



Title	超高速二次元X線画像計測によるレーザー爆縮コア・プラズマの一様性に関する研究
Author(s)	部谷, 学
Citation	大阪大学, 1999, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3155400
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

超高速二次元X線画像計測による
レーザー爆縮コア・プラズマの一様性に関する研究

1999年1月

部谷 学

内容梗概

本論文は、筆者が大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻博士前期及び後期課程在学中において行った、超高速二次元X線画像計測によるレーザー爆縮コア・プラズマの一様性に関する研究の成果をまとめたものである。

レーザーを用いた慣性閉じ込め核融合における点火、燃焼の実現を目指した実験的及び理論的研究は、過去20年以上に渡り国内外の研究所で精力的に行われてきた。その点火方式の一つに中心点火方式がある。この方式は、レーザー光の直接照射によって得られる高いアブレーション圧力を用いて、球殻状の核融合燃料ペレットを均一に圧縮（爆縮）させる。高利得を得るためには、爆縮の最終段階において中心部に核融合点火源となる高温のコア（ホット・スパーク）部があり、その周りを高密度の主燃料部が取り囲む等圧コア構造を形成する必要がある。主燃料部の高密度圧縮は既に達成されており、その内部での安定なホット・スパーク形成の実現が重要な課題である。

安定なホット・スパーク形成の実現の鍵は均一な爆縮にある。レーザーの照射非一様性及びターゲットの表面粗さを種とした爆縮の非一様性が、ホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマの一様性を崩し、コアの十分な加熱を阻害していると考えられてきた。しかしながら、その加熱過程は超高速で微小な現象であるため、計測器の分解能の制限からその時間的、空間的に変化する様子（ダイナミクス）を実験的にとらえることは困難である。そのため、現在まで実験結果に基づいたスパーク形成過程に関する研究は十分にはなされておらず、その形成過程で実際に起こっている現象を正確に理解する必要がある。

このような観点から、筆者はホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマのダイナミクス診断に要求される時間分解能を満たす手法として、X線ストリーク・カメラに画像サンプリング技術を応用した超高速二次元X線画像計測法を開発し、これを爆縮実験に導入し、爆縮コア・プラズマの時間分解した二次元X線画像の撮影に成功した。得られた二次元空間情報と一次元及び二次元流体シミュレーション・コードとの比較により、ホット・スパーク形成過程の物理解明を行った。特に、爆縮の低次モード非一様性がスパーク形成過程に与える影響に着目し、低次モード非一様性によるコア・プラズマの加熱、冷却機構を定量的に明らかにすることを試みた。本研究の最終的な目標は、得られた結果を将来の点火、燃焼、及び高利得ターゲット設計に反映させることである。

本論文は、五章から構成されている。

第一章は緒論であり、レーザーを用いた慣性閉じ込め核融合の原理、手法に触れ、レーザー核融合研究における本研究の意義を述べる。

第二章では、中心点火方式によるレーザー核融合の爆縮シナリオを四つの時間領域 (1) 初期加熱相、(2) 加速相、(3) 減速相、(4) 膨張相に分類し、各時間領域における爆縮の物理現象と諸問題について述べる。特に、減速相におけるホット・スパーク形成の条件を (1) 非一様な加速

によって増大する爆縮の低次モード非一様性と (2) 流体力学的不安定性となって指数関数的に成長する爆縮の高次モード非一様性の両者の観点から記述し、高利得ターゲットと現在の爆縮実験の位置づけを行う。そして、減速相におけるスパーク形成過程の物理解明のための実験的な評価手法を示す。

第三章では、一次元空間分解計測に限られるX線ストリーク・カメラに画像サンプリング技術を応用することにより、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスの時間分解、二次元空間分解計測を可能とした。その具体的手法として、一次元画像サンプリング技術を用いたマルチイメージングX線ストリーク・カメラ (MIXS) 法、一次元結像とMIXS結像を組み合わせた1D+MIXS法、MIXS法に波長選択機能を加えたマルチチャンネルMIXS (McMIXS) 法、二次元画像サンプリング技術を応用した二次元サンプリングイメージX線ストリーク・カメラ (2D-SIXS) 法を開発した。これらを爆縮実験に導入して、爆縮コア・プラズマの時間分解した二次元X線画像の撮影を行い、ホット・スパーク形成過程の実験的な評価を可能にした。さらに、得られた膨大な二次元画像データを動画的描画手法を用いて表示することにより、ホット・スパーク形成過程のより直観的、効果的な理解を可能にした。

第四章では、爆縮の低次モード非一様性が減速相でのホット・スパーク形成に与える影響に着目して、爆縮の半径圧縮率及び流体力学的不安定性成長率を制御して行った爆縮実験について述べる。加速相から減速相までの爆縮全体のダイナミクスを第三章で開発した超高速二次元X線画像計測技術を中心とする多数のX線計測法及び中性子計測法を用いて、多方向からの総合的な診断を行った。得られた実験結果と一次元及び二次元シミュレーション・コードとの比較により、加速相におけるモード1と例えばモード6からなる爆縮のマルチモード非一様性によって、爆縮コア・プラズマが変形及び移動し減速相後半においてコア・プラズマを冷却すること、非一様性の低減がコアの加熱を改善させること、等を明らかにした。

第五章は結論であり、本論文で明らかとなった研究成果をまとめ、総括を行う。

目次

内容梗概

第一章 緒論

1.1 はじめに	1
1.2 レーザー慣性閉じ込め核融合の原理	1
1.3 本研究の目的	3
第一章の参考文献	3

第二章 中心点火方式におけるホット・スパーク形成

2.1 はじめに	5
2.2 中心点火方式における爆縮過程のシナリオ	5
2.3 爆縮の低次～高次モード非一様性とホット・スパーク形成	7
2.4 ホット・スパーク形成過程の実験的評価	10
2.5 まとめ	12
第二章の参考文献	12

第三章 X線ストリーク・カメラを用いた超高速二次元X線画像計測技術

3.1 はじめに	15
3.2 X線ストリーク・カメラにおける画像サンプリング技術	15
3.3 マルチイメージングX線ストリーク・カメラ (MIXS) 法の開発	20
3.3.1 MIXS法の原理	20
3.3.2 MIXS法の二次元X線画像再構成における画像補正	22
3.3.2.1 画像サンプリングに関する画像補正	22
(a) ピンホール・サイズのばらつきに対する補正	22
(b) 水平方向の画像配列距離に対する補正	23
(c) 画像スムージング処理	24
(d) 二次元画像の空間スケールに対する補正	26
(e) ピンホールの視差に対する評価	27
3.3.2.2 X線ストリーク・カメラに関する画像補正	27
(a) フォトカソード感度分布の非一様性に対する補正	27
(b) ストリーク・カメラの電子結像における画像歪みに対する評価	31
(c) ストリーク管の時間掃引歪みに対する評価	35
3.3.2.3 MIXS法における二次元X線画像再構成の検証	36
(a) MIXS法の二次元X線画像再構成手法	37
(b) 十字ターゲットを用いたMIXS法の二次元X線画像再構成	39

3.3.3	MIXS法の性能及び特徴	44
3.3.3.1	時間分解能	44
	(a) 光電子の初速度分布による電子走行時間広がり	45
	(b) 有限な空間像解度による時間広がり	45
	(c) 時間サンプリングによる時間広がり	46
3.3.3.2	空間分解能	46
	(a) ピンホール径による幾何光学的な空間広がり	46
	(b) 回折による空間広がり	46
	(c) カソード・スリット及びストリーク管による空間広がり	47
3.3.3.3	観測X線波長領域及び空間視野	48
	(a) 観測X線波長領域	48
	(b) 空間視野	50
3.3.3.4	MIXS法の特徴	51
3.3.4	プラスチック球殻ターゲットを用いた爆縮実験への導入	52
3.3.4.1	爆縮実験条件	52
3.3.4.2	MIXS法による爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス計測	53
3.3.5	まとめ	56
3.4	一次元及びマルチイメージングX線ストリーク・カメラ (1D+MIXS) 法の開発	57
3.4.1	はじめに	57
3.4.2	1D+MIXS法の原理	57
3.4.3	1D+MIXS法による爆縮ダイナミクス計測	59
3.4.4	まとめ	63
3.5	マルチチャンネルMIXS (McMIXS) 法の開発	64
3.5.1	はじめに	64
3.5.2	McMIXS法の原理	64
	3.5.2.1 多重スペクトル二次元X線画像計測の原理	64
	3.5.2.2 二次元電子温度分布の導出手法	66
	3.5.2.3 McMIXS法の性能及び特徴	68
3.5.3	McMIXS法による爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス計測	69
3.5.4	まとめ	74
3.6	二次元サンプリングイメージX線ストリーク・カメラ (2D-SIXS) 法の開発	75
3.6.1	はじめに	75
3.6.2	2D-SIXS法の原理	75
3.6.3	2D-SIXS法の性能及び特徴	77
3.6.4	2D-SIXS法の原理実証実験	79

3.6.5	まとめ	82
3.7	動画的描写手法を用いたレーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断	82
3.8	まとめ	84
	第三章の参考文献	85
第四章	爆縮の低次モード非一様性とその爆縮コア・プラズマの一様性	
4.1	はじめに	87
4.2	爆縮実験条件及び実験結果	87
4.2.1	爆縮実験条件と実験配置図	87
4.2.2	実験結果	89
4.2.2.1	X線ピンホール・カメラによる爆縮コアの低次モード非一様性診断	89
4.2.2.2	X線フレーミング・カメラによる加速相での爆縮の低次モード非一様性診断	91
4.2.2.3	超高速二次元X線画像計測法及び中性子計測法による爆縮コア・プラズマ診断	95
(a)	1D+MIXS法による爆縮ダイナミクス診断	95
(b)	McMIXS法による爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断	98
(c)	中性子スペクトロメーター (MANDALA) によるコア性能診断	100
4.2.2.4	実験結果のまとめ	101
4.3	実験結果と二次元シミュレーション予測との比較	101
4.3.1	モード1とモード6の爆縮非一様性の爆縮コア性能への影響	102
4.3.2	モード1とモード6の爆縮非一様性の爆縮コア・ダイナミクスへの影響	104
4.3.2.1	モード1の爆縮非一様性が単独で存在する場合	104
4.3.2.2	モード1とモード6の爆縮非一様性が同時に存在する場合	107
4.3.2.3	モード6の爆縮非一様性が単独で存在する場合	109
4.3.3	実験結果と二次元シミュレーション予測との比較に関するまとめ	111
4.4	まとめ	113
	第四章の参考文献	113
第五章	結論	115
	付録	
A)	MIXS, 1D+MIXS, McMIXS, 2D-SIXSシステムで使用した構成機器リスト	119
B)	MIXS法におけるアラインメント及び調整手順	120
	謝辞	124
	研究業績	125

第一章 緒論

1.1 はじめに

理想的な核融合炉において必要とする燃料は海水中の重水素だけであり、これが実現すれば人類は実質的に無限に近いエネルギー源を手に入れることになる。核融合炉として成立するためには、熱核融合反応を起こさせるために投入したエネルギーより多くのエネルギーを得る必要がある。そのためには、十分な核融合反応が起こる時間の間、高温度及び高密度のプラズマを閉じ込めなくてはならない。これらを満たす条件をローソン条件と呼ぶ。例えば、この条件に対する要求が最も緩いD-T反応（Dは重水素、Tは三重水素）



を考える。プラズマ密度 n 、閉じ込め時間 τ とすると、プラズマ温度10 keVに対するローソン条件は、

$$n\tau > 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{s)} \quad (1.1.2)$$

となる。これを実現する手法として比較的低密度（ 10^{14} 個/cc）で長い時間（数秒）にゆっくりと核融合反応を起こす磁場核融合方式（MCF）と高密度状態（ 10^{26} 個/cc）で短時間（100億分の1秒）で核融合反応を起こさせる慣性核融合方式（ICF）の二つがある。レーザーを用いた慣性核融合を特にレーザー核融合という。本研究では、レーザー核融合研究において重要である、爆縮の最終段階で形成される爆縮コア・プラズマの一様性に着目する。

1.2 レーザー慣性閉じ込め核融合の原理

球殻状のDT（あるいはDD）燃料ターゲット（図1.2.1）にレーザー光を均一に照射すると、ターゲット表面でレーザー光が吸収され、急速に2~3千万度の高温に達し、表面が超高压（数千万気圧）となる。この圧力によってターゲットは中心方向に加速される。加速原理はロケット推進と同じである。加速された主燃料部が中心部で衝突すると、圧縮と同時に加熱が起きる。この時に十分球対称を維持していれば中心部は1億度程度まで加熱され、核融合反応が開始される[1]。核融合炉では初期半径3 mm程度のターゲットを0.1 mm程度にまで爆発的に爆縮させることが必要である。このためには、高度のレーザー均一性やターゲット均一性が要求される[2]。

レーザー核融合における中心点火方式で高利得を得るためには、爆縮の最終段階において中心に高温・低密度のコア（ホット・スパーク）部があり、その周りを低温・高密度の主燃料が取り囲む、等圧コア構造（ホット・スパーク構造）の実現が重要な課題の一つとなっている（図1.2.2）。つまり、高い球対称性を保ちつつ、内向きに爆縮する主燃料及びプッシャーの運動エネルギーを、核融合点火源となる爆縮コア・プラズマの熱エネルギーとして効率よく変換する必要

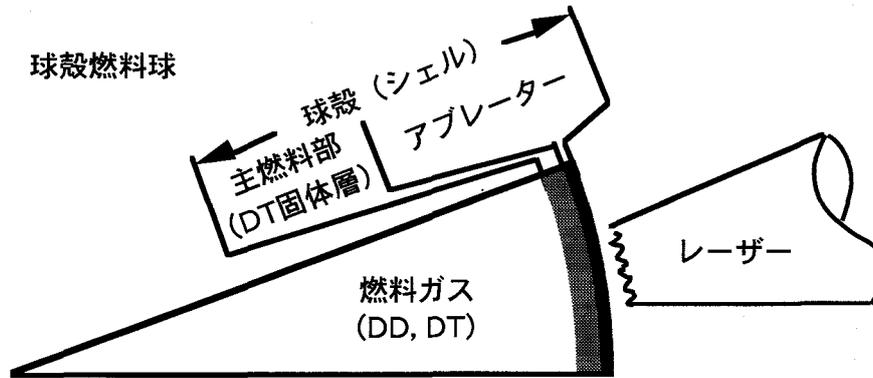


図1.2.1 高利得用レーザー核融合ターゲット。核融合点火源となる燃料ガス部の周りを主燃料部であるDT固体層が取り巻き、その外側をプラスチックのアブレター層が覆っている。

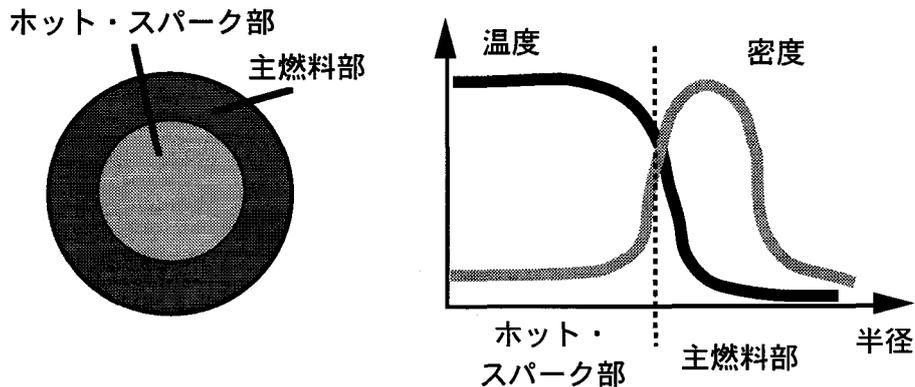


図1.2.2 高利得実現には爆縮最終段階でホット・スパーク構造を安定に形成する必要がある。

がある[3].

現在までの爆縮実験において、主燃料部の高密度圧縮（固体密度の約600倍）は既に達成されているが、その内部での十分なコア・プラズマの加熱は未だ実現されていない。例えば、ホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマからの中性子発生数は、完全球対称圧縮を仮定した次元シミュレーション予測よりも大きく下回っていることが実験的に観測されている。これは、燃料球の初期非一様性やレーザーの照射非一様性等を種とした不均一性が、爆縮途上において流体力学的的不安定性（レーリー・テラー (R-T) 不安定性[4]等）となり指数関数的に増大し、爆縮コア・プラズマの一様性が崩れ、流体力学的な不安定性から乱流状態へ至っていると考えられてきた[5]。しかしながら、その加熱過程は超高速で微小な現象であるため、計測器の分解能の制限からその時間的、空間的に変化する様子を実験的にとらえることは困難である。そのため、現在まで実験結果に基づいたホット・スパーク形成過程に関する研究は十分にはなされていない。

1.3 本研究の目的

爆縮最終段階において、ホット・スパークの形成過程を正確に把握するには、ホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマからのX線及び中性子を観測し、観測結果と計算機シミュレーションとの比較から、コア・プラズマの加熱が何によってどのように阻害されているかといった爆縮物理を定量的に把握することが重要である。本研究では、爆縮コア・プラズマからのX線発光の時間分解した二次元画像を用いて、その時間的、空間的な動的変化（ダイナミクス）の実験的評価を行い、得られた実験結果を一次元及び二次元流体シミュレーション・コードと比較し、爆縮の非一様性とコア・プラズマの加熱過程の物理的関係の解明を試みる。

第二章では、中心点火方式によるレーザー核融合の爆縮シナリオを四つの時間領域に分類し、各時間領域における爆縮の物理現象と諸問題について述べる。そして、爆縮最終段階におけるホット・スパーク形成の条件を(1)非一様な加速によって増大する爆縮の低次モード非一様性と(2)流体力学的不安定性となって指数関数的に成長する爆縮の高次モード非一様性の観点から、高利得ターゲットと現在の爆縮実験との位置づけを行い、爆縮コア・プラズマの加熱過程を実験的に評価する上で考慮すべき事柄について述べる。

第三章では、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを実験的に評価するために、超高速二次元X線画像計測技術の開発及び性能評価を行う。そして、これらを爆縮実験に導入し、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断技術として確立させる。また、得られた多数枚の二次元画像データを動画の描画手法を用いて表示することにより、コア・プラズマの加熱過程がより直観的、効果的に理解可能となることを示す。

第四章では、爆縮の低次モード非一様性がコア・プラズマの加熱過程に与える影響に着目し、爆縮の半径圧縮率及び流体力学的不安定性成長率を制御して行った爆縮実験について述べる。爆縮初期から爆縮最終段階までのダイナミクス全体を第三章で開発した超高速二次元X線画像計測技術を中心とする多数のX線計測法及び中性子計測法を用いて、多方向からの総合的な診断を行う。得られた実験結果と流体シミュレーション・コードとの比較により、爆縮途上の低次モード非一様性がコア・プラズマの加熱過程に及ぼす影響を定量的に評価する。

第五章は結論であり、本研究で得られた研究成果をまとめ、総括を行う。

第一章の参考文献

- [1] J. H. Nuckolls *et al.*, *Nature (London)* **239**, 139 (1972).
- [2] 高部英明, 核融合研究**68**別冊, 13 (1992).
- [3] J. Meyer-ter-Vehn, *Nucl. Fusion* **22**, 561 (1982).
- [4] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth, and R. L. Morse, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
- [5] H. Azechi *et al.*, *Laser Part. Beam* **9**, 193 (1991).

第二章 中心点火方式におけるホット・スパーク形成

2.1 はじめに

レーザー慣性閉じ込め核融合における中心点火方式には、大きく分けて直接照射方式[1]と間接照射方式[2]の二つがある。前者はレーザーあるいはイオン・ビームを核融合ターゲットに直接照射し、その表面で高温の膨張プラズマを形成する。このプラズマの圧力（アブレーション圧力）を用いてターゲットを内向きに収縮（爆縮）させる。一方、後者はレーザー等のエネルギー・ドライバで球形や円筒形のキャビティを加熱し、その内部に発生する高強度熱輻射（X線）を燃料球に照射することによって、その爆縮を駆動させる。前者ではレーザー光からX線への変換過程が無い分だけ効率が高い反面、レーザーの照射一様性に劣る。レーザー照射非一様性あるいはターゲット表面粗さを種とする初期擾乱が流体力学的不安定性や非一様な加速によって爆縮過程で増大し、爆縮最終段階で安定なホット・スパーク形成を妨げていると考えられてきた。

本研究では、直接照射方式において加速途上の爆縮非一様性が最大圧縮近傍でのホット・スパーク形成に与える影響に着目する。

2.2 中心点火方式における爆縮過程のシナリオ

中心点火方式における爆縮過程のシナリオをレーザー爆縮ターゲットのダイナミクスの観点から、四つの時間領域(1)初期加熱相、(2)加速相、(3)減速相、(4)膨張相に大別する(図2.2.1)。個々について以下に述べる[3]。

(1) 初期加熱相

高強度のレーザー光をターゲット表面に照射すると、ターゲット表面近傍でレーザー光は吸収され、ターゲット表面のアブレーター層の物質がプラズマ化される。プラズマ化した物質はターゲットの外向きに剥離（アブレーション）する。高速で膨張するプラズマの反作用で、ターゲット内向きに高圧力（アブレーション圧力）が発生する。このアブレーション圧力によってターゲット中に衝撃波が伝播する。衝撃波がターゲット裏面（ガス燃料/シェルの境界面）に到達すると、反射波は希薄波となってレーザー照射方向に伝播し、レーザー照射面に到達するとターゲット全体が内向きに加速される。ここまでの時間領域を初期加熱相と呼ぶ。この初期加熱相において、レーザー照射非一様性を種とした短波長の空間擾乱及び長波長の空間擾乱（初期インプリント）[4-6]がターゲット表面に与えられ、その後の爆縮の非一様性に大きな影響を及ぼすことになる。

(2) 加速相

アブレーション圧力によって発生した衝撃波がターゲット裏面に到達し、反射希薄波がタ

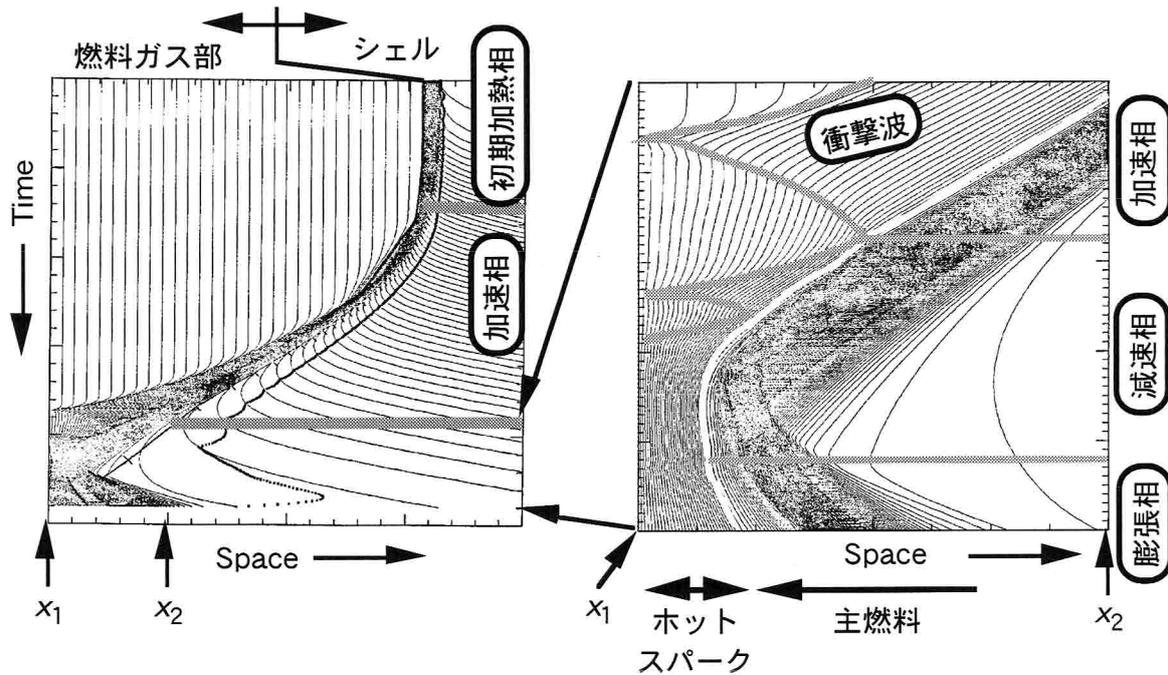


図2.2.1 一次元流体コード” ILESTA_1D” による爆縮過程全体のダイナミクス(a)と爆縮最終段階の拡大図(b).

ターゲット表面に戻ると、ターゲット全体が内向きに加速される。この時間領域を加速相と呼ぶ。加速相ではターゲット全体が内向きの加速を受けるが、ターゲットにのった系では逆に外向きに重力を受ける。このため、ターゲット面では高密度のシェルが低密度のコロナ・プラズマの上に乗っていることになり、レーリー・テラー (Rayleigh-Taylor: R-T) 不安定性が発生する。R-T不安定性によって、初期加熱相で与えられた短波長の初期擾乱が時間とともに指数関数的に成長し、爆縮過程に高次モードの非一様性となる。一方、長波長の空間擾乱はR-T不安定性による成長ではなく、非一様な加速によって増大する。

(3) 減速相

アブレーション圧力によって駆動された球心衝撃波は燃料ガス中を伝搬し、ターゲット中心で互いに反射する。反射衝撃波はシェルに衝突し、シェルは減速を受ける。ここからの時間領域を減速相と呼ぶ。シェル内面で初めて衝撃波が反射されてから数回の衝撃波反射によってガス燃料部全体の圧力が上昇し、その結果衝撃波がシェル内面で反射されなくなると、ガス燃料部は断熱圧縮されるようになる。この段階で中心部に高温・低密度のコア (ホット・スパーク) 部があり、その周りを低温・高密度の主燃料が取り囲む、等圧コア構造 (ホット・スパーク構造) が形成され、内向きに爆縮する主燃料の運動エネルギーが中心部のホット・スパーク部へ熱エネルギーとして変換される。核融合点火源となるホット・スパークでは核融合反応が始まり、高エネルギーの中子とヘリウムの原子核 (α 粒子) が生成される。ホット・スパークが点火条件 (面密度 $\rho R > 0.3 \text{ g/cm}^2$, 温度 $> 5 \text{ keV}$) を満足すると α 粒子による自己加熱が起こり、ガス燃料部の温度は

20-40 keVまで上昇する（核融合点火）。

(4) 膨張相

点火によって増加した α 粒子は更に主燃料部を加熱し、燃料全体で核融合反応を起こす。そして、爆発的な膨張によって燃料温度が下がるまで主燃料の燃焼が続き、エネルギーが放出される。この時間領域を膨張相と呼ぶ。

これまでの実験的及び理論的研究から、主に加速相で流体力学的不安定性となって増大したシェル／ガス燃料境界面上の低温の高次モードの空間擾乱が、減速相で形成される高温のコア・プラズマ部に侵入（流体混合）し、コア部の温度を低下させ、安定なホット・スパークの形成を阻害していると考えられてきた[7-18]。

2.3 爆縮の低次～高次モード非一様性とホット・スパーク形成

2.2節で述べたように、加速相における爆縮の非一様性は、減速相で形成される爆縮コア・プラズマを冷却させ、スパーク加熱阻害の主要因の一つとなる。しかしながら、爆縮非一様性を完全に除去することは現実的に不可能である。そのため、減速相でのホット・スパーク加熱の実現に要求される爆縮非一様性の許容量をホット・スパークの形成条件として評価することが重要である。ここでは、爆縮の非一様性を大きな空間スケールの低次モードと小さな空間スケールの高次モードの非一様性に大別し、これら両極端なモードの非一様性に着目してホット・スパーク形成条件を記述する。ここでいうモード数とは球調和関数におけるLegendre関数のモード数である。

上述したように、爆縮非一様性を完全に除去することは不可能である。そのため、擾乱を受けていないスパーク領域が点火条件（面密度 $>0.3 \text{ g/cm}^2$ ，温度 $>5 \text{ keV}$ ）を満たしているとして、スパーク全体に対して擾乱を受けたスパーク領域をどの程度まで許容するかというスパーク形成

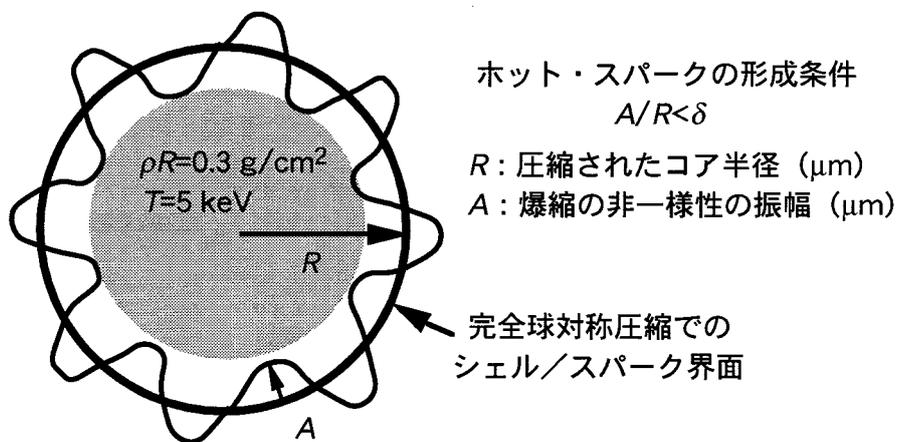


図2.3.1 ホット・スパーク形成条件。スパーク／主燃料間に流体混合があると点火に寄与する領域が小さくなる。擾乱を受けていない領域が点火条件を満たさなければならないと考える。

条件を考える。図2.3.1に示すように、爆縮非一様性によって流体混合が起こり、減速相で形成されるホット・スパークの領域（薄く色付けした領域）は小さくなる。同図には低次モードの非一様性だけ示した。減速相で圧縮された爆縮コアの平均半径を R (μm)、爆縮の低次～高次モード非一様性の振幅を A (μm)とすると、ホット・スパーク形成条件は

$$A/R < \delta \quad (2.3.1)$$

で定義される。 δ は混合割合を表し、0.2-0.3程度の値を取る[19]。ここでは $\delta=0.2$ （点火条件を満たしたホット・スパーク領域の内、約5割が流体混合によって浸食される条件）をホット・スパークの形成条件とした。このホット・スパーク形成条件を爆縮の低次モードと高次モード非一様性の観点から記述する。

アブレーションを伴う加速相でのR-T不安定性の線形成長率 γ_k は、

$$\gamma_k = 0.9\sqrt{kg} - \beta kv_a \quad (2.3.2)$$

で一般的に与えられる[20]。 k は波数であり、Legendre関数のモード数 l との関係は $kR = (l(l+1))^{1/2}$ で変換される。 g は加速度である。 v_a は流体に乗った座標でのアブレーション速度で、 β はアブレーションによる安定化の大きさを表す係数で、3-4の値を取る。

まず、高次モードの爆縮非一様性について述べる。この非一様性（振幅 A_{high} (μm))は上記のR-T不安定性によって時間とともに指数関数的に成長する擾乱である。初期擾乱 A_0 (μm)、成長率 γ （波数 k の添字は省略する）によって、

$$A_{\text{high}} = A_0 \exp\left(\int \gamma dt\right) = A_0 \cdot GF \quad (2.3.3)$$

で与えられる。ここで、 GF は加速相で成長する擾乱の成長率 (Growth Factor) である。この空間スケールの小さな擾乱はレーザー・ビームのスペckルやターゲット表面粗さに依存し、減速相においてシェル/スパーク境界面で流体混合（ミキシング）を引き起こし、スパーク部の温度を低下させる[12, 13, 17]。

一方、低次モードの爆縮非一様性はR-T不安定性による成長は小さいが、初期に与えられる擾乱の振幅が大きく、加速相において非一様な加速によって増大する。この爆縮非一様性によって減速相で爆縮コア・プラズマが三次元的に変形し、これがホット・スパーク形成の妨げとなる[16]。このコア変形 A_{low} (μm)は主にレーザー照射強度の低次モード非一様性 NU (Nonuniformity) に依る。今、一次近似として照射非一様性と爆縮速度の擾乱 $\Delta v/v$ が同じオーダーであり、爆縮速度やその擾乱が時間に依らず一定であるとする、低次モードの非一様性 A_{low} (μm)は、

$$A_{\text{low}} = NU \cdot (R_0 - R) \quad (2.3.4)$$

となる。ここで、 R_0 (μm)はターゲットの初期半径である。また、コアの変形（低次モード）と流体混合（高次モード）の両者がお互いに結合して強制R-T不安定性となり、ホット・スパーク形成を阻害することも知られている[7-11, 14, 15]。

(2.3.3), (2.3.4)式を用いて爆縮の低次～高次モード非一様性の振幅 A は、

$$A = \sqrt{A_{\text{low}}^2 + A_{\text{high}}^2} = \sqrt{\{NU \cdot (R_0 - R)\}^2 + \{A_0 \cdot GF\}^2} \quad (2.3.5)$$

となる。(2.3.1), (2.3.5)式に半径圧縮比 $CR=R_0/R$ (Convergence Ratio) を導入して式を整理すると,

$$\left\{ \frac{GF}{R_0/A_0} \right\}^2 + \left\{ \left(1 - \frac{1}{CR}\right) \cdot NU \right\}^2 < \left\{ \frac{\delta}{CR} \right\}^2 \quad (2.3.6)$$

が導かれる。(2.3.6)式のように、スパーク形成条件を左辺の第一項目の規格化したR-T不安定性の成長率 $GF_0 (=GF/(R_0/A_0))$ と第二項目のレーザー照射強度の非一様性 NU , 半径圧縮率 CR の三つの爆縮パラメータによって記述することができる。

図2.3.2に混合割合 $\delta=0.2$ の場合のスパーク形成条件を示す。成長率 GF は加速相でのR-T不安定性の線形成長率として一次元流体シミュレーション・コード” ILESTA_1D” [7]によって評価する。縦軸の規格化した成長率において、 $GF_0=0$ はR-T不安定性による擾乱の成長がない場合、 $GF_0=1$ は初期擾乱がターゲットの初期半径まで成長する場合に相当する。また、横軸のレーザー照射強度の非一様性 NU は,

$$NU = \sigma_{\text{rms}} = \sqrt{\sum (\sigma_l)^2} \quad (2.3.7)$$

として評価する[21]。ここで、 σ_l はモード数 l での照射強度の非一様性の振幅である。同図より、半径圧縮率が大きいほど高い照射一様性及び低成長率に対する制約が厳しく、スパーク条件を満たす領域が狭くなるのがわかる。したがって、高圧縮 ($CR>40$) を必要とする高利得爆縮では高

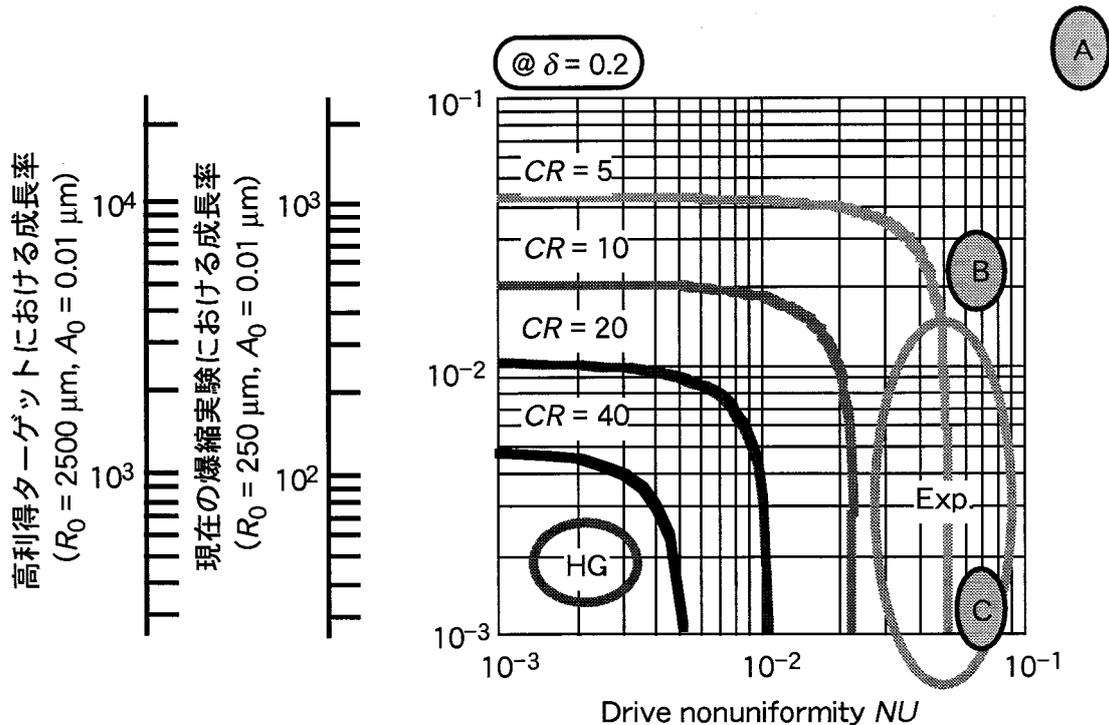


図2.3.2 規格化したR-T不安定性の成長率 GF_0 , レーザー照射強度非一様性 NU , 半径圧縮率 CR によって記述したスパーク形成条件 ($\delta=0.2$). HG, Expはそれぞれ高利得ターゲット, 現在の爆縮実験に対するパラメータ領域を示している。また, A, B, Cはそれぞれ3.3.4節, 3.4及び3.5節, 4章で述べる爆縮実験に対するパラメータ領域を示している。

い照射一様性（1%以下）及び低成長率が要求される．ここで、高利得ターゲット、現在の爆縮実験の初期半径をそれぞれ $R_0=2500, 250 \mu\text{m}$ 、そして、初期擾乱の振幅は $A_0=0.01 \mu\text{m}$ とした．

現在、達成されているレーザー照射一様性のレベルは数～10%程度であり、比較的低い圧縮率領域（ $CR\sim 5-10$ ）での爆縮ではスパーク形成条件をほぼ満足し、安定なホット・スパークを形成することができる．したがって、現状の爆縮実験では低圧縮領域を選択し、成長率及び圧縮率を制御して低次モードと高次モードの影響を分離して実験を行うべきである．低圧縮率領域において、爆縮の低次～高次モード非一様性がホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマの加熱過程に及ぼす影響を簡易なモデル計算やシミュレーション・コードによって記述し、爆縮物理を定量的に把握することが現段階での最重要課題となる．このようなパラメータ領域での爆縮物理は、空間及び時間スケールは異なるが高利得ターゲットにおける爆縮物理を反映していると考えられ、低圧縮における爆縮の物理解明は将来の高利得爆縮に対するレーザー条件、ターゲット条件を多次元シミュレーションによって明らかにするための知見となり得る．

2.4 ホット・スパーク形成過程の実験的評価

ホット・スパーク形成過程に着目した爆縮実験では、シェル部に固体燃料層を持たないアブレーター層（プラスチック）だけのプラスチック・シェル・ターゲットを用いる．プラスチック・シェル・ターゲットはシェル厚の一様性99%以上、表面粗さ2 nm程度で製作され、これらの数値は高利得実現に要求されるターゲットの一様性を既に満足している．シェル内部にホット・スパークとなるDD（あるいはDT）ガス燃料と計測用シード・ガスとして微量のArガスを充填する．このような爆縮において、減速相で形成されるホット・スパーク領域をDD/Arガス部、それを取り巻く主燃料部をプラスチック・シェルと見なしたモデル実験を行う．そして、ガス燃料部からの中性子発生や微量ドーピングしたArイオンからのX線発光を観測し、ホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマの加熱過程を実験的に評価する．

加速相での爆縮非一様性と減速相でのコア・プラズマの加熱過程との関係を定量的に明らかにするために、コアの加熱を反映した爆縮コア・プラズマの時間的、空間的な動的変化（ダイナミクス）に注目し、上述したプラスチック・シェル・ターゲットを用いて爆縮実験を行う．ここで重要なのは加速相から減速相までのシェルの時間軌跡及び爆縮コア・プラズマを含む爆縮ダイナミクス全体を多方向から総合的に観測することである．そして、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスに関する直接的な情報を得るためには、コア変形の原因となる爆縮の低次モード非一様性と流体混合を引き起こす高次モード非一様性の影響を分離して考える必要がある．したがって、爆縮における半径圧縮率 CR とR-T不安定性の成長率 GF をそれぞれ制御し、爆縮の低次モード／高次モード非一様性が爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスに与える影響をそれぞれ観測、解析する．

半径圧縮率 CR は燃料球に充填するガス燃料の圧力によって制御することができ、2.3節で述べたように低圧縮率爆縮 ($CR < 10$) の領域で実験が行われる。一方、R-T不安定性の成長率 GF はレーザーのパルス波形によって容易に制御することができる。図2.3.3に本論文で使用するパルス波形に対するR-T不安定性のe-folding ($\Gamma = \int \gamma dt$) の計算例を示す[22]。成長率 GF とe-folding Γ の関係は $GF = \exp(\Gamma)$ であり、一般的に点火ターゲットの設計は $\Gamma = 6-8$, $GF = 400-3000$ で行われる。図2.3.2で示した爆縮実験A (3.3.4節), B (3.4及び3.5節), C (4章) で使用したパルス波形はそれぞれ1.6 ns ガウス型, 1.6 ns 矩形波, プレパルス+矩形波 (1.6 nsの矩形波の0.4 ns前に0.2 nsのプレパルスがある) である。低エントロピー圧縮を実現する1.6 nsガウス型の照射では、 GF が大きすぎて安定なホット・スパークを形成することができない。一方、爆縮実験B, Cにおいては矩形波の早いパルス立ち上がりやプレパルスにより、高エントロピー圧縮となり爆縮の効率低下を伴うけれども、R-T不安定性の成長率が抑制され安定なホット・スパーク形成を実現できる。例えば、四章で行った爆縮実験のように、モード数20以上の照射非一様性を1%以下まで抑制できる部分コヒーレント

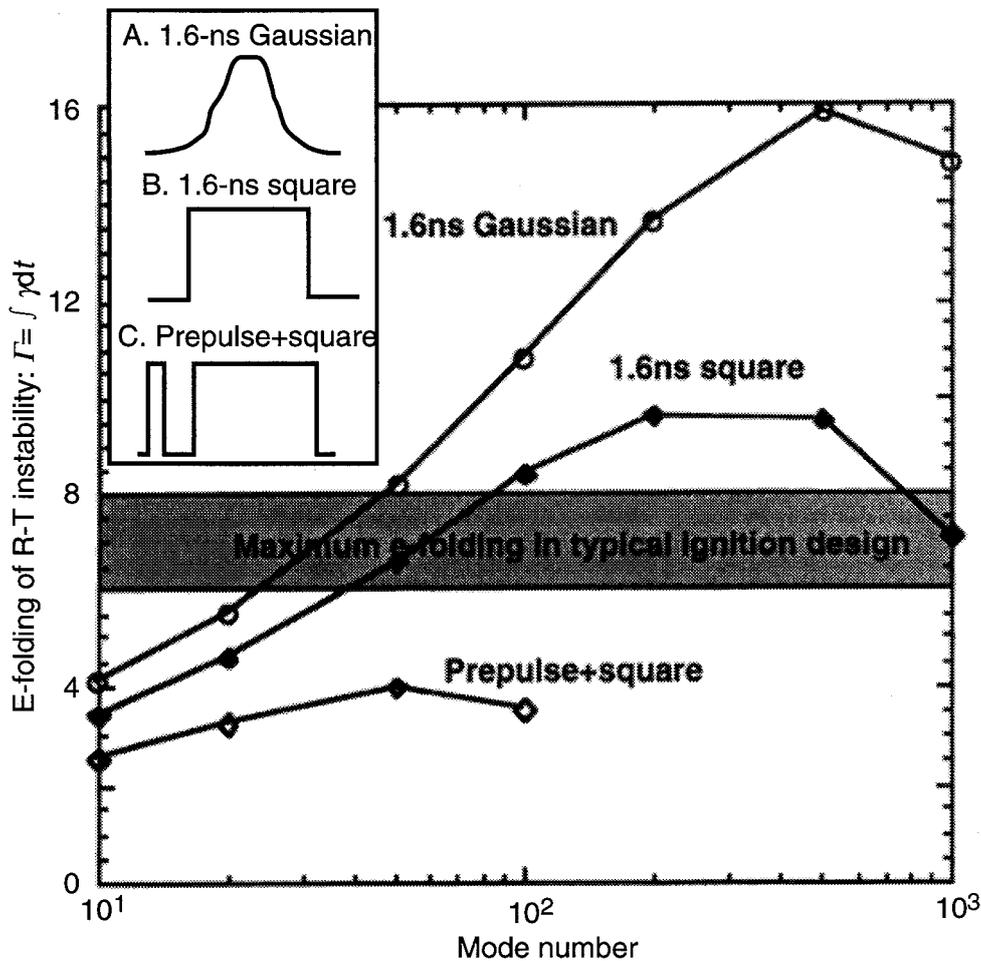


図2.3.3 1.6 nsガウス型, 1.6 ns矩形波, プレパルス+矩形波に対するR-T不安定性のe-folding: $\Gamma = \int \gamma dt$. 一般的な点火ターゲットは $\Gamma = 6-8$ で設計される。

光[23]とプレパルス付矩形波のパルス波形を組み合わせることにより、爆縮の低次モード非一様性に着目した爆縮実験を実現できる。低次モード非一様性は爆縮コアを変形させるため、スパーク形成過程を爆縮コア・プラズマの二次元X線発光形状の時間変化、即ち爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスの一様性として実験的に評価することができる。

2.5 まとめ

本章では、直接照射型の中心点火方式において、爆縮途上（加速相）での爆縮非一様性が爆縮最終段階（減速相）でのホット・スパーク形成過程に与える影響に着目し、両者の関係を定量的に把握するための評価手法を示した。以下にそれをまとめる。

2.2節では、直接照射型の中心点火方式における爆縮過程のシナリオを爆縮ダイナミクスの観点から、(1)初期加熱相、(2)加速相、(3)減速相、(4)膨張相の四つの時間領域に大別し、減速相において安定なホット・スパーク形成の実現が高利得のための重要課題であることを示した。

2.3節では、ホット・スパーク形成を妨げている要因である爆縮非一様性を低次モードと高次モードという両極端なモードに分離して考え、両者が結合してスパーク形成を阻害する可能性を示した。爆縮の低次モード、高次モード非一様性をそれぞれ非一様な加速により増大する長波長の空間擾乱（レーザー照射の低次モード非一様性に依る）、R-T不安定性によって指数関数的に増大する短波長の空間擾乱（レーザー照射の高次モード非一様性に依る）として扱い、これら野観点からホット・スパーク形成条件を記述した。そして、高利得ターゲットと現在の爆縮実験との位置づけを行った。

2.4節では、現在の爆縮実験においてスパーク形成を正確に理解するには、低次モードと高次モードの非一様性の影響を分離することが重要であることを示し、これを実現するためには爆縮の半径圧縮率及びR-T不安定性の成長率を制御した爆縮実験を行うことが必要であることを示した。特に、低次モードの非一様性に着目した実験を行うことにより、三章で開発した計測手法によって得られる時間分解した爆縮コア・プラズマの二次元画像を用いてスパーク形成過程を実験的に評価できることを明らかにした。

第二章の参考文献

- [1] 例えば, K. Mima *et al.*, *Phys. Plasmas* **3**, 2077 (1996); J. M. Soures, *et al.*, *ibid.* **3**, 2108 (1996).
- [2] 例えば, H. Nishimura *et al.*, *Phys. Plasmas* **2**, 2108 (1995); J. Lindl *et al.*, *Phys. Plasmas* **2**, 2063 (1995).
- [3] 重森啓介, 大阪大学博士論文, 第一章 (1998).
- [4] M. Desselberger, T. Afshar-rad, F. Khattak, S. Viana, and O. Willi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1539 (1992).
- [5] D. H. Kalantar, M. H. Key, L. B. DaSilva, S. G. Glendinning, J. P. Knauer, B. A. Remington, F. Weber,

- and S. V. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3574 (1996).
- [6] H. Azechi *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 4079 (1997).
- [7] H. Takabe *et al.*, *Phys. Fluids* **31**, 2884 (1988).
- [8] H. Takabe, K. Mima, and S. Nakai, *Laser Part. Beams* **7**, 175 (1989).
- [9] J. D. Kilkenny *et al.*, in *proceedings of 12th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, IAEA-CN-50/B-I-3 (1988).
- [10] E. Strom *et al.*, in *proceedings of 13th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, IAEA-CN-53/B-II-3 (1990).
- [11] M. D. Cable, S. P. Hatchett, J. A. Caird, J. D. Kilkenny, H. N. Kornblum, S. M. Lane, C. Laumann, R. A. Lerche, T. J. Murphy, J. Murray, M. B. Nelson, D. W. Phillion, H. Powell, and D. B. Ress, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2316 (1994).
- [12] T. R. Dittrich, B. A. Hammel, C. J. Keane, R. McEachern, R. E. Turner, S. W. Haan, and L. J. Suter, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2324 (1994).
- [13] M. C. Richardson, P. W. McKenty, R. L. Keck, F. J. Marshall, D. M. Roback, C. P. Verdon, R. L. McCrory, and J. M. Soures, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2048 (1986).
- [14] F. J. Marshall, S. A. Letzring, C. P. Verdon, S. Skupsky, R. L. Keck, J. P. Knauer, R. L. Kremets, D. K. Bradley, T. Kessler, J. Delettrez, H. Kim, J. M. Soures, and R. J. McCrory, *Phys. Rev. A* **40**, 2547 (1989).
- [15] D. K. Bradley, J. A. Delettrez, and C. P. Verdon, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2774 (1992).
- [16] C. Bayer, M. Bernard, D. Billon, M. Decroisette, D. Galmiche, D. Juraszek, J. Launspach, D. Meynial, and B. Sitt, *Nucl. Fusion* **24**, 573 (1984).
- [17] M. Andre *et al.*, *Laser Part. Beams* **10**, 557 (1992).
- [18] M. Koenig, V. Malka, E. Fabre, P. Hammerling, A. Michard, J. M. Boudenne, D. Batani, J. P. Garconnet, and P. Fewes, *Laser Part. Beams* **10**, 573 (1992).
- [19] 疇地宏, 核融合研究**68**別冊, 33 (1992) .
- [20] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth, and R. L. Morse, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
- [21] K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, N. Miyanaga, T. Jitsuno, T. Kanabe, H. Nakano, and S. Nakai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, 5560 (1998).
- [22] Y. Kato *et al.*, in *proceedings of 12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, ed. by S. Nakai and G. H. Miley, AIP CONFERENCE PROCEEDINGS **369**, 102 (1995).
- [23] N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, K. Tsubakimoto, S. Amano, M. Nakatsuka, T. Kanabe, T. Jitsuno, and S. Nakai, in *proceedings of 1st International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, ed. by Michel Andre and Howard T. Powel, SPIE **2633**, 183 (1995).

