Osaka University Knowledge Archive

Title	直接照射レーザー核融合における流体不安定性の解明と抑制
Author(s)	藤岡, 慎介
Citation	大阪大学, 2005, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1867
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

直接照射レーザー核融合における流体不安定性の解明と抑制

藤岡慎介

2005 年 2 月 10 日

内容梗概

本論文は，筆者が大阪大学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻博士課程在学中及びその後大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにて行った「直接照射レーザー核融合における流体力学的不安定性の解明と抑制」に関する研究成果をまとめたものである．

核融合エネルギーは，無尽蔵な燃料供給とエネルギー密度が高く放射性廃棄物の少ないという利点から，人類究極のエネルギー源として研究が進められてきたが，エネルギー源としての核融合反応炉の実現には未だ課題が残されている．

本研究ではレーザー核融合に関する実験研究を行った．レーザー核融合では高強度レーザーを球殻状の燃料球表面に照射し，アブレーションに伴う反作用により燃料球を爆縮・圧縮する．形成された高密度プラズマを加熱することで点火・燃焼を起こす．爆縮過程における燃料球表面は流体力学的に不安定な状態であるため，ターゲット表面に存在す擾乱は流体力学的不安定性によって指数関数的に成長する．成長した擾乱は燃料球の破断を引き起こし，爆縮プラズマの温度・密度を低下させる．

本研究の目的はレーザー核融合において重大な問題である流体不安定性物理の解明・理解とその理解に基づいた抑制手法の開発である．また高速点火用ターゲットとして注目されているガイディング・コーン付きプラスチックシェルの非対称爆縮に関する研究を行い，高速点火ターゲット中での流体現象を明らかにすることである．

本論文は，6 章で構成される．

第 1 章「レーザー核融合に関わる研究課題」では，レーザー核融合の原理と研究の現状及び実現の為の課題について要約し，本研究の意義を述べる．

第 2 章「高空間・時間分解 X 線画像診断技術の開発」では，高空間分解能と高時間分解能を同時に実現する計測技術の開発を行った．X 線半影カメラ及び高倍率 X 線スリットカメラをフラッシュ X 線バックライトまたは X 線ストリーク・カメラと組み合わせたることで，レーザー・プラズマの流体運動を時間分解能 3 - 5 μm 及び時間分解能 100 - 200 ps で観測する技術を確立した．

第 3 章「レーザー駆動プラズマの密度構造計測によるアブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性物理の解明」では，Side-on X 線バックライト法を用いたプラズマ密度計測技術を開発し，レーザー駆動プラズマ中の密度構造を解明した．得られた密度構造に基づき，シミュレーションに依存しないアブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性モデルの検証を行い，従来のモデルには組み込まれていない流体不安定性の抑制機構が存在する可能性を示した．

第 4 章「輻射エネルギー輸送制御によるダブル・アブレーション構造の形成とレイリー・テイラー不安定性の抑制」では，低原子番号物質であるプラスチックに高原子番号物質である臭素をわずかに混ぜることで，電子熱輸送によるアブレーションと輻射エネルギー輸送によるアブレーション面が共存するダブル・アブレーション構造が形成されることを示し，その構造を実験にて初めて観測した．ダブル・アブレーション構造における輻射駆動アブレーション面での質量噴出率の増大と密度スケール長の伸長を積極的に活用したレイリー・テイラー不安定性を抑制手法を提案し，その抑制効果を理論・実験で実証した．また，ダブル・アブレーション構造による抑制手法を用いた核融合点火ターゲットの設計を行った．

第 5 章「ガイディング・コーン付き高速点火ターゲットの非対称爆縮に関する研究」では有力な高速点火レーザー核

融合用ターゲットとして注目されているガイディング・コーン付き球殻ターゲットの爆縮実験を行った，高速二次元 X 線画像技術を用いて従来の球対称爆縮とは異なる高密度・高温プラズマの振る舞いを観測し，コーン先端のプラズマ挙動に関する新しい知見を得た．

第 6 章は結論であり，本研究で得られた成果を総括する．

付録では，レーザープラズマにおけるエネルギー輸送や放射流体物理の応用として注目されている「次世代半導体リソグラフィー用レーザー生成極端紫外光源プラズマの開発」について述べる．本研究では，線幅 50 nm 以下の次世代半導体製造技術の最有力候補である極端紫外光リソグラフィー（EUVL: Extreme Ultra-Violet Lithography）用のレーザー生成 EUV 光源プラズマの最適化に関する研究を行った．EUV 放射プラズマのオパシティー構造を観測し，オパシティー構造の EUV 放射効率への影響を明らかにするとともに，光源装置の汚染を引き起こす EUV 放射プラズマからのイオンデブリ放射特性についての新たな知見を得た．

目次

内容梗概 iii

第 1 章　レーザー核融合に関わる研究課題 1
1.1　エネルギー問題と核融合 1
1.2　熱核融合反応とプラズマ閉じ込め 2
1.3　レーザー核融合の原理 3
1.4　レーザー核融合研究の現状 3
1.5　レーザー核融合と流体力学的不安定性 4
1.6　レーザープラズマ中のエネルギー輸送とプラズマの構造 4
1.7　レーザープラズマの応用 6

第 2 章　高空間・高時間分解 X 線画像診断技術の開発 7
2.1　高空間・時間分解 X 線画像診断技術の必要性 7
2.2　高エネルギー X 線バックライト源 7
2.2.1　プラズマ中での X 線輻射過程 7
2.2.2　輻射過程と X 線スペクトル 8
2.2.3　ライン輻射過程による X 線輻射 9
2.2.4　高エネルギー X 線源の選択 10
2.3　フラッシュ X 線バックライト法 11
2.4　X 線半影法の開発 12
2.4.1　X 線半影法の原理 13
2.4.2　X 線半影法の空間分解能評価 13
2.4.3　X 線画像計測におけるノイズ量の評価 15
2.4.4　半影像の再生可能条件 16
2.4.5　半影像の画像再構成過程 17
2.4.6　半影画像再生プログラム 19
2.5　イメージング・プレートの X 線半影カメラへの導入 19
2.6　X 線半影ストリークカメラの開発 22
2.6.1　広ダイナミックレンジ X 線ストリークカメラ 22
2.6.2　遺伝的アルゴリズムを用いたヒューリスティックな半影画像再生法 23
2.6.3　X 線ストリークカメラのカソード感度ムラ補正 25
2.6.4　X 線半影ストリークカメラ法の原理実証実験 26
2.7　高倍スリット・カメラの開発 27
2.7.1　高倍スリット結像法の原理 27

2.7.2 高倍スリット結像法を用いたレーザー駆動プラズマの流体運動観測 28
2.8 まとめ 29

第 3 章 レーザー駆動プラズマの密度構造計測によるアブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性物理の解明 31
3.1 レイリー・テイラー不安定性と高部の式 31
3.2 X 線バックライト法によるプラズマ密度構造計測 32
3.3 密度構造計測に最適なバックライト X 線の波長選択 33
3.3.1 X 線透過率の検討 33
3.3.2 屈折角の検討 33
3.3.3 電離による X 線吸収断面積の変化 34
3.4 バックライト X 線の透過率較正 35
3.5 希薄波伝搬のプラズマ流体運動への影響 36
3.6 レーザー照射非一様性が密度計測に与える影響 38
3.6.1 長波長擾乱によるターゲット変形の影響 38
3.6.2 ターゲット表面の短波長擾乱の影響 39
3.7 原理実証実験 40
3.8 密度計測実験における実験条件 41
3.9 ターゲット加速軌跡の計測 42
3.10 密度構造計測実験 43
3.11 全物理量計測によるアブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性モデルの検証 46
3.11.1 RT 不安定性の成長率の計測 46
3.11.2 質量噴出率の計測 47
3.11.3 アブレーティブ RT 不安定性の安定化定数の決定 47
3.12 まとめ 49

第 4 章 輻射エネルギー輸送制御によるダブル・アブレーション構造の形成とレイリー・テイラー不安定性の抑制 51
4.1 レーザー核融合における流体力学的不安定性の抑制 51
4.2 高 Z 物質ドープによるダブル・アブレーション構造の形成 52
4.3 ダブル・アブレーション構造を記述する方程式と流体力学的結合効率 54
4.4 二次元輻射流体シミュレーションを用いたダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の評価 . . . 56
4.5 理論モデルを用いたダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の評価 58
4.6 ダブル・アブレーションを用いた RT 不安定性抑制実験 61
4.6.1 実験条件 61
4.6.2 ターゲット加速軌跡計測実験 61
4.6.3 ターゲット・プラズマの密度構造計測 61
4.6.4 ダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の成長率計測 63
4.7 輻射エネルギー輸送の計測 66
4.8 ダブル・アブレーションを用いた点火ターゲット設計 67
4.8.1 ターゲット設計 68
4.8.2 レーザーパルス波形の最適化 69
4.8.3 一次元流体シミュレーションによる利得計算 69
4.9 まとめ 71

第 5 章　ガイディング・コーン付き高速点火ターゲットの非対称爆縮に関する研究 73
5.1　高速点火レーザー核融合 73
5.2　ガイディング・コーン付き高速点火ターゲット 73
5.3　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 74
5.4　ロチェスター大学 OMEGA レーザー装置を用いたコーン付き高速点火ターゲットの爆縮実験 76
5.4.1　三列ピンホール列を用いた Cyclic MIXS 法 76
5.4.2　大電流 X 線ストリークカメラ (PJX X-ray streak camera) 77
5.4.3　コーン付き高速点火ターゲット爆縮による非対称プラズマの形成 78
5.5　まとめ 81

第 6 章　結論 83

付録 A　次世代半導体リソグラフィー用レーザー生成極端紫外光源プラズマの開発 85
A.1　半導体リソグラフィーと極端紫外光源 85
A.2　EUVL 光源開発の研究課題 85
A.3　激光 XII 号実験を用いた EUV 放射実験 86
A.4　EUV 放射プラズマのオパシティー構造と EUV 放射効率の関係 89
A.4.1　EUV 放射プラズマ中での EUV 吸収効果 89
A.4.2　EUV 放射プラズマのオパシティー計測実験 89
A.4.3　オパシティーの EUV 放射スペクトルへの影響 91
A.4.4　レーザーパルス幅の最適化による自己吸収効果の抑制 93
A.5　EUV 放射プラズマからのイオンデブリの放出特性 95
A.5.1　EUVL 光源寿命とデブリの抑制 95
A.5.2　ファラデーカップ型チャージコレクターを用いたイオンの速度分布計測 96
A.5.3　トムソンパラボラ・イオン分析器 97
A.5.4　EUV 放射に最低限必要なターゲット厚とアブレーション厚の同定 98
A.5.5　EUV 放射プラズマからのイオン放出方向分布とイオン・スペクトル 99
A.6　まとめ 101

参考文献 103

謝辞 109

研究業績 111

第 1 章

レーザー核融合に関わる研究課題

1.1　エネルギー問題と核融合

発展途上国における爆発的な人口増加及び近代化に伴い，世界のエネルギー需要はますます増加する傾向にある．また，先進諸国においては環境問題への関心の高まりにともない，電力へのエネルギー依存傾向を強めつつある．

我が国では，二酸化炭素排出量削減目標の達成，かつ慢性的に供給不安定が危惧される石油へのエネルギー依存から脱却すべく，火力発電から原子力発電に電力供給のウェイトをシフトさせることを目指している [1].

原子力エネルギーの利点としては，二酸化炭素の排出量が本質的にゼロであること，また化学エネルギーとは比較にならないほど大きな核エネルギーを利用するため，エネルギー密度が極めて高く，輸送にともなう二酸化炭素の排出も少ないこと等があげられる．

国内の原子力発電は主に軽水炉で行われている．軽水炉内では，^{235}U(ウラン) を約 3% に濃縮したウラン燃料ペレットを用い，軽水との弾性散乱により減速された熱中性子をウランが吸収し核分裂する際に発生するエネルギーを取り出し，従来の熱サイクルを用いて発電を行っている．現在開発が頓挫しているが，高速増殖炉では中性子の減速材を用いず中性子スペクトルを高エネルギー側にシフトさせ，^{238}U から ^{239}Pu(プルトニウム) への変換効率を上げることで，物

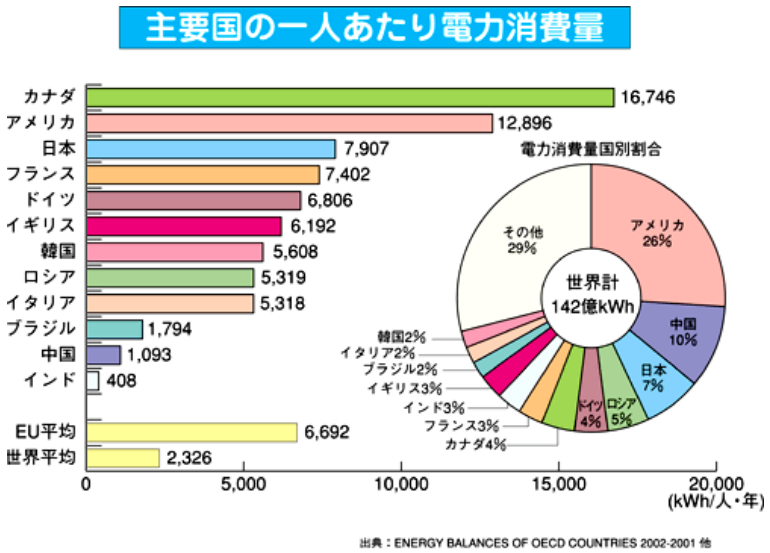

図 1.1　主要国の一人あたりの電力消費量．日本の人口は世界の約 2% であるが，化石燃料・電力等を含むエネルギー消費量では約 5.4% を占める．人口の大部分を占める途上国の発展による今後のエネルギー需要の増大が危惧される．出典:（財）日本原子力文化振興財団

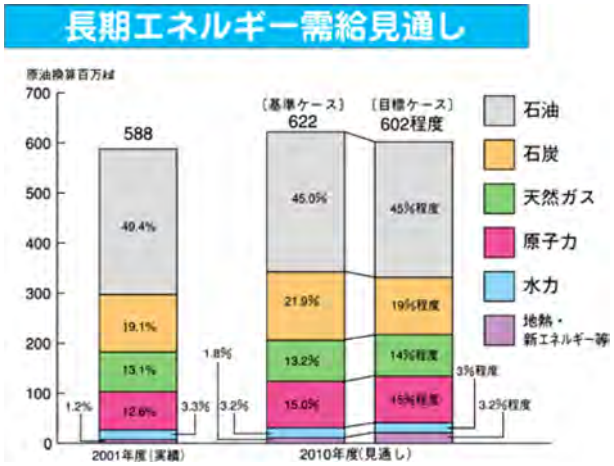

図 1.2　平成 13 年 6 月 28 日に総合資源エネルギー調査会の報告として出された長期エネルギー需要見通し．石油・石炭への依存を減らし，原子力エネルギーと地殻・新エネルギーへの移行を目指している．基準ケースは現在の政策枠組みを維持した姿であり，目標ケースは「環境保全や効率化の要請に対応しつつ，エネルギー安定供給を実現する」という基本目標を実現するエネルギー需要像である．

理的に燃やした燃料 (^{235}U) よりも多くの燃料 (^{239}Pu) を得ることが可能であり，”夢の原子炉”と呼ばれている．しかしながら，核分裂を用いた原子力発電では核分裂生成物としてマイナー・アクチノイドと呼ばれる高レベル廃棄物が残るため，これらの処理に関して様々な議論があり，未だに核分裂炉に対する十分なコンセンサスは得られていない．

原子力エネルギーのもう一つの選択肢として，水素のような軽い核同士を融合しエネルギーを取り出す核融合がある．核融合の利点としては究極的には，海水に無尽蔵に含まれる重水素を燃料として用いることが出来ること，そして反応後に高レベル廃棄物が発生しないために (核分裂炉と比べ) 放射能汚染処理などへの負担が少ないことが挙げられる．核融合エネルギーは二酸化炭素排出量・エネルギー密度・エネルギー燃料・放射能汚染・廃棄物処理を含め，非常に優れたエネルギー源となりうるが，未だ発電可能な制御された核融合反応の実現には至っておらず，より一層の研究が必要である．本研究では核融合の実現に向けた課題を克服すべく研究開発を行った．

1.2　熱核融合反応とプラズマ閉じ込め

重水素 (D) と三重水素 (T) をクーロン障壁を乗り越えるのに十分なほど高速で衝突させると，核力により融合する．これがすぐヘリウム (α 粒子) と中性子に分裂する際に質量欠損に相当するエネルギーが発生する (式 1.1).

$$\mathrm{D}+\mathrm{T} \longrightarrow {}^{4}\mathrm{He}(3.5\mathrm{MeV})+\mathrm{n}(14.1\mathrm{MeV}). \tag{1.1}$$

加速器で重水素を加速し，三重水素を含む固体ターゲットに照射することにより核融合は実現される．しかしながら，核融合をエネルギー源の視点から考えるとこのような方法は意味がない．加速器から放出される重水素ビームの大部分のエネルギーは，ターゲットの加熱や弾性散乱，イオン化などに費やされてしまうため，入力エネルギーを上回る出力エネルギーを得ることは事実上不可能だからである．エネルギー源として核融合反応を利用するためには，プラズマを用いる必要がある．プラズマは多数の粒子から構成され，それらの粒子の持つエネルギーにはばらつきがある．そのばらつきの分布は Maxwell 分布であり，Maxwell 分布のすそのに位置する高速粒子が核融合を促進する．

プラズマを用いて入力エネルギー以上の出力エネルギーを得るためには高速粒子の衝突頻度 (ひいては核融合反応の頻度) を十分高める必要がある．これには二つの方法があり，一つはプラズマを長時間閉じ込めて反応させる方法で，もう一つはプラズマの密度を上げて閉じ込める方法である．閉じ込めの方法のうち，磁場閉じ込め核融合は比較的低

密度 (10^{15} cm^{-3}) なプラズマをゆっくり (0.1 s) と核融合反応させる方式で，慣性閉じ込め核融合は極めて高密度 (10^{26} cm^{-3}) なプラズマを短時間 (10^{-10} s) で核融合させる方式である．レーザー核融合は慣性閉じ込め核融合の一つであり，現在精力的に研究が進められている．

1.3　レーザー核融合の原理

レーザー核融合では，外側をアブレーターと呼ばれる層，内側は固体もしくは液体状態の重水素・三重水素（DT）の主燃料層，中心部は真空もしくは DT ガスから構成されるターゲットを用いる．

ターゲットにレーザーを照射するとアブレーターは加熱されプラズマ化し，表面から吹き出し外向き膨張する (これをアブレーションという)．アブレーションによる外向きへのプラズマ膨張の反作用によって，ターゲット内部の燃料カプセルは内向きに加速される．加速された燃料部が内部で衝突する際に運動エネルギーが内部エネルギーに変換され，主燃料部は固体密度の約 1000 倍程度に圧縮される．一方中心部は断熱圧縮により加熱され，点火条件 (面密度 $\rho R > 0.3$ g/cm^2，温度 $T > 10$ keV) を満たすと核反応で発生した α 粒子による中心部の自己加熱が起こり核融合点火に至る．点火によって増加した α 粒子はさらにホット・スパークを取り囲む燃料部を加熱し，燃料部全体が核反応を起こす．これを核融合燃焼と呼ぶ．

核融合をエネルギー源とするためには，入力エネルギーに対し，出来るだけ大きな出力エネルギーを得ることが必要である．つまり，局所的なプラズマ加熱により点火を実現し，その結果発生する α 粒子によって出来るだけ多くの燃料部を加熱・燃焼することが必要となる．レーザー核融合において，上記の高利得点火，燃焼を実現するためには，高温なホット・スパーク部を取り囲むように高密度の主燃料部を同時形成する必要がある．

1.4　レーザー核融合研究の現状

現在までの研究の結果，DT 燃料プラズマが爆縮時の多重衝撃波により 10 keV 程度まで加熱出来ることはすでに確認されており，1995 年には LHART（Large High Aspect Ratio Target）爆縮方式により中性子イールド 10^{14} 個/ショット（核融合利得 1.0%）が得られている [2]．また，燃料プラズマの高密度圧縮については，重水素化プラスチック球殻ペレットを用いて固体密度の約 600 倍の圧縮がなされている [3]．

これらの高温爆縮・高密度爆縮により達成された温度・密度は個々には慣性核融合の点火・燃焼に必要な条件を達成しているが，あくまで二つの必要条件を別々に達成したのであって高密度主燃料部と高温のホットスパーク部の同時形成という本来の目的を達成したわけではない．

実際，現在の高密度爆縮では，高温ホットスパーク部に相当する中心部分の温度は球対称爆縮を仮定したシミュレーションの予測よりもかなり低く，中心部の最終的な加熱には成功していないことがわかっている [4]．その原因はレイリー・テーラー不安定性を代表とするプラズマ流体不安定性により，爆縮過程において燃料シェルが破断し，断熱圧縮が阻害されているためと考えられており，現在も解決すべき課題として残されている．

この流体不安定性の難問を易化し，かつより小さなレーザー・ドライバーで高利得爆縮を実現すべく提案されたのが高速点火核融合方式 [5] である．近年の短パルス超高強度レーザーの進歩に伴い，ナノ秒パルスによる爆縮プラズマを高輝度ピコ秒パルスにより発生する高速電子等で追加熱し，核燃料点火率の向上を図るというシナリオの実現可能性が指摘され，現在精力的にこの分野での研究が行われている．高速点火の追加熱方式としては複数提案されており，レーザー・チャネリングにより追加熱レーザーの導波路を形成し，導波路中を伝搬した超高強度レーザーで追加熱を行う方式 [5]，相対論効果による超高強度レーザーの異常進入モードを利用する方式 [6]，またコーン・ガイディングを利用した方式がある [7]．特に，球殻ターゲットに光導波路として金製のコーンを取り付けたコーン・ガイディング方式では，0.5 kJ/0.5 ps の追加熱用 PW レーザーを用いて追加熱による 0.5 keV の温度上昇を観測した [8]．

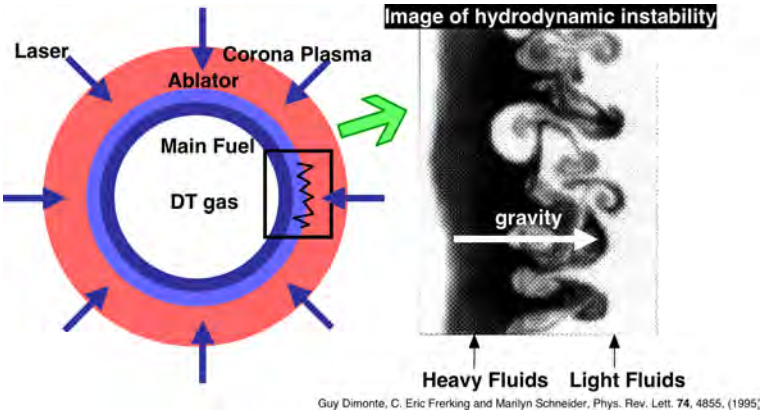

図 1.3　レーザー核融合ターゲット表面では，照射レーザーの空間的な非一様性及びターゲット製作過程で発生する擾乱を種として RT 不安定性が成長する．

1.5　レーザー核融合と流体力学的不安定性

レーザー核融合では，中心点火方式・高速点火方式に関わらず固体密度の 2000 倍に達する高密度爆縮プラズマの形成が不可欠である．爆縮途上のレーザー核融合ターゲット表面は，高温で密度の低いコロナ・プラズマが低温で密度の高い燃料プラズマ押している状態である．これは，オイルとソースが分離したドレッシングを瞬時に反転させた状況と全く同じであり，流体力学的に不安定である．二つの流体の界面で RT 不安定性が発生し，界面に存在する擾乱の振幅は時間に従って指数関数的に増大する．

RT 不安定性の成長率 γ は，擾乱の波数 k，流体が感じる重力加速度 g 及び二つの流体の密度で決まるアトウッド数 A_T で決まり，$\gamma = A_T\sqrt{kg}$ で与えられる．つまり古典的な RT 不安定性の成長率は，波数が大きい（波長が短い）擾乱ほど大きい．もし古典的な RT 不安定性がレーザー核融合燃料表面でも発生するならば問題は極めて深刻である．なぜなら，ターゲット製作の精度及び照射レーザーパターンの空間的な非一様性によって発生する短波長擾乱はレーザー核融合において不可避であり，発生した短波長擾乱が古典的な RT 不安定性の成長率を伴って成長すれば，ターゲットシェルはレーザー爆縮の初期の段階で破断するからである．

幸いなことに，レーザー核融合ターゲットの表面ではアブレーションによる流体の流れが存在するため，RT 不安定性が古典的な成長率よりも抑制されることが理論的・実験的に明らかになっている．この安定化の効果は，波長の短い擾乱に対して顕著であり，レーザー核融合実現に要求されるレーザー及びターゲット精度は格段に緩和した．アブレーションを伴う RT 不安定性の成長率については，理論・シミュレーションによる研究が進められ，修正高部式 [9] と呼ばれる式で成長率が表されることが知られている．ただし，全ての実験結果が矛盾無く修正高部式で説明できているわけではなく，本研究の目的の一つは現在のモデルが実験結果を再現する精度を明らかにする点にある．

また，アブレーションによる RT 不安定性の安定化効果があるにしても，依然としてその成長率は大きく，レーザー核融合を実現するためには更なる抑制が必要である．本研究の第二の目的は，アブレーションを伴った RT 不安定性の抑制手法を確立することである．

1.6　レーザープラズマ中のエネルギー輸送とプラズマの構造

レーザー核融合の実現には，レーザープラズマ中でのエネルギー輸送の制御が必要がある．レーザープラズマ中でのエネルギー輸送はレーザープラズマの構造を決定し，レーザープラズマの構造は流体不安定性の成長率，レーザーエ

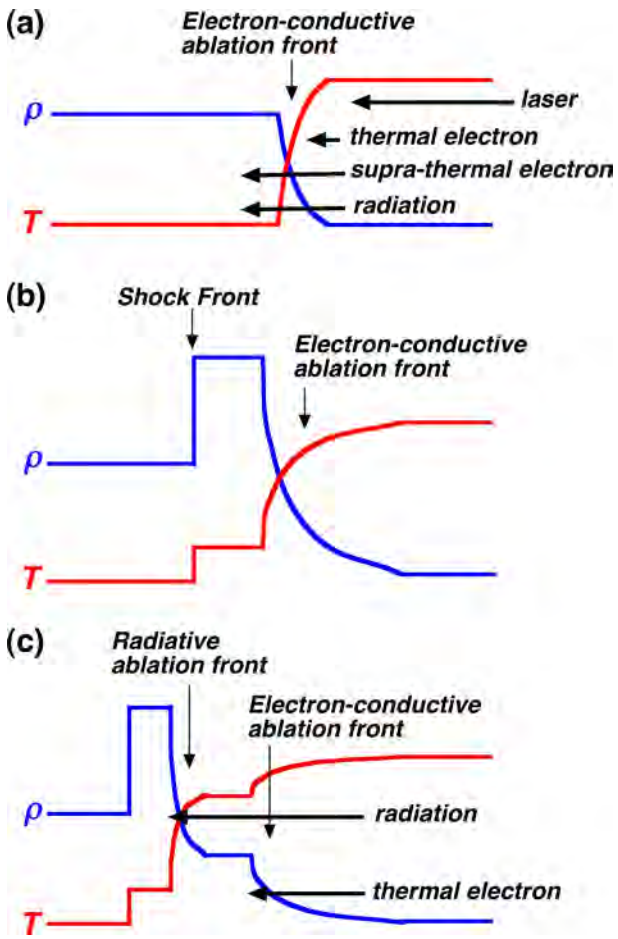

図 1.4　レーザー生成プラズマの構造．(a) 熱伝導によって加熱領域のエネルギーが輸送されアブレーション面が形成される．(b) アブレーションの反作用によってプラズマ中に衝撃波面が形成される．(c) コロナ領域に原子番号の高い物質が含まれていると，軟 X 線で駆動されたアブレーション面が新たに形成される．

ネルギーから爆縮プラズマの運動エネルギーへの変換効率ならびに，爆縮によって到達しうる圧縮密度や温度を左右する．

図 1.4 にレーザー生成プラズマ中の温度・密度構造を示す．プラズマに照射されたレーザーは，レーザー波長と入射角によって決まる遮蔽密度点近傍のプラズマによって吸収される．図 1.4 (a) に示すように，レーザーエネルギーを吸収することによってプラズマ温度は上昇し，吸収されたレーザーエネルギーは電子熱伝導によってプラズマ内部に輸送される．固体密度プラズマは電子熱伝導によって加熱され，加熱されたプラズマは外側に向かって膨張する．レーザープラズマでは，アブレーション面を境として高温・低密度のコロナプラズマと低温の固体密度プラズマが形成される．高温・低密度コロナプラズマは高い熱伝導率を持つため，温度擾乱は緩和され空間的に一様な温度分布を有する．この膨張を等温膨張と呼ぶ．コロナプラズマからは高エネルギー電子や X 線などが放射され，これらはコロナ領域のエネルギーを固体密度プラズマへ輸送する媒体として働く．アブレーションの反作用として固体密度プラズマは内向きに力を受け，図 1.4 (b) に示すように固体密度プラズマ内部には衝撃波面が形成される．

一般に，熱伝導により輸送されるエネルギー流量はその場所でのプラズマの温度勾配と熱伝導係数に比例する．このように局所的な温度勾配に依存する熱伝導を局所熱伝導と呼ぶ [10]．局所熱伝導が成り立つためには，エネルギー輸送を担う電子の平均自由行程 λ_e がプラズマの温度勾配長 L_T と比べて十分に短い $\lambda_e/L_T \ll 1/100$ という条件が満たされなければならないとされている．ところが，レーザープラズマのアブレーション面近傍では温度・密度プロファイルが

急激に変化するため，低温固体密度プラズマと高温・低密度コロナ・プラズマが密接しており，高温コロナ領域の熱電子のうち Maxwell 分布の高エネルギーテールに分布する電子によるエネルギー輸送も無視できない．このような高エネルギー電子の平均自由行程はアブレーション面近傍の温度勾配と同程度であるために，固体密度領域のエネルギー流量は局所的な温度勾配だけでは無く，周囲のプラズマ温度にも依存する．このような電子熱伝導を非局所電子熱伝導と呼ぶ [11]．レーザープラズマ中でのエネルギー輸送及びプラズマ構造を正確に計算するためには電子による非局所熱輸送を取り扱わなければならないが，実際問題として非局所電子熱伝導の計算は容易ではない．本研究の目的の一つは非局所電子熱輸送がプラズマ構造・流体運動に与える影響を実験的に検証することである．

またプラズマに高原子番号の原子が含まれると，コロナ・プラズマから高輝度軟 X 線や真空紫外線が放射される．光電吸収を考える場合，プラズマによる X 線の吸収率はプラズマを構成する電離原子の電離度に依存する．低温で電離度の低いプラズマに対する軟 X 線の透過率は低いが，プラズマ温度が上昇し電離が進むに従って透過率は増大する．図 1.4 (c) に示されるように，コロナ領域から放射された軟 X 線は既に加熱されたプラズマ領域ではほとんど吸収されずプラズマ内部を伝搬し，未だ加熱されていない領域との境界で急激に吸収されアブレーションを引き起こすため，電子熱伝導によるアブレーション面とは別に輻射によるアブレーション面が形成される．この構造をダブル・アブレーションと呼ぶ [12]．本研究では，このダブル・アブレーション構造を積極的に活用した流体力学的不安定性の抑制法を提案し実証した．

1.7　レーザープラズマの応用

レーザープラズマ物理の研究はレーザー核融合の実現に向けて精力的に進められてきた．最近では今日まで培われてきたレーザープラズマ物理が核融合以外の分野にも波及し始めている．

高強度レーザーを固体ターゲットやガスターゲットに照射すると高エネルギー電子や高エネルギーイオンが発生・放出される．レーザーによる電子・イオン加速技術は，従来の方法では実現し得ない小型の加速器を生み出す可能性があり，小型レーザー加速器の医療応用などが期待されている．

天体望遠鏡などによる観測に頼っていた宇宙物理の実証・解明にレーザープラズマが貢献する可能性が指摘されている [13]．レーザー照射によって発生する高圧・高密度プラズマを計測することで，恒星や惑星内部での物質状態を明らかにしたり，高強度レーザーを用いることで宇宙に存在する高エネルギー粒子の起源を明らかに出来る可能性がある．

更に，レーザープラズマから放射される高輝度 X 線及び極端紫外光（Extreme Ultra-Violet: EUV）[14] は次世代半導体リソグラフィー用の光源として期待されているとともに，短パルス・高輝度という利点から生体観測や微小構造観測用の光源への応用も期待されている．

第 2 章

高空間・高時間分解 X 線画像診断技術の開発

2.1　高空間・時間分解 X 線画像診断技術の必要性

実験研究の重要な研究課題として，計測診断技術の性能の向上が挙げられる．新しい計測診断技術の開発は，未踏の研究領域を探索する道を開く．特に本研究で対象としているレーザー照射生成プラズマは，高速 (数 ns) かつ非常に微小 (数十 μm) であり，その内部構造を解明するためには高時間分解と高空間分解の同時達成が不可欠である．また，プラズマを画像として検出することは，プラズマ中の微細な構造や動的な挙動を把握する上で極めて有益である．

本章では，このような厳しい要求を克服するために開発した高空間・時間分 X 線画像診断技術について述べる．本章で取り上げる事項を以下の通りである．

- 高エネルギーバックライト X 線源
- フラッシュ X 線バックライト法
- X 線半影法の開発
- イメージング・プレートの X 線半影法への導入
- ヒューリスティック法による半影画像再生技術を用いた半影ストリークカメラの開発
- 高倍 X 線スリット結像法の開発

2.2　高エネルギー X 線バックライト源

本節ではプラズマからの X 線発生過程について説明し，バックライト源の選択から，高エネルギーバックライト法に関する一般的な議論を行う．

2.2.1　プラズマ中での X 線輻射過程

プラズマを構成している電離原子及びプラズマ中を運動する電子から X 線が輻射される．プラズマからの X 線輻射過程は大きく 3 つに分類され，それぞれ制動輻射過程・再結合輻射過程・ライン輻射過程と呼ばれる．以下にこれらの過程について簡単に説明する．

制動輻射過程　プラズマ中を運動している電子が電磁場中で加速 (減速) を受けると，その加速 (減速) 方向に垂直な方向 (光速に近い電子の場合には，加速・減速方向に対して平行に近い方向) に，その加速度に応じたエネルギーを電磁波として放射する．制動輻射はまた，速い自由電子がより遅い自由電子に遷移する過程であるから自由-自由遷移輻射とも呼ばれ，自由を意味する free の頭文字をとり f-f 遷移輻射とも書く場合もある．

