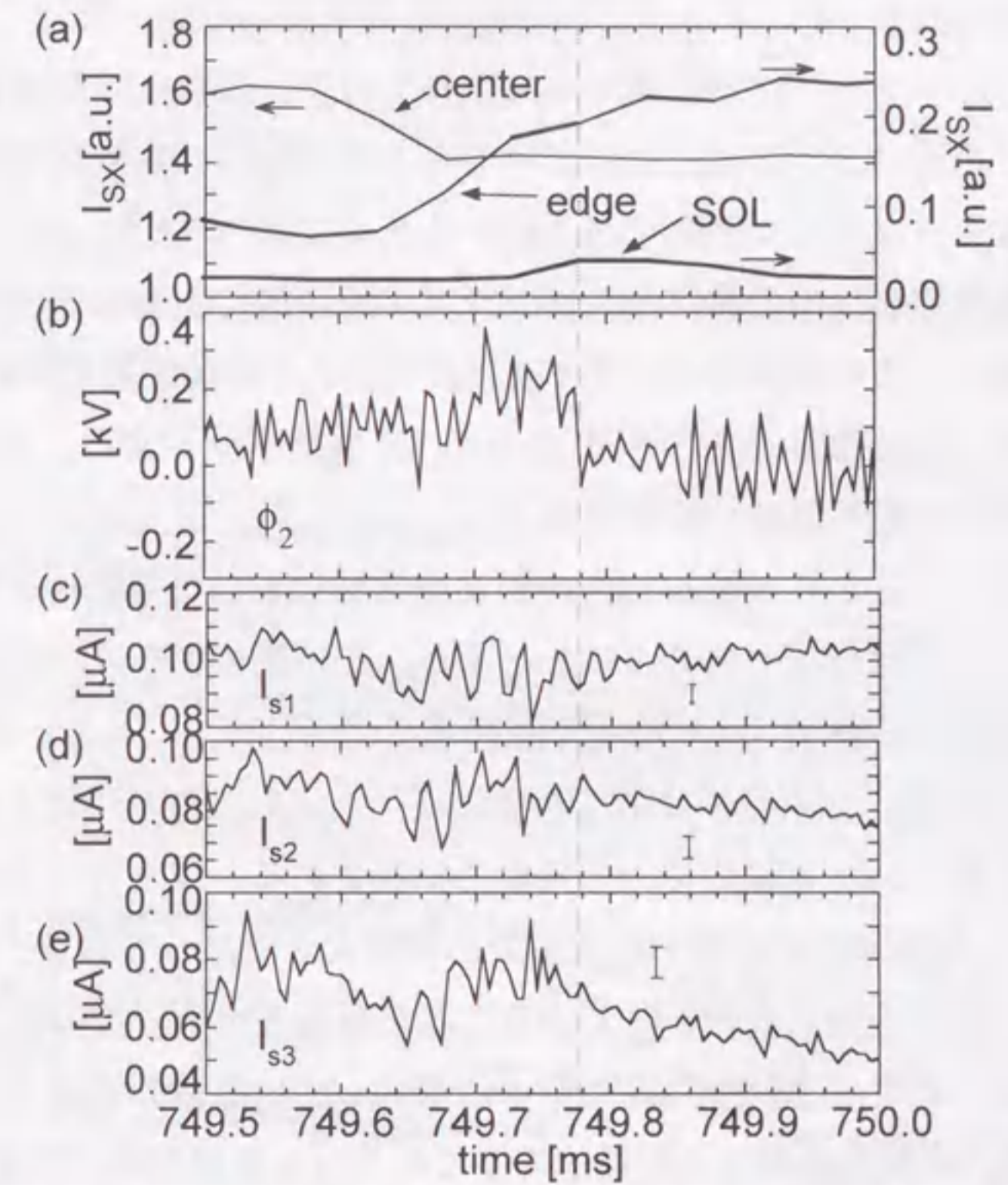


図 3-8 L/H 遷移前後の空間電位、二次ビーム強度の時間変化。(a) SX 強度。(b) 空間電位。測定位置は $ds = -0.2$ cm。(c)、(d) および (e) 二次ビーム強度。それぞれ $ds = -1.1$ cm、 -0.2 cm および $+0.3$ cm。縦棒は L モード時揺動レベルを示している。

3.5.1 (B) 2段階の過程を経て ELM 無し H モードに遷移する場合

実験条件は3.5.1 (A) と同じであるが、空間電位が2段階の変化を示す例を図 3-9に示す。図 3-7と図 3-9は観測位置が異なるが、図 3-7と同じ観測位置においても2段階の変化は見られており、これらの空間電位の振る舞いは場所による違いで生じているものではない。本論文では放電条件が出来るだけ同じプラズマを比較するために図 3-7と図 3-9を用いる。

鋸歯状振動崩壊に伴う熱パルスがプラズマ周辺部に到達すると、図 3-7の場合と同じように空間電位はまず正に変化し、その後急激に負になる。またその時、 D_α 光強度および SOL からの SX 強度が減少する。また二次ビーム強度の揺動も同時に抑制される。

しかしその直後から 80kHz 以上の周波数領域において揺動レベルが増大し、空間電位はほぼ一定の値にとどまる。この間もプラズマ周辺部からの SX 強度は増加しており密度・温度分布は変化していることを示している。約 1ms 後、空間電位は再び急激な変化を示す。この時二次ビーム強度に見られていた 80kHz 以上の揺動も抑制される。SOL からの SX 強度および D_α 光強度の変化率もわずかであるが大きくなっており、この段階でさらに閉じ込めが改善されていることを示している。このように二段階の過程を経て ELM 無し H モードに遷移している。このような鋸歯状振動の数 ms 後の急激な変化は他の多くのショットにおいても見られている。

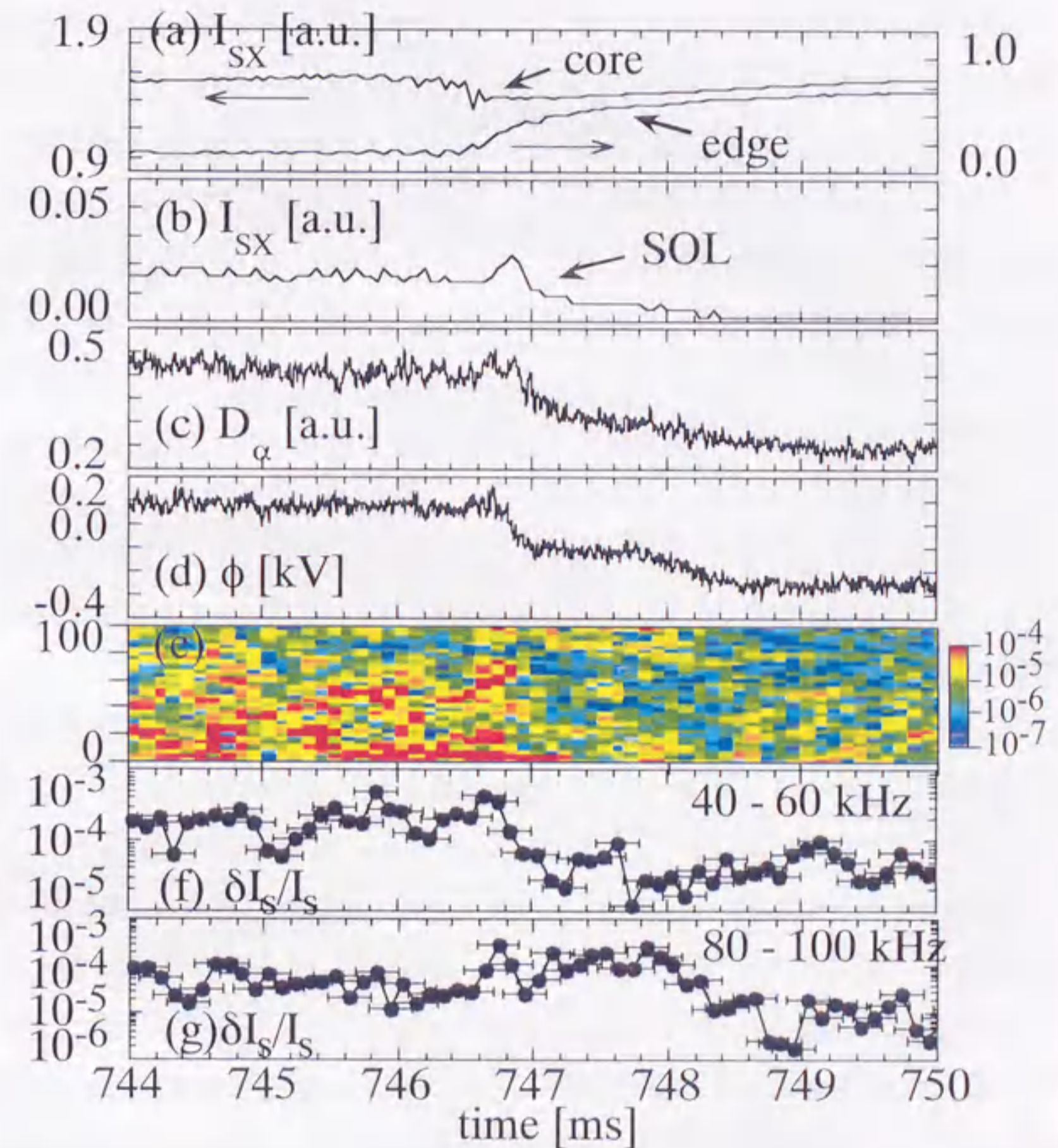


図 3-9 L/H 遷移時における空間電位と他のプラズマパラメータの時間変化。(a)、(b): 軟 X 線強度。視線はプラズマ中心 ($q \sim 1$)、プラズマ周辺部および SOL。(c): D_α 光強度。(d): 空間電位。観測位置は $ds = -1.3$ cm。(e): 二次ビーム強度の揺動成分の時間変化。(f)、(g): 二次ビーム強度の揺動の時間変化。それぞれ 40-60kHz 帯および 80-100kHz 帯。