第三章 X線ストリーク・カメラを用いた超高速二次元X線画像計測技術

3.1 はじめに

爆縮の最終段階において核融合点火源となるホット・スパークの形成過程で実際に起こっている現象を正確に理解するためには、ホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマから発生するX線の時間分解した二次元画像を用いて、その時間的、空間的な動的変化（ダイナミクス）を観測することが重要である。観測対象である爆縮コア・プラズマは(1)時間スケールが数百 ps以下と非常に短いこと、(2)空間スケールが数十～百 μm 以下と微小であること等、という特徴をもつ。したがって、爆縮コア・プラズマ診断技術としては10 ps以下の時間分解能、5 μm 程度の空間分解能という困難な分解能が同時に要求される。

従来、爆縮コア・プラズマの時間分解した二次元X線画像の撮影には、ゲート型マイクロ・チャンネル・プレートを用いたX線フレーミング・カメラ(XFC)[1,2]が使用されてきたが、この時間分解能は約80 psである。また、最近開発された高速型XFC[3]でも時間分解能は約40 ps程度である。これらは爆縮コア・プラズマ診断に要求される時間分解能10 ps以下には不十分であり、より高速なX線画像計測器が必要とされてきた。

このような計測にとって技術的に困難な条件下においても、X線ストリーク・カメラに画像サンプリング技術を用いることにより、要求される時間分解能、空間分解能を満足させることができる[4]。本章では、X線ストリーク・カメラを用いて二次元空間情報を取得するためには、一次元及び二次元画像サンプリングが不可欠であることを示す。そして、これを実現する超高速二次元X線画像計測技術(3.3節でマルチイメージングX線ストリーク・カメラ(MIXS)法、3.4節で一次元及びMIXS結像手法を用いた1D+MIXS法、3.5節でMIXS法を多チャンネル化したマルチチャンネルMIXS(McMIXS)法、3.6節で二次元画像サンプリング技術を用いた2D-SIXS法)の原理、性能、特徴、観測結果について述べ、これらが爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断技術として有力であることを示す。さらに、膨大な情報量の二次元画像データ表示に動画的描写手法を用いることにより、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスをより直観的、効果的に把握できることを示す。

3.2 X線ストリーク・カメラにおける画像サンプリング技術

時間分解能10 ps以下を達成可能なX線画像計測器は、現在、X線ストリーク・カメラが唯一の画像計測器である。図3.2.1にX線ストリーク・カメラの動作原理図を示す。通常のX線ストリーク・カメラの使用法では、空間分解能を有する結像デバイス(例えばX線ピンホール・カメラ、X線顕微鏡等)によってストリーク・カメラの光電面(フォトカソード)上に光源像を結像する。

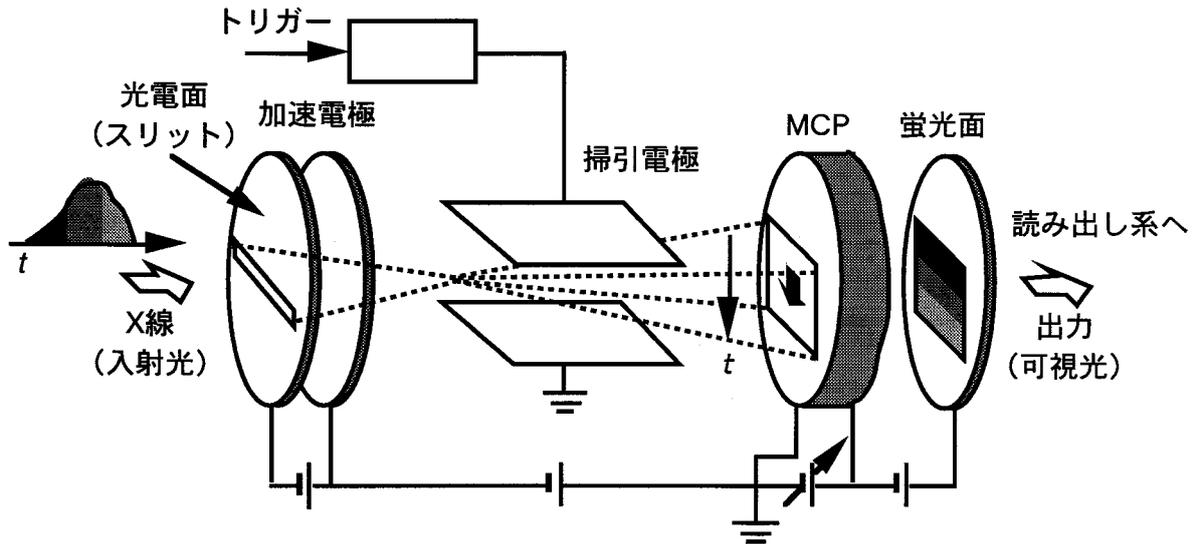


図3.2.1 X線ストリーク・カメラの動作原理図。

光電面上に設けた観測窓（スリット）によって光源のある場所のスリット長さ方向の一次元空間領域を選択する．光電面で入射光が光電子に変換される．光電子はメッシュ状の加速電極によって加速され，掃引電極間に作られる偏向場を通過した後，マイクロ・チャンネル・プレート (MCP) によって電子増倍される．そして，蛍光面で可視光のストリーク像に変換され，時間的に連続な時間分解画像計測が行われる．したがって，通常のX線ストリーク・カメラの使用法においては，光源のある場所の一次元空間分布の時間分解画像計測に限られるため，時間分解した二次元空間分布を得るには結像方法に工夫が必要である．

その一手法としてX線ストリーク・カメラに画像サンプリング技術を応用することが考えられる（図3.2.2）．光電面上に空間分解能を有する結像デバイスによって結像された光源像を薄

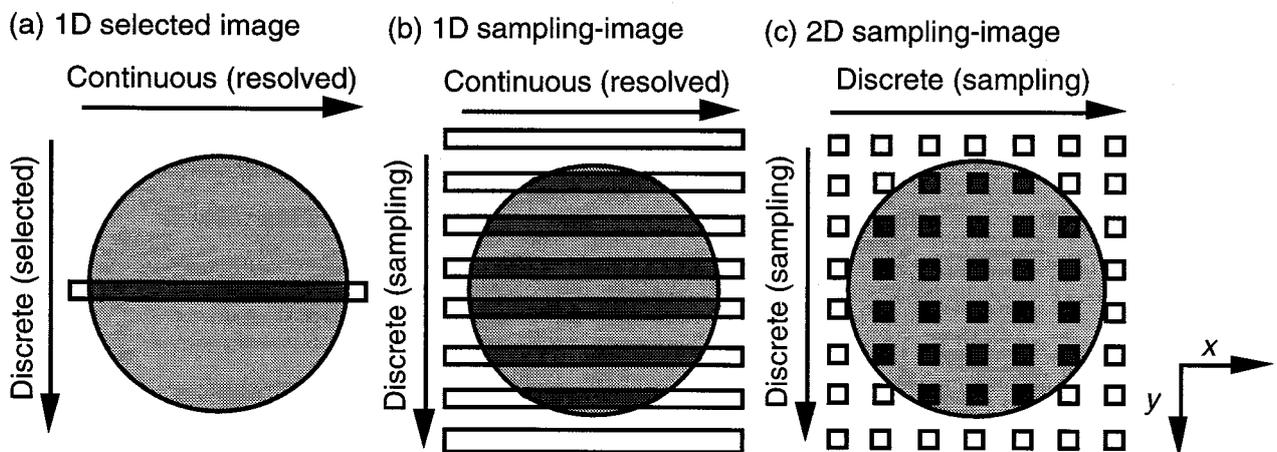


図3.2.2 X線ストリーク・カメラの光電面上での画像サンプリング．(a) 光源のある場所の一次元空間分解計測に限られる．(b) y方向の一次元画像サンプリング，(c) x, y方向の二次元画像サンプリングによって光源の二次元空間情報を得ることができる．

く、観測窓によって選択された計測領域を濃く色付けした。前述のように、通常のX線ストリーク・カメラの使用法においては、光源のある場所のx方向の一次元空間分布の時間分解計測に限られる（同図 (a)）。光源の二次元空間情報を得るには、光源全体にわたって画像サンプリングすることが不可欠である。同図 (b), (c) にそれぞれ一次元及び二次元画像サンプリングの例を示す。一次元画像サンプリングにおいては、x方向に連続な一次元空間分布を光源全体にわたってy方向に画像サンプリングすることで、光源の二次元空間分布の情報を得ることができる。これは二次元の画像情報を一次元の電気信号に変換する走査の原理に似ている。x方向のスリットが走査線の役割を担っている。一方、同図 (c) に示した二次元画像サンプリングにおいては、光源全体にわたりx, y方向に離散した箇所画像サンプリングすることにより、二次元空間分布の情報取得が可能となる。これは電荷結像素子 (Charge-coupled imaging device: CCD) の原理に類似している。x, y方向に離散的に並んでいる観測窓が、CCDにおいて二次元的に数百個×数百個配列しているフォトダイオード (画素) に相当する。このように、ストリーク・カメラの光電面上で一次元及び二次元画像サンプリングした二次元空間情報をストリーク管によって時間掃引することにより、時間分解した二次元画像を得ることができる。

画像サンプリングによって元の光源情報を再現するには、適切な画像サンプリング間隔でのサンプリングが重要となる。X線画像計測器において、光源の二次元空間分布を再現するためには結像デバイスの空間分解能 Δr の1/2程度か、あるいはそれ以下での画像サンプリングを行えばよい。ここで、空間分解能 Δr は光電面上ではなく光源上での空間スケールによって記述している。これを時系列信号の例を取り、以下に説明する[5]。時間的に連続な入力信号 $f(t)$ ($t < 0, f(t) = 0$) を周期 T ごとに発生する単位インパルス列によって時系列の離散した信号 $f^*(t)$ にサンプリングする場合を考える（図3.2.3）。出力信号のサンプル値列を各サンプル値をモーメントとするインパルス列で考えると、第 $n+1$ 番目のインパルスはモーメントが $f(nT)$ であり、時間が $t=0$ より nT だけ遅れているので、

$$f(nT) \cdot \delta(t - nT) \tag{3.2.1}$$

と表すことができる。ここで、 $\delta(t)$ はデルタ関数 (δ -function) と呼ばれ、

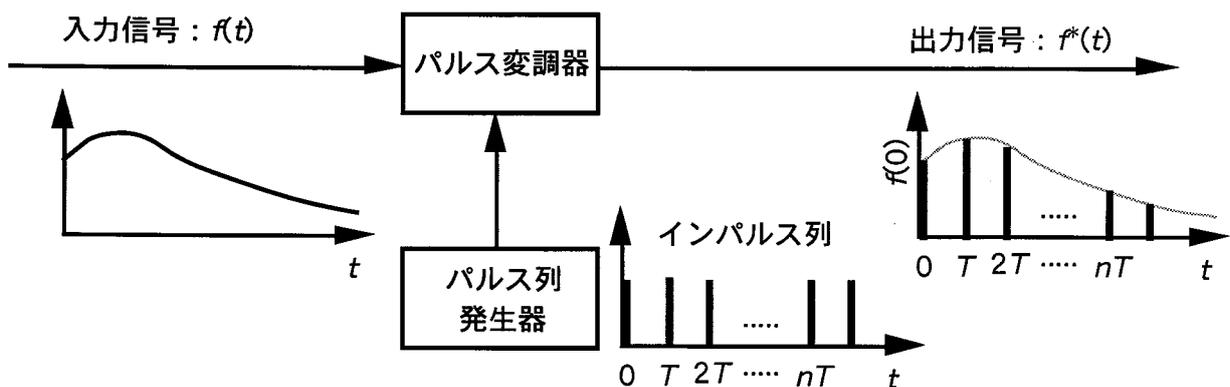


図3.2.3 時系列信号におけるサンプリング。

$$\delta(t) = 0, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt = 1 \quad (t \neq 0) \quad (3.2.2)$$

ような関数である。したがって、インパルス列 $f^*(t)$ は、

$$f^*(t) = \sum_{n=0}^{\infty} f(nT) \cdot \delta(t - nT) = f(t) \sum_{n=0}^{\infty} \delta(t - nT) \quad (3.2.3)$$

と表すことができる。今、 $f(t)$ のラプラス変換 $F(s)$ が

$$F(s) = \frac{A(s)}{B(s)} = \sum_i \frac{A(s_i)}{B'(s_i)} \cdot \frac{1}{s - s_i} \quad (3.2.4)$$

で与えられるものとする。ここで、 s_i は $B(s)=0$ の根で、重根を持たないとする。また、 Σ は $B(s)=0$ の根のすべてについて総和をとる。したがって、 $f(t)$ は

$$f(t) = \sum_i \frac{A(s_i)}{B'(s_i)} e^{s_i t} \quad (3.2.5)$$

となる。一方、単位インパルス列をフーリエ級数で表すと

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT) = \frac{1}{T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-jn\omega_s t} \quad (3.2.6)$$

となる。ここで、 $\omega_s (=2\pi/T)$ はサンプリング周波数である。(3.2.5)、(3.2.6)式を(3.2.3)式に代入すると、出力信号であるインパルス列 $f^*(t)$ は

$$f^*(t) = \frac{1}{T} \sum_i \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{A(s_i)}{B'(s_i)} e^{(s_i - jn\omega_s)t} \right\} \quad (3.2.7)$$

となる。上式のラプラス変換を求めると

$$F^*(s) = \frac{1}{T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_i \frac{A(s_i)}{B'(s_i)} \frac{1}{(s + jn\omega_s) - s_i} \right\} = \frac{1}{T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F(s + jn\omega_s) \quad (3.2.8)$$

となる。(3.2.8)式がサンプリング動作をインパルス変調と考えたときのサンプル値列 $f^*(t)$ のラプラス変換である。この式を用いて時間的に連続な入力信号 $f(t)$ の持つ情報を正確に再現するために必要なサンプリング周波数 ω_s を評価することができる。図3.2.4に示すように、時間的に連続な入力信号の周波数スペクトラムを $F(\omega)$ とし、 $F(\omega)$ は $|\omega| > \omega_m$ では成分はないとする。ここで、 ω_m は入力信号成分の最高周波数である。(3.2.8)式からわかるように、サンプリングされた出力信号の周波数スペクトラム $F^*(\omega)$ には入力原成分 $F(\omega)$ 以外に側帯波成分として $F(\omega \pm n\omega_s)$ ($n=1, 2, \dots$)が含まれている。このとき、 $F(\omega)$ の最高周波数 ω_m がサンプリング周波数 ω_s の1/2よりも小さいならば、隣接した側帯波成分は重なり合うことはない(同図(a))。しかしながら、 $\omega_m > \omega_s/2$ の場合には隣接した側帯波成分が重なり合ってしまう、原波形を正確に再現することはできない(同図(b))。以上のことから、入力信号を再現するにはサンプリング周波数は入力信号の最高周波数の2倍またはそれ以上に選ばなければならないという『サンプリング定理($\omega_s > 2\omega_m$)』を得る。

以上の議論を一次元画像サンプリングを応用したX線画像計測に適用する。空間分解可能な光源の最小の空間分布は、光電面上での空間スケールで計測器の空間分解能 $\Delta r \cdot M$ 程度の分布

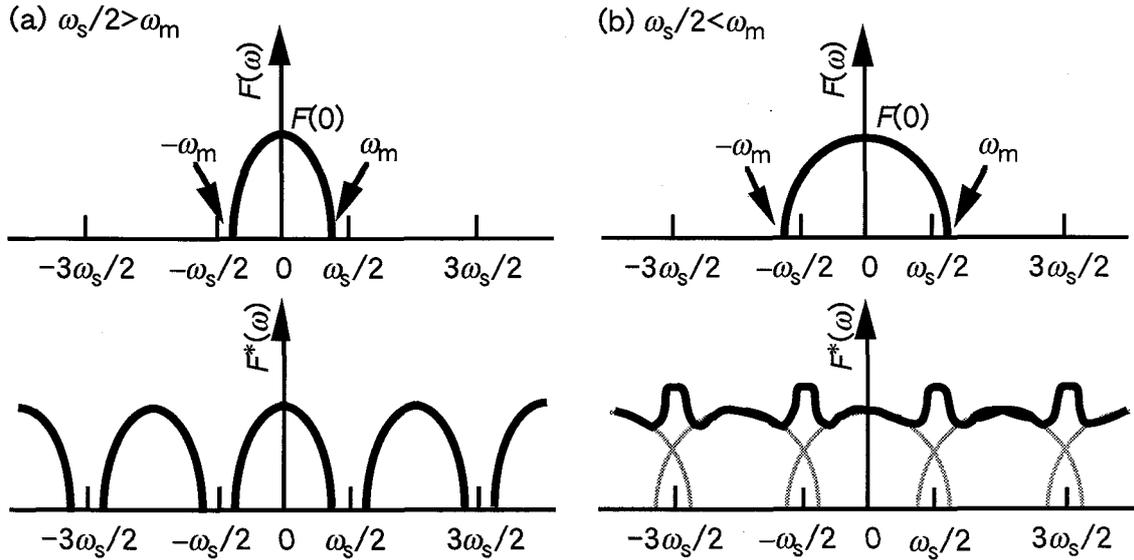


図3.2.4 入出力信号の周波数スペクトラム。

であり、それ以下の空間分布は光源の空間分布を反映していない。ここで、 M は結像デバイスの画像倍率である。したがって、入力信号となる光源の空間分布の最大空間周波数は計測器の空間分解能で決まり、 $1/(\Delta r \cdot M)$ となる。これが入力信号の最高周波数 ω_m に相当する。また、サンプリング周波数 ω_s は画像サンプリング間隔 D_{sam} で決まるサンプリング空間周波数 $1/D_{\text{sam}}$ に相当する。これらをサンプリング定理に代入すると

$$D_{\text{sam}} < (\Delta r / 2) \cdot M \tag{3.2.9}$$

を得る。上式から、効率よく光源の二次元空間情報を取得するには、既に述べたように計測器の空間分解能の1/2程度の一次元画像サンプリングを行えばよいことがわかる。これを x, y 方向の二次元画像サンプリングに拡張すると、(3.2.9)式は

$$D_{\text{sam}} < (\Delta r_x / 2) \cdot M, (\Delta r_y / 2) \cdot M \tag{3.2.10}$$

となる。ここで、 $\Delta r_x, \Delta r_y$ は計測器の x, y 方向（図3.2.2）の空間分解能である。二次元画像サンプリングにおいては、 x, y 方向については(3.2.10)式は成立するが、他方向については厳密には成立しない[6]。

以上のように、光源の二次元空間情報を効率よく取得するための光電面上での画像サンプリング条件を導き、画像サンプリング技術をX線ストリーク・カメラに応用することにより、時間分解、二次元空間分解計測が可能となることを示した。しかしながら、図3.2.2 (b), (c)からもわかるように、 y 方向の空間軸は蛍光面では時間軸となるため上下のサンプリング点の情報が重なる恐れがある。これは、特殊な結像技術と画像サンプリング技術の組み合わせにより避けることができる。これを実現する超高速二次元X線画像計測技術として、(1) 複数個のピンホールを持つ多重結像ピンホール・カメラとカソード・スリットの組み合わせにより、ストリーク・カメラの光電面上で一次元画像サンプリングを実現する、マルチイメージングX線ストリーク・カメラ (Multi-ima-

ging x-ray streak camera: MIXS) 法[7], (2) 通常のX線ストリーク・カメラとMIXS法の結像手法を組み合わせた1D+MIXS (One-dimensionally space-resolved and multi-imaging x-ray streak camera) 法[8], (3) ピンホール列とカソード・スリットの複数の組み合わせにより, MIXS法を多チャンネル化したマルチチャンネル・マルチイメージングX線ストリーク・カメラ (Multi-channel, multi-imaging x-ray streak camera: McMIXS) 法[9], (4) 単一結像デバイスと多数のピンホールを有するサンプリング・マスクとの組み合わせにより, 二次元画像サンプリングを実現する, 二次元サンプリングイメージX線ストリーク・カメラ (Two-dimensional sampling-image x-ray streak camera: 2D-SIXS) 法[10]等の開発, 性能評価を行い, これらを爆縮実験に導入し, 爆縮コア・プラズマ診断技術として確立した. この詳細について3.3-3.6節に述べる.

3.3 マルチイメージングX線ストリーク・カメラ (MIXS) 法の開発

3.3.1 MIXS法の原理

3.2節で述べたように, X線ストリーク・カメラの光電面上に結像された光源像をその全体にわたって一次元画像サンプリングすることにより, 時間分解した光源の二次元空間情報を取得できる (図3.2.2 (b)). 具体的として, 複数のピンホールからなるピンホール列とカソード・スリットを組み合わせた, マルチイメージングX線ストリーク・カメラ (Multi-imaging x-ray streak camera: MIXS) 法[7]により, 一次元画像サンプリングを行う.

MIXS法の原理図を図3.3.1に示す. 一定間隔 s で直線的に配列した N 個のピンホールを有するピンホール・カメラにより, ストリーク・カメラのカソード・スリット上に N 個の光源像を画像配列距離 $D_{\text{div.}}=s(M+1)\cos\theta$ だけ離して結像する. ここで, M はピンホール・カメラの倍率である. この例では $N=5$ の場合について示した. 実際は $N=10$ 以上が必要であるが, 画像数 N はカソードのスリット長さ方向の有効幅とピンホール・カメラの倍率で制限される. 画像の配列はカソード・スリットに対して角度 θ だけ傾けてある. したがって, 光源上において垂直方向に距離 $s(M+1)\sin\theta/M$ (=サンプリング間隔) だけ離れた N 個の異なる場所の像が, カソード・スリットによって分割された一次元画像のセットとして一次元画像サンプリングされたことになる (同図 (b)). 3.2節で述べたように, 光源の二次元情報を効率的に取得するためには, このサンプリング間隔を計測器の空間分解能の二分の一程度に設定すればよい. サンプリング間隔は角度 θ によって調整可能である.

分割一次元画像セットはストリーク管によって時間掃引され, 画像処理機に記録される (同図 (c)). このストリーク像を任意の時刻 (例えば, $t=t_1, t_2, t_3$) でスライスし, それぞれの分割一次元画像のセットを”左→右”から”上→下”に並べ変えることにより, 時間的に連続な任意の元の光源の二次元画像が得られる (同図 (d)). この時, 時間軸方向には光源の時間変化と空間

間変化の情報が重なり合っている。そのため、スライスするストリーク像の絵素の時間幅内では時間軸方向の空間的、時間的に変化がないものとして並べ変えを行うため、スライス幅 D_{silce} は時間分解能程度に設定する必要がある。スライスされた分割一次元画像のセットはワークステーション (Workstation: WS) [11]の計算機メモリー上で画像再構成される。

このように、多重結像ピンホール・カメラとカソード・スリットを組み合わせたMIXS法では、光源像を一次元画像サンプリング測定し、画像再構成を行い、時間的に連続する多枚数の二次元画像として撮影を行う。この時、光源の二次元空間情報を正確に再現するためには、計算機メモリー上での二次元画像再構成において、(1)ピンホール・サイズのばらつき、(2)水平方向の画像配列距離、(3)画像スムージング処理、(4)二次元画像の空間スケール、(5)ピンホールの視差、(6)フォトカソード・スリット感度分布の非一様性、(7)ストリーク・カメラの電子結像における画像歪み、(8)ストリーク管の時間掃引歪みについて考慮し、適切な画像補正を行う必要がある。次小節でこれらの詳細について述べる。

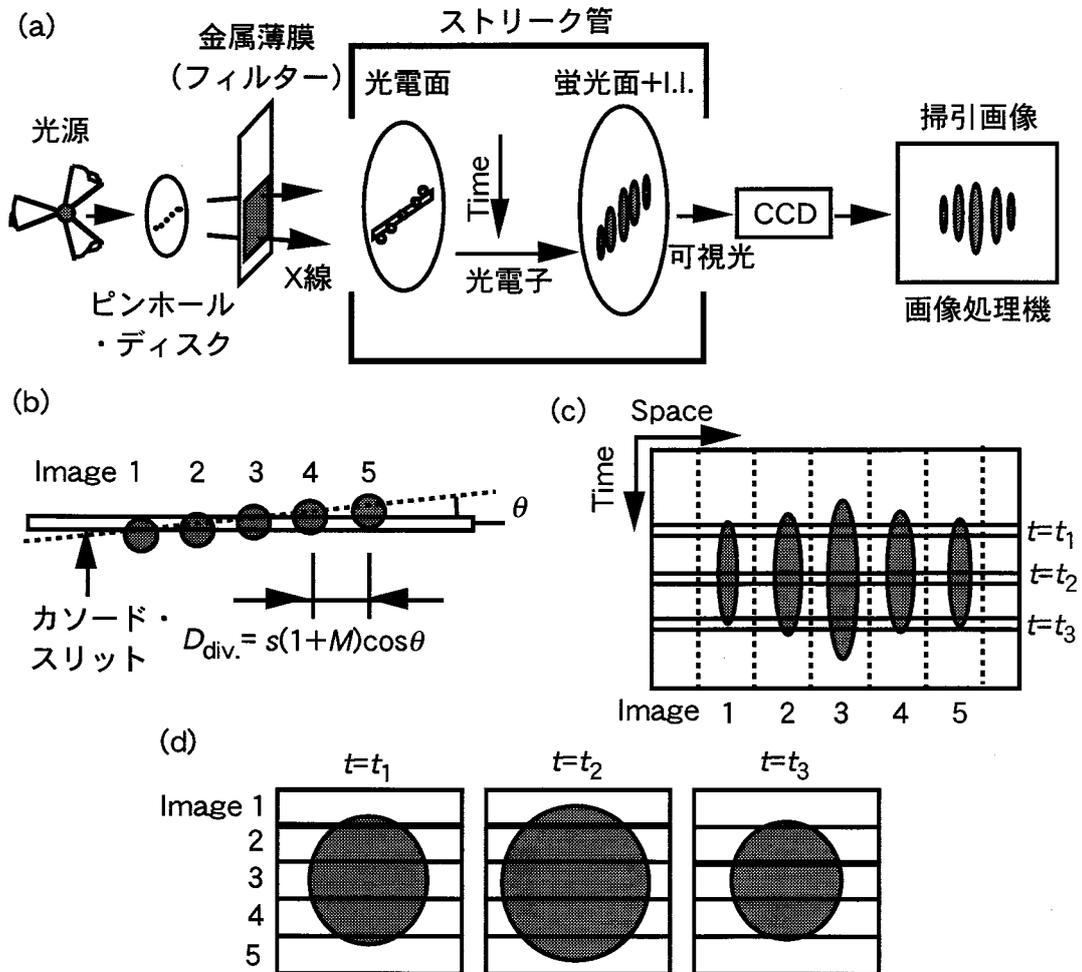


図3.3.1 MIXS法の原理図。(a) MIXS法のシステム全体の概要図。(b) ストリーク・カメラのカソード・スリット上に結像された光源像の画像列。(c) ストリーク管によって時間掃引された分割一次元画像。(d) 任意の時刻 $t=t_1, t_2, t_3$ の画像再構成された二次元画像。

3.3.2 MIXS法の二次元X線画像再構成における画像補正

MIXS法によって得られた分割一次元画像セットの時間掃引像を画像再構成することにより、時間分解した光源の二次元画像を取得できることは前小節で示した。この時、光源の二次元空間情報を正確に再現するためには、適切な画像補正を施した上で画像再構成を行うことが不可欠である。MIXS法での画像再構成において必要な画像補正は、(1) 画像サンプリングに関する画像補正、(2) X線ストリーク・カメラに関する画像補正に大別できる。(1) には (1a) ピンホール・サイズのばらつき、(1b) 水平方向の画像配列距離、(1c) 画像スムージング処理、(1d) 二次元画像の空間スケール、(1e) ピンホールの視差、(2) には (2a) フォトカソード・スリットの感度分布非一様性、(2b) ストリーク・カメラの電子結像における画像歪み、(2c) ストリーク管の時間掃引歪みがある。ここでは、これらに対して個々に検討し、(1a)-(1d)、(2a) に対しては適切な画像補正の手法について述べ、(1e)、(2b)、(2c) に対しては計測器の分解能と比べて小さく、二次元画像再構成において無視可能であることを示す。この他にストリーク管内で電子結像する際に、空間電荷によって水平方向に空間プロファイルが広がる可能性がある。この効果は光電面で放電を起こす程度の強いX線発光源を結像した場合に顕著に現れるが、通常行う計測では再生した二次元画像に及ぼす影響は小さいとして、ここでは無視した。

3.3.2.1 画像サンプリングに関する画像補正

(a) ピンホール・サイズのばらつきに対する補正

MIXS法では複数個のピンホールからなるピンホール列によって、ストリーク・カメラの光電面上に光源像を結像する。図3.3.2にMIXS法で使用される典型的なピンホール（直径 $10\ \mu\text{m}$ ）の光学顕微鏡の写真を示す。ピンホールは厚さ $25\ \mu\text{m}$ のTaディスクにマイクロ放電加工によってほぼ円形に製作される。径の製作精度は $\pm 0.5\ \mu\text{m}$ 程度以下であり、面積にすると最大で $\pm 10\%$ 程度のばらつきとなり、これは各一次元分割画像に対する感度変化をもたらす。これを補正するために、個々の面積比（=ピンホール面積/平均面積）を求め、すべての一次元分割画像に対し同一感度となるように数%以下の精度で入射光量補正を行う。

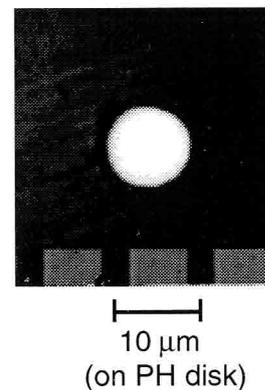


図3.3.2 Ta基板（厚さ $25\ \mu\text{m}$ ）にマイクロ放電加工により製作された直径約 $10\ \mu\text{m}$ のピンホール。

(b) 水平方向の画像配列距離に対する補正

図3.3.1で示したように、スリット長さ方向に画像配列距離 D_{div} ごとに並んだ光源像の異なる場所の一次元画像が、カソード・スリットによって分割一次元画像として選択される。任意の時刻でスライスされた分割一次元画像セットの並べ換えにより、二次元画像として再構成される。この時、誤った画像配列距離 D_{div} による画像再構成は、再生した二次元画像を斜めに傾かせる結果となる。これは明らかに光源の二次元空間情報を反映していない。したがって、正しい画像配列距離を実験的に求め、それを用いて画像の並べ換えを行う必要がある。

画像配列距離 D_{div} はピンホール間の距離 s と倍率 M と角度 θ によって決まり、計測器の設定値から数値的に求めることができる。実際には設定値には幾らかの誤差が含まれているため、数値的に求めた D_{div} では二次元画像を正しく再構成できない。そこで、画像配列距離較正として十字ターゲットをMIXS法で時間分解計測を行うことにより、実験的に正しい画像配列距離を求めることができる。実際の計測データによる補正は3.3.2.3節で述べる。ここでは、その手法について触れる。図3.3.3 (a)に光電面上に結像された十字ターゲット像を示す。十字ターゲットは金コートしたカーボン・ファイバーを垂直に交差するように組み合わせたものを使用する。各十字ターゲットのファイバー交点を $(x(i), y(i))$ とする。同図 (b)に同図 (a)の時間掃引像を示す。各分割一次元画像ごとに空間原点 $s(1)$ - $s(5)$ を定め、これらを水平方向に一致させて画像の並べ換えが行われる。正確な二次元画像を得るには、同図 (a)で示した各十字ターゲットの交点の x 座標 $x(1)$ - $x(5)$ を空間原点 $s(1)$ - $s(5)$ に選べばよい。各分割一次元画像に対する空間原点 $s(1)$ - $s(5)$ は、時間掃引像における十字ターゲットの縦ファイバーの x 座標から粗く見積もることができる。次に示す三通りの空間原点 $s(1)$ - $s(5)$ の設定例に対して、再構成した二次元画像がどのように歪むかを考察する。 i 番目($i=1, \dots, 5$)の画像の空間原点 $s(i)$ は、

$$s(i) = s(1) + D'_{div} \cdot (i-1) \quad (3.3.1)$$

で与えられる。ここで、 D'_{div} は各分割一次元画像の空間原点間の距離である。 $D'_{div} < D_{div}$ の場合は、同図 (c)に示すように再構成画像は右に傾く。 $D'_{div} = D_{div}$ の場合には、光源の空間情報を正確に再現できる。そして、 $D'_{div} > D_{div}$ の場合には、再構成画像は左に傾いてしまう。つまり、各分割一次元画像の空間原点 $s(1)$ - $s(5)$ は、画像配列距離 $D'_{div} = D_{div}$ で設定すればよいことがわかる。実際は、設定値から求まる D_{div} と異なる画像配列距離を用いて画像再構成を行う。これにより、垂直方向に対する再構成画像の傾きを ± 1 deg以下まで補正する。この精度は通常の爆縮コア・プラズマ（大きさが50-100 μm 程度）の場合で数 μm 程度の誤差を与えるが、システム全体の空間分解能（通常15 μm 程度）よりも十分小さく無視できる。

以上の手法を用いることにより、正しい画像配列距離を用いた二次元画像再構成を実現できる。十字ターゲットを用いた実際の画像再構成は3.3.2.3(b)節で述べる。

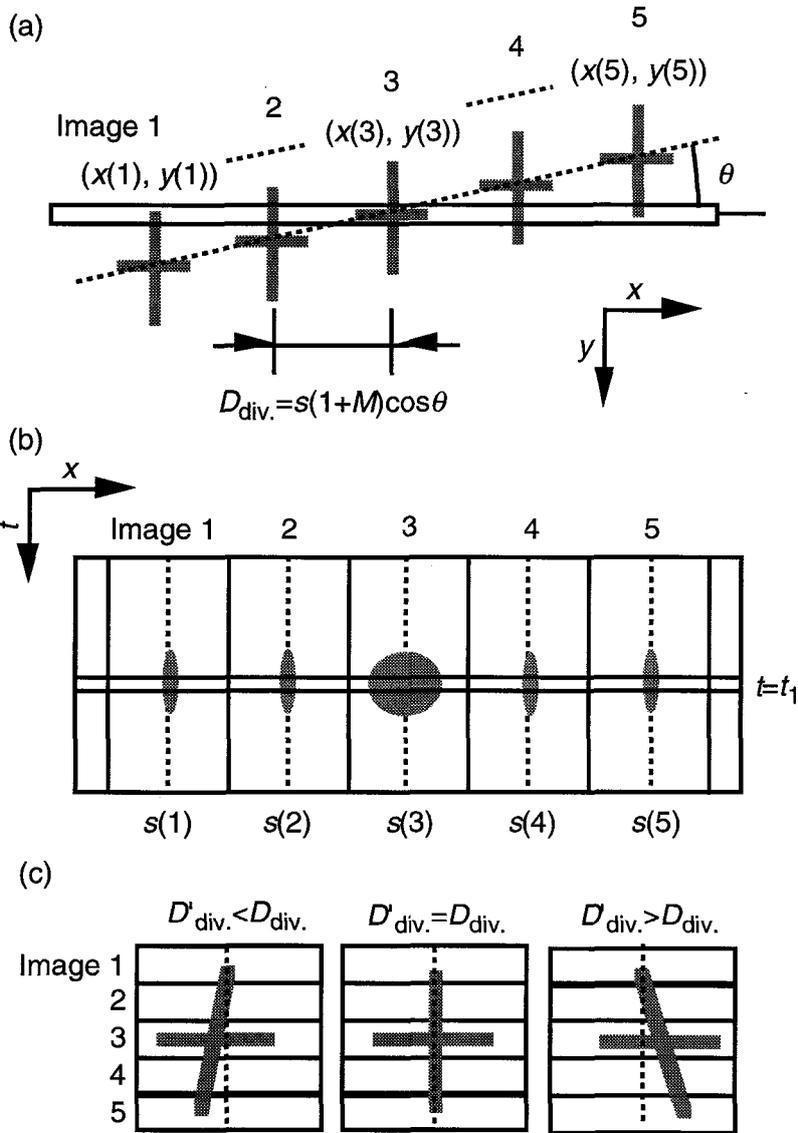


図3.3.3 十字ターゲットを用いた水平方向の画像配列距離に対する補正. (a) 光電面上に結像された十字ターゲット像. それぞれの十字ターゲットの交点を (x, y) 座標で表示した. (b) 同図 (a) の時間掃引像. 各画像1-5の空間原点を $s(1)$ - $s(5)$ で示した. (c) 三通りの画像配列距離による時刻 $t=t_1$ での再構成二次元画像.

(c) 画像スムージング処理

カソード・スリットによって分割して得られる光源の二次元空間情報は、画像並べ変えにより元の光源の二次元画像に再構成される。この時、スリット長さ方向には空間的に連続な計測であるが、垂直方向に対しては不連続な画像サンプリングを行っている。このような空間的に不連続な分割一次元画像の並べ変えから得られる二次元画像には、各画像のジョイント部で信号強度における飛び（ジャンプ）が発生する。これは明らかに光源の空間分布を反映していない高調

波成分であり、画像スムージング処理によってこれを除去する必要がある。

図3.3.4に実際の爆縮コア・プラズマ計測とほぼ同じ条件下での画像スムージング（ 3×3 スムージング）処理の一例について示す。ここでは説明を簡単にするため、二次元画像に対してではなく、一次元空間分布に対する画像スムージング処理について述べる。光源には、その大きさが約 $50 \mu\text{m}$ で、最大信号強度がその中心にあり、周辺部に行くにしたがって滑らかに低下するようなガウス型を仮定した。また、空間分解能はMIXS法の典型的な値である $15 \mu\text{m}$ に設定し、サンプリング距離 $D_{\text{sam.}} = 7.5 \mu\text{m}$ 、サンプリング・スリット数 $N=7$ での画像サンプリングを行った。3.3.1節で述べた時間スライス幅に相当するスリットの観測幅 D_{slice} は、通常、3つの画素（1つの画素がCCDカメラ上での1 pixelに対応している）で構成されている。上記の条件で光源の二次元画像を y 方向

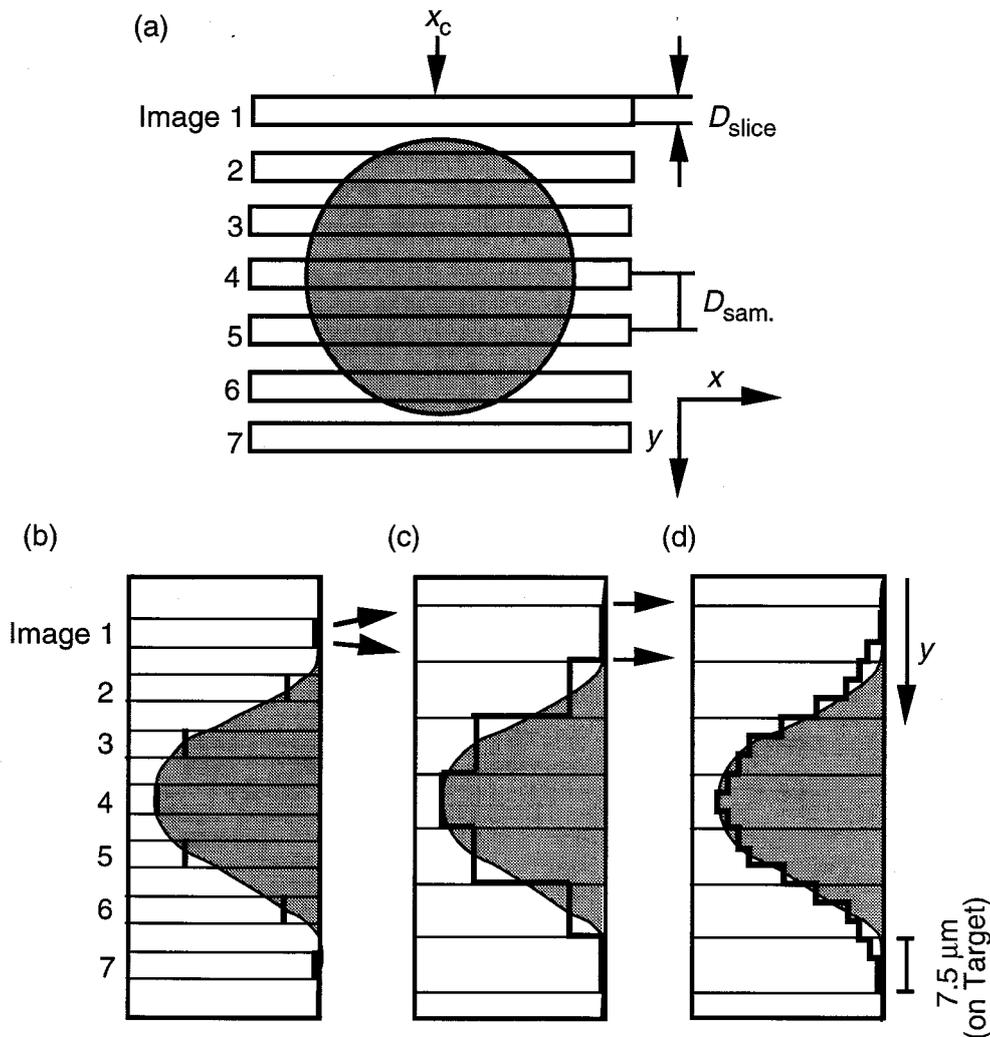


図3.3.4 光源の空間プロファイルにガウス型を仮定した画像スムージング（ 3×3 スムージング）処理の一例。(a) MIXS法によりスライス幅 D_{slice} 、画像サンプリング間隔 $D_{\text{sam.}}$ で画像サンプリングされた光源像。(b) x 座標 x_c における y 方向の光源の空間プロファイル。サンプリング値を濃い縦線で示す。(c) 計測されていない領域は周辺のサンプリング値で補われる。(d) 画像スムージング処理を施すことにより、光源の空間分布に近づく。

にわたって一次元画像サンプリングを行う（同図 (a)）．MIXS法ではカソード・スリットは一つしかないが，多重ピンホール・カメラによって光源上で垂直方向に異なる場所の像を複数個結像するため，同図 (a)のような複数個のカソード・スリットによる画像サンプリングと等価である． y 方向には計測される場所とされない場所が交互に存在する．

同図 (b)に x 座標 x_c での y 方向の空間プロファイル及び各サンプリング・スリットに対応するサンプリング値を示す．サンプリングされていない領域は周辺のサンプリング値で補われるため，実際には同図 (c)のように画像サンプリングされたことになる（これは再構成された二次元画像の縦，横方向に異なる空間スケールを与える．詳細は3.3.2.1(c)節で述べる）．同図 (c)に見られるように空間プロファイルが急峻な領域において，各画像のジョイント部で光源の空間分布にはない顕著な信号強度のジャンプ（高周波成分）が発生する．これらの高周波成分は，画像スムージング処理によって取り除くことができる．

画像スムージング処理として，ある場所の信号強度とその両隣の信号強度の平均値をその場所のスムージング信号強度とする手法を用いた．実際の二次元画像に対しては，縦3画素，横3画素の計9画素の領域の平均値を取り，それを中央の画素のスムージング信号強度とした（ 3×3 スムージング）．スムージング結果を同図 (d)に示す．各画像内に3つの画素があるため，一つの画像内に3つのステップ状の空間分布を持つ．画像スムージング処理を施すことにより，同図 (c)で見られた信号強度の大きなジャンプは除去され，光源の空間分布をほぼ再現することがわかる．また，スムージング処理は空間プロファイルに少なからず影響を与える．その影響として，プロファイルの最大値がわずかに低下し，すその部分が広がる．したがって，プロファイルの半値全幅も広がることになる．しかしながら，この広がり数は数 μm 以下であり，空間分解能よりも十分小さく無視できる．

以上のように，一次元画像サンプリングによる各分割一次元画像のジョイント部での信号強度におけるジャンプを除去し，光源の空間分布を正確に再現するには， 3×3 スムージングによる画像スムージング処理が適切な処理方法であることを示した．ただし，画像スムージング幅を空間分解能の $1/2$ 程度に設定する必要がある（図3.3.4の例では空間分解能の $1/2$ に設定した）．それ以上の画像スムージング幅によるスムージング処理は，サンプリングした光源の情報を消失する恐れがある．

(d) 二次元画像の空間スケールに対する補正

通常のMIXS法の設定では，ストリーク・カメラの光電面上で光源全体にわたって，垂直方向に $D_{\text{slice}} < D_{\text{sam}}$ での一次元画像サンプリングを行う．垂直 (y) 方向には不連続な光源の空間情報を取得するため，計測する場所としない場所が交互に存在する（図3.3.4）．計測されない領域のデータは隣接したサンプリング値によって補われる．これは，スライス幅 D_{slice} を画像サンプリン

幅 $D_{\text{sam.}}$ に一致させることに相当する。例えば、光源の直径約 $50 \mu\text{m}$, $D_{\text{silce}}=5.0 \mu\text{m}$, $D_{\text{sam.}}=7.5 \mu\text{m}$, $N=7$ の場合を考える。空間スケール補正を行わない画像並べ替えでは、 y 方向に対する光源の直径は、 $D_{\text{silce}} \cdot N=5.0 \times 7=35 \mu\text{m}$ となる。水平方向に対しては光源の直径は約 $50 \mu\text{m}$ であるため、横長に歪んだ二次元画像が再生される。これを補正するためには、垂直方向に対する空間スケールを $D_{\text{sam.}}/D_{\text{silce}}=7.5/5.0=1.5$ 倍する必要がある。実際の補正では CCD カメラ上での数値 ($\mu\text{m}/\text{pixel}$) を用いて行われるため、CCD カメラ上における垂直及び水平方向の画素サイズの空間スケールの違いも考慮して行われる。

(e) ピンホールの視差に対する評価

一直線上に配列したそれぞれのピンホールは、異なる視線方向（視差）からの計測を行っている。この視差が無視できない場合、光電面上に結像した多数の光源像を同一のものとみなせなくなる。

ここでは、最大の視差を与える両端のピンホールに着目し、典型的な MIXS 法の設定に対する評価を行う。両端のピンホールはピンホール・ディスク上で $1.0\text{-}1.5 \text{ mm}$ 離れている。ピンホール・ディスクから光源までの距離は 80.0 mm 、光源の半径 r は $250 \mu\text{m}$ である。この場合、光源上での両端のピンホールの視差 $\theta_{\text{pal.}}$ (deg) は $0.72\text{-}1.1 \text{ deg}$ 程度となる。この視差を光源上での空間スケールで記述すると、 $r \cdot \sin\theta_{\text{pal.}}=3.1\text{-}4.7 \mu\text{m}$ 程度となる。これは、典型的な MIXS システムの空間分解能の $15 \mu\text{m}$ の $1/3\text{-}1/5$ 程度であり十分無視できる。このように、両端のピンホールの視差は空間分解能よりも十分小さく、MIXS 法は同軸計測として見なすことができる。

3.3.2.2 X線ストリーク・カメラに関する画像補正

(a) フォトカソード感度分布の非一様性に対する補正

フォトカソード感度分布の非一様性は主に蒸着するカソード材質の厚みの不均一、観測系の像伝達効率等によって生じ、スリットの長さ方向（水平方向）の異なる空間位置に対する感度変化をもたらす。これは、水平方向の空間位置に対するカソード感度分布データを用いて補正することができる。

通常のフォトカソード感度分布計測は、激光 XII 号ガラス・レーザー [12] において、1 あるいは 2 ビーム照射で、波長は $0.527 \mu\text{m}$ 、レーザー・エネルギーは約 $10\text{-}40 \text{ J}$ 、パルス波形はガウス型、パルス幅は約 $100\text{-}200 \text{ ps}$ の条件下で行われる。ターゲットには Au コート中実球（直径約 $100 \mu\text{m}$ ）を用いる。Au プラズマからの自発光 X 線がフォトカソード全面を一様に照射するように、結像デバイス（ピンホール・ディスク）を取り外した状態で、X 線ストリーク・カメラにより時間分解

計測する．観測X線波長域は約300 eV以上であり，実際の爆縮コア・プラズマ計測での高光子・エネルギー（2-5 keV程度）の観測X線スペクトルとは異なる．図3.3.5にカソード・スリット（カソード材質が厚さ0.03 μm の金の場合）の時間掃引画像を示す． $x=440$ pixel付近から急激に信号強度が低下しており，ここにスリットの端があることを示している．この時間掃引データが適切なカソード感度分布補正位置データであるという根拠を以下に述べる．

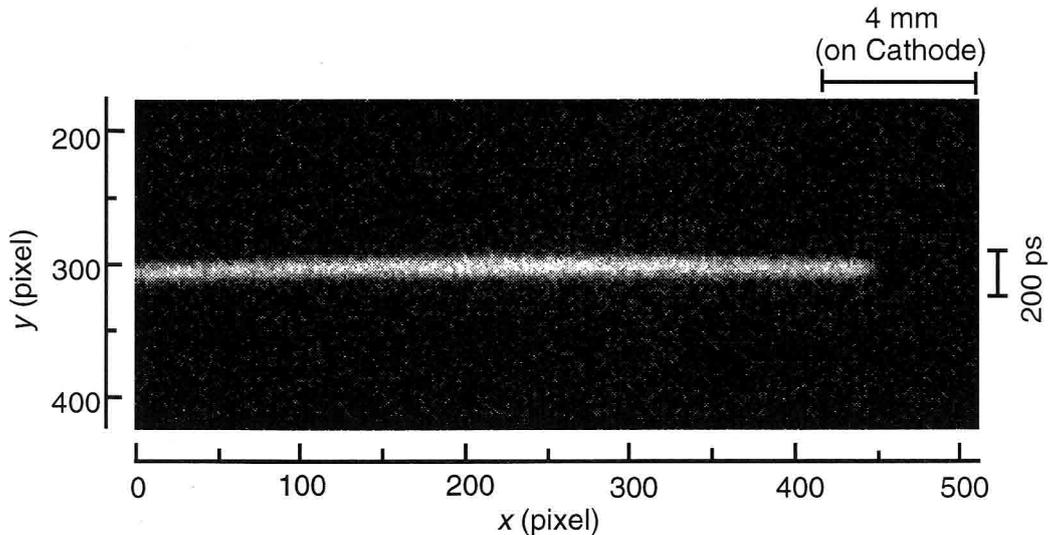


図3.3.5 厚さ0.03 μm のAuカソード・スリットの感度分布．カソード上の空間スケールを示した．

図3.3.6にフォトカソード感度分布の観測結果とその解析結果を示す．同図 (a)にレーザー・パルス幅程度で時間方向に積分した水平方向の空間プロファイルを示す．感度分布は画面中央に高い感度を持ち，画面両端に行くほど低感度になる傾向が見られる．これは，カソード感度が観測系（レンズ）の像伝達効率に強く依存していることを意味している．カソード感度分布の位置データは，生データから高調波成分のノイズを取り除いたフィッティング関数として定義される．そのためには，(1) これらのノイズがカソード感度分布に依るものではなく，再現性のない統計的なノイズであること，(2) ここでの観測X線波長域と異なるX線のスペクトルに対しても図3.3.5の感度分布によって補正できること，を示す必要がある．

図3.3.6 (b)に同図 (a)のX線発光強度の空間プロファイルのモード展開結果を示す．同図 (a)に示したフィッティング関数を構成している直流成分のモード0と感度ムラ成分のモード1の振幅が他のモードよりも1桁以上大きいことがわかる．そして，モード2以上の高周波成分には周期性はなく，モード数が増加するにしたがってこれらの振幅が低下していることがわかる．同図 (a)の空間プロファイルからモード0, 1成分を除去した，モード2以上のX線発光強度の空間プロファイルを同図 (c)に示す．発光強度が-100~100カウントの間で不規則にばらついている様子がわかる．この平均値 I_{ave} ，標準偏差 I_{sdev} はそれぞれ $2.50\text{e-}15$ ($=0$)，52.5であった．同図 (d)にモード2以上のX線発光強度に対する確率密度分布及び求めた平均値と標準偏差で記述した正規分布曲線を示す．平

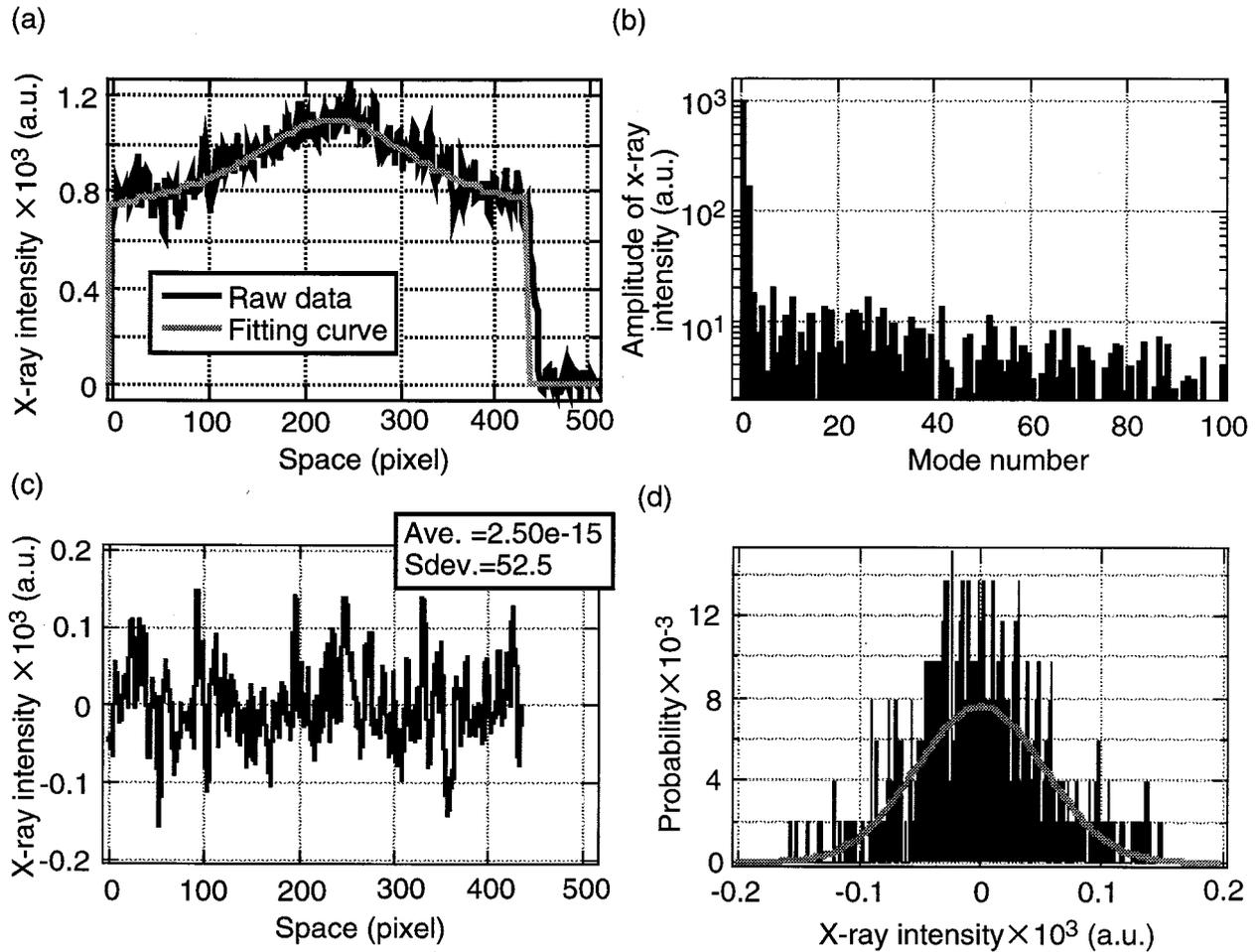


図3.3.6 フォトカソード感度分布補正に関する解析. (a) 厚さ $0.03 \mu\text{m}$ のAuカソード感度分布. 横軸はCCDカメラ上における水平方向の空間軸を示している. (b) X線発光強度の空間プロファイル (範囲 $x=1-440 \text{ pixel}$) に関するモード展開. モード数は考慮した空間範囲内の空間周波数に相当する. モード0は直流成分, モード n は考慮した範囲内で n 個の凸凹があることを意味する. (c) モード2以上の発光強度の空間プロファイル. 平均値は $2.50\text{e-}15$, 標準偏差は 52.5 であった. (d) 同図(c)の確率度数分布. 実線はモード2以上の発光強度の平均値, 標準偏差で記述した正規分布曲線である.

均値0を中心にほぼ対称に分布しているおり, 確率度数分布と正規分布曲線の傾向がよく一致していることがわかる. これは, モード2以上の高調波成分が統計的な雑音であることを意味しており, これらの雑音はフォトカソードの感度分布ではなく, 恐らく, 読み出し系として用いたCCDの熱雑音によると考えられる. また, 異なる掃引速度の多数のデータに対しても解析を行い, 同様な結果を得ている[13].