再結合輻射過程　プラズマ中を運動している自由電子が電離原子に捕捉される際 (再結合) に，その電子が失ったエネ

ルギーは電磁波として放射される．この過程は自由電子が束縛電子に遷移する過程であるから自由-束縛遷移輻射とも呼ばれ，束縛を意味する bound の頭文字をとり b-f 遷移輻射と呼ぶ場合もある．

ライン輻射過程　原子核が作る正電場に束縛された電子が弱い束縛状態から強い束縛状態へ遷移する際に，それら束縛準位の差に等しいエネルギーが電磁波として輻射される．ライン輻射と呼ばれる所以は，この過程で輻射される X 線は非常に狭いスペクトル幅を有し，分光計測すればそのスペクトルが輝線として観測されるからである．この過程はまた，(弱い束縛状態にある) 束縛電子が (強い束縛状態にある) 束縛電子に遷移する過程であるから，束縛-束縛遷移輻射とも呼ばれ，頭文字をとり b-b 遷移輻射とも呼ばれることもある．

2.2.2　輻射過程と X 線スペクトル

輻射された X 線のスペクトル形状は，輻射過程によって異なる．制動輻射過程及び再結合輻射過程を経て輻射される X 線のスペクトルは広範なエネルギーにわたり分布し，その分布の形状はプラズマ中の電子温度に依存する．対して，ライン輻射過程を経て輻射される X 線は単色性に優れ高輝度である．

再結合輻射過程による輻射 X 線のスペクトルを原子番号が Z の水素様原子 (原子核と電子が各一個ずつで構成された原子) を仮定して求める．エネルギー E の自由電子が，主量子数 n の準位に束縛される断面積 (σ_{cn}) は，式 2.1 で与えられる．

$$\sigma_{cn} = \frac{128\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10}}{m_e c^3 h^4 \nu^2 v} \frac{1}{n^3}. \tag{2.1}$$

ここで，e は電気素量，m_e は電子の質量，h はプランク定数，c は光速，ν は遷移により輻射される光子の振動数，v は電子の速度を表す．

この遷移により輻射される X 線のエネルギー ($h\nu$) は，補足される前に自由電子が持っていた運動エネルギーと束縛準位のポテンシャル (束縛電子のポテンシャルは負であることに注意) の差であるから，I_H を水素原子の電離ポテンシャル (13.6 eV) とおけば，式 2.2 で与えられる．

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + \frac{I_H Z^2}{n^2}. \tag{2.2}$$

イオンの数密度を N_+，自由電子の数密度を N_e，電子の速度分布関数を $f(v)$ とすれば，$N_+\sigma_{cn}$ はマクロな再結合断面積を表し，$N_e v f(v)\,dv$ は v の速度を持つ電子のフラックスである．そして再結合の頻度はマクロな断面積と電子のフラックスの積であるから，速度 v を持つ自由電子がプラズマ中で単位時間・単位体積あたりに再結合する数は，式 2.3 で与えられる．

$$N_+ \sigma_{cn} N_e v f(v)\,dv. \tag{2.3}$$

ここで電子温度 (T_e) を定義するため，電子の速度分布関数としてマックスウェル分布を仮定する．

$$f(v)\,dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) v^2 dv. \tag{2.4}$$

するとプラズマ中で単位時間・単位体積あたり自由-束縛遷移が起こる頻度は式 2.5 のようになる．

$$\frac{128\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10}}{m_e c^3 h^4 \nu} \frac{1}{n^3} N_+ N_e \cdot 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) v^2 dv. \tag{2.5}$$

式 2.2 を ν について微分すると式 2.6 が得られ，

$$v dv = \frac{d(h\nu)}{m_{\mathrm{e}}}. \tag{2.6}$$

式 2.2 及び式 2.6 を式 2.5 に代入すると，式 2.7 が得られる．

$$\frac{128\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10}}{m_{\mathrm{e}} c^3 h^4 \nu} \frac{1}{n^3} N_+ N_{\mathrm{e}} \cdot 4\pi \left(\frac{m_{\mathrm{e}}}{2\pi k T_{\mathrm{e}}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{h\nu} \exp\left(-\frac{h\nu - \frac{I_{\mathrm{H}} Z^2}{n^2}}{k T_{\mathrm{e}}} \right) d(h\nu). \tag{2.7}$$

式 2.7 で $h\nu < I_{\mathrm{H}} Z^2 / n^2$ の領域は物理的に意味がなく，分布は 0 である．

2.2.3　ライン輻射過程による X 線輻射

ライン輻射過程とは，弱い束縛状態にある電子が強い束縛状態に移る際に，束縛準位のエネルギー差に等しいエネルギーの X 線を輻射する過程である．原子核の正電場により束縛された電子は自由なエネルギー準位に存在することは出来ず，量子化された特定の準位にのみ存在することが出来る．したがって，各準位間のエネルギー差も離散的な特定の値しか持ち得ず，自ずとライン輻射過程により輻射される X 線のエネルギーも特定の値となる．本研究で用いたバックライト X 線は，主としてライン輻射過程により輻射された単色性に優れた X 線である．

ボーアの半古典モデルによると，原子番号 Z の水素様原子において束縛電子が持ちうる全エネルギーは，式 2.8 で与えられる．

$$E_n = -\frac{2\pi m_{\mathrm{e}} Z^2 e^4}{n^2 h^2}. \tag{2.8}$$

この式において n は主量子数であり，$n = 1$ のエネルギー準位に相当する軌道は K 殻軌道と呼ばれ，以後同様に $n = 2$，$n = 3$ のエネルギー準位に相当する軌道はそれぞれ L 殻軌道，M 殻軌道と呼ぶ．式 2.8 からわかるように，主量子数 k に相当する準位から主量子数 n に相当する準位へ電子が遷移する際に発生する X 線のエネルギーは式 2.9 で与えられる．

$$\frac{2\pi m_{\mathrm{e}} Z^2 e^4}{h^2} \cdot \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) = I_{\mathrm{H}} Z^2 \cdot \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \tag{2.9}$$

この式において，$I_{\mathrm{H}} = 13.6$ eV は水素原子の電離エネルギーである．

K 殻へ電子が遷移する確率は，始状態として L 殻に存在している電子が最も高い．つまり K 殻遷移により輻射される X 線のほとんどは，L 殻 ($k = 2$) から K 殻 ($n = 1$) への遷移による．たとえばチタン原子 ($Z = 22$) の L 殻から K 殻へ電子が遷移した時に輻射される X 線のエネルギーは式 2.9 を用いると 4.9 keV と求められる．またアルミニウム原子 ($Z = 13$) の L 殻から K 殻へ電子が遷移し輻射されるエネルギーを式 2.9 を用いて求めると 1.7 keV と求まる．これらの値は実際に実験で得られる値と近い．同様に L 殻遷移の場合には，M 殻から L 殻へ電子が遷移する確率が最も高く．M 殻についても同様である．

最後に式 2.9 を用いた計算では，プラズマから放射される X 線エネルギーよりも少し高い値が出る傾向があることを注意しておく．式 2.9 は水素様原子を仮定した計算であるが，全ての原子が水素様まで電離していることは稀であり，プラズマ中にはヘリウム様 (電子が 2 個束縛された状態)・リチウム様 (電子が 3 個束縛された状態) の電離原子が少なからず含まれる．ヘリウム様電離原子のように，X 線の輻射を引き起こす遷移電子の他に原子核に束縛された電子が存在すると，原子核の正電場は他の電子からの遮閉を受け，遷移電子が感じる原子核の電荷は $Z^* < Z$ 程度と弱められる．その結果，式 2.8 から明らかなように束縛電子のエネルギー準位は低くなり，同時に式 2.9 から分かるように遷移間のエネルギー・ギャップも小さくなり，実際に輻射される X 線のエネルギーは水素様原子を仮定した計算結果よりも低くなる．これは遮閉効果と呼ばれる．

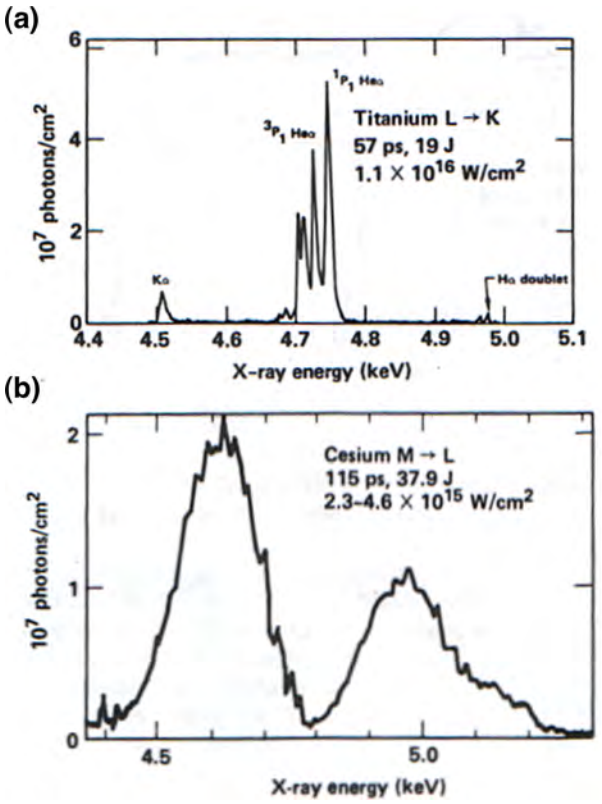

図 2.1　レーザー生成チタンプラズマ (a) 及びセシウムプラズマ (b) から放射される X 線のスペクトル

2.2.4　高エネルギー X 線源の選択

X 線バックライト法を用いてプラズマを観測する場合には，まず観測対象の透過率に応じてバックライト X 線のエネルギーを決定する．詳細については後述するが，X 線の透過率 T はプラズマ中の原子数密度 n_{i} とプラズマの X 線光路に沿った長さ l 及びプラズマを構成する原子の吸収断面積 σ で決まり，下式で与えられる．

$$T = \exp\left(-\sigma n_{\mathrm{i}} l\right), \tag{2.10}$$

バックライト X 線のエネルギーを決定する目安としては，観測対象の最大面密度部を透過した X 線の透過率が $1/e$ 程度になるエネルギーの X 線を選択するのが適当である．

バックライト X 線に求められる性能は，大きく分けて単色性と輝度である．

図 2.1 はレーザー生成チタンプラズマ (a) 及びセシウムプラズマ (b) から放射される X 線のスペクトルを示す．チタン及びセシウムプラズマともに 4.5 - 5 keV 領域に X 線を放射するが，チタンプラズマの場合には L 殻から K 殻に電子が遷移する際にこの領域の X 線を放射するのに対し，セシウムプラズマの場合には M 殻から L 殻に電子が遷移する際にこの領域の X 線が放射する．簡単のため水素様電子を考えると，K 殻の軌道は一つ（1s）であるのに対して，L 殻の軌道は二つ（2s, 2p），M 殻の軌道は三つ（3s, 3p, 3d）である．したがって L 殻から K 殻への電子の遷移は 2p 軌道から 1s 軌道への遷移のみ（2s から 1s への遷移は禁則遷移）であるのに対し，M 殻から L 殻への遷移は 3s 軌道から 2p 軌道，3p 軌道から 2s 軌道，3d 軌道から 2s 軌道，3d 軌道から 2p 軌道への合計 4 通りの遷移が存在する．つまり同じエネルギー領域への放射であっても，チタンプラズマのように K 殻から L 殻の遷移では少数の線スペクトルによってスペクトルが構成され，図 2.1 (a) に示されるようにその形状はシャープである．対してセシウムプラズマのように M

殻から L 殻への遷移で放射される場合には，多数の放射ラインによってスペクトルが構成されており，隣り合う線スペクトルが互いに重なり合って，図 2.1 (b) に示されるようにスペクトルは太くなめらかな形状になる．また多電子系においては束縛電子の励起状態の違いによるスペクトル広がりが顕著になる．

単色性という観点から見ると，バックライト X 線源としてはチタン・プラズマから放射される X 線のように狭い領域に線スペクトルが集中していることが望ましい．輝度に関しても，特定の狭いエネルギー領域の X 線のみを取り出して用いるのであれば，チタンプラズマの方が輝度が高い．したがって，エネルギー分解能を持つ湾曲結晶やフレネル・ソーン・プレートを結像系として用いる場合には，バックライト X 線源として K 殻から L 殻への遷移による X 線を用いるのが適当である．

対して M 殻から L 殻への遷移による X 線は単位 X 線エネルギーあたりの輝度は低いものの，全エネルギー領域で積分した光量は L 殻から K 殻への遷移による X 線よりも大きい．したがって，ピンホールカメラのようにエネルギー分解能を有しない結像系を用い，かつ計測に求める単色性が相対的に低いような条件では，セシウムプラズマのような光源を用いる方が適当な場合がある．

2.3　フラッシュ X 線バックライト法

X 線 CCD カメラなどの 2 次元 X 線画像検出器は，レーザー・プラズマの研究で要求されるような 100 ps 以下という高速な時間ゲート機能を備えていない．そのため，X 線 CCD カメラを用いて 100 ps 程度の時間分解能を得る手法としては，単一の短パルスをターゲットに照射して発生するフラッシュ X 線を用いストロボ写真のように観測物を撮像するフラッシュ X 線バックライト法が有効である．

レーザープラズマから放射される X 線の短パルス化の限界は二つの要因によって決まる [15]．一番目の要因は，電離原子が再結合するのに有限の時間が必要であることに起因する．その結果レーザープラズマから放射される X 線は，レーザー照射終了後も尾を引くようなパルス形状を示す．これは低エネルギー X 線に顕著な現象である．二番目の要因は，原子が特定の電離度まで電離するのに有限の時間が必要であることに起因する．したがって，パルス幅が短すぎると電離が完了するまでにエネルギー注入が終わってしまい，X 線が発生しない．この要因は，高エネルギー X 線パルスを発生させる上で問題となる．本研究で用いるバックライト X 線に関しては，再結合によるパルス幅の広がりの影響は小さいため，簡単なモデル式を用いて衝突電離レートを計算し，バックライト X 線発生に必要なレーザーパルス幅を評価する．

閾値型衝突電離断面積について Seaton のモデルを用いると衝突電離レート [16] は

$$\frac{1}{\tau_{iK}} = \frac{256\sqrt{\pi}}{9n} g a_0^2 \alpha c n_e \left[\left[\frac{E_{\mathrm{H}}}{I}\right]^{3/2} \left[\frac{I}{kT}\right]^{1/2} E_2\left(\frac{I}{kT}\right)\right], \tag{2.11}$$

となり，$E_2(x)$ は，

$$E_2(x) = \int_1^\infty \frac{e^{-xt}}{t^2} dt, \tag{2.12}$$

で表され，a_0 はボーア半径 0.529 Å, E_H は水素原子の電離エネルギー 13.61 eV，c は光速，α は微細構造定数 1/137.036，n_e は電子密度，n は主量子数である．g は光電離に対する Gaunt 因子で約 0.42，I は基底準位にある Li 様のイオン（$1s^2 2s$）の $2s$ 軌道に存在する電子の束縛エネルギーである．

二倍高調波レーザーで生成したチタンプラズマ中での，衝突電離時間の温度依存性を計算する．基底準位にある Li 様のチタンイオンの $2s$ 軌道に存在する電子の束縛エネルギーは I = 1.425 keV ある．電子密度として二倍高調波レーザーに対する臨界密度 $n_e = 4 \times 10^{21}$ cm^{-3} を仮定する．ところで τ_{iK} は L 殻に存在する電子を一個電離するために必要な時間であるから，L 殻に存在する電子 8 個を完全に電離するにはおおよそ $\tau_I = \ln(8/0.5)\tau_{iK}$ の時間が必要である．

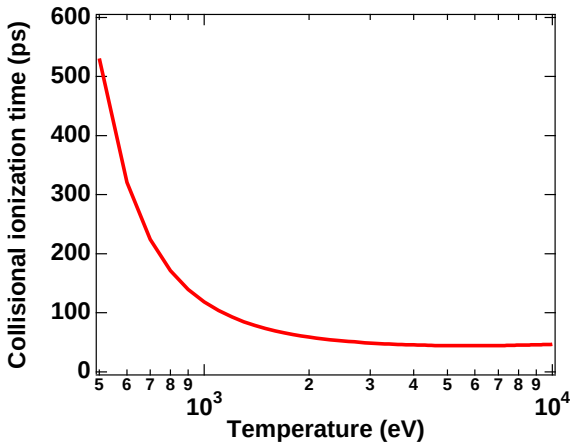

図 2.2　二倍高調波レーザー生成チタンプラズマ中における電子温度と He 様イオン生成に必要な時間の関係

表 2.1　フラッシュ X 線バックライト光源プラズマの特性 [Ref: D. W. Phillion *et al.*, Phys. Rev. A, Vol. 34, pp. 4886 (1986)]

Material and x-ray lines	η_x [photons/(joule sphere)]	Laser intensity [W/cm^2]	Laser FWHM [ps]	X-ray FWHM [ps]
Cl K (2.79 keV ^{1}P$_1$ Hea)	105×10^{11}	8.0×10^{14}	124	126
Pd L (2.95 - 3.46 keV neonlike)	380×10^{11}	$0.6 - 1.6 \times 10^{15}$	108	157
Ti K (4.75 keV ^{1}P$_1$ Hea)	13×10^{11}	1.6×10^{15}	102	115
Cs L (4.43 - 5.15 keV neonlike)	16×10^{11}	$2.3 - 4.6 \times 10^{15}$	115	110
Mn K (6.18 keV ^{1}P$_1$ Hea)	3.4×10^{11}	6.0×10^{14}	130	121
Ni K (7.80 keV ^{1}P$_1$ Hea)	0.85×10^{11}	$1.3 - 2.5 \times 10^{16}$	104	103

図 2.2 に密度 $n_e = 4.0 \times 10^{21}$ cm^{-3} で，電子温度が 0.5 - 10 keV のプラズマ中において He 様のチタン・イオンを生成するために必要な時間 τ_I を示す．比較的低温の領域（$<$ 2.0 keV）では τ_I の温度依存性が大きいものの，高温領域（$>$ 2.0 keV）ではほとんど依存性を示さない．なお電子温度 T = 5.3 keV において，τ_I は最小値 45 ps を示す．

以上の計算結果からチタンプラズマから He$_\alpha$ 線を放出させるために必要な電離時間は最短で 50 ps 程度であることがわかる．したがって，チタンプラズマを用いる場合，レーザーパルス幅としては最短でも 50 ps 必要であり，50 ps 以下のパルス幅を有するフラッシュ X 線を発生させることは困難である．

本実験における照射強度 $I_L = 1 \times 10^{14}$ W/cm^2 では，流体シミュレーションの結果から臨界密度における電子温度は 1 keV 程度と予測され，図 2.2 からパルス幅 100 ps 程度のフラッシュ X 線を発生させるのが限界であることがわかる．同照射条件でより短い X 線パルスを発生させるためには，三倍高調波など波長の短いレーザーを用いなければならない．表 2.1 に過去の実験で報告されたフラッシュ X 線バックライト用プラズマの特性を示す．

2.4　X 線半影法の開発

レーザー・プラズマからの輻射 X 線像を結像する手法として最も一般的なのは，ピンホールやスリットを用いた結像法である．ピンホールなどを用いた結像はその簡便さの反面，光学的に暗い結像系であること及び，ピンホールを透過したビーム状 X 線の回折広がりや有限なピンホール径による像の広がりなどによって，その空間分解能は 10 μm 程度である．

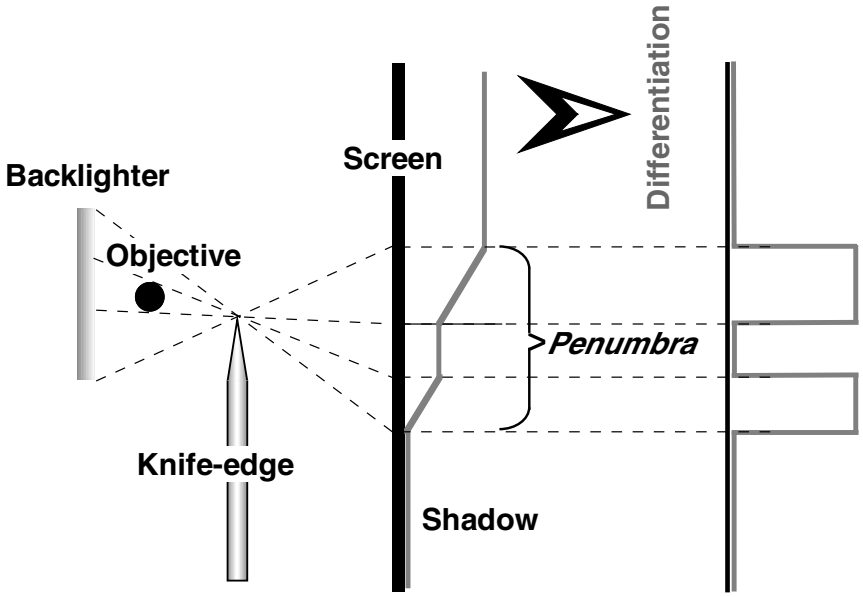

図 2.3　鋭利なナイフエッジを用いた半影法の原理図．半影像に光源の空間情報が含まれており，半影像を微分することで光源の像が再生される．

本研究では非常にシンプルな結像系でピンホールカメラよりも高空間分解能が得られる一次元 X 線半影撮像法 (以下，半影法) の開発を行った [17].

本節では，半影撮像法の原理及び半影法で達成できる空間分解能の評価について述べ，次に半影法において重大な障壁となりうる計測画像中のノイズに関する議論を行う．更にノイズに関する議論をもとに半影像の画像再構成過程，およびコンピュータによる画像再構成についてまとめる．

2.4.1　X 線半影法の原理

鋭利なナイフエッジを光源で照らすと，計測器のスクリーン上に一様に明るく光る領域と全く光が当たらない真影が表れ，両者の境界に半影 (penumbra) と呼ばれる像が出来る．この半影像は光源の空間情報を有しており，その空間情報を得るためには，半影像の強度プロファイルの微分をとればよい．これが X 線半影法の原理である [18].

上記の半影法の原理から 2 つの特徴的な性質が明らかである．

- 半影法はピンホールのような小さな開口のアパーチャーを必要としないため，ピンホール・カメラなどと比べて，回折による空間分解能の劣化が小さく高空間分解能の達成が期待される．
- 半影像から空間情報を得るために微分操作が不可欠であるため，半影法は画像中のノイズに対する耐性が本質的に低い．

以上を考慮し，本研究では回折などを考慮した空間分解能の評価 (2.4.2 節)，画像中に表れるノイズの定量的なモデル化 (2.4.3 節) を行った．またこのモデルをもとに，半影像の画像再構成プロセスを確立した (2.4.5 節).

2.4.2　X 線半影法の空間分解能評価

ピンホールやスリットを用いた結像法の場合，それらの有限な開口サイズ及び X 線回折によって観測対象の像が広がり，空間分解能が制限される．

半影法の場合，その空間分解能は大きく 4 つの効果により制限される．それぞれ，X 線の回折による劣化，空間積分による劣化，ナイフエッジの精度による劣化，最後にノイズによる制限である．2.4.2 節では，最初の 3 つの効果について検討を行う．ノイズによる制限については，後節 2.4.4 及び 2.4.5 にて詳細に検討する．

X 線回折の効果　平行平面波がナイフエッジをかすめてスクリーン上に到達した場合，スクリーン上にはフレネル回折による回折パターンが表れる [19]．この回折によって理想的なナイフエッジの像伝達関数 (ステップ関数) がゆがめられ，再生像の空間分解能劣化が起こる．

本研究では，フレネル回折のパターンをナイフエッジの像伝達関数とし，この像伝達関数から点像広がり関数 (Point Spread Function ; PSF) を求めた．回折による空間分解能の劣化 (Δx_{diff}) を点広がり関数の半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) と定義して空間分解能劣化の近似式を求めた．

$$\Delta x_{\mathrm{diff}} = 0.515 \cdot \frac{\sqrt{\lambda \cdot b/2}}{M}. \tag{2.13}$$

ここで λ，b，M はそれぞれ入射 X 線の波長，ナイフエッジと計測器の距離，そして結像系の倍率である．たとえば，本研究で典型的な設定 b= 2.2 m，M = 33.3 倍において，4.9 keV の X 線を用いた場合，回折による分解能の劣化は 0.26 μm であり，本研究においてこの効果は十分無視できる．

空間積分効果　ナイフエッジを用いた半影法は空間 1 次元分解計測であり，空間的に分解されない方向の空間情報は空間積算されて計測される．

空間積算方向に h の幅を持った観測対象が，ナイフエッジに対して θ の角度で傾いて置かれているとき，空間積算による空間分解能の劣化 (Δx_{intg}) は下式で与えられる．

$$\Delta x_{\mathrm{intg}} = h \cdot \sin\theta. \tag{2.14}$$

この効果は半影撮像法において空間分解能を大きく制限しうる効果の一つであり，高空間分解能達成のためには，観測対象のナイフエッジに対する傾きを正確に検知し，補正することが不可欠である．

ナイフエッジの精度　ピンホールやスリットを用いた結像の場合，これらの有限な大きさが点光源の像を広げる．仮にこれらの正確な形状を知ることが出来るならば，原理的には逆畳み込み積分 (デコンボリューション) により広がりのない像に戻すことが出来る．しかし，ピンホール等の正確な形状等を知ることは困難であり，またノイズによるアーティファクトの問題からも一般にこれは困難である．対して，結像系として精度良い（かけの少ない）ナイフエッジを用いた場合，ナイフエッジの伝達関数を，回折を含めても十分ステップ関数とみなすことが可能である．しかし，ナイフエッジの精度が不十分であれば，ステップ関数的な像伝達関数はゆがみ，微分処理でもとの光源像に再構成することが困難になる．ナイフエッジの不精度を σ_{inacc} とするとき，ナイフエッジの精度に起因する点像の広がり ($\Delta x_{\mathrm{inacc}}$) は下式のように与えられる．

$$\Delta x_{\mathrm{inacc}} = 2.35 \cdot \sigma_{\mathrm{inacc}}. \tag{2.15}$$

本研究では，十分精度の良い ($\sigma_{\mathrm{inacc}} < 1\ \mu$m) のナイフエッジを用いており，この効果は無視出来る．

最後に，上記 3 つの効果をすべて含めた空間分解能は，下式のように与えられる．

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\mathrm{diff}}^2 + \Delta x_{\mathrm{intg}}^2 + \Delta x_{\mathrm{inacc}}^2}. \tag{2.16}$$

現実問題として，本研究において回折とエッジの精度による空間分解能の劣化は十分小さく無視できる．一方，ターゲットの傾きによる劣化とノイズによる空間分解能の制限は，非常に大きな問題である．ターゲットの傾きについては，ターゲット導入装置に角度調整機構を取り付け，ターゲットショット時にターゲットの傾きがナイフエッジに対して 10 mrad 以下になるように調整した．

2.4.3　X 線画像計測におけるノイズ量の評価

X 線 CCD カメラなどを用いた X 線画像計測において，画像中に発生するノイズの発生原因としては，光電子の統計ゆらぎに起因するものがもっとも支配的である [4]．本節では X 線 CCD カメラで得られた計測画像中に現れるノイズ振幅の標準偏差を，定量的に評価する式を導出する．

画像中に現れるノイズ振幅の標準偏差を求めるためには，以下の 3 つの過程を考慮しなければならない．

計測器に入射する光子自身の数のゆらぎ　光子は基本的に 4π 方向へ均一に放射されるが，計測にかかるのはごくわずかな立体角に分布する光子のみである．光源から放出された光子が計測器の観測立体角内に入射するかどうかは確率過程であり，計測器に入射する光子数には統計的なゆらぎが生じる．揺らぎの統計分布がポアソン分布で与えられるとき，入射する光子数の平均値を N_{photon} とすると，そのゆらぎを含めて下式で与えられる．

$$N_{\mathrm{photon}} \pm \sqrt{N_{\mathrm{photon}}}. \tag{2.17}$$

計測器で検出される光子の数のゆらぎ　計測器に入射した光子が，受光体内で吸収されるかどうかは確率過程であり，統計的なゆらぎを生じる．計測器の量子効率を p とすると，計測される光子数の期待値は $p \cdot N_{\mathrm{photon}}$ であり，その統計的なゆらぎは $\sqrt{p \cdot N_{\mathrm{photon}}}$ である．また入射する光子の数自身のゆらぎが計測されることによって生じる計測ゆらぎは $p \cdot \sqrt{N_{\mathrm{photon}}}$ であり，その統計的なゆらぎは $\sqrt{p \cdot \sqrt{N_{\mathrm{photon}}}}$ となる．全てを考慮した計測ゆらぎは，これら 3 つのゆらぎ成分の自乗和であるが，$p \ll 1$ かつ $N_{\mathrm{photon}} \gg 1$ であるから，後ろ 2 項は最初の項に比べて十分小さく無視することができる．したがって計測される光子数の期待値はそのゆらぎを含めて下式で与えられる．

$$N_{\mathrm{photon}} \cdot p \pm \sqrt{N_{\mathrm{photon}} \cdot p}. \tag{2.18}$$

光子-光電子変換によるキャリアーの増幅　あるエネルギー (E) をもつ 1 光子が受光体に吸収されたとき発生するキャリアー (電子) の数の期待値は，1 キャリアーを生成するのに必要な平均エネルギーを ε とすると E/ε である．また，A/D 変換時に 1 カウントに変換されるキャリアーの数 (変換効率) を d とすると，信号カウントの期待値はゆらぎを含めて以下のようになる．

$$N_{\mathrm{photon}} \cdot p \cdot \frac{E/\varepsilon}{d} \pm \sqrt{N_{\mathrm{photon}} \cdot p} \cdot \frac{E/\varepsilon}{d}. \tag{2.19}$$

改めて信号のカウントを N_{signal} で置き換えると，ノイズ振幅の標準偏差は以下のようになる．

$$\sigma_{\mathrm{noise}} = \sqrt{\frac{E/\varepsilon}{d}} \cdot \sqrt{N_{\mathrm{signal}}}. \tag{2.20}$$

言い換えれば，ノイズ振幅の標準偏差は真の信号の平方根に入射光子のエネルギー (E)，平均キャリアー生成エネルギー (ε) 及び，A/D 変換効率 (d) で決まる増幅因子を掛けたものに等しいと言える．

最後に，同一光源の像を同時に，複数得ることが出来る場合，それらの像を足し合わせ平均化することにより画像中のランダムなノイズを減衰させることが出来る．これを考慮すれば，平均化する像の数を T として，ノイズ振幅の標準偏差は式 2.21 のようになる．

$$\sigma_{\mathrm{noise}} = \sqrt{\frac{\frac{E/\varepsilon}{d} \cdot N_{\mathrm{signal}}}{T}}. \tag{2.21}$$

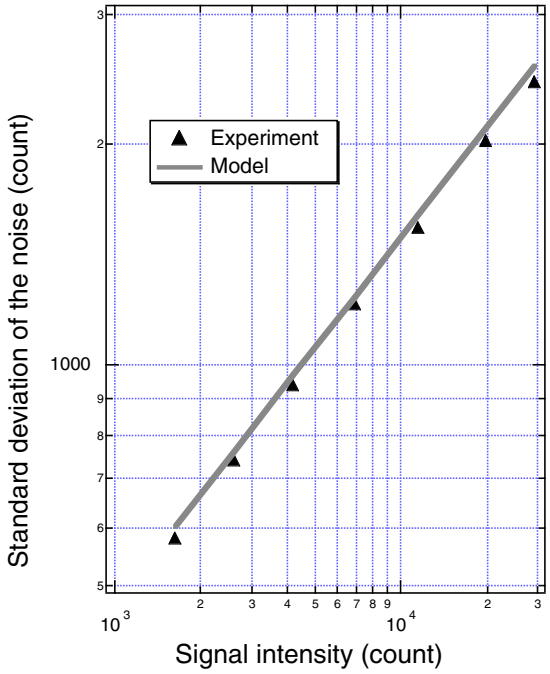

図 2.4　実空間におけるノイズの振幅と信号強度の関係．黒三角点は実験結果であり，実線はモデルの計算結果をしめす．

図 2.4 に X 線 CCD カメラの画像中のノイズの振幅と理論モデルの比較を示す．ここで入射光子のエネルギー E=4.9 keV であり，ε，d については CCD カメラのカタログ値及び検査票の値から ε = 3.65 eV，d = 6.05 electrons/count とした．また T = 1 である．図 2.4 を見れば明らかなように，理論モデルの予測する直線と実験結果は非常に良く一致しており，上記の考察が十分妥当であることが実証された．

2.4.4　半影像の再生可能条件

本節ではノイズの標準偏差に関する考察をもとに，ノイズに起因したアーチファクトに乱されることなく，画像再構成が可能である条件について検討する．

最初にいくつかの仮定に基づいてランダムなノイズのフーリエ振幅を解析的に導出する．

まず光源の空間プロファイル（$I(x')$）はフーリエ級数展開により正弦関数の線形和で表すことが出来る．この光源をナイフエッジを用い，像倍率 M 倍で撮像すると半影像 ($P(x)$) が得られる．

$$
\begin{aligned}
I(x') &= a_0 + \sum a_{\mathrm{n}} \sin k_{\mathrm{n}} x', \\
P(x) &= a_0 + \sum (a_{\mathrm{n}} M / k_{\mathrm{n}}) \cos (k_{\mathrm{n}} x / M).
\end{aligned}
\tag{2.22}
$$

上式で座標 x は CCD マトリクス上での位置を表し，x' は光源上での座標を表す．また k_{n} はフーリエ解析において n 番目のモードに相当する波数を表す．

実空間とフーリエ空間での相互変換に伴う一種のエネルギー保存則とも言えるパーセバル (Parseval) の定理を用いると，フーリエ空間におけるノイズ振幅の積分は，実空間でのノイズ振幅の積分で表すことが出来る．

$$\int |\tilde{\sigma}_{\mathrm{noise}}(f)|^2 df = \int \left|\sigma_{\mathrm{noise}}(x)\right|^2 dx. \tag{2.23}$$

次にパーセバルの定理をより実用的な形式，いわゆる離散フーリエ変換形式 (Discrete Fourier Transform ; DFT [20]) に書き換え，式 2.23 中の実空間におけるノイズの振幅を式 2.21 で置き換える．

$$\begin{aligned}\int |\sigma_{\mathrm{noise}}(x)|^2 dx &= \sum_{m=0}^{N-1} |\sigma_{\mathrm{noise}}(x_m)|^2 \cdot \Delta, \\ &= \Delta \cdot \frac{E}{\varepsilon \cdot d} \cdot \sum_{m=0}^{N-1} N_{\mathrm{signal}}(x_m)/T, \\ \int |\tilde{\sigma}_{\mathrm{noise}}(f)|^2 df &= \frac{\Delta}{N} \cdot \sum_{n=0}^{N-1} |\tilde{\sigma}_{\mathrm{noise}\ n}|^2,\end{aligned} \tag{2.24}$$

ここで，x_m，N，f，Δ はそれぞれ離散的なデータの位置，離散データの数，フーリエ解析における信号の周波数，そして離散的なデータの間隔を表す．また式中の˜の記号は，その値がフーリエ振幅を表していることを示している．

さてノイズのフーリエ・スペクトルがその空間周波数に依存しない白色ノイズ (white noise) であると仮定すれば，式 2.23 と式 2.24 を用いることで，ノイズのフーリエ振幅の自乗は近似的に式 2.25 で与えられる．

$$|\tilde{\sigma}_{\mathrm{noise}\ n}|^2 = \frac{E}{\varepsilon \cdot d} \cdot \sum_{m=0}^{N-1} N_{\mathrm{signal}}(x_m)/T. \tag{2.25}$$

n 番目のモードの信号がノイズに起因するアーチファクトにより乱されることなく再構成されるためには，この信号の振幅がノイズのそれよりも十分大きいことが必要であるから，半影像の再生可能条件は下式のように与えられる．

$$(S(f_n))^2 > (\gamma \cdot \sqrt{2} \cdot 3)^2 \cdot \left(\frac{E}{\varepsilon \cdot d} \cdot \sum_{m=0}^{N-1} N_{\mathrm{signal}}(x_m)/T \right). \tag{2.26}$$

ここで，γ はいわゆる SN 比であり，十分なクオリティーの再生像を得るためには，γ =10 - 20 が必要である．係数 $\sqrt{2}$ は差分によるノイズの増幅率を考慮した係数であり，正規分布を仮定した場合，分散の三倍の領域に 99.7% の事象が含まれることを考慮して導入した．また，式 2.26 の条件を満たさないモードの信号は正しく再生できないため，ノイズによって実効的に空間分解能が制限されることは明らかである．振幅の平均値と自乗振幅の平均値の平方根とは，一般に値が等しくならないことを注意しておく．

最後に，本節で導出したノイズのフーリエ空間における振幅に関する解析解が，どの程度の精度で成立しているかを図 2.5 に示す．この数値テストの為の信号として勾配のある直線を仮定し（破線），ノイズとして信号強度の平方根を標準偏差とし統計的にガウス分布にしたがう乱数を用いた（灰色実線）．図 2.5 (b) にノイズのフーリエ振幅の自乗と先の解析解の計算結果の比較を示した．両者が十分な精度で一致していることがわかる．ちなみに，解析解によるフーリエ振幅は 524921 であり，対してフーリエ・スペクトルの平均値は 548000 であった．

またこの解析解が破堤する条件は明らかに，ノイズのフーリエ・スペクトルがその周波数に対する依存性を有する場合である．幸いこのような条件は，少なくとも本研究が対象とする範囲内で問題となることはなく，式 2.25 は十分適用可能である．

2.4.5　半影像の画像再構成過程

2.4.4 節で述べたように，再生可能条件を満たさないモードの信号は，アーチファクトを伴い正しく再生されない，言い換えれば再生可能条件を満たさないモードの信号がアーチファクトの種となっているのである．

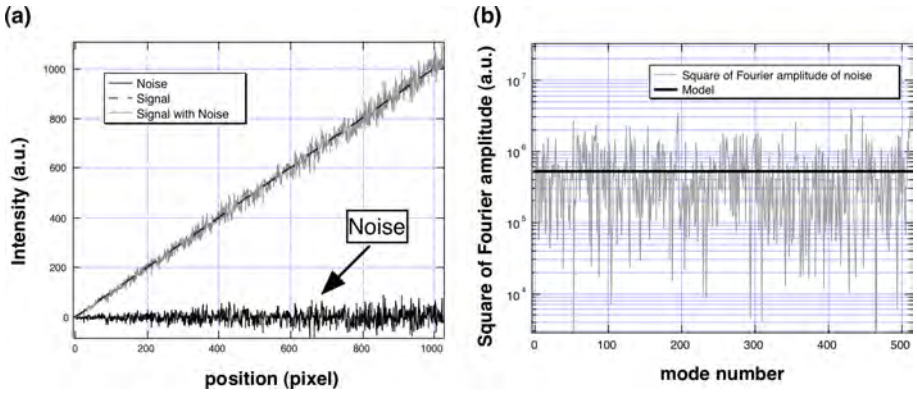

図 2.5　(a) テストに用いた信号とノイズ．ノイズは乱数の標準偏差が信号強度の平方根に比例するとして数値的に求めた．(b) 数値計算で求めたノイズのフーリエ振幅と白色ノイズを仮定して求めたノイズのフーリエ振幅の解析解の比較.