3.5.2 加熱電力が L/H 遷移の閾値電力と同程度の場合

加熱電力を閾値電力程度に下げると、図 3-5 に示すような複数回の鋸歯状振動の崩壊により段階的に H モードに遷移する。NBI による加熱電力が 650kW の時の結果を図 3-10 に示す [3.4]。図 3-5 の場合と同様に 730.9ms の鋸歯状振動崩壊以降、鋸歯状振動にともなう熱パルスの伝搬と同時に空間電位も少しずつ下がっている。この時 SOL を見込む視線の SX 強度 (図 3-10 (b)) および D_α 光強度 (図 3-10 (c)) も減少しており、熱パルスの伝搬ごとに閉じ込めが改善されていることが分かる。しかし閉じ込めの改善が始まった後から 751.8ms の鋸歯状振動崩壊までの間、2~4kHz の繰り返し周波数でパースト的な特徴を持つ揺動が発生している。これは空間電位信号および二次ビーム電流に顕著に見られており、SOL を見込んでいる SX 強度や D_α 光強度にもその影響が見られる。この揺動は輸送障壁が形成され始めたことに起因していると考えられる。

パーストの発生している時刻における様々な物理量の時間変化を図 3-11 に示す。パーストは数 10kHz の周波数を持つ揺動の成長によって発生していることが二次ビーム強度信号 (b)、(c)、(d) に顕著に現れている。一回のパーストについて見ると、プラズマの内側のサンプル体積 (図 3-11 (b)) からの二次ビーム強度は減少し、外側 (図 3-11 (d)) のそれは増加する。その間に位置する図 3-11 (c) は増減の境目になっている。同時に空間電位信号には正のパルスが見られ、ダイバーター板上の静電プローブで測定されている電子飽和電流は約 100 μ s 遅れて増加する。これらのことはパーストに伴い電子の損失が起こっていることを示している。またこの時、空間電位は最大で L モードのレベル (図 3-10 (d)、図 3-11 (a) の破線) にまで戻っている。このことは輸送障壁の形成と崩壊を繰り返している状態と解釈することができる。この時間帯では輸送障壁は形成されるがそれを維持するには不十分であることを示していると考えられる。パースト発生後空間電位は 150 μ s 程度で発生前のレベルにまで戻っている。

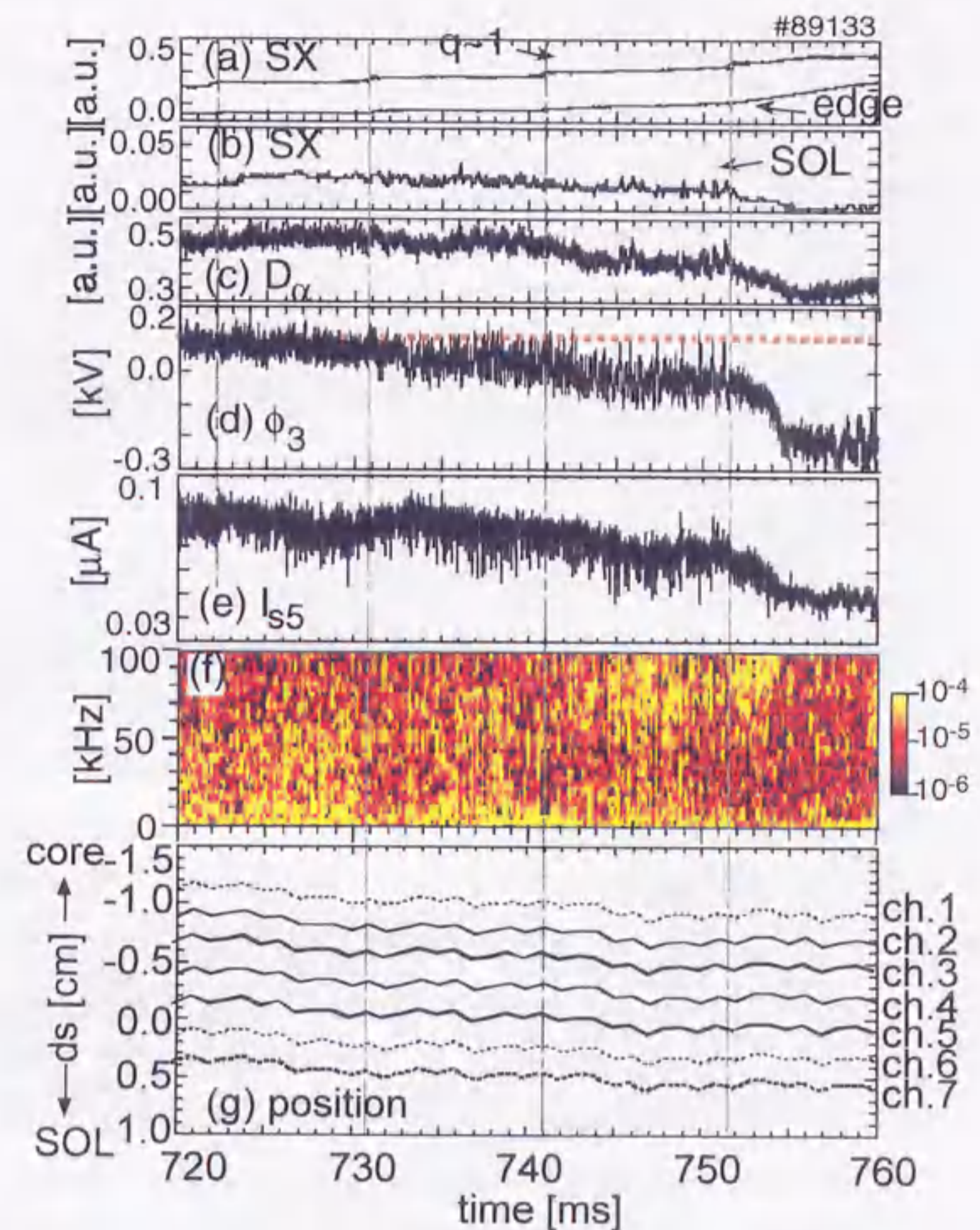


図 3-10 L/H 遷移時におけるプラズマパラメータの時間変化。縦の一点鎖線は鋸歯状振動崩壊の時刻を示す。(a)、(b): SX 強度。視線はそれぞれ $q=1$ 面との接線 ($q=1$)、プラズマ周辺部 (edge)、SOL (SOL) を見込む (図 3-2 (f) 参照)。(c): ダイバーター部での D_α 光強度。(d): 空間電位。観測位置は $ds = -0.4$ cm。(e): HIBP の二次ビーム信号強度。観測位置は $ds = +0.1$ cm。(f): HIBP 二次ビーム強度信号の周波数スペクトルの時間変化。(g) 観測位置の時間変化。1ms おきにプラズマの平衡配位を計算して求めた。

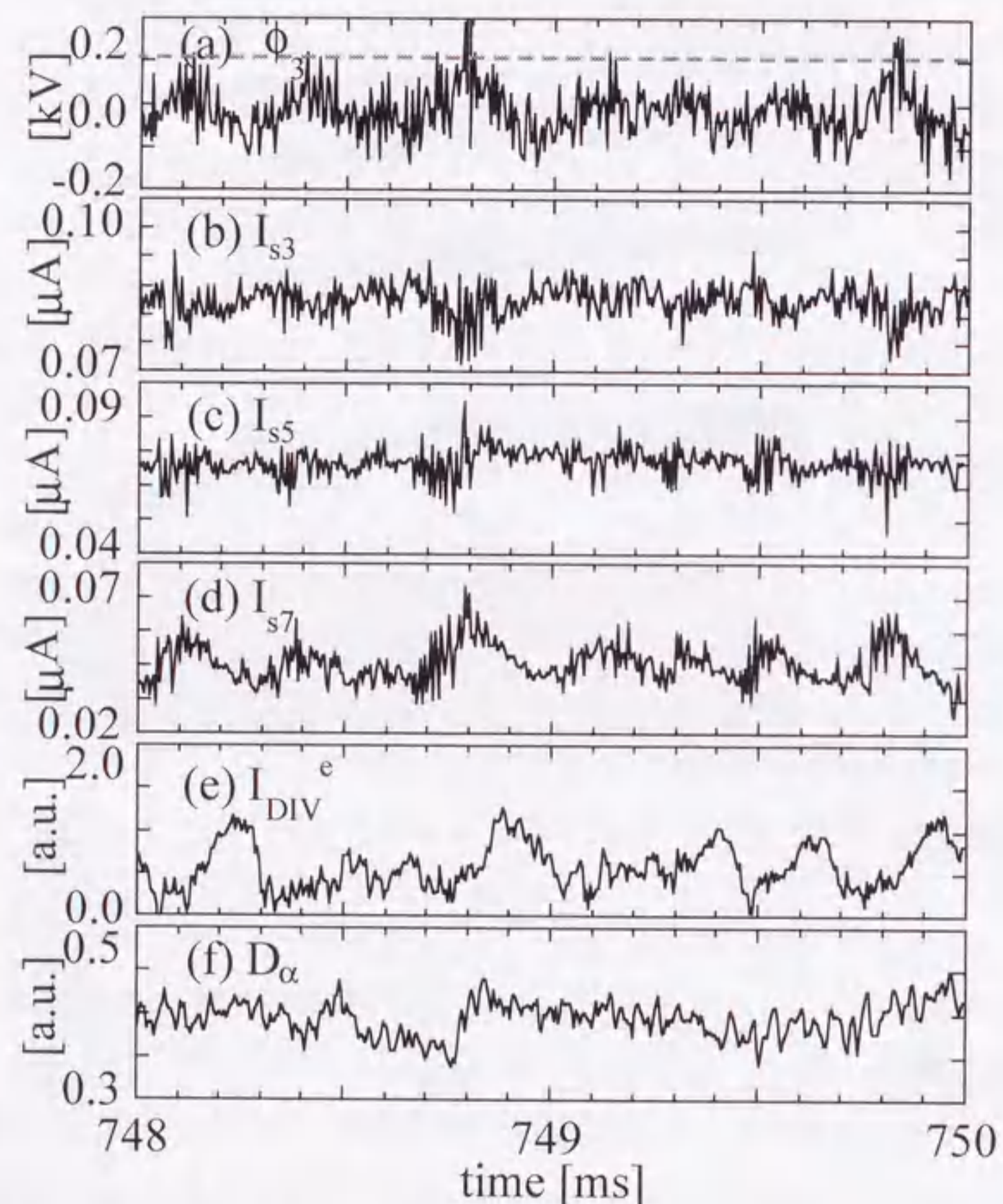


図 3-11 バースト発生時の各パラメーターの時間変化。(a):空間電位、(b)、(c)および(d):二次ビーム信号強度。それぞれ観測位置は $ds=-0.4$ 、 $+0.1$ および $+0.6$ cm。(e):ダイバーター板上の電子飽和電流。(f): D_α 光強度。