以上の議論から, 図3.3.6 (a)に示したフィッティング関数以外のモード2以上の高調波成分は, 周期性のない, 統計的な白色雑音であることがわかった. つまり, 低フォトン・エネルギーのX線スペクトルに対しては, 高周波数成分を取り除いたフィッティング関数をフォトカソード感度

分布曲線としてみなすことができる。

次に、図3.3.6 (a)に示したフォトカソード感度分布曲線が、異なるX線のスペクトルに対しても適用可能であることを示す。図3.3.7に示すように、カソードの厚さが $d(x)$ である空間方向の任意の場所 x において、カソードを透過するX線強度 I_d は入射X線強度 I_0 とカソード物質によって決まる比例係数 μ (per cc)により、

$$I_d = I_0 \exp(-\mu \cdot d(x)) \quad (3.3.2)$$

となる。比例係数 μ を質量吸収係数に書き直すと、

$$I_d = I_0 \exp(-\mu/\rho \cdot \rho d(x)) \quad (3.3.3)$$

で与えられる。ここで、 ρ は物質の密度 (g/cm^3)、 μ/ρ は質量吸収係数、 $\rho d(x)$ は面密度 (g/cm^2)である。上式から、物質内で吸収されるX線強度 I_a は、

$$I_a = I_0 \{1 - \exp(-\mu/\rho \cdot \rho d(x))\} \quad (3.3.4)$$

となる。爆縮コア・プラズマからの2.5-5 keVのX線をAuカソードで計測する場合、 $\rho=19.3 \text{ g/cm}^3$ 、 $\mu/\rho=1550$ 、 $d(x) \doteq d=300 \times 10^{-8} \text{ cm}$ となる。これらに対し、指数関数の肩の数値は $\mu/\rho \cdot \rho d(x) \doteq 8.97 \times 10^{-2} \ll 1$ となり、(3.3.4)式をテーラー展開でき次のように近似できる。

$$I_a = I_0 \cdot \mu \cdot d(x) \quad (3.3.5)$$

カソード感度分布 $R(h\nu, x)$ はフォトカソード内で吸収されるX線強度 I_a に比例し、 I_a, I_0, μ もフォトン・エネルギー $h\nu$ の関数であるから、

$$R(h\nu, x) \propto I_a(h\nu, x) = \{I_0(h\nu) \cdot \mu(h\nu)\} \cdot d(x) = R_0(h\nu) \cdot R_x(x) \quad (3.3.6)$$

$$(R_0(h\nu) = I_0(h\nu) \cdot \mu(h\nu), \quad R_x(x) = d(x))$$

となり、カソード感度分布 $R(h\nu, x)$ を波長成分、空間成分に分離して考えることができる。空間成分については使用するカソードによって決まる。異なるX線のスペクトルはカソード感度の波長成分 $R_0(h\nu)$ に対してカソード全体に一様な変化を与える。したがって、(3.3.6)式で得られたカソード感度分布をその最大値で規格化することにより、異なる観測X線スペクトルに対しても適用可能な

フォトカソード

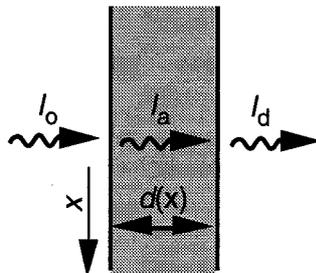


図3.3.7 フォトカソードの断面図。入射X線 (強度 I_0) は、フォトカソード内で吸収され光電子となるもの (強度 I_a) と透過するもの (強度 I_d) に分類できる。

カソード感度分布の位置データを得る。

以上のように、規格化したフォトカソード感度分布を用いて、爆縮コア・プラズマからのX線スペクトルに対してもカソードの感度分布補正が可能であることを示した。実際のカソード感度分布補正においては、カソード・スリット全面にわたって同一感度を持つように±5%程度以下の精度で補正される。また、イメージ・インテンシファイアー (Image intensifier: I. I.) で光電子が可視光に変換される際に、蛍光面の場所によって信号強度にある程度のばらつきが生じる。実際に使用したX線ストリーク・カメラ (Hamamatsu C-2590, C-4575) のI. I.の感度分布は、仕様書によりCCDカメラ上で±5%以下であるため無視した。

(b) ストリーク・カメラの電子結像における画像歪みに対する評価

図3.2.1に示したように、光電面で光源からの被測定光（ここではX線）が光電子に変換される。変換された光電子はメッシュ状の加速電極によって加速され、掃引電圧の印加によって蛍光面上に時間掃引画像として結像される。MIXS法では、広範囲にわたって多数の光源像（典型的な設定では10-11個）を結像するため、計測領域内で光電面から蛍光面間の電子結像による画像歪みが十分に小さい必要がある。ここでは、ストリーク・カメラの静止画像モード及び掃引画像モードについて、電子結像における画像歪みがCCDカメラ上で±1 pixel程度以下（これは光源上で±3 μm程度以下に相当する）に収まっていることを明らかにする。

静止画像モードの画像歪み評価手法を図3.3.8に示す。11個のピンホールを持つマルチピンホール・ディスクと面カソードとの組み合わせにより、11個の十字ターゲットを光電面上に静止画像として結像する。面カソードは三つの8.0 mm×8.0 mmの観測窓から構成され、観測窓全体に0.03 μm厚のAuを蒸着しており、十字ターゲットの全体像を結像するために使用した。それぞれの十字ターゲットの交点をイメージ6の交点を基準とした (x, y) 座標によって記述する。画像歪みのない場合は、各画像の交点はスリットに対するピンホール列の回転角 θ に対応した線上（同図(a)の点線上）に配列される。今、 $i(=1, \dots, 11)$ 番目のイメージに着目する（同図(b)）。濃い十字は画像歪みがない場合の十字ターゲットの交点 $(x_{re}(i), y_{re}(i))$ を示している。各画像に対する交点の絶対座標は、イメージ6の交点座標 $(x(6), y(6))=(x_{re}(6), y_{re}(6))$ を用いて次式のように記述できる。

$$x_{re}(i) = x(6) + (i-6) \cdot s(1+M) \cos \theta, \quad y_{re}(i) = y(6) + (6-i) \cdot s(1+M) \sin \theta \quad (3.3.7)$$

ここで、 s はピンホール間距離、 M は倍率、 θ はピンホール列のスリット長さ方向に対する傾きである。そして、 x, y 方向の画像歪み $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ (pixel)を次式によって定義する。

$$\varepsilon_x = x(i) - x_{re}(i), \quad \varepsilon_y = y(i) - y_{re}(i) \quad (3.3.8)$$

(3.3.8)式から求められる各画像に対する画像歪み $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ (pixel)が計測領域内で、±1 pixel程度以下であればよい。

図3.3.9に実験データに基づいた静止画像モードでの画像歪みの解析例を示す。レーザー条

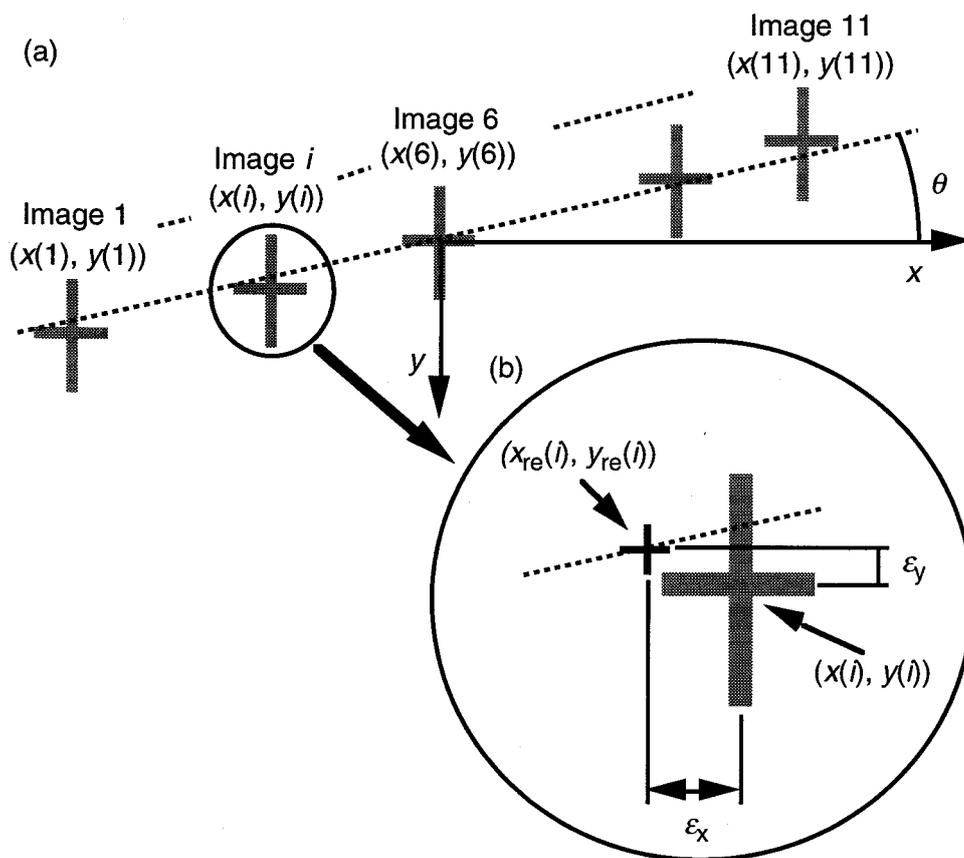


図3.3.8 静止画像モードの画像歪み評価手法。(a) マルチピンホール結像による11個の十字ターゲット全体の時間積分画像。(b) i 番目の画像の拡大図。

件はカソード感度分布計測とほぼ同様で、激光XII号における1ビーム照射で、エネルギーは数十J、パルス幅100 psのガウス型であった。この例では、ターゲットは十字ターゲットではなく、直径7 μm のAuコートしたカーボン・ファイバーを用いた。ファイバー・ターゲットはチャンバー中心を含む垂直軸にセットした。十字ターゲットのように交点を求めることはできないが、ファイバー像の空間プロファイルの中心位置によって各ファイバー像に対する x, y 方向の座標を読み取ることができる。使用したマルチピンホール・カメラは、ピンホール間距離 $s=100 \mu\text{m}$ 、画像数 $N=11$ 、倍率 $M=15.7$ であった。同図(a)にAuファイバーからの自発光X線の静止画像を示す。 x, y 方向の空間軸はCCDカメラ上のピクセルで記述しており、 x, y 方向にそれぞれ512 pixel, 492 pixelある。この静止画像列は水平方向（カソード・スリットの長さ方向）に対して角度 $\theta=5.6 \text{ deg}$ 傾いている。また、各ファイバー像は垂直方向に対してわずかに左に傾いていることがわかる。これは、ストリーク本体がチャンバーの水平面に対して少し右に傾いていることを意味している。イメージ・ナンバーは、一番左のAuファイバー像をイメージ1とした。イメージ4, 5, 9の発光強度が他の像に対して低いのは、面カソードの棧にかかっているためである。静止画像モードの画像歪み評価は、各画像に対する x, y 方向の空間プロファイルの中心位置を求め、(3.3.8)式を用いて行った。

図3.3.9 (b)に各ファイバー画像の空間プロファイルの中心位置及びイメージ6を基準として

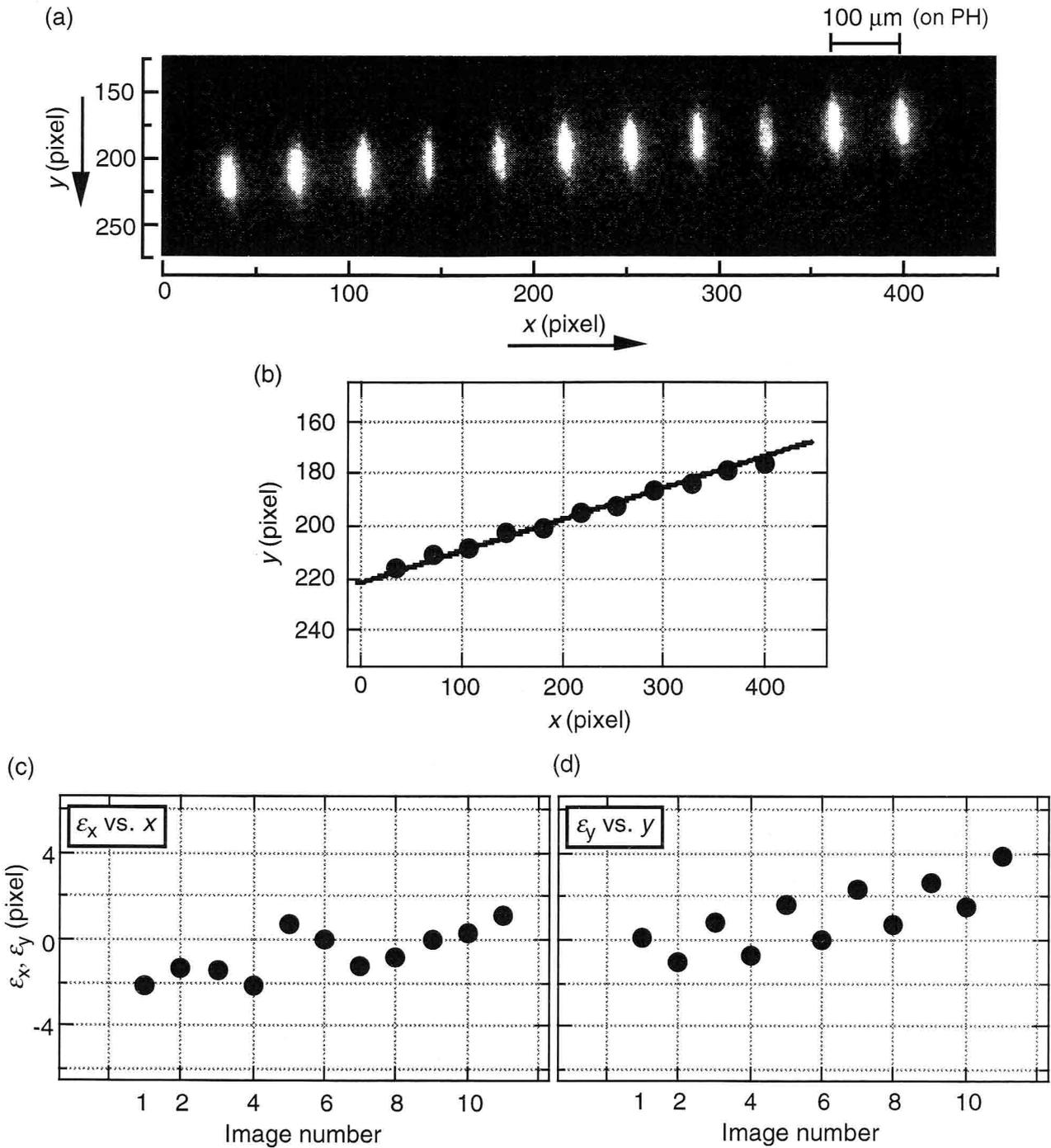


図3.3.9 Auコートしたカーボン・ファイバーを用いた静止画像モードでの電子結像画像歪み評価。(a) Auファイバーの静止画像。図中の空間スケールはピンホール・ディスク上のものである。(b) 各ファイバー画像に対する空間プロファイルの中心位置とイメージ6を基準とした画像歪みがない場合の画像配列直線。(c),(d)に各ファイバー画像に対する x, y 方向の画像歪み ϵ_x, ϵ_y を示す。

(3.3.7)式で求めた画像歪みのない場合の画像配列直線を示す。ファイバー画像はほぼ画像配列直線上にあることがわかる。同図(c), (d)に各ファイバー画像に対するの画像歪み $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ (pixel)を示す。画像歪みのばらつきは、イメージ1-11にわたってほぼ $\pm 1-2$ pixel以内に収まっていることがわかる。実際の爆縮コア・プラズマ診断における計測範囲は $x=100-350$ pixelであることから、この範囲内での画像歪みは ± 1 pixel程度以下(光源上で $\pm 3 \mu\text{m}$ 程度)である。このような解析は他の多数の静止画像データに対しても行われ、同様な結果を得ている[13]。

次に、時間掃引モードでの電子結像歪みに対する評価を行う。この評価は図3.3.5に示したカソード・スリットの時間掃引画像を用いて行う。静止画像モード同様、計測範囲内で画像歪みが ± 1 pixel程度以下に収まっていることを示す。

図3.3.5から、本来直線であるはずのカソード・スリットは少し上に湾曲した弓形の構造を持っていることがわかる。この湾曲構造が掃引画像モードにおける画像歪みである。画像歪みの解析は、画面中央に対して両端のスリットがどの程度湾曲しているのかを調べた。その結果を図3.3.10に示す。同図(a)にカソード・スリットの時間プロファイルの半値全幅及びその中心値に対するx方向の空間依存性を示す。図中に示した上の横棒が時間プロファイルの立ち上がりを、下の横棒が立ち下がり示しており、その中心値を点線で結んだ。同図(b)に画面中央($x=200-250$ pixel)のy軸方向の中心値を基準とした位置ずれ ε_y (pixel)を示す。画面中央に対して、画面両端では数pixel程度の掃引画像モードの画像歪みがあることがわかる。静止画像モードの解析同様、実際の爆縮コア・プラズマ診断における計測範囲は $x=100-350$ pixelである。したがって、計測範囲内ではこの画像歪みは ± 1 pixel以下である。スリットのy方向の位置及び掃引速度を変えた場合でも画像歪みは同じ程度であった[13]。

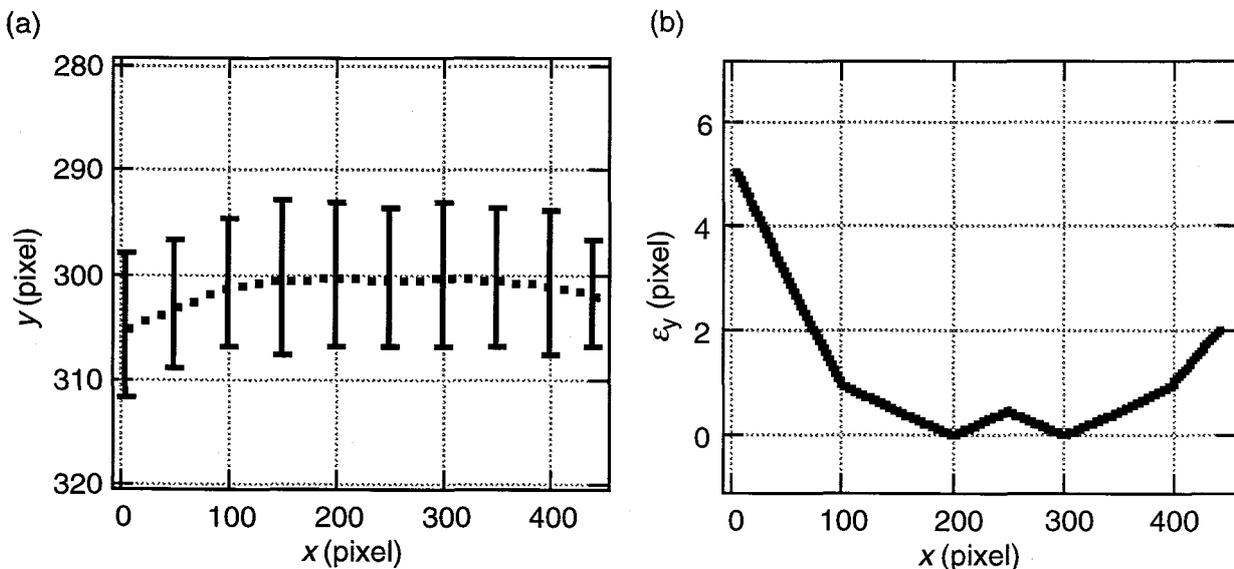


図3.3.10 掃引画像モードでの電子結像の画像歪みに対する評価。(a)時間掃引されたカソード・スリットは上に湾曲した弓形の構造を持つ。(b)画面中央($x=200-250$ pixel)に対する画像歪み ε_y (pixel)。

以上の解析においては、計測値に読み取り誤差として最大で±1 pixel程度含まれるが、これは計測器の空間分解能、時間分解能の1/3-1/5程度であるため、これらの解析結果に大きな影響は及ぼさない。このように、ストリーク・カメラの静止画像、掃引画像モードにおける電子結線の画像歪みは、計測領域内（画像処理機の画面中央）で±1 pixel程度でしかなく十分無視できることを明らかにした。

(c) ストリーク管の時間掃引歪みに対する評価

時間軸方向 (y) 方向の大きな時間掃引歪みは、時間掃引画像をスライスして画像並べ変えを行う際に、発光時間の始めと終わりでは計測器の時間分解能（典型的な設定例では10 ps程度）と比べて無視できない時間差をもたらす。例えば、光源の発光時間 $t_0=200$ ps, スライスする時間幅 $D_{\text{slice}}=10$ ps, 時間掃引歪み $\Delta v=+10\%$ の場合を考える。この場合では、 $i=t_0/D_{\text{slice}}=200/10=20$ 回のスライス操作を行うことになる。 i 回目のスライスに対応する時間 t_i と時間掃引歪みがない場合 t_i との時間差 Δt_i は、

$$\begin{aligned} \Delta t_i &= t_i - t'_i = D_{\text{slice}} \cdot (i-1) - ((1 - \Delta v/100) \cdot D_{\text{slice}} \cdot (i-1)) \\ &= D_{\text{slice}} \cdot (i-1) \cdot \Delta v/100 \quad (i=1, \dots, 20) \end{aligned} \quad (3.3.9)$$

となる。 $i=10, 20$ で $\Delta t_i=9, 18$ psとなり、時間歪みありの10, 20回目のスライス操作が、歪みなしでの9, 18回目にはほぼ対応することになり、前述の時間分解能以上の無視できない時間差となる。これを補正するには、スライス時間幅を時間掃引歪みの関数として、スライス操作ごとに異なるスライス時間幅を用いた画像再構成が要求される。このように、時間掃引歪みがもたらす時間差が時間分解能に対して無視できない場合には、二次元画像の再構成が複雑となる。これを避けるためには、観測時間幅内でストリーク管の時間掃引歪みによる時間差が時間分解能に対して十分小さい必要がある。

図3.3.11に第三及び四章の実験で使用するXSC-Va, Vbの2 ns, 5 ns掃引モードの掃引速度の時間軸に対する依存性を示す。爆縮コア・プラズマの寿命は約200-300 psであるため、2 ns掃引モードで100-150 pixel, 5 ns掃引モードで50-70 pixelと比較的狭い時間領域で計測が行われる。これらの計測領域内では時間掃引歪みはわずか数%程度、これによって生じる時間差も約5 ps程度であり、時間分解能と比べて十分小さく無視できる。

以上のように、ストリーク管の時間掃引歪みが計測範囲内で十分小さく無視可能であることを明らかにした。したがって、二次元画像再構成の際、光源の発光時間全体にわたってスライス時間幅を固定して画像の並べ変えを行うことができる。

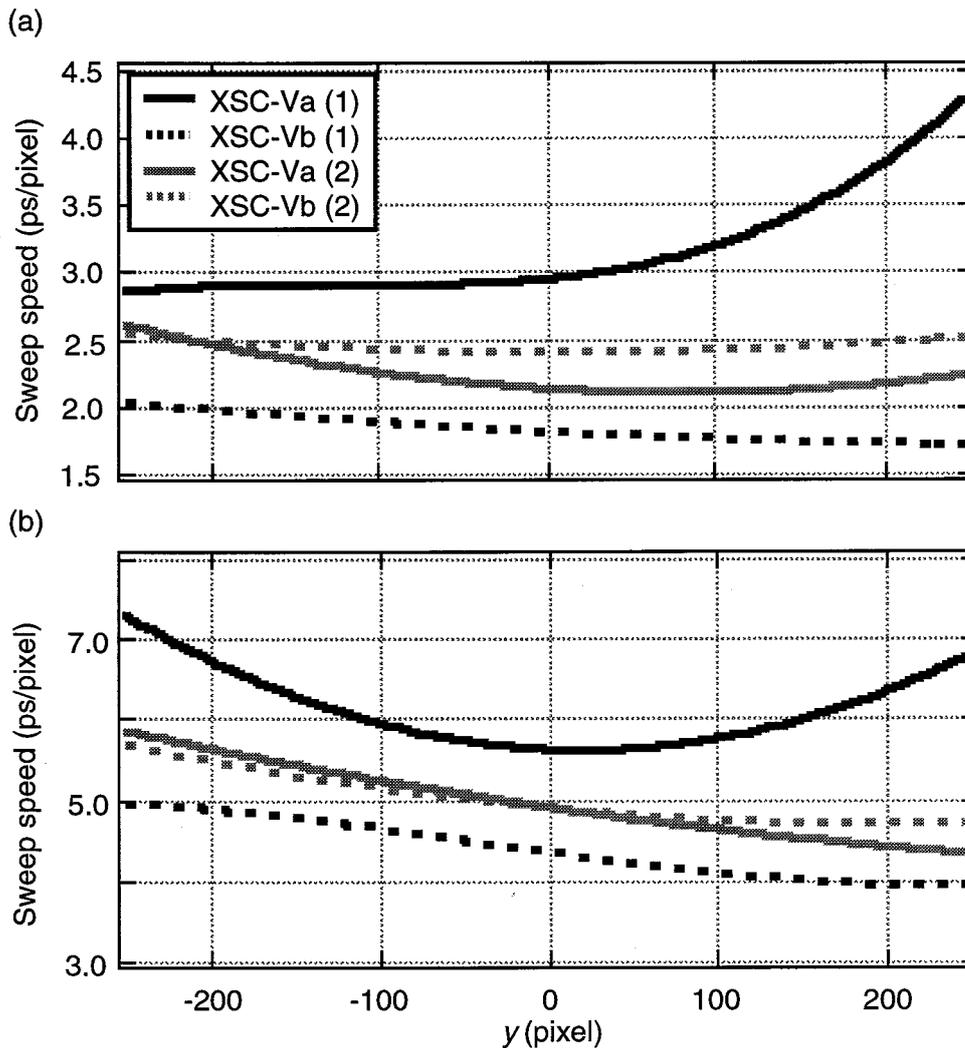


図3.3.11 第三、四章で使用したXSC-Va, Vbの2 ns (a), 5 ns (b) 掃引画像モードに対する掃引速度の時間軸に対する依存性. (1), (2) は掃引速度較正を行った時期が異なることを意味している. y 軸の0は画像処理機上の画面中央 $y=250$ pixel付近に相当する. 負符号は画像処理機画面上で上を意味している. 例えば, カソード・スリットの y 軸方向の位置が画面中央250 pixelにあるとすると, 0, 100, 200, 300, 400, 500 pixelでの時間掃引歪みは, それぞれ図中での-250, -150, -50, 50, 150, 250 pixelに対する数値に対応する.

3.3.2.3 MIXS法における二次元X線画像再構成の検証

3.3.2.1節及び3.3.2.2節において適切な二次元画像再構成を行うために, 分割一次元画像のセットの並べ替えの際に考慮すべき幾つかの画像補正の手法を明らかにした. ここでは, これらの手法を用いて得られる時間分解した二次元X線画像再構成の検証を行う. まず, 画像補正を含めた二次元画像再構成の手順について述べる. 次に, 十字ターゲットに対する二次元X線画像再構成を行い, 考慮した画像補正及び二次元画像再構成の手法が, MIXS法で得られる分割一次元画像セ

ットの並べ替えに対して適切な手法であることを示す。そして、MIXS法によって得られる時間分解した二次元X線画像が、観測対象の二次元空間情報を空間分解能程度の精度で正確に再現していることを明らかにする。

(a) MIXS法の二次元X線画像再構成手法

MIXS法の二次元画像再構成において重要なことは、空間原点 $s(1)$ - $s(N)$ の正しい設定、即ち、3.3.2.1(b)節で示した適切な画像配列距離補正を行うことである。その他の画像補正については、個別に考慮して二次元再構成に組み込むことができる。そのため、まず最初に十字ターゲットを用いて二次元画像再構成を行い、適切な画像配列距離を実験的に求める。

図3.3.12に十字ターゲットに対する二次元X線画像再構成のフロー・チャートを示す。適切な画像配列距離を求めるために必要な再生パラメータとして、イメージ数 N 、時間分割数 K 、初期空間原点 $s_0(1)$ - $s_0(N)$ 、時間原点 $t(1)$ - $t(K)$ 、カソード・スリットの垂直軸に対する十字ターゲットの傾斜角 θ_{cross} がある。時間分割数 K は、光源の発光時間 t_{life} をスライスする時間幅 D_{slice} で割った整数値によって定義され、時間スライス操作を行う回数（＝時間分解二次元画像のフレーム数）を示す。時間原点 $t(k)$ ($k=1, \dots, K$)は k 回目の時間スライスする時間軸（ y 軸）の座標である。初期空間原点 $s_0(1)$ - $s_0(N)$ は、実験データの各十字ターゲット画像から粗く見積もることができ、各初期空間原点間距離は光電面上でのピンホール間距離にほぼ対応する（図3.3.3 (a)）。十字ターゲットの傾斜角 θ_{cross} はカソード・スリットの垂直軸に対する十字ターゲットの縦ファイバーの傾斜角である。十字ターゲットの縦ファイバーはチャンバーの垂直軸と一致するようにセットされる。図3.3.9 (a)に示したように、ストリーク本体がチャンバーの水平面に対して回転している場合は、 θ_{cross} は0ではなく、ストリーク本体から見ると θ_{cross} だけ傾いて見える。即ち、二次元画像再構成において、この傾斜角 θ_{cross} だけ傾いた十字ターゲット像を作成することが正しい空間原点を実験的に求める必要条件となる。

以上の再生パラメータを初期設定値とし、適切な画像補正を考慮して二次元画像の再構成が行われる。まず、各分割一次元画像に対して、ピンホール・サイズのばらつきによる感度差、フォトカソード感度分布に対する画像補正を行い、同一感度による光源の一次元画像サンプリングした時間分解一次元画像を得る。これを時間軸 $t(1)$ - $t(k)$ に対してスライス時間幅 D_{slice} で分割（スライス）し、 K 個の分割一次元画像セットを作成する。得られた一次元画像セットを同一時刻ごとに画像並べ替えを行うことにより、時間 $t(1)$ - $t(k)$ での再構成二次元画像が得られる。これらに画像スムージング処理、空間スケール補正を施すことにより、 K コマの時間分解した十字ターゲットの二次元画像が作成される。そして、これら時間分解二次元画像の重ね合わせにより、時間積分画像が得られる。時間積分画像の十字ターゲットの縦ファイバーに着目し、スリットの垂直軸に対する傾斜角 θ'_{cross} を求める。この傾斜角 θ'_{cross} が設定値 θ_{cross} に一致するように、空間原点距離 $s(1)$ -

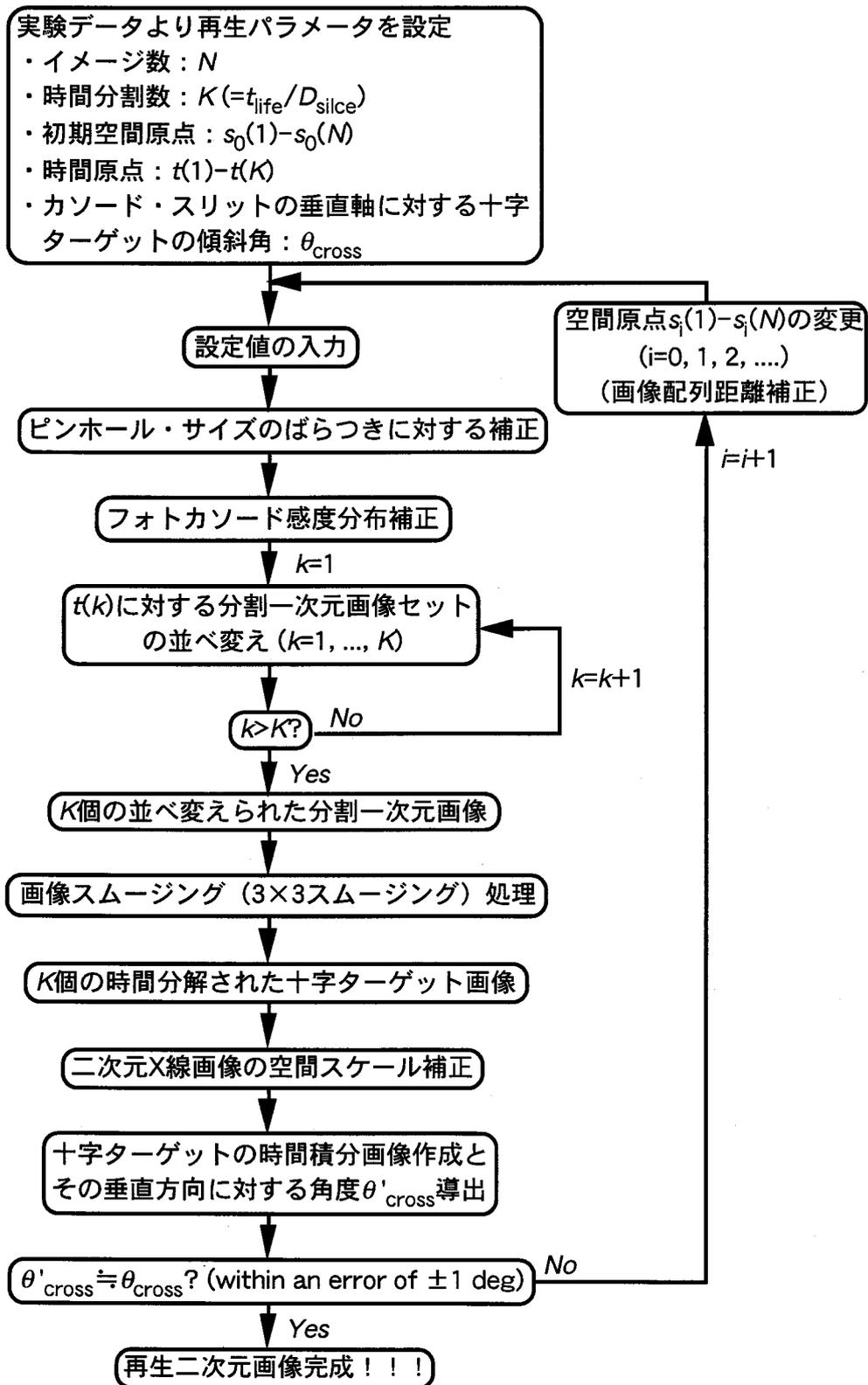


図3.3.12 十字ターゲットに対する二次元X線画像再構成のフロー・チャート.

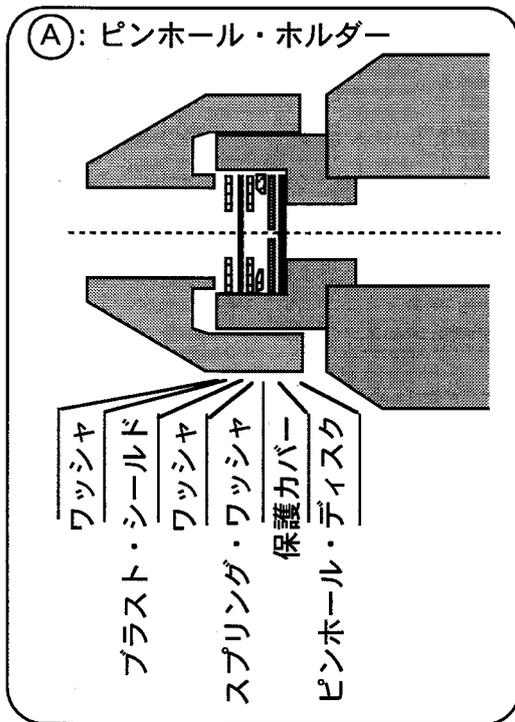
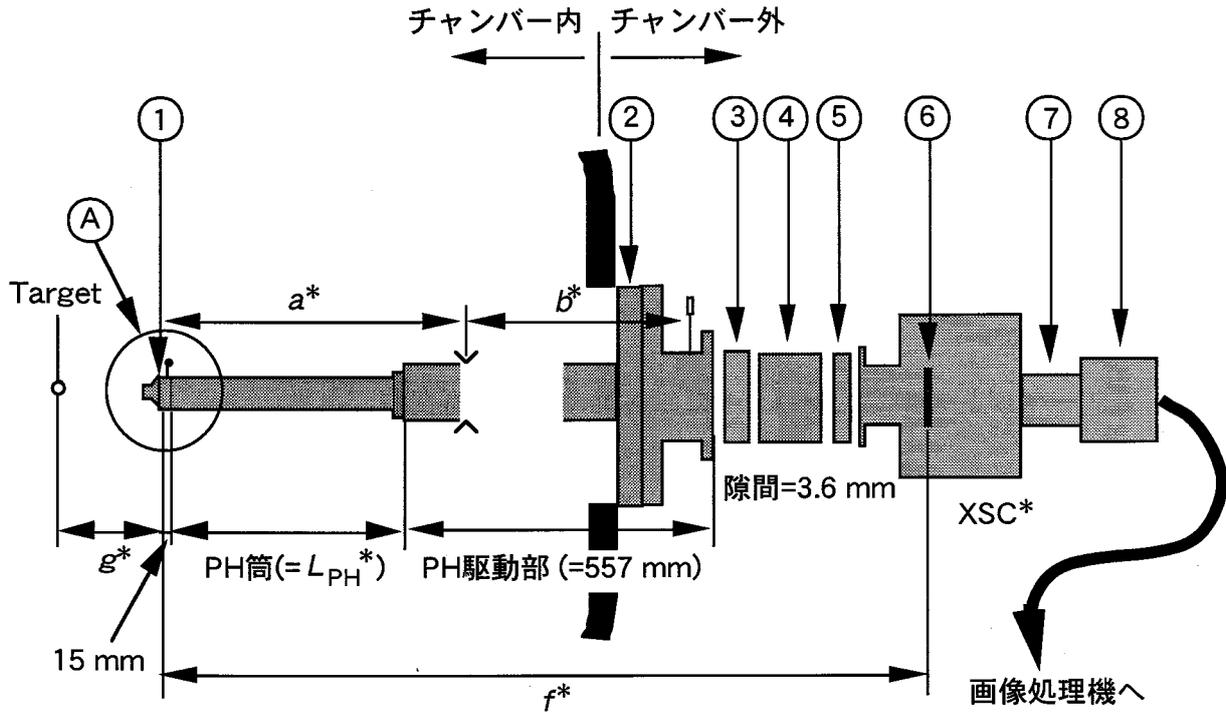
$s(N)$ の再設定を行う。両者の角度のずれが設定精度 ± 1 deg程度になるまでこの操作を繰り返し、空間原点（画像配列距離）の最適化を行い、適切な画像再構成による光源の二次元X線画像が再生される。

以上に示した画像再構成で求めた設定値及び画像補正により、MIXS法で得られる爆縮コア・プラズマのX線発光画像に対しても適切な画像再構成を行うことができる。この時、再生する画像データの時間軸の設定値は、ストリーク・カメラのトリガー・ジッターや観測対象の発光時間によってショットごとに異なるため、時間原点と時間分割数は画像データごとに設定し直される。

(b) 十字ターゲットを用いたMIXS法の二次元X線画像再構成

ここでは、3.3.2.3(a)節で述べた十字ターゲットを用いた二次元画像再構成手法を、実際にMIXS法によって得られる十字ターゲットの時間分解計測データに対して適用し、この画像再構成手法によって光源の時間分解した二次元空間画像を正しく画像再構成できることを示す。

図3.3.13にMIXS法の実験配置図を示す。ターゲットからマルチピンホール・ディスクまでの距離 g 、ピンホール・ディスクからカソードまでの距離 f は、それぞれ $g=110$ mm, $f=1283.4$ mmで、ピンホール・カメラの倍率は $M=f/g=1283.4/110=11.67$ であった。マルチピンホール・ディスクの光学顕微鏡写真を図3.3.14に示す。距離 $s=150$ μm 離れて直線上に配列された $N=11$ 個のピンホールは、Taディスク（径8.0 mm, 厚さ25 μm ）上にマイクロ放電加工によって位置精度 ± 2 μm 程度で製作された。この位置精度による各ピンホール位置のばらつきは、CCDカメラ上で1 pixel程度以下であり、製作されたピンホール列は等間隔で一直線上にあるとみなせる。平均ピンホール径は $D_{\text{PH}}=11.55$ μm で、その精度は ± 0.5 μm 程度であった。そして、ピンホール列をカソード・スリットの長さ方向に対して $\theta=5.17$ deg回転させた。この回転角は回転フランジによって ± 10 degの範囲内で設定可能である。この回転角調整やこの計測法のアラインメント手順については付録Bで述べる。ピンホール・ディスクの前面にブラスト・シールド板 (Blast shield plate: BSP) として25 μm 厚のBeディスクを置いた。フォトカソードには、スリット（幅80 μm , 長さ25 mm）を持つカソード・ディスクで、0.1 μm 厚のパリレン膜基板上に0.03 μm 厚のAuを蒸着したものを用いた。X線ストリーク・カメラ, CCDカメラ, 画像処理機 (Temporal analyzer: TA) には、浜松フォトニクス製のXSC-Va (C-2590), C-3140, C-3610を使用した。掃引レンジは5 ns掃引モード（図3.3.11 (b) のXSC-Va (1)）での時間掃引を行い、掃引速度は計測領域内において5.7 ps/pixelで一定とした。CCDカメラ上での水平方向, 垂直方向の1 pixel当たりの空間スケールは、それぞれ46.2 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, 35.1 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ （光電面上）であった。これらの設定によって、光源上でのサンプリング間隔 $D_{\text{sam.}}=14.67$ μm , 画像配列距離 $D_{\text{div.}}=162.2$ μm , 空間分解能15 μm , 時間分解能20 ps, 観測X線波長域0.8 keV以上での計測を行った。分解能及び観測波長域の導出方法は3.3.3節で述べる。この場合、 $s=150$ μm と比較



- ① : ピンホール・ディスク*
 - ② : 変換フランジ (あるいは
スペーサー・フランジ)*
 - ③ : ゲート・バルブ (=70 mm)
 - ④ : フィルター装着室 (=145 mm)*
 - ⑤ : 回転フランジ (=65 mm)
 - ⑥ : フォトカソード*
 - ⑦ : CCD (又はSIT) レンズ*
 - ⑧ : CCDカメラ*
- (*印は実験によって設定が異なることを示している。)

図3.3.13 MIXSシステム全体の構成の概略図。後述する1D+MIXS, McMIXS, 2D-SIXS法についてもほぼ同様のセットアップで計測を行う (各計測法に対する詳細なデータは付録Aに示してある)。

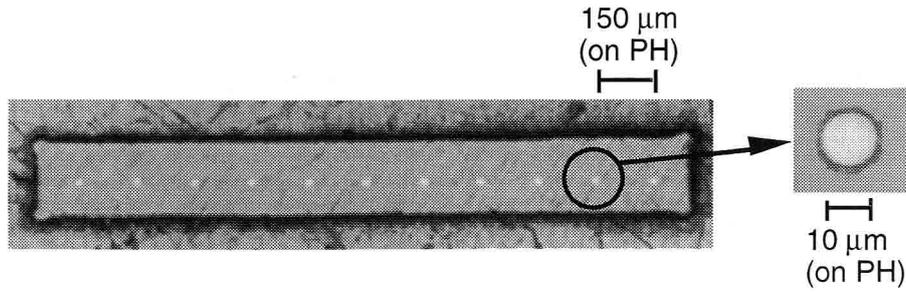


図3.3.14 マルチピンホール・ディスクの光学顕微鏡写真。枠はピンホール・ディスク（Taディスク：径7.5 mm，厚さ25 μm ）の上に貼り付けられたピンホール・ディスクと同じ材質の保護カバーの計測用窓である。

的ピンホール間距離を大きく設定したため，空間分解能に対して粗い画像サンプリングとなっており，光源はもう少し大きな分解能で空間分解計測されていると考えられる。

ターゲットには，0.55 μm 厚のAuをコートした十字ターゲット（直径7 μm のカーボン・ファイバー二本を互いに垂直となるように製作したもの）を使用した。ターゲットは，十字の垂直方向のファイバーがチャンバー垂直軸と一致するようにセットした。使用したレーザーは，激光XII号ガラス・レーザー・システム[12]の#1, 3, 5, 12の4ビームからのコヒーレント光（2倍高調波）で，エネルギーは281.1 Jであった。パルス幅は100 ps程度，パルス波形はガウス型であった。集光照射条件は $d=0$ であった。ここで， d はレーザーの集光点からターゲット中心までの距離で，この場合ターゲット中心，つまり十字ターゲットの交点に集光した。そして，AuプラズマからのX線の自発光像を上記の設定のMIXS法によって計測を行った。図3.3.15にMIXS法によって得られた十字ターゲットの時間掃引画像を示す。図3.3.3 (b)に示したように，画面中央にあるイメージ5, 6は十字ターゲットの交点付近のデータであるため，他の画像に比べてx方向に広がっている。この時間掃引データを3.3.2.3(a)節で述べた画像再構成手法によって，十字ターゲットの時間分解した二次元画像に再構成する。

画像再構成に必要な再生パラメータを次に示す。まず，時間軸に関する再生パラメータについて述べる。画像再構成を行う時間領域 ($y=130\text{-}230$ pixel) を51個 ($=K$) の分割一次元画像セットに分割した。時間原点 $t(k)$ は，

$$t(k) = t_0(k) + 2k, \quad t_0 = 130 \quad (k = 1, \dots, K) \quad (3.3.10)$$

とし，スライス時間幅 D_{slice} は時間分解能21.7 psとほぼ同程度の $D_{\text{slice}}=3$ pixel ($=5.7 \times 3=17.1$ ps) に設定した。この設定（時間ステップ=2 pixel，スライス幅=3 pixel）では，ある時刻 $t(k)$ のデータは前後の $t(k-1)$ と $t(k+1)$ のデータを含んでいることになるが，これは時間分解能内での操作であるため再構成された二次元画像に与える影響は少ない。3.3.3節での爆縮実験では，時間分解能が12.3 psであるため時間ステップは3 pixelに設定した。また，各フレーム間の時間間隔はこの時間ステップによって決まる。次に，空間軸について述べる。イメージ数 N はイメージ1, 11の画像が完全でな

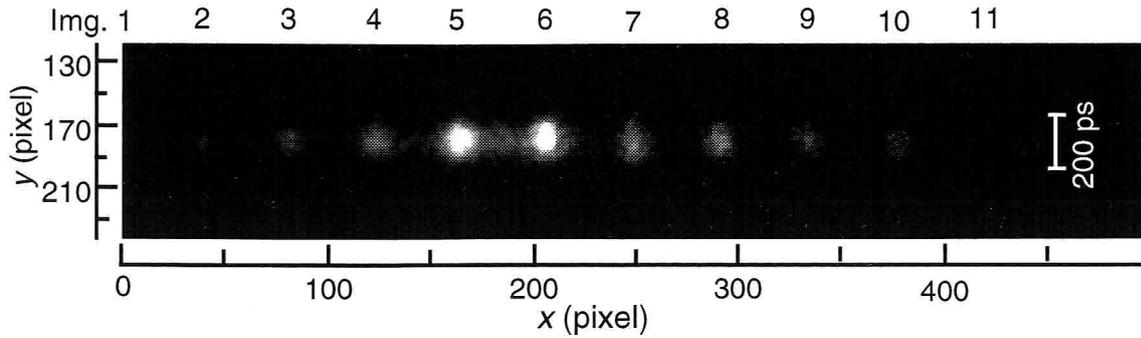


図3.3.15 MIXS法によって得られた十字ターゲットの時間掃引画像。イメージ1は画面端にかかっており，イメージ11はカソード・スリットの有効幅外にある。

いため $N=9$ とした。イメージ6の空間原点 $s_0(6)=205$ pixelを基準とし，それ以外の初期空間原点 $s_0(2)$ - $s_0(N+1)$ は，

$$s_0(n) = s_0(6) + (n-6) \times D'_{\text{div.}} \quad (n = 2, \dots, N+1) \quad (3.3.11)$$

に設定した。隣接した画像が重ならないように，空間原点から ± 20 pixel（ピンホール・ディスク上で約 $\pm 70 \mu\text{m}$ ）の空間幅を各イメージの分割一次元画像とした。カソード・スリット長さ方向の垂直軸と十字ターゲットの縦ファイバーは平行であり $\theta_{\text{cross}}=0$ であった。再構成時間積分画像の傾斜角 θ'_{cross} が ± 1 deg程度の精度で $\theta_{\text{cross}}=0$ に一致するまで， $D'_{\text{div.}}$ を変えて画像再構成を行った。

ここでは， $D'_{\text{div.}}=43, 41.5, 41.8$ pixelの三回の画像再構成を行った。ただし，空間原点設定は整数値でしか指定できないため，小数点以下を四捨五入した数値によって座標指定を行った。それぞれの画像再構成に対する十字ターゲットの時間積分画像を図3.3.16に示す。この時，3.3.2.1 (d)節で述べた空間スケールを補正するために，垂直方向の空間スケールを水平方向に対して1.23倍した。

図3.3.16から次のことがわかる。十字ターゲットの交点近辺に集光したため，周辺のファイバーに比べて交点近辺での信号強度は高くなっている。そして，再構成操作を繰り返すごとに設定値の θ_{cross} に近づく。 $i=3$ ($D'_{\text{div.}}=41.8$ pixel) に対する傾斜角 θ'_{cross} は 0.767 degとなり，設定値である $\theta_{\text{cross}}=0$ に精度 ± 1 deg内で一致し，適切な画像配列距離 41.8 pixel= $152.4 \mu\text{m}$ （ピンホール・ディスク上）が実験的に求められる。直径 $7 \mu\text{m}$ の横及び縦ファイバーは，交点を除いた場所で空間分解能 $15 \mu\text{m}$ よりも大きい $20\text{-}30 \mu\text{m}$ 程度（半値全幅）の空間幅を有している。これは，既に述べた粗い画像サンプリングによると考えられる。また，横ファイバーが右上がりに見えるのは，隣接した横ファイバー像とわずかに重なり合っているためである。図3.3.17に $D'_{\text{div.}}=41.8$ pixelにおける時間分解した十字ターゲットの二次元X線画像を示す。発光時間全体にわたり，十字ターゲットの縦ファイバーがほぼ垂直に再生されており， $D'_{\text{div.}}=41.8$ pixelで妥当な画像再構成が行われている。

以上のように，図3.3.12で示したフロー・チャートにしたがって，十字ターゲットに対して考慮すべき画像補正や画像配列距離較正することによって，十字ターゲットの分割一次元画像

セットの適切な並べ変えが可能となること、即ち、時間分解した二次元空間画像を適切に画像再構成できることを明らかにした。そして、ここで確立した画像再構成手法を用いて、MIXS法によって得られる爆縮コア・プラズマにおける π 分割一次元X線画像セットの画像再構成を行う。また、3.4, 3.5節で述べる1D+MIXS, McMIXS法においてもこれとほぼ同様な手法を用いて画像再構成が行われる。

最適化された画像配列距離 $D'_{div.}$ と設定値から求めた画像配列距離 $D_{div.}$ の相違をピンホール
の倍率の誤差によるとすると、この画像配列距離較正によってピンホール・カメラの倍率 M を修正することができる。修正倍率 M' は、

$$M' = \frac{D'_{div.}}{D_{div.}} \times M \quad (3.3.12)$$

であり、 $M=11.67$ が $M=11.9$ に修正される。以後、ピンホール・カメラの倍率には修正された数値 M' を用いる。このような誤差はチャンバー中心からピンホール・ディスクまでの距離 g の設定誤差が原因であると考えられる。さらに、十字ターゲットの画像再構成を行うことにより、十字ターゲットの交点をチャンバー中心の絶対座標として実験的に求めることができる。

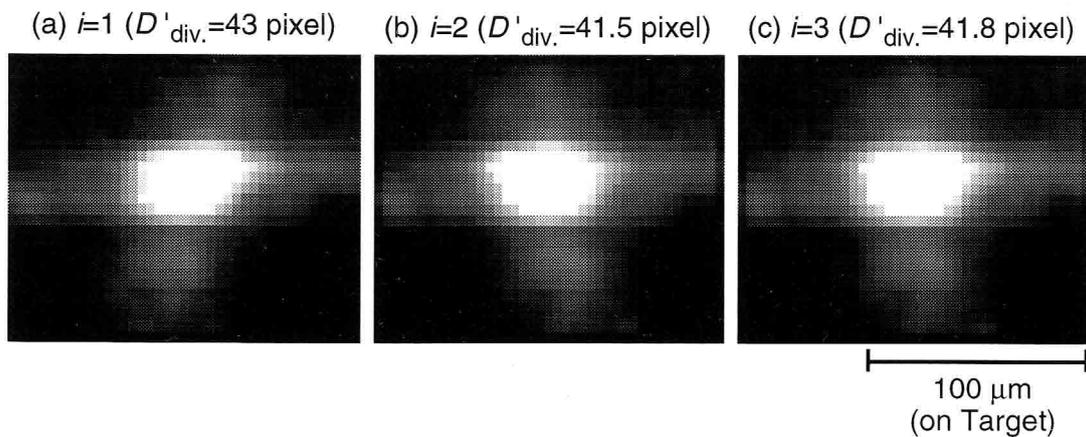


図3.3.16 $D'_{div.}=43$ (a), 41.5 (b), 41.8 (c) pixelに対する十字ターゲットの時間積分画像。それぞれの $\theta'_{cross}=-18.4, 4.25, 0.767$ degである。ここで、負符号は垂直軸に対して右に傾いていることを意味している。

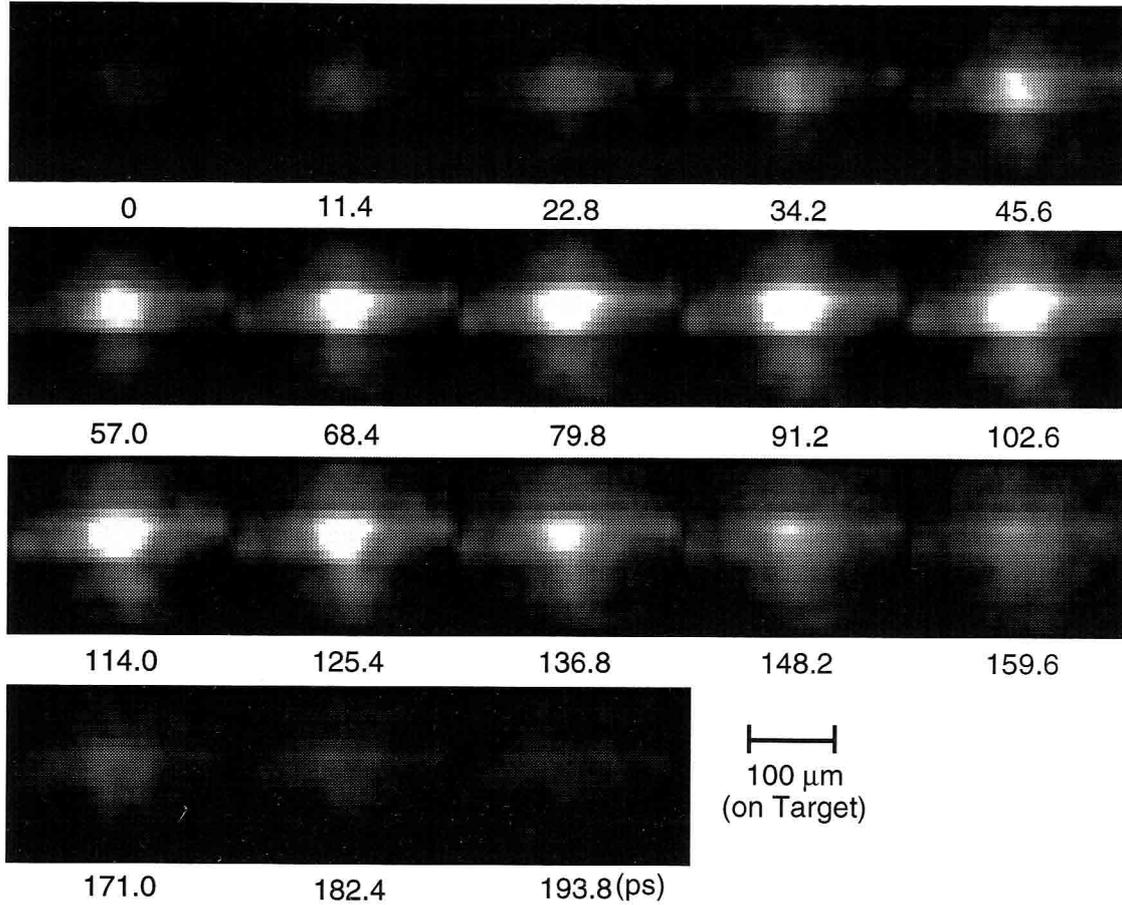


図3.3.17 $D_{div.}=41.8$ pixelに対する十字ターゲットの時間分解二次元X線画像. フレーム時間間隔は11.4 psである.