したがって，実験で得られたノイズを含む半影像を再構成するためには，再生可能条件を満たさないモードの信号を取り除く必要がある．本研究では，この処理のためにウイナー・フィルター (Wiener filter) を用いた [21].

一般的なウイナー・フィルターの設計には，いったん実験データをフーリエ・スペクトルに変換し，スペクトル成分のうちノイズが支配的であると予想される高周波成分の外挿から低周波成分のノイズ・スペクトルを推定するという作業が入る．ウイナー・フィルターはロバストであるため，この程度の推量で十分安定なフィルター特性を示すが，半影法のようにノイズにより空間分解能が大きく制限されうるような場合，このような粗い推定はふさわしくない．ある程度物理的考察に基づき，必要な信号成分を最大限に残し，かつ可能な限りノイズ成分を除去するフィルターの設計が不可欠である．

そこで，本研究ではこれまでに述べた考察に基づいて式 2.27 のようにウイナー・フィルターを定式化した．

$$\begin{aligned}\Phi(f_n) &= \frac{|C(f_n)|^2 - |N(f_n)|^2}{|C(f_n)|^2}, \\ &\quad \left(|C(f_n)|^2 > |N(f_n)|^2\right) \\ &= 0, \\ &\quad \left(|C(f_n)|^2 \leq |N(f_n)|^2\right)\end{aligned} \tag{2.27}$$

ノイズの振幅は前節の考察に基づき，

$$|N(f_n)|^2 = (\gamma \cdot \sqrt{2} \cdot 3)^2 \cdot \left(\frac{E}{\varepsilon \cdot d} \cdot \sum_{m=0}^{N-1} N_{\mathrm{signal}}(x_m)/T \right), \tag{2.28}$$

と定義する．

ここで，$C(f)$，$N(f)$ はそれぞれ，実験の生データ及びノイズのフーリエ振幅である．γ が十分大きい場合，$C(f)$ は式 2.22 の $a_{\mathrm{n}}M/k_{\mathrm{n}}$ と近似的に等く，このフィルターによって再生可能条件を満たさない信号を除去し，ノイズの減衰が可能である．

しかし，式 2.27 で計算されたウイナー・フィルターの応答特性は高周波領域で激しい振動を伴う．これは画像フィルターとして好ましい特性ではない．そこで式 2.27 で計算されたフィルターの周波数特性をダブル・ガウス関数でフィッティングし，そのフィッティング曲線を画像フィルターの伝達関数として用いた．ダブル・ガウス関数は式 2.29 で定義する．

$$G(k) = \frac{1}{1+\alpha} \cdot \left(\exp\left(-\frac{(\sigma k)^2}{2} \right) + \alpha \cdot \exp\left(-\frac{(\sigma k)^2}{2} \right) \right). \tag{2.29}$$

また，サンプリング定理を考慮すれば，再生可能条件を満たす最大のモードに相当する波長の 1/2 の長さを差分間隔とすることで，空間情報を失うことなくかつ無駄なアーチファクトを伴うことなく観測対象の像を再構成することが出来る．

2.4.6　半影画像再生プログラム

これまで述べたように，半影法を用いて得られた半影像をもとの光源の像に戻すためには，いくつかの複雑な処理が必要である．ところが，実験現場においては得られた結果からすぐに次のショット内容を決定することが要求され，即時に半影像を再構成することが必要である．

このような要求を満たすため，本研究ではコンピュータを用いた画像再構成プログラムを開発した．本節では，このプログラムについて順を追って説明する．

半影像の回転補正　既に述べたように，多数の同一の観測対象の像を平均化することにより，空間情報を失うことなくノイズ除去を行うことが出来る．ナイフエッジを用いた半影法の場合，同一像がエッジに沿って表れるため，計測画像中でのエッジの方向を検出し，その方向に沿って半影像を積算・平均化する必要がある．

エッジ方向の検出の為に，まず回転補正を行わない画像を，強いスムージング処理 (11×11 の移動平均スムージング) をかけて，大きな差分間隔 (11pixel) で半影像を粗く再生し，画像に水平方向に再生画像の重心を計算する．

次に画像の鉛直方向に沿って，重心位置の分布を直線でフィッティングし，その回帰直線と計測画像の鉛直軸のなす角度分だけ計測画像を回転させ，ナイフエッジの方向と計測画像の鉛直方向を一致させる．

回転後再び，粗い再生・重心計算・直線フィッティング・回転補正を繰り返し，回帰直線と計測画像の鉛直軸が十分な精度 (< 1 mrad) で一致するまで繰り返し計算を行う．

半影像の平均化・フーリエ変換　回転補正後の半影像を画像の鉛直方向 (ナイフエッジに沿った方向) に積算し平均化処理を行う．続いて平均化した像をフーリエ変換する．フーリエ変換の数値計算法としては，高速フーリエ変換法 (Fast Fourier Transform ; FFT) を用いた．FFT はその原理上，変換対象となる像の離散データ数が 2^n 個 (n は任意の整数) である必要があり，フーリエ変換処理の前にその条件を満たすよう，平均化像の余分なデータ (信号の無い領域もしくは強度の飽和した領域) を取り除いている．

再生可能条件・ウイナーフィルター処理　前述したウイナー・フィルターを使って，再生可能条件を満たさないモードの信号を除去し，再生画像中のノイズを減衰させる．フィルター処理によりノイズ成分を落としたデータを逆フーリエ変換し実空間でのデータに戻す．

差分処理　サンプリング定理を考慮し，差分間隔を再生可能条件を満たす最大のモードに相当する波長の半分の長さとして，また同時に差分間隔と等しい幅でデータを平均化（移動平均スムージング）をした後差分処理を行った．

2.5　イメージング・プレートの X 線半影カメラへの導入

X 線 CCD を用いた場合よりも SN 比の高い半影像を得るために，本研究では X 線画像検出器としてイメージング・プレートを導入した [22]．知る限りにおいて，イメージング・プレートを X 線検出器としてレーザープラズマ研究に導入した例は報告されていないが，バイオ研究や物性研究などの広範な科学分野で用いられており，レーザープラズマ X 線を用いた研究においても非常に優れた画像検出器であると期待される．なお，大阪大学の研究グループにおいて，

レーザープラズマ相互作用によって発生する電子の検出器としてイメージング・プレートが既に用いられていることを付け加えておく [6].

イメージング・プレートを X 線 CCD カメラと比較すると，(i)X 線の検出効率が高い，(ii)X 線検出領域が広い，(iii) ダイナミックレンジが広い，という利点が上げられる．これらの利点は，X 線半影カメラにおいて SN 比を上げるという観点から極めて適した特性である．一方，イメージング・プレートの欠点としては，(i) イメージング・プレートの信号読み出しに手間がかかる，(ii) ピクセルサイズが大きい，などが挙げられる．しかしながら，これらの欠点は本研究の目的においては克服することが十分可能である．

イメージング・プレートは，X 線感光体として $BaFBr:Eu^{2+}$ を用いている．比較的原子番号の高い元素で構成された厚い感光層を持つため，10 keV 以下の X 線に対しては，ほぼ 100% の量子効率を有する [23]．X 線画像検出においては，検出光子数の統計的な揺らぎが最も支配的なノイズの発生源である．イメージング・プレートは X 線の検出効率が高いために，検出光子数が増加しその結果 SN 比が向上する．

X 線 CCD カメラの X 線受光面の大きさは，コストの問題から一般に 1 inch（25.4 mm）四方程度に一般に限られる．一方イメージング・プレートは最大で 200×250 mm^2 という大きな受光面積を有しており，実験で用いる際には 60×60 mm^2 の適当な大きさに切り出して用いた．この大きな受光面積もノイズの低減にとってメリットがある．ナイフエッジを用いた 1 次元半影カメラの場合，X 線画像検出器に現れるデータは同一の 1 次元半影像の多数の群れである．つまり，ナイフエッジに対して垂直な方向に 1 次元半影像が現れ，ナイフエッジに対して並行な方向には同一の 1 次元半影像が多数並ぶ．受光面が大きければ大きいほど，より多数の 1 次元半影像の平均が可能になり半影像のノイズが減少する．上記の理由により，受光面の大きなイメージング・プレートを用いることで，X 線 CCD カメラと比べて得られる半影像のクオリティーが向上する．

イメージング・プレートで検出した信号をデジタルファイルに変換するためには，専用の機器による読み出しが必要である．デジタル・ファイルのピクセルサイズは，読み出し機器で用いられている He-Ne レーザーのスポットサイズに依存しており，本研究で用いた読み出し機器の場合，50×50 μm^2 である．このピクセルサイズは，X 線 CCD カメラのピクセルサイズ（典型的には 20×20 μm^2）と比べて大きい．この欠点を解決するために，我々は結像用のナイフエッジを可能な限り光源に近づけ，結像倍率を大きくした．結像用のナイフエッジを光源を近づけることによって，倍率が上がるだけではなく，結像系の立体角が増大するために像が明るくなり，SN 比が増大するという利点も同時に生まれる．倍率が大きくなると結像系の調整に要求される精度が高くなるが，イメージング・プレートの受光面積は大きいため調整は十分可能である．

イメージング・プレートを半影カメラに導入する前に，レーザープラズマ X 線源のようなパルス発生 X 線に対するイメージング・プレートのリニアリティーを確認した．リニアリティー測定実験では，特性が良くわかっているレーザー生成チタニウム・プラズマから放射される X 線を，結像系を用いずにイメージング・プレートに曝露した，イメージング・プレートの前に階段状に重ねたアルミニウムのフィルターを設置して，アルミニウムフィルターの面密度の違いによるイメージング・プレートの信号強度の変化を計測した．イメージング・プレートのリニアリティーが確保されていれば，透過率のアルミニウム厚さ依存性は指数関数でフィッティングできるはずである．図 2.6(a) はイメージング・プレートで得られた信号強度分布である．アルミフィルターが厚くなるに従って信号強度が減少している．図 2.6(b) はフィルターを透過していない信号強度を基準に算出した，透過率のフィルター厚依存性である．

図 2.6 (b) の透過率のアルミニウムの面密度依存性は，中性のアルミ原子の 4.8 keV の X 線に対する吸収断面積を用いて計算される依存性と一致した．図 2.6(a) を見ると，検出された信号の最大値は 20 counts 程度でノイズレベルは 0.4 counts 程度である．したがって，本研究で用いる X 線強度の範囲内（ダイナミックレンジ 500:1）ではリニアリティーが確保されていることが確認された．

イメージング・プレートの導入による再構成画像のクオリティーの向上を実証するために，半影カメラと X 線 CCD カメラ及びイメージング・プレートを用いてプラズマ密度計測を行った（密度計測の詳細については第 3 章を参照）．エッジの端面を研磨した 100 μm 厚のタンタルを半影結像系として用いた．X 線 CCD カメラを用いた場合には，ナイ

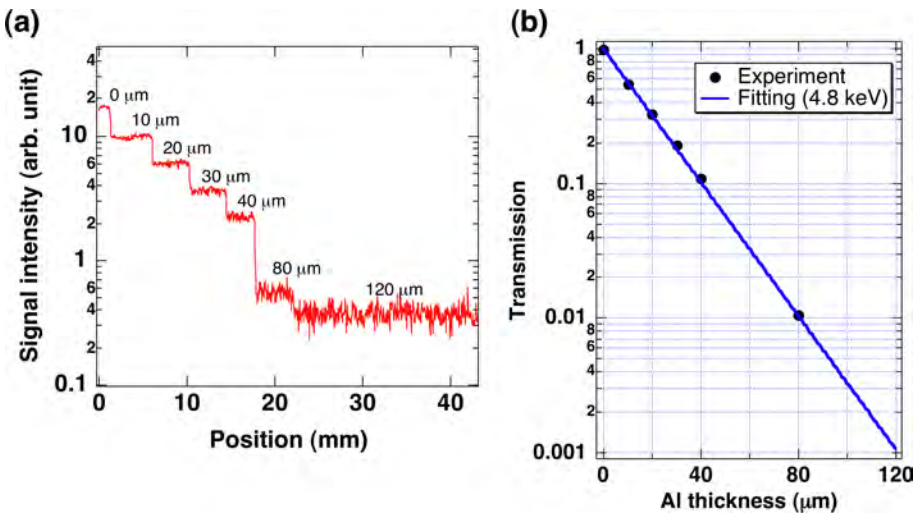

図 2.6　(a) 階段状に重ねたアルミニウムフィルターと 4.8 keV X 線を用いたイメージング・プレートのリニアリティー計測．(b) イメージング・プレートで検出した信号強度から算出したアルミニウム・フィルター透過率のフィルター厚さ依存性．丸点が実験結果であり，実線は中性のアルミニウム原子の 4.8 keV の X 線に対する吸収断面積を用いて計算した結果．ノイズレベルは 0.4 counts であり，最大で 20 counts 程度までリニアリティーが維持されていることが確認された．

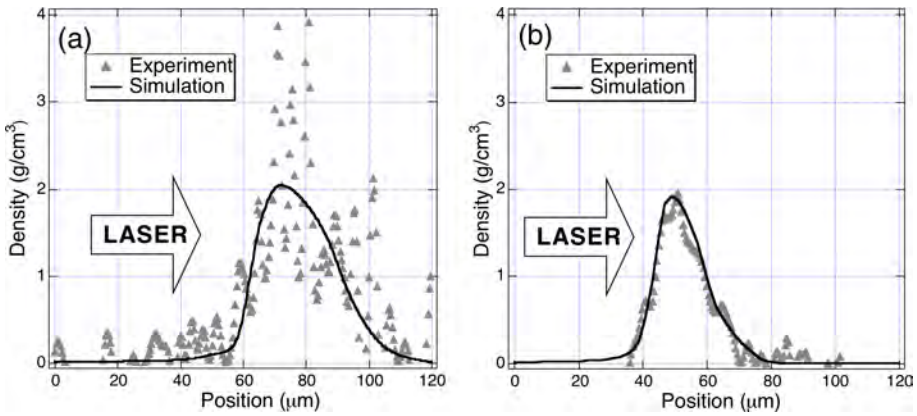

図 2.7　(a)X 線 CCD カメラと X 線半影カメラを用いて計測した密度プロファイル．(b) イメージング・プレートと半影カメラを用いて計測した密度プロファイル．三角点は実験結果を示し，実線はポストプロセス後のシミュレーション結果を示す．データのクオリティーはイメージング・プレートを導入することによって格段に向上した．

フエッジをターゲットから $p = 30$ mm 離れたところに設置し，イメージング・プレートを用いた場合には，$p = 15$ mm 離れたところにナイフエッジを設置した．ナイフエッジから検出器までの距離はともに $f = 1575$ mm であった．したがって倍率は，X 線 CCD カメラを用いた場合 $M = 51$ 倍で，イメージング・プレートを用いた場合は $M = 105$ 倍であった．イメージング・プレート，X 線 CCD カメラともに十分な時間分解能を有していないため，レーザー駆動プラズマの瞬間的な密度構造を観測するためにフラッシュ X 線バックライト法を用いた．

図 2.7 に X 線 CCD カメラと X 線半影カメラを用いて計測された密度プロファイル (a) 及びイメージング・プレートと X 線半影カメラを用いて計測された密度プロファイル (b) を示している．図 2.7 において，空間原点はターゲット表面の初期位置である．これらの密度プロファイルは全く同じウイナー・フィルターを用いてノイズ除去を行い，差分間隔も全く同じ（ターゲット面上で 1.8 μm）にして画像再構成したものである．バックライトが発光した時刻は，衝撃

波がターゲット裏面に到達してからそれぞれ 0.8 ± 0.1 ns 及び 0.6 ± 0.1 ns である．フラッシュ X 線の発光時間は，X 線ストリーク・カメラを用いて時間分解能 10 ps 程度で計測し，それぞれ 140 ps 及び 160 ps であった．図 2.7 には，実験結果（三角点）とともに 1 次元流体シミュレーションの結果も示している．これらのシミュレーション結果は，フラッシュバックライト X 線が発光している時間内でのプラズマのブレ及び画像再構成に用いたウイナーフィルターによる鈍りを考慮したポストプロセス処理を施している．X 線 CCD カメラで得られた画像とイメージング・プレートを用いて得られた画像の比較から明らかなように，イメージング・プレートを用いて得られた画像は，明らかに SN 比が向上している．この結果から，イメージング・プレートは X 線半影カメラにとって，非常に適した X 線画像検出器であることが明らかになった．

2.6　X 線半影ストリークカメラの開発

フラッシュ X 線バックライト法は，X 線 CCD カメラやイメージング・プレートなど時間分解能力を有しない画像検出器を用いつつ，ある瞬間のプラズマ構造を露光時間 100 ps 程度で観測する上で有力な手法であるが，一ショットにつき一時刻のデータしか取得出来ないため，レーザー生成プラズマの時間変化を離散的にしか観測することが出来ない．X 線半影カメラと X 線ストリークカメラを組み合わせれば，時々刻々と変化するレーザー生成プラズマを連続的に観測することが可能になる．

既に述べたように半影像を実画像に再構成する過程は，半影像中のノイズに対する耐性が本質的に弱い．十分な SN 比を有しない半影像を再構成すると，ノイズに起因するアーチファクトにより再生像は大きく歪み，実画像の情報がその歪みに埋没してしまう．半影像中のノイズの発生源としては，検出光子数の統計的な揺らぎに起因するものが支配的であり，検出光子数を増やせば半影像の SN 比は向上するが，検出光子の最大値は X 線ストリークカメラのダイナミックレンジで決まる．

本研究では，X 線ストリークカメラと X 線半影カメラを組み合わせるために，以下の二点の改良を行った．

- 画像再生に耐えうる SN 比を有する半影像を得るために，広ダイナミックレンジ X 線ストリークカメラを導入した．
- ノイズに対する耐性の強いヒューリスティックな半影画像再生法を導入した．

これらの改良によって再生画像の歪みが抑制され，実験に導入することが可能になった．以下では X 線半影ストリークカメラについて詳説する [24].

2.6.1　広ダイナミックレンジ X 線ストリークカメラ

X 線画像の SN 比は検出光子数の平方根に比例するため，計測器のダイナミックレンジがその検出器を用いて得られる最大の SN 比を決定する．

一般的に X 線ストリークカメラは，X 線 CCD カメラ及びイメージング・プレートなどと比べて，低感度かつダイナミックレンジが 100:1 以下であり，高輝度な X 線をストリークカメラに入射すると画像に大きな歪みが生じる．X 線ストリークカメラを用いて，十分な SN 比を有する半影画像を検出するためには，広ダイナミックレンジを有する X 線ストリークカメラの導入が不可欠である．本研究では浜松ホトニクス製 C7700「高ダイナミックレンジ X 線ストリークカメラ」を用いた．C7700 では，可視から赤外領域観測用高ダイナミックレンジストリーク管 [25] の電子光学系を採用し，高い時間分解能及びダイナミックレンジを達成している．

ストリーク管内には光電子を結像させるための電子レンズが設置されている．電子レンズとして静電フォーカス法を用いた場合，電子はクロスオーバー点と呼ばれる点に集中するため，空間電荷による電子像の歪みが生じる．つまりクロスオーバー点での空間電荷効果が無視できる限界の電流がダイナミックレンジを決定する．一方，高ダイナミックレ

ンジストリーク管では，電磁フォーカス法を用いている．電磁フォーカスの場合にも電荷集中が起こるが，光電子ビームは一点に集中しないため，フォーカス点での電荷密度は小さく，静電フォーカスと比べて空間電荷効果は相対的に小さくなり，ダイナミックレンジが広くなる．

C7700 で用いられている電磁フォーカス法では，カソード-加速電極間に印加される高電圧と電子結像部の干渉を防ぐために，磁場レンズを用いて電子をフォーカスさせる．加速電極に高電圧をかけることで，X 線によって放出される光電子の速度分布の広がり（$\Delta E/E$）が小さくなり時間分解能が向上するとともに，光電子のドリフト運動による電子結像の歪みを抑制することが出来る．C7700 では球面収差による電子結像の歪みを低減させるために，磁場レンズとして二つの電磁石コイルが用いられている．

本研究では最初に X 線ストリークカメラ（Hamamatsu C7700）の空間分解能評価を行った．X 線半影カメラへの応用を考慮すると，ダイナミックレンジを実際に測定するべきであるが，ダイナミックレンジ計測に適当な X 線光源が容易に準備出来ない及び，X 線の絶対量を測定する計測器が準備出来ない等の理由により，その測定は行っていない．しかしながら，これまで様々な X 線ストリークカメラを用いて来た経験から推測すると，ストリーク管が飽和する光量は静電フォーカスを用いた X 線ストリークカメラと比べて格段に大きくなっていることは確かである．

X 線ストリークカメラの空間分解能を測定するために，カソード表面にタンタル製の格子を貼り付け，X 線をカソード面上に均一に照射しストリーク像を計測した．ストリーク像に現れるスリット像は，実際のスリット像とストリークカメラの点広がり関数を畳み込み積分したものに等しい．

図 2.8 (a) は格子のストリーク画像である．図 2.8 (b) はストリーク画像のある時刻におけるライン・プロファイルである．ライン・プロファイルにはカソード感度の非一様性による強度揺らぎが存在するが，補正により取り除いている．またライン・プロファイルには実験結果とともに，空間分解能による劣化を伴わない理想的な強度分布も示している．図 2.8 (c) は実験で得られた格子像と理想的な格子像の比較から得られた MTF (Moduration Transfer Function) を示す．点線はダブル・ガウス関数を用いてフィッティングした結果である．図 2.8 (d) は実験結果のフィッティングで求めたダブル・ガウス関数をフーリエ変換して求めた点広がり関数である．点広がり関数の半値幅は 114 μm であり，広ダイナミックレンジ X 線ストリークカメラのカソード面上における空間分解能は 114 μm であることが確認された．計測で必要とする空間分解能と計測したカソード面上での空間分解能をもとに結像系の倍率を決定した．

2.6.2　遺伝的アルゴリズムを用いたヒューリスティックな半影画像再生法

X 線半影カメラと X 線ストリークカメラを組み合わせるためには，X 線ストリークカメラの広ダイナミックレンジ化だけでは不十分である．本研究では，単純な微分法での再生が困難な半影ストリーク画像の再生手法として，琉球大学の野崎氏及び陳教授らが開発した遺伝的アルゴリズムに基づいたヒューリスティックな半影画像再生法 [26] を導入した．半影画像の再生は「逆問題」と呼ばれる研究カテゴリーに分類される．逆問題とは結果（半影像）から原因（実画像）を推定する類の問題であり，数学的にはともかく現実問題としてはノイズや様々な不確定要因のために適当な解を得ることが困難である．ヒューリスティック（heuristic）とは「発見的」という意味であり，遺伝的アルゴリズムに基づいて発見的に逆問題の解を求めるという意味である．半影画像再生においては，半影像から実画像を直接推定するのではなく，無数にある実画像候補をランダムに抽出して半影像を計算し，計算した半影像と実際の半影像を比較しながら漸近的に実画像を推定する手法である．この手法では，比較結果が良好な実画像候補，つまり計算された半影像と実際の半影像の間に多くの一致が見られる実画像候補が選択され，選択された実画像候補が持つ良い特性を引き継いだ新しい多数の実画像候補が次世代にて生み出される．世代を重ねながら優性の特性を引き継いだ実画像候補を綿々と生み出していくことで，最終的に真の実画像に漸近する解を得ることが出来る．ヒューリスティック法では局所解（真の解では無いが初期条件によっては漸近する可能性がある解）に陥る可能性があるが，本アルゴリズムでは優性の特性を引き継いだ候補解と同時に優性の特性を引き継がない解の存在を許すことで，局所解に陥ることを防いでいる．この手法では正確な解を求めるために世代を多く重ねる必要があるため，計算時間が膨大になるという欠点があるが，類推過

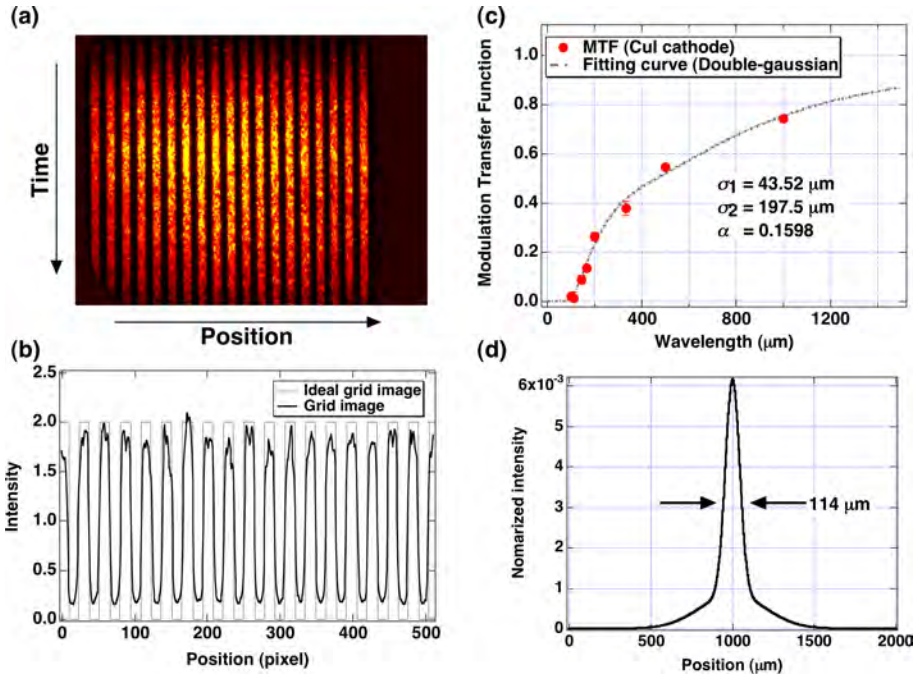

図 2.8　(a) グリッド像のストリーク画像．(b) グリッド像のラインプロファイル．黒線が実験結果であり，灰色線が理想的なグリッドのプロファイルを表す．(c) 実験で得られたグリッド像から算出した MTF とダブル・ガウス関数でフィッティングした MTF．(d) 実験から求められた XSC カソードの点広がり関数．

程の効率化や適切な初期値を与えることで，パーソナルコンピューター程度でも十分実行可能な計算量に抑えることが可能である．

ヒューリスティックな半影再生過程では，推定値と実験値の一致の度合を数値的に表すコスト関数を最小にするように再生像及び半影像を推定する．基本的にコスト関数 $E(x)$ は，実験で得られた半影画像と推定された半影画像の二乗平均誤差で表されるが，ヒューリスティック手法の利点は推定されるべき対象（本研究ではプラズマの密度構造）の特徴を考慮に入れながら，コスト関数に任意の項を追加出来る点にある．本研究において観測対象は，レーザー照射によって生成されるプラズマの密度構造である．したがって推定する構造は，スペックル構造や（衝撃波面を除いて）不連続な構造を持たない，なめらか構造であると仮定しても問題ない．そこで，我々は構造のなめらかさを表すラプラシアン項をコスト関数に加えた．コスト関数 $E(x)$ は以下のように定義される．

$$E(\hat{x}) = \|P(x) - \hat{P}(\hat{x})\|^2 + \lambda \|L \cdot \hat{O}\|^2. \tag{2.30}$$

コスト関数の第一項は，実験で得られた半影像 $P(x)$ と遺伝的アルゴリズムにより推定された半影像 $\hat{P}(\hat{x})$ 間の誤差を表している．第二項は推定再生像のラプラシアンを表し，L はラプラシアン演算子である．推定再生像のラプラシアンとは位置に関する二階微分であり，推定再生像の滑らかさを数学的に示しており，数値的には互いにとなりあう 3 点の値で計算している．λ は調整パラメータである．

実画像の推定過程ではその他に，局所解に陥るのを予防する劣性遺伝子の存在確率を決定する手法としては焼きなまし法（stimulated anealing）を用い，求解の効率を向上するために初期の世代では粗い推定を行い，世代を重ねるに従い詳細な推定を行うピラミッド法が用いられている．

図 2.9 にヒューリスティック法による再生結果を示す．単純な微分法では再生が難しい低 SN 比の半影像が再生されている．

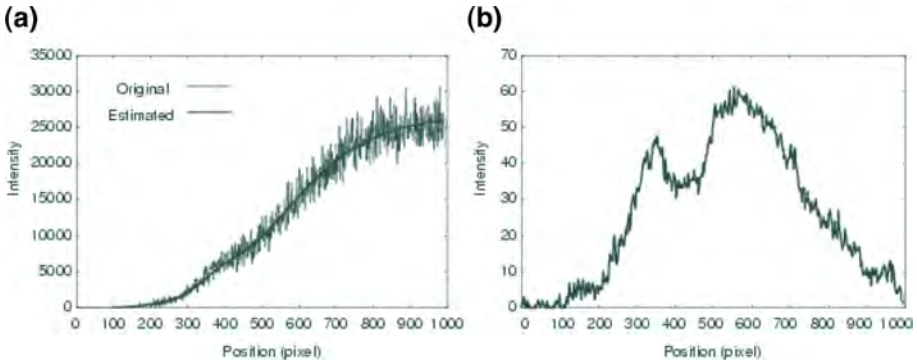

図 2.9　(a) 再生に用いた半影画像とヒューリスティック法により推定された半影像．(b) ヒューリスティック法により再生された原画像．

2.6.3　X 線ストリークカメラのカソード感度ムラ補正

X 線ストリークカメラのカソード感度は，カソードの材質及びカソード材の厚さに依存する．カソード材の厚さは数十 nm のオーダーで空間的に均一では無いため，カソード感度は空間的に不均一性を有する．半影カメラと X 線ストリークカメラを組み合わせた場合，X 線ストリークカメラのカソード感度の空間的な不均一性が半影画像を歪ませ，再構成画像は更に大きく歪むことになる．X 線ストリークカメラのカソード感度の非一様性を計測し，補正することが適切な画像再構成にとって不可欠である．この問題は，X 線 CCD カメラやイメージングプレートを X 線画像検出器として用いた場合にはほとんど考慮する必要は無いが，X 線ストリークカメラを用いる上で新たに考慮すべき事項である．