751.8ms の鋸歯状振動崩壊によりバーストの発生は無くなる。この時図 3-12(b)に示されるように空間電位の顕著な減少は見られていない。SOL からの SX 強度 (図 3-10 (b))、 D_α 光強度 (図 3-10 (c)) も 751.8ms の鋸歯状振動崩壊後から減少し始めており、輸送障壁が形成・維持されていることを示している。空間電位もこれらと同じように約 2ms 間ゆっくりと減少し始める。その後、空間電位は 754ms において急激に減少し始める。これは図 3-10(g)より分かるように HIBP の観測位置が動いたことによるものではない。外側及び内側の空間電位信号の減少率は異なっており電場の形成を示している。図 3-12(a)より 754ms における空間電位の急激な減少に対応して D_α 光強度の減少率もわずかであるが増加しており、この段階でさらに閉じ込めが改善されていることが分かる。これらの結果、ELM 無し H モードへと遷移している。

二次ビーム強度の大きさ (図 3-12(c)、(d)および(e)) は 751.8ms の鋸歯状振動後減少し始める。この理由としては輸送障壁がサンプル体積よりも内側で形成されたためにサンプル体積における電子密度が減少したのか、またはビームの軌道上での減衰が大きくなったのかが考えられるが、明らかではない。しかし 754ms から外側の 2 チャンネル ((d)、(e)) は減少を続けているが、内側 ((c)) では増加し始める。このような振る舞いは、(c)より外側($ds > -0.4$ cm)での電子密度・温度の減少による一次ビームの減衰が減少したこと、または(c)での電子密度・温度が増加したことが原因と考えられる。つまりプラズマ境界において密度・温度の急峻な勾配が形成され始めていることを示している。

二次ビーム強度の揺動のスペクトル解析の結果を図 3-10 (f)に示す。このうち 80~100kHz 成分を示したのが図 3-12 (f)である。揺動は L モード時 (730ms 以前) には 50kHz 以下の成分が主要な成分であるが、鋸歯状振動ごとに空間電位が減少するにつれて、10kHz 以下の低周波成分と 50kHz 以上の高周波成分に分離する。低周波成分は上で述べたバーストの発生によるものである。高周波成分は空間電位が下がるごとに周波数が増加している (737ms において 50 kHz \rightarrow 747ms で 80 kHz \rightarrow 751ms で 100

kHz)。これは電場が形成されたためプラズマのE×B回転が増加し、そのためその回転系に乗っている揺動の周波数が増加して観測されているものと解釈される。低周波成分つまりバーストは先に述べたように 751.8ms の鋸歯状振動崩壊時に抑制されている。高周波成分は図 3-12 (f) に示すように鋸歯状振動崩壊時には抑制されず、その約 2ms 後空間電位の急激な減少と共に抑制される。上で述べた図 3-12 (c) の二次ビーム強度の増加はこの揺動の抑制される時刻と一致している。この急激な変化が起こる時刻には D_α 光強度の減少率もわずかであるが大きくなっており、閉じ込めがさらに改善されたことを示唆している。この空間電位の急激な変化が見られている時刻には、揺動が抑制されたことにより異常輸送が低減し、その結果密度、温度および電位分布が変化していると考えられる。ここで起こっている変化は、図 3-9 の 748ms の変化と比べると、鋸歯状振動直後ではない点、空間電位の変化が急激に大きくなっていく点、100kHz の揺動が抑制される点など共通点が多く、同じ過程で変化が起こっていると予想される。

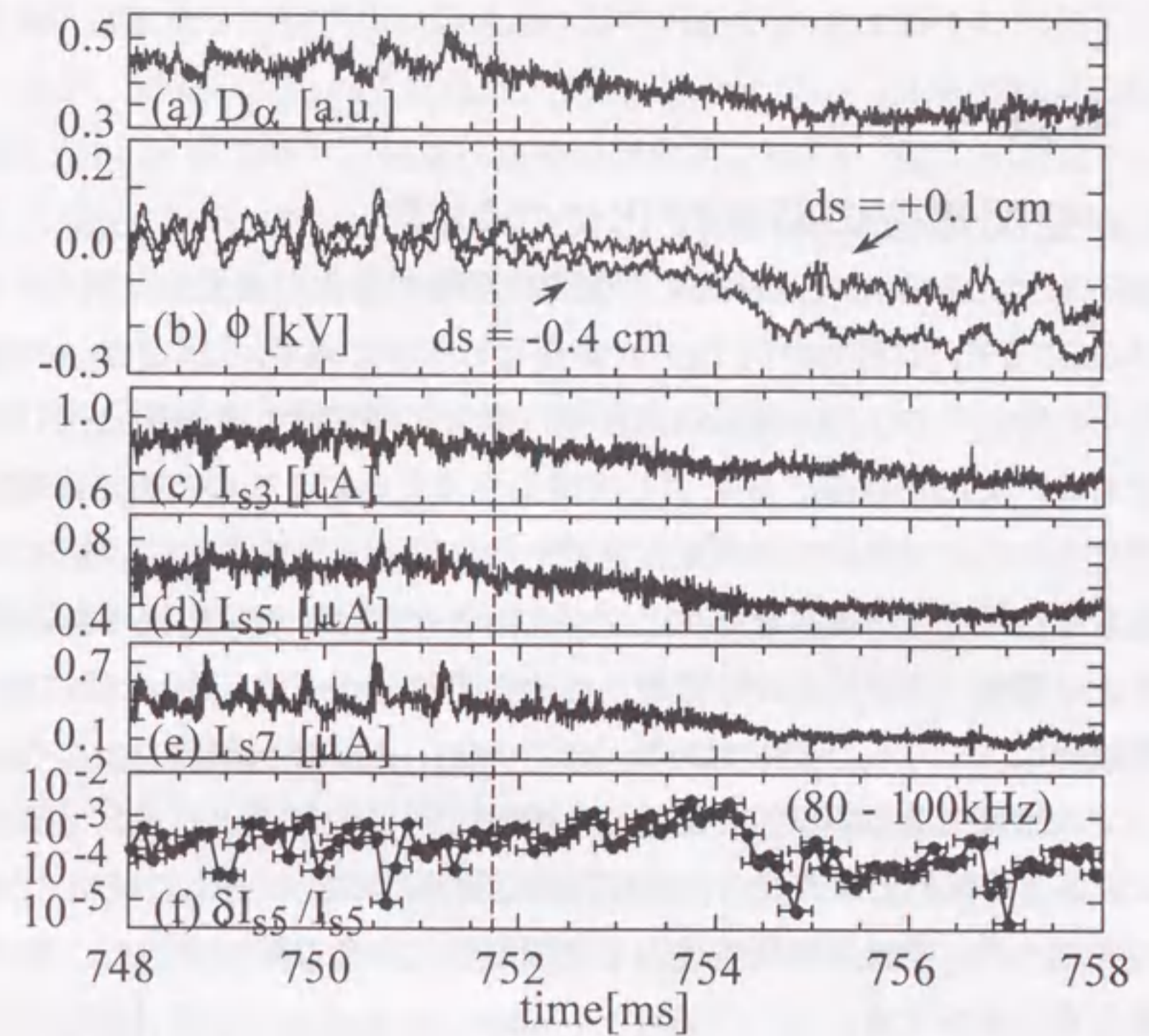


図 3-12 ELM 無し H モードへの遷移の直前の時間変化。(a) : D_α 光強度、(b) : 空間電位の時間変化。観測位置はそれぞれ $ds = -0.4$ および $+0.1$ cm。5kHz 低域通過フィルターを数値的にかけている。(c)、(d) および (e) : 二次ビーム信号強度。観測位置はそれぞれ $ds = -0.4$ (ch.3)、 $+0.1$ (ch.5) および $+0.6$ (ch.7) cm。(f) : HIBP の ch.5 の二次ビーム強度の揺動成分 (80-100kHz) の時間変化。点線は鋸歯状崩壊による熱パルスがプラズマ周辺部に到達する時刻を示す。

3.6 考察

3.6.1 空間電位の時間変化について

JFT-2MにおけるL/H遷移時の空間電位の時間変化の典型的な例を4つ図3-13に示す。比較のため D_{α} の時間変化も同時に示す。(a)、(c)、(d)はそれぞれ第3.5.1(A)項、第3.5.1(B)項、第3.5.2項で示した放電と同じものである。また(b)は(a)、(c)と同じ実験条件で行われたものである。本実験で見られた空間電位の時間変化を統一的に見ると、空間電位の変化には大きくわけて2つの異なるタイプがあることが分かる。鋸歯状振動直後の速い変化(図中の(i)の時間帯)とその後数100 μ sから数ms後に始まる比較的ゆっくりした変化である(図中の(ii)、(iii)の時間帯)。(ii)、(iii)は一つの事象であるが以後の議論のために区別した。

まず鋸歯状振動崩壊直後の(i)の時間帯に見られる速い変化の時間スケールを調べる。鋸歯状振動直後から空間電位は急激な減少を始め、その後変化率は減少する。そこで関数 $\phi(t) = \phi_L + \Delta\phi_1 \exp[-(t-t_0)/\tau_f]$ を用いてフィッティングすることによって時間スケール τ_f を見積もる。ここで ϕ_L 、 $\Delta\phi_1$ 、 t_0 はフィッティング・パラメータである。フィッティング結果は図3-13に示されている。図中の数値は τ_f の値である。この鋸歯状振動直後の空間電位の速い変化は図3-13(a)、(b)および(c)において見られており、その時間スケールは10~100 μ s程度である。

(a)、(b)および(c)は実験条件は同じであるが時間スケールにはばらつきがある。これらが何に依存するか考察する。このばらつきはサンプル体積の位置の違いによるものではない。図3-14にプラズマ中心およびプラズマ周辺部を見込むSX強度の比較を示す。(a)、(b)および(c)の順に鋸歯状振動に伴う中心からの熱の吐き出し量およびそれに伴うプラズマ周辺部への熱の伝搬量が小さくなっているのが分かる。また、それに対応して熱パルス伝搬直後の D_{α} 光強度の増加量も異なっており、周辺に及ぼされた熱的影響の違いが分かる。これらのことから時間スケールのばらつきは鋸歯状振動崩壊に伴う熱パルスの大きさの違いがその原因の一つであると推察される。