3.3.3 MIXS法の性能及び特徴

ここでは、3.3.4節で爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを診断するために用いたMIXS法の設定に対する性能(1)時間分解能、(2)空間分解能、(3)観測波長領域及び空間視野の評価を行い、この計測手法の特徴について述べる。ただし、分解能評価はすべての分解能関数がガウス型であると仮定して、これらの半値全幅の二乗和で評価を行った。3.4-3.6節で述べる各種の計測手法に対する性能評価についても、ここで示す評価手法によって同様に求めることができる。

3.3.3.1 時間分解能

ストリーク管では入射光の時間的経過が蛍光面上の時間掃引方向の距離に沿った光強度分布に変換される。したがって、ストリーク管の時間分解能 Δt は最終的に蛍光面上に結像されるストリーク像の時間方向広がりによって制限される。この時間広がり主要因としてストリーク管

中の(1)電子走行時間広がり Δt_1 、(2)有限な空間像解度 Δt_2 が挙げられる。その他にこのMIXS法の特徴である(3)時間サンプリングによる影響 Δt_3 も考慮に入れる必要がある。以下にこれらの詳細について述べる。ただしストリーク・カメラの偏向電界による走行時間広がり及びMCPの電子増倍用穴の大きさによる影響は、上記の3つの時間広がりと比較して小さいため無視した。

(a) 光電子の初速度分布による電子走行時間広がり Δt_1

フォトカソードで変換される光電子は角度分布と速度分布を持つため、ストリーク管軸方向のエネルギー分布に広がりが生じる。この結果、光電子が加速されて偏向場に到着するまでの走行時間に差が生じ、これが時間掃引によって蛍光面上の位置広がりに変換される。即ち、これが時間掃引画像での位置広がりとなる。この時間広がり Δt_1 (ps) は次式で与えられる[14]。

$$\Delta t_1 = 2.34 \times 10^{-6} \times \frac{\sqrt{\Delta \epsilon_{\text{eV}}}}{E} \quad (3.3.13)$$

ここで、 $\Delta \epsilon_{\text{eV}}$ 、 E はそれぞれ管軸方向の光電子のエネルギー分布の半値全幅 (eV)、光電面近傍の加速電界の強さ (V/m) である。Au、ヨウ化銅 (CuI) の透過型カソードに対する $\Delta \epsilon_{\text{eV}}$ は、それぞれ3.5 eV、1.5 eVである[15]。また、浜松フォトニクス製のX線ストリーク・カメラC-2590、C-4575の加速電界の強さは、それぞれ 7.71×10^5 V/m、 4.38×10^6 V/mである[14]。したがって、3.3.4節での設定では $\Delta t_1=5.68$ psとなる。

(b) 有限な空間像解度による時間広がり Δt_2

カソード・スリットを用いたストリーク・カメラで静止画像モードで計測を行うと、蛍光面にスリット状の像が現れる。これはフォトカソードの入力スリット像であり、この半値全幅がストリークカメラの時間分解能に影響を及ぼす。つまり、掃引方向のスリット像幅がストリーク像を構成する絵素幅であり、この幅に対応する掃引時間が時間分解能を制限する。光学系のピント合わせにおいて静止画像モードで入力スリット幅の半値全幅を最小して得られる最小スリット幅(= d_s)がストリーク管の限界解像度を示すと考えてよい。したがって、空間分解能に起因する時間広がり Δt_2 (ps) は、

$$\Delta t_2 = d_s \times v \quad (3.3.14)$$

で与えられる。ここで v (ps/pixel) は蛍光面上での掃引速度である。3.3.4節での実験では、 $d_s=2.28$ pixel、 $v=2.9$ ps/pixel (図3.3.11 (a) のXSC-Va (1))、 $\Delta t_2=6.6$ psとなる。ただし、電子ビームの結像系の経時変化によって実験中に最小スリット幅が1 pixel程度増大する可能性がある。これは時間分解能を3-4 ps程度劣化させるが、実験中にこの変動を確認することは困難であるため、この影響はないものとして扱った。

(c) 時間サンプリングによる時間広がり Δt_3

二次元X線再生画像において、ある時刻で時間スライス幅 D_{slice} でスライスし、その時刻における時間掃引分割一次元画像セットを得る。その並べ換えによって元の二次元画像を再構成する。その際に、時間スライス幅内（分割一次元画像内）では時間的に変化しないとして処理を行った。つまりスライス幅以下については時間分解できないため、 Δt_3 (ps) だけ時間的に広がりを持つことになる。

$$\Delta t_3 = D_{\text{slice}} \times v \quad (3.3.15)$$

3.3.4節では $D_{\text{slice}}=3$ pixelに設定したため、 $\Delta t_3=8.7$ psとなる。

以上の時間広がり Δt_1 - Δt_3 によって制限されるMIXS法の時間分解能 Δt (ps) は、

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2 + \Delta t_3^2} \quad (3.3.16)$$

で与えられる。3.3.4節の設定のMIXS法に対する時間分解能 Δt (ps) は、 $\Delta t=(5.68^2+6.6^2+8.7^2)^{1/2}=12.3$ psとなる。また、3.6節で用いるX線ストリーク・カメラ (Hamamatsu C-4575) では、原理的には時間分解能2 psまで達成可能である。

3.3.3.2 空間分解能

空間分解能 Δr を制限するものとしては、(1) ピンホール径による幾何光学的な空間広がり、(2) X線の回折による空間広がり、(3) カソード・スリット及びストリーク管による空間広がりの二つの効果が考えられ、それらの二乗和で評価を行う。以下にこれらの詳細について述べる。

(a) ピンホール径による幾何光学的な空間広がり Δr_1

これはピンホール径が有限の大きさによる空間広がりであり、幾何光学によりターゲット上での空間広がり Δr_1 (μm) は次式で表される。

$$\Delta r_1 = D_{\text{PH}} \left(1 + 1/M \right) \quad (3.3.17)$$

ここで、 D_{PH} (μm) はピンホール径、 M は3.3.2.3(b)節で求めたピンホール・カメラの修正倍率である。3.3.4節の設定 ($D_{\text{PH}}=11.55 \mu\text{m}$, $M=11.9$) に対しては、 $\Delta r_1=12.52 \mu\text{m}$ となる。

(b) 回折による空間広がり Δr_2

収差が全くない光学系で点光源の像を結像した場合でもX線の回折の効果により、その像は点にならずエアリー・ディスクと呼ばれる円形のパターンになる。このパターンは中心に円形

の明るい部分があり、その周囲を比較的暗い円環が取り巻いた構造をしている。その中心部の明るい円形の部分の強度がはじめて0に落ち込む領域の径 a は(3.3.18)式で与えられる。つまり、これは、特定の波長に対して点像をこれ以上小さく結像させることはできないという理論上の限界を与えるものである。

$$a = 2.44 \times \frac{f \cdot \lambda}{D_{\text{PH}} \cdot M} \quad (3.3.18)$$

ここで、 $f(\mu\text{m})$ はピンホールとフォトカソード間の距離、 $\lambda(\mu\text{m})$ は観測X線波長である。ここでは、収差が全くない場合の回折による空間広がり、即ち空間分解能 $\Delta r_2(\mu\text{m})$ をエアリー・ディスク中心の円形の直径 a とした。3.3.4節の設定 ($f=1283.4 \times 10^3 \mu\text{m}$, $\lambda=3 \times 10^{-4} \mu\text{m}$ (=4.1 keV), $D_{\text{PH}}=11.55 \mu\text{m}$, $M=11.9$) では、 $\Delta r_2=6.84 \mu\text{m}$ となる。

(c) カソード・スリット及びストリーク管による空間広がり $\Delta r_{3x, y}$

カソード・スリットの長さ方向 (x 方向)、時間掃引方向 (y 方向) に対する空間広がり $\Delta r_{3x, y}$ はそれぞれ(3.3.19), (3.3.20)式で与えられる。

$$\Delta r_{3x} = d_{\text{K}} / M \quad (3.3.19)$$

$$\Delta r_{3y} = D_{\text{silce}} / M \quad (3.3.20)$$

まず、 x 方向に対する空間分解能 Δr_{3x} の評価について述べる。(3.3.19)式中の d_{K} は、

$$d_{\text{K}} = \sqrt{\left(\frac{1}{2LP}\right)^2 + d_{\text{CH}}^2} \quad (3.3.21)$$

で与えられる。ここで、 $(1/2) \times (1/LP)$ (mm) はストリーク管での電子結像系による空間広がりを表しており、 LP とは結像系におけるMTF (Modulation Transfer Function) に相当し、無限に細い空間幅の2本1組 (ライン・ペア) の信号群がストリーク管に入力された時に蛍光面上で単位長さ当たりに分解できるライン・ペアの数を示す。X線ストリーク・カメラC-2590, C-4575では、それぞれ $LP=18, 40 \text{ line/mm}$ である。また、 d_{CH} は x 方向の単位画素当たりのカソード上での空間広がりであり、C-2590, C-4575の典型的な数値としてはそれぞれ $45 \mu\text{m/pixel}$, $10 \mu\text{m/pixel}$ 程度である。3.3.4節における設定 ($(1/2) \times (1/LP)=27.7 \mu\text{m}$, $d_{\text{CH}}=46.2 \mu\text{m}$, $M=11.9$) では、 $\Delta r_{3x}=4.53 \mu\text{m}$ となる。

次に、 y 方向に対する空間分解能 Δr_{3y} の評価について述べる。時間掃引方向については光源の空間、時間変化の情報が重なり合っているため、 x 方向と同様な評価はできない。したがって、ストリークの絵素の幅、つまり時間分解能を制限するスリット像の幅 D_{silce} の範囲内では、時間及び空間変化が無く一様なものと仮定して評価を行う。(3.3.20)式の $D_{\text{silce}}(\mu\text{m})$ は分割次元画像セットの時間スライス幅 (=3 pixel) である。3.3.4節における設定 ($D_{\text{silce}}=3 \times 35.1 (\mu\text{m/pixel})=105.3 \mu\text{m}$, $M=11.9$) に対して、 $\Delta r_{3y}=8.85 \mu\text{m}$ となる。

以上の三つの空間広がりを(3.3.22)式を用いて二乗和したものが求める x, y 方向の空間分解

能 $\Delta r_{x,y}$ である.

$$\Delta r_{x,y} = \sqrt{\Delta r_1^2 + \Delta r_2^2 + \Delta r_{3x,y}^2} \quad (3.3.22)$$

3.3.4の設定では $\Delta r_x=(12.52^2+6.84^2+4.53^2)^{1/2}=15.0 \mu\text{m}$, $\Delta r_y=(12.52^2+6.84^2+8.85^2)^{1/2}=16.8 \mu\text{m}$ となり, x , y 方向に異なる空間分解能を持つ. しかしながら, ピンホール径による効果が支配的であるため, 二方向の空間分解能はほぼ同程度で $15 \mu\text{m}$ とみなすことができる. また, 結像デバイスにピンホール・カメラを使用する限り, X線の回折効果の制約から空間分解能は $10 \mu\text{m}$ 程度が限界であることがわかる.

以上の空間分解能評価は設定値から求めたものであって, 本来は次のような方法で光学結像系のMTF計測を行うべきである. (1) 種々の細かさ(空間周波数)で正弦波状に明暗の変化する格子縞を光学系で結像させた場合の格子縞像の明暗のコントラストを測定して求める方法[16, 17]. (2) 光学系によって結像させた点像の強度分布を測定し, それにフーリエ変換処理を適用して求める方法. ここでは, 空間分解能のオーダーを求める程度にとどめた.

3.3.3.3 観測X線波長領域及び空間視野

ここでは, MIXS法の観測X線波長領域及び空間視野に対する評価を行う. MIXS法の観測X線波長領域がフォトカソードの材質とフィルター組み合わせで決まり, 広範囲な連続スペクトルの波長領域を選択可能であることを示す. 爆縮コア・プラズマ計測においては, 周辺プラズマでの吸収(オパシティ)を無視できる高光子・エネルギー側($>10 \text{ keV}$)のX線を観測することが望ましい. 現在の爆縮実験では爆縮コア・プラズマの温度が低いため, $2.5\text{-}5 \text{ keV}$ 台のX線に対して感度を持つようにセットする. また, 空間視野は複数のピンホールを用いた多重結像法によって制約され, MIXS法の典型的な設定では $100\text{-}150 \mu\text{m}$ 程度となることを示す.

(a) 観測X線波長領域

フィルターとなる物質を透過したX線の強度 I_0 は, 入射前のX線強度を I_i とすると,

$$I_0 = I_i \exp(-n \cdot \sigma(h\nu) \cdot x) \quad (3.3.23)$$

で与えられる. ここで, $n=\rho N/M$ は数密度, $\rho(\text{g/cm}^3)$ は物質の密度, N はアボガドロ数, $M(\text{g})$ は質量数である. また, $\sigma(h\nu)(\text{cm}^2)$ は光子・エネルギー $h\nu$ に対するその物質の吸収断面積[18], $x(\text{cm})$ は物質の厚さである. (3.3.23)式から, 物質(フィルター)の種類, 厚さが特定できれば, 透過X線強度は光子・エネルギー $h\nu$ の関数として与えられることがわかる. ここでフォトカソード感度を $P(h\nu)$ とすると, 最終的に計測できるフィルターとフォトカソードを透過したX線信号強度 $R(h\nu)$ は,

$$R(h\nu) = P(h\nu) \exp(-n \cdot \sigma(h\nu) \cdot x) \quad (3.3.24)$$

となる。このように、フォトカソード感度分布とフィルターの透過率が光子・エネルギー $h\nu$ の関数であることから、これらの適切な組み合わせによって観測X線波長域を1-10 keVの範囲内で任意に設定することができる。

フォトカソードとして、Au（金属）、CuI（半導体）、CsI（絶縁体）の3種類が開発されている。CuI（及びCsI）はAuに比べ高感度であり、また光電子のエネルギー分布広がりも小さく高性能である[15, 19, 20]。爆縮実験では、0.1 μm 厚のパリレンの基板の上に0.03 μm 厚Auあるいは0.11 μm 厚のCuIをそれぞれ蒸着したものをフォトカソードとして用いる。

使用する金属薄膜フィルターの種類及び厚さは、観測波長域内で計測器がフラットなレスポンスを持つように選択することが望ましい。組み合わせの一例として、3.3.4節で用いるAuカソードと5 μm 厚のTiフィルターに対するレスポンスを図3.3.18に示す。2-4.9 keVの観測波長域内ではほぼフラットなレスポンスを有している。ただし、ブラスト・シールド・プレート (BSP) 及び1 keV以下の軟X線をカットするためのフィルターとして、25 μm 厚のBeディスクが常に金属フィルターの前面に装着される。

以上のように、MIXS法では連続スペクトルで広範囲な観測X線波長領域の選択を行う。そして、任意のフィルター／カソードの組み合わせを選択することにより、容易に観測X線スペクトルを設定することができる。図3.3.19に第三、四章で使用する各計測器の観測X線スペクトルを示した。この詳細については個別に述べる。

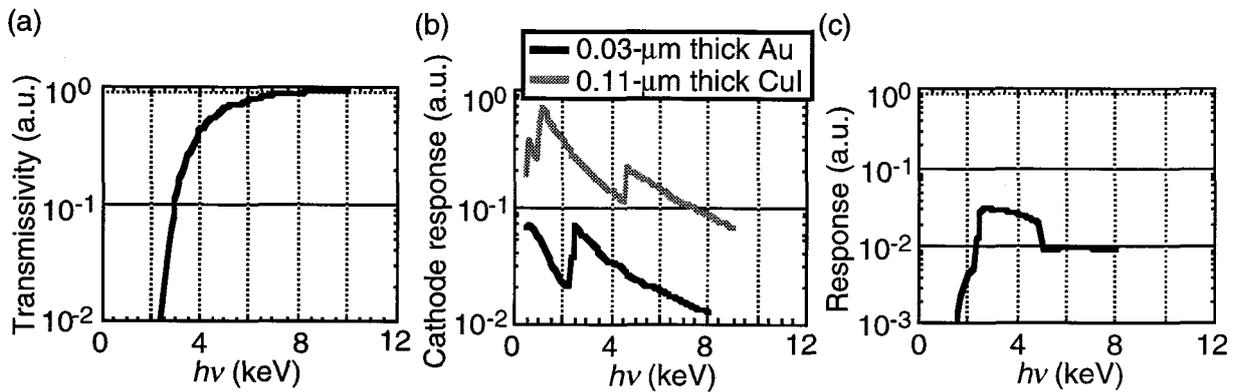


図3.3.18 フィルター／フォトカソードの組み合わせによって観測X線波長域が決まる。(a) BSPを考慮した5 μm 厚Ti金属薄膜フィルターの透過率。(b) 0.03 μm 厚のAuカソードと0.11 μm 厚のCuIカソードのレスポンス。(c) Tiフィルター／Auカソードの組み合わせに対する観測X線波長領域。

MIXS for 3.3.4	1D+MIXS for 3.4 (or 4)	McMIXS for 3.5	2D-SIXS for 3.6
Type 3	Channel A1: Type 2 (4)	Ch. A: Type 2	Type 1
	Channel A2: Type 1 (2)	Ch. B: Type 3	
	Channel A3: Type 1 (1)	Ch. C: Type 4	
	Channel B (MIXS): Type 2		

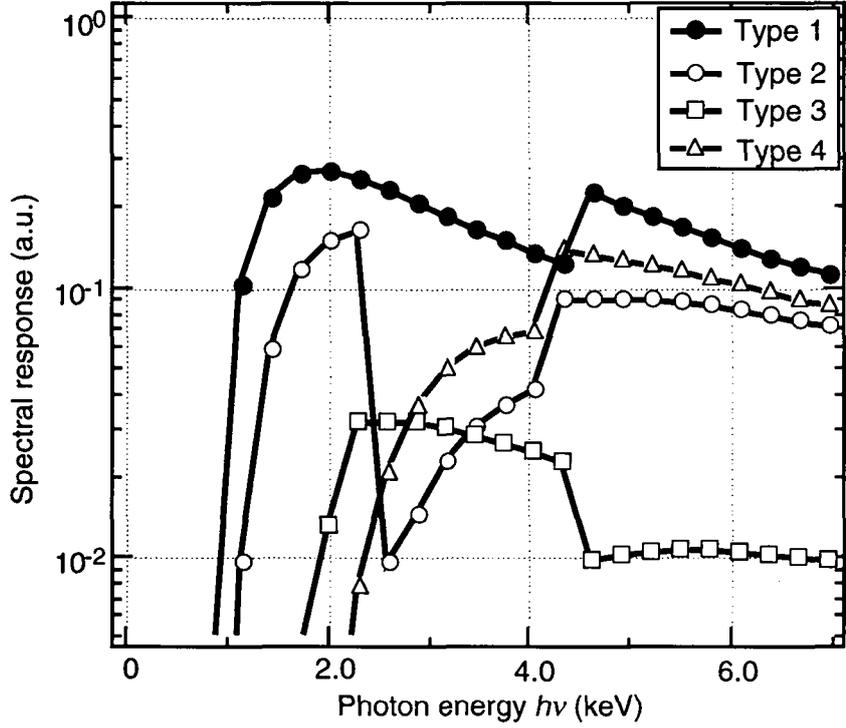


図3.3.19 MIXS, 1D+MIXS, McMIXS, 2D-SIXS法で使用するフィルター／カソードの組み合わせに対する観測X線スペクトル。Type 1はBSP/CuI, Type 2はBSP+35 μm厚CHCl/CuI, Type 3はBSP+5 μm厚Ti/Au, Type 4はBSP+500 μm厚Be/CuIの組み合わせである。ただし、1D+MIXS法については3.4節と4章の設定が異なる。

(b) 空間視野

MIXS法ではx (スリット長さ) 方向の空間視野はピンホール間隔で決まり, y (時間掃引) 方向に関しては, D_{silce} という空間幅を持つ時間スライス画像を何段重ねるかで決まる。したがって, x, y方向に対する空間視野 A_x, A_y はそれぞれ次式で表される。

$$A_x = (1 + 1/M')s \cdot \cos\theta \tag{3.3.25}$$

$$A_y = (1 + 1/M')s \cdot \sin\theta \cdot N \tag{3.3.26}$$

例えば, $M=11.9, s=150 \mu\text{m}, \theta=5.17 \text{ deg}, N=9$ の設定 (3.3.4節での設定) に対しては, $A_x=162 \mu\text{m}, A_y=132 \mu\text{m}$ である。MIXS法の典型的な設計では, x, y方向の空間視野は100-150 μm程度であり, 空間スケールが数十~百 μm以下である爆縮コア・プラズマのような微小な現象の計測に適しているが, 光源のサイズがそれ以上になると隣接した像が重なり合ってしまう。

3.3.3.4 MIXS法の特徴

3.3.3.1-3.3.3.3節で性能評価を行ったMIXS法と既に二次元X線画像計測器として使用されているX線フレーミング・カメラの性能を表3.3.1にまとめ、MIXS法の特徴を以下に述べる。

- (1) 高時間分解能計測が容易に可能であり、原理的には市販のX線ストリーク・カメラを用いて時間分解能約2 psまで実現可能である。将来的に爆縮コア・プラズマの加熱が改善され、ホット・スパークの点火が実現されると、プラズマの時間スケールは数百 psから数十 psと1桁近く短くなり、診断に要求される時間分解能も10 psから数 ps程度と厳しくなるが、MIXS法を用いることによってこの要求を満足させることができる。
- (2) 二次元画像計測にも関わらず、時間的に連続な計測であるため情報の取りこぼしが無い。
- (3) 一方向に画像サンプリングを行うため、二次元画像として再構成する際に適切な画像処理が必要である。
- (4) 多重結像デバイスを使用するため、マルチピンホール・カメラによる結像方法が最適である。そのため、空間分解能はピンホール径とX線の回折で制限を受け、10 μm程度に制約される。
- (5) 複数個のピンホールによって光源像をカソード上に結像するが、その視差は空間分解能に比して十分小さく同軸計測とみなせる。
- (6) フィルターとカソード材質の組み合わせによって観測X線波長領域を任意に設定でき、将来的に高フォトン・エネルギー側のX線スペクトルに容易に移行できる。
- (7) 空間視野は100-150 μm程度と比較的狭い。

このように、MIXS法は爆縮コア・プラズマような高速で空間スケールが100 μm以下程度の微小な現象の時間分解、二次元空間分解計測に適していると言える。3.3.4節ではMIXS法によっ

表3.3.1 MIXS法とX線フレーミング・カメラの性能比較。

MIXS (3.3.4節の設定)	XFC
連続な時間分解計測 Δt=12.3 ps (原理的には約2 psまで可能)	不連続な時間分解計測 Δt=80 ps [1] (現在40 psの高速型開発済 [3])
x方向に連続, y方向に画像サンプリング 多重結像系 Δr~15 μm (ピンホール・カメラ)	x, y方向に連続 単一結像系 Δr~15 μm (w/ピンホール・カメラ) ↓ Δr~5 μm (w/改良型KB型X線顕微鏡 [21])
広範囲な観測スペクトル 1-10 keVの領域内で容易に設定可能	広範囲な観測スペクトル 1-10 keVの領域内で容易に設定可能
空間視野=100-150 μm程度	空間視野=数mm程度

て爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスの時間、空間分解計測を行った一例について述べる。

3.3.4 プラスチック球殻ターゲットを用いた爆縮実験への導入

3.3.1-3.3.3節において、適切な画像補正及び再構成を考慮したMIXS法を超高速二次元X線画像計測法として開発し、時間分解能 ~ 10 ps, 空間分解能 ~ 15 μm を同時に実現し、この計測法によって爆縮の最終段階で形成されるレーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを二次元X線画像として計測できることを示した。本小節では、プラスチック球殻ターゲットを用いた直接照射型爆縮実験にMIXS法を導入し、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断において有力な計測手法であることを示す。ここでは、高次モードのレーザー照射非一様性が大きいコヒーレント光で、かつR-T不安定性の成長率の大きいガウス型パルス照射による爆縮実験を行った。このような条件下における爆縮は図2.3.2中のAで示した領域に位置しており、減速相で安定なホット・スパークを形成できない。

3.3.4.1 爆縮実験条件

直接照射型爆縮実験は激光XII号ガラス・レーザー・システム[12]で行われた。使用したレーザーは、コヒーレント光、波長は 0.53 μm 、パルス波形はガウス型、パルス幅は 1.37 ns (半値全幅)、エネルギーは 5.62 kJ、エネルギー・インバランスは ± 5 %程度であった。集光照射条件 d/R は 4 であった。ここで、 d はターゲット中心からレーザーの集光点までの距離、 R はターゲットの初期半径を示し、負符号は集光点がチャンバー中心よりレンズの反対側にあることを意味している。そして、 $F/3$ レンズと照射非一様性を抑制するために各ビームに装着されたランダム位相板 (Random phase plate: RPP) [22]を用いて、正十二面对称のビーム配置での直接照射爆縮実験を行った。ターゲットとしてガス燃料を充填したプラスチックの球殻 (シェル) を用いた。初期直径は 503 μm 、シェル壁厚は 6.87 μm であった。シェル内部にガス燃料としてDD (重水素) ガス 50 atm、計測用のシード・ガスとしてArガス 0.1 atmを充填した。

以上のレーザー (エネルギー、パルス波形)、ターゲット (材質、大きさ、ガスの種類とその圧力) 条件での集光照射条件 $d/R=4$ に対する爆縮の最大圧縮近傍の様子を、球対称圧縮を仮定した一次元流体シミュレーション・コード”ILESTA_1D” [23]によって計算した (図3.3.20)。ガス燃料中を内向きに伝播する球心衝撃波がターゲット中心で互いに衝突する時刻を $t=0$ とすると、 $t=140$ ps付近で反射衝撃波がシェルに衝突し、その減速が始まる。そして、 $t=300$ ps付近でガス燃料部は最大に圧縮される。空間軸において $x=0$ はターゲット中心を表しており、この点を中心に球対称爆縮が行われる。シェル部は主燃料部を、DD/Arガス部はホット・スパーク部を模擬している。爆縮の最終段階でのガス燃料部にドーブしたArイオンからのX線の自発光像をMIXS法によ

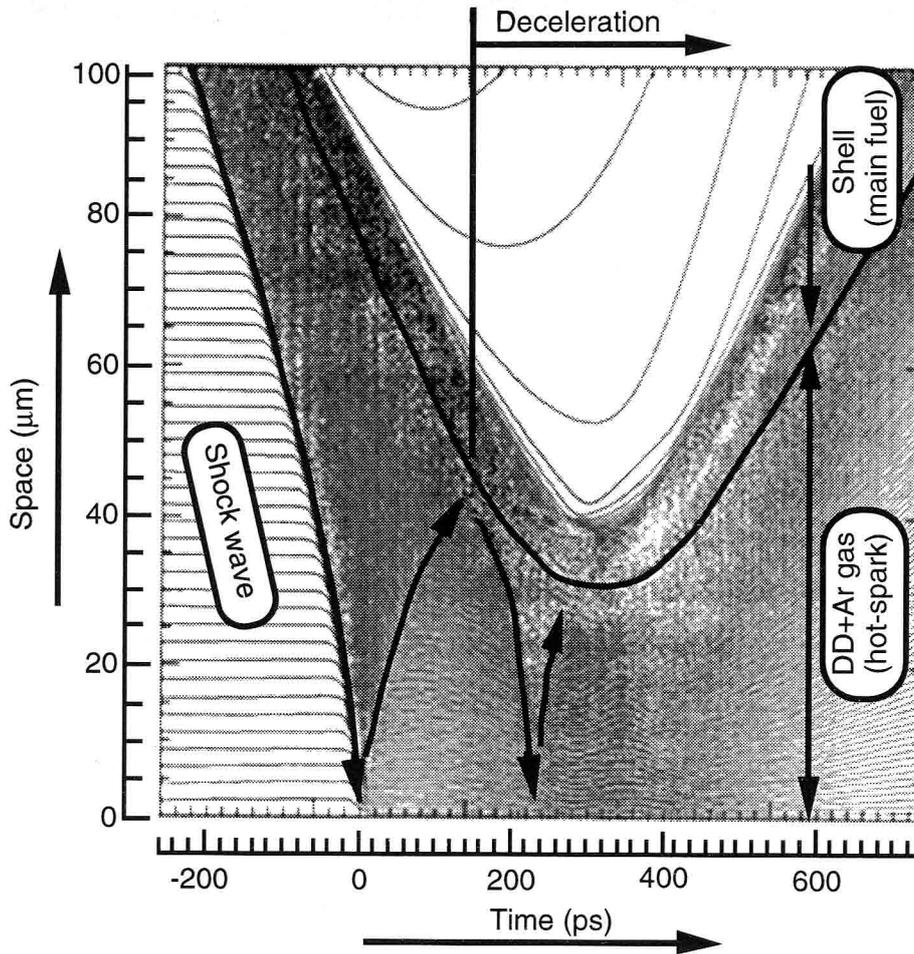


図3.3.20 ILESTA_1Dによる $d/R=4$ に対する爆縮の最大圧縮近傍の様子（流線図）。
 $t=0$ は内向きに伝播する衝撃波がターゲット中心で衝突する時刻を示している。

り時間，空間分解計測することによって，爆縮コア・プラズマの加熱過程（ホット・スパーク形成過程）を実験的に調べた。

3.3.4.2 MIXS法による爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス計測

ここでのMIXS法の設定は3.3.2.3(b)節での十字ターゲットによる画像再構成実験とほぼ同様であり，ピンホール・カメラの倍率 $M=11.9$ ，ピンホール数 $N=11$ ，ピンホール間隔 $s=150\ \mu\text{m}$ であった（詳細は3.3.2.3(b)節及び付録Aを参照）。ただし，X線ストリーク・カメラの時間掃引は3.3.2.3(b)節での5 ns掃引モードと異なり，それより速い2 ns掃引モードで行った。時間掃引データは図3.3.11(a)中のXSC-Va(1)に示した。掃引速度は計測領域内で2.9 ps/pixelとした。観測X線波長域は5 μm 厚Tiフィルター/Auカソードの組み合わせにより2.0-4.9 keVであった（図3.3.19中のType 3）。空間分解能，時間分解能はそれぞれ約15 μm ，12.3 psであった。

図3.3.21(a)にMIXS法によって時間分解，二次元空間分解された爆縮コア・プラズマから

のX線発光画像を示す。同図中に示した時刻は図3.3.20での一次元シミュレーションによるものである。実験、一次元シミュレーション間の時間原点は、シェルが減速を受ける以前の両者のシェル時間軌跡を合わせることにより ± 30 psの精度で一致させた。この時間合わせの操作の妥当性は3.4節で述べる。5つの時間掃引画像は発光初期と後期において、上下に鋭く尖った構造を持っている。これはX線発光がコア中央部から始まり、コア周辺部から発光が消えていくことを意味している。また、発光中期（時刻 $t=140-200$ ps）において、爆縮コア内部に低次モードの不均一構造が現れていることがわかる。

図3.3.21 (b) に再構成した二次元画像を示す。連続するコマ間隔は8.7 psである。コマ間隔が時間分解能11.7 psより少し短いため、連続するコマ間でわずかに情報が重なっている。以下に同図 (b) と一次元シミュレーション予測との比較をコア形成初期、中期、後期にわけて議論する。初期は球心衝撃波がターゲット中心で初めて衝突する時刻から反射衝撃波がシェルに衝突する直前まで ($t=0-120$ ps)、中期はシェル減速開始からコア中心部の発光強度が最大になるまで ($t=130-160$ ps)、後期はコア中央部の発光最大になった直後からコア消滅まで ($t=170-290$ ps) としている。

コア形成初期 ($t=0-120$ ps) において、 $t=30$ ps付近でコアのX線発光は空間的に中央部から始まっている。そして、発光強度の上昇とともに低次モードの不均一構造を有したコアの発光領域がその形状を保ったまま広がっており、この発光領域の大きさの時間発展は一次元シミュレーションで予測された衝撃波面の挙動とほぼ一致している。これは、観測されたX線発光がPdVワークによるものではなく、ターゲット中心で反射した衝撃波加熱によって温度が上昇した領域からのものであり、反射した衝撃波が実際には球対称にはなっていないことを示唆している。そして、観測されたX線発光強度の上昇は衝撃波によって加熱されたX線発光領域の拡大によるものと考えられる。

コア形成中期 ($t=130-160$ ps) においては、シェル減速の開始時刻 $t=130$ ps付近から顕著な内部構造（空間サイズ20 μm 程度の2-4個の島状構造）が現れ始め、内部構造の形状が縦長、四角形、そして斜めの縦長と約60 psの間で変化している。この構造はMIXS法によって初めて観測されたものであり、わずか50 ps程度の時間内での時間的及び空間的な動的変化をとらえていることがわかる。そして、シェルの減速開始時刻 $t=150$ ps付近で中央部の発光強度は最大となる。また、この間ではコアの大きさは直径約80 μm 程度であり、一次元シミュレーションで計算されたガス燃料部の大きさにほぼ一致している。このことより、実験においても衝撃波によってガス燃料部全体の温度が上昇していると考えられる。

コア形成後期 ($t=170-290$ ps) においては、不均一構造を有したコアの発光領域が時間とともに小さくなっていく様子が分かる。そして、コアの中央部付近に最大値を持ったままX線発光強度はコア周辺から弱まっていく。一方、球対称圧縮を仮定した一次元シミュレーション予測では、 $t=170$ ps以降衝撃波の往復によって燃料部全体の温度、圧力が上昇し、その圧力によって内向きの速度を持つシェルを十分減速し、ガス燃料部の大きさが直径約60 μm に維持される。その後、

Pd Vワークによりシェルの運動エネルギーがガス燃料部に熱エネルギーとして変換され、コア中央部に高温領域が形成されており、実験結果と大きな相違が見られる。

以上のように、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスをMIXS法を用いて時間、二次元空間分解計測し、得られた見かけ上の二次元X線自発光画像から、今まで観測することができなかった爆縮の最大圧縮近傍でのホット・スパーク形成過程を実験的に調べることができるようになった。そして、実験結果と一次元シミュレーションとの比較により、コア形成初期においては衝撃波が衝突する場所であるコア中央部からX線発光強度が上昇し始め、一方、後期においてはシェルの減速以降、コア周辺から急激にX線発光強度が低下していることが明らかとなった。この要因の一つとして、計測の空間分解能の制限からその空間構造は直接は見えていないが、シェル／ガス燃料の境界面での小さな波長（高次モード）の低温の擾乱が高温のガス燃料部へ局部的に浸食し、流体混合によりコア周辺部から温度が低下していること、等が考えられる。

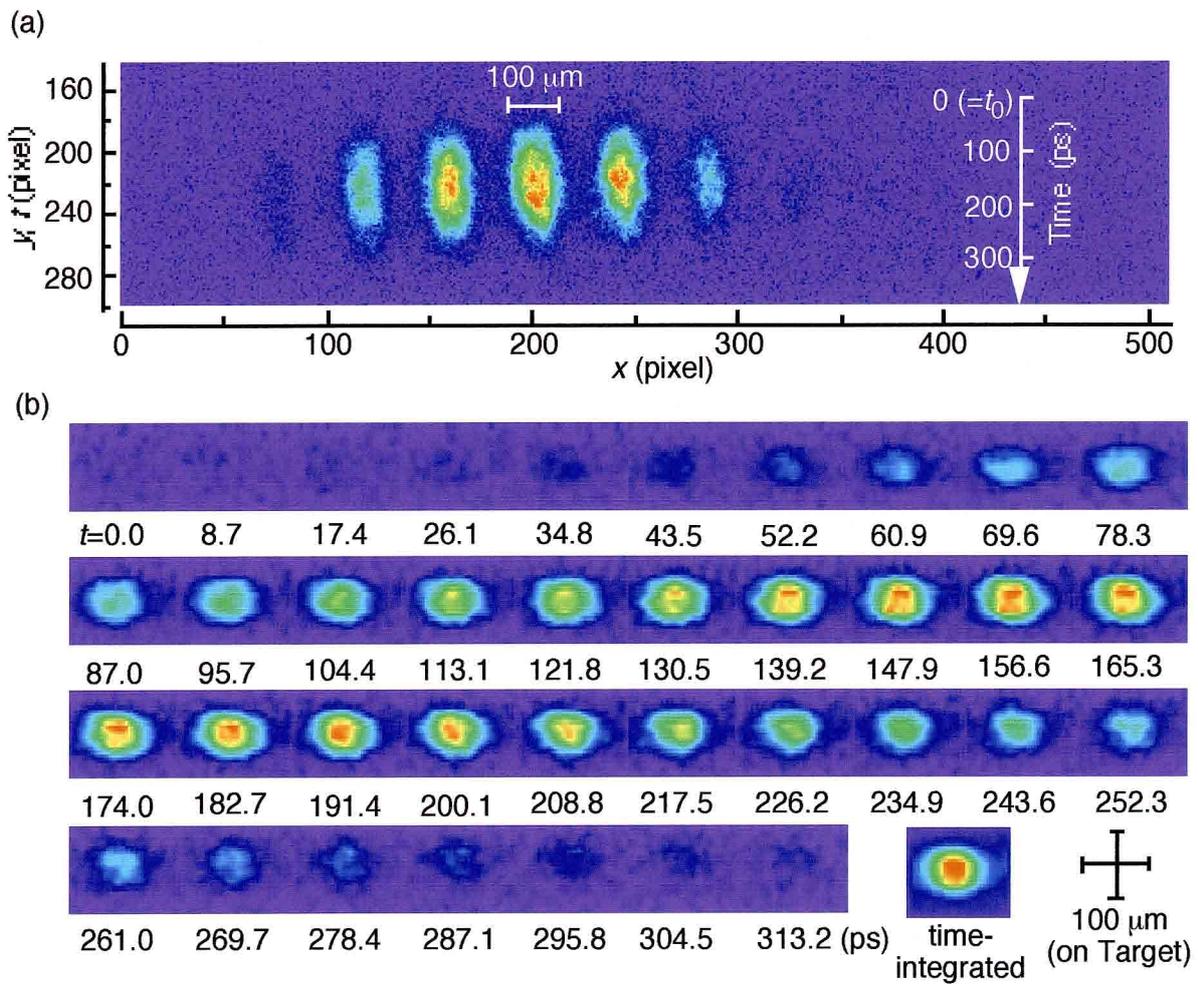


図3.3.21 MIXS法による爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断。(a)時間掃引データ。時刻は図3.3.20での一次元シミュレーションによるものであり、 $t=0$ は衝撃波がターゲット中心で衝突する時刻を示している。(b)再構成された爆縮コア・プラズマの時間分解された二次元画像。フレーム時間間隔は8.7 psである。

3.3.5 まとめ

超高速（数百 ps）で微小（百 μm 以下）な爆縮の最終段階のホット・スパーク形成過程を実験的に調べるために、X線ストリーク・カメラに二次元画像サンプリング技術を応用した、マルチイメージングX線ストリーク・カメラ (MIXS) 法の提案、開発を行い、次に述べることを明らかにした。(1) 画像サンプリングしたデータの適切な二次元画像再構成手法を示し、この手法によって適切な画像再構成が行えること明らかにした。(2) MIXS法を直接照射型爆縮実験に導入し、爆縮コア・プラズマの二次元X線発光強度を時間分解能約10 ps, 空間分解能約15 μm で撮像することに成功した。(3) 得られた二次元X線発光形状は低次モードの不均一構造を有しており、これらが時間的, 空間的に変化していることがわかった。(4) そして、これらの結果を一次元シミュレーションと比較することにより、コアの形成初期においてはコア中央部から衝撃波加熱によってX線発光強度が上昇し、それが消滅する際にはコア周辺部からX線発光強度が低下していること、X線発光強度低下はシェル減速開始直後から現れること等が実験的に明らかとなった。

このように、世界に存在しない高速度で二次元画像撮影可能なMIXS法はレーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス研究を進める上で極めて有力であり、計算機コードを含むMIXS計測法を爆縮コア・プラズマ診断技術として確立した。

3.4 一次元及びマルチイメージングX線ストリーク・カメラ (1D+MIXS) 法の開発

3.4.1 はじめに

MIXS法より爆縮コア・プラズマからのX線発光像の時間分解，二次元空間分解画像計測が実現可能であることを3.3節で示した．ここでは，通常のX線ストリーク・カメラの結像法とMIXS法の結像法を組み合わせることにより，ストリーク・カメラの光電面上で一次元結像とMIXS結像を同時に実現する1D+MIXS (One-dimensional and multi-imaging x-ray streak camera) 法[8]について述べる．1D+MIXS法では，通常の一次元空間分解画像で加速相での爆縮途上のシェル軌跡計測を，MIXS画像で減速相での爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを時間，空間分解画像計測を行う．即ち，一台のX線ストリーク・カメラで加速相から減速相までの爆縮ダイナミクス全体の計測を行い，シェルの時間軌跡と爆縮コア・プラズマの二次元X線画像を同一の時間軸で記述する．そして，加速相におけるシェル時間軌跡を実験結果とシミュレーション結果間で一致させることにより，減速相で観測される爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを一次元シミュレーションの絶対時刻によって評価する．ここでは，1D+MIXS法の原理を述べ，これを爆縮実験に導入し，爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスにおける実験結果と一次元シミュレーション結果との比較が ± 30 ps程度の精度で実現可能であることを示す．爆縮実験は，部分コヒーレント光と1.6 ns矩形波パルスを用いて図2.3.2のBに示したパラメータ領域 (3.5節と同一) で行った．この爆縮パラメータ領域では，コヒーレント光で10%以上あった高次モードの照射非一様性を部分コヒーレント光によって1%以下にまで抑制し，流体力学的不安定性成長率の比較的低い爆縮を実現することができる．

3.4.2 1D+MIXS法の原理

爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス研究において，実験結果と流体シミュレーション・コード予測との比較を直接行うためには，爆縮コア・プラズマからの時間分解されたX線発光データの絶対時刻を計測することが必要である．従来，この絶対時刻計測として，時間の基準 (タイム・フィデューシャル) となる信号をストリーク像の近辺に結像する方法が用いられてきた．タイム・フィデューシャルとして照射レーザーを利用し，激光XII号の集光レンズからの反射光の比較的広い面積のビームをコリメータ・レンズによってフィデューシャル受光面に集光する．集光されたフィデューシャル信号はフィルターによって光量調整後，光ファイバーに導入され，カソード・スリット上に結像される．これにより，照射レーザーとストリーク像の相対時間決りを精度数十 ps程度で実現できる．

しかし，この手法では爆縮コア・ダイナミクスとシミュレーションとの比較を正確に行うことはできない．これは，シミュレーション予測の爆縮時刻 (最大圧縮時刻) はそのモデルによ

って大きく影響を受けるためである。例えば、ターゲット表面におけるレーザー光の吸収率の数%の誤差は、爆縮速度に影響を及ぼし、その結果としてシミュレーション予測における爆縮時刻を100 ps程度変えてしまう。この時間変化の誤差は爆縮全体の時間スケール数 nsから見ると比較的小さな誤差であるが、我々の関心のある減速相での爆縮コア・ダイナミクスは時間スケールが数百 ps程度であるため、非常に大きな無視できない誤差となり、この手法による絶対時刻で実験結果を正確に記述することはできない。

以上の問題を克服し絶対時刻を得る手法として、加速相でのシェルの時間軌跡を実験とシミュレーション間で一致させる方法が考えられる。加速途上のシェルの時間軌跡は一次元シミュレーション・コードで忠実に記述できる[24]。したがって、シェルの時間軌跡と減速相での爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを同時に計測することにより、観測するコア・ダイナミクスをシミュレーションでの絶対時刻で記述できる。シミュレーション予測における爆縮速度の誤差は、コア・ダイナミクス全体を時間的に移動させるだけで、コアの時間的、空間的な動的変化にはほとんど影響を与えない。

このような観点から、シェルの時間軌跡計測のための一次元結像法と爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス計測のためのMIXS結像法をストリーク・カメラの光電面上で同時に実現する、1D + MIXS (One-dimensional space-resolved and multi-imagining x-ray streak camera) 法[8]を提案した。その原理を図3.4.1に示す。二本のスリットA, Bを持つフォトカソード上に、一次元結像法とMIXS結像法によって複数の光源像を結像する(同図(a))。通常の一次元結像法を用いて、三つのピンホールA1, A2, A3によってスリットA上に光源の赤道上の一次元空間画像A1, A2, A3を結像する。各ピンホールはスリット長さ方向と平行な一直線上に配してある。これらの像をストリーク管によって時間掃引することにより、光源の赤道上で一次元空間分解、時間分解画像計測を行う。一方、MIXS結像法を用いて、ピンホール列B1-B11に対応する画像列を角度 θ_{tilt} だけ傾けてスリットB上に結像し、スリットBによって光源の異なる位置の分割一次元画像を選択する。そして、ストリーク管によって時間掃引し、MIXS法と同様に画像再構成によって時間分解した二次元X線画像を得る。

図3.4.1 (b) に直接照射実験において爆縮ダイナミクス計測した時間掃引データの一例を示す。スリットAのイメージA2, A3に加速途上のシェルの時間軌跡、スリットBに爆縮コア・プラズマのMIXS画像が同時に計測されている。時間掃引方向にスリット間距離 L_{silt} だけ離れた場所の時間情報がスリットA, B間における同時刻の情報である。したがって、シェル軌跡と爆縮コア・プラズマの時間分解した二次元X線画像を一つの相対時間で表示することができる。詳細な爆縮実験条件については3.4.3節で述べる。また、上下スリットの画像が重なり合わないのは、スリットBに対する観測X線波長域を高光子・エネルギー側にセットし、シェルからの軟X線をカットしたためである。

このようにして得られたシェル軌跡をシミュレーション予測と合わせることで、時間分解

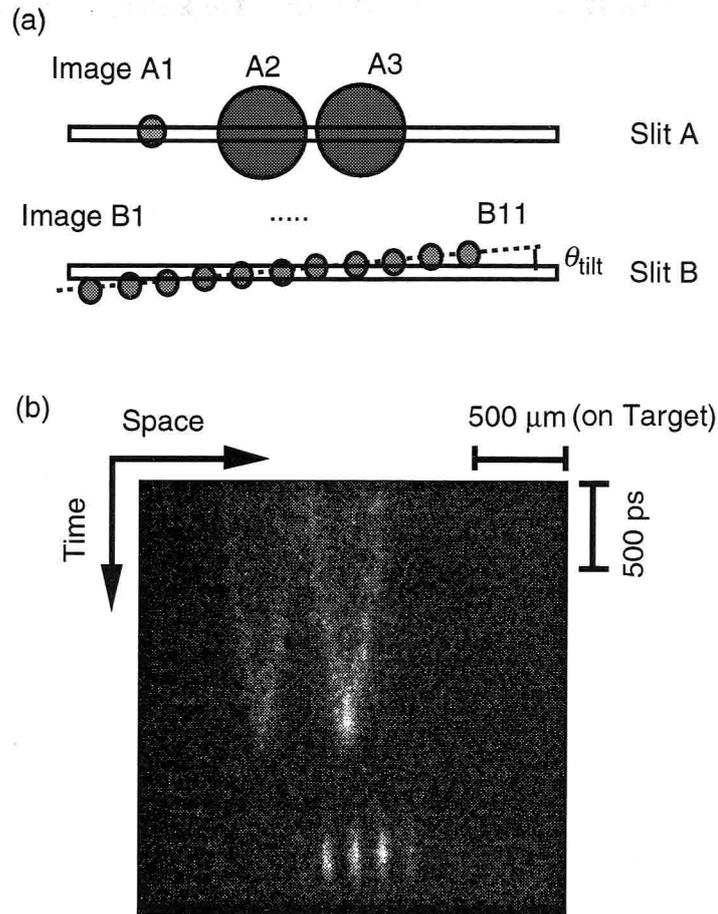


図3.4.1 一次元及びMIXS結像の原理. (a) イメージA1-A3はスリットA上に、イメージB1-B11はスリットB上に角度 θ_{tilt} だけ傾けて結像する. (b) 1D+MIXS法で得られた時間掃引画像.

二次元X線画像、即ち爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスをシミュレーションでの絶対時刻で記述でき、爆縮ダイナミクス全体の実験結果とシミュレーション結果を直接比較できる。そして、直径 $50\ \mu\text{m}$ のコアが減速相において数十 μm 程度ターゲットの初期位置から移動した場合、通常の一次元空間画像計測ではコアを見失う恐れがある。しかし、このMIXS結像を用いた手法では、コアの移動量が空間視野にある限りコアを見失うことなく計測できる。つまり、コア移動量（典型的には数十 μm 程度）がシェル時間軌跡の空間スケール（数百 μm 程度）と比べて十分小さい場合には、上述した手法によって爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスに関する実験結果をシミュレーション時刻で記述できる。

3.4.3 1D+MIXS法による爆縮ダイナミクス計測

ここでは、1D+MIXS法によって実際に爆縮ダイナミクス計測した一例について述べる。ここで用いた機器はフォトカソードとX線ピンホール・カメラを除いて、図3.3.13に示したMIXS法と

ほぼ同じであり，詳細な機器の設定については付録Aの表A.1に示した．カソード・ディスクには，二本のスリットからなるダブル・カソード・スリットを使用した（図3.4.2 (a)）．それぞれのスリットA, B（幅80 μm ，長さ25 mm）は平行で，スリット間距離は $L_{\text{slit}}=5.0$ mmであった．フォトカソードの材質は0.11 μm 厚のCuIを0.01 μm 厚のパリレン膜上に蒸着したものを使用した．本実験では図3.3.11 (b) のXSC-Vb (2) での時間掃引を行った．画像処理機の画面全体において掃引速度が5.0 ps/pixelで一定とすると，スリット間距離で決まる両スリット間の相対時間差は 844 ± 30 ps (168 ± 6 pixel) となる．したがって，画面上で時間軸方向に 844 ± 30 psだけ離れた場所がスリットAとBで得られる時間掃引画像の同時刻となる．時間誤差は全画面で掃引速度を一定にしたことによるものである．また，この掃引速度に対するシステムの時間分解能は29.0 psであった．

次に，X線ピンホール・カメラの設定について述べる．チャンバー中心からピンホール・ディスクまでの距離は $g=143$ mm，ピンホール・ディスクからカソードまでの距離は $f=1116$ mmであった．したがって，倍率は $M=f/g=1116/143=7.8$ （補正された倍率は $M=7.6$ ）であった．ピンホール・ディスクの前面にはブラスト・シールド板 (BSP) として25 μm 厚のBeディスクを置いた．ピンホール・ディスク（25 μm 厚のTaディスク）上には，一次元結像用（A1-A3の3個）とMIXS結像用（B1-B11の11個）の計14個のピンホールをマイクロ放電加工によって製作した．図3.4.2 (b) にピンホール・ディスクの光学顕微鏡写真を示す．一次元結像用の三つのピンホールA1-A3間の距離は $s_{1D}=350$ μm で，観測空間視野は光源上で396 μm となる．各イメージに対するピンホール径，使用フィルターは光電面での入射光を調節するために，異なる組み合わせに設定した．ピンホールA1, A2, A3の直径はそれぞれ17 μm , 17 μm , 30 μm であり，イメージA1に使用したフィルターは35 μm 厚のCHClフィルターで，A2及びA3についてはフィルターを使用せずBSPのみであった．また，イメージA1, A2, A3の空間分解能は19 μm , 19 μm , 34 μm で，イメージA1に対する観測X線波長域は図3.3.19に示したType 2 ($h\nu=1.2$ keV以上)，A2とA3はType 1 ($h\nu=0.8$ keV以上) であった．

一方，MIXS結像用のピンホールB1-B11間の距離は $s_{\text{MIXS}}=150$ μm で，このピンホール列は

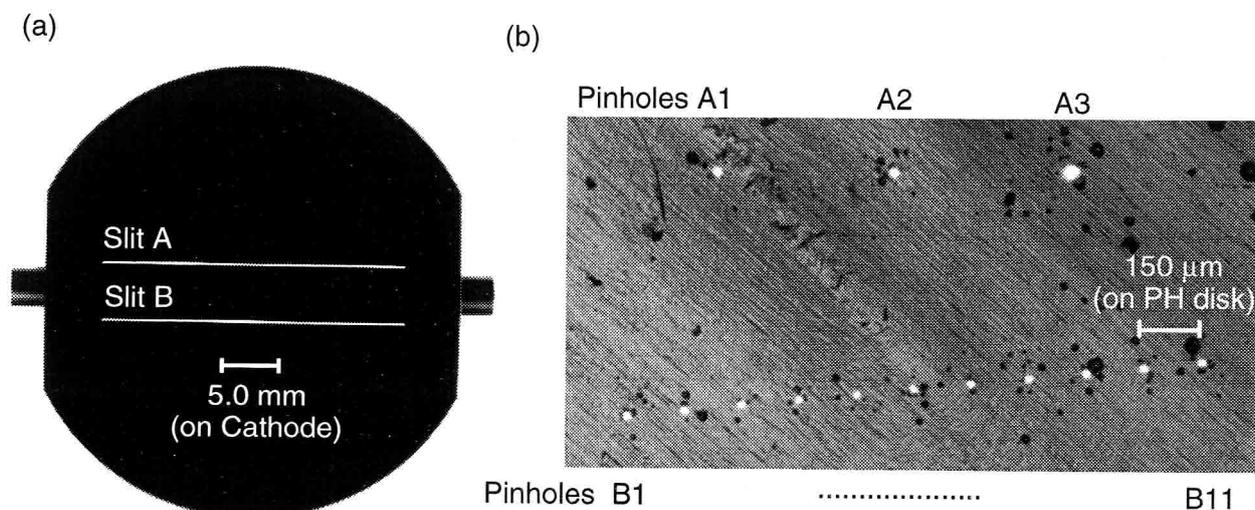


図3.4.2 1D+MIXS法で用いたカソード・ディスク (a) とピンホール・ディスク (b) の写真．

一次元結像用ピンホール列に対して $\theta_{\text{tilt}}=5.17$ degだけ傾けて製作された。この設定によって光源上で垂直方向にサンプリング距離 $15.3 \mu\text{m}$ での一次元画像サンプリングを行った。平均ピンホール径は $13.0 \mu\text{m}$ で、空間分解能は $20 \mu\text{m}$ であった。観測波長域はイメージA1と同じType 2にセットした。また、十字ターゲットによる画像再構成を行い、チャンバー中心はイメージ8近辺であった。

直接照射爆縮実験は激光XII号ガラス・レーザー・システム[12]において行った。プラスチック球殻ターゲットを波長 $0.53 \mu\text{m}$ の部分コヒーレント光[25]での12本ビームによる均一照射を行った。レーザー・エネルギーは 2.78 kJ で、パルス波形は 1.6 ns の矩形波であった。ターゲットの直径は $507 \mu\text{m}$ で、シェル厚さは $8.03 \mu\text{m}$ であった。シェル内部にDD燃料ガス 30 atm と計測用シード・ガスとして微量のArガス 0.075 atm を充填した。

図3.4.1 (b) に1D+MIXS法によって観測された時間掃引画像を示した。イメージA2及びA3に加速途上のシェル軌跡、イメージB7-B11にMIXS画像が観測されている。X線発光の最大値はチャンバー中心近辺に相当するイメージB8ではなく、イメージB10内で観測された。これは、減速相で形成されたコアの位置がチャンバー中心からおよそ 15 (サンプリング距離) $\times 2=30 \mu\text{m}$ 程度下に移動していることを意味している。イメージA1に時間掃引画像が観測されていないのは、コアの移動によって発光量が最大となるコア中心付近がスリットA上から外れていること、イメージA2及びA3よりも観測X線波長域を高くセットしたことに起因する。

観測された爆縮全体のダイナミクスを、一次元球対称流体コード” ILESTA_1D” [23]によるシミュレーション結果と比較する。一次元コードによって加速途上のシェル軌跡を計算するために、視線方向のX線発光や吸収、及び観測X線スペクトルを考慮して、実験結果に対応したターゲット赤道上の一次元空間分布の時間掃引画像を計算した。このシミュレーション結果を用いて、ターゲット中心からシェルのX線発光ピーク位置までの距離を求めた。

図3.4.3に一次元シミュレーション予測と実験結果との比較を示す。同図 (a)に爆縮最終段階での流線図、及び実験結果とシミュレーション予測におけるシェルからのX線発光ピーク位置の時間軌跡を示す。シェルが減速を受ける時刻以前 ($\triangleright 2.5 \text{ ns}$) の両者のシェル時間軌跡を誤差 $\pm 30 \text{ ps}$ で一致させた。これによって、爆縮全体のダイナミクスにおいて実験結果とシミュレーション予測を精度 $\pm 30 \text{ ps}$ 程度で直接比較することができる。

同図 (b)に時刻 $t=2.45, 2.55, 2.70, 2.80 \text{ ns}$ での再構成された二次元X線画像を示す。それぞれの時刻は、一次元シミュレーション予測において、ターゲット中心での1回目の衝撃波反射直後、シェルの減速開始時刻、ターゲット中心での2回目の衝撃波反射時刻、最大圧縮時刻に対応している。前述したように、観測されたコアはチャンバー中心から下に $20 \mu\text{m}$ 程度移動していることがわかる。コア中心位置は二次元MIXS画像を足し合わせた時間積分画像の発光ピーク位置として求めた。また、3.3.4節でのMIXS画像同様、コアには低次モードの不均一構造があり、これが時間とともに変化していることがわかる。

同図 (c)にコア中心におけるX線発光強度の時間プロファイル比較を示す。両者の発光強度

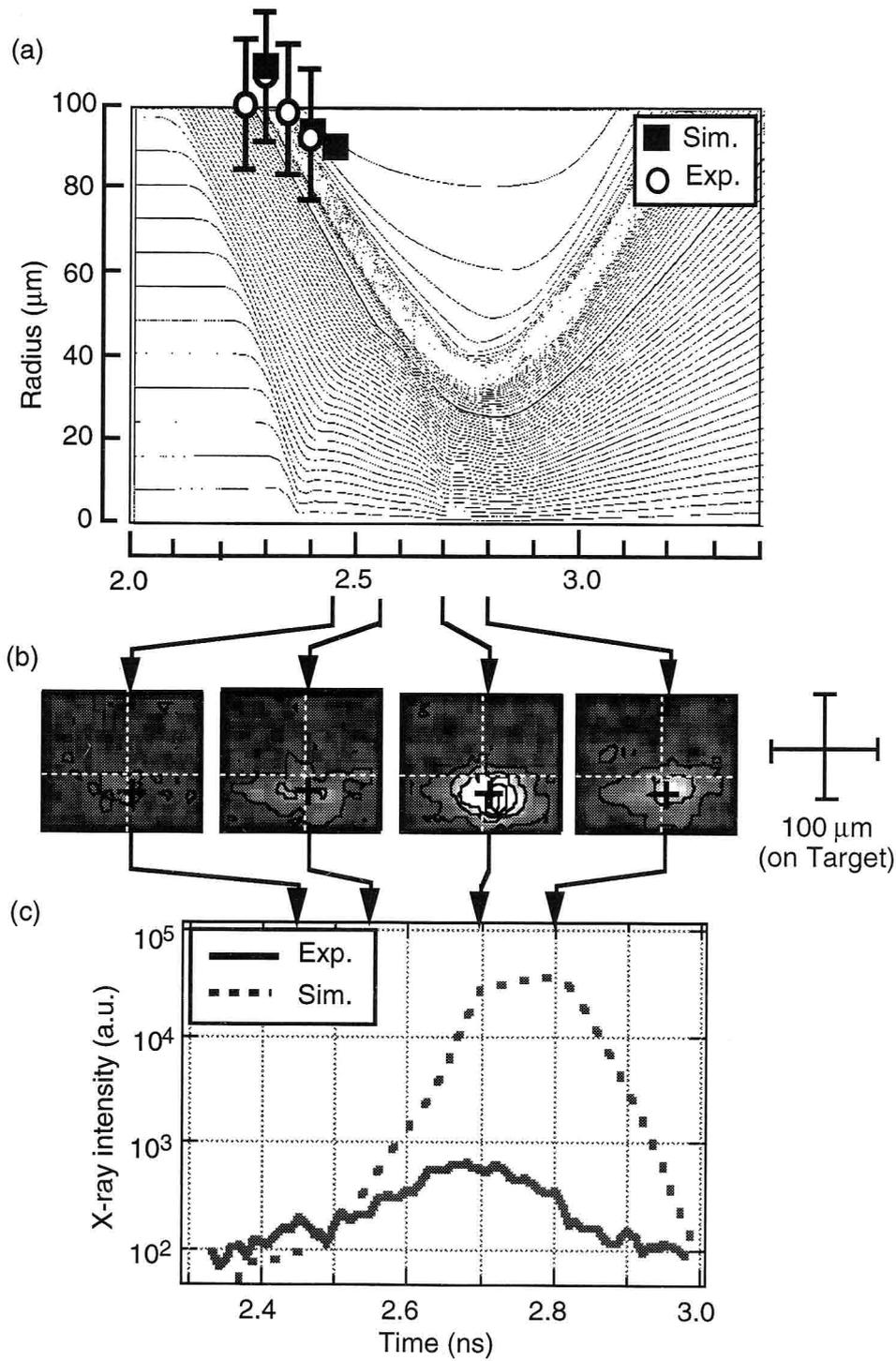


図3.4.3 1D+MIXS法で得られた実験結果と一次元シミュレーション予測との比較. (a) 一次元シミュレーション・コードによる爆縮最終段階での流線図. シェルのX線発光ピーク位置において, 実験結果とシミュレーション結果を一致させた. (b) $t = 2.45, 2.55, 2.70, 2.80$ nsでの再構成された二次元X線画像. 白い点線の交点はチャンバー中心を, 実線はコア中心を示している. (c) コア中心でのX線発光強度の時間プロファイル比較.