フォトカソード感度の空間的な非一様性を計測するために，結像系を付けずにフォトカソードをレーザープラズマX線源に曝露した．使用したフォトカソードは半影画像計測で用いたものと同一で，3 μm 厚のマイラー板の上に 0.03 μm の金及び 0.11 μm 厚のヨウ化銅（CuI）をコートしたものを用いた．

フォトカソードはレーザー生成チタニウム・プラズマ X 線源から 1500 mm 離れた所に設置し，光源とカソードの間には，100 μm 厚のベリリウムと 10 μm 厚のチタニウムを X 線フィルターとして設けた．したがって，フォトカソードは 4.7 - 4.9 keV の X 線によって均一に照射されている．

図 2.10(a) に，空間的に均一な X 線で照射したカソードからの信号強度分布をピーク値で規格化したものを示す．このプロファイルがカソード感度の非一様性に相当する．カソード感度分布には，高次モード成分と低次モード成分が見られる．低次モードは X 線ストリーク内部のイメージ転送系の転送効率に起因する．一方，高次の非一様性はカソード材の厚さの空間的な非一様性に依存している．

図 2.10(b) と (c) にカソード感度補正の一例を示す．図 2.10(b) は，カソード感度補正を施していない生の半影画像であり，カソード感度の非一様性による歪みを伴っている．特に 400 - 450 pixel の範囲に非物理的な半影像の凹みが見られる．半影像では勾配が信号強度を表しており，負の勾配は負の信号強度を意味するため，この凹みは物理的に存在し得ない構造である．生の半影像をカソード感度の非一様分布で除したものが図 2.10(c) である．図 2.10(c) では非物理的な構造が取り除かれている．

以上の結果から，カソード感度の非一様性の補正は，X 線半影カメラと X 線ストリークカメラを組み合わせる上で不可欠であり，この補正を施さない再生は，ほとんど物理的に意味のない結果を生み出すことを注意すべきである．

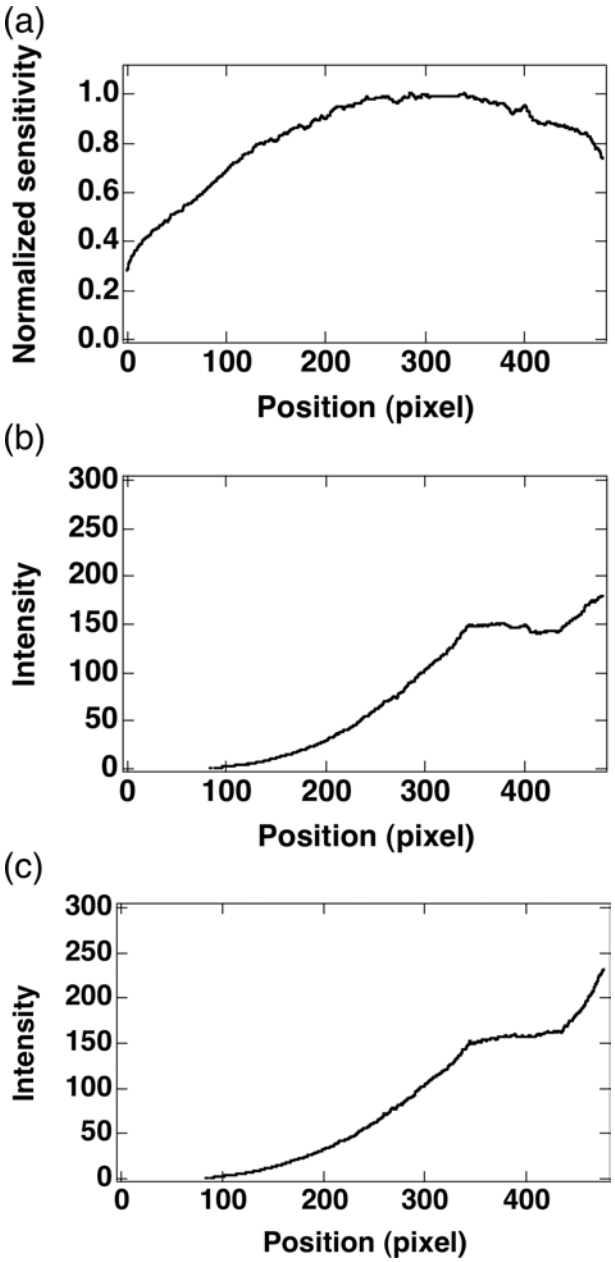

図 2.10　(a) 実験で用いた X 線ストリークカメラのカソード感度の非一様性．(b) カソード感度補正を行っていない半影像．(c) カソード感度補正を行った後の半影像．

2.6.4　X 線半影ストリークカメラ法の原理実証実験

激光 XII 号レーザーを用いて，X 線半影ストリークカメラ法の原理実証実験を行った．ストリークカメラのダイナミックレンジを最大限に使い，検出光子数を増やすためにフォトカソードのスリットは太く（1 mm），X 線フィルターの厚さは出来るだけ薄い（チタン 10 μm）ものを用いた．時間分解能は 360 ps である．半影カメラの増倍率は 51 倍であった．実験では 60 μm 径のタングステン・ワイヤーをチタニウム・プラズマから放射される X 線でバックライトした影絵を観測した．

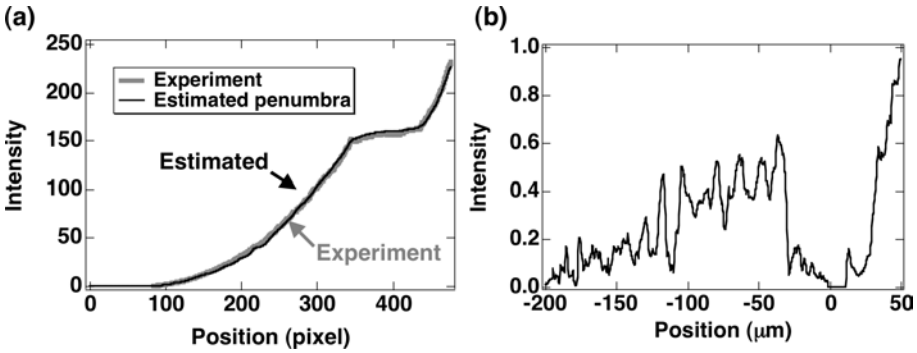

図 2.11　(a) 感度補正した半影像のラインプロファイル（灰色）．ヒューリスティック法により推定された半影像（黒線）(b) 再構成された 60 μm タングステン・ワイヤの再生像.

図 2.11(a) は感度補正した半影像のライン・プロファイル（灰色）とヒューリスティック法により推定された半影像（黒線）である．両者が非常によく一致しており，正確な推定が出来ていることがわかる．

図 2.11(b) はヒューリスティック法により再生されたワイヤーの影絵である．ワイヤーのエッジは急峻にたち下がっており，高い空間分解能が得られていることがわかる．エッジの立ち下がりから計算した空間分解能は 6 μm であった．

2.7　高倍スリット・カメラの開発

スリット・カメラは，高輝度な X 線源を結像する上で非常に簡便かつ便利な 1 次元空間分解結像系である．スリット・カメラも半影カメラ・ピンホールカメラと同様に焦点を持たず光源とスリット間の距離を任意に設定することが可能であり，また任意の倍率を設定することが出来る．

本研究では，高倍スリット・カメラを空間分解能 5 μm を有する高分解結像系とする手法を提案し開発を行った [22].

2.7.1　高倍スリット結像法の原理

スリットカメラの空間分解能（Δr）は，スリットの有限な開口幅（D）及びスリットによる X 線の回折広がりによって制限される．

$$\Delta r = \sqrt{D\left(1+\frac{1}{M}\right)^2 + \left(2.0\cdot\frac{\lambda}{D}\cdot p\right)^2}. \tag{2.31}$$

式 2.31 はスリット・カメラの空間分解能を評価する上で広く使われている式であり，M はカメラの倍率，λ は光の波長，p は光源とスリット間の距離を表す．平方根中の左項は有限なスリット幅による点光源のスクリーン上での広がりを表し，平方根中の右項はフラウンホーファー回折による点光源のスクリーン上での広がりを表している．

式から明らかなように，スリット・カメラの空間分解能を高めるには，スリット幅 D を小さくすると同時に波長 λ が短い X 線を結像し，かつ光源とスリット間の距離 p を短くする必要がある．観測する X 線としては，チタン・プラズマから輻射される 4.7 - 4.9 keV の X 線を用いた．光源とスリット間の距離を短くすることは，レーザー生成によって発生するブラスト及びデブリによってスリットがダメージを受ける可能性が高くなるという危険を伴う．そこで本研究では真空チャンバー外から交換可能なブラスト・シールドを取り付けることで，スリットが受けるダメージを最小限にした．

スリット・カメラの倍率（M）はスリットとスクリーン間の距離（f）を光源とスリット間の距離（p）で割った値と等しい．したがって，光源とスリット間の距離を短くすることによりスリット・カメラの倍率は高くなる．スリット・

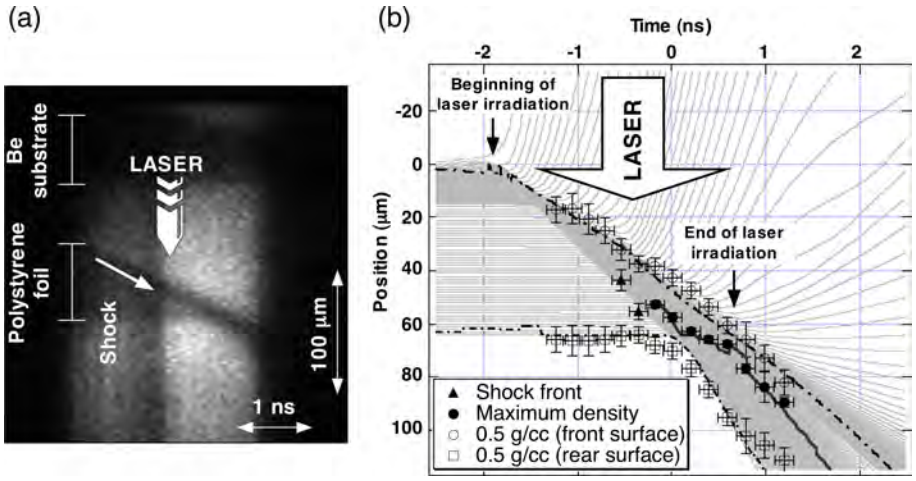

図 2.12　(a) 高倍率スリット・ストリークカメラを用いて観測したレーザー駆動ポリスチレン・プラズマの X 線バックライト像．(b) 実験及び 1 次元流体シミュレーションで計算されたプラズマの加速軌跡．破線及び一点鎖線はプラズマ表面及び裏面の密度 0.5 g/cm^3 の流体軌跡の 1 次元流体シミュレーション結果を示す．実線は最大密度点の軌跡のシミュレーション結果である．白抜きの丸および四角点は，ターゲットの表面及び裏面で密度 0.5 g/cm^3 の流体軌跡の実験結果．黒塗りの三角は衝撃波面軌跡の実験結果．黒抜きの丸は密度最大点の軌跡である．

カメラの倍率が高くなることは，副次的なメリットを生む．X 線ストリーク・カメラのカソード面上での空間分解能は，典型的な値として 200 μm 弱である．故に X 線ストリーク・カメラを用いて高空間分解計測を行うためには，出来るだけ結像系の倍率を高くする必要がある．高倍率スリット・カメラは X 線ストリーク・カメラと相性の良い結像法であると言える．

2.7.2　高倍スリット結像法を用いたレーザー駆動プラズマの流体運動観測

高倍スリット結像法と X 線ストリーク・カメラを用いて，レーザー照射で駆動されたプラズマの流体運動の観測を行った．実験で用いたスリットは 4 μm × 200 μm であり，スリットはターゲットから p = 17 mm 離れたところに設置した．X 線ストリーク・カメラとスリット間の距離は f = 1408 mm であり，スリットカメラの結像倍率は M = 82.8 倍である．X 線ストリーク・カメラのフォトカソードとしては，1100 Å 厚のヨウ化銅を 2000 Å 厚のポリスチレンにコートしたものを用いた．X 線ストリークカメラの掃引方向に 350 μm 幅のスリットを有するフォトカソードを用い，対応する時間分解能はおよそ 200 ps である．計測器の空間分解能は，タングステン・ワイヤーの X 線影絵の結果から 5.8 μm であることを確認している．

バックライト X 線としては，レーザー生成チタニウム・プラズマから放射される 4.7 - 4.9 keV の X 線を用いた．観測対象としては，初期厚 65 μm のポリスチレンを用いた．残念ながら本研究では，X 線ストリーク・カメラの X 線に対する感度が悪いこと及びバックライト X 線の光量が絶対的に少ないことから，十分なクオリティーの影絵を得ることが出来なかったが，衝撃波面，密度最大点，プラズマの表面及び裏面の軌跡を実験結果とシミュレーション結果で比較することは可能である．プラズマの表面及び裏面としては，密度 0.5 g/cm^3 の密度を有する点と定義した．これは，0.5 g/cm^3 近傍で，透過率の変化（$\partial T/\partial \rho = -\rho e^{-\rho}$）が大きいためである．

本実験では，フット・パルスは照射せずメインパルスのみを照射してターゲットを加速した．図 2.12(a) はレーザー照射されたポリスチレンの X 線バックライト像である．図 2.12(b) は実験で得られたプラズマの軌跡と 1 次元流体シミュレーション「ILESTA-1D」で計算されたプラズマ軌跡の比較を示す．時間原点はターゲット裏面に衝撃波が抜けた時刻とし，空間原点はターゲット表面の初期位置とした．実験とシミュレーションの比較は，ターゲット表面及び裏

面，衝撃波面，密度最大点について行った．比較結果から ILESTA-1D コードが非常に高い精度で，実験で観測された流体運動を再現していることが明らかになった．

高倍スリット・ストリークカメラはレーザー加速されたプラズマ流体の運動を観測する上で，非常に有用である．

2.8　まとめ

1. 原子物理及び過去の実験結果をもとに，本実験で必要とする X 線源を選択した．
2. 高空間分解能を有する一次元 X 線半影カメラの開発を行った．計測画像中のノイズについて定量的なモデルを構築し，半影画像が再生可能な条件を明らかにした．
3. X 線画像検出器としてイメージング・プレートを導入した．レーザープラズマ X 線源のようなパルス X 線に対してもイメージング・プレートが十分な線形性を有することを確認した．またイメージング・プレートと X 線半影カメラを組み合わせることで再生画像のクオリティーが向上することを実証した．
4. 時々刻々と変化するプラズマ構造を連続的に観測するために X 線半影ストリークカメラを開発した．X 線半影ストリークカメラでは，広ダイナミックレンジ X 線ストリークカメラを導入するとともに，ノイズに対する耐性の高い遺伝的アルゴリズムを用いたヒューリスティックな半影画像再生法を導入した．原理実証実験を行い，空間分解能 6 μm が達成できることを実証した．
5. プラズマ流体運動を観測する手法として高倍スリット結像法を開発し，高倍スリット結像法を用いることで流体運動を詳細に計測できることを実証した．

第 3 章

レーザー駆動プラズマの密度構造計測によるアブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性物理の解明

3.1 レイリー・テイラー不安定性と高部の式

レーザー核融合では，球殻状の燃料ターゲットにレーザーを照射し，レーザー・アブレーションによって発生する圧力でターゲットを爆縮する．レーザー爆縮過程におけるターゲット表面は，密度の小さいコロナ・プラズマが密度の大きい燃料プラズマを支えている状態であり，レーザー照射面は RT 不安定な状態である．したがって，レーザー照射の非一様性やターゲット製作過程で発生したわずかな凸凹が，レイリー・テイラー（RT）不安定性によって指数関数的に成長する．指数関数的に成長した擾乱は，ターゲットの破断を引き起こし，核融合点火・燃焼を阻害する．

幸いなことにレーザー核融合プラズマ表面の擾乱はアブレーションにより削れとられるために，その成長率は水と油のような古典的な RT 不安定性と比べ小さくなることが理論的に指摘されている．またレーザー直接照射実験による理論的予測の検証が進められている [27, 28, 29].

アブレーションを伴う RT の不安定性の成長率は，修正高部式 (Modified Takabe formula)[9] と呼ばれる式で表される．

$$\gamma = \alpha\sqrt{\frac{kg}{1+kL_{\mathrm{m}}}} - \beta k\frac{\dot{m}}{\rho_{\mathrm{a}}}. \tag{3.1}$$

この式において，$k = 2\pi/\lambda$ は擾乱の波数，g は重力加速度，L_{m} は界面における流体の密度スケール長，α，β はアブレーション面のプラズマ構造に依存する定数である．Rochester 大学の Betti らは理論・シミュレーションを用いて，直接照射におけるポリスチレン・ターゲットの場合 $\alpha = 1.0$，$\beta = 1.7$ であると結論している [30]．$\dot{m}$ は単位面積あたりアブレーションにより噴出するプラズマの質量 (質量噴出率)，ρ_{a} はアブレーション面でのプラズマ密度 (アブレーション密度) である．

式 3.1 の右辺第一項は有限な密度スケール長による安定化の効果を含んだ古典的な RT 不安定性の成長率であり，右辺第二項がアブレーションによる安定化の項である．$\dot{m}/\rho_{\mathrm{a}} = v_{\mathrm{a}}$ はアブレーション速度と呼ばれ，アブレーション面がターゲット内部に進入する速度を示す．

これまでのアブレーションを伴う RT 不安定性の研究では，ターゲット表面に既知の擾乱 (波長・振幅) を与え，この擾乱付きターゲットを均一性の優れたレーザーで照射・加速させ，RT 不安定性による擾乱成長を観測し，実験結果を理論モデルと比較するという研究が行われてきた．重力加速度 g，質量噴出率 $\dot{m}$ などの量も同時に計測し，シミュレーション・コードとの比較も行われているが，アブレーション密度 ρ_{a} に関しては実験的に計測することが困難であった

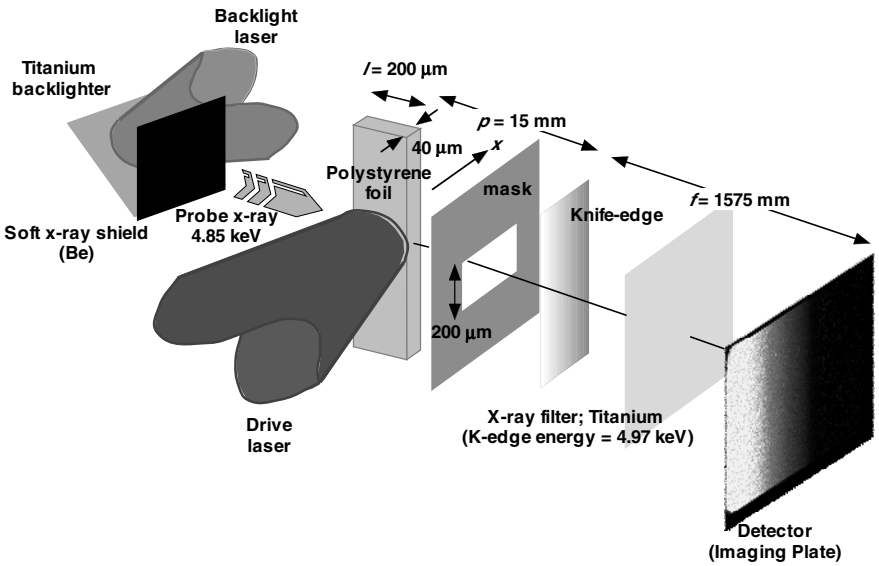

図 3.1　Side-on X 線バックライト法と X 線半影カメラを用いた密度計測実験の模式図

ため，過去に行われたモデル検証実験はシミュレーションに強く依存していた．

本研究の目的は，複雑なエネルギー輸送によって決まるプラズマ密度構造を明らかにし [31]，アブレーションを伴う RT 不安定性モデルをシミュレーションに依存せず実験によって検証することである．

3.2　X 線バックライト法によるプラズマ密度構造計測

Side-on X 線バックライト法を用いたプラズマ密度計測の模式図を図 3.1 に示す．任意の物質に対する X 線透過率 (T) は，X 線が物質を透過する長さ (l)，物質を構成する原子に固有の質量吸収係数 (μ)，および物質の密度 (ρ) によって決まる (式 3.2)．故に X 線が物質を透過する距離と質量吸収係数が既知であれば，プラズマに対する X 線の透過率を測定することで密度を求めることができる．

$$T = \exp(-\mu\rho l). \tag{3.2}$$

レーザー照射軸に沿った一次元的な密度構造を作り出し，その密度勾配方向に対して垂直な方向から X 線プローブを行い，その X 線透過像を観測することで密度を求めることができる．

本手法のもっとも困難な点は，レーザー照射プラズマの厚みがおおよそ 10 μm 程度であるため，数 μm 程度の高い空間分解能を有する結像系が必要な点にある．本研究では X 線結像手法として高空間分解能を有する X 線半影法を用いた．また，X 線バックライト法を用いたプラズマ密度計測が物理的に意味のある計測であることを明らかにするために，以下の項目に関して検討を行った．

- 観測プラズマに対するバックライト X 線の透過率
- 観測プラズマに対するバックライト X 線の屈折角の大きさ
- 観測プラズマの電離による X 線吸収断面積の変化
- バックライト X 線の単色性
- ターゲットの端から伝搬する希薄波の影響

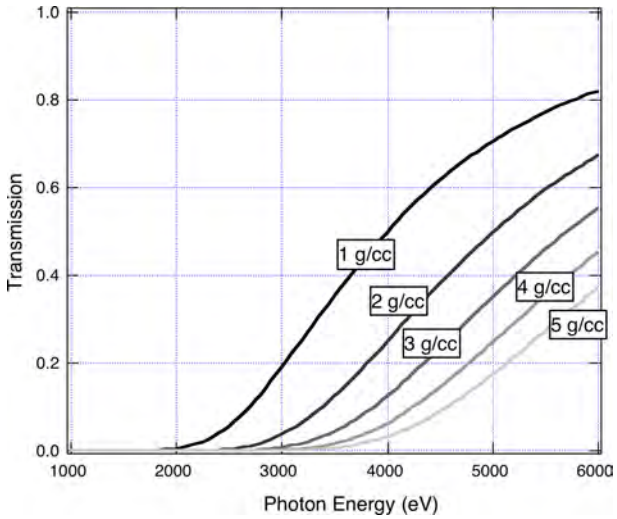

図 3.2　ポリスチレンの X 線視線方向の厚みを 200 μm とした場合のプラズマ密度と X 線エネルギー及び透過率の関係.

3.3　密度構造計測に最適なバックライト X 線の波長選択

X 線バックライト法を用いた密度計測に最適なバックライト X 線の波長を決定するために三つの事項を考慮した．一つ目はプローブ X 線の観測対象に対する透過率について，二つ目は X 線の屈折について，三つ目はプラズマの電離による X 線吸収断面積の変化についてである．

これらを考慮した結果，本研究で用いるバックライト X 線源としては K 殻遷移に伴い 4.7 - 4.9 keV の X 線を輻射するチタン・プラズマを選択した．以下では上記三つについて詳説する．

3.3.1　X 線透過率の検討

X 線の透過率は，式 3.2 に示されるように密度の上昇に伴い指数関数的に減少する．したがって，その透過率がおよそ $1/e$ を下回るような密度領域においては，密度変化に伴う相対的な透過率の変化は小さくなり，結果として密度の決定精度も劣化する．十分に高い精度で密度計測を行うためには，シミュレーションなどから予測されるプラズマ密度範囲内で透過率が $1/e$ より大きい値を持つ X 線波長を選択しなければならない．

図 3.5 にポリスチレンの視線方向の厚みを 200 μm とした場合の X 線透過率の密度依存性を示す．本研究の観測対象はレーザー照射されたポリスチレン・ターゲットであり，ターゲットの加速段階においてその典型的な密度はおよそ 2 - 3 g/cm^3 程度である．チタン・プラズマから輻射される X 線 (4.7 - 4.9 keV) では，プラズマの視線方向への厚みを 200 μm とすると，3 g/cm^3 のポリスチレンに対する X 線透過率はおよそ 0.35 であり要求を満たす．

3.3.2　屈折角の検討

密度勾配のあるプラズマ中を X 線が横切って透過すると，その光路は屈折し曲がる．屈折による光路の曲がりが大きい場合には，X 線透過像から正確な密度分布を得ることが困難になる．したがって，予想される密度勾配に対して，X 線屈折の効果が無視できる波長の X 線をバックライトとして選択する必要がある．

本節では，まず X 線の屈折角を求める式の導出を行う．図 3.3 に密度勾配のあるプラズマ中を伝搬する X 線の波面の模式図を示す．

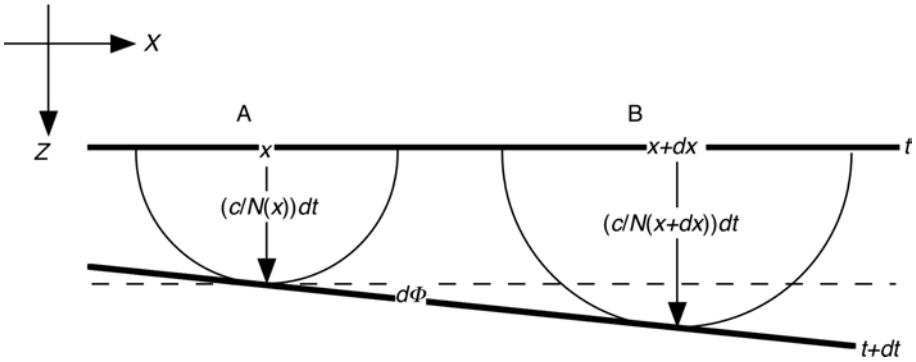

図 3.3　密度勾配のあるプラズマ中を伝搬する X 線の波面の模式図.

x 軸を密度勾配に沿った方向にとり，z 軸をそれと垂直な軸とする．x 軸に対して平行な波面を持つ入射 X 線を考え，任意の点 A(位置 x) と点 A から微小に離れた点 B(位置 $x+dx$) におけるプラズマの X 線に対する屈折率をそれぞれ，$N(x)$，$N(x+dx)$ とおく．時刻 t において A，B 点から発生した微小波面の等位相線は位相速度で進み，それぞれ点 A および点 B を中心とした半径 $(c/N(x))\,dt$ および $(c/N(x+dx))\,dt$ の円を描く．したがって，X 線の入射時刻を t とし，微小時間後 $t+dt$ における等位相面の入射面に対する微小角 ($d\Phi$) は式 3.3 のようになる．ただし，ここでは $\theta \ll 1$ のとき，$\theta = \tan^{-1}\theta$ の関係を用いた．

$$d\Phi = \left(\frac{1}{N(x+dx)} - \frac{1}{N(x)}\right) c \cdot dt. \tag{3.3}$$

この式においてて $N(x+dx)$ を Taylor 展開し二次以上の高次項を微小量として無視すると，$N(x+dx) - N(x) = (\partial N(x)/\partial x)\,dx$ となり，また $dz = (c/N(x))\,dt$ である．密度勾配のあるプラズマ中を X 線が透過することによる X 線屈折角の大きさは微小角の光路に沿った積分で表され式 3.4 のようになる．

$$\Phi = \int_0^{z_0} dz \cdot \frac{\partial N(x)}{\partial x}. \tag{3.4}$$

ここで z_0 は光路にそった積分距離である．プラズマの屈折率が磁場の影響を受けないとき，$N(x)$ は式 3.5 で与えられる．

$$N(x) = \sqrt{1 - \frac{n_{\mathrm{e}}(x)}{n_{\mathrm{c}}}}. \tag{3.5}$$

この式において，$n_{\mathrm{e}}(x)$ は位置 x における電子密度であり，n_{c} は入射 X 線に対するプラズマの臨界密度である．

以上の関係式を用いて計算した屈折角度の大きさを図 3.4 (b) に示す．この計算では入射 X 線のエネルギーは 4.9 keV，プラズマの視線方向への厚みは 200 μm とし，プラズマの密度プロファイルは図 3.4 (a) に示した流体シミュレーション・コードの計算結果を用いた．

計算の結果，屈折による光線の傾きは 1.7 mrad 以下であり，屈折による像の分解能劣化は 0.77 μm 以下である．この値は本研究の目的において十分無視できる大きさである．

3.3.3　電離による X 線吸収断面積の変化

中性原子と比べ電離した原子中では周囲に存在する電子の数が少ないために負電荷 (電子) による正電場 (原子核) の遮蔽が相対的に小さく，軌道電子はより強いクーロン力で束縛されている．原子核に束縛された電子が自由電子になる

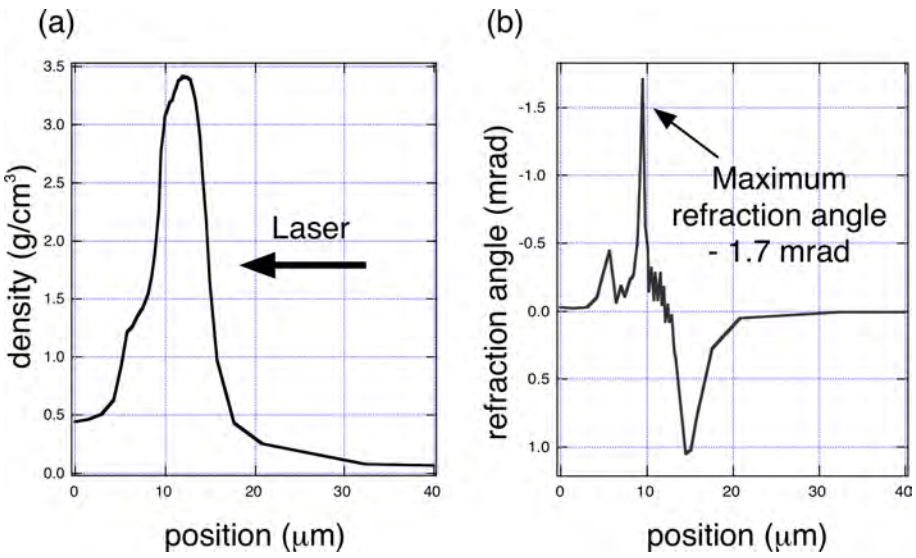

図 3.4　シミュレーション結果から予想されるプラズマ密度構造と屈折角の大きさ.

過程 (束縛-自由遷移) で主に X 線は吸収されるため，X 線の吸収断面積は原子核による電子の束縛エネルギーに大きく影響され，X 線の吸収断面積は吸収原子の電離状態に依存する.

本研究では，バックライト X 線としてチタン・プラズマの K 殻遷移により輻射される 4.7 - 4.9 keV の X 線を用い，観測対象としてはポリスチレン (C_8H_8) を用いた．ポリスチレン・プラズマ中での X 線吸収はほとんど炭素原子 (C) によるものである．炭素原子の K 吸収端エネルギーは炭素原子の電離度 (Z) 0 - 5 の範囲で 284 - 490 eV であるから，炭素原子が完全電離の場合をのぞいて，4.7 - 4.9 keV の X 線は炭素の K 殻に存在する電子の束縛-自由遷移により吸収される．またバックライト X 線のエネルギーは炭素原子の電離エネルギーと比べて十分に大きいため，電子の束縛エネルギーが X 線吸収に及ぼす影響は小さく，電離による吸収断面積の変化は小さい.

輻射流体シミュレーション・コード (ILESTA-1D)[4] によると，本研究で興味の対象としている密度領域におけるプラズマ温度は 2 - 10 eV 程度であり，炭素原子の電離度は 0 - 1 程度である．0 - 1 程度の電離による炭素原子の吸収断面積の変化は非常に小さく，1% 以内の精度でプラズマ化していない固体のポリスチレンと等しいと見なせる [32].

シミュレーション・コードによると，アブレーションにより膨張したプラズマは，ピーク密度の位置からおよそ 20 μm 離れた位置で 350 eV 以上に加熱され，ほぼ完全電離の状態に達する．従って，20 μm 以上離れた領域では束縛-自由遷移による X 線の吸収はほとんど起こらないため，X 線バックライト法を用いた手法では密度計測ができない.

3.4　バックライト X 線の透過率較正

一般にプラズマから輻射される X 線は輝線スペクトル (束縛-束縛遷移) と連続スペクトル (自由-自由・自由-束縛遷移) の特徴の異なる成分で構成されている．X 線フィルターの K 吸収端を利用した粗い波長選択法では連続成分を完全に取り除くことは出来ず，このような準単色 X 線のプラズマに対する透過率はプラズマの面密度に依存する.

本研究では，バックライト X 線源として 4.7 - 4.9 keV の範囲でライン X 線を輻射するチタン・プラズマを用いた [33]，観測波長を選択するフィルターとして K 吸収端エネルギーが 4.97 keV のチタンの 20 μm 厚箔を用いた.

バックライト X 線源に用いたチタンプラズマの温度では，自由-自由遷移により放射される 4 - 5 keV 程度の連続 X 線は十分少なく，かつ 4.95keV 以上のエネルギーを持つ連続 X 線はフィルターにより除去される．しかしながら，完全に単色でないことによる密度計測の不確定さがわずかながら残る恐れがあるため，本研究ではバックライト X 線の単色性の確認および実効的な質量吸収係数の同定を行った.

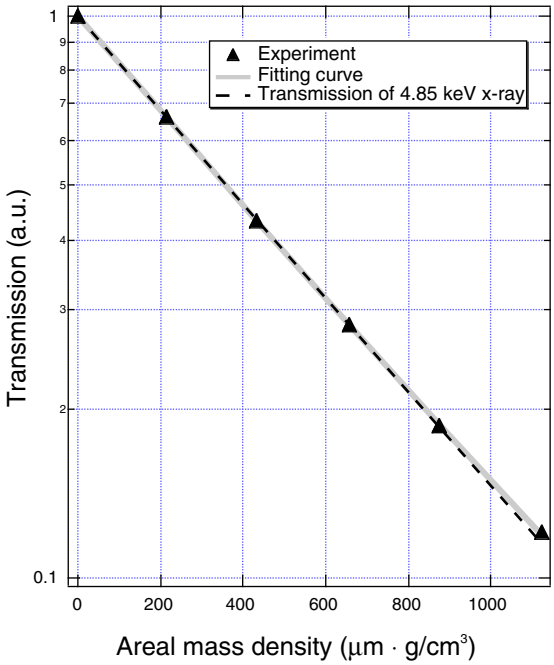

図 3.5　レーザー生成チタン・プラズマから放射される X 線の透過率のポリスチレン面密度依存性.