鋸歯状振動直後の空間電位の急激な減少は(a)、(b)および(c)には見られているが、(d)には見られていない。(a)、(b)および(c)と(d)の違いは追加熱電力(P_{NBI})の大きさと鋸歯状振動の周期(τ_{st})である。(a)、(b)および(c)が $P_{\text{NBI}}=840\text{kW}$ 、 $\tau_{\text{st}}\sim 15\text{ms}$ であるのに対し、(d)は $P_{\text{NBI}}=650\text{kW}$ 、 $\tau_{\text{st}}\sim 10\text{ms}$ であり、このことから一回の鋸歯状振動崩壊に伴って吐き出される熱量は(a)、(b)および(c)の方が(d)より大きいと予想される。したがって(a)、(b)および(c)と(d)の鋸歯状振動直後の空間電位の時間的振るまいの違いは、鋸歯状振動に伴う熱パルスの大きさに依存していると考えられる。

JFT-2Mでは飛行時間型中性粒子束計測によりプラズマ周辺領域におけるイオンの分布関数の時間変化を測定している[3.7]。その結果、重水素放電の場合L/H遷移時に300eVまたはそれ以上のエネルギーを持ったイオンの荷電交換損失が増加していることが測定されている。またこの損失の増加は熱パルスがプラズマ境界に到達すると同時に起こっていることが分かっている。この実験結果を解釈するために、「鋸歯状振動による熱パルスが無衝突捕捉イオンの損失を引き起こすことが電場形成に重要な役割を果たしている」という推測がなされている[3.8]。これによれば空間電位変化の時間スケールはイオンのバウンス時間程度であることが予測される。JFT-2Mの場合、主半径(R)が1.3m、小半径(r)が0.3m、安全係数(q)が2.8として、300eVの重水素イオンのバウンス時間は63 μ sとなる。今回測定された空間電位の変化の時定数10~100 μ secはこの推測と矛盾しない結果である。

また(a)、(b)、(c)には、(d)の放電で見られる4kHzの繰り返し周波数を持つバーストが現れない。これは(a)、(b)、(c)では鋸歯状振動崩壊時に十分大きな電場が形成されたためバーストを引き起こすような揺動が抑制されたためと考えられる。

次に(b)、(c)、(d)に見られる鋸歯状振動崩壊の数100 μ s後に始まる比較的ゆっくりした変化について考える(時間帯(ii)および(iii))。この時空間電位は指数関数的に減少し始め((ii)の時間帯)、その後ELM無しHモードのレベルに落ち着く((iii)の時間帯)。この時間スケールを調べるために $\phi(t) = \phi_L \mp \Delta\phi_1 \exp[\pm(t-t_0)/\tau_f]$ でフィッティングすることによって時間スケールを見積もる。上側の符号は指数関数的に増加している(ii)の時間

帯、下側は (iii)の過程の時間帯の変化を表す。(ii)の時間帯における時間スケールは 230~500 μ s、(iii)では 180~210 μ s である。

ここでの空間電位の変化は指数関数的に始まっている。これは以下のような過程と考えられる。空間電位、密度および温度分布が変化することにより揺動が抑制される始める。これによって異常輸送が低減する。この結果さらに密度、温度分布が変化し、それと同時に空間電位もさらに変化する。また時間帯(ii)の時間スケールは(b)と(c)のほうが(d)より短い。これは加熱パワーが大きいため、プラズマ中心から周辺への熱の供給が大きく、上の過程で密度、温度分布の発展が速くなりえるためと考えられる。

次に本実験で見られた空間電位の時間変化と理論的に予測されている電場の分岐に起因する遷移現象 ([3.10], [3.11]) の対応を考えてみる。

電場の遷移の時間スケールは Itoh and Itoh により $\tau_r \sim (1+2q^2)qR/v_{th,i}$ 、(ここで q は安全係数、 R は主半径、 $v_{th,i}$ はイオンの熱速度) [3.12]、Shaing によりイオンの衝突時間 $\tau = 1/\nu_{ii}$ (ここで ν_{ii} はイオン-イオン衝突周波数) [3.11] と見積もられている。本実験では $q=2.8$ 、 $R=1.3$ 、 $T_i=50$ eV、 $n=0.5 \times 10^{19}$ m $^{-3}$ とするとそれぞれ $\tau_r=66$ μ s、 $\tau=36$ μ s となる。本実験で観測された鋸歯状振動直後の速い変化はこの電場の分岐に起因する遷移現象を示しているかも知れない。一方、図 3-12 のようにそのような速い変化が見られず、密度/温度分布の変化を伴って H モードに遷移する場合も見られる。このことは電場の分岐が L/H 遷移の必要条件ではないことを示しているのかも知れない。しかし、注意すべきことは理論で示されているのは電場の変化であり、本研究ではその空間積分量である電位を測定している。理論で示されるような数 10 μ s の遷移が起こっていたとしても、図 3-15 のようにその遷移する場所が少しずつ変わっていれば、それより内側での電位はそれよりもゆっくりとした変化が起こる可能性がある。現状では HIBP の S/N 比が十分でなく、2 点の空間電位の差をとり、電場の時間変化を評価するまでには至っていない。したがって、本実験結果は電場の分岐に基づく理論を検証するにはまだ不十分である。電場の時間変化を調べるのが今後の課題である。

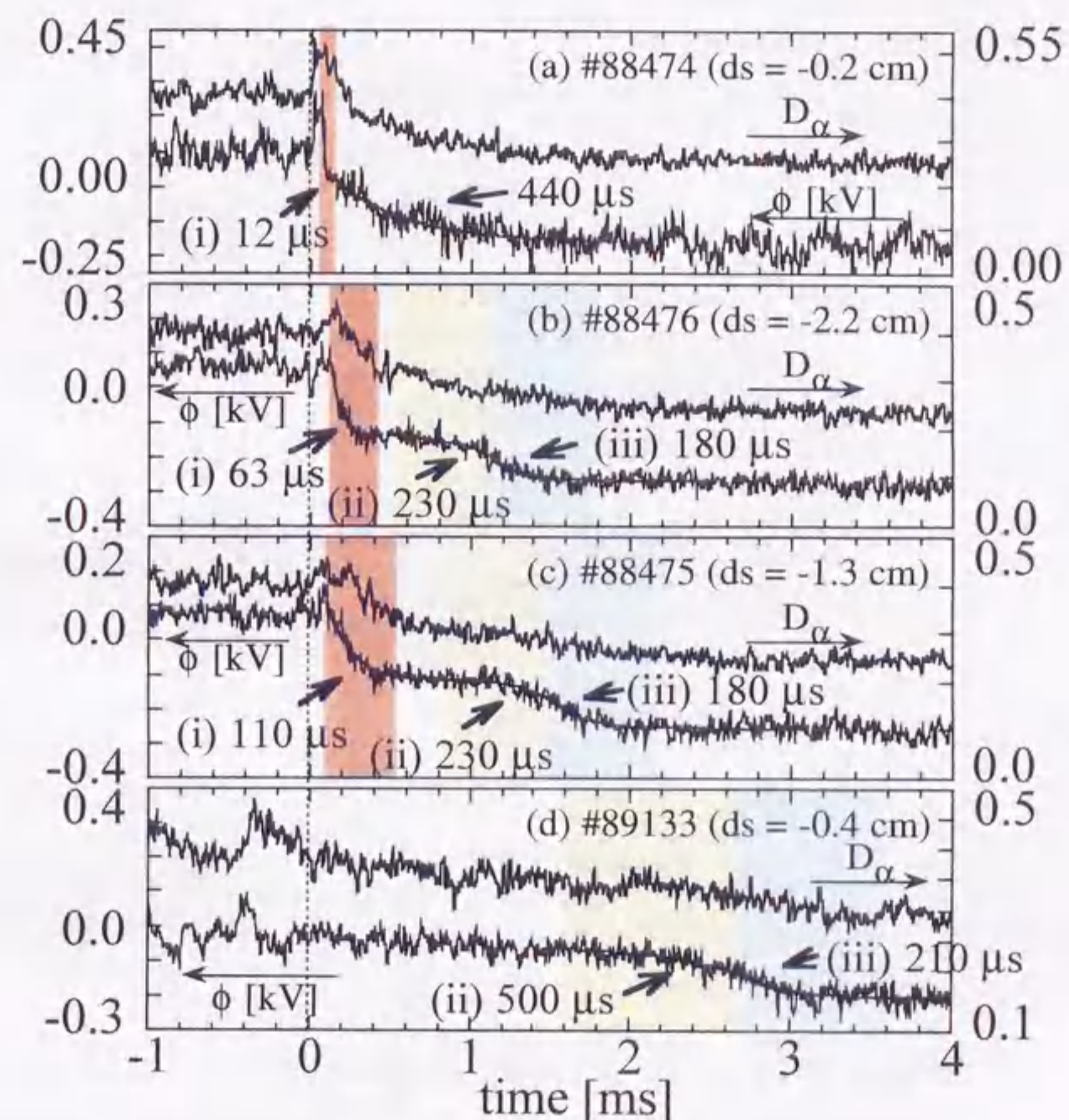


図 3-13 L/H 遷移時における空間電位の時間変化と熱パルスとの関係。横軸の時刻は鋸歯状振動による熱パルスがプラズマ周辺部に到達した時刻を 0 としている。空間電位と D_α 光強度の時間変化を示す。(a)、(c)および(d)はそれぞれ図 3-7、図 3-9および図 3-10と同一放電である。(b)は (a)および (c)と同じ実験条件の放電における変化。