は発光初期 ($t \sim 2.5$ ns) で一致させた。シェルの減速開始以降 ($t > 2.55$ ns), 実験とシミュレーションとの間に不一致が現れ, 発光強度においてはシミュレーション予測の1/100程度である。この時, 観測した中性子発生数は球対称圧縮に対する中性子発生数よりも二桁程度低く, 減速開始までの発生数にはほぼ一致しており, X線と中性子計測の結果は同じ傾向を示している。これらの主要因として, シェル/ガス燃料界面での空間的に小さな低温の擾乱が高温のガス燃料部に侵入する流体混合等が考えられる。

3.4.4 まとめ

通常のX線ストリーク・カメラとMIXS法の結像手法を組み合わせることにより, ストリーク・カメラの光電面上において次元結像とMIXS結像を同時に実現する1D+MIXS法の開発を行い, これを爆縮実験に導入した。1D+MIXS法を用いて, (1) 一台のX線ストリーク・カメラで加速相でのシェルの時間軌跡と減速相での爆縮コア・プラズマの二次元X線画像を同一の時間軸によって記述できること; (2) 実験結果とシミュレーション結果の加速相でのシェル軌跡を一致させることにより, 爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスにおいて, 実験とシミュレーションとの直接的な比較が ± 30 ps程度の精度で可能となることを示した。また, コアの低次モード不均一構造, 及びX線発光強度の次元シミュレーション予測からの不一致が観測された。これらの詳細な議論は3.5節に譲る。

このように, ホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを正確に実験的に評価する上で, 1D+MIXS計測法が極めて有力な診断技術であることを明らかにした。

3.5 マルチチャンネルMIXS (McMIXS) 法の開発

3.5.1 はじめに

爆縮コア・プラズマの詳細な情報を得るために、MIXS計測法にスペクトル選択機能を加えて、三つの異なる観測スペクトルの時間分解二次元X線画像計測を実現する、マルチチャンネルMIXS (McMIXS) [9]を新たに開発した。X線スペクトル（ここでは連続スペクトル）はプラズマ・パラメータに関する情報を含んでおり、例えば制動放射を仮定することにより、異なる波長領域のX線発光強度からコア・プラズマの加熱過程を直接反映した電子温度を求めることができる（X線吸収薄膜法[26]）。この手法をMcMIXS法で得られる多重スペクトルの二次元X線画像に適用することにより、時間分解した爆縮コア・プラズマの二次元電子温度分布を得ることができ、減速相でのホット・スパーク形成過程で実際に起こっている現象をより正確に把握できる。ここでは、McMIXS法の原理及び電子温度の導出法について述べ、これを爆縮実験に導入し、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断に有効な計測法であることを示す。爆縮実験は、3.4節と同様に部分コヒーレント光の矩形波パルスを用いて、図2.3.2中のBで示した流体力学的不安定性の比較的成長率における領域で行った。

3.5.2 McMIXS法の原理

3.5.2.1 多重スペクトル二次元X線画像計測の原理

図3.5.1 (a) にMcMIXSシステム全体の概略図を示す。三通りのピンホール列とフィルターとカソード・スリットの組み合わせにより、光源像を同図 (b) のように結像する。それぞれのピンホール列は一直線上に間隔 s で配列された N 個のピンホールからなる。ここでは $N=5$ の場合を示したが、実際は $N=11$ である。それぞれのカソード・スリット間の垂直方向の距離は $L_{\text{slit}}=(1+M)L_{\text{PH}}$ である。ここで、 L_{PH} はピンホール列間の距離、 M はピンホール・カメラの倍率である。それぞれのピンホール列をカソード・スリットに対して角度 θ_{slit} だけ回転させることにより、カソード・スリットによって光源の異なる位置の一次元空間情報が三つの分割一次元画像のセットとして選択される。この時、三列の分割一次元画像セットに対して、使用するフィルターとフォトカソードの材質の組み合わせを変えることによって異なる三種類のX線スペクトルを観測できる。この手法ではMIXS法同様スリット長さ方向には連続で、垂直方向には一次元画像サンプリングを行う。この時のサンプリング距離 $D_{\text{sam.}}=s(1+1/M)\sin\theta_{\text{slit}}$ をピンホール・カメラの空間分解能の2分の1程度に設定する必要がある。それぞれの一次元分割画像セットはストリーク管で時間掃引され、画像処理機に記録される（同図 (c)）。時間掃引データを任意の時刻でスライスし、得られた一次元分割画

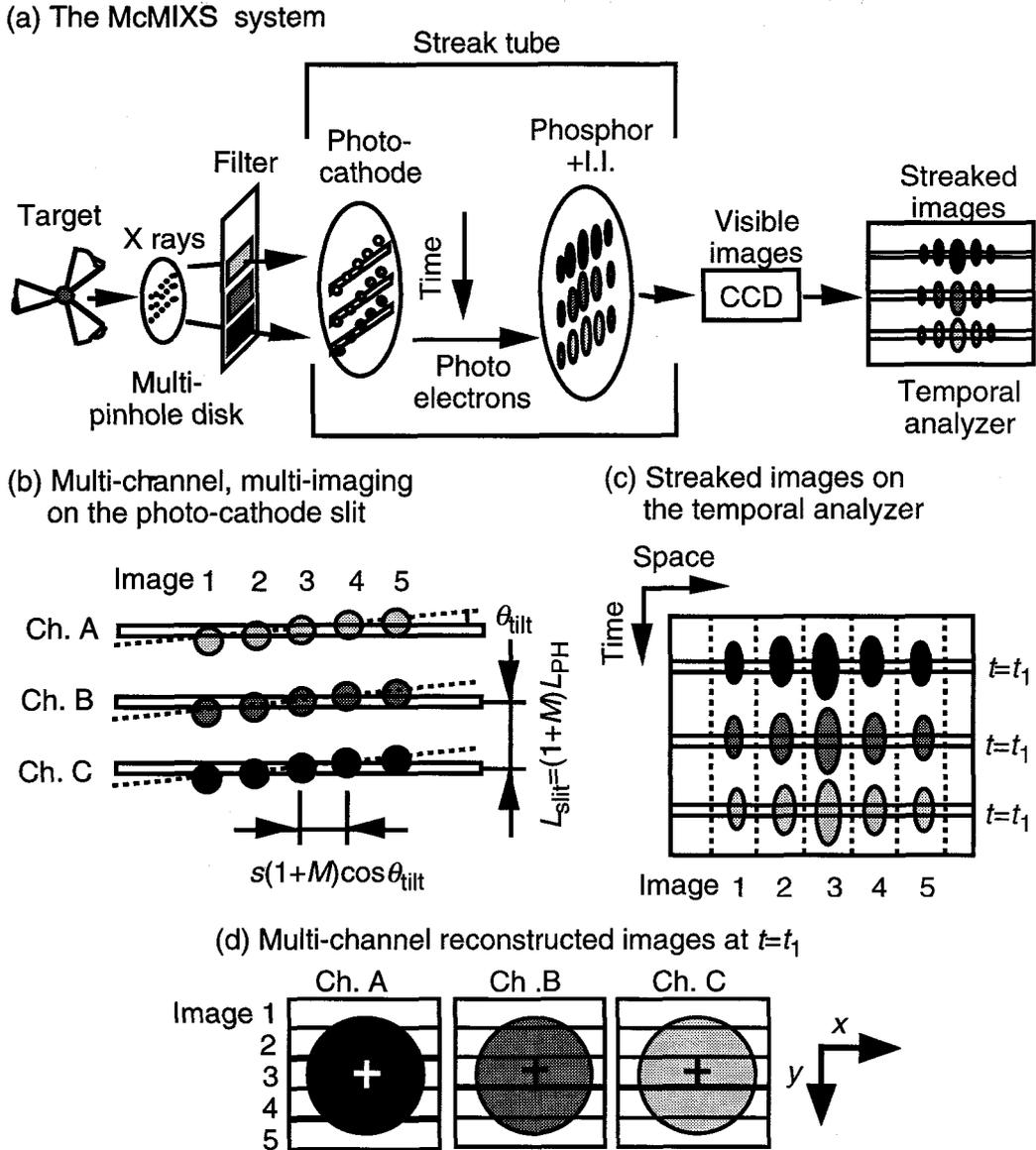


図3.5.1 McMIXS法の原理図。(a) McMIXSシステム全体の概略図。(b) 三つのカソード・スリットとピンホール列とフィルターの組み合わせにより、光電面上に3チャンネルの分割一次元画像のセットを結像する。(c) 3チャンネルの分割一次元画像セットの時間掃引画像。(d) $t=t_1$ での再構成された3チャンネルの二次元X線二次元画像。

像セットを並べ変えることによって、異なる観測X線スペクトルに対する光源の二次元空間情報を得る(同図(d))。このようにしてMIXS法にスペクトル選択機能を加え、時間分解した多重スペクトルの二次元X線画像を計測することができる。性能についてはMIXS法と同等であるが、観測可能時間幅はスリット間距離 L_{slit} で決まる時間幅約500 ps程度に制限される。

各チャンネルの画像再構成及び画像補正操作は、MIXS法と同様に計算機メモリー上で次の画像補正を考慮して行われる。(1) ピンホール・サイズのぼらつきに対する画像補正、(2) 画像配列距離補正、(3) 3×3スムージング処理、(4) 空間スケール補正、(5) ピンホールによる視差、(6)

フォトカソード感度分布補正, (7) ストリーク管での電子結像の歪み, (8) 掃引速度の非線形性, (9) 各チャンネルの二次元画像の空間座標及び時間軸設定. (1)-(8) についてはMIXS法の画像補正と同様であり, 詳細は3.3.2節に譲る. ここでは(9)について説明する.

図3.5.1 (d) に示した+マーク (チャンバー中心を示している) の x, y 座標を各チャンネル間で一致するように画像再構成を行う必要がある. 各チャンネルの一次元分割画像セットごとに空間原点 $s(1)$ - $s(5)$ を最適化して画像再構成することにより, 各二次元画像内のチャンバー中心の座標を ± 1 pixel (光源上で数 μm 程度) の精度で一致させる. 一方, 各チャンネル間の同時刻の情報はスリット間距離で決まる時間幅によって設定でき, この設定精度は ± 1 pixel程度 (数ps程度) である. 以上の空間座標及び時間軸の設定精度はシステムの分解能に比べて十分小さく無視可能である.

以上のように, MIXS法をマルチチャンネル化したマルチチャンネルMIXS (McMIXS) 法により, 超高速多重スペクトル二次元X線画像計測が可能となることを示した. 既に述べたように, 異なる観測波長域のX線発光強度からコア・プラズマの加熱過程を直接反映した電子温度を求めることができる (X線吸収薄膜法[26]). この手法をMcMIXS法で得られる多重スペクトルの二次元X線画像に適用して二次元電子温度分布を導出する手法について3.5.2.2節で述べる.

3.5.2.2 二次元電子温度分布の導出手法

光源からのX線発光に自由-自由遷移及び自由-束縛遷移を仮定することにより, 異なる広範囲の観測スペクトルのX線発光強度から, プラズマの電子温度を求めることができる. この手法はX線吸収薄膜法として知られている. この原理について以下に述べる[27].

速度 v -($v+dv$)に存在する電子が単位時間, 単位体積当たり準位 n に捕獲される数 dN は, 束縛-自由遷移の場合,

$$dN = N_+ N_e f(v) \cdot dv \cdot v \sigma_{cn} \quad (3.5.1)$$

(N_+ : イオンの総数, N_e : 電子の総数, σ_{cn} : 衝突断面積)

$$\sigma_{cn} = \frac{128\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10}}{mc^3 h^4 v^2 v n^3} \quad \left(hv = |E_n| + \frac{1}{2}mv^2 \right) \quad (3.5.2)$$

となる. 電子の速度分布としてMaxwell分布を仮定すると,

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_e} \right) v^2 dv \quad (3.5.3)$$

(3.5.1), (3.5.2), (3.5.3)式より,

$$dN = \frac{32}{3} \pi \frac{e^{10}}{h^2 c^3} 2\pi^2 \left(\frac{2\pi}{3m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{T_e^{\frac{3}{2}}} N_+ N_e \exp\left(\frac{E_n}{kT_e} \right) \frac{Z^4}{n^3} \frac{1}{hv} \exp\left(-\frac{hv}{kT_e} \right) dv \quad (3.5.4)$$

となる。すべて同じ準位への遷移であるとする、

$$\frac{dN}{dv} \propto \frac{1}{T_e^{3/2}} \frac{1}{hv} \exp\left(-\frac{hv}{kT_e}\right) \quad (3.5.5)$$

を得る。同様にして、自由-自由遷移の場合は、

$$\frac{dN}{dv} \propto \frac{1}{T_e^{1/2}} \frac{1}{hv} \exp\left(-\frac{hv}{kT_e}\right) \quad (3.5.6)$$

となる。(3.5.5), (3.5.6)式より、光源のX線発光が自由-自由遷移及び束縛-自由遷移によると仮定した場合、任意の電子温度 kT_e に対するX線スペクトルを求めることができる。図3.5.2 (a)に電子温度 $kT_e=1.5$ keVに対する束縛-自由、自由-自由遷移によるX線スペクトルを示す。図中のフォトン・エネルギーに対する傾きは電子温度 kT_e によって決まる。例えば、異なるフォトン・エネルギー hv_A, hv_B に対するX線発光強度 I_A, I_B を既値とする。これらの発光強度比 $I_{ratio}=I_A/I_B$ はX線スペクトルの傾きの関数である。つまり、この発光強度比 I_{ratio} から電子温度 kT_e を導くことができる。

McMIXS法のように広範囲で連続なX線スペクトルを観測する場合には、異なる観測波長域内で積分されたX線発光強度比によって電子温度を導出することになる。図3.5.2 (b)にここで使用する電子温度-信号強度比曲線を示す。信号強度比はCh. Bに対するCh. CのX線発光強度比であり、Ch. B, Ch. Cの観測X線波長域はそれぞれ図3.3.19のType 3, Type 4に対応している。この手法をMcMIXS法で得られる異なる観測スペクトルの時間分解した二次元X線画像に応用することにより、超高速二次元電子温度画像計測が可能となる。

以上の二次元電子温度分布の導出手法において、電子温度の絶対値に含まれる誤差の要因として、(1) データ処理上生じる誤差、(2) 観測原理上生じる誤差の二つに大別できる。前者(1)に含まれる要因には、(1-a) 空間座標及び時間軸設定精度による誤差。これらは空間、時間プロファイルの勾配が急峻な場所で大きな誤差をもたらす；(1-b) 低S/N比 (signal-to-noise ratio) の領域では、導出された電子温度は雑音レベルの影響を受け、大きくばらつく；(1-c) 掃引速度の非線形性、等の三つが考えられる。電子温度の誤差に対する評価を行った結果から、光源中心の周辺 $\pm 15 \mu\text{m}$

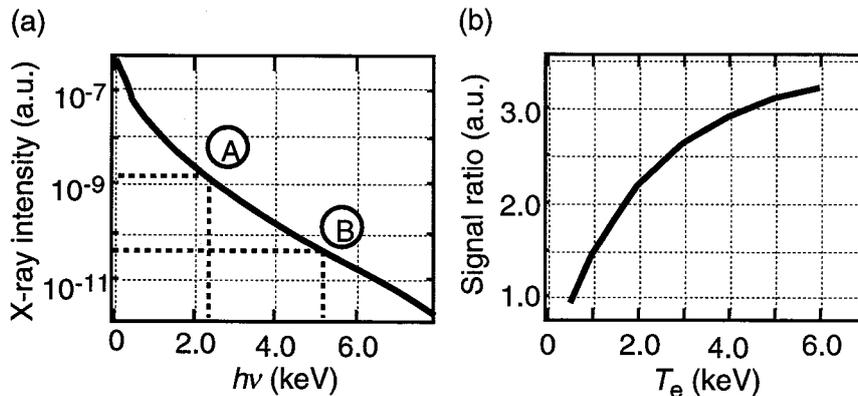


図3.5.2 電子温度導出原理。(a) 電子温度 $kT_e=1.5$ keVに対する束縛-自由、自由-自由遷移によるX線スペクトル。(b) McMIXS法での電子温度-信号強度比 (Ch. C/Ch. B) 曲線。

内では雑音による誤差が、それより外側では空間座標設定精度による誤差が支配的であることがわかった[28].

一方、後者(2)には、(2-a)視線方向の積分効果による誤差；(2-b) コア周辺部にあるプラズマによるX線吸収及び発光による誤差；(2-c) 束縛-束縛遷移のライン発光による制動放射仮定に対する誤差の三つがある。(2-b)と(2-c)による誤差は、観測X線スペクトルを高フォトン・エネルギー側(7-10 keV)に移行するか、計測用シード・ガスに低ZのNeガスを使用することで最小限にできるが、(2-a)による誤差は三次元的な現象を二次元的に投影する計測手法においては、避けることはできない。対策としては三次元トモグラフィーが考えられる。このように、導出される電子温度は” 実際 ” の電子温度ではなく、それを反映した” 見かけ上 ” の電子温度である。

3.5.2.3 McMIXS法の性能及び特徴

McMIXS法の性能（空間分解能，時間分解能，空間視野，観測X線波長域）に関する評価は、3.3.3節で述べたMIXS法の評価手法を用いて行われ、時間分解能を除いた空間分解能，空間視野，観測X線波長域についてはMIXS法と同様である。

McMIXS法ではカソード・スリットを時間掃引方向に配列するため、時間掃引方向の情報が重なる恐れがある。これを避けるためにストリーク管の掃引速度が制限され、実現可能な時間分解能はMIXS法での約2-10 psではなく約20 ps程度に制限される。しかしながら、その他の二次元X線画像計測器（例えば、X線フレーミング・カメラ）と比較すると2-4倍優れた分解能で時間分解計測可能である。

以下にMcMIXS法の特徴を箇条書きで示す。

- (1) 爆縮コア・プラズマの電子温度の二次元空間分布を時間分解能20 ps程度で時間分解画像計測することができる。
- (2) 二次元画像計測にも関わらず、時間的に連続な計測であるため情報の取りこぼしが無い。
- (3) 垂直方向に一次元画像サンプリングを行うため、二次元画像として再構成する際に適切な画像処理が必要である。
- (4) 多重結像デバイスを使用するため、マルチピンホール・カメラによる結像方法が最適であり、他の高空間分解能の単一結像デバイス（例えば、X線顕微鏡）と組み合わせることができない。そのため、空間分解能はピンホール径とX線の回折で制限を受け、10 μm 程度に制約される。
- (5) 複数個のピンホールによって多数の光源像をカソード上に結像するが、その視差は空間分解能に比して十分小さくほぼ同軸計測となっている。
- (6) フィルターとカソード材質の組み合わせによって観測X線波長域を任意に設定でき、将来的に高フォトン・エネルギー側のX線スペクトルに容易に移行できる。これによってオパシティーに対する問題を避けることができる。

(7) 空間視野は100-150 μm 程度と比較的狭い。

このように、McMIXS法は爆縮コア・プラズマのような高速で空間スケールが100 μm 以下程度の微小な現象の時間分解，二次元空間分解計測に適しており，得られる電子温度の二次元空間分布の時間及び空間変化は，コア・プラズマの加熱過程で実際に起こっている物理現象を直接反映している。3.5.3節ではMcMIXS法を用いて爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスの時間，空間分解計測を行った一例について述べる。

3.5.3 McMIXS法による爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス計測

ここで用いたMcMIXS法はフォトカソードとX線ピンホール・カメラを除いて図3.3.13に示したMIXS法と同じ機器で構成されている。その詳細については付録Aの表A.1に示した。カソード・ディスクには，三本のスリットからなるトリプル・カソード・スリットを使用した（図3.5.3 (a)）。スリットA, B, C（幅80 μm ，長さ25 mm）は互いに平行で，各スリット間距離は $L_{\text{slit}}=3.5$ mmであった。フォトカソードは0.1 μm 厚のパリレン膜基板上に，スリットA及びCは0.11 μm 厚のCuIを，スリットBには0.03 μm 厚のAuを蒸着したものを使用した。本実験では図3.3.11 (b)のXSC-Va (2)での時間掃引を行い，計測範囲内で掃引速度を5.0 ps/pixelとした。この掃引速度に対するシステムの時間分解能は23.0 psであった。

次に，X線ピンホール・カメラの設定について述べる。チャンバー中心からピンホール・ディスクまでの距離は $g=84$ mm，ピンホール・ディスクからカソードまでの距離は $f=1323.4$ mmで，倍率は $M=f/g=1323.4/84=15.75$ （補正された倍率は $M=15.47$ ）であった。ピンホール・ディスクの前面にはブラスト・シールド板 (BSP) として25 μm 厚のBeディスクを置いた。ピンホール・ディスク（25 μm 厚のTaディスク）上に，スリットA, B, Cに対応したピンホール列A, B, Cを距離 $L_{\text{array}}=207$ μm 離して互いに平行に製作した。各ピンホール列には11個のピンホールがあり，ピンホール

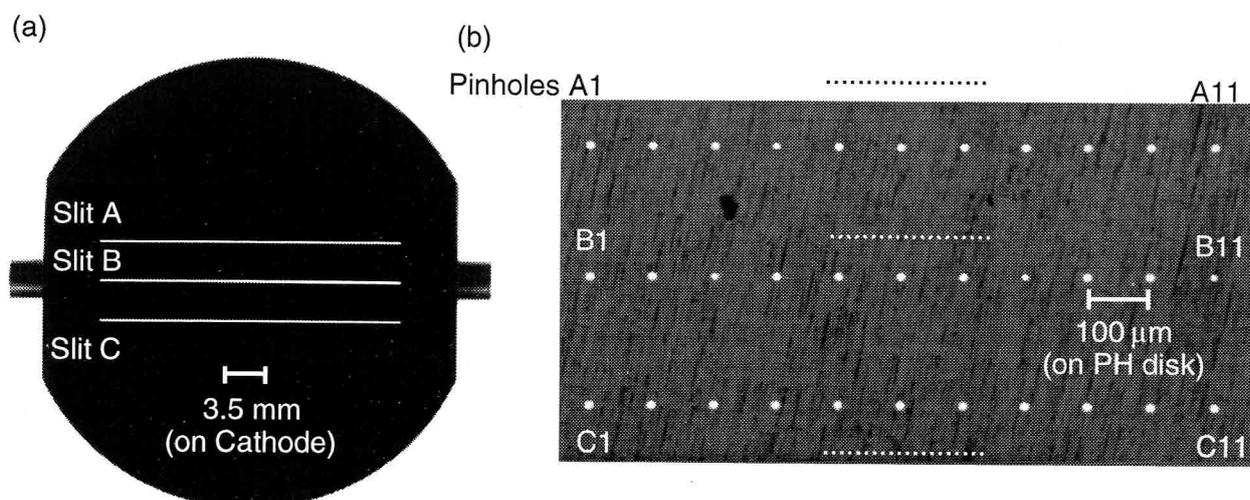


図3.5.3 McMIXS法で使用したカソード・ディスク (a) とピンホール・ディスク (b) の写真。

間距離は $s=100\ \mu\text{m}$ であった。スリット長さ方向に対してピンホール列を $\theta_{\text{tilt}}=4.94\ \text{deg}$ 傾けることにより、光源上で垂直方向にサンプリング距離 $9.17\ \mu\text{m}$ で二次元画像サンプリングを実現する。各ピンホールの平均径は $11.45\ \mu\text{m}$ であり、空間分解能は約 $15\ \mu\text{m}$ 程度であった。使用したフィルターは、ピンホール列Aには $35\ \mu\text{m}$ 厚のCHCl, ピンホール列Bには $5\ \mu\text{m}$ 厚のTi, ピンホール列Cには $500\ \mu\text{m}$ 厚のBeであった。フィルター/フォトカソードの材質の組み合わせは、CHCl+BSP/CuI (=Ch. A), Ti+BSP/Au (=Ch. B), Be+BSP/CuI (=Ch. C) であり、観測X線波長域はそれぞれCh. A=1.2 keV以上 (図3.3.19のType 2), Ch. B=2.2-4.9 keV (Type 3), Ch. C=2.5 keV以上 (Type 4) であった。Ch. Aの観測波長域は3.4節で開発した1D+MIXS法のMIXSチャンネルと同じであり、両者のX線発光の時間軸を一致させることにより、McMIXS法で得られる実験結果を二次元シミュレーションの絶対時刻によって記述することができる。また、十字ターゲットによる画像補正を行った上で、時間掃引データを二次元画像に再構成した。

ここでの直接照射爆縮実験は3.4.3節の1D+MIXS法で述べた爆縮実験と同一ショットである。レーザーとして部分コヒーレント光を用いた。部分コヒーレント光によってコヒーレント光で約10%ある中間～高次モードの照射非一様性を1%以下まで抑制することができる。パルス波形は3.3.4節でのガウス型に比べて流体力学的不安定性の成長率が低減される矩形波 (パルス幅 $1.6\ \text{ns}$) を用い、そのエネルギーは約 $2.8\ \text{kJ}$ であった。集光照射条件 d/R はこのレーザー条件の場合での最適集光照射条件である-4に設定した。ターゲットはDD/Arプラスチック・シェルで、初期直径は $507\ \mu\text{m}$, シェル壁厚は $8.03\ \mu\text{m}$ であった。シェル内に燃料ガスとしてDD=30 atm, 計測用シード・ガスとしてAr=0.075 atmをそれぞれ充填した。

以上のレーザー、ターゲット条件に対する流線図を二次元シミュレーション・コードによって計算した (図3.5.4)。3.4.3節での1D+MIXS法で計測したシェル軌跡を用いて、実験とシミュレーション間の時間原点を精度 $\pm 30\ \text{ps}$ で合わせた。球心衝撃波の衝突時刻を $t=0$ とすると、シェル減速開始時刻は約 $180\ \text{ps}$, 最大圧縮時刻は約 $450\ \text{ps}$ である。計測はガス燃料部にドーブしたArイオンからのX線をMcMIXS法によって波長選択、時間、空間分解計測を行った。見かけ上の電子温度 T_e はX線発光強度比 (Ch. C/Ch. B) から求めた。温度はCh. Cの発光強度がCh. Bに対して高いほど温度は高い値を取る。

図3.5.5 (a) にMcMIXS法で得られたCh. A, B, Cの分割二次元画像セットの時間掃引画像を、同図 (b) にそれぞれのチャンネルの二次元X線画像、及び T_e の二次元空間分布を示す。連続するコマ間隔は $10.0\ \text{ps}$ であるが、ここでは便宜上 $40\ \text{ps}$ おきの観測データを示した。また、それぞれの二次元空間分布が見やすいように異なるカラー・スケールによって表示してあり、同じ色が同じ信号強度を表してはいない。得られた電子温度は”見かけ上の温度”であるため、その絶対値は高い値を示す傾向があるが、その時間的、空間的变化にはコア・プラズマの加熱過程の様子を反映した情報が含まれている。表示した時刻は図3.5.4に示した二次元シミュレーションに対応するものである。

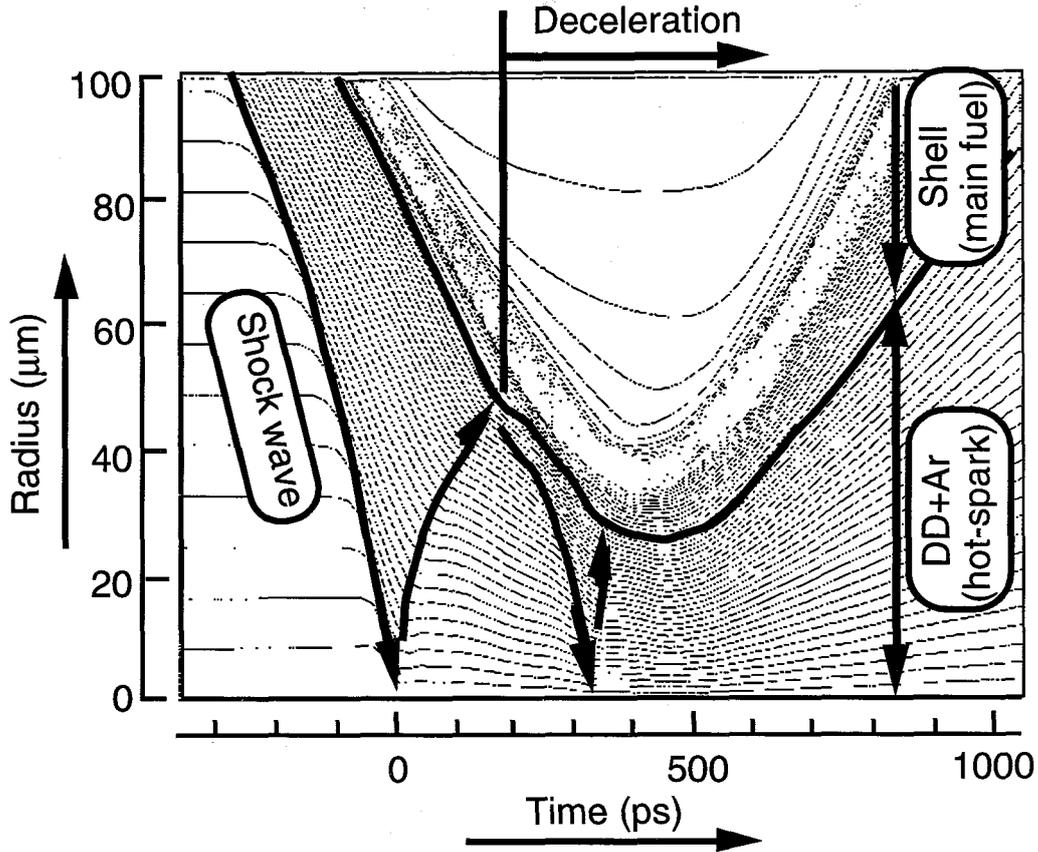


図3.5.4 一次元シミュレーション・コードによる爆縮最終段階の流線図。衝撃波がターゲット中心で衝突する時刻を $t=0$ とした。シェルが減速開始時刻は $t=180$ ps付近である。

図3.5.5 (b) から次のことがわかる。(1) コア形成初期 ($t=0-240$ ps) : コアのX線発光は衝撃波がターゲット中心で衝突する時刻に近い $t=80$ ps付近から現れる。観測されたコアの中央部からX線発光が始まり、低次モードの不均一構造を持ったコアの発光領域が時間とともに広がっている。電子温度もコア内部から温度が上昇し、その領域が時間とともに広がっている。(2) コア形成中期 ($t=250-310$ ps) : コアは横長構造を持ったままX線発光強度及び温度ともに上昇している。特に、 $t=270-310$ psにおいてはCh. B (低エネルギー側チャンネル) がやや縦長でCh. C (高エネルギー側チャンネル) が横長であることに対応し、これらの強度比で求められる温度分布は横長構造を持つ様子が見取れる。即ち、コアの比較的外側の形状は縦長であるにも関わらず、コアのより内部には横長の高温領域が形成されていることになる。二次元形状の縦長あるいは横長の構造は空間的にモード2の非一様性であるが、この結果から爆縮コア・プラズマの形状には単に全体的に横長あるいは縦長ではなく、これらが空間的に重畳し、時間に依存した複雑なふるまいがあることがわかる。この時、コアの大きさは直径約 $50-60 \mu\text{m}$ 程度であり、一次元シミュレーションで計算したガス燃料部の大きさにほぼ一致している。また、シェル減速開始から140 ps後の $t=310$ ps付近までX線発光強度は上昇を維持している。(3) コア形成後期 ($t=320-440$ ps) : $t=320$ ps付近以降、約100 psの間にX線発光領域が縮小し、それと同時に温度もコア周辺から急激に低下している。そし

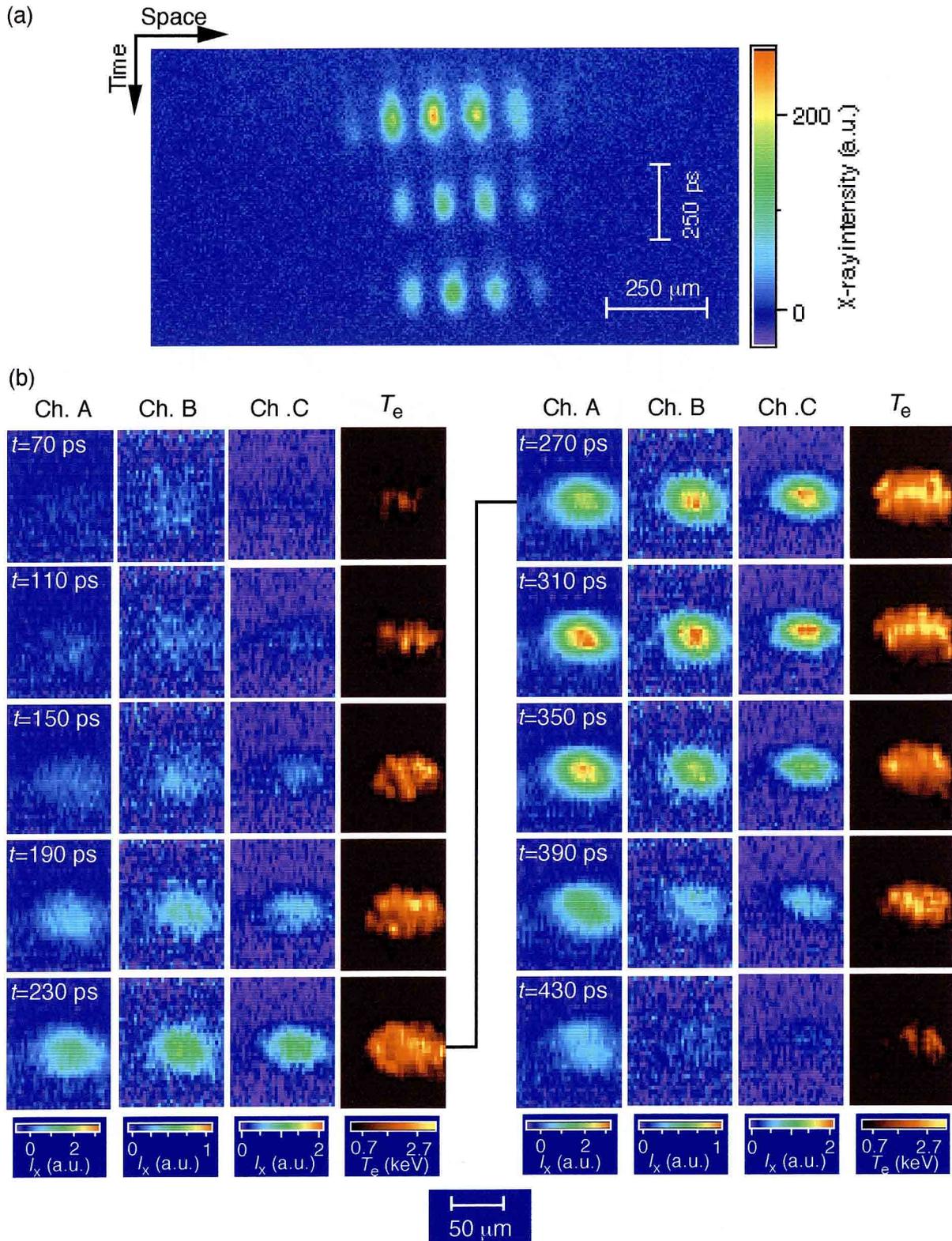


図3.5.5 McMIXS法による爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断. (a)各チャンネルの分割一次元画像セットの時間掃引画像. (b)再構成したCh. A, B, Cの二次元X線画像と T_e の二次元空間分布. それぞれ異なるカラー・バーで色表示した. また, 得られる二次元画像はフレーム時間間隔10 psであるが, 便宜上40 psおきに表示した.

て、 $t=440$ ps付近でコアは観測されなくなる。

次に、コア中央部のX線発光強度及び電子温度の時間発展に着目し、実験結果とシミュレーション結果との比較を行う。図3.5.6にコア中央部でのX線発光強度 (a)、電子温度 (b) の時間プロフィール比較を示す。各チャンネルのコア中心位置はそれぞれのMIXS画像を足し合わせて求めた時間積分二次元画像の発光強度ピーク位置として求めた。また、一次元シミュレーションによるX線発光強度は、視線方向のX線吸収及び発光の空間積分効果、観測X線スペクトル、計測器の分解能等を考慮して計算を行った。そして、電子温度は実験と同様にCh. Bに対するCh. Cの発光強度比から求めた。

図3.5.6から次のことがわかる。(1) 各チャンネルのX線発光強度の実験結果は一次元シミュレーション結果とシェル減速開始から100 ps後の $t=240$ ps以前でよく一致しているが、減速相後半 ($t>300$ ps) から不一致が現れる。(2) 電子温度については、発光初期の低S/N比領域では電子温度値に大きなばらつきが見られる。そして、時刻 $t=240$ ps付近までは、X線発光同様、実験とシミュレーションはよく一致しているが、その後はシミュレーション結果からずれ、時刻 $t=380$ ps付近から急激に温度が低下する。この時刻は図3.5.5 (b) の二次元温度分布が縮小し始める時刻に対応してお

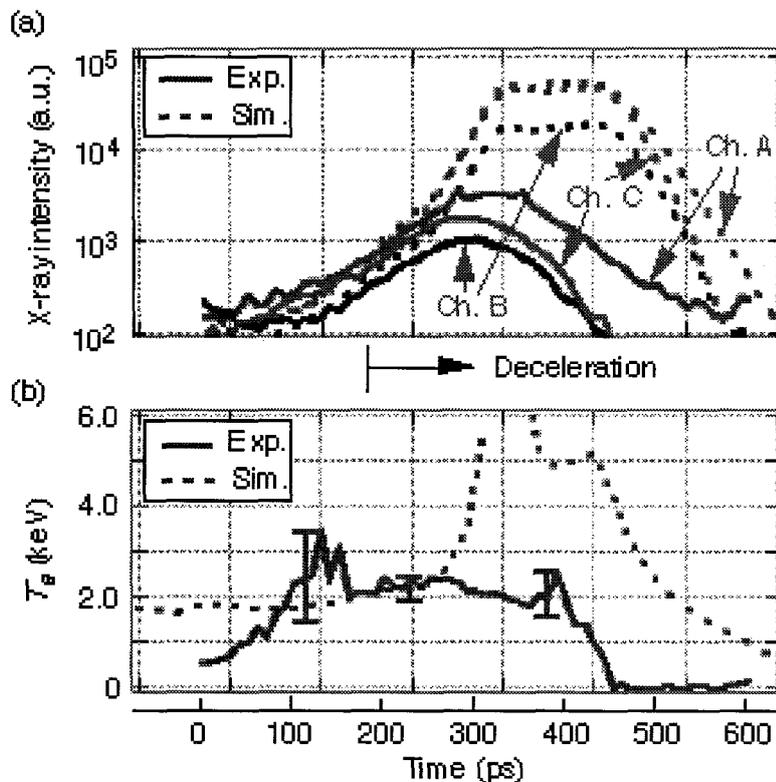


図3.5.6 実験結果と一次元シミュレーション結果との時間プロフィール比較。時刻は図3.5.4の一次元シミュレーションの時刻に対応している。(a) コア中心での各チャンネルのX線発光強度の比較。縦軸のスケールは発光初期 ($t<200$ ps) で実験とシミュレーション結果を一致させた。(b) コア中心部の電子温度の比較。図中のエラー・バーは雑音レベルの信号による誤差を示す。

り、この温度低下がコア周辺からの擾乱によることを示唆している。

以上ようにMcMIXS法を用いて爆縮コア・プラズマの複数スペクトルの二次元X線画像を時間、空間分解計測し、得られた二次元X線及び電子温度分布によって、爆縮の最大圧縮近傍でのコア・プラズマの加熱過程を詳細に調べた。その結果、コアの加熱は衝撃波が衝突する場所であるコア中央部から始まり、形成されたコアには複数モードの非一様性が存在することが観測された。そして、減速相前半については、観測したX線発光強度及び電子温度の時間プロファイルは一次元シミュレーション結果とよく一致するが、シェル減速開始時刻の100 ps後からシェル周辺部からの温度低下を伴いながらコア加熱が阻害されることがわかった。

3.5.4 まとめ

爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスをより詳細に診断するために、MIXS法を多チャンネル化した超高速多重スペクトル二次元X線画像計測 (McMIXS) 法を新たに提案、開発を行い、次に述べることを明らかにした。(1) McMIXS法により、時間分解能20 ps程度、空間分解能15 μm で多重スペクトルの二次元X線画像計測が可能となることを示した。(2) McMIXS法を直接照射型爆縮実験に導入し、コア・プラズマの加熱過程を直接反映している爆縮コア・プラズマの二次元電子温度画像の撮影に成功した。(3) 得られた二次元X線発光形状及び電子温度分布は低次モードの不均一構造を有しており、これらが時間的、空間的に変化していることがわかった。(4) そして、これらの結果を一次元シミュレーションと比較することにより、コア形成初期においてはコア中央部から衝撃波加熱によって温度が上昇し、それが消滅する際にはコア周辺部から温度が低下していること、一次元シミュレーション予測との不一致はシェル減速開始から100 ps後に現れることが等が明らかとなった。

このように、McMIXS法はMIXS, 1D+MIXS法同様、レーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス研究を進める上で極めて有力であり、計算機コードを含むMcMIXS計測法を爆縮コア・プラズマ診断技術として確立した。

また、3.3.4節でのX線発光低下時間はシェル減速開始直後であったのに対し、ここではコア加熱が100 ps程度延長されている。これは、矩形波パルスによる低成長率爆縮と部分コヒーレント光による照射非一様性の低減によって、爆縮の非一様性が抑制されコア加熱が改善されたものと考えられる。しかしながら、加速相における爆縮の非一様性を計測していないため、これ以上定量的な議論をすることはできない。コア・プラズマの加熱過程の定量的な解析によるホット・スパーク形成過程の物理解明については第四章で述べる。

3.6 二次元サンプリングイメージX線ストリーク・カメラ (2D-SIXS) 法の開発

3.6.1 はじめに

爆縮コア・プラズマ診断に要求される時間分解能10 ps, 空間分解能5 μm を同時に実現するには, 高空間分解能を持つ結像デバイスによって光源像をストリーク・カメラの光電面上に結像する必要がある. 多重結像ピンホール・カメラによってストリーク・カメラの光電面上で二次元画像サンプリングを行うMIXS法では, 有限なピンホール径によるX線の回折の制約から実現可能な空間分解能は10 μm 程度に制限され, これ以上の分解能向上は見込めない. しかしながら, 高空間分解能を有する単一結像デバイス (例えば, 改良KB型X線顕微鏡[21]) によってX線ストリーク・カメラの光電面上に結像した光源像を3.2節で述べた二次元画像サンプリングすることにより, 高時間, 高空間分解能 (原理的には2 ps, 5 μm が可能) を同時に実現する二次元X線画像計測が可能となる. ここでは, X線ストリーク・カメラに二次元画像サンプリング技術を応用した超高速二次元X線画像診断技術 (Two-dimensional sampling-image x-ray streak camera: 2D-SIXS[10]) の原理, 設計について述べる. そして, 単一結像デバイスとして高倍率のX線ピンホール・カメラを用いた計測手法の原理実証実験を行い, 2D-SIXS法の実現可能性を実証する.

3.6.2 2D-SIXS法の原理

2D-SIXS法では, 光源像を単一結像デバイスによって拡大し (図3.6.1 (a)), 光電面の前に取り付けたサンプリング・マスクによって光源像全体にわたって二次元画像サンプリングを行い (同図 (b)), ストリーク・カメラにより時間分解計測する (同図 (c)). 得られたサンプリング点の時間掃引画像を計算機メモリー上で再構成することにより, 各時刻における光源の二次元画像を得る (同図 (d)). このような計測手法は可視光のストリーク・カメラを用いて既実証されており[29], ここでは二次元画像サンプリング手法のX線ストリーク・カメラへの適用を試みる. また, これに似た計測手法として二次元的にp-i-nダイオードを配列して二次元サンプリングを実現するイオン・ムービー・カメラがある[30].

単一結像デバイスによって光電面上に倍率 M で拡大された光源像を, $n \times m$ 個のピンホールを二次元的に配列したサンプリング・マスクによって二次元空間的に画像サンプリングし, 各時刻におけるサンプリング点の信号強度を検出する. ここで, n, m はそれぞれ x, y 方向のピンホール列の段数である. サンプリング理論 (3.2節参照) により, x, y 方向の各ピンホール間距離 S_x, S_y は, (3.6.1)式のように空間分解能 Δr の1/2程度あるいはそれ以下に設定すべきであり,

$$S_x, S_y \leq (1/2) \cdot M \cdot \Delta r \quad (3.6.1)$$

となる. また, ストリーク・カメラで時間掃引を行う際に, 隣り合うサンプリング点の掃引画像

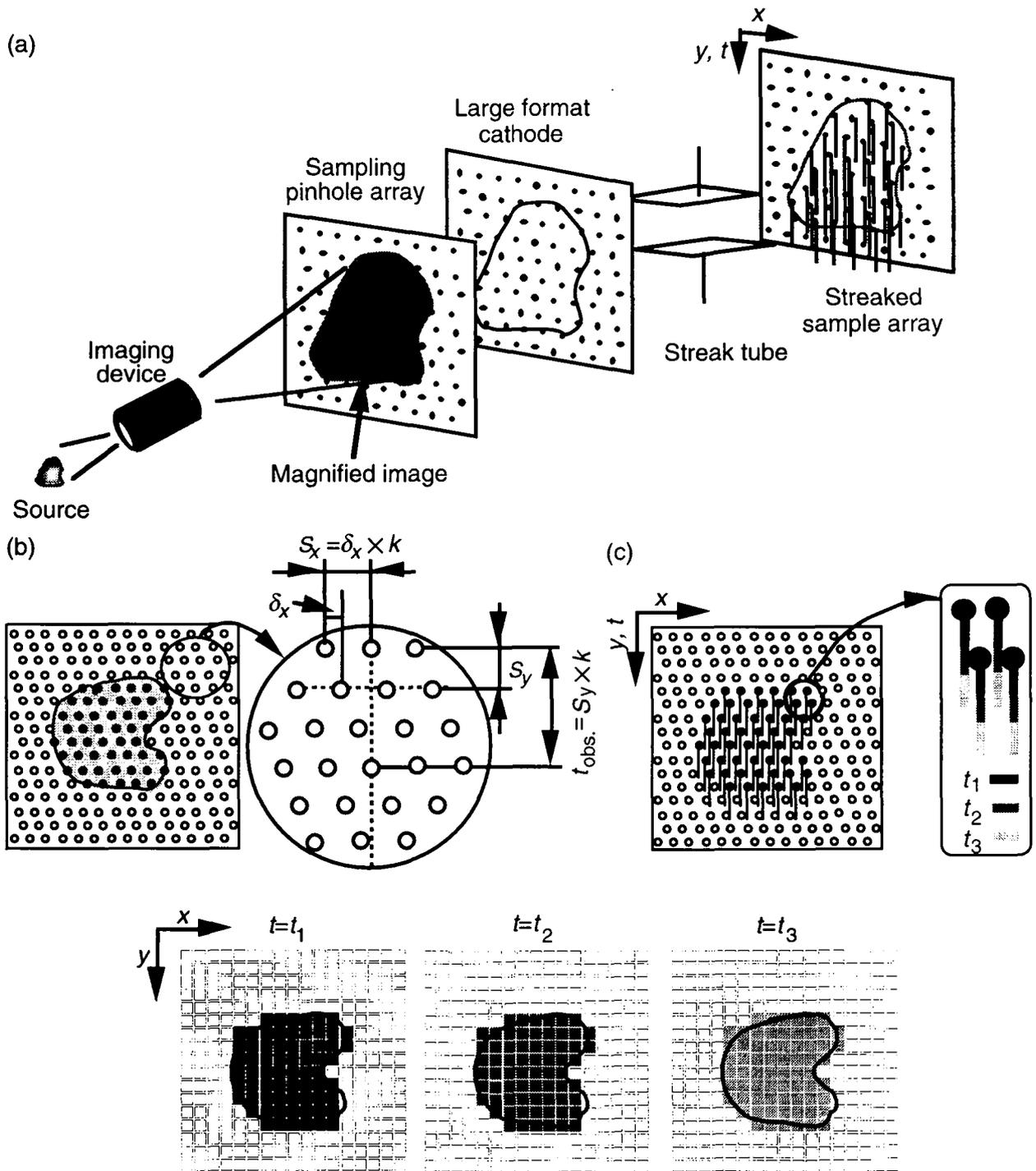


図3.6.1 2D-SIXS法の原理図。(a) 2D-SIXSシステム全体の概略図。(b) 高倍率で光電面上に結像された光源像をサンプリング・マスクによって二次元画像サンプリングを行う。(c) 各サンプリング画像をストリーク管によって時間掃引する。(d) 各サンプリング点における時間掃引画像から、任意の時刻での元の光源の二次元画像を再構成する。

の重なりを避け、かつ時間軸を長く取るために、サンプリング点を一段毎にx方向に δ_x だけずらしてピンホールを配列させる。図3.6.1 (b) にサイクル数 $k=3$ の場合を示した。このようなサンプリング・マスクによって、各サンプリング点で検出される光源の信号強度 I をストリーク・カメラで時間分解計測することにより、元の光源像を時間的に連続で空間的に不連続な関数 $I(x, y, t)$ として計測できる (同図 (c))。同図 (d) で示すように、各サンプリング点の時間掃引情報をそれぞれのサンプリング点の時間軸に焼き直し、同時刻の信号強度を二次元的に画像再構成することにより、元の光源像を得ることができる。画像再生の際に、各サンプリング点の画像要素 ($\Delta x \times \Delta y$) を隣り合ったサンプリング点の信号が重なり合わないよう設定する必要がある。また、これらの画素内での信号を同時刻の信号として扱う。以上のような画像再構成は、計算機メモリー上で容易に行うことができる。

画像再構成を行う際に、考慮すべき画像補正を次に示す。(1) 各ピンホール径のばらつき及びフォトカソードの感度ムラは、それぞれのサンプリング点で異なる感度をもたらすため、これらを補正する必要がある。結像デバイスを取り外し、フォトカソードを一様なX線源で照らし、これらの各サンプリング点の信号強度を用いて観測視野内で同一感度を持つように補正する。(2) ストリーク・カメラの掃引歪みによる画像歪みはサンプリング点の初期位置から容易にわかるため、これを補正する。(3) 画像サンプリングによる空間的に不連続な各画像要素のジョイント部では、信号強度において誤った高周波成分が発生する。これを除去するために、空間分解能の1/2以下程度でのスムージング処理を行う必要がある。ここで、スムージング幅を空間分解能の1/2以下としたのは情報の捏造を避けるためである。ただし、サンプリング距離が計測システムの空間分解能に比べて十分小さい場合は、原理的にはスムージング処理を行う必要はない。(4) 各サンプリング点の時間及び空間に対する位置設定を分解能に比べて十分無視できる精度で行う必要がある。

3.6.3 2D-SIXS法の性能及び特徴 [31]

2D-SIXS法の空間分解能 Δr は空間分解能の1/2程度あるいはそれ以下で画像サンプリングを行えば、結像系の空間広がり Δr_1 、ストリーク管及び画像処理コンピューター上での空間広がり Δr_2 によって決まり、

$$\Delta r = (\Delta r_1^2 + \Delta r_2^2)^{1/2} \quad (3.6.2)$$

で求められる。時間分解能 Δt については、光電子の初速度分布による電子走行時間広がり Δt_1 、蛍光面上での有限な空間解像度による時間広がり Δt_2 、偏向電界による走行時間広がり Δt_3 、読み出し系での時間広がり Δt_4 、画像サンプリングによる時間広がり Δt_5 によって決まり、下式によって求められる。

$$\Delta t = (\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2 + \Delta t_3^2 + \Delta t_4^2 + \Delta t_5^2)^{1/2} \quad (3.6.3)$$

x, y 方向の観測視野については、光電面で光源像全体にわたって二次元画像サンプリングを行うため、光電面のサイズと倍率で制限される。つまり、光電面の有効面積を倍率で割ったものが空間視野となる。また、観測可能時間 $t_{obs.}$ は次式で求められる。ここで、 v はストリーク・カメラの掃引速度である。

$$t_{obs.} = S_y \times k \times v \tag{3.6.4}$$

以上の性能評価手法を用いた2D-SIXS法の将来の設定値及び性能の一例を表3.6.1に示す。単一X線結像デバイスとして倍率120倍のX線顕微鏡、X線ストリーク・カメラとしてHamamatsu C-4575に対する評価を行った。同表中に示したように、爆縮コア・プラズマ診断技術に要求される時間分解能2-10 ps、空間分解能5 μm を原理的に実現することができる。

この計測手法の利点及び欠点を次に示す。(1)単一結像系で良いためX線顕微鏡のような高分解能を有する単一結像デバイスを用いることで、空間分解能の向上を図ることが可能である。(2)同時に、高性能なストリーク・カメラを使用することで、MIXS法と同等の時間分解能を得ることができる。(3)観測波長域は使用するフィルターとフォトカソードの材質の組み合わせを変えることで、容易に選択可能である。(4)高空間分解能を得るためには、高倍率にする必要があり観測視野は狭くなる。(5)高時間分解能を得るためには、ストリーク・カメラを高速掃引にする必要があり、観測可能時間も制限される。

以上のような理由から、2D-SIXS法は慣性核融合での爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス計測や超短パルス・レーザーで生成されたプラズマ計測等の超高速で微小な光源の計測に適していると言える。

表3.6.1 2D-SIXS法の設定及び性能の一例。

結像デバイス	K-B x-ray microscope
結像デバイスの空間分解能	5 μm
倍率	$M=120$
サンプリング数	$n=m=26$ (676 points)
画像サンプリング距離	$S_x=S_y=300 \mu\text{m}$ (on cathode) =2.5 μm (on target)
サイクル数	$k=3$ ($\delta_x=100 \mu\text{m}$ (on cathode))
空間分解能	5 μm (on target)
空間視野	80 \times 80 μm (on target)
時間分解能	2 / 10ps
観測可能時間	60 / 200 ps

3.6.4 2D-SIXS法の原理実証実験

2D-SIXS法の開発に先立ち、この計測法の実現可能性を実証するために原理実証実験を行った。単一結像デバイスとして高倍率のX線ピンホール・カメラを用いて、球ターゲットからのX線発光形状を二次元画像サンプリング及び時間分解計測し、得られた時間掃引サンプリング画像から二次元X線画像の再構成を行った。ただし、本実験は計測原理の実証実験であるため、空間分解能や空間分解能の向上を目的とした実験配置や設定値では行っていない。

単一結像デバイスとして用いたX線ピンホール・カメラの倍率は34.68倍で、ピンホール径は $12.9\ \mu\text{m}$ であった。ブラスト・シールド板として厚さ $25\ \mu\text{m}$ のBeディスクをピンホール・ディスクの前に置いた。サンプリング・マスクは、厚さ $25\ \mu\text{m}$ のTa平板にマイクロ放電加工によって、直径 $50\ \mu\text{m}$ のピンホール $17 \times 17 = 299$ 個を $S_x = S_y = 600\ \mu\text{m}$ ($= 17\ \mu\text{m}$ (on Target)), サイクル数 $k=3$, シフト量 $\delta_x = 200\ \mu\text{m}$ で製作したものを使用した。この光学顕微鏡写真を図3.6.2に示す。

カソード（以後、面カソード）には、 $8\ \text{mm} \times 8\ \text{mm}$ サイズ上に $10\ \mu\text{m}$ 厚のBe基板と $0.03\ \mu\text{m}$ 厚の金を蒸着したものを使用した。広面積を持つ面カソードを使用したことによる光電面からの出射光電子の過大に対する画像ぼけの影響は、サンプル格子として用いた各ピンホール列の総面積が通常のスリット方式と大差ないため、小さいと考えられる。X線の観測波長域は $0.8\ \text{keV}$ 以上であった。また、X線ストリークカメラ、CCDカメラ、画像処理システムには、それぞれ浜松フオトニクス製のC-4575, C-3640, C-3610を使用した。これらの詳細については付録Aの表A.1に示した。

レーザーは激光XII号の3ビームを用い、金をコートした直径 $132\ \mu\text{m}$ の中実球を直接照射した。レーザーの波長は $0.53\ \mu\text{m}$, 1ビーム当たりのエネルギーは $\sim 30\ \text{J}$, 集光条件 d は $-300\ \mu\text{m}$ （ここで、 d はターゲット中心からレーザーの集光点までの距離を示し、負記号は集光点がターゲット中心より集光レンズの反対側にあることを意味している）、パルス波形は矩形波、パルス幅は $500\ \text{ps}$