実効的な質量吸収係数の計測実験では，密度計測実験と同等な条件のレーザーを照射して生成したチタン・プラズマを X 線源として用いた．X 線 CCD カメラの直前に階段状に重ねたポリスチレンのフィルターを設置し，結像系は取り付けずチタン・プラズマからの X 線が CCD カメラに一様照射されるようにした．各階段の厚みに対する X 線強度の変化を測定して X 線透過率の較正を行った．階段フィルターの厚みは一段あたりおよそ 200 μm で，階段を五段重ねて 0 - 1100 g/cm^3·μm の面密度の範囲で X 線透過率を測定した

図 3.5 にて実験点を三角点で示す．灰色の実線は実験結果のフィッティング関数であり，黒色の鎖線は 4.85 keV の X 線のポリスチレンに対する透過率を描いたものである．比較の結果から X 線のエネルギーはほぼ 4.85 keV であることがわかる．面密度の高い領域では，実験結果が単色を仮定した透過率よりもわずかに高くなることから，本実験で用いたチタン・プラズマからの X 線にわずかに高エネルギー成分が含まれていることが明らかになった．しかしながら，この成分による計測精度の影響はほとんど無視できると言える．

3.5　希薄波伝搬のプラズマ流体運動への影響

本研究で用いたポリスチレン・ターゲットの幅は 200μm と有限であり，その両端は真空と接している．真空中（自由空間）に置かれた高温プラズマはプラズマ自身の圧力により真空側に膨張するために，初期のステップ型の密度分布形状を保てずに雪崩を起こすように崩れる．このときプラズマの崩れの先端は希薄波と呼ばれ，その伝搬速度は音速と等しい．希薄波の伝搬による観測プラズマの崩れによってプラズマの流体運動が大きく変化し，本手法による密度計測を不可能にする恐れがある．

高温プラズマ中での音速 C_s は式 3.6 で与えられ，真空中へ膨張するプラズマの先端の速度は，$2C_s/(\gamma-1)$ に等しい [34].

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma(Z+1)T_e}{M}}, \tag{3.6}$$

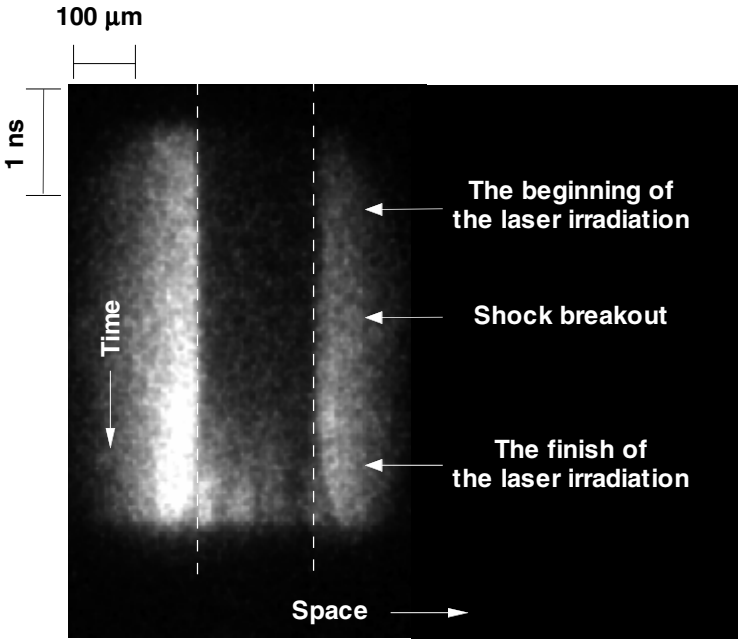

図 3.6　レーザー照射ポリスチレン短冊ターゲットの Face-on X 線バックライト像の時間掃引画像．レーザー照射が続いている間には，希薄波の横方向への伝搬によるターゲット・プラズマの膨張及び崩壊は観測されない．

ここで γ，Z，T_e，M はそれぞれ比熱比，プラズマの平均電離度，電子温度，イオン一個あたりの質量である．典型的な値（T_e = 10 eV，γ = 5/3，Z =2，M = 1.1 × 10^{-23} g）を用いて計算された音速は約 2.7 × 10^6 cm/s であり，真空中へ膨張するプラズマの先端の速度は約 8.1 × 10^6 cm/s である．つまり，ターゲット内部を伝搬する衝撃波がターゲット裏面に到達してからレーザーの照射が終わるまでの時間，およそ 2 ns の間に希薄波は 50 μm 程度伝搬することになる．ターゲットの幅は 200 μm であり，希薄波はターゲットの両端から伝搬を始めるから，プラズマが自由膨張すると仮定すると，プラズマのほぼ半分が希薄波による影響を受けるものと予想される．

ところが幸いなことに，後述の通りレーザー照射されたプラズマの自由膨張は抑制される．レーザーのスポット・サイズは約 600μm であるから，本研究で用いたターゲット全体がレーザーのスポットで覆われいる．ターゲットの両端から膨張を始めたプラズマはターゲットをかすめて入射したレーザーにより加熱される．レーザーで加熱され高温になった膨張プラズマがターゲットを側面から押さえつけるため，ターゲットの横方向への自由膨張が抑制される．

膨張・加熱プラズマによる自由膨張の抑制効果を実験にて観測した．実験では Face-on X 線バックライト法を用いてプラズマ膨張の様子を観測した．結像系としてスリット・カメラ (空間分解能 15 μm 程度) を用い，X 線ストリーク・カメラ (時間分解能 200 ps 程度) と組み合わせ，レーザー照射された短冊ターゲット・プラズマが膨張する様子の空間・時間分解して観測した．バックライト源としては L 殻遷移に伴い 1.5 keV の X 線を輻射する亜鉛 (Zn) プラズマを用いた．1.5 keV の X 線をバックライト源として用いた場合，希薄波の伝搬によりプラズマの面密度が 8 × 10^4 g/cm^2 (= 40 μm × 0.2 g/cm^3，つまり初期密度の約 20%) の時に，透過率が 0.5 程度になるため，希薄波の伝搬及び膨張プラズマの様子を観測するのに適当である．図 3.7 にレーザー照射された短冊ターゲットの時間掃引した X 線バックライト像を示す．図から明らかなように，レーザーが照射されている間には，目立ったプラズマの膨張や崩れは見られず，レーザー照射が終わった直後から顕著なプラズマの膨張が見られる．この実験結果は先に述べた膨張抑制のメカニズムで説明できる．

また実験とほぼ等しいレーザー・ターゲット条件の下で，二次元流体シミュレーション・コード (RAICHO)[35] を用いてシミュレーションを行った．シミュレーションでも，レーザーで加熱された膨張プラズマがターゲットを内向きに

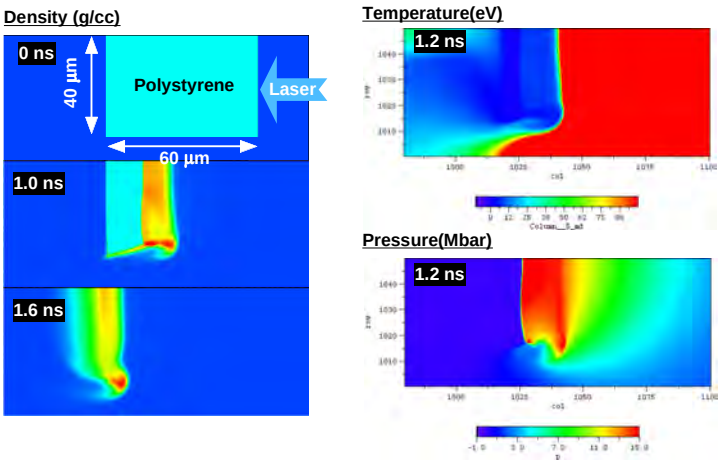

図 3.7　RAICHO コードを用いて計算した短冊ターゲットの端部における密度・温度・圧力構造．プラズマの端部でもレーザー吸収が起こるために，プラズマの端を押さえる圧力が発生し希薄波の発生が抑えられる．

押さえつけ，ターゲットの横方向への膨張を抑制している様子が観測された．

以上の結果から，プラズマの横方向への膨張が流体運動へ与える影響は小さく，二次元流体コードを用いたシミュレーションの結果から，横方向への膨張が計測密度に与える影響はおよそ 10% 以下であると結論される．

3.6　レーザー照射非一様性が密度計測に与える影響

3.6.1　長波長擾乱によるターゲット変形の影響

レーザー駆動ターゲットの平面性は，Side-on バックライト法を用いた密度計測において最も重要な前提である．平面性の仮定は，ターゲット・プラズマがレーザー照射の不均一性によって大きく変形すると破綻する．レーザー照射の不均一性は，擾乱の波長によって二つに大きく分類される．長波長擾乱は，照射レーザーパターンが完全なフラット・トップ形状を有していないために引き起こされ，レーザー照射強度の強弱によるターゲット速度及び加速度の空間的な非均一性によって成長する．一方，短波長擾乱は照射レーザーの空間プロファイルが有する微小な強度揺らぎ及びターゲット表面に初期から存在する擾乱がその原因であり，RT 不安定性を通じて成長する．本小節では，最初にレーザー照射強度の非平面性に起因する長波長擾乱について考察する．

本研究におけるレーザー照射の平面性を，レーザー照射によって発生した衝撃波の空間的な速度分布を観測し評価した．衝撃波速度の観測のために，既知の厚みを有するアルミニウム薄膜ターゲットを用いた．ターゲット裏面側に設置した S-20 可視ストリーク・カメラとシュワルツシルト顕微鏡を用い，ターゲット裏面に衝撃波が達した瞬間に発光する自発光紫外線を空間分解・時間分解計測し，衝撃波速度の空間的な非一様性を測定した [36]．図 3.8 に衝撃波速度計測によるレーザー照射平面性計測実験の一例を示す．

本実験において，ターゲット裏面に衝撃波が抜ける時刻は，レーザー照射開始から約 0.9 ns 後であり，ターゲット中心から 200 μm の範囲内での速度分布は，$\delta v_s/v_{s0} = \pm 0.017$ であった．ここで δv_s 及び v_{s0} はそれぞれ衝撃波速度分布の偏差と平均的な衝撃波速度である．$\delta I/I_0 = 3 \cdot \delta v_s/v_{s0}$ の関係式から，レーザー照射強度の歪みは $\delta I/I_0 = \pm 0.051$ であることが明らかになった．ここで δI および I_0 は，それぞれレーザー強度の偏差と平均値を示している．

レーザー照射強度の非一様性が十分小さいとき ($\delta I/I_0 \ll 1$)，$\delta v/v_0 \propto (1/3)\,\delta I/I_0$ 及び $\delta g/g_0 \propto (2/3)\,\delta I/I_0$ の関係式が成り立つ．この式において，δv，δg，v_0，g_0 はレーザー照射の非一様性によって引き起こされる速度 (v)・加速度 (g) の非一様性の偏差とそれらの平均値を表す．

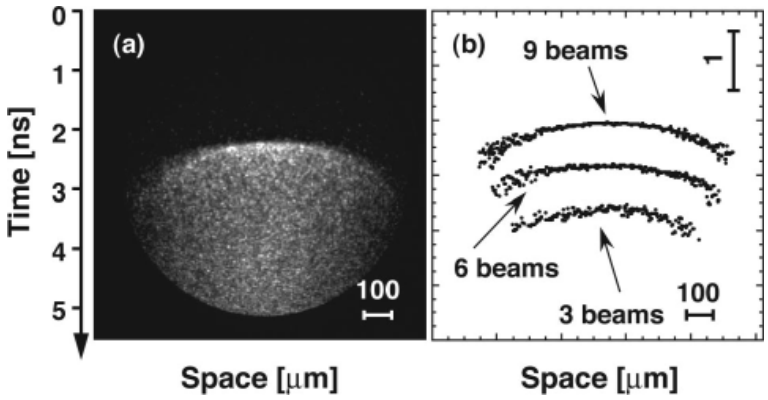

図 3.8　シュワルツシルト型顕微鏡と S-20 可視ストリークカメラを用いた衝撃波速度観測の一例.

図 3.11 にターゲットの加速軌跡を高倍スリット・ストリークカメラを用いて観測した実験結果と一次元流体シミュレーション・コードの計算結果の比較を示す．加速軌跡計測実験の詳細については後述するが，v_0 及び g_0 はそれぞれ 30 μm/ns 及び 30 μm/ns^2 であった．したがって，レーザー照射強度の非一様性によるターゲット速度及び加速度の揺らぎは，それぞれ δv = 0.51 μm/ns 及び δg = 1.0 μm/ns^2 である．

レーザー照射によって駆動される衝撃波がターゲットの裏面に到達する時刻を t = 0 ns と定義して，+0.6 ns 及び +1.0 ns におけるプラズマ密度構造を本実験では観測した．t = +0.6 ns は，ターゲット表面の流体は衝撃波通過から 1.5 ns の間上記の速度で運動しており，また丁度加速を始める時刻である．したがって，ターゲットの表面の歪み (δx) は，$\pm\delta x = \pm\delta v \times 1.5$ ns $= \pm 0.77$ μm と推定される．同様にして，t = +1.0 ns においては $\pm\delta x = \delta v \times 1.9$ ns $+(1/2)\cdot\delta g\cdot(0.4\ \mathrm{ns})^2 = \pm 1.0$ μm と推定される．

以上の考察から，レーザー照射の非一様性によるターゲットの曲がりは，時刻 t = +0.6 ns で Peak-to-Valley の振幅 1.6 μm，時刻 t = +1.0 ns で 2.0 μm であると結論出来る．この値はプラズマの空間スケールよりも十分小さいため，最大密度の値には影響を与えないが，後述するように密度スケール長には影響を与えると考えられる．

3.6.2　ターゲット表面の短波長擾乱の影響

次に照射レーザー強度の空間的な微小擾乱及びターゲット表面に初期から存在する擾乱に起因する短波長擾乱の影響について考察する．

アブレーション面における短波長擾乱の振幅が密度スケール長と同程度になった場合，Side-on X 線バックライトにより求めた密度プロファイルは，擾乱によって影響を受ける恐れがある．そこで，Face-on X 線バックライト法とスリット・カメラ (空間分解能 12 μm) を用いて，ターゲット表面の擾乱を観測した．バックライト X 線源としては，レーザー照射で生成した亜鉛プラズマを用いた．

ターゲット表面の短波長擾乱の振幅は非常に小さいため，擾乱観測には密度計測で用いたポリスチレン・ターゲットの厚み (40 μm) よりも薄い 25 μm 厚のものを用いた．ターゲットを薄くすることにより，加速度が大きくなり，RT 不安定性の成長率が増大し，わずかな振幅の短波長擾乱の成長も観測することが可能になる．

実験で観測された擾乱の振幅は，レーザー照射終了時刻で 1.0 μm(root-mean-squre) であった．スリット・カメラの分解能よりも波長の短い擾乱に関しては，熱平滑化によるインプリント効率の低下及びアブレーションによる RT 不安定性の成長率の低減が期待されるため，1.0 μm よりも十分小さいと予想される．以上の結果から，短波長擾乱の振幅は 1 μm 以下と予測され，密度計測実験において影響は無いと結論することが出来る．

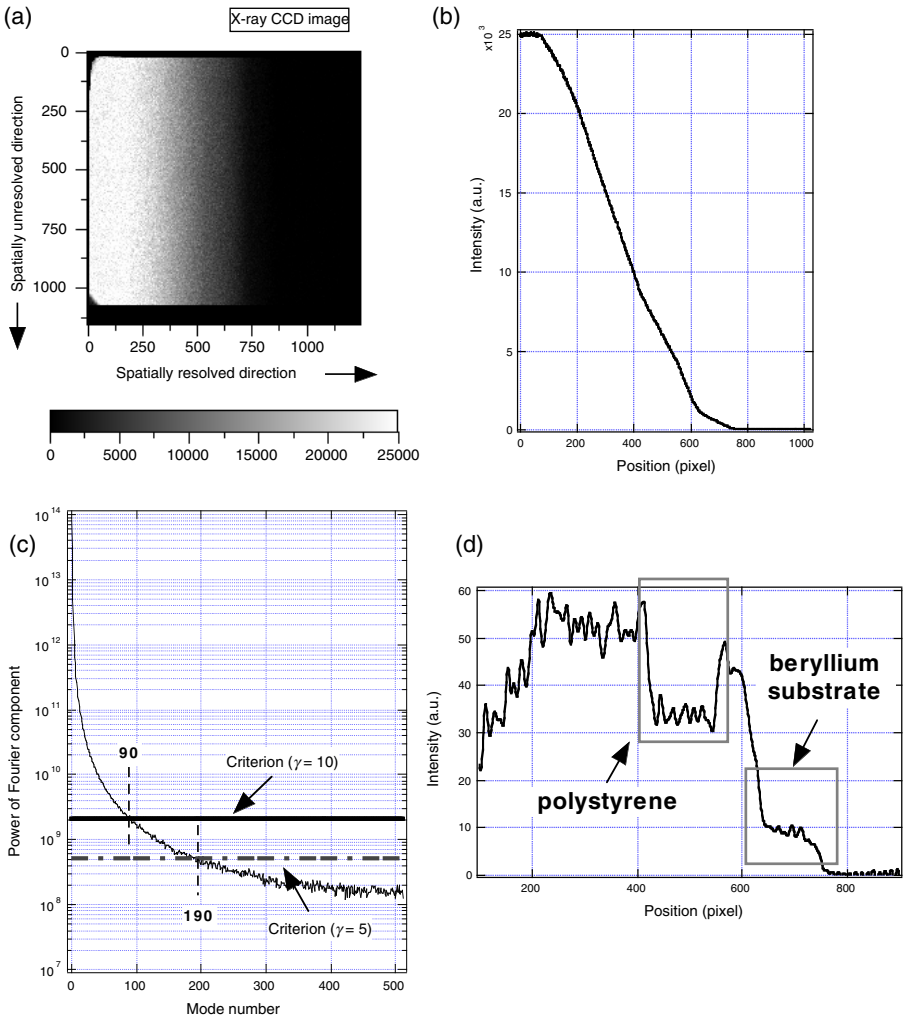

図 3.9　Side-on X 線バックライト法と X 線半影カメラを用いた密度計測の原理実証実験．(a) X 線 CCD カメラで検出された X 線半影画像．(b) 空間積分方向に平均した半影画像の一次元プロファイル．(c) 半影画像のフーリエスペクトル及び再生可能条件 ($\gamma = 10$ および 5) の比較．ここでモード数とは，解析領域内での各振動数に対応する正弦波の波数を示す．(d)$\gamma = 10$ として再生したターゲットの X 線影絵．

3.7　原理実証実験

X 線バックライト法と X 線半影カメラを組み合わせたプラズマ密度構造計測法の原理実証実験を行った．原理実証実験では，レーザーを照射しない 65 μm 厚のポリスチレン・ターゲットを側面からチタン・プラズマからの X 線でバックライトし，そのターゲットの X 線シャドウグラフを X 線半影カメラで空間分解し，X 線 CCD カメラ上に露光・記録した．

図 3.9 (a) に原理実証実験で得られた半影画像を示す．この半影像は CCD カメラを用いて検出されたものである．水平方向が空間分解方向であり，垂直方向が空間積分方向である．図 3.9 (b) は，空間積分方向に分布する同一な半影画像を平均化した半影画像のプロファイルを示す．

図 3.9 (c) は，(b) の半影プロファイルをフーリエ変換して得られたパワー・スペクトルである．図中に示した太線と破線は，式 2.26 において SN 比 (γ) をそれぞれ 10 および 5 とした時の再生可能条件を示す．つまりこの再生可能条件

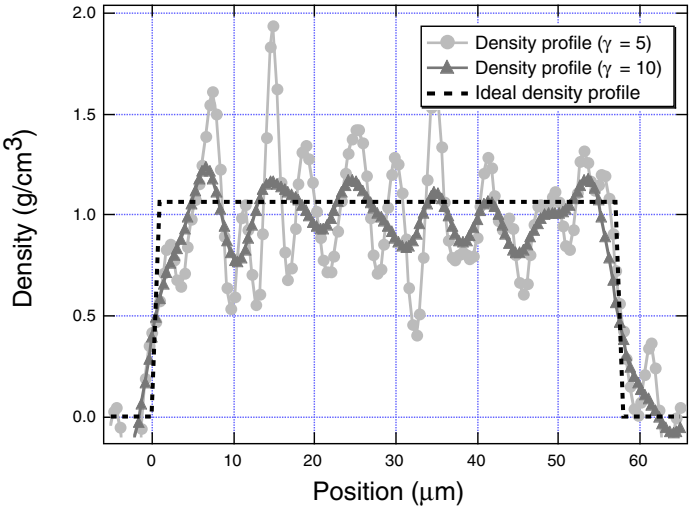

図 3.10　レーザー照射していないポリスチレン・ターゲットの密度プロファイル．丸点及び三角点はそれぞれ $\gamma = 5$ および 10 として再生されたプロファイルである．破線は理想的なプロファイルを示す．

よりも振幅が大きいモード成分は有意な情報を有しており，この条件よりも振幅が小さいモードは，ノイズによって情報が埋もれていると考える．$\gamma = 10$ のときモード数 90 以下の成分が再生可能条件を満たし，$\gamma = 5$ では，モード数 190 以下の成分が再生可能条件を満たす．半影像を差分する間隔は，それぞれ 5 および 3 ピクセルであり，対応する空間分解能は 4.4 μm および 2.6 μm である．図 3.9 (d) は再生されたターゲットの X 線シャドウグラフである．ポリスチレンとベリリウム基盤の影をそれぞれ灰色の長方形で囲っている．

図 3.10 は，図 3.9 (d) から計算したターゲットの密度プロファイルである．丸点及び三角点は，それぞれ $\gamma = 5$ および 10 として再生されたプロファイルである．実験で得られた密度プロファイルは，理想的な密度プロファイルと非常に良い精度で一致している．密度プロファイルの端の鈍りから計算した空間分解能は，それぞれ 3.7 μm ($\gamma = 5$) および 4.4 μm ($\gamma = 10$) であり，予測される値と矛盾無く一致している．

3.8　密度計測実験における実験条件

密度計測実験は，激光 XII 号 [37] に設置されている HIPER (High Intensity Plasma Experimental Research) 装置 [38] を用いて行った．ターゲット物質は，ポリスチレン (初期密度 1.06 g/cm^3) であり，初期厚は 40 μm で横幅 200 μm の短冊状に加工したものをターゲットとして用いた．

半影カメラの結像系として用いたナイフエッジは，厚さ 100 μm のタンタルの端を研磨して製作した．ナイフエッジはターゲットから $p = 15$ mm 離れたところに設置し，ナイフエッジと X 線画像検出器との距離は $f = 1575$ mm であった．従って半影カメラの倍率 ($M = f/p$) は 105 であった．X 線画像検出素子としては，イメージング・プレートを用いた．イメージング・プレートのピクセルサイズは，50 μm $\times$ 50 μm である．

イメージング・プレートを用いて，レーザー駆動ターゲットの瞬間的な密度プロファイルを観測するために，フラッシュ X 線バックライト法を用いた．バックライト X 線源は，レーザー照射で生成したチタン・プラズマである．バックライト X 線を発生させるためのレーザーとしては，波長 0.53 μm の 2 倍高調波を用い，エネルギー 100 J でパルス幅 100 ps のガウス型のパルスを用いた．バックライト X 線の発光時間履歴は，時間分解能 10 ps の X 線ストリーク・カメラを用いて観測した．バックライト X 線の発光履歴は，ほぼガウス型であり半値全幅 (FWHM: Full WIdth at Half Maximum) は 160 ps であった．

HIPER レーザー装置では，二次元スペクトル分散 [39] により照射パターンを時間的に平滑化した 9 ビームの 3 倍高

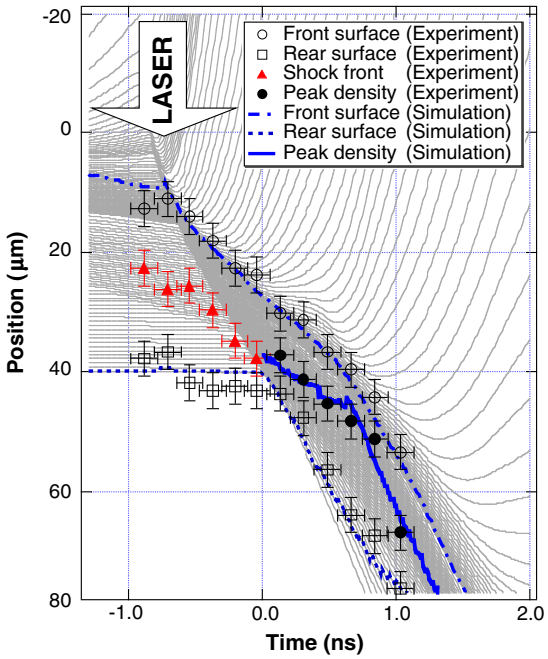

図 3.11　レーザー駆動されたポリスチレン・ターゲットの加速軌跡．実験結果とシミュレーション結果の比較．

調波レーザー ($\lambda_L = 0.35\ \mu$m) を，ターゲットを加速するメイン・レーザーとして用いている．残りの 3 ビームは，部分コヒーレント光 [40] により平滑化された二倍高調波 ($\lambda_L = 0.53\ \mu$m) であり，低エントロピーを保ちながらターゲットを圧縮するためのフット・パルスとして用いた．全てのレーザー・ビームには，レーザー照射形状をフラット・トップ型に制御するためにキノフォルム位相板 [41] が装着されている．バックライト X 線を発生させるために，ランダム位相板 [42] を装着した 2 倍高調波のコヒーレント・レーザーを用いた．

典型的なメイン・パルスのレーザー照射強度は，$I_L = 0.7 \times 10^{14}$ W/cm^2 であり，パルス幅は 2.5 ns である．また，フット・パルスのレーザー照射強度は，$I_L = 1.0 \times 10^{12}$ でパルス幅は 2.0 ns であった．

3.9　ターゲット加速軌跡の計測

密度計測実験を行う前に，レーザー駆動されたポリスチレン・ターゲットの加速軌跡の観測を行った．観測には高倍スリット・ストリークカメラ法を用いた．スリットの幅は 5 μm であり，ターゲットから $p = 17$ mm で X 線ストリークカメラから $f = 1408$ mm 離れた位置にスリットを設置した．倍率は $M = f/p = 82.8$ 倍であった．チタン・プラズマをバックライト X 線源として用いた．実験の結果，ターゲット表面・裏面，衝撃波面及び最大密度点の軌跡を得た．

実験で得られた加速軌跡を，一次元流体シミュレーション・コード (ILESTA-1D)[4] の計算結果と比較した．ILESTA-1D コードは，電子エネルギー輸送の計算に関して 2 つのソルバーを有している．一つは flux limiter と組み合わせた Spitzer-Harm (SH) 近似 (flux limiter は 0.1 を仮定) であり，もう一つは Fokker-Planck (FP) 方程式に基づいた輸送計算である．図 3.11 は，実験で得られた加速軌跡と ILESTA-1D (FP) で計算した軌跡を示している．実験で得られた加速軌跡は，時間領域で ± 100 ps，空間領域で $\pm 3\ \mu$m の精度でコードの計算結果と一致している．この結果は，ILESTA-1D コードがレーザー照射されたポリスチレン・ターゲットの流体運動を非常に高い精度で予測できることを意味している．本研究で用いた密度計測技術では，プラズマの絶対位置を決定することが出来ないため，以下の議論で空間原点 (本研究ではターゲット裏面を $x = 0.0\ \mu$m と定義) を決定する際には，ILESTA-1D の予測を用いた．

3.10　密度構造計測実験

フラッシュ・バックライト X 線を発光させる時刻を変え，異なる時刻におけるポリスチレン・プラズマの密度構造を観測した．本研究では，$-0.3^{+0.2}_{-0.0}$，+0.6±0.1，+1.0±0.1 ns における密度構造を観測した．図 3.12 に，実験で得られた密度構造と ILESTA-1D コードが予測する密度構造の比較を示す．

Side-on X 線バックライト法を用いた密度計測では，ターゲットの運動によるシャドウ・グラフのブレを考慮する必要がある．ターゲットの運動によるブレは，シャドウ・グラフのコントラストを低下させるため，実際のピーク密度よりも観測される密度は小さくなり，また密度スケール長は大きくなる．時刻 +0.6 ns 及び +1.0 ns におけるプラズマの速度はそれぞれ 3.7×10^6 cm/s 及び 4.9×10^6 である．運動によるブレは，時刻 +0.6 ns 及び +1.0 ns においてそれぞれ 5.9 μm 及び 7.8 μm であり，これらは無視できない．そこで，図 3.12 に示したシミュレーション予測は，全てシミュレーション結果に運動によるブレを考慮したポスト・プロセスを施した結果である．また，半影画像を再生する際には，ウィナー・フィルターにより画像中のノイズを除去した．このウィナー・フィルターの密度計測への影響も同様にポスト・プロセスの際に考慮している．図 3.12 に示した位置のエラー・バーは空間分解能を示し，密度のエラー・バーは再生画像中のノイズの振幅及びバックライト X 線のプロファイルの不確定性を考慮して評価した．

図 3.12 (a) の x = 35 μm の位置に，レーザー照射によって駆動された衝撃波面が観測された．ターゲット裏面の密度は急激に 0 に落ちている．これは空間分解能が非常に高いことを示唆している．衝撃波により圧縮された領域の密度のエラー・バーが非常に大きい．高密度領域では，バックライト X 線の透過率が小さい (およそ 0.2 - 0.3 程度) ため，バックライト X 線の発光プロファイルの推定のわずかな違いや画像中のノイズのわずかな揺らぎが，大きな密度揺らぎになる．

図 3.12 (b) は，時刻 +0.6 ns における密度プロファイルである．この時刻は衝撃波がターゲット裏面に到達した後，ターゲット裏面から表面に向けて伝搬する希薄波が丁度ターゲット表面に到達した時刻であり，まさにターゲットが加速を始める時刻に相当する．観測されたプラズマの最大密度 (ρ_a) は，2.0 ± 0.2 g/cm^3 である．シミュレーション・コードの予測する最大密度は，Fokker-Planck 方程式を用いた計算では 1.9 g/cm^3 であり，Spitzer-Harm 近似を用いた計算では 2.1 g/cm^3 であった．また，実験で観測されたアブレーション面の密度プロファイルを関数 $\rho(x) = \rho e^{-x/L_m}$ でフィッティングして密度スケール長を評価した．フィッテングの際には，各位置での測定密度のエラーを考慮に入れた．解析の結果得られた密度スケール長は，$L_m = 4.8^{+1.9}_{-1.2}$ μm である．ポスト・プロセスを施したシミュレーション結果から評価された密度スケール長は，Spitzer-Harm 近似を用いた計算で L_m = 3.7 μm で，Fokker-Planck 方程式を用いた計算では L_m = 4.1 μm であった．

図 3.12 (c) は，時刻 +1.0 ns における密度プロファイルを示している．この時刻では，プラズマは加速されている．このショットでは，バックライト X 線の発光強度が低かったために，得られた密度プロファイルの SN 比は他のショットと比べて低い．しかしながら，実験で観測された最大密度 (ρ_a = 1.5 ± 0.2 g/cm^3) は，ポスト・プロセスを施したシミュレーション結果から得られた値 (Fokker-Planck 方程式を用いて計算された値 ρ_a = 1.7 g/cm^3 及び Spitzer-Harm 近似を用いて計算された値は ρ_a = 1.8 g/cm^3) と矛盾しない．また，実験で得られた密度スケール長は，$L_m = 6.6^{+1.2}_{-3.1}$ μm であった．シミュレーションによる計算結果は，Fokker-Planck 方程式を解いた場合 5.2 μm で，Spitzer-Harm 近似を用いた計算結果は，5.3 μm であった．

実験結果から可能な限り正確に密度スケール長を求めるために，実験で得られた密度プロフィールをデコンボリューションし，プラズマの運動によるブレの効果を取り除いた．運動によるブレに起因する点広がり関数の半値幅は，先に述べた通り時刻 t = +0.6 ns で 5.9 μm である．したがって，運動によるブレに起因する点広がり関数をガウス型で近似すると，偏差 σ_b = 2.5 μm である．一般にデコンボリューションは難しいが，本研究ではノイズを増幅せずにデコンボリューションを行うために，以下の手法を開発した．

まず，実験で得られたプラズマの X 線バックライト像をガウス関数の和でフィッティングする．

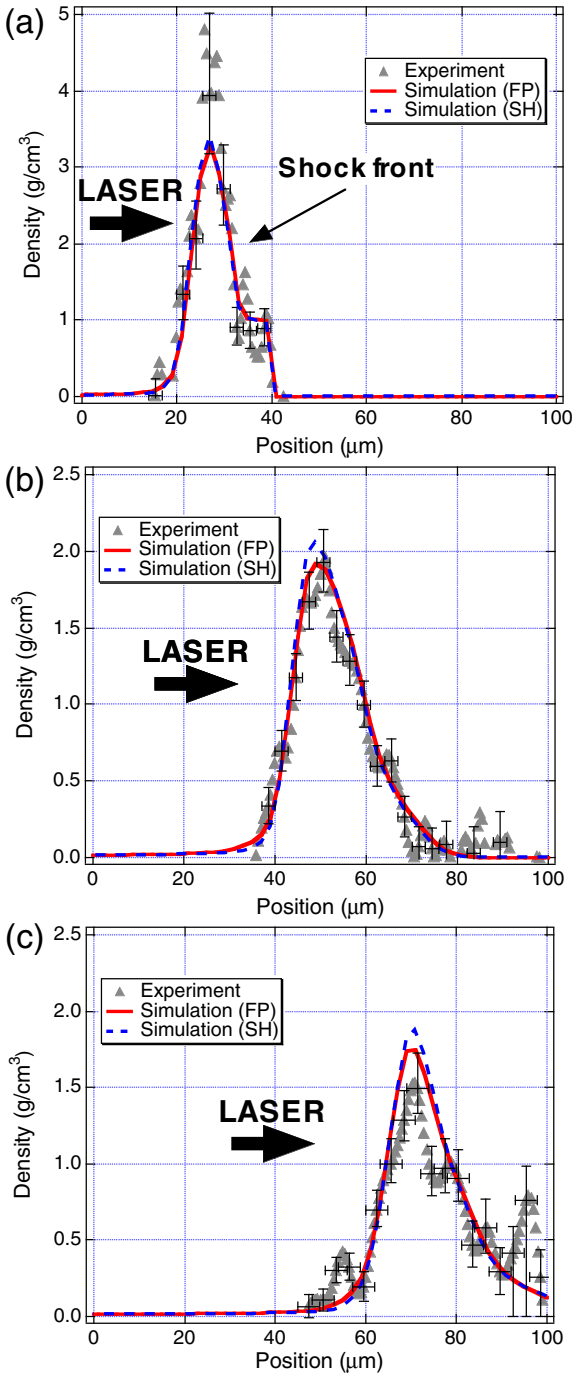

図 3.12　レーザー駆動ポリスチレン・ターゲットの密度構造の時間発展．三角点が実験結果を示す．実線及び点線はそれぞれ Fokker-Planck 及び Spitzer-Harm 近似を用いて計算した密度構造である．シミュレーション結果は，すべてターゲット・プラズマの運動による鈍りの効果をポスト・プロセスにより考慮している．それぞれ衝撃波が裏面に達する 0.3 ns 前 (a)，0.6 ns 後 (b)，1.0 ns 後 (c) の密度構造を示す．

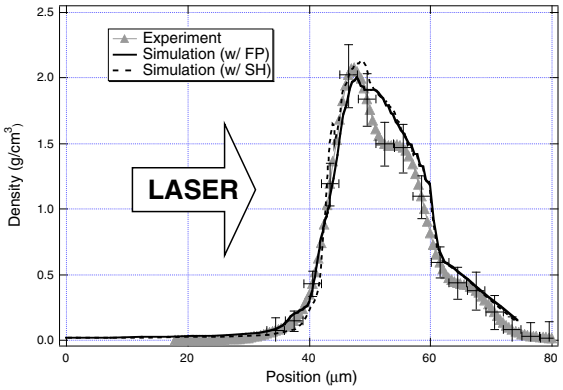

図 3.13　デコンボリューション処理を施した密度プロファイル．観測時刻は衝撃波が裏面に到達してから +0.6 ns 後である．三角点が実験結果を表し，実線及び破線がシミュレーション結果を表す．

$$R(x) \approx \sum_{n=1}^{N} \left(\frac{a_{\mathrm{n}}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \right) \exp\left(-\frac{(x-b_{\mathrm{n}})^2}{2\sigma^2} \right). \tag{3.7}$$

ここで，a_n 及び b_n はフィッティング・パラメータであり，実験で得られたバックライト像と式 3.7 の χ^2 が最小にするよう数値的に求められる．σ は，アブレーション・フロント近傍の密度プロファイルを式 3.7 が再現するように調整する．

次に，σ^2 を $\sigma^2 - \sigma_b^2$ で置き換える．これはガウス関数をガウス関数でデコンボリューションしたことに相当する．本研究では，$N = 4$ 及び $\sigma = 4.5\ \mu$m を用いた．

図 3.13 にデコンボリューション処理をした後の密度プロファイルを示す．観測時刻は，ターゲット裏面に衝撃波が到達してから +0.6 ns 後である．最大密度は，$\rho_a = 2.1^{+0.3}_{-0.2}$ g/cm^3 であり，密度スケール長は $L_m = 3.0\ ^{+2.2}_{-1.0}\ \mu$m である．シミュレーションによって予測される値は，Fokker-Planck 方程式を用いた計算結果が $\rho_a = 2.0$ g/cm^3 と $L_m = 1.5\ \mu$m であり，Spitzer-Harm 近似を用いた計算結果が $\rho_a = 2.1$ g/cm^3 と $L_m = 1.1\ \mu$m であった．実験で得られた密度スケール長は，シミュレーション結果で得られた値と比べてわずかに長い．これは，ターゲット・プラズマの非平面性及び計測系の空間分解能によると考えられる．しかしながら，シミュレーション結果は，実験で得られた密度構造を非常に良く再現している．

以上の結果から，Fokker-Planck 方程式を用いた計算結果及び Spitzer-Harm 近似を用いた計算結果ともに，実験で観測された密度構造を非常に良く再現していることが初めて明らかになった．これは flux limiter を導入した Spitzer-Harm 近似のような経験的な電子エネルギー輸送計算法が，本研究で行った実験条件の範囲内では非常に良く実験結果を再現することが示唆している．一般に，Spitzer-Harm 近似が破綻する条件としては，熱電子の平均自由行程 (λ_e) がアブレーション面での温度スケール長 (L_T) と比べて無視できない大きさになったとき ($\lambda_e/L_T \ll 1/100$) とされている．今回の実験条件におけるそれぞれの物理量をシミュレーションで評価してみると，$L_T = 20$ - $30\ \mu$m 程度であり，$\lambda_e = 0.18$ - $0.25\ \mu$m 程度であり，Spitzer-Harm 近似が破綻する条件には至っていないことが分かる．今後，ターゲットの厚さや照射レーザー条件を変化させることで，レーザー照射ターゲットの密度プロファイルにおける電子熱伝導の効果を明らかにすることが必要である．

3.11　全物理量計測によるアブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性モデルの検証

アブレーティブ・RT 不安定性の成長率は修正高部式で表されるが，この理論式を完全に実験的に検証した例はない．修正高部式に含まれる物理量は，擾乱の波数，プラズマの加速度，質量噴出率，プラズマのピーク密度及びアブレーション面での密度スケール長である．これらの物理量のうち，プラズマの構造に関する量（プラズマのピーク密度とアブレーション面の密度スケール長）の計測が困難であったために，理論式の完全な検証は未だ行われていなかった．本研究で測定した密度構造を用いることで，修正高部式の検証をシミュレーションの助けを借りることなく行うことが初めて可能になる．

3.11.1　RT 不安定性の成長率の計測

RT 不安定性の成長率の計測には，既に確立されている Face-on X 線バックライト法とスリットカメラ及び X 線ストリークカメラを組み合わせた手法を用いた [43].