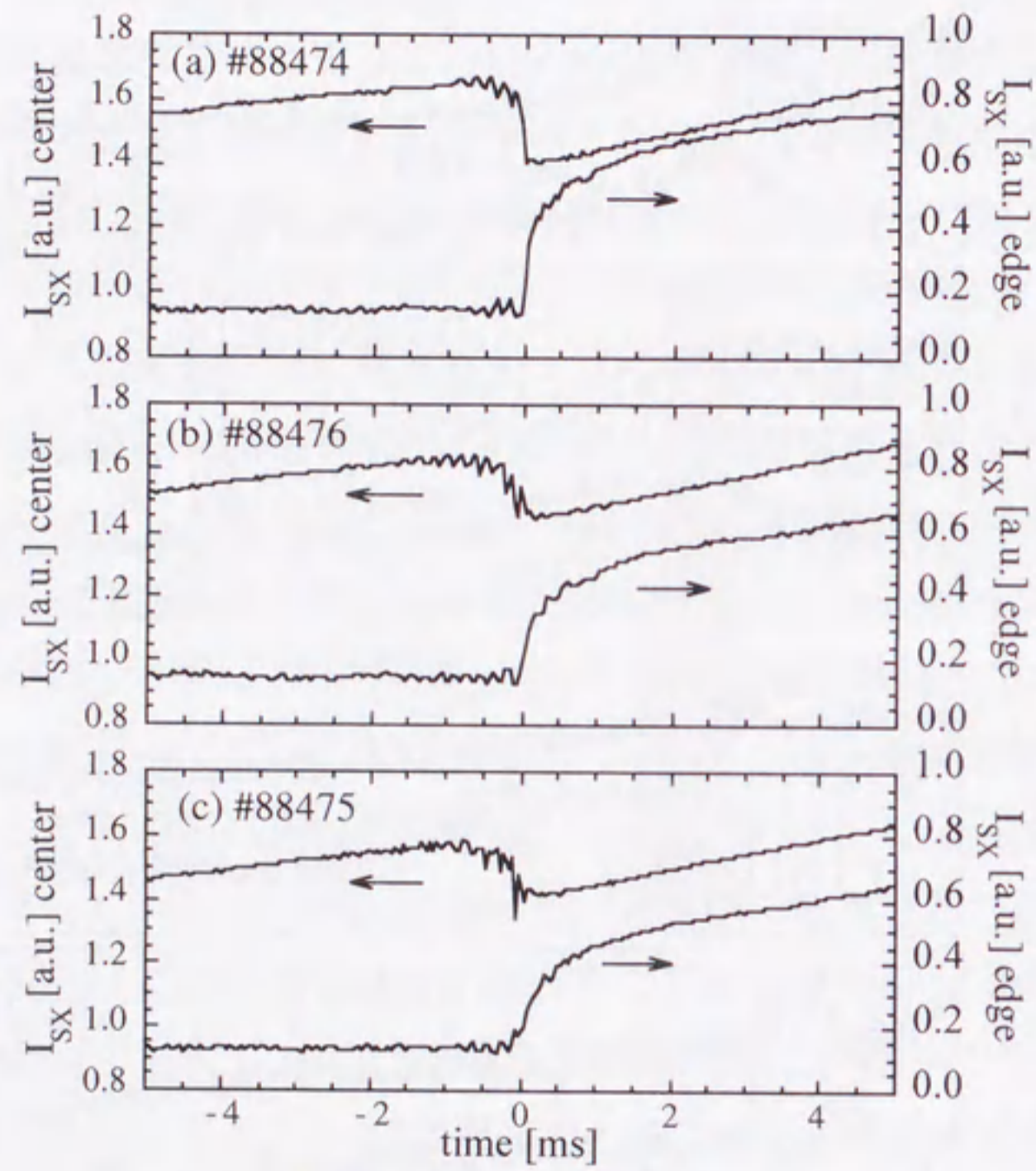


図 3-14 L/H 遷移をトリガーする鋸歯上振動崩壊時のプラズマの中心を見込むコードおよびプラズマ周辺部を見込むコードの SX 強度の変化。(a)、(b)および(c)はそれぞれ図 3-13の(a)、(b)および(c)に対応している。

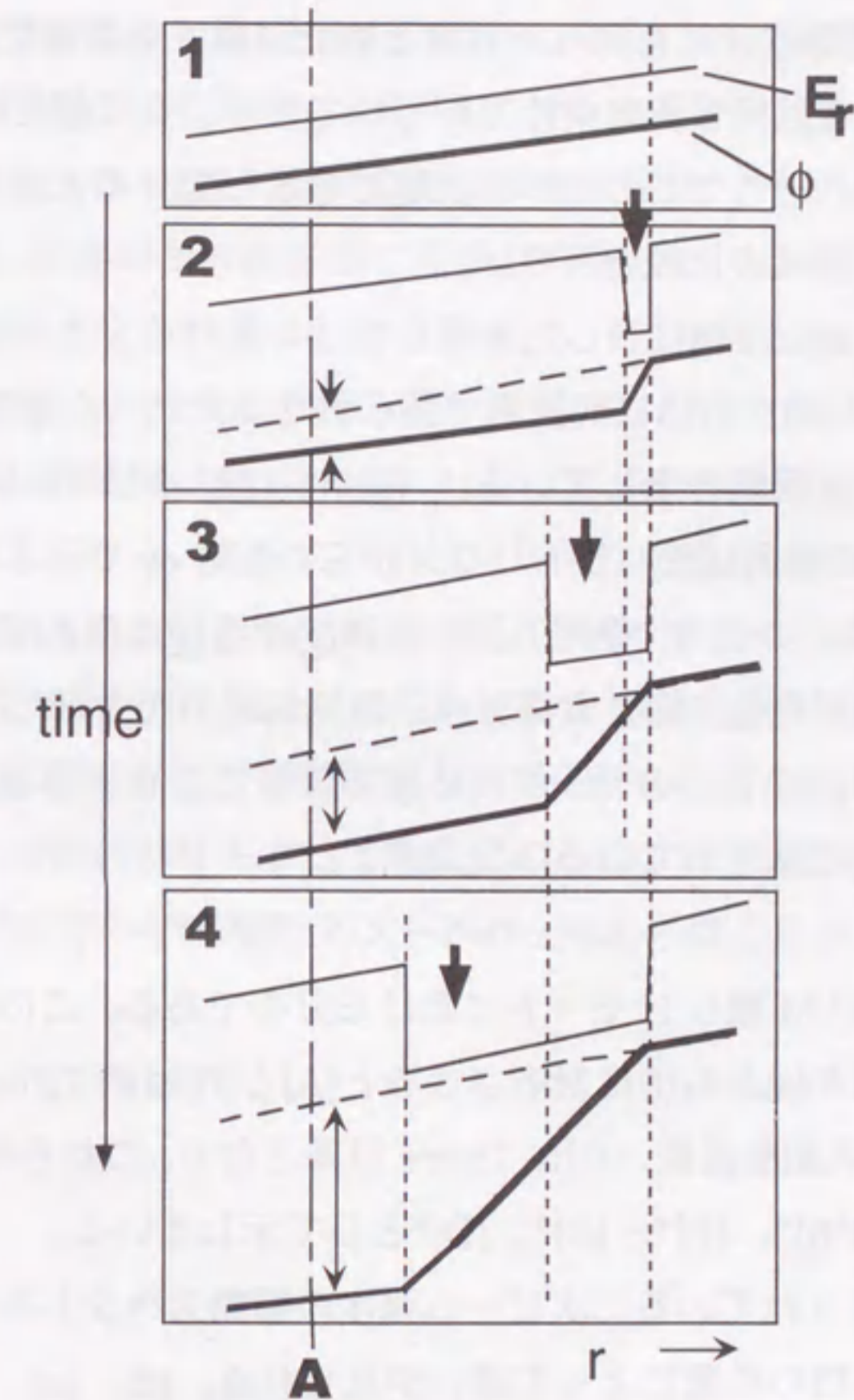


図 3-15 電場分岐に起因する電場の変化と空間電位の変化の模式図。横軸は場所、縦軸は電場(E_r)および空間電位(ϕ)を示す。電場の遷移が起こる場所(矢印)が時々刻々左側に移動していく様子を示しており、A での空間電位の変化は電場遷移の時間より長い時間スケールで変わりえる。

3.6.2 電場勾配分布と揺動の抑制の関係

ここでは、電場勾配分布と揺動が抑制される領域の関係を調べる。

第3.4節で空間電位分布を調べた放電と第3.5.2項で空間電位の速い時間変化を調べた放電は同じ実験条件で行われており、良く似た時間振る舞いをしている。そこでこの2つの放電で電場勾配分布と密度/温度揺動の抑制される領域の比較を行う。

図 3-16(a)に第3.5.2項に示した放電における異なる2点での空間電位の変化、図 3-16 (b)から(f)に同放電で得られた二次ビーム強度の揺動、すなわち密度/温度揺動を示している。(b)から(f)はサンプル体積の場所が違っており、その場所はセパトリクスからの距離 d_s で示されている((e)は図 3-10(f)と同一の信号である)。図 3-16(g)から(j)は第3.4節の二次ビーム強度分布、空間電位分布、電場分布、電場勾配分布を示している。陰をつけた領域は(b)から(f)のサンプル体積の位置に相当する場所を示している。(g)から(j)に示されている[A]と[B]はLモード時の分布、[C]は少し閉じ込めが良くなり、かつ4kHzのバーストが現れなくなった時刻における分布、[D]はELM無しHモードにおける分布である。このことから、それぞれの分布を(a)から(f)に対応させると[A]と[B]は約720ms、[C]は751.8msの鋸歯状振動直後、[D]は755ms以降となる。これらの時刻は図(a)の上にそれぞれ[A]*、[B]*、[C]*、[D]*として示している。

(b)から(f)に示されている二次ビーム強度の揺動スペクトルの時間変化は、サンプル体積の位置によって違いが見られる。(d)、(e)、(f)は第3.5.2項で述べたように、鋸歯状振動崩壊により少し閉じ込めが改善した後約4kHzの繰り返し周期で起こるバースト性の揺動と約50kHzの周波数を持つ揺動に分離する。約50kHzの揺動は段階的に周波数が増大し、751.8msの鋸歯状振動後には約100kHzになり、その後空間電位の急激な変化と共に抑制されている。一方、サンプル体積がより内側にある(b)および(c)は、741msの鋸歯状振動崩壊までは数kHzの低周波成分と約50kHzの周波数を持つ揺動が存在しているが、その鋸歯状振動崩壊後(d)と(e)、(f)と異なり揺動レベルが下がっており、751.8msの鋸歯状振動の後には揺動は抑制されている。HIBPの二次ビームの揺動信号は第1章(1-7)式で示したよう

に線積分効果があり、この揺動がサンプル体積における局所的な密度/温度揺動を反映しているかどうかは注意深く議論する必要がある。線積分効果は密度/温度揺動が存在する領域をビームが通過することによって現れる効果である。したがって図 3-16の場合にこの効果が現れるとするとサンプル体積がより内側にある(b)において顕著に見られると考えられる。このことから、751.8msの鋸歯状振動崩壊後、外側にある(d)、(e)、(f)には100kHz程度の周波数を持つ揺動が存在しているにもかかわらず、(b)と(c)では揺動が見られないということは、この揺動は(d)より外には存在しているが(b)と(c)の位置では抑制されていると考えられる。この揺動が抑制されている領域は図(j)の[C]の分布より判断すると電場勾配の大きな領域と一致している。さらにこの後空間電位が急激に減少し、サンプル体積が存在する領域において電場勾配が閾値 $((1.2 \pm 0.4) \times 10^3 \text{ kV/m}^2)$ より大きくなった時は(d)、(e)、(f)に現れていた揺動も抑制されている。このように揺動の抑制されている領域と電場勾配の大きな領域は良い一致を示しており、電場勾配によって形成されるExBシア流による揺動の抑制理論[3.9]を支持する結果を示していると考えられる。