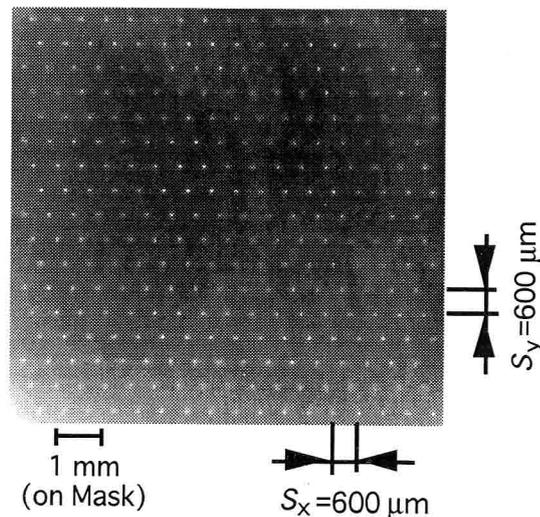


図3.6.2 サンプリング・マスクの光学顕微鏡写真。

であった。そして、金プラズマからのX線発光を2D-SIXS法を用いて二次元画像サンプリング、時間分解計測を行った。

図3.6.3 (a), (b) に結像系を外してフォトカソード全体を一様に照射したサンプリング点全体の静止画像，時間掃引画像をそれぞれ示す。サンプリング列が水平方向に対して少し傾いていることがわかる。これは，サンプリング・マスクをカソードに取り付ける際に生じたものである。静止画像データから二次元画像再構成に必要なサンプリング点の初期位置及びカソード感度分布（ピンホール径のばらつきも含まれる）に関する情報を，時間掃引データからストリーク管の時間掃引歪みに関する情報を得ることができる。

図3.6.4 (a) に計測器から見たレーザーの照射系を，同図 (b) に結像系を付けて二次元画像サンプリングした金コート中実球のX線発光時間掃引データを示す。同図 (a), (b) から，ターゲットにレーザーが照射される場所に強い発光が観測され，X線発光がレーザー・パルス幅約500 ps程度持続していることがわかる。図3.6.4 (b) において，同時刻の各サンプリング点の画像要素 (3×3 pixel = $0.676 \times 0.676 \mu\text{m}$ (on Target)) ごとに二次元再構成（感度補正や適切な空間スムージングも含む）を行うことで，時間分解した二次元X線画像を得ることができる（図3.6.5）。

この原理実証実験での設定に対する空間及び時間分解能の評価について述べる。まず，時間分解能について述べる。500 ps程度と発光時間の長い観測対象を計測するために低速掃引を行ったため，時間分解能は43.5 psであった。空間分解能については，単一結像デバイスとしてX線ピンホール・カメラを使用したため，システム全体の空間分解能がピンホール径で決まり，この場合は13.5 μm 程度であった。実際の画像再構成手順及び分解能評価については参考文献[31]を参照さ

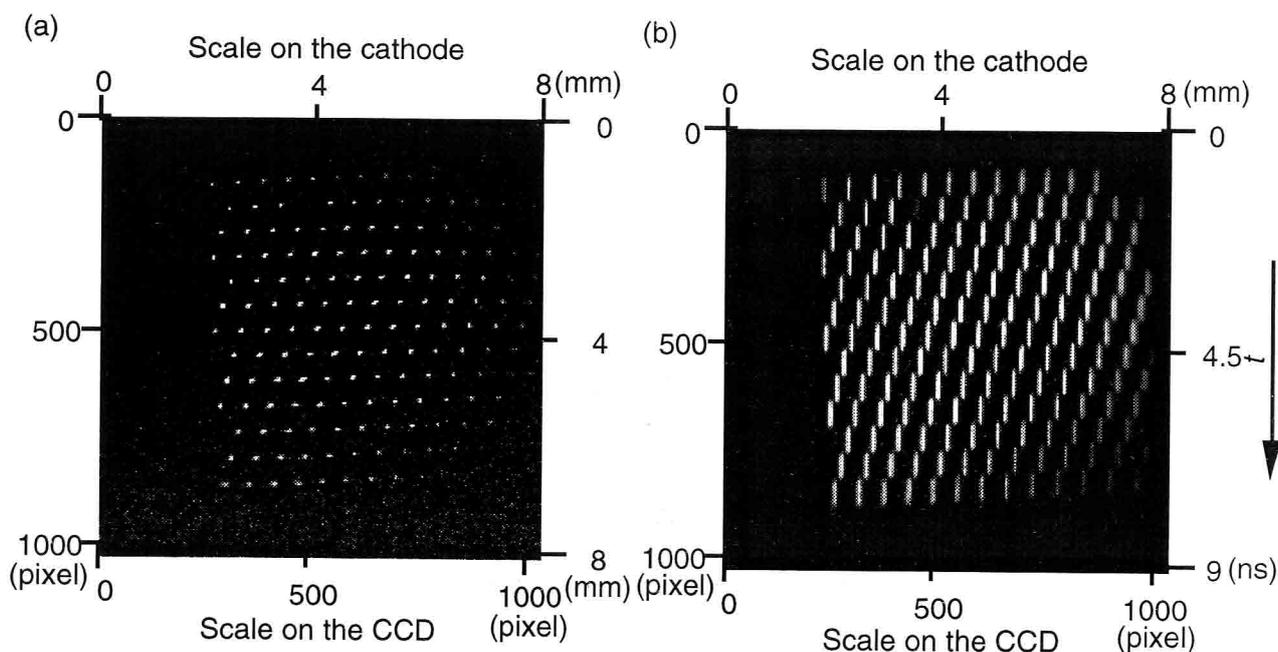


図3.6.3 2D-SIXS法によって観測されたサンプリング点全体の静止画像 (a) と時間掃引画像 (b)。

りたい。

以上の原理実証実験により、次のことがわかった。(1) 球ターゲットのX線発光領域とレーザー・ビームの照射配置に対応する領域がほぼ一致している。(2) 二次元X線再生画像から、発光初期では画面全体にX線の発光が観測されているのに対し、後期からはリング状の発光となり、それが時間とともに広がっている様子が見られる。これはプラズマの膨張によるものであると考えられる。(3) 本来の設計値よりも低倍率の結像系を用いて原理実証実験を行ったため、サンプリング距離がシステム全体の空間分解能より大きく、一部光源の情報を失っている。したがって、情

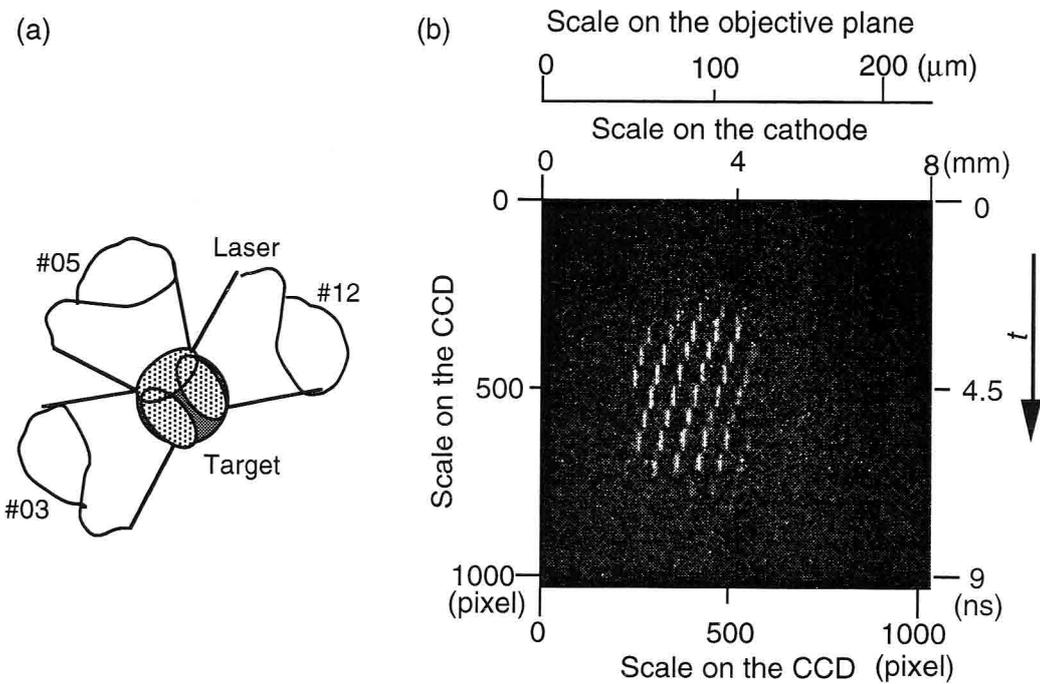


図3.6.4 計測器から見たレーザー照射系 (a) と金コート中実球のX線発光形状を二次元画像サンプリングした時間掃引画像 (b)。

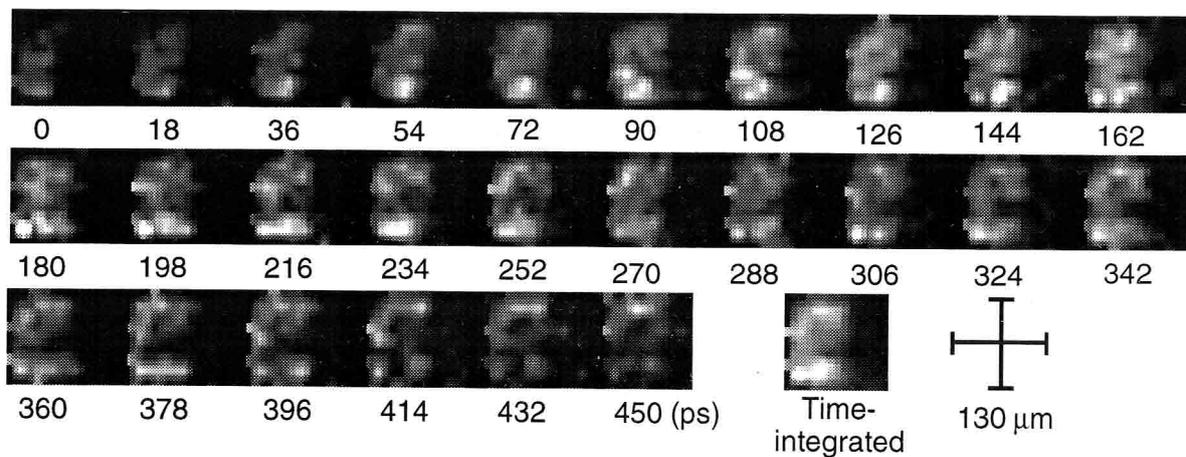


図3.6.5 2D-SIXS法で観測した金コート中実球の時間分解二次元X線画像。フレーム時間間隔は18 psである。

報捏造を避けるために、空間的に適切なスムージング処理を施した。

3.6.5 まとめ

高時間分解能及び高空間分解能を同時に実現する二次元X線画像計測を行うために、二次元画像サンプリングをX線ストリーク・カメラに応用した超高速二次元X線画像診断法(2D-SIXS)を提案し、倍率120の単一結像デバイス(例えばX線顕微鏡)の場合において、時間分解能2 ps、空間分解能5 μm を実現するシステムの設計を行った。また、倍率34.68の結像デバイス(X線ピンホール・カメラ)を用いて原理実証実験を行い、この計測手法の妥当性を実証したが、性能の実測評価及び画像再構成における空間スムージング処理等、改善すべき課題は多い。

このように、高倍率で高分解能を持った単一結像デバイスを接続した2D-SIXS法は慣性核融合での点火プラズマや超短パルス・レーザーによって生成されたプラズマ等の計測に対応可能であり、その開発が待たれる。

3.7 動画的描写手法を用いたレーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断

X線ストリーク・カメラによる超高速二次元X線画像計測法(MIXS, McMIXS法)のように時間的に連続な二次元画像計測器を用いて時間分解した光源の二次元X線及び電子温度画像は、光源の発光時間に比べてシステム全体の時間分解能が十分高い場合、時間的に連続な多数枚の二次元画像として得られる。その際、ゲート型XFC等の画像計測器とは異なり、光源のコマ間の情報を消失することはない。例えば、光源が爆縮コア・プラズマの場合、1ショットの画像データとして約50コマ程度が得られる。これらを時系列に表示して解析する際、そのデータ量は膨大であり、静止画像として1コマずつ見ていたのでは時間的、空間的に変化する現象の特徴を見失う恐れがある。しかし、動画的に描画することにより、観測対象の動的変化をあたかもスローモーションのように目で追うことができ、そのダイナミクスをより直観的に把握することが可能となる。

このような観点から、従来、静止二次元画像として表示していたMIXS, McMIXS法の観測データに動画的描画を取り入れた。その動画作成手順を図3.7.1に示す。(1)再構成された二次元画像は各時刻($t_0, t_1, \dots, t_n, \dots, t_m$)ごとに32ビットのバイナリー・データ形式で保存される。(2)各時刻の二次元画像に対し、画像処理アプリケーションによって画像修正(大きさ、色階調)を行う。さらに、タイトル、空間スケール、及びカラー・バー等を書き加えてPICTファイルとして保存する。(3)動画用アプリケーションを用いて、任意の動画速度(各コマ間隔時間)での二次元画像の動画をQuickTime形式で作成する。以上は、単に連続するコマを一定の動画速度で順次コンピューター画面上に表示するだけであり、容易に多枚数の二次元画像を動画化できる。

開発したシステムにおける動画表示では、時間的にわずか100-200 psの現象を 10^{10} - 10^{11} 倍に

、空間的に50-100 μm を 10^3 - 10^4 倍に拡大して、ピコ秒、ミクロンの世界をあたかも目の現象であるかのごとく人間の感覚でわかるスケールで表示することになる。このように、動画的描画手法はMIXS, McMIXS法等の超高速二次元X線画像計測技術における強力な表示方法であり、レーザー爆縮コア・プラズマのような超高速で微小な現象のダイナミクス解析に適していると言える。

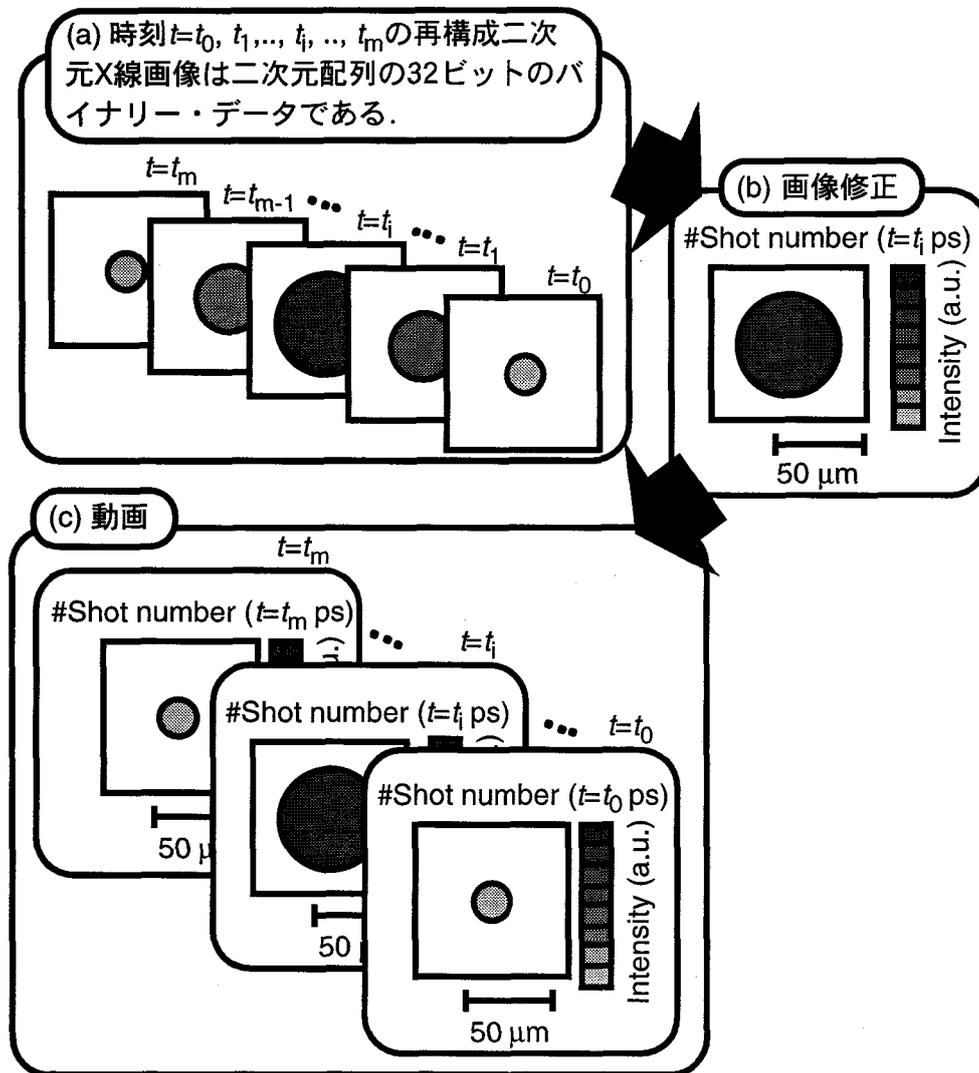


図3.7.1 時間的に連続する多数枚の二次元画像を順次コンピューター画面上に表示させ、動画化を行う。(a) 二次元画像は各時刻ごとにバイナリー・データ形式で保存される。(b) 各時刻の二次元画像に対し画像修正等を行いPICTファイルとして保存する。(c) 任意の動画速度(各コマ間隔時間)での二次元画像の動画をQuickTime形式で作成する。

3.8 まとめ

レーザー核融合点火源となるホット・スパークの形成過程を実験的に評価するためには、爆縮コア・プラズマからのX線発光の時間的、空間的な動的変化を計測することが重要であり、ここでは、爆縮コア・プラズマ診断技術としてX線ストリーク・カメラに画像サンプリング技術を応用した超高速二次元X線画像計測技術の開発を行った。

3.1節では、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断に要求される分解能について触れ、その要求を満足する画像計測器はX線ストリーク・カメラが唯一の計測器であることを明らかにした。

3.2節では、画像サンプリング技術をX線ストリーク・カメラに応用することにより、時間分解、二次元空間分解計測が可能となることを明らかにした。そして、光源の情報を正確に再現するために必要な画像サンプリングの必要条件を示した。

3.3節では、爆縮コア・プラズマ診断に要求される時間分解能を満足させるために、MIXS法の開発を行った。MIXS法では多重結像ピンホール・カメラとカソード・スリットの組み合わせにより、光電面上で一次元画像サンプリングを実現する。この画像サンプリングしたデータの適切な二次元画像再構成手法を示し、爆縮コア・プラズマからのX線発光の二次元形状を時間分解能約10 ps、空間分解能約15 μm で世界で初めて撮像することに成功した。得られた発光形状は低次元モードの不均一構造を有しており、これらが時間的、空間的に変化していることがわかった。

3.4節では、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスの実験結果とシミュレーション結果間の時間原点設定を正確に行うために、通常の一次元結像法とMIXS結像法を組み合わせた1D+MIXS法の開発を行った。1D+MIXS法によって、一台のX線ストリーク・カメラで加速相におけるシェルの時間軌跡と減速相における爆縮コア・プラズマの二次元X線画像を同一の時間軸によって記述できること、実験結果とシミュレーション結果間で加速相におけるシェル軌跡を一致させることによって実験とシミュレーションとの比較が ± 30 ps程度の精度で可能となることを示した。

3.5節では、爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスをより詳細に診断するために、MIXS法を多チャンネル化した超高速多重スペクトル二次元X線画像計測 (McMIXS) 法の開発を行った。この計測手法により、時間分解能20 ps、空間分解能15 μm で複数スペクトルの二次元X線画像計測が可能となることを示し、これを直接照射型爆縮実験に導入し、コア・プラズマの加熱過程を直接反映している爆縮コア・プラズマの二次元電子温度分布の撮影に成功した。

3.6節では、爆縮コア・プラズマ診断に必要な高時間、高空間分解能を同時に実現する、二次元画像サンプリングを応用した2D-SIXS法の提案及び設計を行った。そして、この計測手法の原理実証実験を行い、この計測原理の実現可能性を実証した。

3.7節では、超高速二次元X線画像計測技術によって得られた多枚数の二次元X線画像を動的描写手法を用いて表示することにより、爆縮コア・プラズマが時間的に移動、変形する様子をより効果的、直観的に把握できることを示した。そして、動的描写手法が超高速二次元X線画

像計測技術における強力な表示方法であり、レーザー爆縮コア・プラズマのような超高速で微小な現象のダイナミクス解析に適していることを示した。

以上のように、X線ストリーク・カメラに画像サンプリング技術を応用した超高速二次元X線画像計測技術 (MIXS, 1D+MIXS, McMIXS, 2D-SIXS法) は、レーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断を行う上で極めて有力であり、まだ原理実証段階にある2D-SIXS法を除いた、これらの計測手法を爆縮コア・プラズマ診断技術として確立した。

第三章の参考文献

- [1] M. Katayama, M. Nakai, T. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 124 (1991).
- [2] D. K. Bradley, P. M. Bell, J. D. Kilkenny, R. Hanks, O. Landen, P. A. Jaanimagi, P. W. McKenty, and C. P. Verdon, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4813 (1992).
- [3] K. Kondo *et al.*, *Annual Progress Report 1995 of Institute of Laser Engineering, Osaka University*, 173 (1995).
- [4] H. Shiraga, N. Miyanaga, M. Heya, M. Nakasuji, Y. Aoki, H. Azechi, T. Yamanaka, and K. Mima, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 745 (1997) and references therein.
- [5] 例えば, 近藤文治, 藤井克彦, 制御工学 (オーム社, 1972), 第五章.
- [6] 例えば, 長尾真, デジタル画像処理 (近代科学社, 1978), 第四章.
- [7] H. Shiraga, M. Heya, A. Fujishima, O. Maegawa, K. Shimada, Y. Kato, T. Yamanaka, and S. Nakai, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 722 (1995) and references therein.
- [8] H. Shiraga, M. Heya, M. Nakasuji, N. Miyanaga, H. Azechi, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 828 (1997).
- [9] M. Heya, M. Nakasuji, H. Shiraga, N. Miyanaga, H. Azechi, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 820 (1997).
- [10] H. Shiraga, M. Nakasuji, M. Heya, and N. Miyanaga, to be published in 1999 January issue of *Rev. Sci. Instrum.*.
- [11] 白神宏之, プラズマ・核融合学会誌 第73巻, 100 (1997) .
- [12] C. Yamanaka *et al.*, *Nucl. Fusion* **27**, 19 (1987).
- [13] 部谷学, 大阪大学学士論文, 第三章 (1995) .
- [14] 高橋聡 (浜松フォトエレクトロニクス株式会社), 私信 (1993) .
- [15] B. L. Henke, J. P. Knauser and K. Premaratne, *J. Appl. Phys.* **52**, 1509 (1981).
- [16] B. A. Remington, B. A. Hammel, O. L. Landen and R. A. Pasha, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 5083 (1992).
- [17] B. A. Remington, S. G. Glendinning, R. J. Wallace, S. Rothman, and R. Morales, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 5080 (1992).

- [18] B. L. Henke, Atomic Data and Nuclear Data Tables, X-ray INTERACTIONS (1993).
- [19] E. B. Saloman, J. S. Pearlman and B. L. Henke, Appl. Opt. 19, 749 (1980).
- [20] M. P. Kowalski, G. G. Fritz, R. G. Cruddace, A. E. Unzicker and N. Swanson, Appl. Opt. 25, 2440 (1986).
- [21] R. Kodama, H. Shiraga, N. Miyanaga, T. Matsushita, M. Nakai, H. Azechi, K. Mima, and Y. Kato, Rev. Sci. Instrum. 68, 824 (1997).
- [22] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. 53, 1057 (1984).
- [23] H. Takabe *et al.*, Phys. Fluids 28, 3676 (1985).
- [24] 宮永憲明：核融合研究68別冊, 49 (1992).
- [25] H. Nakano, N. Miyanaga, K. Yagi, K. Tsubakimoto, T. Kanabe, M. Nakatsuka, and S. Nakai, Appl. Phys. Lett. 63, 580 (1993).
- [26] P. Lee and M. Rosen, Phys. Rev. Lett. 42, 236 (1979).
- [27] Ya. B. Zel'dovich, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, ACADEMIC PRESS, Chapter V (1966).
- [28] 中筋幹夫, 大阪大学修士論文, 第二章 (1997) .
- [29] H. Niu, T. Chao, and W. Shibbett, Rev. Sci. Instrum. 52, 1190 (1981).
- [30] W. A. Stygar, L. P. Mix, R. J. Leeper, J. Maenchen, D. F. Wenger, C. R. Mattson, and D. J. Muron, Rev. Sci. Instrum. 63, 4860 (1992); L. P. Mix, W. A. Stygar, R. J. Leeper, J. Maenchen, and D. F. Wenger, *ibid.* 63, 4863 (1992).
- [31] 中筋幹夫, 大阪大学修士論文, 第三章 (1997) .

第四章 爆縮の低次モード非一様性とその爆縮コア・プラズマの一様性

4.1 はじめに

第二章で述べたように、爆縮の最終段階におけるコア・プラズマ加熱の妨げとなる爆縮の非一様性は(1)短波長の擾乱(高次モード非一様性)と(2)長波長の擾乱(低次モード非一様性)とに大別して考えることができる。前者(1)はレーザー照射の高次モード非一様性やターゲットの初期表面粗さ等を種とし、加速相においてR-T不安定性となり時間とともに指数関数的に成長する。増大したこの擾乱は減速相においてガス燃料/シェル境界面上の低温のシェルが高温のガス燃料部に侵入する、流体混合を引き起こし、コア・プラズマの加熱を阻害する。一方、後者(2)はレーザー照射の低次モード非一様性やターゲットの初期位置ずれ等に起因し、加速相でのR-T不安定性による成長は比較的小さいが、初期加熱相で与えられる初期擾乱の振幅が高次モード非一様性と比べて大きい。そして、この低次モード非一様性は、加速相において非一様な加速により増大し、減速相で爆縮コア・プラズマを三次元的に変形させ、コア・プラズマ加熱を阻害する要因となる。特に、本章で取り上げるモード1の非一様性は非対称な非一様性であり、爆縮コア全体を移動させ、シェルによるガス燃料部の閉じ込めを妨げ、最終的にはシェルがスパイクとなってガス燃料部を吹き飛ばしてしまう。実際の爆縮では、これら両者(1),(2)の非一様性が結合してコア・プラズマ加熱を阻害していると考えられる。

本章では、加速相における爆縮の低次モード非一様性による爆縮コアの変形がその加熱過程に及ぼす影響に着目し、R-T不安定性の低成長率及び爆縮の低半径圧縮率の条件下、即ち高次モード非一様性のコア加熱への影響が無視できる領域(第二章での図2.3.2で示した領域C)における爆縮実験を行った。そして、加速相から減速相までの爆縮全体のダイナミクスを第三章で開発した超高速二次元X線画像計測技術を中心とする多数のX線計測法及び中性子計測法を用いて、多方向から総合的な計測を行った。得られた実験結果と一次元及び二次元シミュレーション・コードとの比較により、(1)非対称な非一様性(モード1)と対称な非一様性(例えばモード6)からなるマルチモードの爆縮非一様性によって爆縮コアが変形及び移動し、その結果、減速相後半においてコア・プラズマが急激に冷却され、実験結果をよく再現すること；(2)これらの非一様性の低減によってコア・プラズマの加熱が改善されること等を明らかにする。

4.2 爆縮実験条件及び実験結果

4.2.1 爆縮実験条件と実験配置図

直接照射による爆縮実験は激光XII号ガラス・レーザー装置[1]からの部分コヒーレント光

[2]を用いて行った。部分コヒーレント光によってモード $l=20$ 以上の中間から高次モードの照射非一様性を1%程度あるいはそれ以下まで抑制できる[3]。ここで、 l は球面調和関数のLegendre関数のモード数であり、照射非一様性 σ_{rms} (%)は各モードに対する照射非一様性 σ_l の二乗和として $\sigma_{\text{rms}} = (\sum \sigma_l^2)^{1/2}$ で評価される[4]。レーザーの波長は $0.527 \mu\text{m}$ で、エネルギーは $\sim 3.0 \text{ kJ}$ 、パルス波形は 1.6 ns の矩形波でその 0.4 ns 前に 0.2 ns のプレパルス付のものを使用した。12本のビーム間のパワー・インバランスは $\pm 10\%$ 程度以下に制御した。集光条件 $d/R=3$ あるいは -4 において、ランダム位相板 (RPP) [5]と $F/3$ レンズによって球殻ターゲットを照射した。ここで、 d はターゲット中心からレーザーの集光点までの距離、 R はターゲットの初期半径を示し、負符号は集光点がチャンバー中心よりレンズの反対側にあることを意味している。

使用したターゲットはプラスチック・シェルに燃料ガスとして H_2 ($=6 \text{ atm}$)、 D_2 ($=4 \text{ atm}$)と計測用シード・ガスとして Ar ($=0.025 \text{ atm}$)、 T_2 ($=0.02 \text{ atm}$)を充填したものであり、常温で充填ガスのリークを防止するためにプラスチック・シェルの外側に $0.03 \mu\text{m}$ 厚の Al をコートした。ターゲット直径は $\sim 500 \mu\text{m}$ 、シェル厚は $\sim 7 \mu\text{m}$ であった。シェルの真球性は99%以上であり、その厚さの非一様性は1%以下であった。そして、ターゲットの中心をチャンバー中心に精度 $10 \mu\text{m}$ 程度でセットした。

以上の実験条件により、図2.3.2に示した領域Cにおける低圧縮、低成長率条件下での安定な爆縮を実現し、爆縮の低次モード非一様性による爆縮コア・ダイナミクスへの影響に着目した爆縮実験を行った。加速相から減速相までの爆縮ダイナミクス全体を三台のX線ピンホール・カメラ (XPC-1, -2, -3)、X線フレーミング・カメラ (XFC) [6]、1D+MIXS法 (3.4節参照)、McMIXS法 (3.5節参照)、中性子スペクトロメーター (MANDALA) [7]によって多方向からの計測を行なった (図4.2.1)。各計測器の詳細については各小節で述べる。

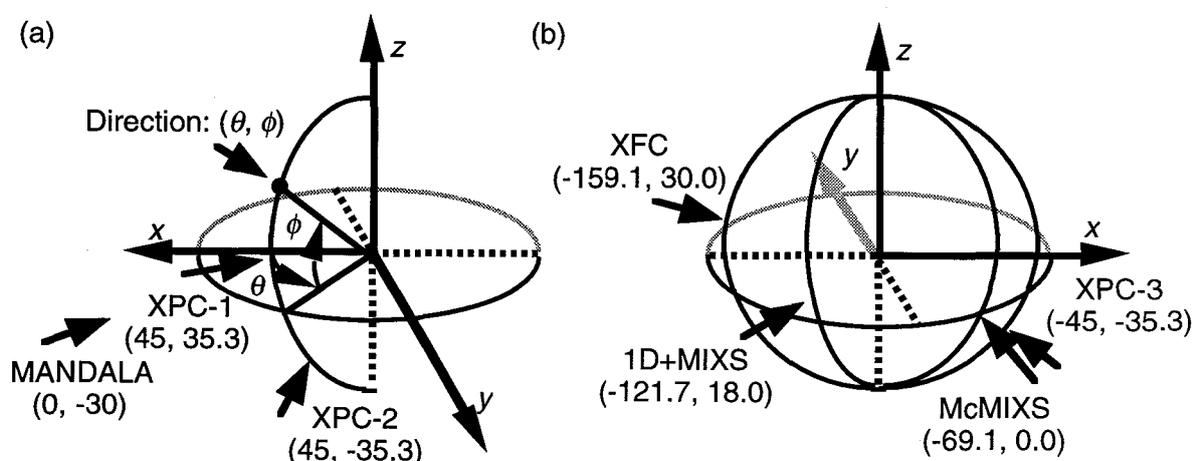


図4.2.1 ある方向から見た計測器配置図 (a) と反対側から見た配置図 (b). 各計測器の観測方向を $(\theta(\text{deg}), \phi(\text{deg}))$ 座標で示す。

4.2.2 実験結果

ここでは、爆縮のモード1の非一様性が顕著に現れる場合(#19714: Case A)と現れない場合(#19717: Case B)の代表的な二つの爆縮実験において、加速相から減速相までの爆縮ダイナミクス全体の低次モード非一様性を比較し、解析を行う。モード1の爆縮非一様性は、加速相においてはシェル全体のチャンバー中心からの変位として、減速相においては爆縮コア・プラズマのチャンバー中心からの変位として実験的に評価できる。これらの変位量及び方向を正確に求めるためには多方向からの二次元画像計測が必要である。4.2.2.1節では、爆縮コアのチャンバー中心からの変位を求めるために、三台のXPCを用いて爆縮コア・プラズマを三方向から時間積分二次元X線画像計測した結果について述べる。4.2.2.2節では、爆縮途上のシェル時間軌跡をXFCで計測した結果から、XPCで観測した爆縮コアの変位が加速相におけるモード1の爆縮非一様性によるものであることを示す。4.2.2.3-4.2.2.5節では、1D+MIXS, McMIXS, MANDALA法による観測結果から、モード1の爆縮非一様性とその爆縮コア性能及びコア・ダイナミクスとの間に顕著な依存性があることを明らかにする。

4.2.2.1 X線ピンホール・カメラによる爆縮コアの低次モード非一様性診断

爆縮コア・プラズマの三次元的なチャンバー中心からの変位を計測するために、X線CCDカメラに接続した三台のX線ピンホール・カメラ(XPC-1, -2, -3)による時間積分二次元X線画像計測を行った。各XPCの空間分解能は $\sim 15 \mu\text{m}$ 、観測X線波長領域は1.6 keV以上であった。また、各XPCの観測方向を $(\theta(\text{deg}), \phi(\text{deg}))$ 座標で表示すると、XPC-1は(45, 35.3)、XPC-2は(45, -35.3)、XPC-3は(-45, -35.3)であり、各XPCの観測方向はほぼ直交していた(図4.2.1)。

図4.2.2 (a), (b)にCase A, Bの爆縮コア・プラズマの時間積分二次元X線画像を示す。ここでは、時間とともに変化する爆縮コア・プラズマの中心位置を時間積分した発光強度最大値の空間位置として求めた。各画像内の白い点線の交点はチャンバー中心を、黒い十字の交点は爆縮コアの中心位置を示している。各XPCの観測平面上でのチャンバー中心位置は、Auをコートした十字ターゲットを用いた空間原点較正ショット(3.3.2.3(b)節参照)を行い、各十字ターゲットの交点によって実験的に求めた。チャンバー中心及び爆縮コア中心の位置設定精度はCCDカメラ上の最小画素 $\pm 1 \text{ pixel}$ (光源上で $5 \mu\text{m}$ 程度)であった。また、十字ターゲットの設定精度は数 μm 以下と小さく無視した。

図4.2.2 (a), (b)から、爆縮コアの中心位置がチャンバー中心から変位していることがわかる。このようなコアの変位はモード1の爆縮非一様性によって生じる。爆縮コアのチャンバー中心からの変位量及び方向はXPCデータを用いて三次元空間の幾何学的計算によって求めることができる。ここでは、XSC-1, -2のデータを用いて爆縮コアの中心位置を導出した。同図(c)にCase A, Bの

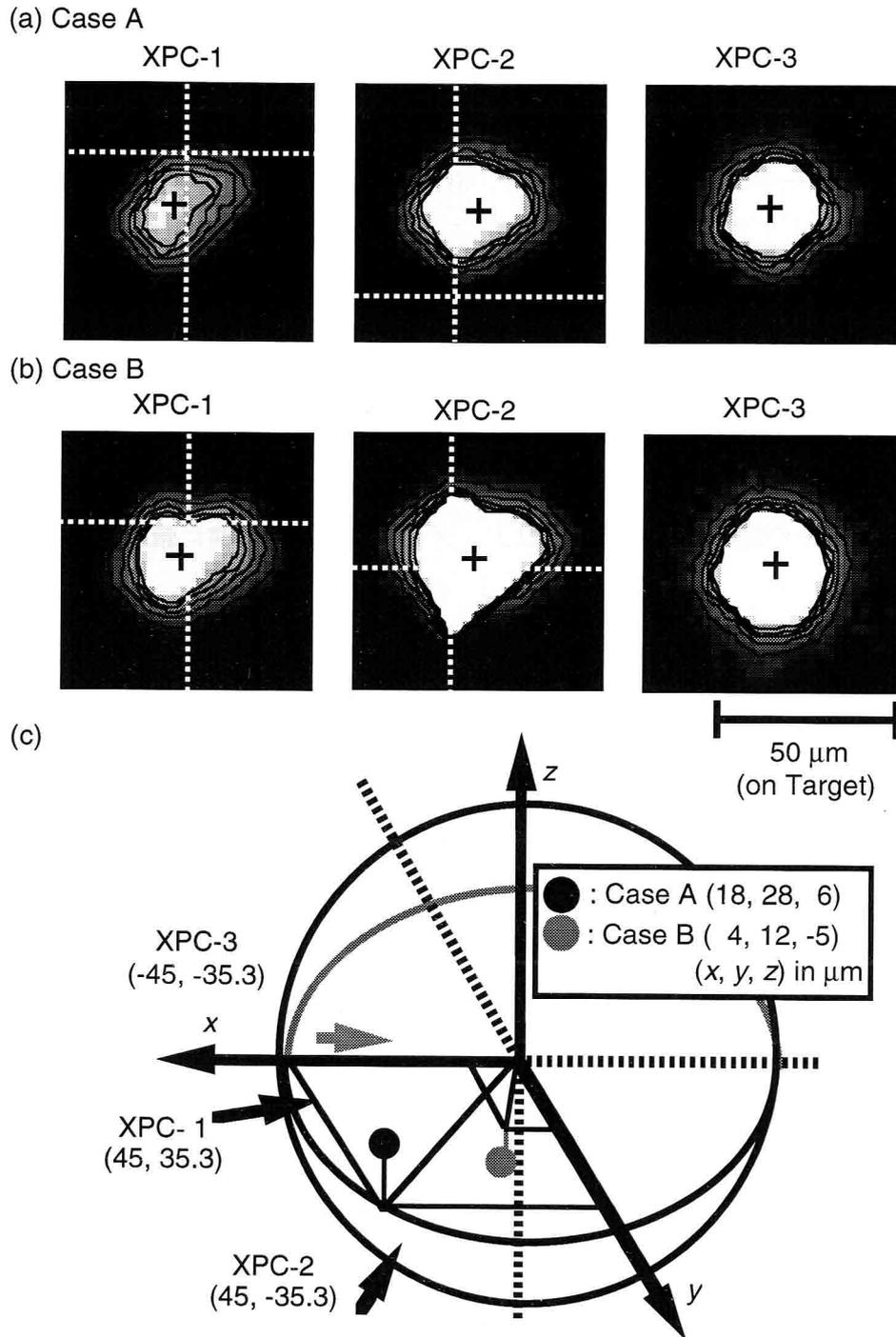


図4.2.2 Case A (a), Case B (b) のXPC-1, 2, 3で観測したコアの時間積分二次元X線画像. コア中央部の画像は飽和している. 白い点線の交点がチャンバー中心を, 黒い十字の交点がコア中心を示している. XPC-3はチャンバー中心位置計測に失敗したため, チャンバー中心位置を画像内に示していない. (c) (x, y, z)座標によって表示した三次元的な爆縮コアの中心位置.

爆縮コアの中心位置を (x, y, z) 座標で示す。爆縮コアの変位量はチャンバー中心からコア中心までの距離として定義した。それぞれの爆縮コア変位位置及び変位量は、Case Aが $(18 \mu\text{m}, 28 \mu\text{m}, 6 \mu\text{m})$ で $34 \pm 7 \mu\text{m}$ 、Case Bが $(4 \mu\text{m}, 12 \mu\text{m}, -5 \mu\text{m})$ で $14 \pm 6 \mu\text{m}$ であった。これらの誤差は中心位置設定精度によるものである。その他に、不均一構造を持つ光源の三次元的な絶対座標を求める際に、その構造や観測方向に依存した誤差が生じる。この誤差評価には爆縮コア・プラズマの不均一構造を三次元的に計測する必要がある。本爆縮実験ではこのデータを取得していないため詳細な誤差評価を行うことはできない。しかしながら、Case A, Bの変位量の相違はコア半径程度と大きく、観測対象の不均一構造から生じる誤差はこれよりも小さいと考えられる。また、球ターゲットのチャンバー中心からの初期位置ずれは、レーザー照射のモード1非一様性と等価であるため、爆縮コアの変位位置に対する誤差評価には考慮しなかった。

このように、Case A, B間にはコアの変位量及び方向に明らかな違いが観測され、Case Aの方がCase Bよりもモード1の爆縮非一様性が大きいことがわかった。既述したように、このモード1の爆縮非一様性は爆縮ダイナミクスに非対称な非一様性を与え、シェル（あるいはコア）全体を移動させる。そして、シェルによるガス燃料部の閉じ込めを妨げ、安定なホット・スパーク形成を阻害する。

4.2.2.2 X線フレーミング・カメラによる加速相での爆縮の低次モード非一様性診断

4.2.2.1節で観測されたCase A, B間での爆縮コア変位の相違は、加速相でのモード1の爆縮非一様性の相違によって生じると考えられる。ここでは、加速相におけるシェル形状の低次モード非一様性を評価するためにX線フレーミング・カメラ (XFC) [6]を用いた。使用したXFCの空間分解能は $18 \mu\text{m}$ 、時間分解能は 80 ps 、観測波長域は金カソードと $20 \mu\text{m}$ 厚のBeフィルターとの組み合わせによって 0.8 keV 以上に設定した。

図4.2.3にXFCによって観測されたCase Aの時間分解、二次元空間分解データを示す。チャンバー中心の位置はCCDカメラの最小画素である $\pm 1 \text{ pixel}$ 程度の精度（光源上で $\pm 5 \mu\text{m}$ に相当）で実験的に求め、その座標を $(x_{\text{XFC}}, y_{\text{XFC}}) = (0, 0)$ として定義した。カソード感度分布により各画像間でX線発光強度に違いが生じる。特に、フレーム3ではカソードの低感度のため、他の画像に比べて見かけ上の発光が弱くなっている。同図より、(1)ターゲットが時間とともに収縮し、フレーム6には爆縮コアからのX線発光が観測されていること；(2)爆縮しているターゲットの中心は時間とともにチャンバー中心から左上方向にずれていくこと；(3)シェル形状が時間とともに歪んでいくこと、等がわかる。

加速相での爆縮ダイナミクスに関する実験結果と一次元シミュレーションとを比較するために、一次元ラグランジアン流体コード” ILESTA_1D” [8]を使用した。図4.2.4にILESTA_1Dによる流線図を示す。一次元シミュレーションによる最大X線発光位置の時間軌跡を破線で示す。この

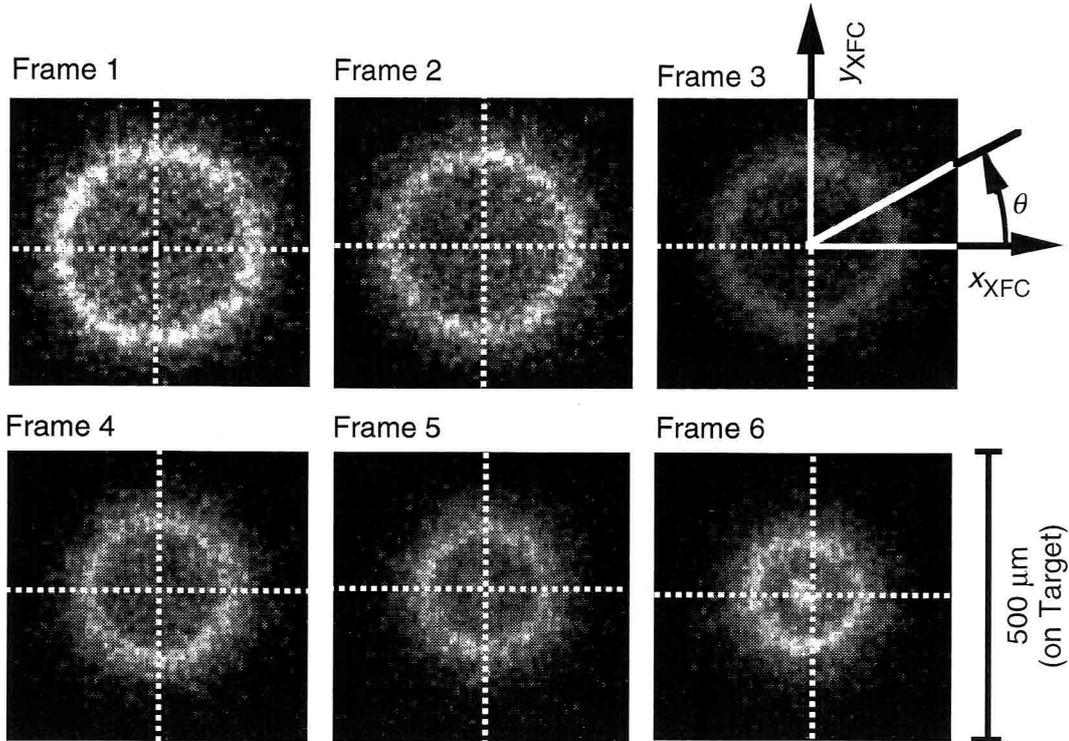


図4.2.3 XFCによって観測されたCase Aの時間分解，二次元空間分解データ．フレーム時間間隔は100 psである． θ は円周方向の角度を示している．また，XFCの観測平面の座標を (x_{XFC}, y_{XFC}) によって示す．白い点線の交点がチャンバー中心を示している．

導出の際，視線方向のX線の吸収及び発光の空間積分効果，計測の分解能，観測X線スペクトルを考慮した．一方，各フレームに対応する最大X線発光の平均位置を○印で表示する．最大X線発光の平均位置は図4.2.3に示した各フレーム画像において，チャンバー中心からX線発光ピーク位置までの距離を円周方向の角度ごとに求め，それらを平均したものである．

図4.2.4より，観測された最大X線発光位置と一次元シミュレーションによる最大X線発光，最大圧力，最大密度とはよく一致しており，これらすべては爆縮しているシェルの外側にあるアブレーション・フロント近傍に位置していることがわかる．このように，観測されたシェルの時間軌跡は一次元シミュレーションによって忠実に記述でき，シェルからの最大X線発光位置はアブレーション・フロントの位置を示している．即ち，図4.2.3に示したXFCで観測した二次元X線画像はXFCの観測平面に投影したアブレーション・フロントの二次元空間分布であり，これを用いて加速相における爆縮途上のシェルの低次モード非一様性を評価することができる．

図4.2.5に爆縮途上のシェル形状の低次モード非一様性に関するモード展開結果を示す．同図(a)に最大X線発光位置の円周方向プロファイルを示す．縦軸のスケールはターゲットの初期半径で規格化したものである．明らかにCase BよりもCase Aの方がシェルの非一様性が大きいことがわかる．計測した時間領域内でシェルの爆縮速度が時間的に一定であるという仮定の下に，こ

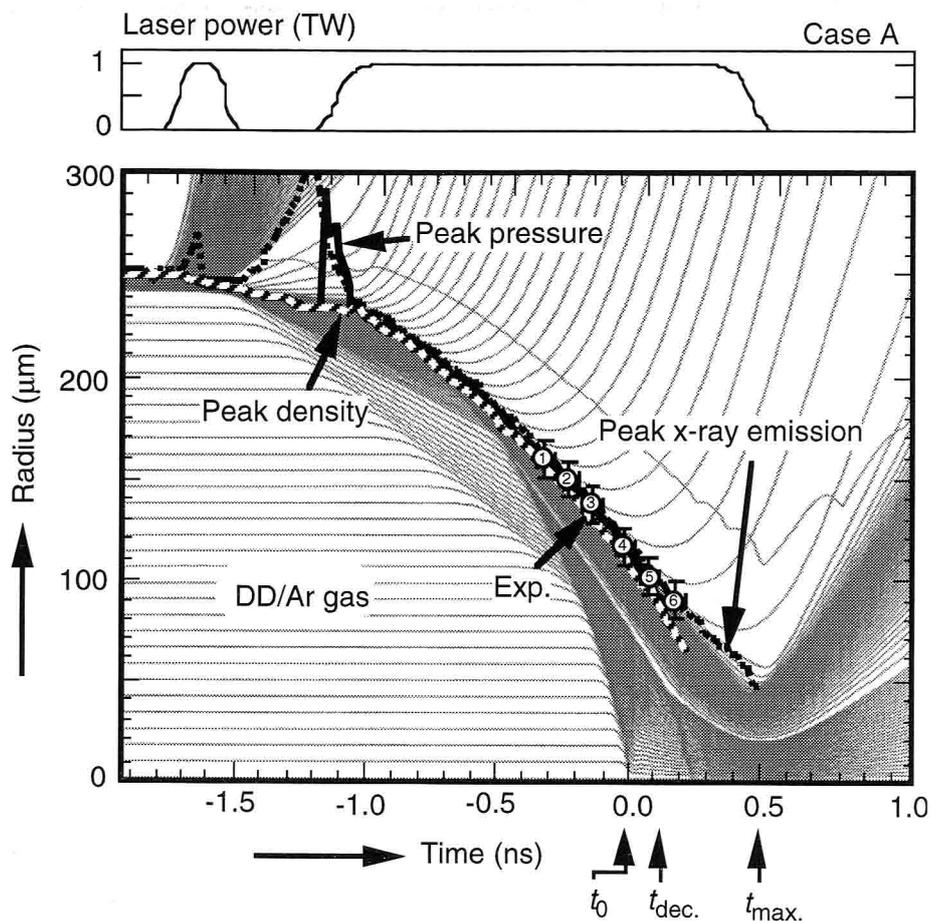


図4.2.4 ILESTA_1DによるCase Aに対する流線図. また, 最大X線発光位置, 最大圧力位置, 最大密度位置のシミュレーション結果と最大X線発光位置の実験結果の時間軌跡を示す. 衝撃波が中心で初めて衝突する時刻を $t=t_0$ ($=0$ ns), 減速開始時刻を $t=t_{dec}$, 最大圧縮時刻を $t=t_{max}$ として表示する.

これらの最大発光位置情報から線形フィッティングを用いて爆縮速度を求めることができる. 同図(b)に爆縮速度の円周方向の空間分布を示す. 同図(a)位置, (b)速度のデータから, 最初に衝撃波がターゲット中心で衝突する時刻 $t=t_0$ での最大発光の空間位置を求めることができる. 同図(c), (d)に時刻 $t=t_0$ での発光位置(アブレーション・フロントの位置), 爆縮速度のモード展開結果をそれぞれ示す. ここで示したモード数は球面調和関数のLegendre関数のモード数ではなく, XFCの観測平面における円周展開に対するモード数である. また, 表示したエラー・バーはチャンバー中心位置設定の誤差とCCDの熱雑音による誤差であり, XFCの時間分解能及びパルス電圧の有限な伝播速度による誤差はこれらよりも小さく無視した.

図4.2.5から, シェル形状にはモード12以下の低次モード非一様性があることがわかる. それ以上の高次モード(≥ 15)に対しては空間分解能の限界から観測できない. そして, 発光位置(シェルの半径)はCase Aでは $\theta=130-170$ deg方向に, Case Bでは $\theta=180-220$ deg (Case B)の方向に

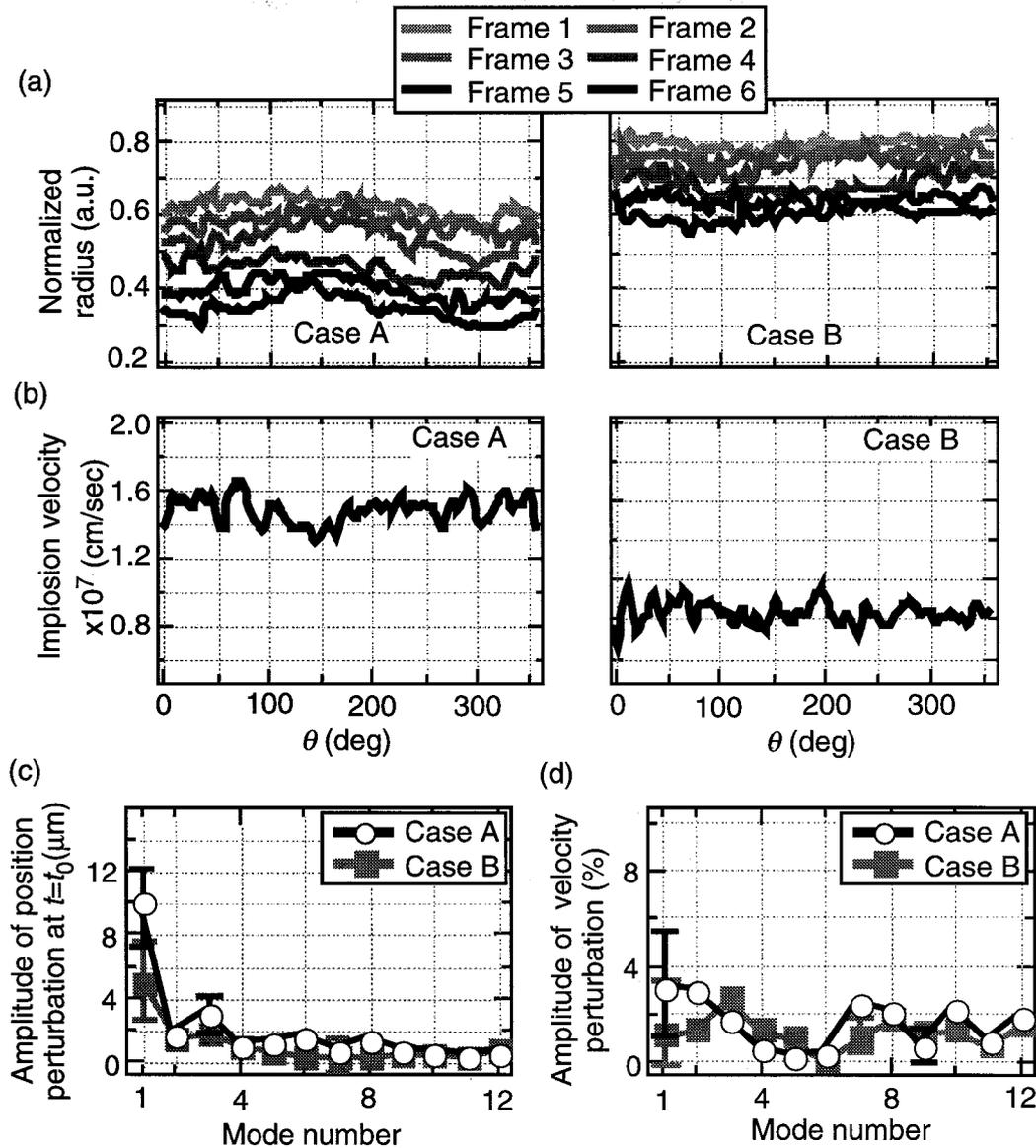


図4.2.5 爆縮途上のシェルの低次モード非一様性のモード解析結果. (a) 規格化した最大X線発光位置の円周方向プロファイル. (b) 爆縮速度の円周方向分布. (c) 時刻 $t=t_0$ での発光位置のモード展開結果. (d) 爆縮速度のモード展開結果.