熱プレス法もしくはレーザーアブレーション法 [44] を用いて平板ターゲット表面に擾乱を印加し，擾乱付きターゲットをレーザー照射で加速させ，RT 不安定性により擾乱を成長させる．擾乱が成長するに従い，擾乱の山の面密度（プラズマの密度を観測軸に沿って積分した値）が増加するため，ターゲットを X 線でバックライトすると，擾乱の様子がバックライト X 線の濃淡として現れる．バックライト X 線の濃淡の時間変化を X 線ストリークカメラで計測することで，ターゲット表面の面密度擾乱の時間変化を観測することが出来る．

擾乱の山・谷で密度 ρ は一様と仮定する．擾乱の振幅を a とし，ターゲットプラズマの平均厚さを l とする．バックライト X 線に対するプラズマの質量吸収係数を μ とする．バックライト X 線の強度を I_{X} とし，擾乱の山頂を透過した X 線の強度を I_{P}，同様に擾乱の谷底を透過した X 線の強度を I_{V} とすると，I_{P} 及び I_{V} はそれぞれ下記のように与えられる．

$$I_{\mathrm{P}} = I_{\mathrm{X}} \exp\left(-\mu\rho\left(l+a\right)\right), \tag{3.8}$$

$$I_{\mathrm{V}} = I_{\mathrm{X}} \exp\left(-\mu\rho\left(l-a\right)\right). \tag{3.9}$$

したがって，擾乱の谷底を透過した X 線強度を擾乱の山頂を透過した X 線強度で除することで，擾乱の振幅を求めることが出来る．

$$\rho a = \frac{1}{2\mu} \ln \frac{I_{\mathrm{V}}}{I_{\mathrm{P}}}. \tag{3.10}$$

計測された X 線バックライト像には，計測器の空間分解能で決定される鈍りが生じる．Face-on バックライトの場合には，実際の面密度擾乱が鈍り振幅が低下して計測されるため，計測結果を計測器の空間分解能を用いて真の面密度擾乱の値に補正する必要がある．任意の波長の信号の振幅が計測系によってどの程度減少するのかを表すのが，振幅伝達関数（MTF: Moduration Transpher Function）である．振幅伝達関数と点広がり関数は互いにフーリエ変換の関係で結ばれている．実験では，この振幅伝達関数を格子状ターゲットの X 線バックライト像を用いて求めた．

上記の過程をまとめると，Face-on X 線バックライトの解析では，ストリークカメラの画像を異なる時刻毎にストリークカメラの時間分解能に相当する幅で抜き出し，抜き出したデータを時間積分する．次に時間積分して得られた一次元 X 線バックライト像を観測対象を透過していないバックライト X 線のプロファイルで規格化する．規格化した擾乱のバックライト X 線像を単一波長（λ）の正弦関数（場合によっては高調波 $\lambda/2$ 及び $\lambda/3$ を含む）で各波ごとに

フィッティングし振幅を求める．求めた振幅を実験で求めた振幅伝達関数（MTF）を用いてデコンボリューションし真の値に変換する．デコンボリューションした正弦関数の振幅から，面密度擾乱を求めることが出来る．

3.11.2　質量噴出率の計測

質量噴出率を定量的にかつ容易に計測する手法は重森ら [45] によって開発され，本研究でもこの手法を用いた．アブレーションでプラズマが削り取られるため，ターゲットプラズマのレーザー入射軸に沿った面密度は時間に従って減少する．ターゲットプラズマを Face-on X 線バックライトすると，X 線透過率は時間に従って増加する．バックライト X 線強度の時間変化を X 線ストリーク・カメラを用いて観測することで，質量噴出率を求めることが出来る．

当然，アブレーションしたプラズマはバックライト X 線の視線上に存在するが，アブレーションしたプラズマの温度は急激に上昇するため，ポリスチレン・プラズマ中の炭素原子はほぼ完全電離状態となり，電子の束縛-自由遷移による吸収が起こらず，吸収率はほとんどゼロと見なせる．つまり，アブレーションしたプラズマは X 線吸収に影響を与えず，X 線はアブレーションされていない固体密度プラズマによって吸収されると仮定して問題無い．

3.11.3　アブレーティブ RT 不安定性の安定化定数の決定

高部式に含まれる全ての物理量を単一ショットで取得することは出来ないため，各物理量は異なるターゲットショットで取得した．ターゲットショット毎に照射レーザーエネルギーが若干異なるため，基準ショットのレーザーエネルギーを基に全ての物理量を補正する必要がある．加速度 g 及び質量噴出率 $\dot{m}$ についてはレーザー強度との比例則 $g \propto I^{2/3}$ 及び $\dot{m} \propto I^{1/3}$ を用いた．密度・スケール長については，適当なスケーリングが存在しないため，エネルギー補正を加えずに用いた．

図 3.14 は，Face-on X 線バックライト法を用いて観測した面密度擾乱の時間発展と，実験で求めた物理量（アブレーション密度，密度スケール長，加速度，質量噴出率）及び安定化定数 $\beta = 1.7$ を修正高部式に代入して計算した擾乱の時間発展である．擾乱の波長は上から順に，20 μm，50 μm，100 μm である．

Face-on X 線バックライトを用いて計測された RT 不安定性の成長率は誤差を含めて，$\gamma_{\mathrm{exp}}(\lambda_p = 20\mu\mathrm{m}) = 2.612 \pm 0.313\ \mathrm{ns}^{-1}$，$\gamma_{\mathrm{exp}}(\lambda_p = 50\mu\mathrm{m}) = 1.340 \pm 0.263\mathrm{ns}^{-1}$，$\gamma_{\mathrm{exp}}(\lambda_p = 100\mu\mathrm{m}) = 1.335 \pm 0.335\mathrm{ns}^{-1}$ である．

対して, 実験で得られた物理パラメータ及び $\beta = 1.7$ を高部式に代入した RT 不安定性の成長率は, $\gamma_{\mathrm{Takabe}}(\lambda_p = 20\mu\mathrm{m}) = 2.247 \pm 0.169\ \mathrm{ns}^{-1}$，$\gamma_{\mathrm{Takabe}}(\lambda_p = 50\mu\mathrm{m}) = 2.039 \pm 0.105\ \mathrm{ns}^{-1}$，$\gamma_{\mathrm{Takabe}}(\lambda_p = 100\mu\mathrm{m}) = 1.703 \pm 0.078\ \mathrm{ns}^{-1}$ である．

図 3.14 から明らかなように，$\lambda_p = 20$ 及び 100 μm に対しては，実験で得られた RT 不安定性の成長率と実験で計測した物理量を代入した修正高部式から予測される成長率は誤差の範囲内で一致している．一方 $\lambda_p = 50$ μm については一致していない．

次に β を未知の定数として，実験で求めた RT 不安定性の成長率とピーク密度，密度スケール長，加速度，質量噴出率の値から β の値を評価した．β の値が仮に波長に依存していると仮定すると，$\beta\left(\lambda_{\mathrm{p}} = 20\mu\mathrm{m}\right) = 1.19\ ^{+0.48}_{-0.54}$，$\beta\left(\lambda_{\mathrm{p}} = 50\mu\mathrm{m}\right) = 6.17\ ^{+0.85}_{-1.12}$，$\beta\left(\lambda_{\mathrm{p}} = 100\mu\mathrm{m}\right) = 4.37\ ^{+2.50}_{-2.58}$，となる．

波長 20μm に対しては，$\beta = 1.7$ という値が誤差の範囲内で実証された．また 100 μm に対しては，もともとアブレーションによる安定化効果が小さいため β の決定精度が悪いが，$\beta = 1.7$ という値を用いても十分実験で得られた成長率を誤差の範囲内で説明できることがわかる．一方 50 μm の波長に対しては実験結果を $\beta = 1.7$ で説明することは出来ず，現在のモデルに取り入れられていない安定化効果が存在している可能性が示唆される．この擾乱波長領域の安定化メカニズムについては境家らが研究を進めており，レーザー吸収領域の密度擾乱の影響及びレーザー光の収束効果などが検討されている．

図 3.15 に，Face-on X 線バックライトで得られた RT 不安定性の成長率と実験で求めた物理量と修正高部式に $\beta = 1.7$ もしくは 5.0 を代入して計算した分散曲線の比較を示す．ここでは，分散曲線を描くために四つのショット間の平

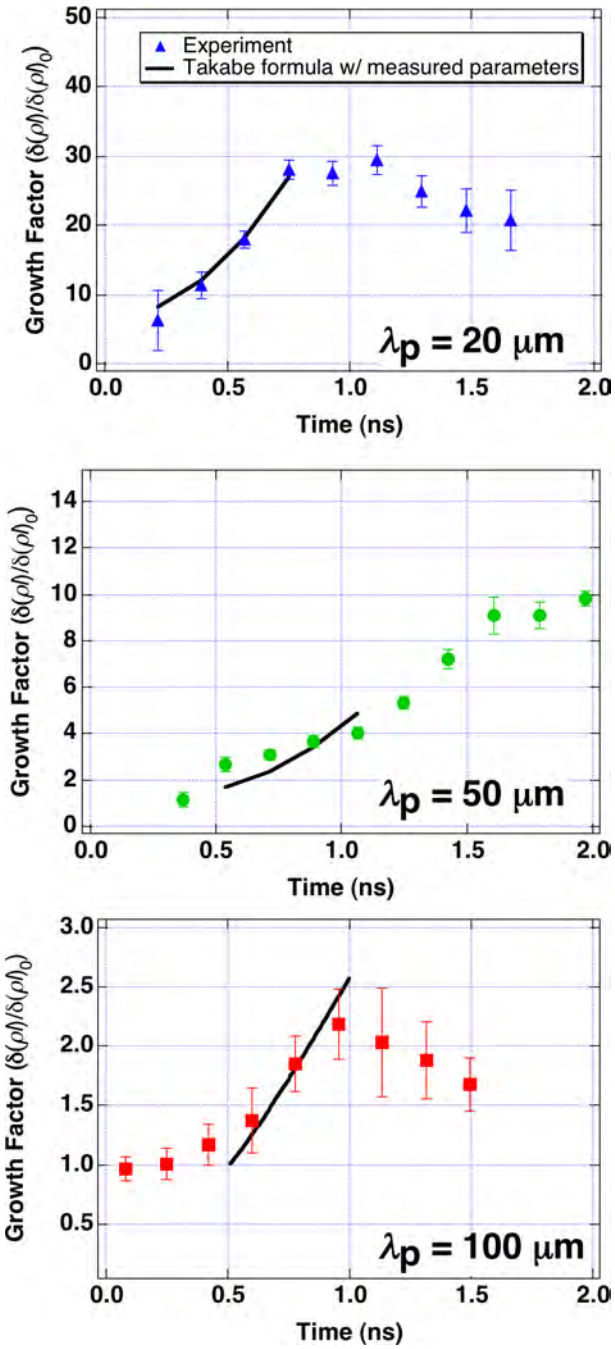

図 3.14　Face-on X 線バックライト法を用いて観測された面密度擾乱の時間発展と実験で求めた物理量及び β = 1.7 を修正高部式に代入して求めた RT 不安定性の成長の時間発展．擾乱波長は上から順に 20 μm，50 μm，100 μm である．

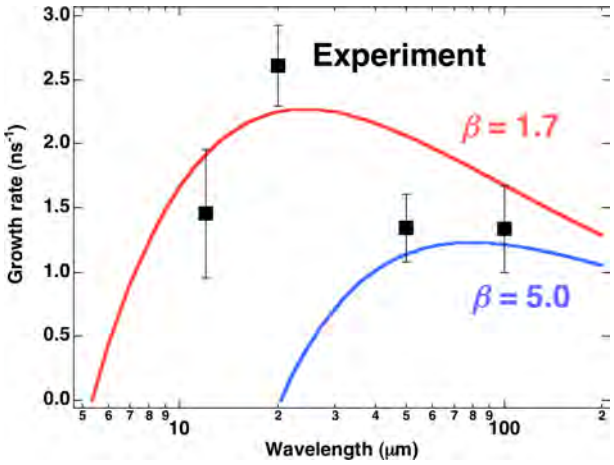

図 3.15　実験で計測した物理量と修正高部式に安定化定数 $\beta = 1.7$ または 5.0 を代入して計算した RT 不安定性成長率の分散関係と実験結果の比較.

均加速度・質量噴出率等を用いて計算したことを注意しておく.

3.12　まとめ

1. レーザー駆動ターゲットの密度構造計測手法として，X 線半影カメラと Side-on X 線フラッシュ・バックライト法を組み合わせた手法を開発し，バックライト X 線の波長選択・ターゲット表面擾乱の影響・ターゲットプラズマの横方向への膨張について検討を行った.
2. 開発した手法を用いてレーザー駆動ターゲットの密度構造計測を行った．電子エネルギー輸送として Flux-limitted Spitzer-Harm 近似を用いたシミュレーション結果及び Fokker-Planck 方程式を用いたシミュレーション結果と実験結果を比較した．両者の差は小さく，両者とも実験結果を再現することが明らかにした.
3. 実験にて計測した密度構造（ピーク密度及び密度スケール長）と質量噴出率及び加速度を修正高部式に代入し，実験で観測した RT 不安定性の成長率との比較を行った．短波長擾乱及び長波長擾乱領域では，Betti らが求めた $\beta = 1.7$ という値で実験結果が説明できることが明らかになった．一方中波長領域では，現在のモデルに含まれていない安定化効果が存在する可能性が示唆された.

第 4 章

輻射エネルギー輸送制御によるダブル・アブレーション構造の形成とレイリー・テイラー不安定性の抑制

4.1　レーザー核融合における流体力学的不安定性の抑制

前章ではアブレーティブ・レイリー・テイラー（RT）不安定性モデルの実験的な検証を行い，特に成長率が最大値を示す最も危険な短波長擾乱領域で理論モデルが実験結果を良く再現することを明らかにした．この事実は同時に，通常のアブレーションによる安定化のみでは依然として RT 不安定性の成長率が大きく，安定な爆縮が実現できない，つまり高密度爆縮の実現には何らかの抑制手法の導入が必要であることを示唆している．

レーザー核融合における RT 不安定性の成長率は前章で述べたように，修正高部式（式 3.1）で表される．RT 不安定性を能動的に抑制するためには，このモデルに含まれるアブレーションによる安定化効果を増強する必要がある．

RT 不安定性の問題を緩和する手法としては，間接照射レーザー核融合が知られている．間接照射レーザー核融合では，一度レーザーエネルギーをホーラムと呼ばれる金属製の容器内で熱的な X 線に変換し，X 線によってターゲットを駆動・爆縮する．間接照射レーザー核融合では，質量噴出率（$\dot{m}$）及び密度スケール長（L_m）が直接照射方式と比べて大きくなるため，アブレーションによる RT 不安定性の抑制効果が大きくなり，流体力学的に安定な爆縮が実現される．しかしながら，ターゲット構造の簡単さやレーザーエネルギーから爆縮エネルギーへの変換効率の高さなどの理由から，直接照射レーザー核融合の方が間接照射レーザー核融合と比べてエネルギー開発の観点から見て魅力的である．

直接照射方式では，RT 不安定性を積極的に抑制する手法の検討が進められている．例えば，インパルス的にターゲットを加速することにより RT 不安定性を抑制する方法は 70 年代に検討が始められ [46]，米国ロチェスター大学によってピケット・パルス法 [47] としてプラズマ中での密度構造を制御する方法として改良・検討が進められている．また，米国海軍研究所ではターゲット表面に薄い高 Z 物質層をコーティングする [48] ことで，レーザー爆縮初期にターゲット・プラズマを X 線で先行加熱し，アブレーション密度（ρ_a）を減少させ，RT 不安定性の抑制を試みている．大阪大学では，ターゲットを駆動する紫外光レーザー（$\lambda_L = 0.35\ \mu$m）と同時にコロナ・プラズマを加熱するための赤外光レーザー（$\lambda_L = 1.06\ \mu$m）を照射することで，コロナ・プラズマからの非局所電子熱輸送効果を増大させ，プラズマ中の密度構造を制御するという方法が検討されている．

筆者らは全く新しい独自の RT 不安定性抑制方法として，高原子番号（以下，高 Z）物質ドーピングによるダブル・アブレーション構造の形成とそれにともなう RT 不安定性の安定化を提唱し，その安定化メカニズムを理論的に解析するとともに，実験にてその抑制効果を実証した [12, 49, 50]．上記の RT 不安定性の抑制手法の多くがアブレーション密度（ρ_a）の減少によるアブレーション速度（V_a）の増大を行っているのに対して，本手法は，アブレーション密度の減少のみならず，質量噴出率（$\dot{m}$）の増大によって，従来の手法よりも大きなアブレーション速度の増大を実現している．

本研究では，高 Z 物質ドープ・ターゲットとして，臭素化ポリスチレン（CHBr）を用いた．

4.2　高 Z 物質ドープによるダブル・アブレーション構造の形成

レーザー駆動プラズマ中では電子や X 線などの輻射が媒体となりエネルギーを輸送する．通常のアブレーションは電子熱伝導により引き起こされる．しかし，ターゲットに高 Z 物質を混入させるとレーザー・エネルギーから輻射エネルギーへの変換効率が高まり，エネルギー輸送媒体として輻射が支配的になる．その結果，図 4.1 に示すように，高 Z 物質ドープ・ターゲット内部では，通常の電子駆動型のアブレーションとは別に，輻射駆動によるアブレーションが共存する構造が現れる．これを新たにダブル・アブレーション構造と名付けた．

図 4.1 に示したシミュレーションでは，半値全幅 τ_L = 2.5 ns のフラット・トップ・パルスで波長 λ_L = 0.35 μm，照射強度 $I_L = 1.0 \times 10^{14}$ W/cm^2 をメインパルスとした．また，フット・パルスとしては半値全幅 τ_L = 2.0 ns のフラット・トップ・パルスで波長 λ_L = 0.53 μm，照射強度 $I_L = 1.0 \times 10^{12}$ W/cm^2 のレーザーを用いて計算した．ターゲットの厚さは，それぞれ 25 μm とし，CHBr 及び CH の初期密度はそれぞれ 1.26 g/cm^3，1.06 g/cm^3 とした．

ダブル・アブレーション構造が形成される過程を定性的に説明する．レーザーにより直接照射されたプラズマ中では，入射レーザーは臨界密度近傍の密度を有するプラズマによって吸収を受ける．吸収されたレーザーのエネルギーは，熱電子のエネルギーに変換される．熱電子はターゲット表面を加熱し，第一のアブレーション面を形成する．このアブレーション面を電子熱伝導によるアブレーション面（Electron-conduction Ablation front: EA）と呼ぶ．

臭素化ポリスチレン・ターゲットの場合，高温なコロナ・プラズマに含まれる臭素イオンから高輝度な軟 X 線が放射される．プラズマによる X 線の吸収率はプラズマを構成する電離原子の電離度に依存し，低温で電離度の低いプラズマに対する軟 X 線の透過率は低いが，プラズマ温度が上昇し電離が進むに従って透過率は増加する．したがって，コロナ領域から放射された軟 X 線は既に加熱されたプラズマ領域ではほとんど吸収を受けずにプラズマ内部を伝搬し，未だ加熱されていない領域との境界で急激に吸収されアブレーションを引き起こす [51]．このようにして形成されるアブレーション面を輻射駆動アブレーション面（Radiative Ablation front: RA）と呼ぶ．

電子駆動アブレーション面と輻射駆動アブレーション面の間には，温度・密度が空間・時間的に一様なプラズマが形成される．この領域のプラズマをプラトー・プラズマと呼ぶ．電子駆動アブレーション面と輻射駆動アブレーション面の進行速度は互いに異なり，かつ互いの相対速度はプラトー・プラズマの音速よりも遅いため，二つのアブレーション面は互いに流体力学的に相互作用する．

またこのプラトー・プラズマ中では，電子温度・イオン温度・輻射温度（プランク分布を仮定し，輻射エネルギーフラックスと Stefan-Boltzmann 関係式で定義される温度）が互いに等しく，いわゆる局所熱平衡（Local Thermal Equilibrium: LTE）を保っている．このプラトー領域では約 60% の輻射エネルギーが T_r = 80 - 100 eV の黒体輻射によって輸送されている．プラトー領域におけるこの黒体輻射（$h\nu$ = 0 - 600 eV）の平均自由行程は，300 eV で最大値 5 μm を有する（300 eV はちょうど炭素イオンの K 吸収端のエネルギーに相当する）．この平均自由行程は，プラトー・プラズマの空間スケールと比べて十分小さい．したがって，プラトー・プラズマ中における輻射エネルギー輸送は拡散的であり，電子熱伝導アブレーション面におけるレーザー照射強度の非一様性は，輻射アブレーション面に到達する前に熱平滑化されると期待される．

ダブル・アブレーション中での輻射エネルギーの伝搬の様子を図 4.2 に示す．負の値が放射を意味し，正の値が吸収を意味する．図 4.2(a) に示すように，青線で表したエネルギー帯（1770 - 2360 eV:臭素イオンが自由-束縛遷移で放出する輻射のエネルギーに相当）の輻射は，主にコロナ領域で放出され，プラトー領域で吸収されていることが分かる．このプラトー領域で吸収された X 線は，赤線で表した 50 - 590 eV の輻射にダウンシフトして再放出されている．緑線で示したエネルギー帯（1180 - 1770 eV: 臭素イオンの束縛-束縛遷移により放出される輻射エネルギーに相当）は，電子熱伝導によるアブレーション面近傍から放出され，輻射エネルギー輸送によるアブレーション面で吸収され，アブレーション面の形成に寄与していることが分かる．これは，プラトー・プラズマ中でのライン X 線の取扱が，ダブル・

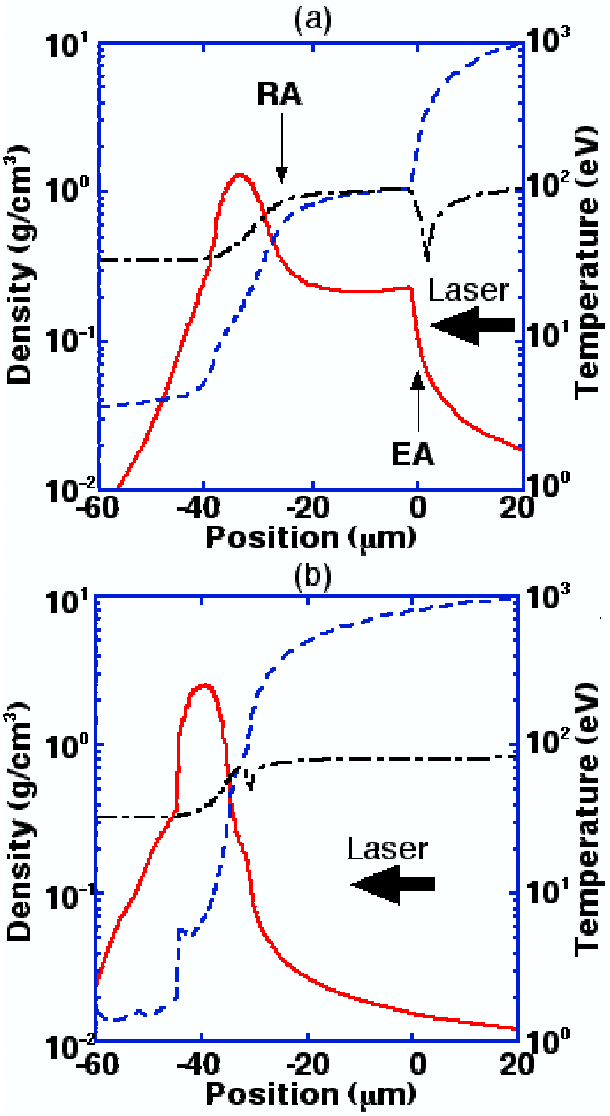

図 4.1　一次元流体シミュレーションで計算された臭素化ポリスチレン (a) 及びポリスチレン (b) 内部での質量密度（実線）・電子温度（破線）・輻射輝度温度のプロファイル（一点鎖線）．時刻は，レーザー照射開始から 1.2 ns 後に相当する．図中の RA 及び EA は，輻射によるアブレーション面及び電子熱伝導によるアブレーション面を示す．

アブレーション現象を正確に扱うために重要であることを示唆している．

図 4.2(a) の下図は，輻射駆動アブレーション面近傍を拡大したものである．輻射駆動アブレーションを駆動している X 線の約 60% は赤色の線で示された 50 - 590 eV の黒体輻射であり，残りの約 30% は，臭素イオンが束縛-束縛遷移に伴い放射するライン X 線であることが分かる．また，1180 - 1770 eV 帯の X 線の吸収領域は，空間的に広がっている．このことが，輻射駆動アブレーション面における質量噴出率の増大と密度スケール長の伸長を引き起こしている．

図 4.1(a) と (b) に示されるように，臭素化ポリスチレン・プラズマの最大密度は，ポリスチレン・プラズマの最大密度と比べてわずかに小さい，これは高エネルギー X 線によってプラズマ内部が加熱されているためである．

ところで，ダブル・アブレーション構造には，電子熱伝導によるアブレーション面と輻射輸送によるアブレーション面が存在し，両アブレーション面とも軽い流体が重い流体を押す RT 不安定な状態にある．故に，ダブル・アブレーションはレーザー核融合にとって望ましくない構造であるという議論もありうるが，本研究にて詳細な解析を行い，ダ

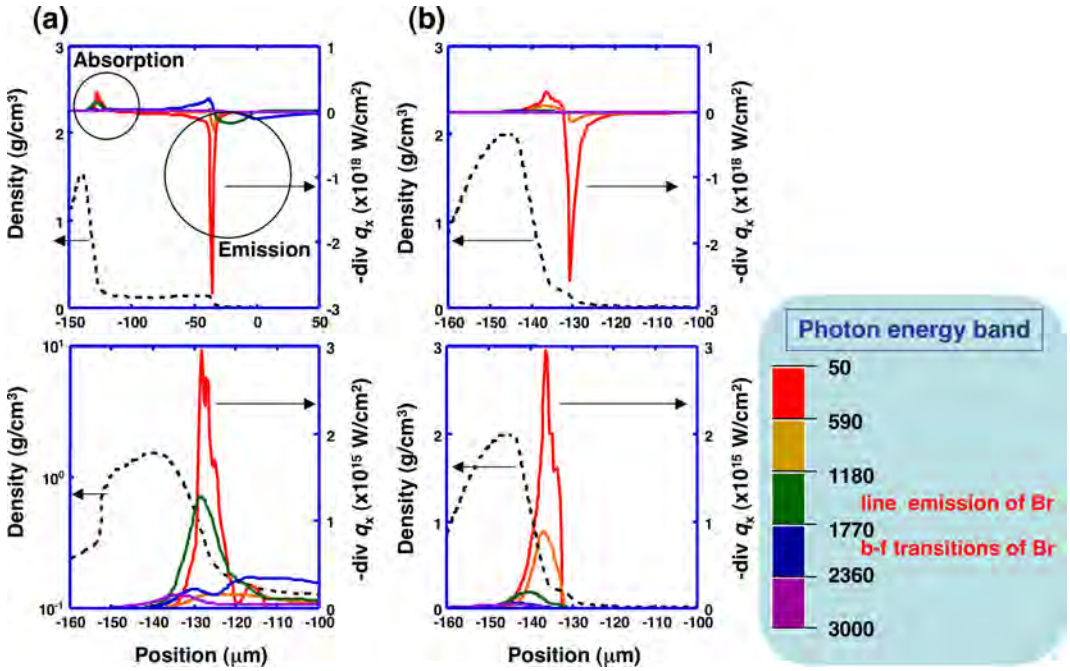

図 4.2　臭素化ポリスチレン (a) 及びポリスチレン (b) 内部での輻射エネルギー輸送の様子．輻射エネルギー帯毎に色分けをしている．実線はエネルギー・フラックスの負の勾配を示しており，負の値が輻射の放出，正の値が吸収を表している．

ブル・アブレーション構造が RT 不安定性の抑制に非常に有効な構造であることを証明した．

ダブル・アブレーションによる RT 不安定性の安定化のメカニズムを定性的に説明する．輻射によるアブレーションでは，単位時間・単位面積あたりプラズマがアブレーションされる質量（質量噴出率）が大きい．同時にコロナ領域から輻射される 1 keV 以上の高エネルギー X 線がターゲット・プラズマの内部を先行加熱するために，プラズマのピーク密度（アブレーション密度）が低くなる．アブレーションによる安定化を決めるパラメーターであるアブレーション速度は，質量噴出率をアブレーション密度で割った値で定義される．ダブル・アブレーション構造中での輻射アブレーションによってこのアブレーション速度がドープをしていないプラズマでの値と比べ，3 倍以上に増加する．

更に，輻射アブレーション面では，RT 不安定面の密度スケール長もドープ無しのプラズマと比べて伸長し，不安定面での密度ジャンプも緩和されアトウッド数も低下する．これらの現象は，古典的な RT 不安定性の成長率の低下につながる．以上のように，ダブル・アブレーション構造中での輻射アブレーションにより，古典的な RT 不安定性の抑制及びアブレーションによる RT 不安定性の抑制が増強され，結果として強烈な安定化が引き起こされる．

4.3　ダブル・アブレーション構造を記述する方程式と流体力学的結合効率

ターゲット中に高 Z 物質を混ぜることによって，輻射によるエネルギー損失が増大し，入射レーザーエネルギーが爆縮プラズマの運動エネルギーに変換される割合（流体力学的結合効率）が低下し点火に必要なレーザーエネルギーが増大する恐れがある．

そこで流体力学的結合効率を理論モデル及び一次元流体シミュレーションを用いて評価した．ダブル・アブレーション構造中での流体物理量を記述するモデルとしては砂原・西原が構築した理論モデルを用いた [52]．理論モデルでは簡単のため十分厚いターゲットを用い，ターゲット加速の効果を考慮しない．ダブル・アブレーション構造は図 4.3 に示すように四つの領域に分類することが出来る．一つ目は無擾乱領域であり，領域 0 と以後呼ぶ．二つ目はアブレーショ