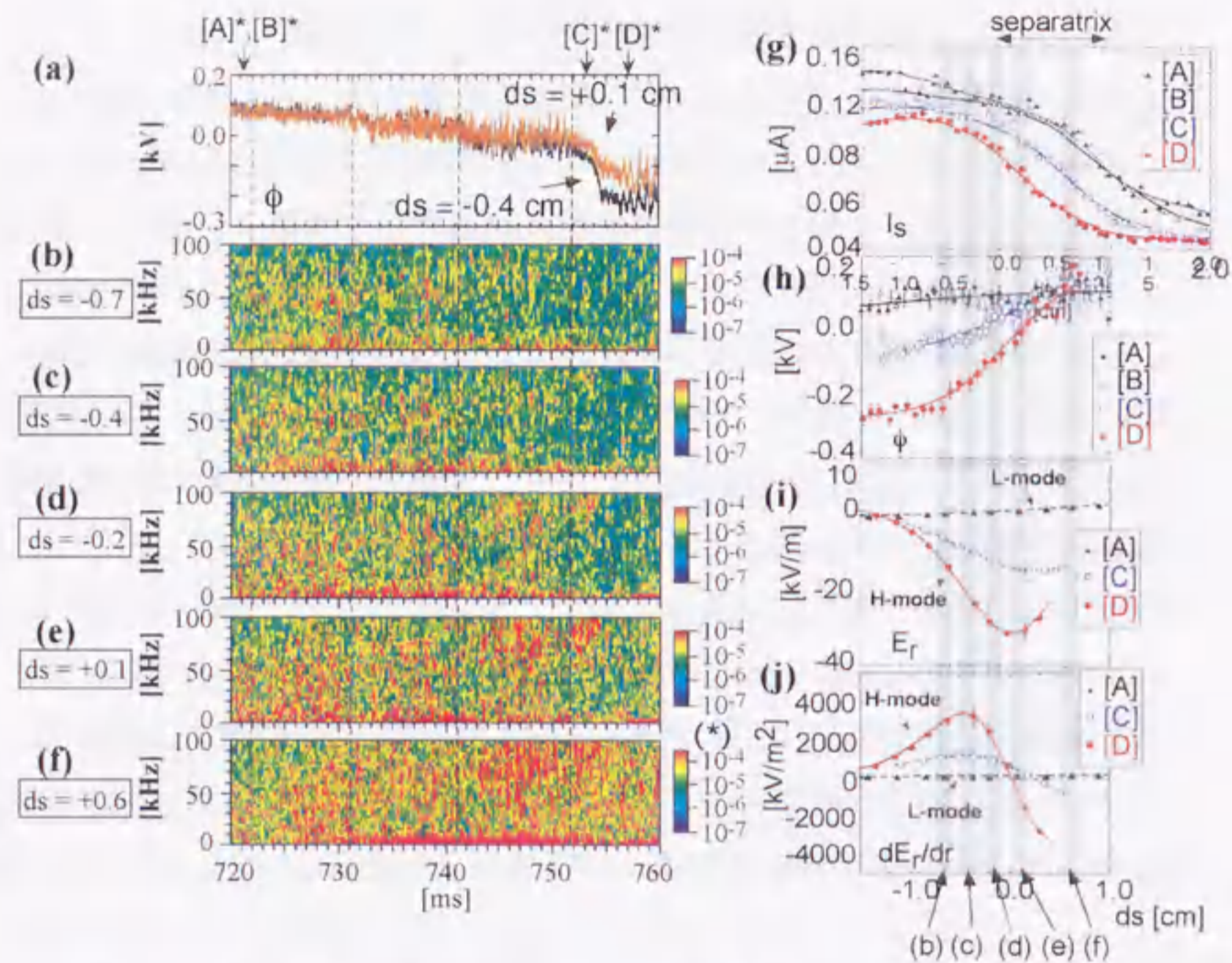


図 3-16 密度/温度揺動のサンプル体積の位置による違い。(a)空間電位の時間変化、(b)–(f)HIBPの二次ビーム強度の揺動の周波数成分の時間変化。(ただし(f)は他と強度のレンジが違う。)これらは第3.5.2項とおなじ放電。(g)–(j)は同じ実験条件で行った放電における二次ビーム強度分布、空間電位分布、電場分布、電場勾配分布を示す(これは図 3-5、図 3-6で示されているもの)。これらは第3.4節に示されている分布と同じ。ハッチをかけた部分は(b)–(f)の観測位置に対応する。(a)の上に[A]*、[B]*、[C]*、[D]*と示した時刻は(g)–(j)における[A]、[B]、[C]、[D]に相当すると考えられる時刻。

3.6.3 電場の変化と閉じ込め改善の因果関係について

本実験においては図 3-7に示すような空間電位が最大 $10\mu\text{s}$ の時間スケールで大きく ($\sim 150\text{V}$) 変化する現象が観測された。このような急激な変化は理論 ([3.10], [3.11]) の予測する電場分岐に起因する遷移現象である可能性がある。密度/温度揺動が完全に抑制される時刻は空間電位が大きく変化した時刻より後である。またこのあと密度/温度分布の急峻化が明確になっている。これは電場分岐に伴う遷移により電場が形成され、これによって揺動が抑制された結果閉じ込めが改善し、密度/温度分布が急峻化する、という因果関係を示すモデルと合っているように見える。しかしながら、密度/温度揺動の抑制は電位の大きな変化が起こる前の段階から始まっているようにも見え、また電場の速い時間変化を測定出来ていないため、現時点ではこの揺動の抑制が電場勾配の形成によるものか、他の機構によるものかどうかは判断出来ない。またこのような速い時間変化はこの放電でのみ見られており、再現性は確認されていない。

一方、数 $100\mu\text{s}$ の時間スケールで起こる空間電位の変化も見られている。この時の変化は、密度/温度揺動の抑制、密度/温度分布の急峻化を伴って変化している。電場勾配の形成、電場勾配形成に伴う $E \times B$ 回転によるシア流による揺動の抑制、圧力分布の変化、という過程が相互に密接に関連しながら ELM 無し H モードに遷移しており、明確な因果関係はみられない。

3.7 結論

本実験によって自発的な L/H 遷移時における空間電位の時間スケールを初めて明らかにすることが出来た。空間電位の時間変化には2つのタイプが見られた。

一つは鋸歯状振動による熱パルスの伝搬直後の速い変化である。この変化の時間スケールは 10~100 μ s であった。密度/温度揺動、磁場揺動はこの空間電位の変化が起こる時刻に同時に抑制される。この空間電位の速い時間スケールは、理論的に予想されている電場分岐に伴う遷移の時間定数と同程度である。しかし必ずしも鋸歯状振動直後のこのような速い変化は見られておらず、径電場分岐が H モード遷移の原因であるかどうかの結論を下すには至っていない。またこの時間スケールは熱パルスの大きさに依存している可能性がある。

もう一つはその熱パルスが伝搬し、少し閉じ込めが改善された後数 100 μ s から数 ms 経た後に起こる変化である。約 100kHz の密度/温度揺動の抑制とともに輸送障壁の形成 (圧力分布の急峻化) が同時に見られる。空間電位は 230~500 μ s の時間スケールで変化しはじめ、その後約 200 μ s の時間スケールで ELM 無し H モード時の分布に落ち着く。この変化は密度/温度などのプラズマパラメータの変化を伴って起こっており、時間スケールのばらつきは境界領域への熱流に依存しているかもしれない。

空間電位は、このような過程を経て最終的に ELM 無し H モード時に見られる大きな負の電場 (約 -30kV/m) を持つような分布にまで発展する。つまり遷移時にすでに大きな負の電場が形成されているわけではなく、閉じ込めが改善され始めた後もさらに電位分布は変化し、大きな負の電場を持った分布まで発達することが分かった。

また本研究においては空間電位分布の時間変化も測定された。電場勾配の大きな場所と揺動の抑制される場所には相関が見られている。電場の勾配が閉じ込め改善のための重要なパラメータであるとする、その閾値は $(1.2 \pm 0.4) \times 10^3$ kV/m² 以下であると考えられる。