小さく、爆縮速度もこれに対応する方向に大きい値を取る。これらはモード1の爆縮非一様性によるものである。時刻 $t=t_0$ におけるシェルのモード1非一様性の振幅はCase Aが10 μm で、Case Bが5 μm であり、Case AがCase Bよりも大きい。

次に、XFCで得られたシェルのモード1の非一様性と4.2.2.1節で述べたXPCによって得られた爆縮コアの変位との関係について述べる。XPCで得られた爆縮コアの変位位置 (x, y, z) を簡単な幾何学計算によってXFCの観測平面の座標 $(x_{\text{XFC}}, y_{\text{XFC}})$ に置き換えることができる。Case Aでは $(20 \mu\text{m}, 19 \mu\text{m})_{\text{XFC}}$ 、Case Bでは $(-10 \mu\text{m}, 0.5 \mu\text{m})_{\text{XFC}}$ となる。したがって、XFCの観測平面での

コア中心の変位量及び方向は、Case Aで $(20^2+19^2)^{1/2}=28 \mu\text{m}$ 及び $\theta=133 \text{ deg}$ 、Case Bで $(10^2+0.5^2)^{1/2}=10 \mu\text{m}$ 及び $\theta=183 \text{ deg}$ となる。これらの変位量はXFCで得られたモード1の非一様性の振幅（Case Aで $10 \mu\text{m}$ 、Case Bで $5 \mu\text{m}$ ）よりも約2-3倍大きい。XPCデータは減速相における爆縮コアの変位から導出したのに対し、XFCデータはそれよりも時間的に早い加速相における時刻 $t=t_0$ でのシェルの非一様性から求めたものである。このため、XFCデータはXPCデータと矛盾しておらず、爆縮コアの変位は加速相におけるモード1の爆縮非一様性によると結論づけることができる。

以上の議論から、加速相においてCase A, B間にモード1の爆縮非一様性の振幅及び方向に明らかな相違があり、これらによって爆縮コアの変位が生じること、その他のモード2-12の低次モード非一様性についてはモード1に比べて比較的小さいこと等が実験的にわかった。

観測されたモード1の爆縮非一様性はレーザー照射非一様性あるいはターゲット非一様性によると考えられる。しかしながら、ターゲットの低次非一様性は既述したように1%以下のオーダーであり、ここで観測したシェル変位を説明するには小さすぎる。また、ターゲットの初期ずれは後述するレーザーの集光ビームの位置設定誤差と等価と見なせる。このことより、観測したシェル変位の主要因はレーザー照射のモード1の非一様性であると考えられる。モード1のように非常に長い波長の擾乱に対するR-T不安定性の成長率は極めて低いため、爆縮速度におけるモード1の擾乱はR-T不安定性によって成長するのではなく、非一様な加速によって生じたものと考えべきである。モード1の照射非一様性の原因としては、(1) 12本ビーム間のパワー・インバランス、(2) 集光ビームの位置設定誤差（ターゲット初期設定ずれと等価）、(3) ビーム・パターンの歪み等が考えられるが、本実験ではこれら三つに対する詳細なデータを取得していないため、どれが支配的なのかを特定することはできない。

4.2.2.3 超高速二次元X線画像計測法及び中性子計測法による爆縮コア・プラズマ診断

4.2.2.1-4.2.2.2節では、加速相におけるモード1の爆縮非一様性によって減速相における爆縮コアがチャンバー中心から変位すること、Case A, B間にはモード1の爆縮非一様性に相違があることを明らかにした。ここでは、第三章で開発を行った超高速二次元X線画像計測手法 (1D+MIXS, McMIXS) 及び中性子計測法 (MANDALA) によって得られる減速相での爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス及びコア性能について述べ、Case A（モード1大）とCase B（モード1小）に対する実験結果の比較を行う。

(a) 1D+MIXS法による爆縮ダイナミクス診断

3.4節で開発した1D+MIXS法はシェルの爆縮ダイナミクスと爆縮コア・ダイナミクスを同時に計測するために使用した。1D+MIXS法では、通常のX線ストリーク・カメラ（以後XSC）結

像法によって爆縮途上のシェルの赤道線上における一次元空間分布を、MIXS結像法によって爆縮コア・プラズマの二次元X線画像をそれぞれ時間分解計測を行う。ここでの設定は観測X線波長域を除いて3.4.3節での爆縮実験と同じ設定であった(3.4.3節参照)。1D+MIXS法によって得られた時間掃引画像を図4.2.6に示す。A1, A2, A3, B (MIXS)の画像に対する空間分解能はそれぞれ25 μm , 25 μm , 37 μm , 15 μm , 時間分解能は全画像に対して29.0 psであった。観測X線波長域は、イメージA1では図3.3.19でのType 4 (=2.5 keV以上), イメージA2とB (MIXS)はType 2 (=1.2 keV以上), イメージA3はType 1 (=0.8 keV以上)であった。

比較的低光子・エネルギー側に感度を持つイメージA3のX線画像はシェルの外側に位置するアブレーション・フロント近傍からのX線発光を主に観測している。一方、イメージA1, A2, B1-B11は観測X線スペクトルを高光子・エネルギー側にセットしたため、爆縮コア・プラズマ中のシード・ガスであるArイオンからのX線発光を主に観測している。これはシード・ガスであるArガスをドーピングしていないショットにおいて確認している。Ar無しの爆縮の場合、イメージA1, A2, B (MIXS)ではX線発光が観測されず、イメージA3のみからX線発光が観測される。フォトカソードの低感度のため、MIXSチャンネルの画像B1-B11のコアからのX線発光は低信号強度である。また、スリットBの絶対時間は3.4.3節に示したようにシェルの時間軌跡を一次元シミュレーション予測と一致させることにより、一次元シミュレーションの絶対時刻で記述することができる。この時間原点設定精度は ± 30 ps程度である。

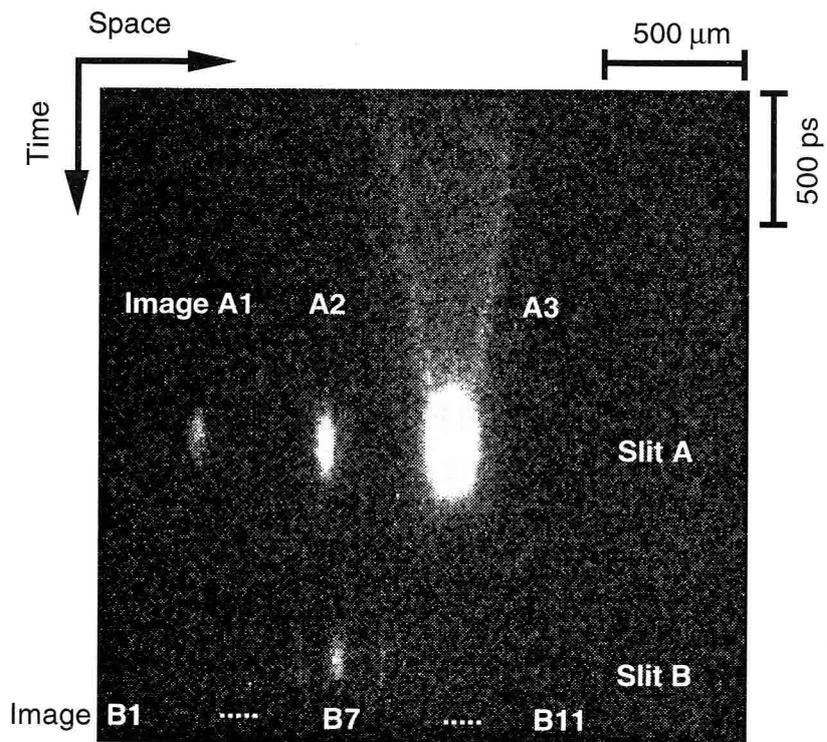


図4.2.6 1D+MIXS法で得られたCase Bに対する時間掃引データ。図中のImage A1-A3, B1-B11, Slit A, Bは図3.4.1 (a)で示したものに对应している。

図4.2.7に1D+MIXS法で得られた減速相におけるイメージA2, A3の時間掃引画像を示す. 同図 (a), (b) から次のことがわかる. (1) Case AでのイメージA3において, $t=0.30$ ns ($=t_{\text{shift}}$) からシエ

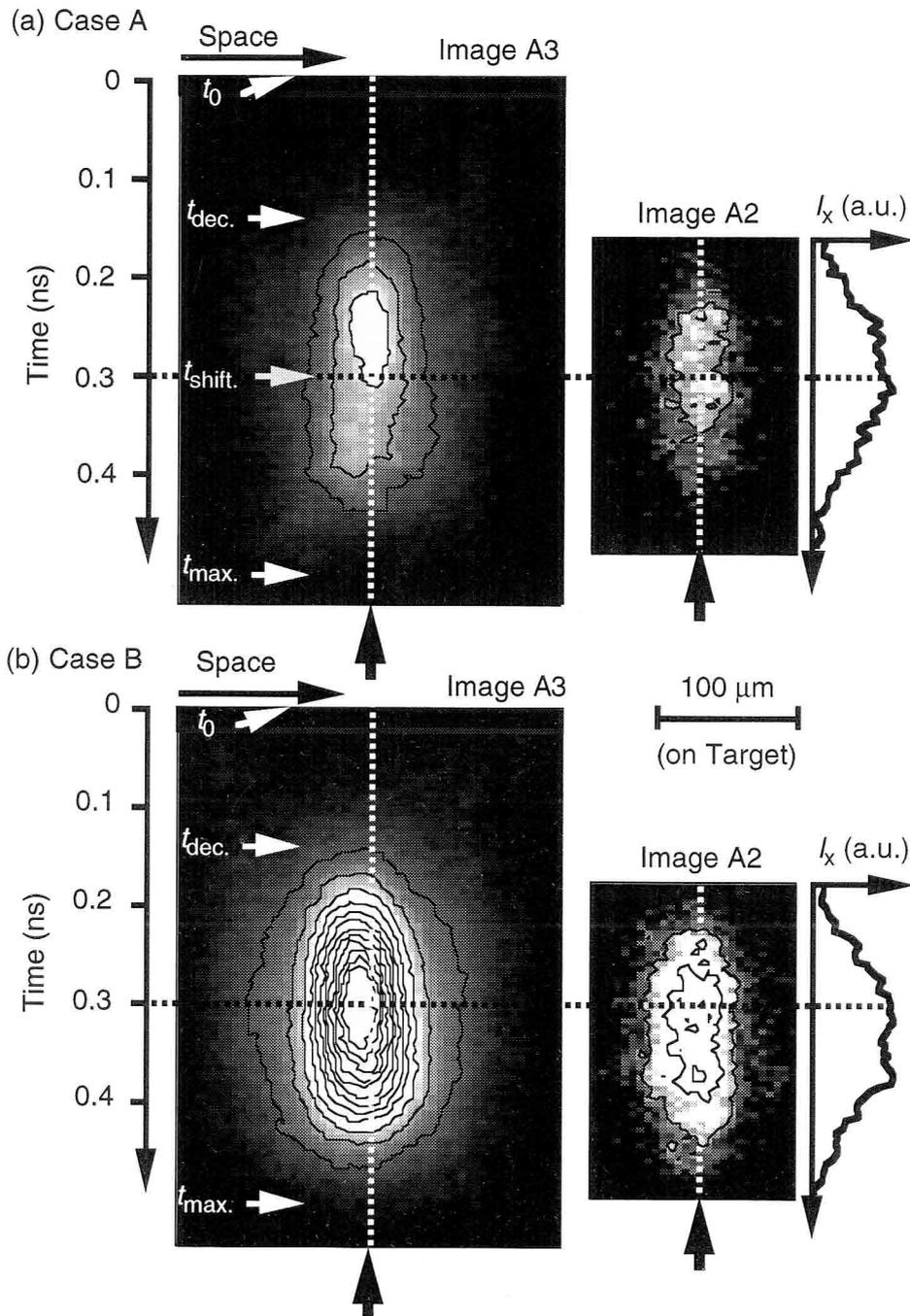


図4.2.7 減速相におけるチャンネルA2(コア), チャンネルA3(コア周辺のシェル) の時間掃引画像. イメージA2の空間積分した時間プロファイルを示す. 相対時間は図4.2.4に示した一次元シミュレーションでの絶対時間に対応している. また, $t_0, t_{\text{dec}}, t_{\text{max}}$ も図4.2.4で定義したものである. 白い点線はチャンバ中心を示している. イメージA2, A3の等高線はそれぞれX線強度において60, 200カウントの間隔で表示している. また, この観測平面に投影したXPCの爆縮コア位置を太い矢印によって示している.

ルが左に変位している。これは恐らくモード1の爆縮非一様性によるものと考えられる。(2) Case AでのイメージA2において、爆縮コアからのX線発光強度が $t=t_{\text{shift}}$ から低下し始める。それに対し、(3) Case Bでは $t=0.30$ nsからのシェルの変位及びX線発光強度の低下は観測されない。また、(4) Case Bに対するX線発光時間はCase Aに比べて長く、発光強度も高い。これらの実験結果はモード1の爆縮非一様性が小さいCase Bにおけるホット・スパークがCase Aよりも安定に形成されたことを示唆している。また、イメージA2, A3でのコア位置は1D+MIXSの観測平面に投影したXPCのコア位置と空間分解能 $15 \mu\text{m}$ 内でよく一致している。

(b) McMIXS法による爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断

3.5節で開発したMcMIXS法によって三つの異なる観測X線スペクトルの爆縮コア・プラズマの二次元X線画像を高時間分解計測した。ここでの設定は3.5.3節での爆縮実験と同じ設定で行った。各チャンネルの観測X線波長域はCh. Aは 1.2 keV以上、Ch. Bは 2.2 - 4.9 keV、Ch. Cは 2.5 keV以上であり、空間分解能は $15 \mu\text{m}$ 、時間分解能は 23 psであった。また、相対時間はMcMIXS法のCh. Aと1D+MIXS法のチャンネルMIXS (B) のX線発光の時間発展を合わせることにより、 ± 30 ps程度の精度で次元シミュレーションの絶対時刻によって記述した(3.4.3, 3.5.3節参照)。

図4.2.8にMcMIXS法によって観測された実験結果を示す。同図(a), (b)に爆縮コア・プラズマのCh. Bに対する時間分解二次元X線画像を示す。爆縮コアの位置がチャンバー中心から変位しており、その変位量はCase AがCase Bよりも大きいことがわかる。ここで、コア位置はMIXS画像を足し合わせて求めた時間積分画像の最大発光位置として算出した。この観測平面上に投影したXPCのコア位置とMcMIXS法のコア位置は一致していないことがわかる。この相違の要因として、McMIXS法の観測方向がXPC-1, -2の観測方向とほぼ直交しており、XPCデータから投影する際に誤差が生じやすい方向への投影による効果、あるいは既述した観測対象の不均一構造による効果等が考えられる。

図4.2.8(c)にCase A, Bと次元シミュレーション予測によるコア中心のX線発光強度の時間プロファイルを示す。この次元シミュレーション結果はCase Aに対する完全球対称爆縮に相当する。Case A, Bでは次元シミュレーションの初期条件となるレーザー・エネルギーやターゲット・サイズが数%程度異なる。これはCase BとCase Aに対する爆縮ダイナミクスの次元シミュレーション結果にわずかな相違をもたらす。例えば、シミュレーション予測においてCase Bの爆縮時間($=t_{\text{max}}$)はCase Aよりも 0.10 ns早くなり、コア中心での最大発光強度はCase AがCase Bよりも 1.34 倍($=K_{\text{amp}}$)大きくなる。しかしながら、時刻 $t=t_0$ 以降のシミュレーションによるX線発光強度の時間プロファイルをそれぞれの最大発光強度で規格化することにより、Case A, B両者の時間発展の様子は数%程度の違いでしかなく同一であると見なせる。したがって、同図(c)に示したCase Aの次元シミュレーションによる時間プロファイルはCase A, Bの完全球対称爆縮に対する

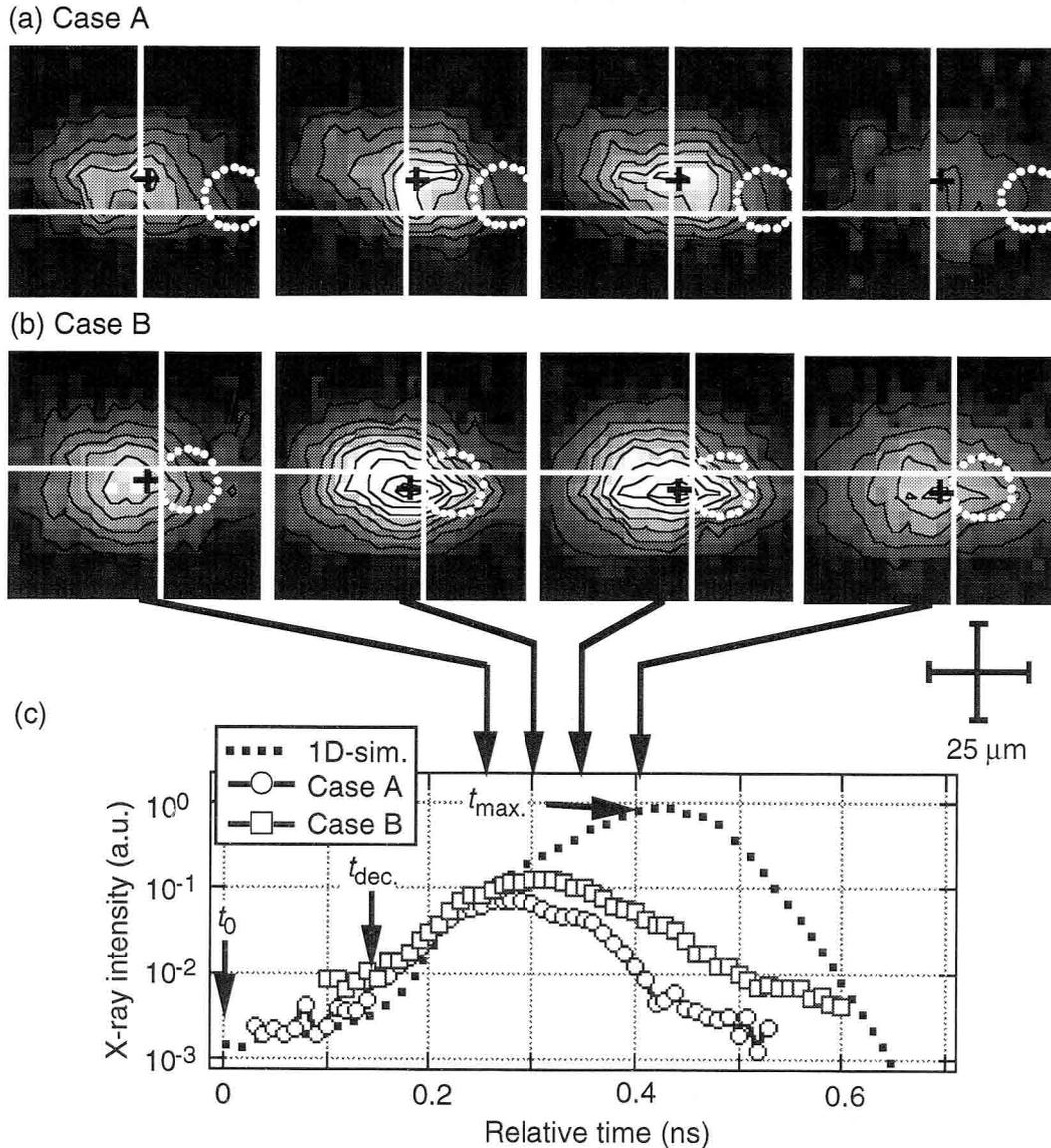


図4.2.8 McMIXS法によって観測されたCase A, Bでの実験結果. Case A, Bの爆縮コアの時間分解二次元X線画像をそれぞれ(a), (b)に示す. 白い線の交点がチャンバー中心を, 黒い十字の交点がコア中心を示している. McMIXS観測平面に投影したXPCのコア位置を破線の円によって $\pm 15 \mu\text{m}$ 程度の精度で示す. 図中の等高線表示は192カウントの発光強度の間隔で表示している. (c) 爆縮コア中心でのX線発光強度の時間発展比較. 表示した時刻は図4.2.4の一次元シミュレーションの時刻に対応している. 球心衝撃波が中心で初めて衝突する時刻を $t=t_0$ ($=0 \text{ ns}$), 減速開始時刻を $t=t_{\text{dec}}$, 最大圧縮時刻を $t=t_{\text{max}}$ でそれぞれ示す.

時間プロファイルとして見なすことができる. また, 時間プロファイルの縦軸のスケールにおいて, Case Aの実験結果と K_{amp} 倍したCase Bの実験結果はX線発光初期 ($t=0.2-0.3 \text{ ns}$) で同じ係数を用いて球対称爆縮予測と一致させた. このようにして, Case A, Bに対する実験結果と一次元シミュレーション結果を直接比較することができる.

図4.2.8から次のことがわかる。(1) Case A, BでのX線発光形状には低次モードの不均一構造があり、これらが時間とともに変化している。そして、Case AのX線発光がCase Bよりも0.10 ns早く低下している。これは図4.2.7で示した結果と矛盾していない。(2) X線発光形状はCase AよりもCase Bの方が均一である。(3) Case A, Bともに最大X線発光位置はその発光の間ほとんど変化しない。(4) X線発光強度の時間発展において、実験結果と一次元シミュレーション結果はシェル減速開始時刻の $t=t_{dec}$ から0.12 ns後の $t=0.25$ nsまでしか一致していない。そして、Case A, Bと一次元シミュレーション予測との間の顕著な相違は発光後期 ($t>0.30$ ns) から現れる。

以上の結果から、減速相後期 ($t>0.30$ ns) においてCase AとCase Bの爆縮コア・ダイナミクスには明らかな相違があること、ここでの観測結果はXPC, XFC, 1D+MIXS法で得られた実験結果を支持するものであり、Case Bの方がCase Aよりも安定にホット・スパークが形成されたこと、等が明らかとなった。

(c) 中性子スペクトロメーター (MANDALA) によるコア性能診断

960チャンネルの中性子飛行時間法を用いた中性子スペクトロメーター (MANDALA) [7]は中性子のスペクトルを観測するために使用した。中性子スペクトルには中性子イールド及びイオン温度といった爆縮コア性能に関する情報を含んでいる。イオン温度 ($=T_i$) はDD反応による中性子のエネルギー広がりから求めることができる[9]。

図4.2.9にDD中性子イールド及びイオン温度の実験結果を示す。Case A, BのDD中性子イ

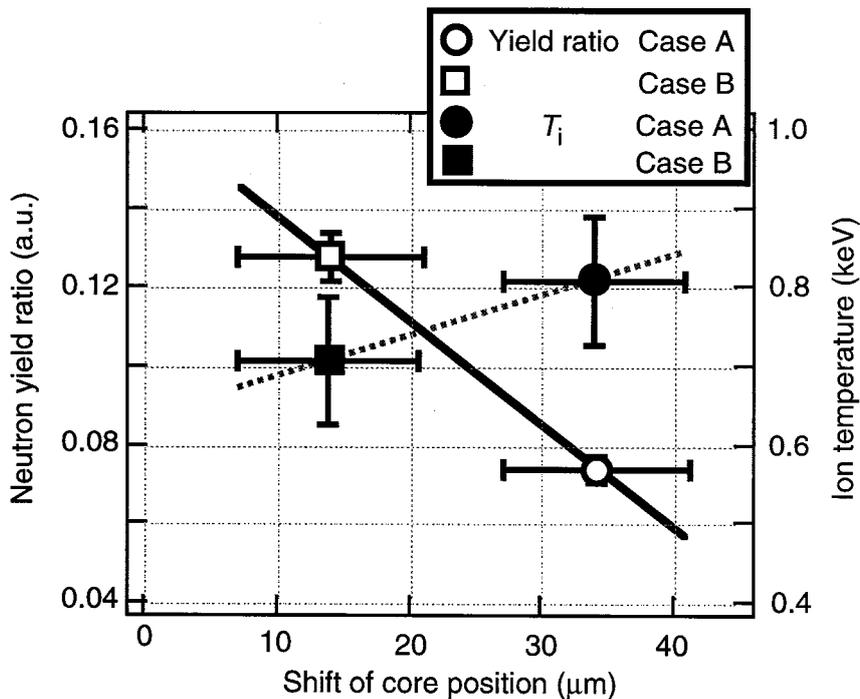


図4.2.9 中性子イールド及びイオン温度の爆縮コア変位に対する依存性。

ルドはそれぞれの一次元シミュレーション結果で規格化し、横軸はXPCで得られた爆縮コア・プラズマの変位である。同図より、コアの変位が大きいほど中性子イールドが低下していること、イオン温度は誤差の範囲内でほぼ同じであることがわかる。この結果はCase BはCase Aよりも安定なスパーク形成が行われていることを示唆しており、これまで述べた実験結果と矛盾しない。

4.2.2.4 実験結果のまとめ

4.2.2.1-4.2.2.3節で述べたように、加速相から減速相までのCase A, Bに対する実験結果から次のことが明らかとなった。

- (1) 加速途上のシェル形状において、モード1の爆縮非一様性が観測され、それはCase BよりもCase Aの方が大きいこと。また、モード2以上の低次モード非一様性も観測されたが、モード1に比べて比較的小さいこと。
- (2) 爆縮コア位置はチャンバー中心から変位しており、その変位量及び方向は加速途上のシェルのモード1の爆縮非一様性に相関があること。また、コアのX線発光の間、コアの中心位置はほとんど変化しないこと。
- (3) 減速相で観測された爆縮コアの位置、形状、性能から、Case AよりもCase Bにおいて安定なホット・スパーク形成が行われたこと。

このように、Case A, B間で加速相におけるシェルの爆縮非一様性の相違がその後のコア・プラズマ加熱に影響を及ぼし、両者にコア性能の相違をもたらしていることが実験的に明らかとなった。4.3節ではこれらの詳細について二次元流体シミュレーション予測との比較によって定量的に調べる。

4.3 実験結果と二次元シミュレーション予測との比較

爆縮の低次モード非一様性がコア性能及びコア・プラズマの加熱過程に与える影響を定性的、定量的に調べるために二次元シミュレーションを行い、X線や中性子に関する実験結果と二次元シミュレーション結果を比較する。

ここでは、二次精度ゴドノフ数値解法による軸対称の二次元オイラー流体シミュレーション・コード[10]を使用した。電子熱伝導を、理想気体を仮定したSpitzer-Haermの熱伝導として評価を行った。二次元シミュレーションでは、電子温度とイオン温度の緩和時間は数 ps のオーダーであり、減速相でのダイナミクスの時間スケールと比較して短いため、イオン温度と電子温度は等しいと仮定した。輻射輸送は流速制限拡散近似[11]に基づき計算を行った。また、McMIXS法のチャンネルBと比較するために、爆縮コア・プラズマからのX線発光は平均イオン・モデルに基づく放射率及びオパシティー・テーブルを用いて計算を行った。

二次元コードによる計算を簡易化するため、 $t=t_0$ （球心衝撃波がターゲット中心で衝突する時刻）までの爆縮ダイナミクスは完全球対称爆縮であると仮定し、一次元流体コード”ILESTA_1D”を用いて計算した。一次元球対称コードによって計算された物理量（温度、密度、爆縮速度等）は、ターゲットが時刻 $t=t_0$ で球対称であるという仮定の下に二次元シミュレーションの初期条件とした。そして、二次元シミュレーション・コードによって時刻 $t=t_0$ 以降の爆縮の最終段階のみ計算を行った。また、二次元コードのもう一つの初期条件として、時刻 $t=t_0$ において球対称な爆縮コア・プラズマに低次モードの速度擾乱を導入した。この仮定はモード1の非一様性に対してはほぼ正しい近似である。なぜならば、時刻 $t=t_0$ 以前にモード1の速度擾乱があったとしても、時刻 $t=t_0$ においては爆縮コア・プラズマの位置がシフトするだけであり、コアの形状は球対称を保っている。したがって、二次元コードにおいて時刻 $t=t_0$ でのコア中心をターゲットの初期中心位置からシフトした位置とすることにより、モード1の非一様性については正しい近似を与えることができる。一方、モード2以上の非一様性に対しては時刻 $t=t_0$ で既にコアは変形しているため、明らかに正しい近似ではない。また、軸対称の二次元コードを用いて三次元空間のモード1,2の非一様性は完全に記述できるが、それ以上のモードについては実際の三次元的な爆縮に与える影響を再現することできない。そのため、二次元シミュレーション・コードでのモード数は球関数のモード数ではなく、二次元コードの平面上に投影したモード数となる。

ここでは、(1) 実験で観測されたモード1の非一様性と(2) モード6の非一様性の効果に注目する。モード6はモード1と比べて振幅の小さいその他の低次モード非一様性を代用している。この根拠として、モード6の非一様性が激光XII号レーザー装置における12本ビームを用いた正十二面体照射系によって生じる典型的なモードであることによる[3]。以上の仮定の下、モード1あるいはモード6の非一様性が単独に存在する場合、モード1とモード6の非一様性が同時に存在する場合について、4.2節で得られた実験結果を再現する非一様性の初期条件を調べるために二次元シミュレーションを行った。モード1 (NU_1) 及びモード6 (NU_6) の非一様性の振幅をそれぞれ $NU_1=0-27\%$ 、 $NU_6=0-20\%$ の領域内で変化させ、 NU_1 の方向は二次元シミュレーションの対称軸の下から上にセットし、 NU_6 の方向は NU_1 軸に対して軸対称にセットした。4.3.1節に爆縮コア性能（DD中性子発生及びイオン温度）に関する比較、4.3.2節に爆縮コア・ダイナミクスに関する比較について述べ、4.3.3節でこれらの比較をまとめる。

4.3.1 モード1とモード6の爆縮非一様性の爆縮コア性能への影響

ここでは、モード1とモード6の非一様性が中性子発生やイオン温度に及ぼす影響を二次元シミュレーション・コードを用いて調べた。図4.3.1 (a) に二次元シミュレーションによる NU_1 及び NU_6 に対する中性子イールドの結果を示す。二次元シミュレーションによる中性子イールドは $NU_1=NU_6=0$ に対する完全球対称爆縮の中性子イールドで規格化を行った。実験結果についても同様な

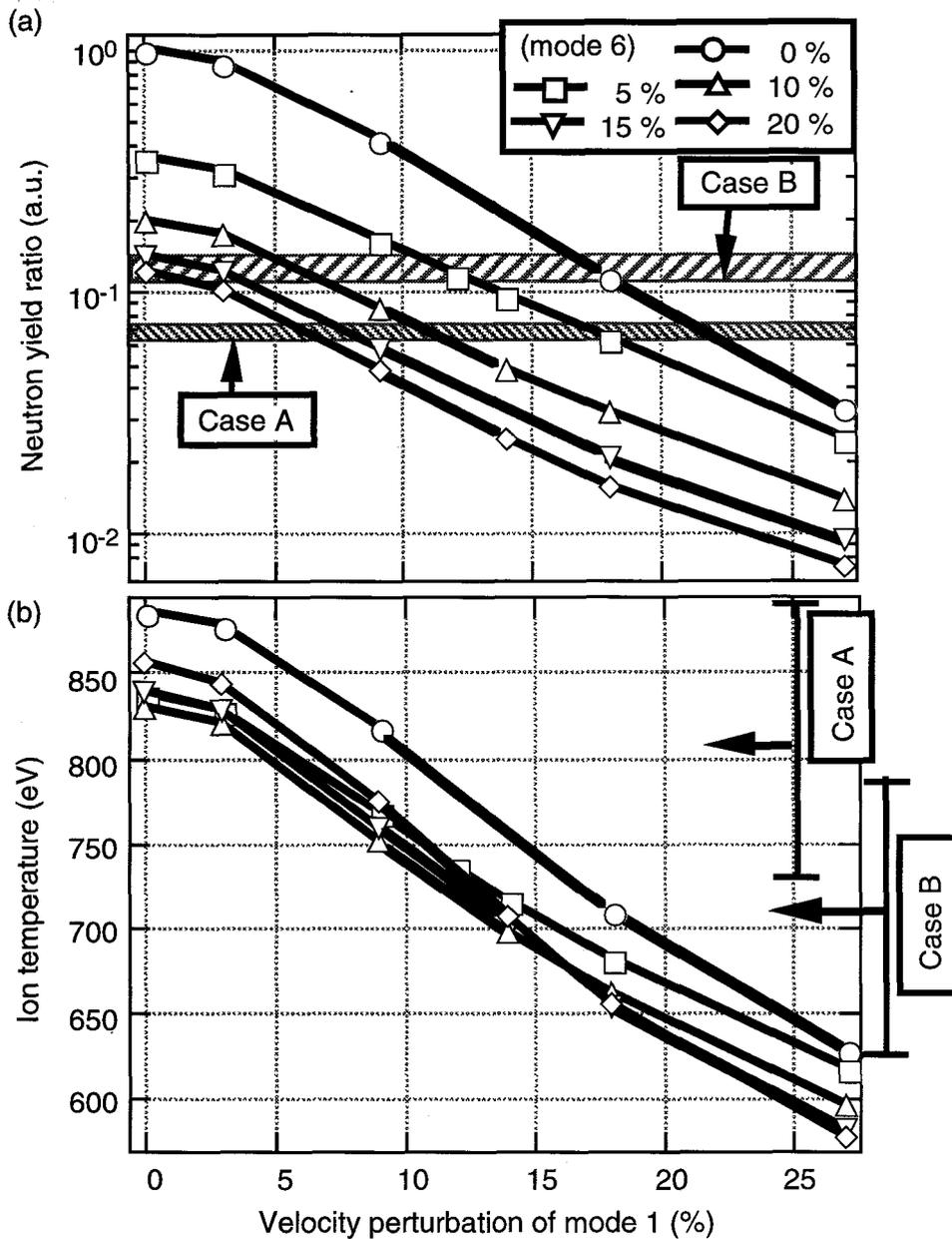


図4.3.1 二次元シミュレーションによる NU_1 及び NU_6 に対する中性子イールド (a) とイオン温度 (b) の依存性. Case A, Bの実験結果も示す.

手法によって規格化を行った. 二次元シミュレーションによる中性子イールドは NU_1, NU_6 の増加に伴い低下することがわかる. また, NU_1 と NU_6 との位相は二次元シミュレーション結果に影響を及ぼす可能性がある. 多数の NU_1 と NU_6 の組み合わせに対して位相を変えて二次元シミュレーションを行い, 位相のずれによって中性子イールド低下の傾向はほとんど変わらないことを確認している.

まず, $NU_6=0$ の場合を考える. 中性子イールドは NU_1 が増えるにつれて単調的に低下する. もし, Case A, Bに対する実験結果の差が NU_1 のみによるものであるとすると, Case Aでは NU_1

=22 %, Case Bでは $NU_1=17$ %程度で実験結果を再現する. 次に, NU_1 と NU_6 の両方が存在する場合を考える. ここでシミュレーションしたすべての NU_1 に対して, NU_6 の増加によって中性子イールドは低下する. そして, 実験結果を再現する領域はCase Aでは $NU_6=5, 10, 15-20$ %に対して, $NU_1=17, 10, 7$ %である. 一方, Case Bでは $NU_6=5, 10, 15-20$ %に対して, $NU_1=12, 6, 3$ %となる. このように NU_1 と NU_6 によってCase A, Bに対する実験結果を再現できるが, Case Aについては NU_6 のみでは説明することができない.

図4.3.1 (b) に二次元シミュレーションによる NU_1 及び NU_6 に対するイオン温度の依存性を示す. 飛行時間法によって得られた実験結果に対応させるため, 中性子発生数の重みを付けてイオン温度を導出した. 二次元シミュレーションにおいて, NU_6 の増加に対しイオン温度は鈍感である. 例えば, $NU_6=20$ %に対しイオン温度は球対称爆縮から50 eVだけ低下する. 一方, NU_1 の増加に対してはイオン温度は敏感に反応する. 例えば, NU_1 の20 %増加に対して200 eV程度低下する. これは, NU_1 が非対称な非一様性であるのに対し, NU_6 が対称な非一様性であることによる. 即ち, NU_6 の非一様性はその構造が対称であるが故に, ガス燃料部の一部の小さな領域をコア中心で閉じ込め, その領域内で温度, 密度の上昇を引き起こす. この結果, ガス燃料全体を体積平均したイオン温度は NU_6 の増加に対して鈍感となる. 一方, 中性子発生については高温の領域が流体混合によって縮小するため, NU_6 の増加に対して敏感である. ここでシミュレーションした NU_1, NU_6 の領域では計算したイオン温度は計測誤差内で実験結果と一致していることがわかる.

4.3.2 モード1とモード6の爆縮非一様性の爆縮コア・ダイナミクスへの影響

4.3.1節ではモード1とモード6の非一様性が爆縮コア性能に及ぼす影響について調べ, 両者の非一様性の増加に対してコア性能は劣化することを明らかにした. ここでは, 爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスに着目し, 時間分解した二次元X線画像を用いて実験結果と二次元シミュレーションとの比較を行う. 4.3.2.1節にモード1が単独で存在する場合, 4.3.2.2節にモード1とモード6が同時に存在する場合, 4.3.2.3節にモード6が単独で存在する場合について述べる.

4.3.2.1 モード1の爆縮非一様性が単独で存在する場合

ここでは, NU_1 が爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスに及ぼす影響についての解析を行った. 図4.3.2に $NU_1=18$ %, $NU_6=0$ に対するターゲット断面の二次元X線画像 (a), 温度 (b) 及び密度分布 (c) を示す. 同図に示したターゲット断面はターゲットの右半分のみを表示し, 左端の垂直軸上にターゲット中心がある. 水平方向の白い点線は時刻 $t=t_0$ でのコア中心 (二次元シミュレーションの中心でありターゲット初期の中心ではない) を示している. また, 相対時間は図4.2.4で示した一次元シミュレーションの時刻に対応している. NU_1 の速度擾乱はターゲット下部に最大値, 上

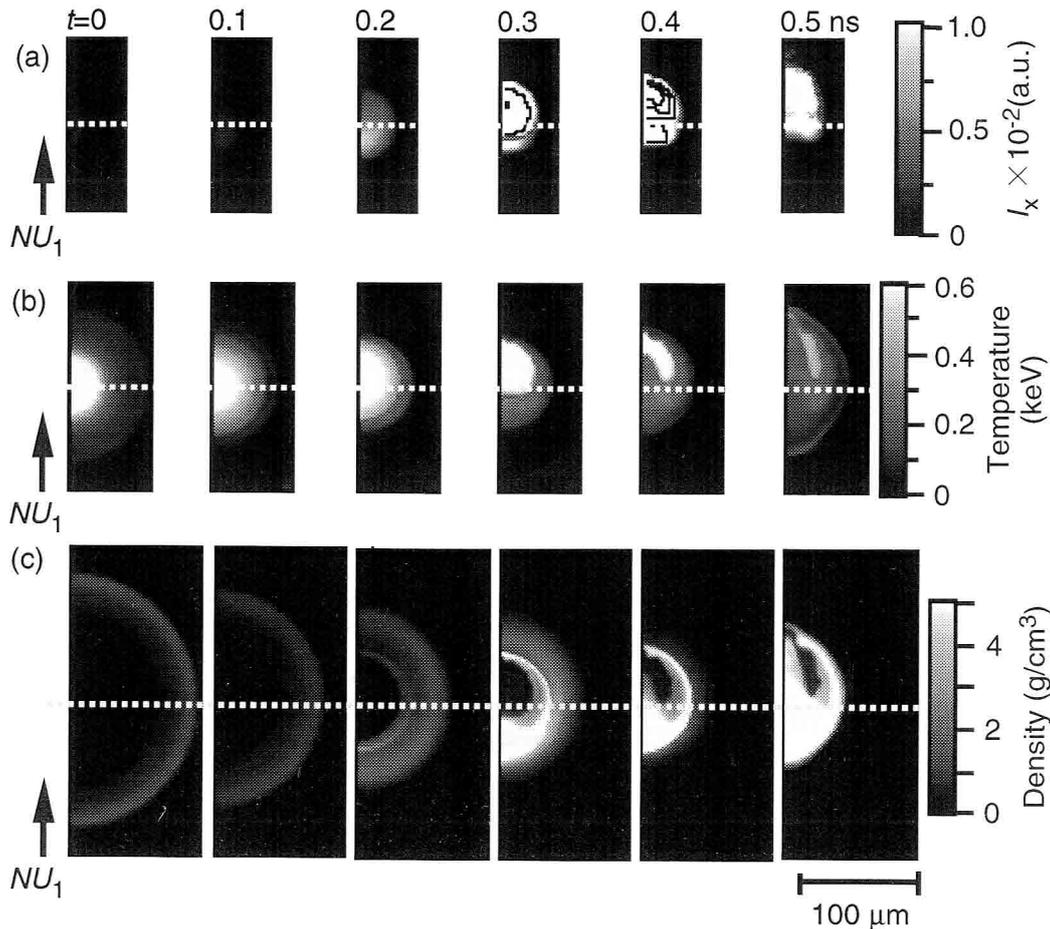


図4.3.2 二次元シミュレーションによる $NU_1=18\%$, $NU_6=0$ に対する二次元X線画像 (a), 温度分布 (b) 及び密度分布 (c). 二次元X線画像の等高線は発光強度 0.04 a.u. の間隔で表示している.

部に最小値を持つようにセットした.

図4.3.2 (c) から, モード1によるスパイクがガス燃料部へ下から上に浸食し, $t=0.5 \text{ ns}$ でガス燃料部を貫通している様子がわかる. 温度分布はスパイク構造を反映しており, 低温のスパイクの侵入によってガス燃料部が冷却される (同図 (b)). 同図 (a) の二次元X線画像から, X線発光の形状はほぼ同図 (b) に示した温度分布を反映しており, X線はガス燃料部にドーブしたArイオンから発光していることがわかる. そして, $t=0.2 \text{ ns}$ でガス燃料部の下方にやや強いX線発光があり, それがスパイクによってガス燃料部が冷却される $t=0.2-0.5 \text{ ns}$ の間に $50 \mu\text{m}$ 程度上に移動している. 一方, 実験では4.2.2.3(a)及び(b)節で示したように爆縮コアが形成されている間, 最大X線発光位置はほとんど変位しないことがわかっており, ここでのシミュレーション結果は実験結果と明らかに異なる.

図4.3.3に $NU_1=0-27\%$, $NU_6=0$ に対するガス燃料部での最大温度位置のX線発光強度 (a), 温度 (b), 密度 (c) の時間発展を示す. NU_1 の増加とともに最大温度は時刻 $t=0.2 \text{ ns}$ 以降から急激に低

下している。一方、密度は NU_1 の増加とともに時刻 $t=0.4$ ns以降から増加する。この密度の増加は図4.3.2 (c) で示したシェル下部において局所的に現れる。Case A, BのX線発光強度の実験結果は時刻 $t=0.3$ ns以降から急激に低下し、完全球対称爆縮 ($NU_1=NU_6=0$) の1/10程度である。また、 $NU_1 = 18\%$ あるいは 27% に対する二次元シミュレーション結果は実験とほぼ同じ傾向を示しているが、時刻 $t=0.3$ ns以降において実験結果のX線発光強度がシミュレーション結果よりも早く減衰していることがわかる。

以上のモード1の速度擾乱を変化させた時の二次元シミュレーション結果から、スパイク構造を持ったシェルがガス燃料部を浸食することによってコア・プラズマが冷却されること、コア中心でのX線発光強度の時間プロファイルにおいて、 $NU_1=18-27\%$ の速度擾乱によって時刻 $t=0.3$

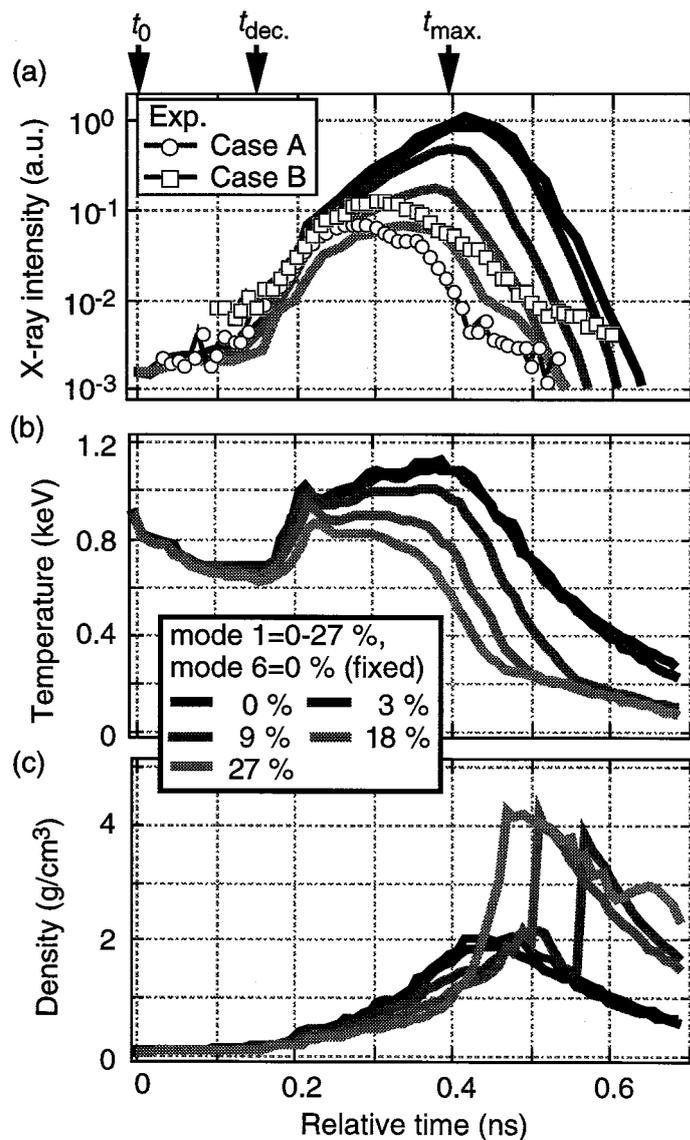


図4.3.3 $NU_1=0-27\%$, $NU_6=0$ に対するガス燃料内の垂直軸上にある最大温度位置でのX線発光強度 (a), 温度 (b), 密度 (c) の時間発展を示す。図4.2.8 (c) に示した爆縮コア中心での時間発展の実験結果を同図 (a) に示す。

ns以前で実験結果を再現できること（図4.3.3 (a)）等が明らかとなった。一方、最大X線発光位置の変位においては、 NU_1 のみの二次元シミュレーションでは実験結果を再現することはできない。このように、 NU_1 だけでは実験結果を再現することはできず、減速相後期（ $t=0.3$ ns以降）において実験結果を再現するためには、コア・プラズマをさらに冷却する物理機構が必要である。

4.3.2.2 モード1とモード6の爆縮非一様性が同時に存在する場合

ここでは、モード1にモード6を考慮した二次元シミュレーション結果について述べる。図4.3.4と図4.3.5に二次元シミュレーション結果を示す。モード1 ($NU_1=0-27\%$) 及びモード6 ($NU_6=0-20\%$) の領域内で二次元シミュレーションを行った。モード6の速度擾乱は六つの速度最小値を持ち、その内の一つがモード1軸上にくるようにモード6の位相をセットした。 $NU_1=18\%$ 、 $NU_6=5\%$ に対する温度及び密度分布を図4.3.4 (b), (c) に示す。図4.3.4 (b), (c) から、モード1とモード6の組み合わせによって一つの大きなスパイクと六つの小さなスパイク（ターゲット右半分の三つだけを

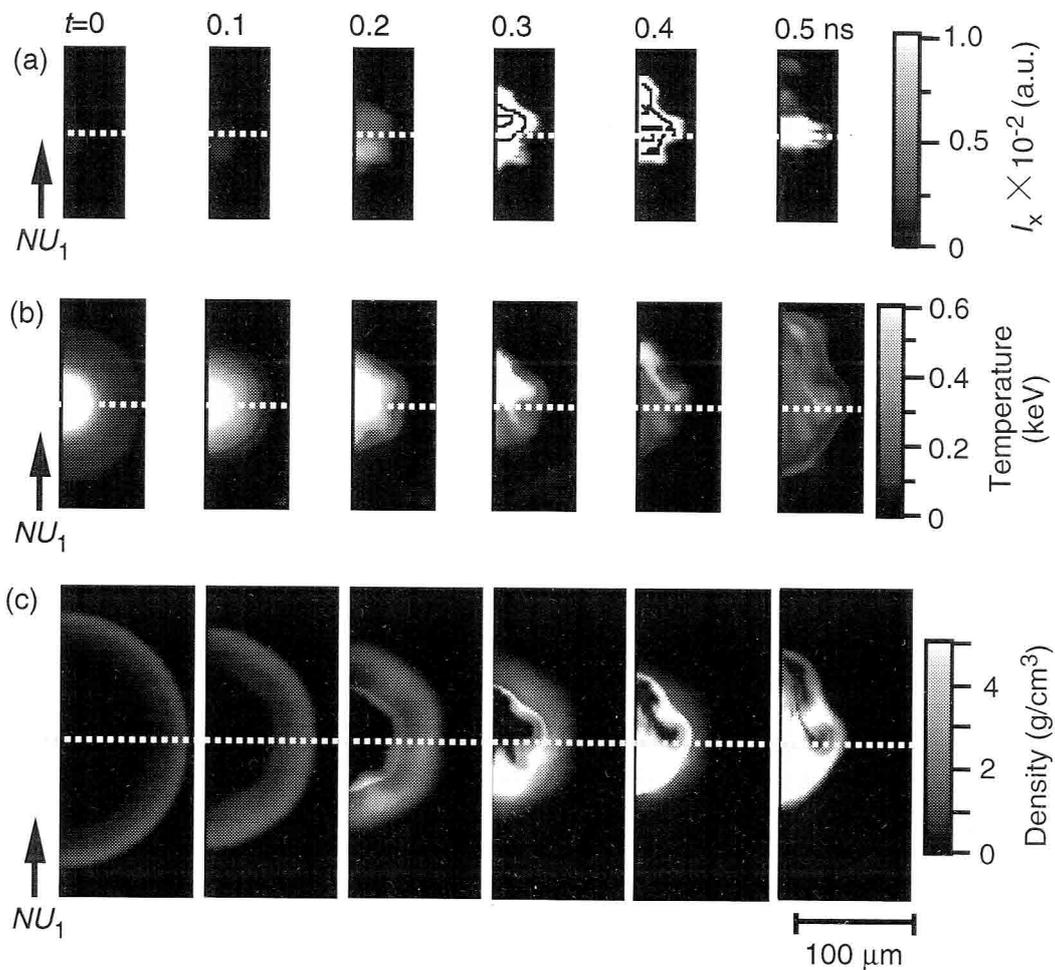


図4.3.4 二次元シミュレーションによる $NU_1=18\%$ 、 $NU_6=5\%$ に対する二次元X線画像 (a)、温度分布 (b) 及び密度分布 (c)。二次元X線画像の等高線は発光強度0.04 a.u.の間隔で表示している。

表示している) に対応した複雑なシェル構造が見られる。ガス燃料部はシェルによって浸食され、時刻 $t=0.4$ ns付近でこの燃料部が吹き飛ばされている。図4.3.5 (b) から、 NU_1 の増加によってガス燃料部が冷却されていることがわかる。一方、 $NU_1=0-3\%$, $NU_6=5\%$ において密度は増加する。これはシェルのスパイクの先端部で局所的に起こる。また、 $NU_1>9\%$, $NU_6=5\%$ においては $NU_6=0$ の場合 (図4.3.3 (c)) と同じ傾向を示す。これは時刻 $t=0.4$ ns以降でコアが著しく変形し、ガス燃料部の閉じ込めが妨げられていることを意味する。そして、図4.3.5 (a) から、 $NU_1=18-27\%$, $NU_6=5\%$ において発光後期 ($t=0.45$ ns以降) を除いてX線発光強度の時間発展は実験とシミュレーション間でよく一致していることがわかる。発光後期において、二次元シミュレーションの時間プロファイルが急激に低下しているのに対し、実験結果は比較的緩やかに減衰している。これは、シミュレーションではガス燃料とシェルを明確に分離してガス燃料からのX線発光のみを考慮してい

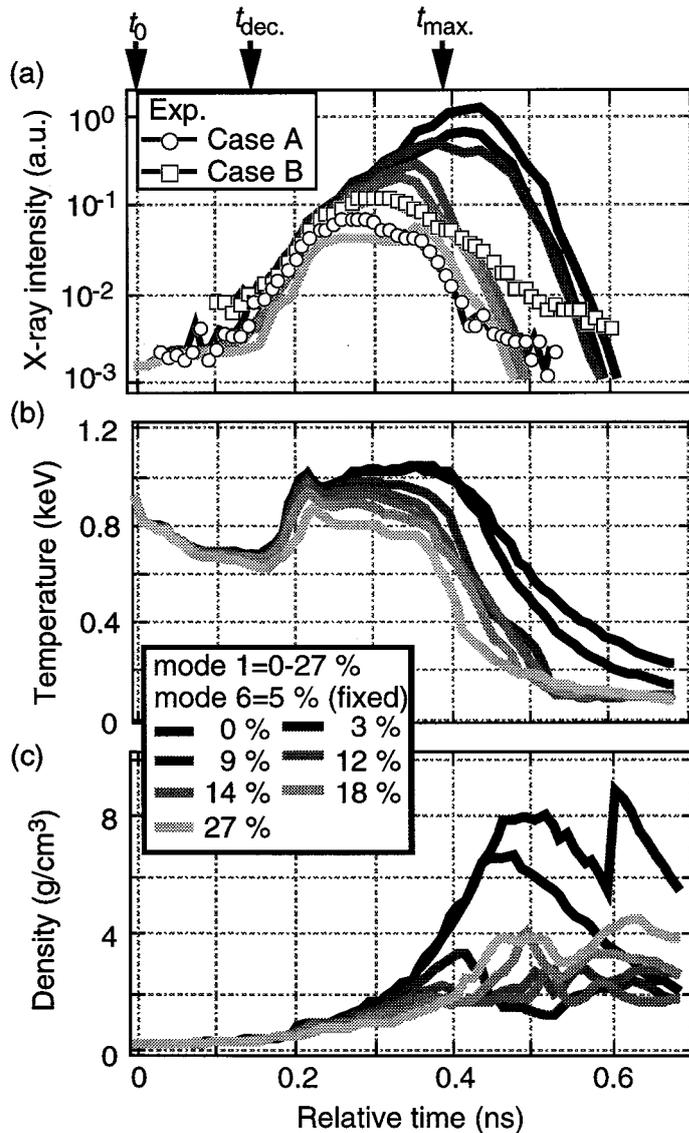


図4.3.5 $NU_1=0-27\%$, $NU_6=0-20\%$ に対するX線発光強度 (a), 温度 (b), 密度 (c) の時間発展を示す。各時間プロファイルは図4.3.3と同じ手法で表示している。

るのに対し、実験では減速相後期においてガス燃料/シェル境界面近傍での比較的高温になったシェル部から発光するX線を観測していると考えられる。

図4.3.6に図4.3.4 (a) の垂直軸上のX線発光強度における発光初期 (a), 後期 (b) の空間プロファイルを示す。これらの空間プロファイルは非対称であり、モード1のみの場合と比べて発光が時刻 $t=0.4$ ns以降でより早く減衰している。そして、この急速な減衰によって発光プロファイルの中心位置は $t=0.24-0.44$ nsの発光時間（これは実験的に観測されたX線発光時間とほぼ一致している）の間で $10\ \mu\text{m}$ 程度しか移動しない。このX線プロファイルの変位量をMcMIXS観測平面に投影すると、空間分解能よりも小さい $4-8\ \mu\text{m}$ 程度になる。これは図4.2.8に示したMcMIXS法で得られた実験結果と矛盾しない結果である。このように、モード1とモード6の非一様性を結合させることにより、モード1のみの場合よりもコア・プラズマの冷却効果が大きくなり、X線発光の時間発展において実験結果をよく再現できることがわかった。

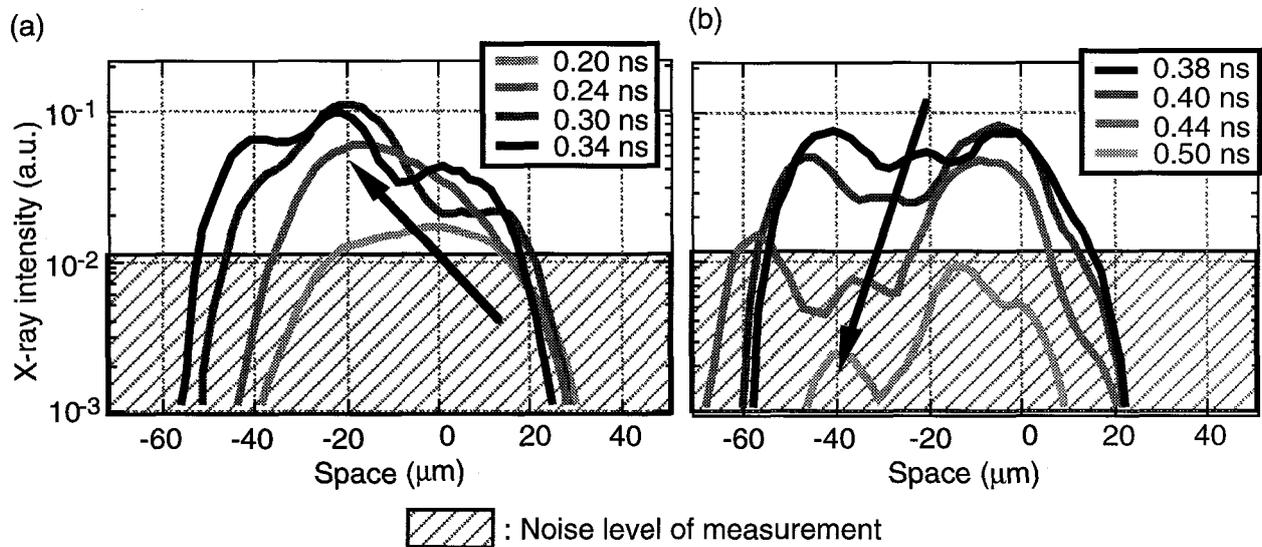


図4.3.6 $NU_1=18\%$, $NU_6=5\%$ に対する図4.3.4 (a) の垂直軸上のX線発光強度における発光初期 (a), 後期 (b) の空間プロファイル。図中の矢印はプロファイルの中心位置が時間とともに負の方向（二次元コード平面の下から上）へ移動する様子を表している。