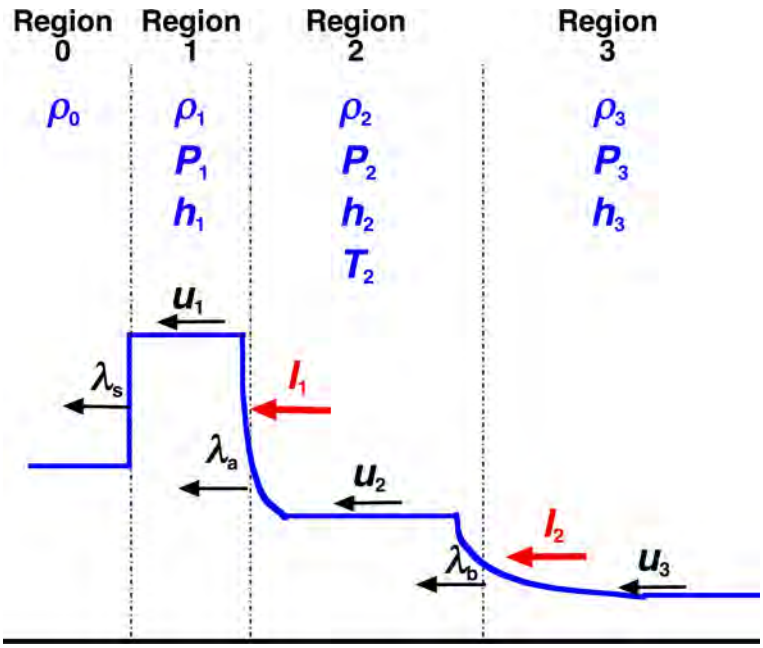

図 4.3　ダブルアブレーション構造の模式図．構造は四つの領域に分類することが出来る．

ンによって発生した衝撃波よって圧縮を受けた領域であり，領域 1 と呼ぶ．三番目は電子熱伝導によるアブレーション面と輻射によるアブレーション面の間に存在する密度一定のプラトー・プラズマ領域であり，これを領域 2 と呼ぶ．最後は電子熱伝導によるアブレーション面の外側に存在するコロナプラズマの領域でありこれを領域 3 と呼ぶ．ここで，Chapman-Jouguet（C-J）点を領域 3 の特徴的な場所として用いる．C-J 点とは不連続面から見た流体速度と音速が等しい点である．

各領域の間に存在する遷移領域を不連続面とみなし，接続条件（Jump condition）として Hugoniot 関係式を用いて各領域 0 - 3 の関係式を導く．まず領域 0 と 1 においては，理想気体の比熱比（$\gamma = 5/3$）及び強い衝撃波の極限を仮定すると Rankin-Hugoniot 関係式を用いることで，領域 1 の密度 ρ_1 は領域 0 の密度 ρ_0 の四倍になる．また領域 0 におけるエンタルピー h_0 及び圧力 p_0 は無視することで，領域 0 と 1 の間の物理量を三つの方程式で接続することが出来る．領域 1 と 2 及び領域 2 と 3 の境界ではでは，Hugoniot 関係式と輻射及びレーザーによるエネルギー供給 I_1 及び I_2 を用いることで各領域間の物理量を接続することが出来る．質量保存，運動量保存及びエネルギー保存式を各領域について書くと，

領域 0 と領域 1 の関係式は，

$$\rho_0 \lambda_s = \rho_1 (\lambda_s - u_1), \tag{4.1}$$

$$\rho_0 {\lambda_s}^2 = p_1 + \rho_1 (\lambda_s - u_1)^2, \tag{4.2}$$

$$\frac{1}{2}{\lambda_s}^2 = h_1 + \frac{1}{2}(\lambda_s - u_1)^2. \tag{4.3}$$

領域 1 と領域 2 の関係式は，

$$\rho_1 (\lambda_a - u_1) = \rho_2 (\lambda_a - u_2), \tag{4.4}$$

$$p_1 + \rho_1 (\lambda_a - u_1)^2 = p_2 + \rho_2 (\lambda_a - u_2)^2, \tag{4.5}$$

$$h_1 + \frac{1}{2}(\lambda_a - u_1)^2 + \frac{I_1}{\rho_1 (\lambda_a - u_1)} = h_2 + \frac{1}{2}(\lambda_a - u_2)^2. \tag{4.6}$$

領域 2 と領域 3 の関係式は，

$$\rho_2(\lambda_b - u_2) = \rho_3(\lambda_b - u_3), \tag{4.7}$$

$$p_2 + \rho_2(\lambda_b - u_2)^2 = p_3 + \rho_3(\lambda_b - u_3)^2, \tag{4.8}$$

$$h_2 + \frac{1}{2}(\lambda_b - u_2)^2 + \frac{I_2}{\rho_2(\lambda_b - u_2)} = h_3 + \frac{1}{2}(\lambda_b - u_3)^2. \tag{4.9}$$

ここで，ρ_i（$i = 0,1,2,3$）は領域 i における質量密度であり，同様に u_i，p_i，h_i はぞれぞれ領域 i における流速，圧力及びエンタルピーである．ここでエンタルピーは $h_i = \gamma p_i/((\gamma-1)p_i)$ である．比熱比 γ は全ての領域において 5/3 とした．λ_s，λ_a，λ_b は衝撃波の伝搬速度，領域 1 と 2 の境界面（輻射駆動アブレーション面）の移動速度，領域 2 と 3 の境界面（電子駆動アブレーション面）の移動速度である．また，領域 0 を除いて領域 1, 2, 3 では完全電離を仮定し電離度としては $Z = 4.52$（$C_50H_{47}Br_3$ の場合）を用いた．I_1 は領域 1 と領域 2 の境界層へのエネルギー輸送量であり，プラトー領域（領域 2）から放射される輻射エネルギーと等しいと仮定した．プラトー領域の放射される輻射のスペクトルをプランク分布と仮定すると，Stefan-Boltzmann 関係式から $I_1 = \sigma T_2^4$ となる．σ は Stefan-Boltzmann 定数である．T_2 は理想気体の状態方程式から求まり，$T_2 = Am_p p_2/((1+Z)p_2)$ となる．ここで $A = 8.87$ は原子番号である．I_2 は領域 2 と 3 の境界層で吸収された全エネルギーである．

入射レーザーエネルギー I は，C-J 点を保持するために必要なエネルギー $3p_3C_{s3}$ 及び $2I_1$，I_2 の和と等しいとした．ここで $C_{3s} = \sqrt{p_3/\rho_3}$ は C-J 点における音速であり，I_1 を二回数えているのは，プラトー領域からの輻射はプラズマを駆動する方向（内向き）とエネルギー損失を起こす方向（外向き）の二方向に放射されるためである．以上のことからエネルギー保存則として以下の式が成り立つ．

$$I = 2I_1 + I_2 + 3p_3C_{s3}, \tag{4.10}$$

最後に C-J 点においてデフラグレーション（弱い燃焼波）を仮定すると以下の方程式が得られる．

$$(\lambda_b - u_3) = C_{s3}. \tag{4.11}$$

以上の連立方程式ではレーザー強度 I に加えて，プラトー領域の温度 T_2 及び C-J 点における密度 ρ_3 が入力パラメータとして必要である．これらの入力パラメータにはシミュレーションの値を用いた．流体力学的結合効率 η は，衝撃波により圧縮された領域の内部エネルギーと運動エネルギーの和と入射レーザーエネルギーの比として定義した．

$$\eta = \frac{\frac{d}{dt}\int^{\text{region1}}\left(\frac{p1}{(\gamma-1)\rho_1} + \frac{1}{2}u_1^2\right)dx}{I} = \frac{\frac{p1}{(\gamma-1)\rho_1} + \frac{1}{2}u_1^2}{I}. \tag{4.12}$$

図 4.4 は，ポリスチレン，組成比 1% の臭素元素を含む臭素化ポリスチレン（CHBr-1）及び組成比 3% の臭素元素を含むポリスチレン（CHBr-3）の流体力学的結合効率とレーザー強度依存性である．流体力学的結合効率のレーザー強度依存性は比較的弱い．また混入する臭素の量が増加するにしたがって，流体力学的結合効率は低下する．これは輻射によるエネルギー損失が増えるためと考えられる．CHBr-3 の流体力学的結合効率は CH と比べて 60 - 70% 程度であり，この損失は決して無視できない．ダブル・アブレーションを用いて点火・燃焼ターゲットを設計するためには，流体力学的結合効率を注意深く考慮しながら設計する必要がある．

4.4　二次元輻射流体シミュレーションを用いたダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の評価

二次元輻射流体シミュレーションコード（RAICHO）[35] を用いて，ダブル・アブレーションによる RT 不安定性の抑制効果を明らかにした．

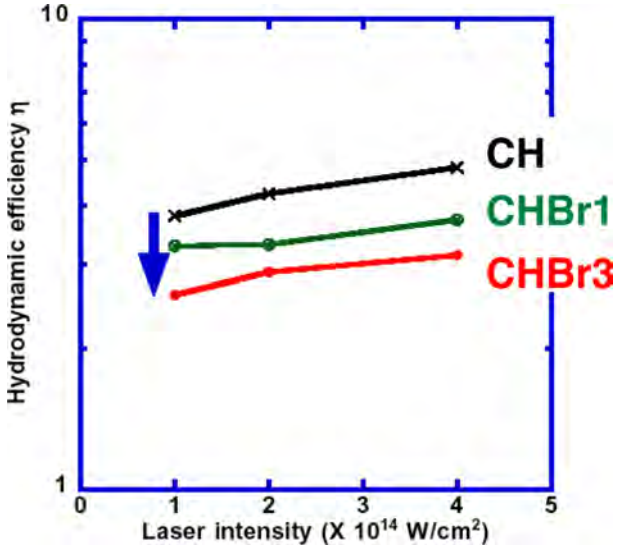

図 4.4　ポリスチレン及び臭素化ポリスチレン・ターゲットの流体力学的結合効率のレーザー強度依存性．CH はポリスチレン，CHBr-1 は組成比 1% の臭素原子を含み，CHBr-3 は組成比 3% の臭素原子を含む．

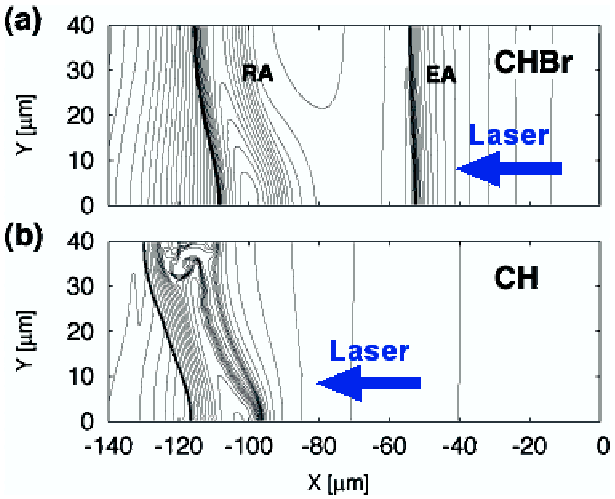

図 4.5　二次元流体シミュレーションで計算したレーザー照射開始から 1.9 ns 後の初期擾乱付き臭素化ポリスチレン（a）及びポリスチレン（b）の密度等高線プロット．等高線は 10^{-2} から 10^{1} の範囲内を対数的に 40 段階に区切り描画した．

RAICHO コードは，一温度プラズマを仮定し，状態方程式として理想気体を用いている点を除いては，一次元流体シミュレーション・コード（ILESTA-1D）と同等の物理モデルを用いて計算を行っている．計算メッシュは，互いに直交した 0.25 μm のグリッドで構成されている．入射レーザーは垂直入射を仮定し，一次元の光線追跡法を用いて吸収を計算している．図 4.5 は，波長 80 μm で振幅 0.8 μm の擾乱をターゲット表面に印加して二次元シミュレーションで計算し，レーザー照射開始から 1.9 ns 後の密度等高線を描画したものである．

図 4.5 (a) に示されるように，二次元シミュレーションでも一次元流体シミュレーションで観測されたように二つのアブレーション面及びプラトー・プラズマ領域が観測された．また図 4.5 (a) から明らかなように，輻射アブレーション面は RT 不安定性により大きく変形を受けているのに対し，電子熱伝導アブレーション面はほとんど平坦であり，RT 不安定性が成長していないことが分かる．これは，電子熱伝導アブレーション面におけるアブレーション密度はおよそ

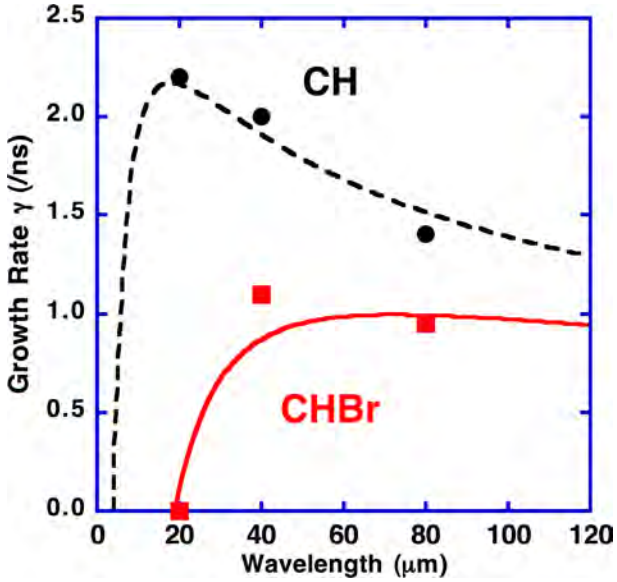

図 4.6　RT 不安定性の線形成長率の波長依存性．丸点はポリスチレン・ターゲットに対する二次元シミュレーションの計算結果で，四角点は臭素化ポリスチレン・ターゲットに対する計算結果を示す．それぞれターゲットの初期厚は 50 μm とした．実線及び破線は一次元流体シミュレーションと理論モデルを用いて計算した結果（後述）である．

0.2 g/cm^3 と通常のアブレーション面と比べて一桁程度低いため，アブレーション速度が大きく 10^6 cm/s にも達し，アブレーションによる安定化が非常に大きいためである．したがって，以下の考察では輻射アブレーション面における RT 不安定性の成長のみを考慮した．一方，アブレーション面及びターゲット裏面の変形について，臭素化ポリスチレン（a）とポリスチレン（b）を比べると，臭素化ポリスチレンの方が明らかに変形が抑制されていることが分かる．それぞれターゲットについて，RT 不安定性の線形成長率を評価してみるとポリスチレンの場合 $\gamma = 1.7$ ns^{-1} に対し，臭素化ポリスチレンの場合 $\gamma = 0.79$ ns^{-1} であり，RT 不安定性が抑制されていることが示された．

図 4.6 に擾乱波長を 20, 40, 80 μm と変え，RT 不安定性の線形成長率を評価した結果を示す．この計算においては，ターゲット初期厚を 50 μm とし，臭素化ポルスチレン内部での先行加熱を抑制した条件で，質量噴出率の増大による RT 不安定性の抑制効果のみを評価していることになる．図 4.6 から明らかなように，臭素化ポリスチレン・ターゲットを用いることで RT 不安定性が大きく抑制され，特に波長 20 μm の擾乱については，ポリスチレン・ターゲットでは最大の成長率を示すのに対して，臭素化ポリスチレン・ターゲットでは成長率がほぼゼロであり，全く成長しないことが分かる．この結果は，レーザー核融合ターゲットの設計にとって革新的な結果である．

4.5　理論モデルを用いたダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の評価

RT 不安定性の抑制メカニズムを明らかにするために，ロチェスター大学の R. Betti 及び V. N. Goncharov らが開発した理論モデルを用い，ダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の成長率を評価した．

90 年代後半に，アブレーション流の流速がアブレーション面における音速よりも小さい亜音速アブレーション流を伴うレーザーアブレーション面上での RT 不安定性の成長に関する理論的な研究が行われ，その結果下式のような式が導かれた [53]．この式は非常に冗長かつ複雑であるが，実は独立な物理量はわずか 6 つ（g, V_a, L_0, ν, Fr）で構成されている．特にフルード数（Fr）及び熱伝導率の指数（ν）がアブレーション面における RT 不安定性の成長率を左右す

る重要な物理量であることが明らかになっている．

$$
\begin{gathered}
\gamma=\sqrt{\hat{A}_T kg+\delta^2 k^4 {L_0}^2 {V_a}^2+\left(\omega^2-\frac{1}{\xi_l}\right)k^2{V_a}^2}-\delta k^2 L_0 V_a-\hat{\beta}kV_a,\\
\hat{A}_T=\frac{\xi_h-\xi_l}{\xi_h+\xi_l},\xi_h=\left(1+K_1 e^{-K3/\varepsilon}\right)^{-1},\xi_l=\mu_0\left(\frac{1}{\varepsilon}+K_2\right)^{-1/\nu},\varepsilon=kL_0,\\
\hat{\beta}=\omega\frac{1+T_1\varepsilon}{1+T_2\varepsilon},T_1=\frac{\beta_0-\beta_1}{\beta_2\beta_0},T_2=\frac{\beta_0-\beta_1}{\beta_2\beta_0},\\
\omega=\beta_0\frac{1+\left(1+\hat{A}_T\right)/\beta_0\sinh(Fr)}{1+\sinh(Fr)},\\
\beta_0=\frac{\Gamma\left(1+2/\left(\nu+0.1/\nu^4\right)\right)}{\Gamma^2\left(1+1/\left(\nu+0.1/\nu^4\right)\right)},\\
\beta_1=\frac{1}{\xi_0\sqrt{5}},\beta_2=B+\frac{\beta_0^2+\beta_1^2}{2\delta\beta_1}-\frac{1+K_1}{2\delta\beta_1},\\
\delta=\frac{1}{2\Upsilon}\left(K_1A+\frac{1}{\nu K_2}+\sqrt{\left(\frac{1}{\nu K_2}+K_1A\right)^2-4K_1\beta_1\Upsilon-\frac{1+K_1\nu}{\nu^2K_2^2}}\right),\\
\Upsilon=\frac{25}{8}\frac{\xi_0^{2\nu+1}}{2\nu+3},K_2=\left((1+K_1)\mu_0\right)^{\nu},K_1=\frac{1}{\xi_0}-1,\\
K_3=\frac{1+K_1}{K_1}\left(2\delta\Upsilon-\frac{1}{\nu K_2}\right),\mu_0=\frac{(2/\nu)^{1/\nu}}{\Gamma\left(1+\frac{1}{\nu}\right)}+\frac{0.12}{\nu^2},\\
\xi_0=\frac{2\nu+2}{2\nu+3},\\
A=\frac{\sqrt{5}}{4}\frac{\xi_0^{\nu-1}}{(2\nu+3)^2}\left(\sqrt{\frac{2}{5}\xi_0}\left(12\nu^2+25\nu+18\right)+\frac{\nu+2}{2\nu+3}\left(8\nu^2+20\nu+17\right)\right),\\
B=\frac{\sqrt{5}}{4}\frac{\xi_0^{\nu-1}}{(2\nu+3)^2}\left(\sqrt{\frac{2}{5}\xi_0}\left(8\nu^2+25\nu+12\right)-\frac{8\nu^3+16\nu^2+7\nu+4}{2\nu+3}\right).
\end{gathered}
\tag{4.13}
$$

この理論ではエネルギー輸送を一群拡散近似で扱っているため，多群拡散が本質的な輻射エネルギー輸送が支配的なプラズマ中での RT 不安定性の成長率を扱うには注意が必要である．Betti らは理論モデルを現実のプラズマに適用する手法として，一次元流体シミュレーション・コードで計算したアブレーション面での密度プロファイル及び圧力プロファイルを一温度拡散近似に基づいた理論モデルが再現するように，フルード数（Fr），熱伝導係数の指数（ν）及びアブレーション領域の特性長（L_0）をフィッティングで求める方法を開発した [30]．フィッティングで求めた物理量を理論式に代入することで RT 不安定性の線形成長率を評価する．

亜音速アブレーション面のプラズマ密度構造は，エネルギー輸送として一温度拡散近似を仮定すれば以下の微分方程式の解として求められる [54].

$$
\frac{d\xi}{dy}=-\xi^{\nu+1}\frac{(1-\xi)}{L_0},
\tag{4.14}
$$

ここで，ξ はアブレーション密度（ピーク密度）ρ_a で規格化した密度である．

定常状態における圧力構造は，上記の式と運動量保存則及び質量保存則を用いて，以下の微分方程式の解として求めることが出来る．

$$
\frac{1}{\Pi_a^2}\frac{d\Pi_a}{dy}=\frac{1}{\xi^2}\frac{d\xi}{dy}+\frac{\xi}{FrL_0},\xi U(y)=V_a,
\tag{4.15}
$$

ここで，$\Pi=p/p_a,\Pi_a=V_a/\sqrt{p_a/\rho_a}$ は規格化されたアブレーション速度であり，P_a はピーク密度 ρ_a の位置での圧力を表す．

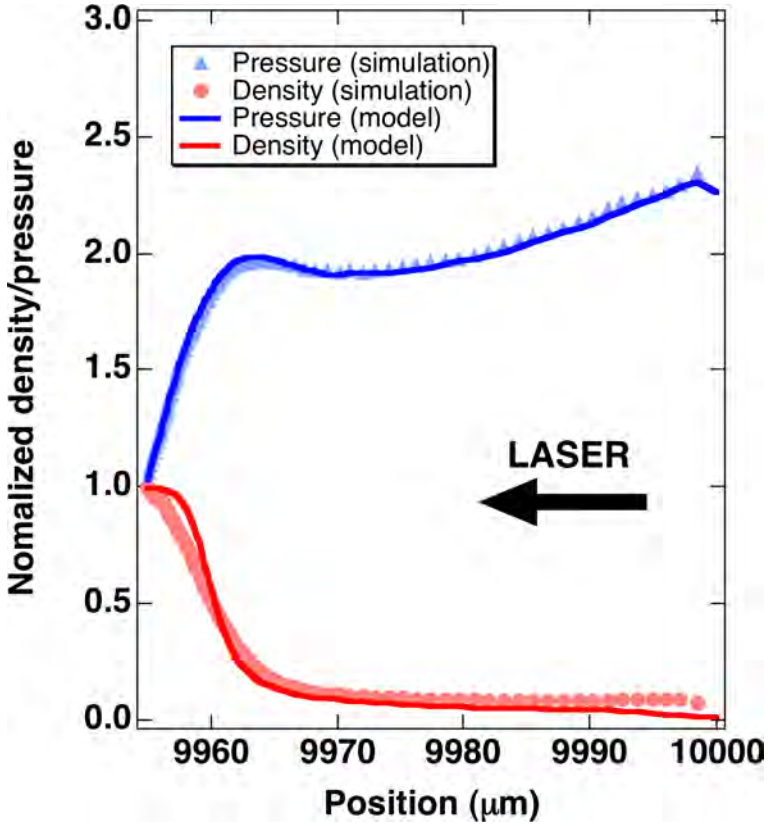

図 4.7　フィッティングにより求めた密度・温度プロファイルと一次元流体シミュレーションで計算されたプロファイルとの比較．実線がモデルを用いて計算した密度・温度プロファイルであり，三角点と丸点が一次元流体シミュレーションで計算された温度・密度プロファイルである．

表 4.1　RT 不安定性の線形成長率を決める物理量

	Fr	ν	L_0 (μm)	L_m (μm)	V_a (cm/s)	g (cm/s^2)	ρ_a (g/cm^3)	$\dot{m}$ (g/cm^2 s^{-1})	α	β
CH	0.04	0.5	1.0	2.7	1.1×10^5	3.4×10^{15}	1.9	2.1×10^5	1.0	1.9
CHBr (RA)	0.4	0.9	1.2	4.2	3.1×10^5	3.1×10^{15}	1.7	5.3×10^5	0.9	1.5
CHBr (EA)	5.6	2.0	0.3	2.7	9.0×10^5	4.5×10^{15}	0.15	1.4×10^5	N/A	N/A

アブレーション面における密度・温度の解析的な構造が，一次元流体シミュレーションが予測する構造を再現するために，Π_a, Fr, L_0, ν をフィッティング・パラメータとして求める．

フィッティングにより求めた密度・温度プロファイルと一次元流体シミュレーションで計算されたプロファイルの比較を図 4.7 に示す．実線がモデルを用いて計算した密度・温度プロファイルであり，三角点と丸点が一次元流体シミュレーションで計算された温度・密度プロファイルである．両者がおおよそ一致していることがわかる．フィッティング・パラメータとして求めた物理量を表 4.1 にまとめた．表 4.1 の値は，メイン・レーザー照射開始から 1.5 - 2.0 ns の間の平均値を示している．

表中に示した密度スケール長 L_m は $L_m = L_0 (\nu+1)^{\nu+1}/\nu^{\nu}$ の関係式から評価し，α 及び β は理論式から求めた RT 不安定性の線形成長率の分散式を修正高部式でフィッティングして評価した．

表に示した通り，ダブル・アブレーション構造中での輻射駆動アブレーション面では，輻射駆動アブレーション面の特徴である質量噴出率の増大及び密度スケール長の伸長が起こる．臭素化ポリスチレンの輻射駆動アブレーション面で

のアブレーション速度は CH と比べて約 3 倍増大し，密度スケール長も 3 倍弱伸長する結果，RT 不安定性が抑制される．修正高部式に含まれる α，β の値の評価も行った．アブレーションによる安定化項の定数である β の値は，CH と比べわずかに小さくなるが，抑制効果を打ち消すほどでは無い．波長 80 μm の擾乱に対して，RT 不安定性の成長率を理論的に計算したところ，臭素化ポリスチレン・ターゲットの場合は，$\gamma = 1.1$ ns^{-1} であり，ポリスチレンの場合には，$\gamma = 1.8$ ns^{-1} であった．これらの値は二次元シミュレーションの値とおおよそ一致しており，この一致はダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の抑制メカニズムに関する我々の理解が正しいことを示している．

最後に，電子熱伝導アブレーション面における熱伝導係数の指数（ν）を評価すると 2.0 であった．これは，Spitzer が求めた定数 5/2 と非常に近く，電子熱伝導によるアブレーション面の形成には輻射は関与せず，純粋に電子熱伝導によって駆動されていることを意味している．

4.6　ダブル・アブレーションを用いた RT 不安定性抑制実験

4.6.1　実験条件

ダブル・アブレーション構造を用いた RT 不安定性の抑制手法の実験的検証を行った．実験は大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光 XII 号レーザー装置に設置されている高強度基礎実験装置（High-Intensity Plasma Experimental Research; HIPER）[38] にて行った．

激光 XII 号-HIPER 装置では，二次元スペクトル分散 [39] によるレーザー照射パターンの均一化を施した三倍高調波（$\lambda_L = 0.35$ μm）のレーザー・ビームをターゲットを加速するメイン・パルスとして用い，部分コヒーレント光 [40] の 2 倍高調波（$\lambda_L = 0.53$ μm）のレーザー・ビームをターゲットを低エントロピー圧縮する為のフット・パルスとして用いた．メイン/フット・パルスともほぼフラット・トップ形状であり，それぞれのパルス幅は 2.5 ns 及び 2.0 ns であった．全てのレーザー・ビームにビーム形状制御の為，キノフォルム位相板 [41] を装着した．計測で用いるバックライト X 線発生のために，ランダム位相制御板を装着した 2 倍高調波のコヒーレント・レーザー光をバックライト・ターゲットに照射した．実験では，2 種類の臭素化ポルスチレンを用いた．それぞれの組成及び初期密度は，$C_{50}H_{41.5}Br_{3.3}$(CHBr-3) で 1.35 g/cm^3 及び $C_{50}H_{45.8}Br_{4.2}$（CHBr-4）で 1.45 g/cm^3 であった．

4.6.2　ターゲット加速軌跡計測実験

レーザー照射されたターゲットの加速軌跡は，計算コードの妥当性を確認する上で，最も基本となるデータである．レーザー駆動されたターゲットを側面から X 線でバックライトし，ターゲット・プラズマの X 線バックライト像を X 線ストリーク・カメラ上に結像して，ターゲット裏面の軌跡を観測した．ターゲットとしては厚さ 26 μm，バックライト X 線の視線方向に 200 μm の幅を持つ CHBr-4 を用いた．フット及びメイン・レーザーの照射強度はそれぞれ 5.0×10^{12} W/cm^2, 1.1×10^{14} W/cm^2 であった．バックライト X 線源としては 1.5 keV の X 線を放射するアルミニウム・プラズマを用いた．

図 4.8 にレーザー照射臭素化ポリスチレン・ターゲットの X 線バックライト像の時間掃引画像，及び実験結果と一次元流体シミュレーションの計算結果を示す．解析の結果，一次元流体シミュレーション・コードがターゲットの加速軌跡を非常に良く再現していることが明らかになった．

4.6.3　ターゲット・プラズマの密度構造計測

ターゲット・プラズマの密度構造は，RT 不安定性の成長率を左右する重要な物理量のみならず，プラズマ中でのエネルギー輸送や状態方程式など複雑な物理と関連しており，流体コードが内包している物理モデルの妥当性を検証する上で重要な物理量である．

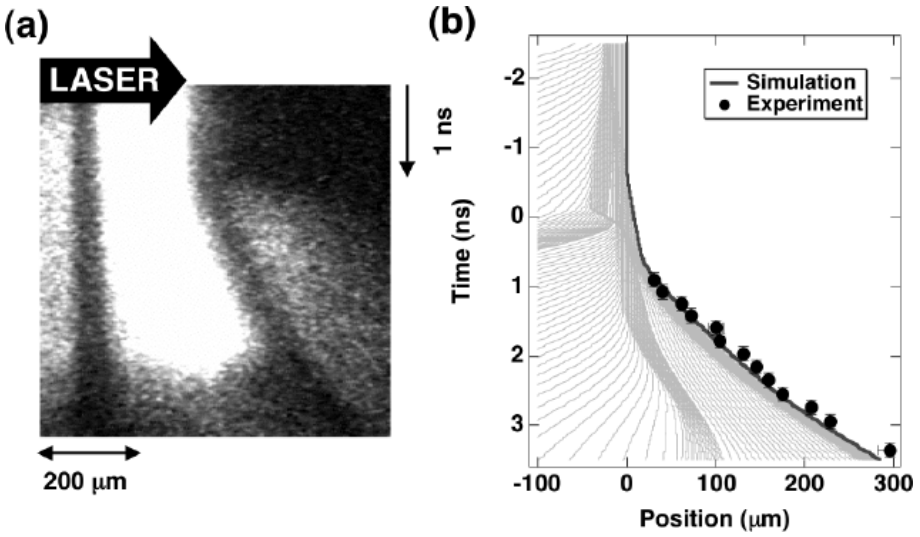

図 4.8　レーザー照射された臭素化ポリスチレン・ターゲットを側面から X 線バックライトし，X 線ストリークカメラで観測した画像 (a) 及び，実験結果とシミュレーション結果の比較 (b).

ターゲット・プラズマの密度構造を観測するために，前章で開発した密度計測手法を用いた [31]．密度計測における X 線画像計測法としては一次元半影ストリークカメラ法を用いた [24]．密度計測実験では，初期厚が 26 μm でバックライト X 線の視線方向に 200 μm の幅を持つ短冊状の CHBr-4 をターゲットとして用いた．フット/メイン・パルスの照射強度はそれぞれ 0.5×10^{12} W/cm^2 及び 0.9×10^{14} W/cm^2 であった．バックライト X 線源としては 4.7 - 4.9 keV の X 線を放出するチタン・プラズマを用いた．

図 4.9 にレーザー照射開始から 0.7 ns，1.4 ns 及び 1.6 ns 後の臭素化ポリスチレン・プラズマの密度プロファイルを示す．臭素化ポリスチレン内部に形成されたダブル・アブレーション構造が明瞭に観測された．図 3.12 には一次元流体シミュレーション・コードによって計算された密度構造も示す．一次元流体シミュレーション・コードの計算結果は計測システムの時間分解能である 160 ps 間のターゲットの移動によるボケの効果を考慮しポスト・プロセスを施した．実験とシミュレーションの比較から，我々が用いているシミュレーション・コードでは実験にて観測された密度構造を完全には再現出来ていないことが分かる．この結果は衝撃波速度・流体運動などは我々が現在用いているコードで十分再現できるが，臭素化ポリスチレンの密度構造を全て再現するためには，より詳細なオパシティー・モデルが必要であることを示唆している．

ダブル・アブレーション・ターゲットの場合には通常の間接照射と異なり，X 線を放出するイオンと X 線を吸収するイオンは，電離価数の異なる同じ原子である．つまり，放射スペクトルの特性構造及び吸収スペクトルの特性構造の間に強い相関があり，特に特性 X 線のプラズマ中での平均自由行程を評価するためには，価数変化による特性構造のエネルギーシフトなどを正確に計算する必要がある．

輻射駆動アブレーション面に輸送されるエネルギーの 2/3 以上は，スペクトルがプランク分布で表される熱的な輻射であるため，特性 X 線が輸送するエネルギーがプラズマの流体運動などのダイナミクスには与える影響は小さく，現行のシミュレーションが含む原子物理モデルで十分である．しかしながら，詳細な密度プロファイルに関しては，特性 X 線による先行加熱などの影響により実験とシミュレーションの不一致が引き起こされていると考えられる．

また実験についても改良が必要である．本研究で用いている臭素化ポリスチレン・プラズマに対する 4.9 keV の X 線の透過率は，ポリスチレン・プラズマと比べて小さい．故に臭素化ポリスチレン・プラズマの密度計測の精度はポリスチレン・プラズマを計測する場合の精度よりも悪い．バックライト X 線としてより高エネルギーの X 線を使うなどの工夫が必要である．

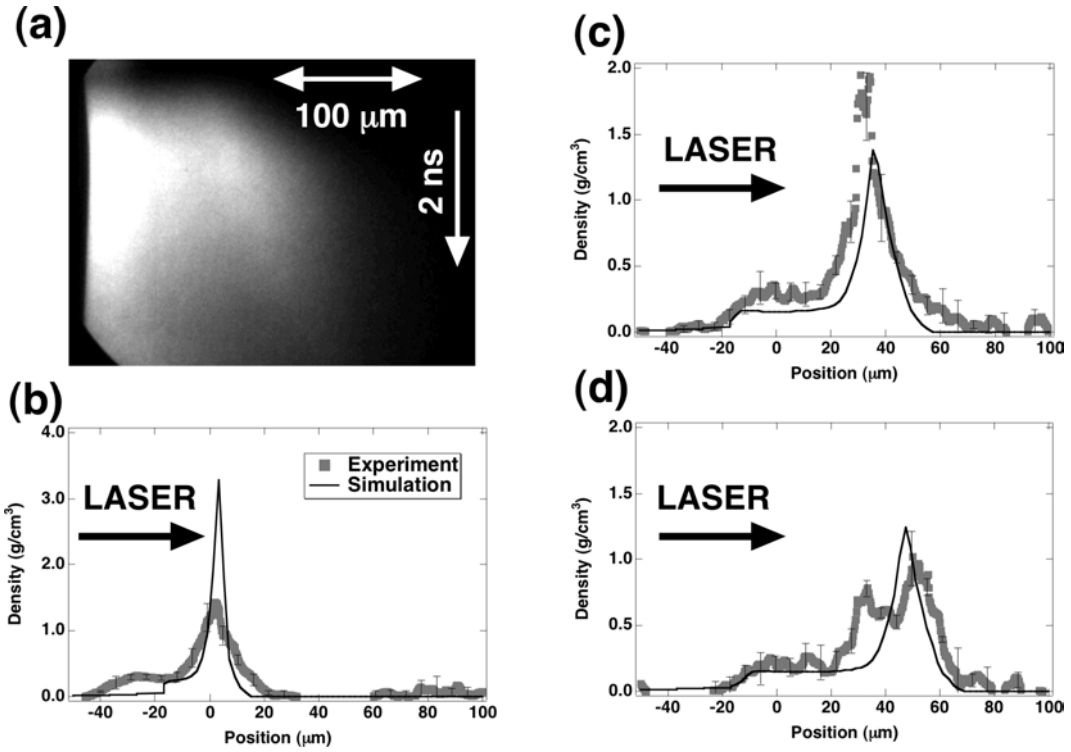

図 4.9　Side-on X 線バックライト法を用いて観測された密度プロファイル．ストリーク半影画像 (a) 及びレーザー照射開始から 0.7 ns (b), 1.4 ns (c), 1.6 ns (d) における密度構造の実験結果（四角点）とシミュレーション結果（実線）の比較.