最後に、本研究によって見られた空間電位、プラズマパラメータの時間変化を図 3-17にまとめる。

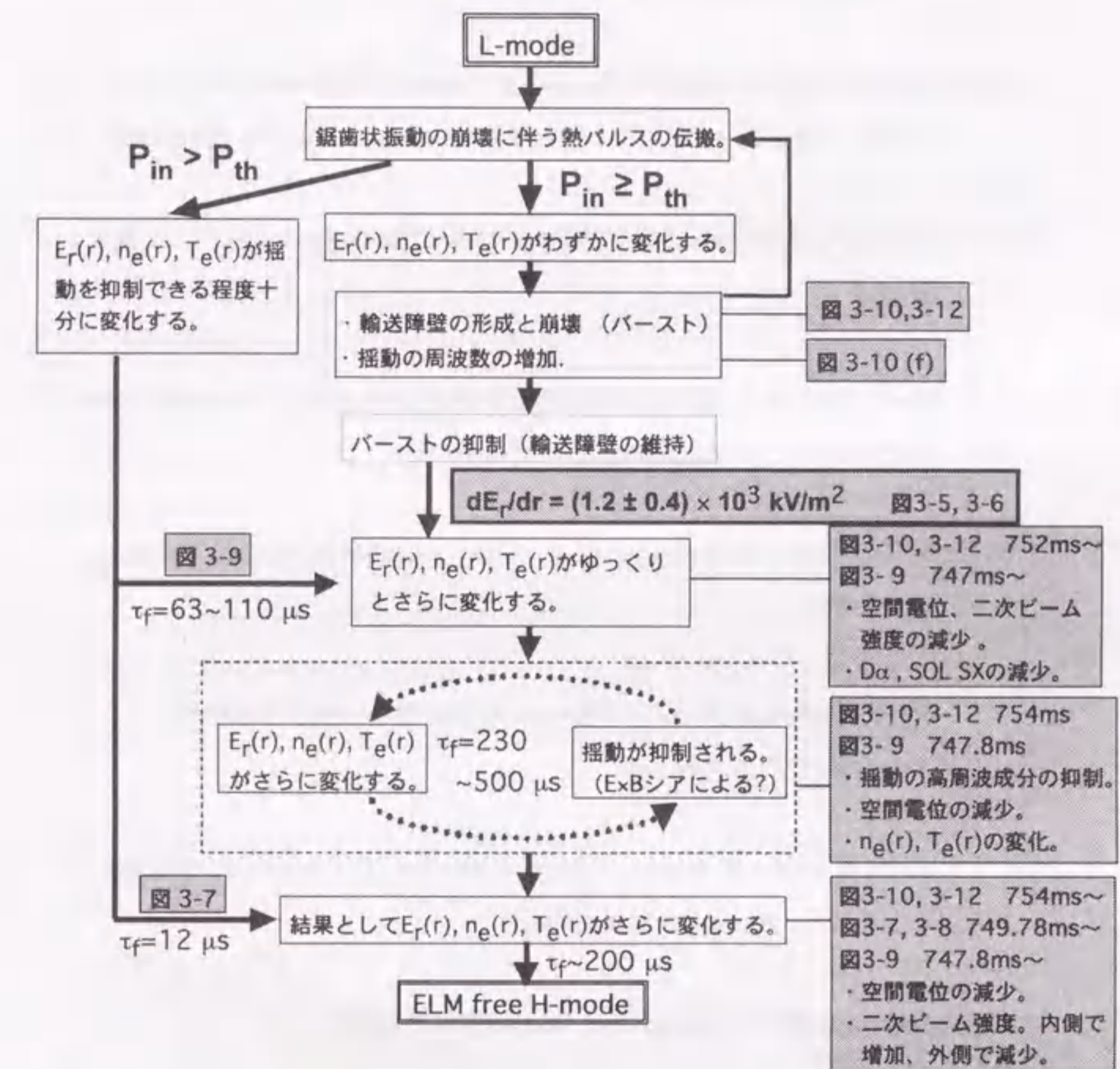


図 3-17 実験結果のまとめ。右側の陰をつけた四角は本研究における実験結果である。(*)フォローチャートの中の点線で囲まれた四角の中の因果関係は本実験ではまだ明らかではない。

参考文献

- [3.1] K. Ida, S. Hidekuma, Y. Miura, T. Fujita, M. Mori, K. Hoshino, N. Suzuki, and T. Yamauchi, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1364 (1990)
- [3.2] M. Greenwald, J. Schachter, W. Dorland, R. Granetz, A. Hubbard, J. Rice, J. A. Snipes, P. Stek, and S. Wolfe, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40**, 789 (1998)
- [3.3] K. Shinohara, Y. Miura and K. Hoshino, *J. Plasma and Fusion Research*, **74**, 607 (1998)
- [3.4] T. Ido, K. Kamiya, Y. Miura, Y. Hamada, A. Nishizawa, and Y. Kwasumi, *Plasma Phys. Control. Fusion* (2000) (to be published)
- [3.5] R. R. Weynants, S. Jachmich and G. Van Oost, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40**, 635 (1998)
- [3.6] T. Ido, K. Kamiya, Y. Miura, Y. Hamada, A. Nishizawa, and Y. Kwasumi, Submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [3.7] Y. Miura, F. Okano, N. Suzuki, M. Mori, K. Hoshino, T. Takizuka, K. Itoh, and S. -I. Itoh, *Phys. Plasmas*, **3**, 3696 (1996)
- [3.8] Y. Miura and JFT-2M Group, *Nucl. Fusion*, **37**, 175 (1997)
- [3.9] H. Biglari, P. H. Diamond and P. W. Terry, *Phys. Fluids*, **2**, 1 (1990)
- [3.10] S. -I. Itoh and K. Itoh, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2276 (1988)
- [3.11] K. C. Shaing and E. C. Crume, Jr., *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 2369 (1989)

- [3.12] K. Itoh, S.-I. Itoh, and A. Fukuyama, *Transport and Structural Formation in Plasmas*, (IOP, Bristol and Philadelphia, 1999)

第4章 総括

4.1 本研究のまとめ

本研究はトカマクプラズマにおけるL/H遷移時の空間電位を、HIBPを用いて高時間分解能、高空間分解能で測定することにより、その振る舞いと輸送障壁の形成の関係を明かにすることを目的として行われた。

本研究はHIBPをJFT-2Mトカマクに設置して行われた。空間電位の測定を行うに先立ち、まず較正実験を行った。較正実験はサンプル体積の位置を軌道計算によって求めるためのデータの取得と、エネルギー分析器の入射角依存性を取得することを目的として行った。この結果を第2章に述べた。実験は空間電位の非一様性をなくすために、真空容器に詰めたヘリウムガスと入射した一価のタリウムの衝突電離により生成される二価のタリウムイオンを検出することによって行った。本較正実験時において、サンプル体積の発散現象という極めて限られたビーム入射パラメータの時のみに現れる現象を実験的に検証した。この現象が現れるのは限られたパラメータにおいてのみであるため、軌道計算と実験の比較を行う上でも有用であることを示した。較正実験により測定位置は軌道計算を用いて1.5cmの精度で決定できることを確認した。エネルギー分析器の較正によりその特性も明らかにされた。

第3章では、L/H遷移時における空間電位および電子密度/温度揺動の時間変化を測定した結果を述べた。まず最初に、測定上問題となるポロイダル磁場のエネルギー測定器への影響とその補正の手法について述べた。ポロイダル磁場によってビーム軌道はトロイダル方向に曲げられるのでそれを補正するためにトロイダルスイーパーによってビームを偏向させる。その補正のための掃引電圧を求め、これによりL/H遷移時の空間電位の測定は16V以下の精度で行うことができることを示した。

空間電位の測定においては、自発的なL/H遷移時における空間電位の時間スケールを初めて明らかにすることが出来た。本実験においては空間電位の時間変化には2つのタイプが見られた。一つは鋸歯状振動によ

る熱パルスの伝搬直後に起こる速い変化である。この変化の時間スケールは10~100 μ sであった。この時密度/温度揺動、磁場揺動も同時に抑制される。この空間電位の速い時間スケールは、理論的に予想されている径電場の分岐に伴う遷移の時定数と同程度である。しかし必ずしも鋸歯状振動直後のこのような速い変化は見られておらず、径電場分岐がHモード遷移の原因であるかどうかの結論を下すには至っていない。またこの時間スケールは熱パルスの大きさに依存している可能性があることを示した。

もう一つは、その熱パルスが伝搬したことにより少し閉じ込めが改善されてから数100 μ sから数ms経た後に起こる変化である。密度・温度分布の変化と約100kHzの密度/温度揺動の抑制がこの時同時に見られる。閉じ込め改善によるプラズマパラメータの変化を伴っていることを明確に示している。230~500 μ sの時間スケールで変化しはじめ、その後約200 μ sの時間スケールでELM無しHモードに見られる値に落ち着く。遷移時にすでに大きな負の電場が形成されているわけではなく、閉じ込めが改善され始めた後もさらに電位分布は変化し、大きな負の電場を持った分布にまで発達することが分かった。

また本研究においては空間電位分布の時間変化も測定された。揺動計測との比較から電場勾配の大きな領域と揺動が抑制される位置には相関が見られた。電場の勾配が閉じ込め改善のための重要なパラメータであるとする、その閾値は $(1.2 \pm 0.4) \times 10^3$ kV/m²以下であると考えられる。

4.2 今後の展望

本実験では空間電位の時間変化を測定出来たが、その空間微分である電場の時間変化に関してはS/N比が不十分であり現段階では明らかにできていない。本実験においては空間電位の変化は理論の予測する電場の遷移の時定数よりも十分遅い変化が見られた。ただし、空間電位が電場の積分量であることを考えると、電場の変化はこの空間電位の変化の

時間スケールと同程度かそれよりも速い時間スケールで変化していることもあり得る。従って電場分岐に起因する遷移理論との比較を行う上では電場の時間変化を測定することが必要である。そのためにはS/Nをあげることが必要である。これに関してはイオン源の作成方法の改良、ビーム輸送系の調整で改善できる余地がある。

本実験では信号強度が十分ではなく、空間電位揺動を議論しなかったが、静電揺動による異常輸送を見積もる上で重要である。HIBPは電位揺動と密度揺動を同時に測定できる可能性のある計測器であり、今後これらの点を調べていくことが重要な課題であると考えられる。JFT-2MのHIBPではビームの入射エネルギーおよびトロイダル磁場を適切に選ぶことにより、サンプル体積を同一磁気面上に分布させることができるので、ポロイダル方向の波数の測定も可能である。このことからさらにS/Nをあげることにより空間電位揺動と密度揺動のスペクトルが得ることができる。異常輸送を支配する揺動の分散関係およびそれによる径方向粒子束を求めることもできると考えられる。L/H遷移時におけるこれらの測定はまだ例がなく、今後の重要な研究課題である。

また、径電場の形成機構を明らかにするためには、空間電位（または電場）変化の時間スケールおよび、電場勾配の大きさ・形成領域のプラズマパラメーターに対する依存性を系統的に調べていく必要がある。特にJFT-2Mにおいてはプラズマ周辺部におけるイオンの分布関数の変化が測定されており、イオンの分布関数の変化と空間電位の変化の比較を行うことにより空間電位の急激な変化とイオンの振るまいとの関係を明らかにすることは興味深く、重要な課題である。

付録

A-1. 平行平板静電エネルギー分析器

平行平板静電エネルギー分析器[A.1]の模式図を図A-1に示す。ここでは2価のビームを検出する場合を考える。ビームのエネルギーの変化つまり空間電位 ϕ は次のように表すことができる[A.2]。

$$\phi = 2V_a F(\theta) ND + (2V_a G(\theta) - E_0) \quad (\text{A-1})$$

ここで V_a 、 E_0 は分析器電極間電圧、一次ビーム加速電圧（入射エネルギー）であり、 θ はビームの検出器への入射角である。 $F(\theta)$ 、 $G(\theta)$ は分析器の形状と二次ビームの分析器への入射角度から決まる関数でそれぞれ次のようにあらわされる。

$$F(\theta) = \frac{w(\sin\theta_a + \cos\theta_a \tan\theta)}{8d \sin^2\theta} \quad (\text{A-2})$$

$$G(\theta) = \frac{X_D \tan\theta - Y_D}{4d \sin^2\theta} \quad (\text{A-3})$$

ND (*Normalized Deference*) はスプリット・プレート検出器の上側プレート、下側プレートで受けられるビーム電流 I_u 、 I_d を用いて

$$ND = \frac{I_u - I_d}{I_u + I_d} \quad (\text{A-4})$$

と定義され検出器上でのビームの動きを表しており、空間電位の変化に対応する。つまりスプリット・プレートの差信号を取ることでより式(A-1)より空間電位を測定できる。