4.3.2.3 モード6の爆縮非一様性が単独で存在する場合

最後にモード6の非一様性のみによるコア・プラズマの加熱過程への影響について調べた。図4.3.7に $NU_1=0$, $NU_6=5\%$ に対する二次元シミュレーション結果を示す。モード6の非一様性は速度の最小値を持つ位置が六つあり、その内の一つが垂直方向にくるようにモード6の位相をセットした。モード6のみの場合では、六つのスパイク（六つの内右半分の三つだけ表示している）が

対称に形成され、ターゲット中心で互いに衝突する。ガス燃料の中央部にある小さな領域が六つのスパイク先端部によって閉じ込められている様子がわかる。図4.3.8 (b), (c) に温度、密度の時間プロファイルを示す。 NU_6 の増加によって冷却効果が大きくなり温度は低下する。一方、密度はスパイクの閉じ込め効果により上昇する。

図4.3.7 (a) に示したように、二次元シミュレーションによるX線画像において、最大発光位置は中心にあり、図4.2.7及び図4.2.8での実験結果と矛盾していない。しかしながら、シミュレーションによるX線発光形状にはモード6の非一様性に起因するスパイク構造が見られ、図4.2.8で示した実験結果の二次元X線画像とは異なる。また、図4.3.8 (a) に示したコア中心部でのX線発光強度の時間プロファイルにおいて、二次元シミュレーションでは NU_6 の増加によって発光強度はほとんど変化せず、 $NU_6=20\%$ でも実験結果を再現できない。

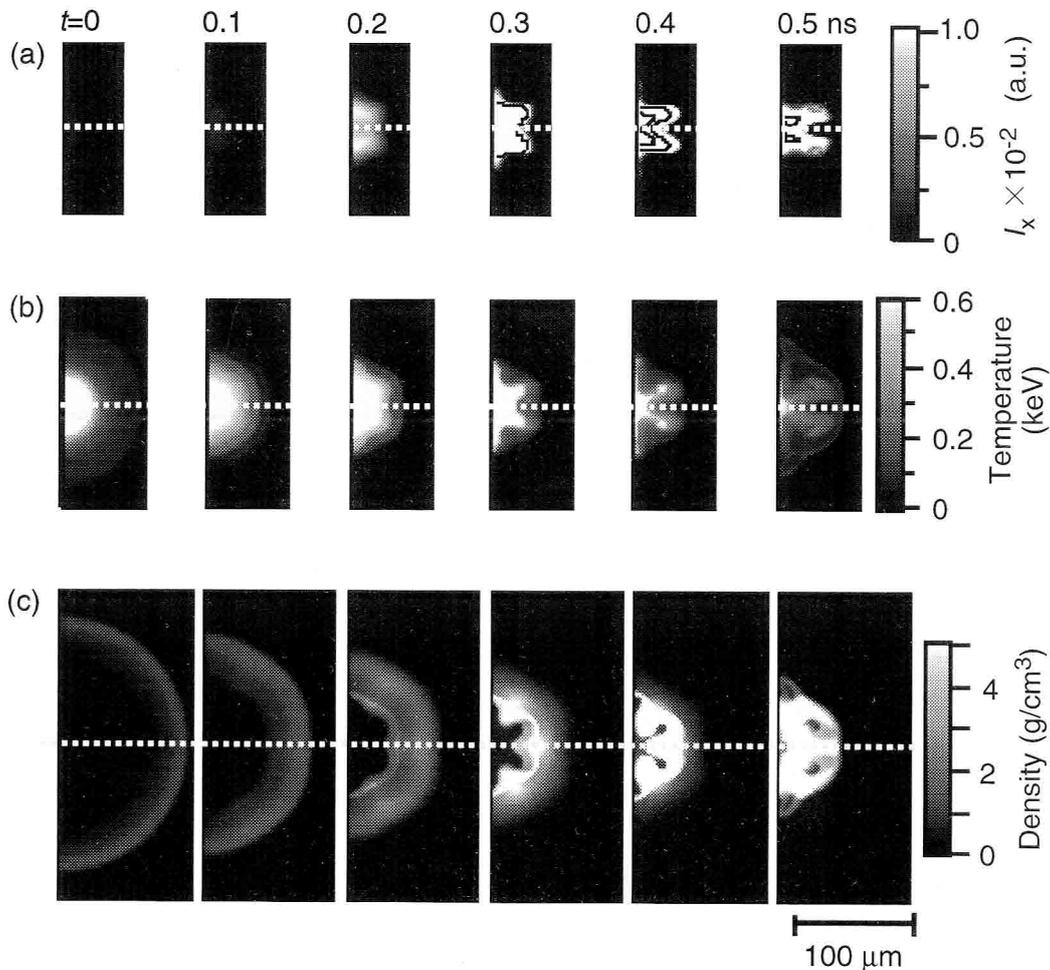


図4.3.7 二次元シミュレーションによる $NU_1=0, NU_6=5\%$ に対する二次元X線画像 (a)、温度分布 (b) 及び密度分布 (c)。二次元X線画像の等高線は発光強度0.25 a.u.の間隔で表示している。

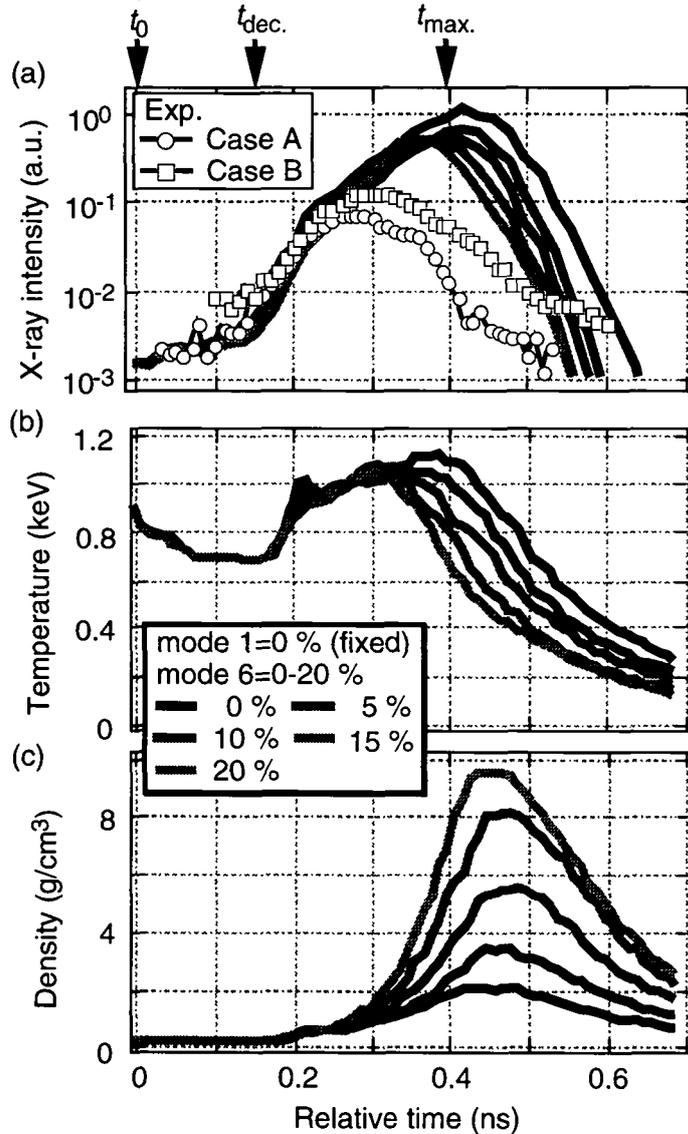


図4.3.8 $NU_1=0, NU_6=0-20\%$ に対するX線発光強度 (a), 温度 (b), 密度 (c) の時間発展を示す。各時間プロファイルは図4.3.3と同じ手法で表示している。

4.3.3 実験結果と二次元シミュレーション予測の比較に関するまとめ

4.3.1-4.3.2節で述べたように、X線及び中性子に関する実験結果は NU_1 と NU_6 を組み合わせたマルチモードの非一様性によって再現できる。図4.3.9に $NU_1=0-30\%$, $NU_6=0-25\%$ に対するパラメータ領域を示す。4.3.1, 4.3.2節における比較から、Case A, Bの実験結果（X線発光及び中性子発生）を図4.3.9に示した NU_1 と NU_6 の領域でそれぞれ再現できる。そして、Case Aでは薄く、Case Bでは濃く色づけした領域において、X線及び中性子の実験結果を同時に再現することができ、Case Aでは $NU_1=18-22\%$, $NU_6=2-6\%$ で、Case Bでは $NU_1=13-17\%$, $NU_6=2-6\%$ である。Case Aの NU_1 がCase Bよりも大きく、 NU_6 はCase A, B間で同程度である。一方、図中に示した実験値 NU_1 は、爆

縮速度とその非一様性が時間的に一定であるという仮定の下に、XPCによって観測された爆縮コアの変位 Δs とターゲットの初期半径 R_0 から、 $NU_1' = \Delta s / R_0$ として求めることができる。Case Aに対しては $NU_1' = 13.8 \pm 3.0 \%$ 、Case Bに対しては $NU_1' = 5.5 \pm 2.6 \%$ となる。 NU_1' においてもCase Aの方がCase Bよりも大きく、 NU_1 と矛盾しない。しかし、その絶対値には2倍近い差がある。これは二次元シミュレーションの初期条件として、時刻 $t=t_0$ で球対称なコアに速度擾乱のみを考慮した近似によると考えられる。二次元シミュレーションでは、時刻 $t=t_0$ でターゲット中心で衝突する衝撃波は球対称に反射するとして計算を行った。モード1の非一様性がある場合の実際の爆縮過程においては、反射衝撃波は半径方向の成分だけではなく球心運動からずれている。したがって、図4.3.9で示した NU_1 の数値は明らかに過大評価である。実際の爆縮速度のモード1非一様性は恐らく NU_1 と NU_1' 間にあり、Case Aで14-22%程度、Case Bで6-13%程度であると考えられる。このため、モード6はCase A, Bにおいて5-10%程度であるという結論を得る。

このようにモード1の非一様性がコアの加熱を妨げる主要因の一つであり、他の低次モードをモード6で代用し、これをモード1と結合させることによって実験で観測されたような爆縮コアの急激な冷却を再現できることが明らかとなった。

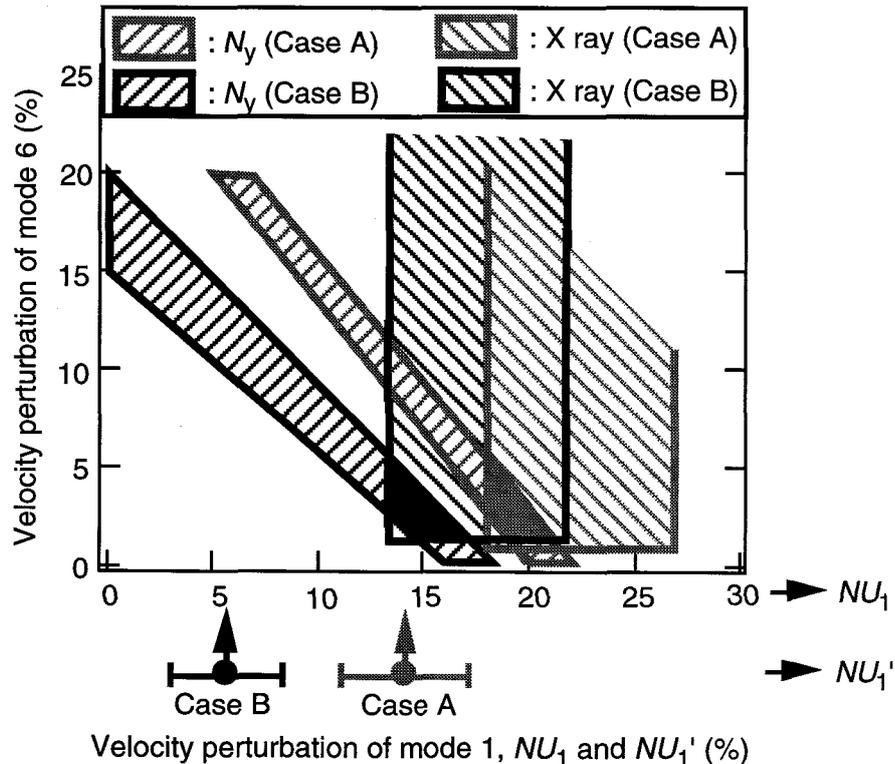


図4.3.9 NU_1, NU_6 のパラメータ領域におけるX線及び中性子の実験結果と二次元シミュレーション結果との比較のまとめ。XPCの爆縮コア変位から求めたCase A, Bに対するモード1の速度非一様性 NU_1' も示す。

4.4 まとめ

爆縮の低次モード非一様性がコア・プラズマの加熱過程に及ぼす影響を調べるために、R-T不安定性の低成長率における条件下で燃料ガスを充填したプラスチック・シェル・ターゲットを用いて直接照射型爆縮実験を行った。そして、多数のX線計測器及び中性子計測器を用いて加速相から減速相までの爆縮ダイナミクス全体を多方向から計測した。

実験結果から、爆縮においてレーザー照射非一様性を起因とするモード1（非対称モード）の非一様性が、爆縮コア・プラズマの加熱過程に顕著に影響を及ぼすことがわかった。また、X線及び中性子に関する実験結果と一次元及び二次元シミュレーションとの比較から、(1)減速相後半において爆縮コアはモード1の非一様性だけでなく、モード1に例えばモード6を結合させたマルチモードの非一様性によって冷却されること；(2)実験で観測されたような急激なコアの冷却はモード1とモード6のマルチモードの複雑なスパイク構造によって説明できること；(3)モード1の非一様性の低減によって爆縮コア性能を改善できること等が明らかとなった。

現在、三次元空間的な現象であるホット・スパーク形成過程をより詳細に調べるために、人為的に与えた特定の低次モード（モード1, 2, 6）の爆縮非一様性がその形成過程に与える影響を定量的に把握することを目指した研究が進行中である。本章で既述したモード1の非一様性は爆縮全体に初期のターゲット中心からの変位を与え、モード2はコア像を縦長及び横長に変形させる。観測方向を非一様性の軸方向又はそれに垂直な方向に選べば、モード1, 2ともに二次元形状が観測平面上にそのまま投影されるため、二次元シミュレーションと観測される爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを直接比較することができる。また、より安定な爆縮を実現するために、ビーム間のパワー・バランス制御及びビーム・プロファイル制御等のレーザー照射技術の改良についても現在進行中である。

第四章の参考文献

- [1] C. Yamanaka *et al.*, Nucl. Fusion 27, 19 (1987).
- [2] H. Nakano, N. Miyanaga, K. Yagi, K. Tsubakimoto, T. Kanabe, M. Nakatsuka, and S. Nakai, Appl. Phys. Lett. 63, 580 (1993).
- [3] N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, K. Tsubakimoto, S. Amano, M. Nakatsuka, T. Kanabe, T. Jitsuno, and S. Nakai, *in proceedings of 1st International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, ed. by Michel Andre and Howard T. Powel, SPIE 2633, 183 (1995).
- [4] K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, N. Miyanaga, and T. Jitsuno, Jpn. J. Appl. Phys. 37, 5560 (1998).
- [5] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. 53, 1057 (1984).

- [6] M. Katayama, M. Nakai, T. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai, *Rev. Sci. Instrum* **62**, 124 (1991).
- [7] N. Izumi *et al.*, *Annual Progress Report 1997 of Institute of Laser Engineering, Osaka University*, 157 (1997).
- [8] H. Takabe *et al.*, *Phys. Fluids* **31**, 2884 (1988).
- [9] H. Brysk, *Plasma Phys.* **15**, 611 (1973).
- [10] A. Sunahara, S. Naruo, M. Heya, H. Takabe, Y. Ochi, K. Fujita, N. Izumi, H. Shiraga, H. Nishimura, H. Azechi, and K. Mima, *Laser Part. Beams* (to be published).
- [11] G. N. Minerbo, *J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer* **20**, 541 (1978).

第五章 結論

レーザー慣性閉じ込め核融合において高利得を得るには、爆縮の最終段階で核融合点火源となるホット・スパークの形成実現が重要な課題であり、その形成過程の物理現象を正確に把握するためには、実験的及び理論的な両側面からのアプローチが不可欠である。本研究では、ホット・スパーク形成過程を実験的に評価するために、X線ストリーク・カメラに一次元及び二次元画像サンプリング技術を応用した超高速二次元X線画像計測法の開発を行った。これらを直接照射型爆縮実験に導入し、ホット・スパークとなる爆縮コア・プラズマのダイナミクスを時間分解、二次元空間分解計測し、爆縮コア・プラズマの二次元X線画像及び電子温度分布の撮影に成功した。そして、爆縮コア・ダイナミクスの二次元空間情報を一次元及び二次元シミュレーション・コードと比較することにより、爆縮の低次モード非一様性によるコア・プラズマの加熱、冷却機構を定量的に明らかにすることを試みた。以下に本研究で得られた成果をまとめる。

第二章では、直接照射爆縮による中心点火方式において、爆縮途上（加速相）での爆縮非一様性が最終段階（減速相）でのホット・スパーク形成過程に与える影響に着目し、両者の関係を定量的に理解するための評価手法を示した。以下にそれをまとめる。

(1) 爆縮過程のシナリオをそのダイナミクスの観点から、初期加熱相、加速相、減速相、膨張相の四つの時間領域に分類し、減速相においてホット・スパーク形成の実現が重要であることを示した。

(2) 安定なホット・スパークの形成を阻害する要因の一つである、爆縮の非一様性を短波長擾乱（高次モード）と長波長擾乱（低次モード）に分離して考え、両者が結合して爆縮コア・プラズマの一様性を崩し、コア・プラズマの加熱を妨げることを示した。高次モードの非一様性はレーザー照射の高次モード非一様性やターゲット表面粗さ等を種とし、加速相においてRayleigh-Taylor (R-T) 不安定性となって時間とともに指数関数的に成長する。そして、減速相で低温の擾乱が高温のガス燃料部に侵入する、流体混合を引き起こし、爆縮コアを冷却する。一方、低次モードの非一様性はビーム配置やビーム間のパワー・インバランスといったレーザー照射の低次モード非一様性を起因とし、R-T不安定性による成長は小さいが初期擾乱の振幅が大きいため、加速相において非一様な加速により増大する。そして、減速相において爆縮コア・プラズマを変形及び移動させ、ホット・スパークの安定な形成を妨げる。この両者の観点から、ホット・スパーク形成条件（点火条件を満たしたスパーク部に対し擾乱によって浸食される領域の許容量を評価する）を記述し、高利得爆縮と現在の爆縮実験との位置づけを明らかにした。

(3) 現在の爆縮実験においてコアの加熱過程を正確に理解するには、爆縮の半径圧縮率及びR-T不安定性成長率を制御し、低次モードと高次モードの非一様性の影響を分離して実験を行うことが重要であることを示した。特に、低次モード非一様性のコア加熱への影響に着目した実験領域に

においては、第三章で開発した超高速二次元X線画像計測法によって得られる爆縮コアの時間分解X線発光形状によってコア加熱を実験的に評価できることを示した。

第三章では、ホット・スパークとなる高速(200-300 ps)で微小(50-100 μm)な爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを診断するために、X線ストリーク・カメラに一次元及び二次元画像サンプリング技術を応用した超高速二次元X線画像計測法を開発した。以下にこれらをまとめる。

(1) 爆縮コア・プラズマ診断に要求される時間分解能を満足させるために、マルチイメージングX線ストリーク・カメラ (Multi-imaging x-ray streak camera: MIXS) 法の開発を行った。MIXS法では多重結像ピンホール・カメラとカソード・スリットの組み合わせにより、光電面上で一次元画像サンプリングを実現する。画像サンプリングしたデータの適切な二次元画像再構成手法を示し、爆縮コア・プラズマの二次元X線画像を時間分解能約10 ps, 空間分解能約15 μm で撮像することに成功した。得られたX線発光形状は低次モードの不均一構造を有しており、これらが時間的、空間的に変化していることがわかった。

(2) 爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスにおいて実験結果とシミュレーション予測間の時間原点設定を正確に行うために、一次元結像手法とMIXS法の結像手法を組み合わせたOne-dimensional and multi-imaging x-ray streak camera (1D+MIXS) 法の開発を行った。1D+MIXS法によって、一台のX線ストリーク・カメラで加速相でのシェルの時間軌跡と減速相での爆縮コア・プラズマの二次元X線画像を同一の時間軸によって記述し、加速相において実験結果とシミュレーション結果のシェル時間軌跡を一致させることによって、実験とシミュレーションとの比較が ± 30 ps程度の精度で可能となることを示した。

(3) 爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスをより詳細に診断するために、MIXS法を多チャンネル化した超高速多重スペクトル二次元X線画像計測 (McMIXS) 法の開発を行った。McMIXS法により、時間分解能20 ps, 空間分解能15 μm で複数スペクトルの二次元X線画像計測が可能となることを示した。これを直接照射型爆縮実験に導入し、コアの加熱過程を直接反映している爆縮コア・プラズマの二次元電子温度画像の撮影に成功した。

(4) 爆縮コア・プラズマ診断に必要な高時間、高空間分解能を同時に実現させるために、二次元画像サンプリングを応用したTwo-dimensional sampling-image x-ray streak camera (2D-SIXS) 法の提案及び設計を行った。そして、この計測手法の原理実証実験を行い、計測原理の実現可能性を実証した。

(5) 超高速二次元X線画像計測技術によって得られた多枚数の二次元X線画像を動画的描写手法を用いて表示することにより、爆縮コア・プラズマが時間的に移動、変形する様子をより効果的、直観的に把握できることを示した。そして、動画的描画手法が超高速二次元X線画像計測技術における強力な表示方法であり、レーザー爆縮コア・プラズマのような超高速で微小な現象のダイナミクス解析に適していることを示した。

以上のように、X線ストリーク・カメラに画像サンプリング技術を応用した超高速二次元X線画像計測技術（MIXS, 1D+MIXS, McMIXS, 2D-SIXS法）は、レーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクス診断を行う上で極めて有力であり、まだ原理実証段階にある2D-SIXS法を除いた、これらの計測手法を爆縮コア・プラズマ診断技術として確立した。

第四章では、流体力学的不安定性の成長率、爆縮の半径圧縮率を制御して、加速相における低次モードの爆縮非一様性がホット・スパーク形成過程に与える影響に着目した爆縮実験を行った。第三章で開発した超高速二次元X線画像計測法を中心とする多数のX線計測法、中性子計測法を用いて、多方向から爆縮ダイナミクス全体の総合的な計測を行った。観測結果から、レーザー照射非一様性を起因とするモード1（非対称モード）の非一様性が、爆縮コア・プラズマの加熱過程に顕著に影響を及ぼすことがわかった。そして、得られた実験結果と二次元シミュレーション予測との比較により以下のことがわかった。

- (1) 減速相後半において爆縮コアはモード1の非一様性だけでなく、モード1に例えばモード6を結合させたマルチモードの非一様性によって冷却されること。
- (2) 実験で観測されたような急激な爆縮コアの冷却はモード1とモード6のマルチモード非一様性による複雑なスパイク構造によって説明できること。
- (3) モード1の非一様性の低減によって爆縮コア性能を改善できること。

このように、非対称なモード1の爆縮非一様性が爆縮コア・プラズマ全体を移動させ、その一様性を崩し、コアを冷却する機構を明らかにした。そして、安定なホット・スパークの形成実現には、モード1の爆縮非一様性の抑制が重要であることを示した。

以上の研究成果により、レーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスを時間分解、二次元空間分解計測し、時間分解した二次元X線画像を用いてホット・スパークの形成過程を実験的に調べることが可能となった。今後は、他の低次～高次モードの爆縮非一様性のスパーク形成過程への影響をより詳細に検討し、その形成過程の定量的な理解が必要である。そして、これらの成果は将来の点火、燃焼、高利得実現のための知見となりうると確信する。

付録A MIXS, 1D+MIXS, McMIXS, 2D-SIXSシステムで使用した構成機器リスト

各計測法で用いた構成機器の機種名, 設定値等を示す. 画像処理機 (Temporal analyzer: TA) はHamamatsu C-3610を使用した. より詳細なデータや略字の説明については本文中に示した. また, 掃引レンジの1, 2は図3.3.11の1, 2に対応している.

表A.1 本論文で使用した各計測法の構成機器一覧.

		MIXS	1D+MIXS	McMIXS	2D-SIXS
XPC	ピンホール・ディスク Taディスク 径8.0 mm 厚25 μ m	シングル・アレイ $N=11$ $s=150 \mu\text{m}$ $D_{PH}=11.55 \mu\text{m}$	ダブル・アレイ $L_{array}=568 \mu\text{m}$ 1D $N=3$ $s=350 \mu\text{m}$ $D_{PH}=17, 17, 30 \mu\text{m}$ MIXS $N=11$ $s=150 \mu\text{m}$ $D_{PH}=13.0 \mu\text{m}$	トリプル・アレイ $L_{array}=207 \mu\text{m}$ $N=11 \times 3$ $s=100 \mu\text{m}$ $D_{PH}=11.45 \mu\text{m}$	$N=1$ $D_{PH}=12 \mu\text{m}$ w/ サンプル グ・マスク
	ピンホール筒	$L_{PH}=290 \text{ mm}$ $f=1283.4 \text{ mm}$ $g=110 \text{ mm}$ $M=11.67$ $a=341 \text{ mm}$ $b=465 \text{ mm}$	$L_{PH}=270 \text{ mm}$ $f=1116 \text{ mm}$ $g=143 \text{ mm}$ $M=7.8$ $a=321 \text{ mm}$ $b=465 \text{ mm}$	$L_{PH}=330 \text{ mm}$ $f=1323.4 \text{ mm}$ $g=84 \text{ mm}$ $M=15.75$ $a=381 \text{ mm}$ $b=465 \text{ mm}$	$L_{PH}=390 \text{ mm}$ $f=1248.8 \text{ mm}$ $g=36 \text{ mm}$ $M=34.68$ $a=441 \text{ mm}$ $b=465 \text{ mm}$
スパーサー・フランジ		×	×	○ (14 mm)	○ (26 mm)
"8/6"変換フランジ		×	○ (18 mm)	×	×
フィルター装着室		○	×	○	×
XSC	機種名	XSC-Va Hamamatsu C-2590	XSC-Vb Hamamatsu C-2590	XSC-Va Hamamatsu C-2590	XSC-VI Hamamatsu C-4575
	フォトカソード	シングル・スリット (80 μmW , 25 mm)	ダブル・スリット (80 μmW , 25 mm) $L_{slit}=5 \text{ mm}$	トリプル・スリット (80 μmW , 25 mm) $L_{slit}=3.5 \text{ mm}$	面カソード (8.0 \times 8.0 mm)
	掃引レンジ	2 ns or 5 ns @1	5 ns @2	5 ns @2	10 ns
リレー・レンズ		CCD	SIT	CCD	CCD
CCDカメラ		Hamamatsu C-3140	Hamamatsu C-3140	Hamamatsu C-3140	Hamamatsu C-3640

付録B MIXS法におけるアラインメント及び調整手順

ここでは、激光XII号のターゲット・チャンバーでの爆縮実験にMIXS法を導入するために必要なアラインメント・調整手順について述べる。他の1D+MIXS, McMIXS, 2D-SIXS法についてもこのアラインメント手順とはほぼ同様である。

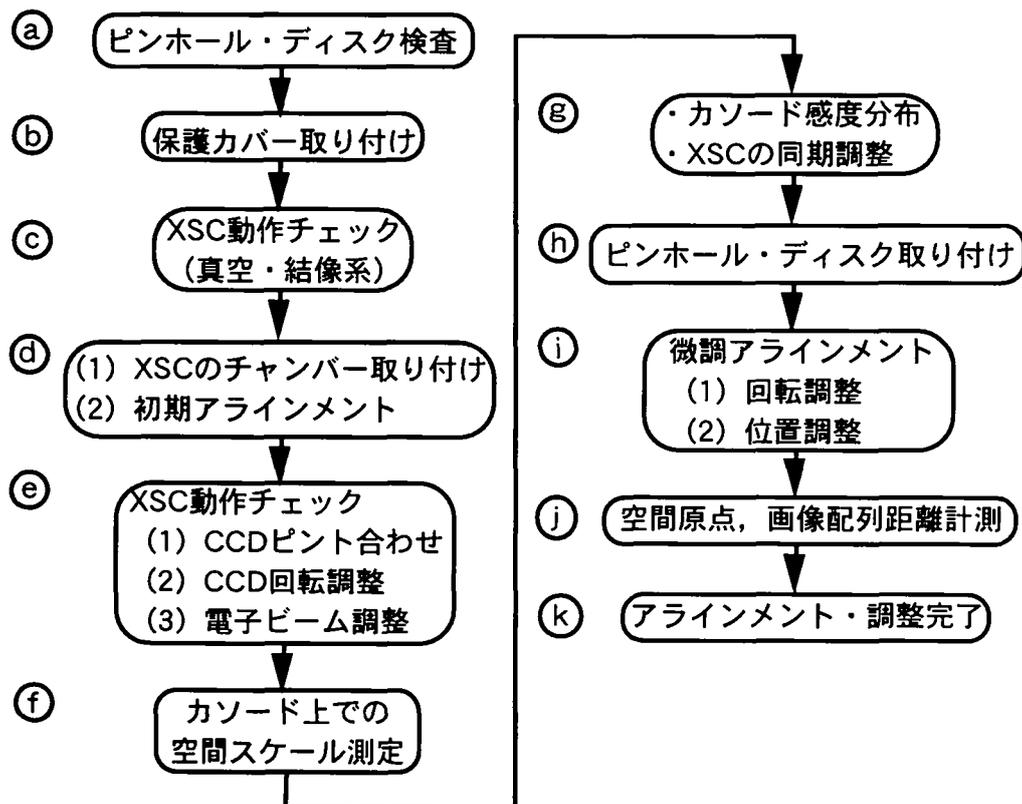
図3.3.13に典型的なMIXS法のセッティング例を示した。使用目的によってピンホール・ディスク、カソード・ディスクの設定は異なるが、それら以外の周辺機器についてはほぼ同一のものを使用する。図B.1にアラインメント、調整手順に関するフロー・チャートを示す。以下に個々の詳細について述べる。

(a) ピンホール・ディスク検査

光学顕微鏡でピンホール位置が設定通りであることを確認し、ピンホール・サイズのばらつきを補正するために個々のピンホール面積を調べる。

(b) 保護カバー取り付け

ピンホール・ディスクの取り扱いを容易にするために、Taディスク（径7.5 μm , 厚さ25 μm ）に計測窓を設けた保護カバーをピンホール・ディスクに接着剤によって貼り付ける。この時、計測窓の長辺とピンホール列をほぼ平行に、そしてピンホール・ディスクの中心と計測窓の中心とを一致させる。

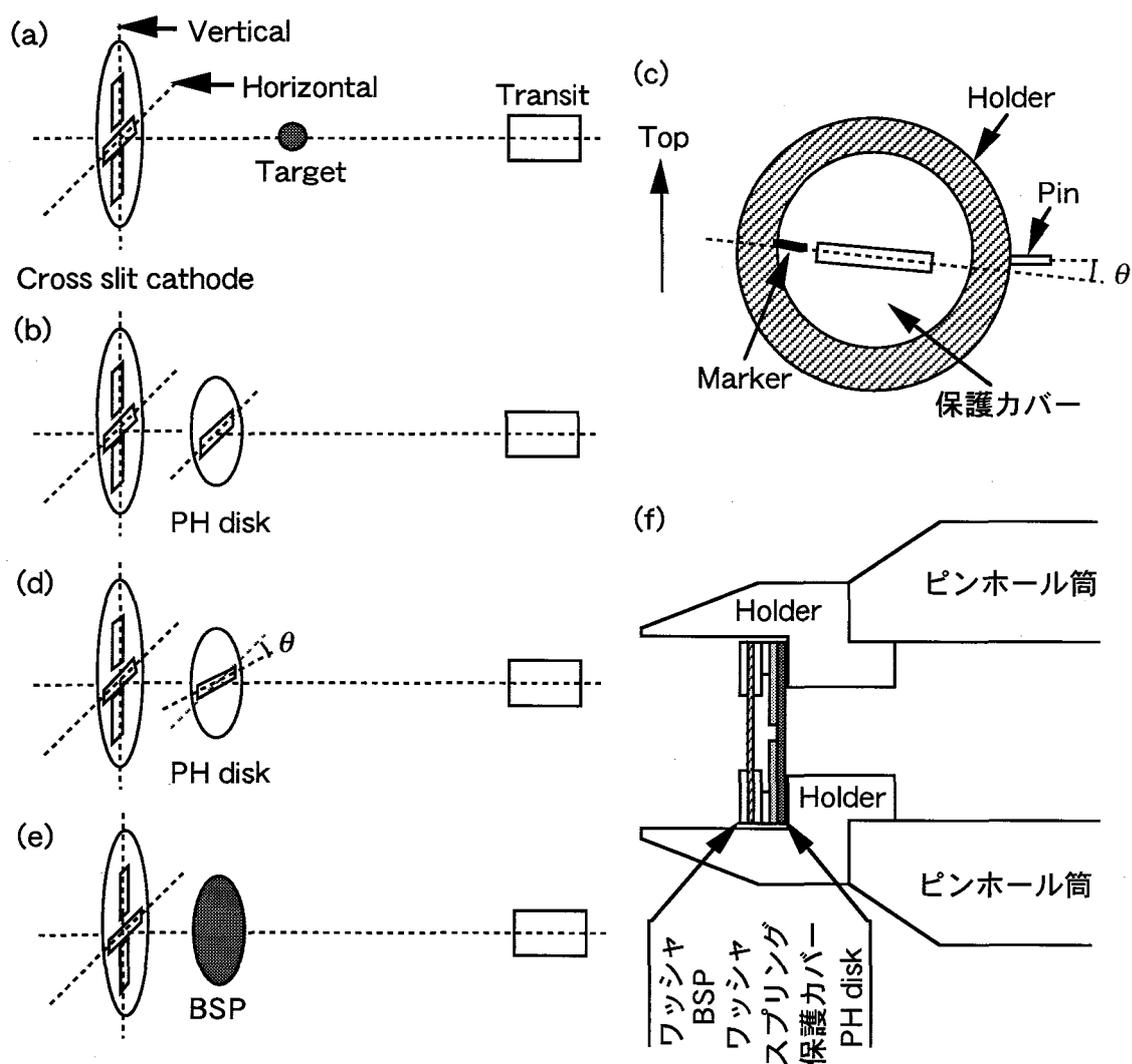


図B.1 MIXS法のアラインメント及び調整手順のフロー・チャート。

(c) XSC動作チェック (真空・結像系)

(d) XSC取り付け及びピンホール先端部の初期アラインメント

X線ストリーク・カメラ (以後XSC) 本体のターゲット・チャンバー取り付けに関しては通常通りであるが、ピンホール先端部に関してはピンホール列の回転角の初期アラインメントが必要である。この初期アラインメントを行わない場合、手順(i)においてピンホール列をカソード・スリットに対して回転フランジによって θ だけ傾ける際に、回転フランジの調整範囲外 (回転フランジは $\pm 10 \text{ deg}$ 回転可能) となる可能性がある。この初期アラインメント手順を図B.2に示す。まず、カソード中心、チャンバー (ターゲット中心)、トランシットのレチクル中心の軸出し (以後中心軸と呼ぶ) を、トランシットを調整して行う (同図 (a))。ここで、トランシットはX線



図B.2 ピンホール先端部の初期アラインメント。(a) 十字カソードの中心、チャンバーの中心、レチクルの中心を同一軸に持ってくる。(b) ピンホール列を水平方向のスリットに平行にする。(c) ピンホール・ディスク正面図。ピンホール列をピンに対して θ だけ時計回りに回転させる。(d) ピンホール・ディスク中心をレチクル中心に合わせる。(e) BSPを取り付ける。(f) ピンホール先端部の断面図。

ストリーク・カメラの対向ポートに設置する。次に、ピンホール列とスリット長さ方向を平行に、ピンホール・ディスクの中心を中心軸にそれぞれ合わせる（同図 (b)）。ピンホール・ディスク中心は計測窓中心と一致しているとみなし、ピンホール駆動部によってピンホール・ディスクの位置をレチクル中心（中心軸）に合わせる。また、ピンホール列は保護カバーの計測窓の長辺と平行であるとして、計測窓の長辺とスリットが平行になるようにピンホール・ホルダーの締め具合を調整する。この時、ピンホール・ホルダーを完全には締めず、次の手順で θ だけ左右回転できるように適度に緩めて両面テープで固定しておく。このように、ピンホール列とスリット長さ方向が平行になった状態で、ピンホール筒を取り外し、ピンホール・ホルダーを θ だけ時計回りに回転させ（同図 (c)）、再びXSCに取り付けて、対向ポートから確認する（同図 (d)）。この初期アライメント後、カソード感度空間分布データ計測のためにピンホール筒を取り外す。カソード感度空間分布データ計測後、BSPを装着して再び取り付けを行う。このアライメント手法において、初期アライメントの中心軸からの位置精度、水平方向に対しての角度精度は、それぞれ $\pm 100 \mu\text{m}$ 、 $\pm 2 \text{ deg}$ 程度である。

(e) XSC動作チェック

チャンバー取り付け後、CCDピント合わせ及び回転調整を行い、電子ビーム調整によって結像系のぼけを最小限にする（十字カソードのスリット幅 ($80 \mu\text{m}$) の半値全幅が画像処理機上で3 pixel程度あるいはそれ以下まで調整する）。また、水平方向のスリットの y （時間掃引）方向の空間位置 y_{slit} (pixel) を記録しておく。

(f) カソード空間スケール測定

Au面カソード（三つの $8.0 \text{ mm} \times 8.0 \text{ mm}$ の枠から構成されている）をUVランプで照らし、横、縦それぞれのカソード上での単位ピクセル当たりの空間スケールを測定する。

(g) カソード感度分布及び同期調整（実験条件の詳細は3.3.2.2(a)節参照）

ピンホール先端部、フィルターを取り外した状態で、Auコート・サファイア球（径約 $100 \mu\text{m}$ ）を低エネルギー（数十 J）で数ビーム照射による較正ショットを行う。スリット像をXSCによって時間分解計測し、カソード感度分布をその空間位置データとする。カソードは爆縮コア・プラズマ診断用のスリット・カソードを用いる。

(h) ピンホール・ディスク取り付け

(i) 微調アライメント（実験条件の詳細は3.3.2.2(b)節参照）

Auコート十字ターゲット（ファイバー径約 $7 \mu\text{m}$ ）を低エネルギー（数十 J）で数ビーム照射によるショットを行い、十字ターゲット像をMIXS法により時間積分画像として計測する。十字ターゲットの画像列の傾きを回転フランジによって傾斜角 θ に調整する。回転調整後、時間掃引方向の位置調整を行う。中央の十字ターゲットの交点を（ $N=11$ の場合は6番目）をスリットの空間位置 y_{slit} (pixel) に設定精度 $\pm 1 \text{ pixel}$ 程度で合わせる。ここでは、十字ターゲット全体を結像するため面カソードを使用する。

(j) 空間原点及び画像配列距離計測（実験条件の詳細は3.3.2.3(b)節参照）

Auコート十字ターゲット（径約7 μm ）を低エネルギー（数十J），数ビーム照射によるショットを行ない，MIXS法によって十字ターゲットのX線発光画像の時間分解計測を行なう．この時間掃引画像データを再生することによって適切な空間原点 $s(1)$ - $s(N)$ を得ることができる．

(k) アライメント・調整完了

フィルターを装着してアライメント終了である．

謝辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜りました山中龍彦教授に深厚なる謝意を表します。

本研究は大阪大学レーザー核融合研究センターで行われたものであり、素晴らしい研究の場を提供して下さいました三間圀興教授（センター長）、中井貞雄教授（前センター長）に深く感謝致します。

さらに、本研究を一貫して直接御指導、御教授戴きました白神宏之講師、宮永憲明助教授に深く感謝致します。

また、本論文作成にあたり貴重な御指導と御助言を戴きました、中塚正大教授、西村博明助教授に深厚なる謝意を表します。あわせて、大学院在学中、御指導、御教示を戴きました、松浦慶士教授、熊谷貞俊教授、辻毅一郎教授、佐々木孝友教授、平尾孝教授、谷野哲三教授、黒田英三教授に深く謝意を表します。

本研究を通じて終始変わらぬ御指導、御助言を戴きました井澤靖和教授、加藤義章教授（現原子力研究所関西研究所）、西原功修教授、高部英明教授、疇地宏助教授、中井光男講師、兒玉了祐講師、遠藤琢磨助教授（現名古屋大学）に心から感謝致します。

実験及び解析にあたり御協力戴いた、山中正宣助教授、北川米喜助教授、實野孝久助教授、神前康次助教授、田中和夫助教授、藤田尚徳助教授、乗松孝好助教授、大道博行助教授、阪部周二助教授、金邊忠講師、村上匡且講師、長友英夫助手、椿本孝治助手、高木勝博士、福田優子教務員に心より謝意を表します。

装置の準備から実験を進めるにあたって御協力戴いた木村泰子技術補佐員、前川修技官、斉藤昌樹技官、島田京子技術補佐員、米納朋子技術補佐員、宮本昌浩氏、浦野徹氏、園本竜也氏、松下知広氏、東寛之技術補佐員、正崎敏哉技術補佐員、押川幹夫技術補佐員に深く感謝致します。

そしてレーザー核融合研究センターの研究生活において、熱心な討論、激励を戴きました泉信彦博士、砂原淳博士、藤島晃氏、本田博史博士、重森啓介博士、藤田和久博士、桐山博光博士、加藤義則博士、本田満博士、Yoon Geun-Young博士、天野真司氏、石飛啓明氏、稲垣勝人氏、大西友芳氏、木村陽一氏、木村孝志氏、小池明裕氏、近藤克昭氏、中島聡司氏、中野貴男氏、中村真一氏、二宮士郎氏、速水秀高氏、本田孝二氏、山ヶ城哲夫氏、渡辺信氏、青木良之氏、上山宏樹氏、越智義浩氏、中筋幹夫氏、吉田卓治氏、大貫大輔氏、川崎嗣雄氏、藤本和彦氏、三樹創氏、小西正晃氏、錦野将元氏、仁木勇氏、田島宏邦氏、反保元伸氏、松岡正明氏、船倉治郎氏に深く感謝致します。

ならびに共に競い合い、助けて戴いた河村徹氏、後藤道夫氏、千徳靖彦氏、高橋謙次郎氏、北條昌秀氏、松井宏記氏、文雅司氏、葉玉牽氏、吉村政志氏、Lim Changwan氏に感謝致します。

また、本論文の草稿、執筆に際し、筆舌に尽くし難い御協力戴きました永谷拓郎氏、藤岡慎介氏に心から感謝致します。

最後に本研究に際し、レーザー運転、ターゲットの製作、計算機の利用、御指導、御協力戴きました大阪大学レーザー核融合研究センターのスタッフの方々に深く感謝致します。

研究業績目録

主要論文

- (1) "Time-resolved, two-dimensional electron-temperature distribution of laser-imploded core plasmas"
M. Heya, M. Nakasuji, H. Shiraga, N. Miyanaga, H. Azechi, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima
 Rev. Sci. Instrum. **68**, 820 (1997).
- (2) "動画的描画手法を用いた超高速二次元X線画像計測技術によるレーザー爆縮コア・プラズマ・ダイナミクスの研究"
部谷学, 白神宏之, 島田京子, 宮永憲明, 高部英明, 山中龍彦, 三間罔興
 (プラズマ・核融合学会誌第75巻(1999)に掲載予定).
- (3) "Implosion experiments of gas-filled plastic-targets with $l=1$ drive nonuniformity at the Gekko-XII glass laser"
M. Heya, H. Shiraga, A. Sunahara, M. Nakasuji, M. Nishikino, N. Izumi, H. Honda, K. Fujita, N. Miyanaga, H. Nishimura, H. Azechi, S. Naruo, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima
 (submitted to Phys. Plasmas).
- (4) "Laser-imploded core structure observed by using two-dimensional x-ray imaging with a 10-ps temporal resolution"
 H. Shiraga, M. Heya, A. Fujishima, O. Maegawa, K. Shimada, Y. Kato, T. Yamanaka, and S. Nakai
 Rev. Sci. Instrum. **66**, 722 (1995).
- (5) "One- and two-dimensional fast x-ray imaging of laser-driven implosion dynamics with x-ray streak camera"
 H. Shiraga, M. Heya, M. Nakasuji, N. Miyanaga, H. Azechi, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima
 Rev. Sci. Instrum. **68**, 828 (1997).
- (6) "Ultrafast two-dimensional x-ray imaging with x-ray streak cameras for laser fusion research"
 H. Shiraga, N. Miyanaga, M. Heya, M. Nakasuji, Y. Aoki, H. Azechi, T. Yamanaka, and K. Mima
 Rev. Sci. Instrum. **68**, 745 (1997).
- (7) "Two-dimensional sampling-image x-ray streak camera for ultrafast imaging of ICF plasmas"
 H. Shiraga, M. Nakasuji, M. Heya, and N. Miyanaga
 (to be published in Rev. Sci. Instrum., 1999).
- (8) "Time-resolved two-dimensional monochromatic imaging of laser-imploded plasma"
 N. Miyanaga, Y. Aoki, H. Shiraga, K. Shimada, K. Fujimoto, M. Heya, and M. Nakasuji
 Rev. Sci. Instrum. **68**, 817 (1997).
- (9) "Cryogenic deuterium target experiments with the GEKKO XII, green laser system"
 K. A. Tanaka, T. Yamanaka, K. Nishihara, T. Norimatsu, N. Miyanaga, H. Shiraga, M. Nakai, Y. Kitagawa, R. Kodama, T. Kanabe, H. Azechi, M. Heya, T. Jitsuno, M. Kado, K. Mima, M. Nakatsuka, A. Nishiguchi, H. Takabe, M. Takagi, K. Tsubakimoto, M. Tsukamoto, Y. Kato,

Y. Izawa, and S. Nakai

Phys. Plasmas 2, 2495 (1995).

(10) "High-convergence uniform implosion of fusion pellets with the new GEKKO laser"

H. Nishimura, H. Azechi, H. Shiraga, M. Nakai, N. Miyanaga, H. Takabe, T. Norimatsu, H. Fujita, K. Shigemori, M. Heya, N. Izumi, H. Honda, K. Fujita, A. Sunahara, M. Honda, T. Kanabe, T. Jitsuno, M. Takagi, R. Kodama, K. A. Tanaka, M. Nakatsuka, K. Nishihara, Y. Kato, T. Yamanaka, and K. Mima

Plasma Phys. Control. Fusion 39, A401 (1997).

その他の発表論文

(1) "Hot spark structure in laser-imploded core plasmas observed with a 10-ps-resolved x-ray imaging"

M. Heya, H. Shiraga, N. Miyanaga, K. Nishihara, K. A. Tanaka, Y. Kato, T. Yamanaka, and S. Nakai
Proc. of 12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, ed. by S. Nakai and G. H. Miley, AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 369, 143 (1995).

(2) "Improvement of the imploded core performance with uniform GEKKO-XII green laser system"

H. Shiraga, M. Heya, M. Nakasuji, H. Azechi, N. Izumi, T. Yamagajo, Y. Kato, T. Yamanaka, and S. Nakai

Proc. of 12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, ed. by S. Nakai and G. H. Miley, AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 369, 108 (1995).

(3) "Mass ablation rate and implosion dynamics"

M. Heya, M. Nakasuji, H. Shiraga, N. Miyanaga, H. Azechi, and K. Mima

Annual Progress Report 1995, Institute of Laser Engineering, Osaka University (1995) p. 149.

(4) "Stagnation dynamics of laser-imploded core plasmas observed with multi-channel, multi-imaging x-ray streak camera"

M. Heya, M. Nakasuji, H. Shiraga, N. Miyanaga, H. Azechi, and H. Takabe

Annual Progress Report 1996, Institute of Laser Engineering, Osaka University (1996) p. 117.

(5) "超高速多重スペクトル二次元X線画像計測法の開発"

部谷学, 中筋幹夫, 青木良之, 白神宏之, 宮永憲明, 疇地宏, 高部英明, 山中龍彦, 三間圀興
電子情報通信学会技術研究報告, EID96-7 (1996).

(6) "Low-mode nonuniformities in implosion and its core performance at Gekko-XII glass laser"

M. Heya, H. Shiraga, N. Miyanaga, A. Sunahara, and S. Naruo

Annual Progress Report 1997, Institute of Laser Engineering, Osaka University (1997) p. 91.

(7) "二次元画像サンプリングを応用したX線ストリークカメラによる超高速二次元X線画像診断技術"

部谷学, 白神宏之, 中筋幹夫, 山中龍彦, 三間圀興

電子情報通信学会技術研究報告, EID97-8 (1997).

国際会議発表

- (1) "Laser-imploded core structure observed by using a 2-dimensional x-ray imaging with 10-ps temporal resolution"
H. Shiraga, M. Heya, A. Fujishima, O. Maegawa, K. Shimada, Y. Kato, T. Yamanaka, and S. Nakai
10th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Rochester, New York, USA,
8-12 May, 1994.
- (2) "Hot spark structure of laser-imploded core observed by using a 2-dimensional x-ray imaging with 10-ps temporal resolution"
H. Shiraga, M. Heya, N. Miyanaga, K. Nishihara, K. A. Tanaka, Y. Kato, T. Yamanaka, and S. Nakai
36th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Minneapolis, MN, USA, 7-11 November, 1994.
- (3) "Hot spark structure in laser-imploded core plasmas observed with a 10-ps-resolved x-ray imaging"
M. Heya, H. Shiraga, N. Miyanaga, K. Nishihara, K. A. Tanaka, Y. Kato, T. Yamanaka, and S. Nakai
12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka, Japan,
24-28 April, 1995.
- (3) "Improvement of the imploded core performance with uniform GEKKO-XII green laser system"
H. Shiraga, M. Heya, M. Nakasuji, H. Azechi, N. Izumi, T. Yamagajo, Y. Kato, T. Yamanaka, and
S. Nakai
12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka, Japan,
24-28 April, 1995.
- (4) "Ultra-fast 2-dimensional x-ray imaging with a 10-ps resolution for use in laser fusion research"
H. Shiraga, M. Heya, M. Nakasuji, T. Yamanaka, and Y. Kato
11th International Conference on Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, Tokyo, Japan,
27 August - 1 September, 1995.
- (5) "Time-resolved, two-dimensional electron-temperature distribution of laser-imploded core plasmas"
M. Heya, M. Nakasuji, H. Shiraga, N. Miyanaga, H. Azechi, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima
11th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Monterey, CA, USA,
12-16 May, 1996.
- (6) "One- and two-dimensional fast x-ray imaging of laser-driven implosion dynamics with x-ray streak camera"
H. Shiraga, M. Heya, M. Nakasuji, N. Miyanaga, H. Azechi, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima
11th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Monterey, CA, USA,
12-16 May, 1996.
- (7) "Ultrafast two-dimensional x-ray imaging with x-ray streak cameras for laser fusion research"
H. Shiraga, N. Miyanaga, M. Heya, M. Nakasuji, Y. Aoki, H. Azechi, T. Yamanaka, and K. Mima
11th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Monterey, CA, USA,
12-16 May, 1996.

- (8) "Time-resolved two-dimensional monochromatic imaging of laser-imploded plasma"
 N. Miyanaga, Y. Aoki, H. Shiraga, K. Shimada, K. Fujimoto, M. Heya, and M. Nakasuji
 11th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Monterey, CA, USA,
 12-16 May, 1996.
- (9) "High convergence uniform implosion of fusion pellets with new Gekko laser"
 H. Nishimura, H. Azechi, H. Shiraga, M. Nakai, N. Miyanaga, H. Takabe, T. Norimatsu, H. Fujita,
 K. Shigemori, M. Heya, N. Izumi, H. Honda, K. Fujita, A. Sunahara, M. Honda, T. Kanabe, T. Jitsuno,
 M. Takagi, R. Kodama, K. A. Tanaka, M. Nakatsuka, K. Nishihara, Y. Kato, T. Yamanaka, and
 K. Mima
 8th International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 9-13 September, 1996.
- (10) "Low-mode nonuniformities of laser-imploded target and its core performance at GEKKO-XII glass
 laser"
M. Heya, H. Shiraga, M. Nakasuji, N. Miyanaga, H. Honda, A. Sunahara, S. Naruo, H. Takabe,
 H. Azechi, T. Yamanaka, and K. Mima
 39th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Pittsburgh, PA, USA, 17-21 November, 1997.
- (11) "Two-dimensional sampling-image x-ray streak camera for ultrafast imaging of ICF plasmas"
 H. Shiraga, M. Nakasuji, M. Heya, and N. Miyanaga
 39th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Pittsburgh, PA, USA, 17-21 November, 1997.
- (12) "Two-dimensional sampling-image x-ray streak camera for ultrafast imaging of ICF plasmas"
 H. Shiraga, M. Nakasuji, M. Heya, and N. Miyanaga
 12th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Princeton, NJ, USA,
 7-11 June, 1998.
- (13) "Indirect-direct hybrid target experiments with Gekko XII laser"
 H. Nishimura, H. Azechi, K. Fujita, M. Heya, N. Izumi, N. Miyanaga, M. Nakai, S. Nakai,
 M. Nakatsuka, K. Nishihara, T. Norimatsu, Y. Ochi, K. Shigemori, H. Shiraga, H. Takabe,
 T. Yamanaka, and K. Mima
 17th IAEA Fusion Energy Conference, Yokohama, Japan, 19-24 October, 1998.

国内学会発表（登壇のみ）

- (1) "爆縮核融合のコアダイナミクス研究 III"
 日本物理学会, 福岡工業大学 1994年3月2日
- (2) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造 II"
 日本物理学会, 静岡大学 1994年9月2日
- (3) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造"
 レーザー学会, マイドーム大阪 1995年1月19日
- (4) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造 III"

- | | |
|--------------------------------------|-------------|
| 日本物理学会, 神奈川大学 | 1995年3月31日 |
| (5) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造 V" | |
| 日本物理学会, 大阪府立大学 | 1995年9月29日 |
| (6) "部分コヒーレント光による直接照射爆縮" | |
| プラズマ・核融合学会, 京都大学 | 1996年3月21日 |
| (7) "部分コヒーレント光による直接照射爆縮" | |
| 日本物理学会, 金沢大学 | 1996年4月3日 |
| (8) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造 VII" | |
| 日本物理学会, 山口大学 | 1996年10月4日 |
| (9) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造 VIII" | |
| 日本物理学会, 名城大学 | 1997年3月20日 |
| (10) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットス・パーク構造 IX" | |
| 日本物理学会, 神戸大学 | 1997年10月5日 |
| (11) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造" | |
| プラズマ・核融合学会, 大阪大学 | 1997年11月25日 |
| (12) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造 X" | |
| 日本物理学会, 日本大学 | 1998年3月31日 |
| (13) "レーザー爆縮コアプラズマにおけるホットスパーク構造 XI" | |
| 日本物理学会, 琉球大学 | 1998年9月27日 |

その他の発表

- | | |
|-------------------------------------|------------|
| (1) "超高速多重スペクトル二次元X線画像計測法の開発" | |
| 画像変換技術合同研究会, 大阪大学 | 1996年6月20日 |
| (2) "X線ストリークカメラを応用した超高速二次元X線画像診断技術" | |
| 画像変換技術合同研究会, ホテルムーンビーチ (沖縄) | 1997年6月9日 |