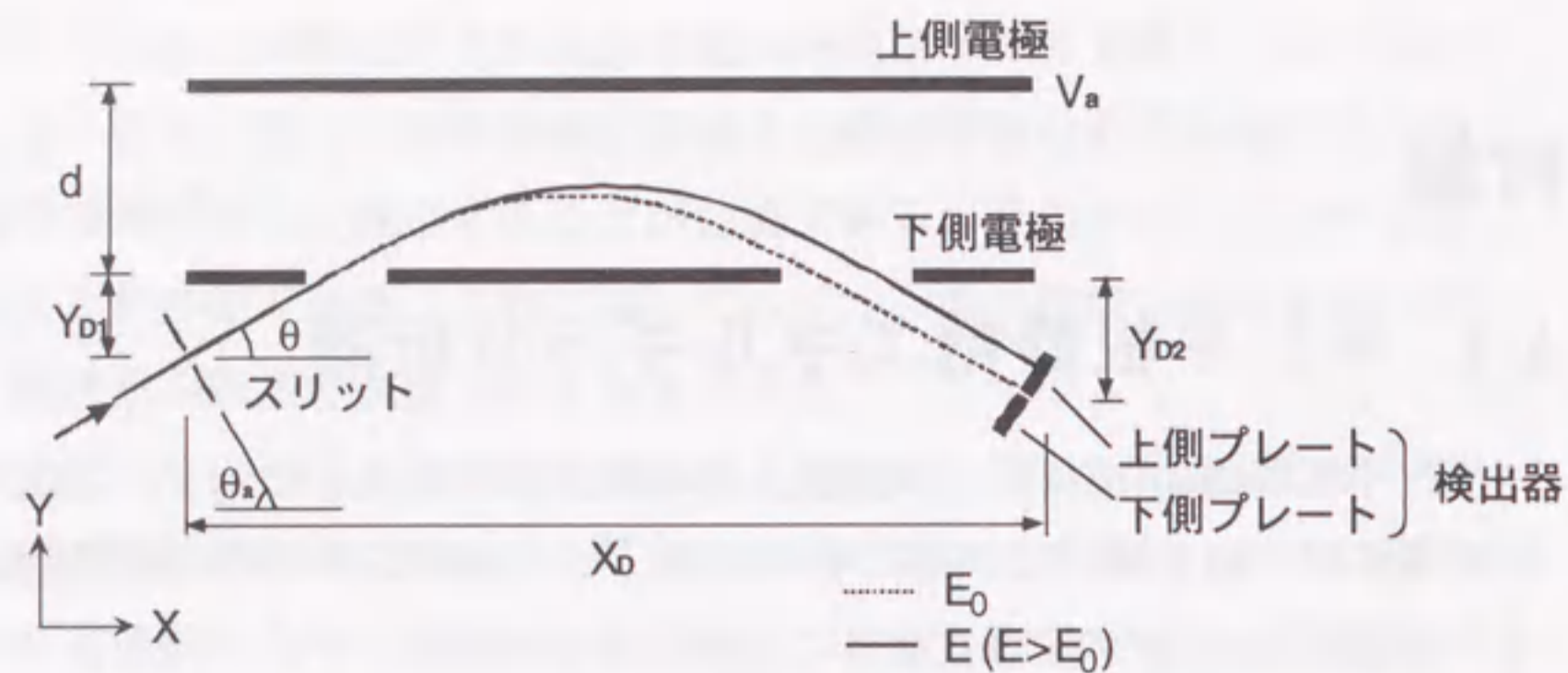


図 A-1 平行平板静電エネルギー分析器の原理。電極間の電位差は V_a 。スリットを通過して電極間に入ったイオンは電場によって曲げられ検出器に到達する。ビームのエネルギーが変化すると検出器面上での到達点がずれるので、このずれより逆にビームのエネルギーを測定できる。

このエネルギー分析器はエネルギーを図 A-1 の X 方向のビームの飛程として測定するものであるため、入射角 θ の変化はビームの飛程を変化させ得、エネルギー測定に誤差を生じさせる可能性がある。この影響を最小限に押さえるように入射角、入口スリットおよび検出板の位置を決める必要がある。平行平板静電エネルギー分析器の場合入射角のずれに対して到達点がずれない、すなわち焦点となる配置が存在する。まず一次の焦点は $\partial ND / \partial \theta = 0$ であるので (A-1) - (A-4) より

$$Y \equiv Y_{D1} + Y_{D2} = \frac{2V_a}{E_0} d \cos 2\theta \sin^2 \theta \quad (\text{A-5})$$

となる (ここで Y_{D1} 、 Y_{D2} 図 A-1 参照)。次に二次の焦点は $\partial^2 ND / \partial \theta^2 = 0$ であり、これを計算すると $\theta = 30^\circ$ が得られる。つまり入射角度 θ を 30° に合わせ、(A-5) を満たすように分析器および検出器を設定しておけば、入射角のずれに対してエネルギーの測定誤差が最小になる。したがって予想される入射ビームに対してエネルギー分析器の角度 30° になるように設置することが重要である。

またこのエネルギー分析器はこの対称面 (図 A-1 の紙面) に平行方向

の速度成分を測定するので、エネルギー E_0 のビームが対称面に対して角度 ϕ を持って入射した場合測定値は

$$E = E_0 (1 - \cos^2 \phi) \quad (\text{A-6})$$

となりビームのエネルギーを $E_0 \cos^2 \phi$ 低く見積もってしまう。これは HIBP による空間電位計測のように入射ビームのエネルギーに対して空間電位すなわちエネルギー変化が小さい場合、 ϕ が小さくても深刻な影響を及ぼす。したがってビームを対称面に平行に入射させることが重要である。

参考文献

- [A.1] T. S. Green and G. A. Proca, Rev. Sci. Instrum, **41**, 1409 (1970)
- [A.2] L. Solensten and K. A. Connor, Rev. Sci. Instrum. **58**, 516 (1987)

謝辞

本研究は核融合科学研究所と日本原子力研究所の共同研究として JFT-2M トカマク装置において行われたものである。本研究に参加する機会を与えていただき、また御指導いただいた核融合科学研究所濱田泰司教授に心より感謝いたします。また本研究を遂行するにあたって実験の基礎から懇切丁寧な御指導をいただいた日本原子力研究所プラズマ物理実験研究室三浦幸俊主任研究員には心より感謝の意を表します。核融合科学研究所渡利徹夫教授には平素より御指導いただき、数々の問題解決の糸口を与えていただきました。また遠方での研究生活に心を配っていただきました。ここに厚く御礼申し上げます。核融合科学研究所西澤章光助手には HIBP 計測装置の立ち上げ時期より、装置の基本的なところから丁寧に教えていただきました。心より感謝いたします。また核融合科学研究所川澄義明技官には装置の設計・製作において大変お世話になりました。心よりお礼申し上げます。核融合科学研究所熊澤隆平助教授には修士課程在籍時より御指導、激励を賜りました。ここに深く感謝の意を表します。

本論文をまとめるにあたって貴重な御討論、御助言をいただいた核融合科学研究所東井和夫教授、名古屋大学工学部高村秀一教授ならびに名古屋大学工学部庄司多津夫助教授には心より感謝いたします。

本研究に対して数々の有益な助言、激励を賜りました核融合科学研究所伊藤公孝教授、核融合科学研究所佐貫平二助教授、九州大学応用力学研究所伊藤早苗教授には深く感謝いたします。

JFT-2M において研究を行う上での数々の御配慮をいただき、かつ有益な助言をいただきました日本原子力研究所プラズマ物理実験研究室木村晴行室長には心よりお礼申し上げます。

本研究の遂行は、核融合科学研究所藤原正己所長、同飯吉厚夫前所長、日本原子力研究所岸本浩理事、日本原子力研究所那珂研究所太田充所長、同炉心プラズマ研究部船橋昭昌部長、同安積正史部長、同二宮博正次長の皆様の御理解と御支援によるものであり、ここに深く感謝いたします。

また実験を行うにあたってはプラズマ物理実験研究室および JFT-2M 試験室の皆様の御協力がありました。ここに心よりお礼申し上げます。総合研究大学院大学の神谷健作氏は共同実験者として様々な助言と御助力をいただきました。また名古屋大学大学院の難波慎一氏、清水昭博氏には研究面はもとより生活面においても様々な協力と助言をいただきました。各氏に対し心より感謝いたします。

最後になりましたが、本研究半ばにして急逝されました故前田彦助前プラズマ物理実験室研究室室長、故鈴木紀男前プラズマ物理実験室研究室室長には本研究の立ち上げ時より有益な助言と御助力をいただきました。ここに感謝の意を表すると共に、御冥福をお祈りいたします。

研究業績

学会誌等

第2章

" Heavy ion beam probe diagnostic system on JFT-2M "

T. Ido, Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, Y. Miura, and K. Kamiya, Rev. Sci. Instrum, **70**, 955 (1998)

" Behaviors of sample volumes of the heavy ion beam probe on JFT-2M "

T. Ido, K. Kamiya, Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, and Y. Miura, Plasma Phys. Controll. Fusion, **41**, 1013 (1999)

第3章

" Observation of fast temporal change of potential at L/H transition by heavy ion beam probe on JFT-2M "

T. Ido, K. Kamiya, Y. Miura, Y. Hamada, A. Nishizawa, and Y. Kawasumi, submitted to Phys. Rev. Lett.

" Temporal behaviors of potential and fluctuation at L/H transition on JFT-2M "

T. Ido, K. Kamiya, Y. Miura, Y. Hamada, A. Nishizawa, and Y. Kawasumi, Plasma Phys. Controll. Fusion, (2000) (to be published)

本学位論文は以上の論文に基づき執筆された。

国際会議等

第2章

" Heavy ion beam probe diagnostic system on JFT-2M "

T. Ido, Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, Y. Miura, K. Kamiya

12th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Princeton, New Jersey, 7-11 June 1998

第3章

" Fast potential changes at H-mode transition in the JFT-2M tokamak "

Y. Hamada, T. Ido, K. Kamiya, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, Y. Miura, and JFT-2M group, 17th IAEA Fusion Energy Conference, Yokohama, Japan, 19-24 Oct. 1998, IAEA-F1-CN-69/PD

" Temporal behaviors of potential and fluctuation at L/H transition on JFT-2M ",

T. Ido, K. Kamiya, Y. Miura, Y. Hamada, A. Nishizawa, and Y. Kawasumi
7th IAEA Technical Committee Meeting on H-Mode and Transport Barrier Physics, Oxford, UK, 27-29 Sep. 1999, A-11

以上が本学位論文に関連する発表である。