4.6.4　ダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の成長率計測

擾乱を有するターゲットを正面及び側面から X 線バックライトし，RT 不安定性によるターゲット表面の擾乱の時間発展を観測した．図 4.10 に正面からの X 線バックライト及び側面からの X 線バックライトを行うための計測器配置の概略を示す．実験で用いたターゲットには，あらかじめターゲットのレーザー照射面側に正弦波形状の凸凹を加工したターゲットを用いた.

正面からの X 線バックライトの配置では，擾乱のすじに対して平行に設置したスリットを用い，ターゲットの X 線バックライト像を X 線ストリーク・カメラ上に結像した．カメラの倍率は 26 倍であった．正面から X 線バックライトをすることで，RT 不安定性による面密度擾乱の時間発展を観測することができる．バックライト X 線源としては，1.5 keV の X 線を放出する亜鉛プラズマを用いた.

側面からの X 線バックライトでは，二次元 X 線結像系として位相型フレネル・ゾーン・プレート（FPZP）[55] を用いた．結像系の倍率は 18 倍であった．FPZP はこれまでに 2 μm の空間分解能を実証している．X 線 CCD カメラと 100 ps のレーザーを用いたフラッシュ X 線バックライト法を用いることで，擾乱付き臭素化ポリスチレン・ターゲットの X 線バックライト像を露光時間 100 ps の単フレームで観測した．側面からの X 線バックライト法を用いることでターゲット表面の擾乱を直接的に観測することが可能である.

図 4.11 (a) は，22 μm 厚の擾乱付き CHBr-3 をレーザー照射したものを正面から X 線バックライトしたものである．擾乱の波長は 47 μm で初期振幅は 0.3 μm であった．レーザーの照射強度は，フット/メイン・パルスそれぞれ 0.5×10^{12} W/cm^2 及び 0.6×10^{14} W/cm^2 であった．図 4.11 (b) は，ポリスチレン及び臭素化ポリスチレン・ターゲットの面密度擾乱の時間発展である．図中の縦軸は面密度擾乱の増幅率（Growth factor）であり，時間原点（t = 0 ns）はメイ

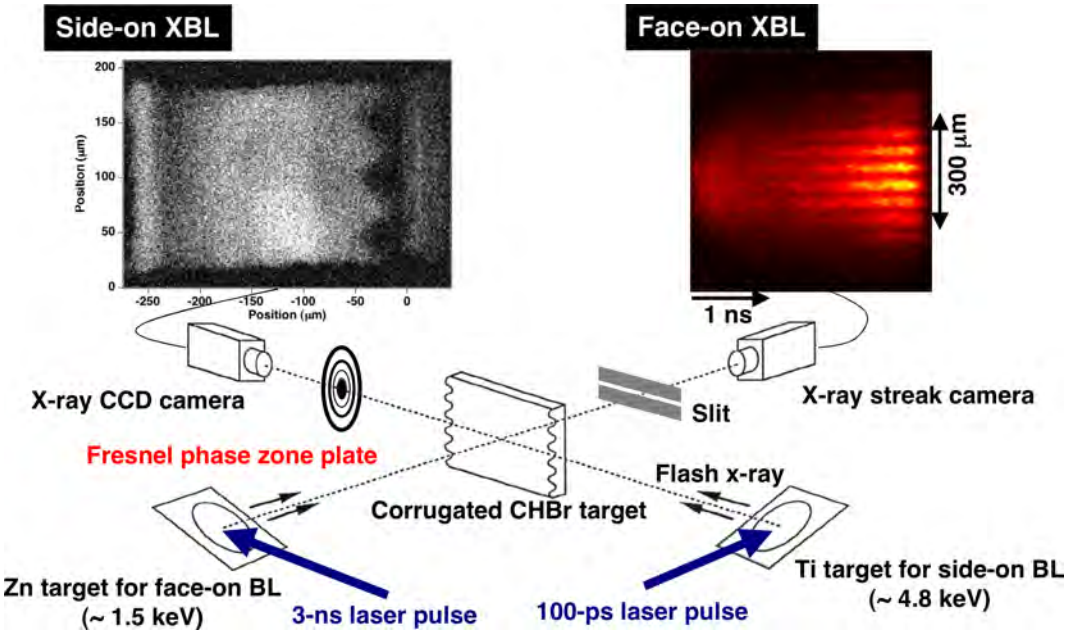

図 4.10　RT 不安定性計測実験における計測器及びターゲット配置図

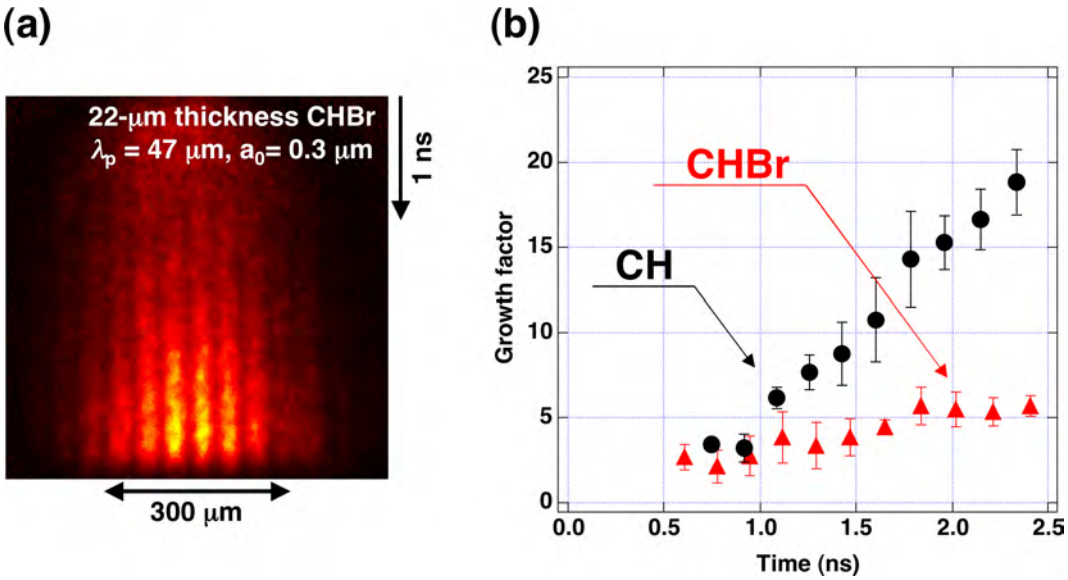

図 4.11　波長 50 μm の擾乱の RT 不安定性の成長計測．(a)Face-on X 線バックライトで計測した面密度擾乱の時間発展．(b) 臭素化ポリスチレン（CHBr）とポリスチレン（CH）での RT 不安定性の成長率の比較．

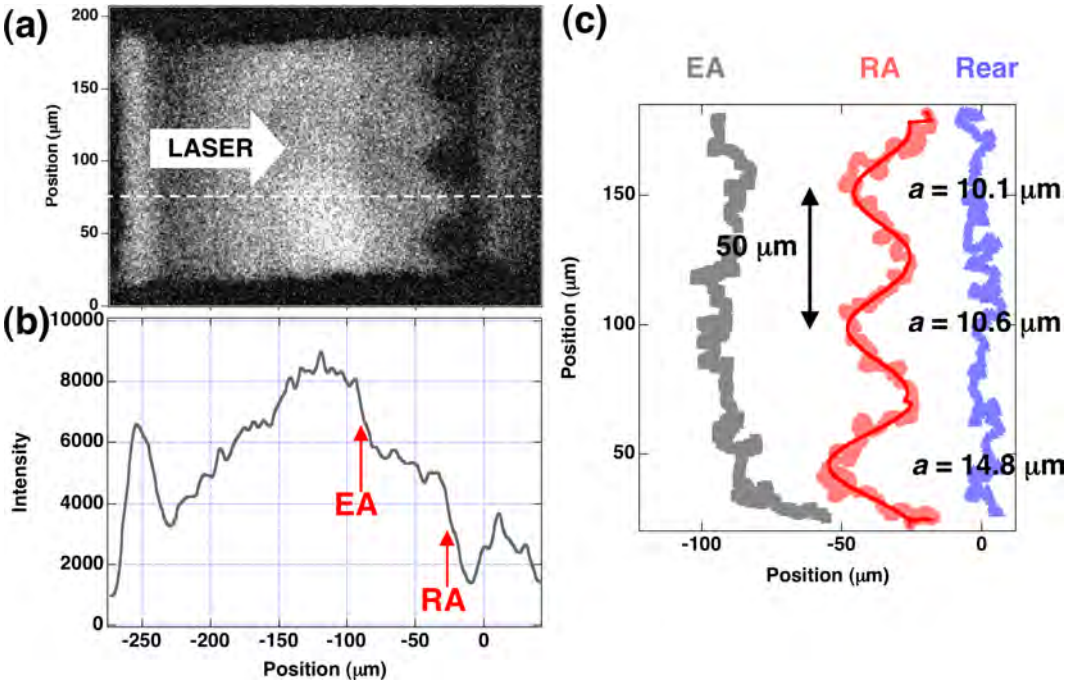

図 4.12　Side-on X 線バックライトにより観測された擾乱．(a)Side-on X 線バックライトと FPZP を用いて観測した $t = 3.5$ ns における擾乱の様子．(b)X 線バックライト像の点線に沿ったプロファイル．(c)X 線バックライト像から求めた電子熱伝導駆動アブレーション面，輻射駆動アブレーション面及びターゲット裏面の等密度線．

ン・レーザーの立ち上がり半値の時刻で定義した．図 4.11 (b) に示される通り，臭素化ポリスチレン・ターゲットを用いた実験結果は，ポリスチレン・ターゲットを用いた結果と比べ明らかに面密度擾乱の成長が抑制されており，高 Z 物質ドープによる RT 不安定性の抑制効果が確認された．面密度擾乱の時間発展の傾きから評価した RT 不安定性の成長率は $1.2 \pm 0.5\ \mathrm{ns}^{-1}$ であった．

図 4.12(a) は，30 μm 厚の擾乱付き CHBr-4 ターゲットを側面から X 線バックライトした画像である．バックライト X 線が発光した時刻は，レーザー照射開始から 3.5 ± 0.2 ns であった．擾乱の波長は 50 μm であり，擾乱の初期振幅は 0.3 μm であった．図 4.12(b) は図中の破線に沿ったライン・プロファイルを示す．電子熱伝導によるアブレーション面及び輻射駆動によるアブレーション面でバックライト X 線強度の明らかなジャンプが観測された．各アブレーション面における等密度線を図 4.12 (c) に示す．輻射駆動アブレーション面における擾乱振幅の平均値はおよそ 11.8 ± 2.6 μm であり，これは RT 不安定性による擾乱の増幅率 39 ± 9 に相当する．

側面からの X 線バックライト計測の結果を用いて，下記の簡単な仮定に基づき RT 不安定性の成長率を評価した．まずターゲット表面の擾乱は，衝撃波がターゲット裏面に到達し希薄波がターゲット表面に到達する時刻（$t = 0.5$ ns）まで成長しない [56] とし，その後 RT 不安定性により成長率 γ で指数関数的に成長するとした．指数関数的な成長はレーザー照射が終了する時刻（$t = 2.5$ ns）または，擾乱振幅 $a(t)$ が飽和振幅 $a_{\mathrm{sat}} = \lambda/10 = 5$ μm に達する時刻まで続くとし，指数関数成長が終了後は成長速度 $da/dt = \gamma a_{\mathrm{sat}}$ または $\gamma a(t = 2.5\ \mathrm{ns})$ で等速成長するとした．以上の仮定で求められた成長率は $\gamma = 1.3 \pm 0.1\ \mathrm{ns}^{-1}$ であり，正面からのバックライトで得られた結果と矛盾しないものであった．

また，図 4.12 (c) を見ると明らかなように，理論及び二次元シミュレーションから予測された通り電子熱伝導駆動アブレーション面では RT 不安定性がほとんど成長せず，ほぼ平坦な形状を有していることが確認された．

擾乱波長が短くなるしたがい，アブレーションによる RT 不安定性の安定化の効果は大きくなる．図 4.13 は擾乱付き臭素化ポリスチレン (a) 及びポリスチレン (b) ターゲットの X 線バックライト像の時間掃引像である．18 μm 厚の臭素化ポリスチレン（CHBr-3）の表面に初期振幅 0.3 μm で波長 25 μm の正弦波擾乱を付けたものを用いた．一方，25 μm

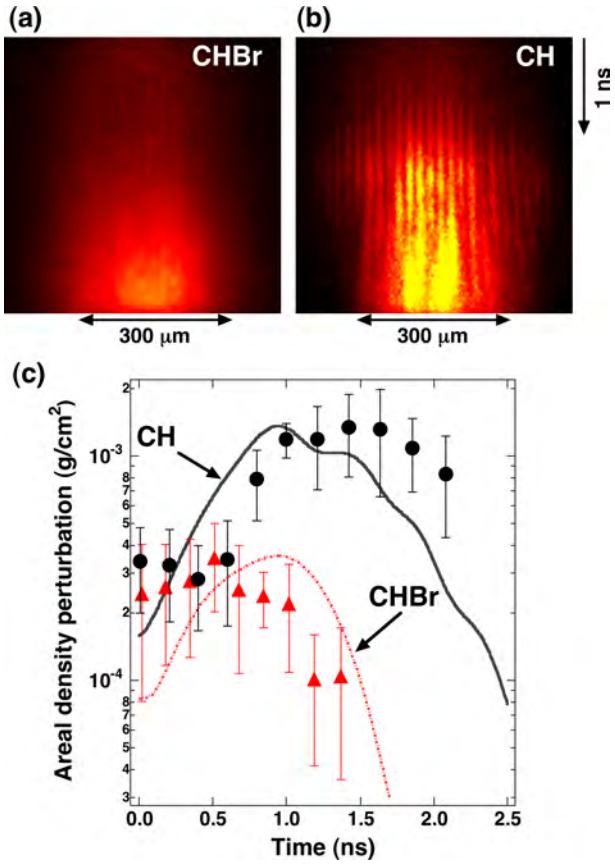

図 4.13　初期擾乱付き臭素化ポリスチレン (a) 及びポリスチレン (b) ターゲットの Face-on X 線バックライト像．(c) 面密度擾乱の時間発展の様子．

厚のポリスチレンの表面に初期振幅 0.2 μm で波長 20 μm の正弦波擾乱を付けたものを参照ターゲットとして用いた．これらの実験におけるフット/メイン・レーザーの照射強度はそれぞれ 1.0×10^{12} W/cm^2，1.5×10^{14} W/cm^2 であった．

図 4.13 (a) に示したように，臭素化ポリスチレン・ターゲットを用いた場合，面密度擾乱による X 線バックライト像のコントラストの時間発展が顕著に抑制されている．ポリスチレン・ターゲットを用いた場合の X 線バックライト像では，非線形 RT 不安定性によるモード間結合などを示唆する変調パターンが観測されるのに対して，臭素化ポリスチレン・ターゲットを用いた場合には非常に滑らかな像が観測されている．RT 不安定性による面密度擾乱の時間変化を図 4.13 (c) に示す．図 4.13 (c) の丸印及び三角印が実験結果を示し，実線及び破線が二次元シミュレーションによる計算結果を示す．ポリスチレン・ターゲットを用いた実験では，2.6 ± 0.3 ns^{-1} の成長率が観測された一方，臭素化ポリスチレン・ターゲットを用いた実験では，我々の計測器の分解能の範囲内では擾乱の成長が観測されなかった．この傾向は二次元シミュレーションでも再現されている．

最後に，現状のシミュレーション・コードでは実験で得られた密度構造を再現できていないため，本研究では RT 不安定性の成長率の実験結果と理論・シミュレーションとの比較は最小限にとどめた．

4.7　輻射エネルギー輸送の計測

透過型回折格子を取り付けた二台の X 線ストリーク・カメラを，レーザー照射面側及びターゲットの裏面側に配置し，レーザー照射された臭素化ポリスチレン・ターゲットのレーザー照射面側及びターゲット裏面側から放射される X 線のスペクトルを同時に観測した．回折格子の格子数は 50 本で，格子間隔は 1 μm であった．観測範囲を制限するた

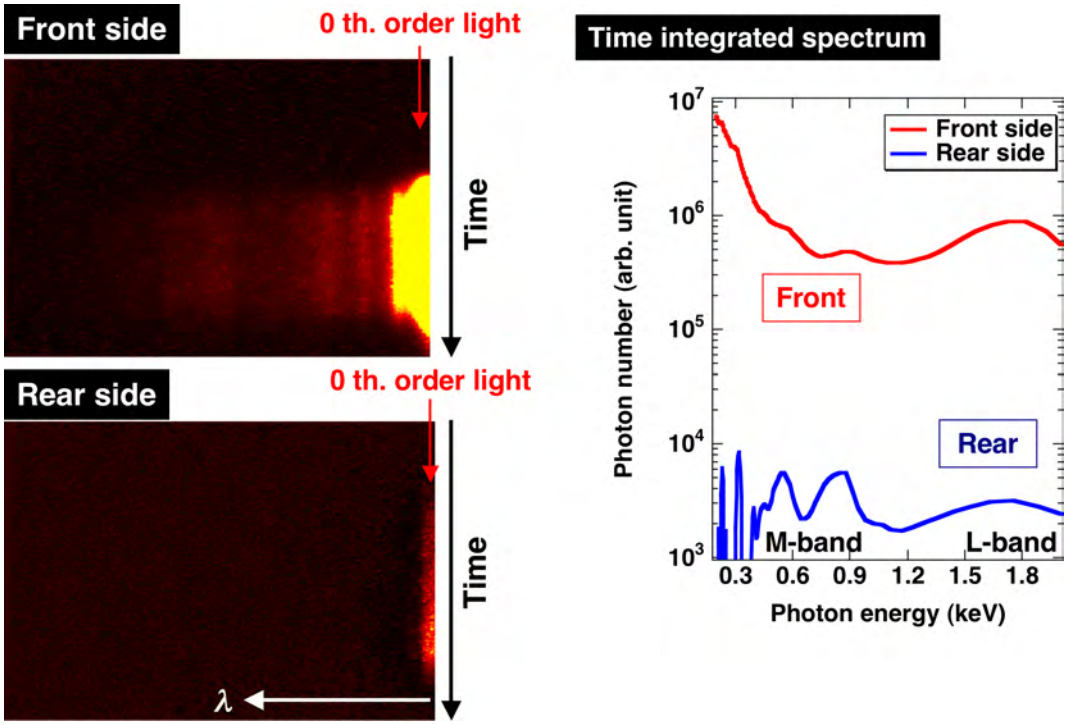

図 4.14　レーザー照射面及び裏面に配置した透過型回折格子で観測された軟 X 線スペクトル．

めに，回折格子とターゲットの間に 200 μm 径のピンホールを設置した．CuI カソードは Au カソードと比べて高い感度を有しているため，ターゲット裏面側に配置した X 線ストリーク・カメラのフォト・カソードには 1300 Å 厚のパリレンに 1100 Å 厚の CuI をコートしたものを用いた．レーザー照射面側に配置した X 線ストリーク・カメラには，1300 Å 厚のパリレンに 300 Å 厚の Au をコートしたものを用いた．ターゲット裏面から放射された X 線の強度は非常に弱く，時間変化を観測することは困難であったため，時間積分したスペクトルを解析した．

図 4.14 は，時間積分したスペクトルを示す．裏面から観測したスペクトルには，0.55, 0.85 及び 1.7 keV の位置にピークが見られる．これらのピークは，照射面側から観測したスペクトルにも見られる．0.55 keV に位置するピークは，臭素イオンの M 殻遷移によって放射されるライン X 線群に相当する．1.7 keV に位置するピークは，臭素イオンの L 殻遷移によって放射されるライン X 線群に相当する．0.85 keV に位置するピークは同定できなかった．

図 4.14 を見れば明らかなように，ピークの構造は照射面側から観測されたスペクトルよりも裏面側から観測されたスペクトルにおいてより顕著である．これはライン X 線のプラズマ中での輸送を正確に取り扱うことが，密度プロファイルなどの詳細な流体物理量を正しくシミュレーションで再現するために必要であることを示唆している．最後に，レーザー照射面側から観測されたスペクトル強度及び裏面側から観測されたスペクトル強度の比から，照射面側から放出された X 線の 99% 以上がターゲット内部で吸収されていることが明らかになった．

4.8　ダブル・アブレーションを用いた点火ターゲット設計

本研究で開発したダブル・アブレーションが点火・燃料ターゲット設計に適用可能であることを実証するために，シミュレーションを用い点火ターゲットデザインを行った．点火実験を行う施設としては，米国の国立点火施設（National Ignition Facility; NIF）を想定し，レーザーエネルギーは 1.8 MJ とした．ダブル・アブレーションによる点火・燃焼ターゲットデザインを行う上で考慮すべきは以下の三点である．

- 核融合点火に必要な爆縮速度の達成
- 輻射による燃料層の先行加熱の抑制
- 内部 RT 不安定性発生の回避

有限なレーザーエネルギーで，点火に必要な爆縮速度を達成するためには，流体力学的結合効率がある一定値以上でなければならない．ダブル・アブレーションの場合，輻射によるエネルギー損失により十分な流体力学的結合効率が得られない可能性がある．ダブル・アブレーションの利点を生かしながら，必要な流体力学的結合効率を達成するターゲットデザインが必要である．

またコロナ・プラズマ領域から放射される高輝度 X 線による燃料層の先行加熱に対しても十分な注意が必要である．先行加熱が存在すると重水素・三重水素プラズマの圧縮率は低下し，燃焼に必要な面密度に達するのに必要なレーザーエネルギーが急激に増大する．有限のレーザーエネルギーで点火燃焼を起こすためには，輻射による先行加熱を抑制するための考慮が必要である．

最後に考慮すべきは，内部 RT 不安定性の発生である．アブレーション面よりも内側に発生した RT 不安定性に対してはアブレーションによる安定化効果は皆無である．アブレーション面よりも内側で特に RT 不安定性が発生しやすい場所は，アブレーターと燃料層の界面である．この界面に密度ジャンプ（外側の密度が低く，内側の密度が高い）が発生すると，古典的な RT 不安定性が成長するため，内部 RT 不安定性の発生を回避することもターゲットデザインを行う上で重要である．

4.8.1　ターゲット設計

ダブル・アブレーションを用いた点火ターゲットは，以下のアイディアに基づいて設計した．

インプリントの抑制　レーザー照射初期にはレーザー吸収面とターゲット表面の距離（スタンドオフ距離）が短いため，照射レーザーの空間的な非一様性がそのままアブレーション圧力の空間的非一様性となり，プラズマ表面に凸凹が発生する．この凸凹は加速相における RT 不安定性の種となる．この現象をインプリントと呼ぶ．本研究で用いたターゲット設計では，米国海軍研究所の実験結果に基づき，ターゲット表面に金の薄い層を設け，レーザー照射初期におけるスタンドオフ距離の増大を図った．金の厚さは 0.1 μm とした．

多層構造による爆縮速度の向上　ダブル・アブレーションを起こすためのアブレーターとしては，臭素化ポリスチレン（$C_{50}H_{47}Br_3$: CHBr-3）を採用した．アブレーターを全て臭素化ポリスチレンにすると十分な爆縮速度が得られない．そこで，ダブル・アブレーションを起こしつつ，輻射によるエネルギーロスを低減させるために，多層構造を採用した．ターゲットは三層構造とした，最適化したターゲット設計は，一番外側に 0.1 μm 厚の薄い金層を設け，外側から順に 15 μm 厚の CHBr-3，13 μm 厚の CH，28 μm 厚の CHBr-3 で構成されている．燃料層は 70 μm 厚の DT 固体層とした．ターゲットの半径は 1750 μm で，内部には密度 0.3 g/cm^3 の DT ガスが充填されている．

本ターゲットでは，加速初期には高 Z 物質をドープしたポリスチレン層がレーザー照射され，ダブル・アブレーション構造を作る．高 Z 物質を含むポリスチレン層は，レーザー照射開始から加速初期にかけて完全に剥離される．加速中期から後期にかけては，ドープしていないプラスチック層がレーザー照射される．プラスチック層は臭素化ポリスチレンがアブレーションしている間に，輻射によって 130 eV 程度まで先行加熱される．130 eV 程度まで加熱されたポリスチレン層は T_R = 130 eV の放射体として作用し，高 Z 物質を含まずとも輻射駆動アブレーション面を維持する一方，レーザー・アブレーションによる輻射損失も減少に寄与するため，流体力学的結合効率が向上する．一番内側の高 Z ドープ・ポリスチレン層は，燃料層が輻射により先行加熱されることを抑制するためのシールドとして働くと同時に，輻射駆動アブレーターとして動作する．また，一番内側の高 Z ドープ・ポリスチレン層の厚さを最適化することで，加速相に置いて常にアブレーターの密度が燃料層の密度よりも

大きくなり，アブレーターと燃料層の界面に発生する古典的 RT 不安定性の成長を回避することが出来る．

4.8.2　レーザーパルス波形の最適化

点火に必要な高い爆縮速度（3 - 4 $\times$ 10^7 cm/s）を得るためには高いレーザー強度が必要となるが，高速電子の発生を許容範囲に抑えるためにはレーザー強度に上限が存在する．波長 0.35 μm の場合，この上限のレーザー強度で決まる最大のアブレーション圧力は 100 Mbar 程度である．他方燃料をフェルミ縮退状態に保つためには燃料のエントロピー増加を抑える必要があり，アブレーション圧力を段階的に 100 Mbar まで上昇させなければならない．圧力パルスの波形としては，連続的に強度を上昇させるもの，階段状に上昇させるもの，離散的なパルスを用い強度を徐々に上昇させるものが考えられる．連続パルスは無数の衝撃波によって燃料を準断熱的に圧縮するものであり，階段状パルスは有限の数の衝撃波で圧縮を行い，離散パルスでは衝撃波は減衰を伴いながら伝搬する．エントロピーの増加は，連続パルスの場合が最も小さく離散パルスの場合が最も大きいが，流体不安定性による擾乱の成長は，連続パルスでは大きく離散パルスでは小さいと予想されている．本ターゲットデザインでは，折衷型である階段型パルスを用いてターゲットデザインを行った．

各階段の圧力はエントロピーの上昇が最小になるように決める．燃料の状態方程式として，初期密度 ρ_0 = 0.213 g/cm^3（液体密度）に対応するフェルミ圧力（0.164 Mbar）を初期圧力 p_0 とする理想気体近似を行う．

比熱比 γ が一定の場合，エントロピー上昇を最小とするには等しい比率で圧力を上昇させればよい．最大圧力を p_N，衝撃波圧縮と同じ密度まで断熱圧縮するのに必要な圧力を p_{ad} としたときのアイセントロープ α_s は $\alpha_s = p_N/P_{ad}$ である．階段一段あたりの圧力比を $\tilde{p}$ それに対応する密度比を $\tilde{\rho}$ とすると N 段の階段パルスによるアイセントロープの上昇は下式のようになる．

$$\alpha_s = \left(\frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}}\right)^N. \tag{4.16}$$

ここで密度比は Rankine-Hugoniot 関係式より，

$$\tilde{\rho} = \frac{(\gamma+1)\,\tilde{p}+(\gamma-1)}{(\gamma-1)\,\tilde{p}+(\gamma+1)}, \tag{4.17}$$

となる．例としてステップ数 N = 5，初期圧力 p_0 = 0.164 Mbar，最大圧力 p_5 = 100 Mbar の場合について計算すると，圧力比 $\tilde{p} = (100/0.164)^{1/5}$ = 3.6，密度比 $\tilde{\rho}$ = 2.0，アイセントロープ α_s = 1.7 となる．このようにアイセントロープを 2 以内に抑えようとするとステップ数は 4 - 5 以上必要になる．

また，階段状パルスのタイミングは各々の立ち上がり部で発生する衝撃波がシェルの裏面に同時に達成するように決める．このようにすることで主燃料部を形成するシェルのアイセントロープは最小となり，ホットスパーク部を形成するガスは最大のアイセントロープを有することになる．

図 4.15 に今回の設計で使用したレーザーパルスを示す．パルス波形は六段の階段状パルスとした．レーザーエネルギーは米国国立点火装置（National Ignition Facility; NIF）を想定し 1.8 MJ とした．低アイセントロープを保ちながら，高いアブレーション圧力を得るために，レーザー強度は 1.3，3.6，13，40，120，360 TW と段階的に上昇させた．レーザー強度が変化する時刻は，全ての衝撃波がほぼ同時にターゲット裏面に到達するように，レーザー照射開始時刻を基準として 5.2, 8.0, 9.3, 10.4, 10.9 ns とした．

4.8.3　一次元流体シミュレーションによる利得計算

図 4.16 に流体シミュレーションコードで計算した爆縮過程の流線図を示す．破線は異なるターゲット物質層の境界を示している．爆縮過程を概観すると，まずレーザー照射直後から金層が遮蔽密度以上の密度を保ちながら外側に向

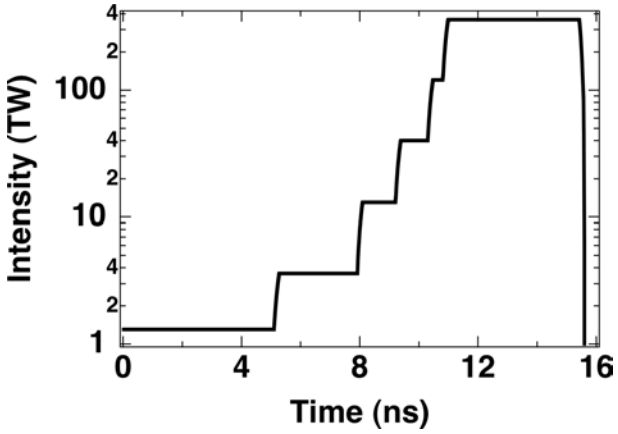

図 4.15　点火ターゲット設計で使用したレーザー・パルス波形．低アイセントロープを保つために六段階段状パルスとした．

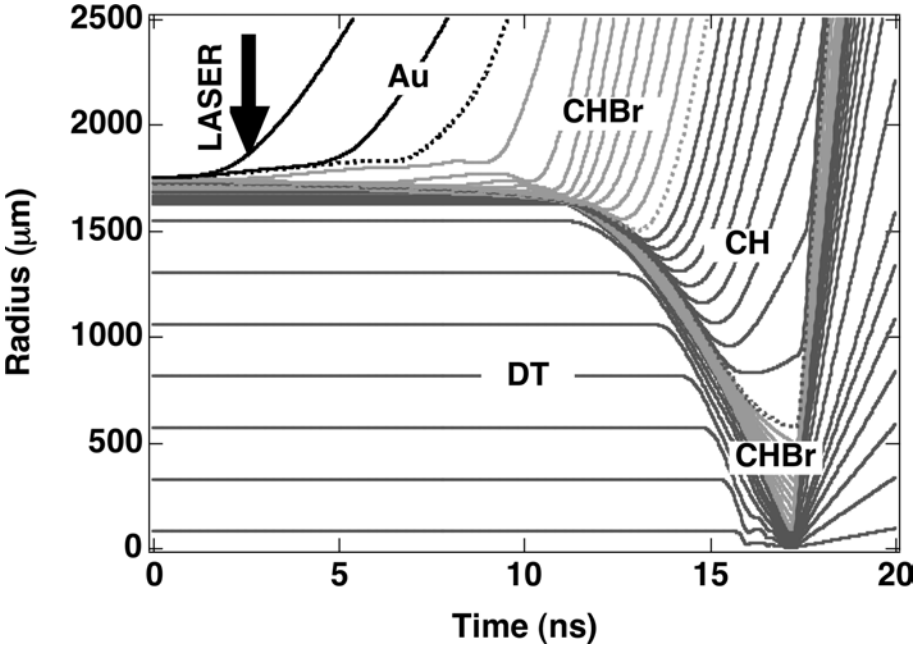

図 4.16　流体シミュレーションコードで計算した爆縮過程の流線図．破線は異なるターゲット物質層の境界を示す．

かって吹き出す．金層にそってレーザー吸収面も外向きに動くため，レーザー吸収面とアブレーション面の距離が大きくなり，レーザー照射初期の照射の非一様性によるインプリントが緩和される．

レーザー強度が 13 TW まで上昇すると，輻射によって形成された低密度臭素化ポリスチレン・プラズマの圧縮が始まる．また同時に金層は完全に剥離され，臭素化ポリスチレンの層のアブレーションが始まる．レーザー強度が次第に増加しながら，臭素化ポリスチレン層のアブレーションは，およそ 13.0 ns まで続く．13.0 ns 以後パルス終了までポリスチレン層がアブレーションされる．

図 4.17 は一次元流体シミュレーションで計算した 14.0 ns における密度構造及び圧力プロファイルである．点線はそれぞれ CH-CHBr 及び CHBr-DT の界面を示している．電子熱伝導アブレーション面における物質はポリスチレンであるにもかかわらずダブル・アブレーション構造が維持されていることがわかる．電子熱伝導アブレーション面と輻射駆動アブレーション面の間に形成されるプラトー・プラズマは，完全に密度一定ではないが，その密度勾配と圧力勾配の

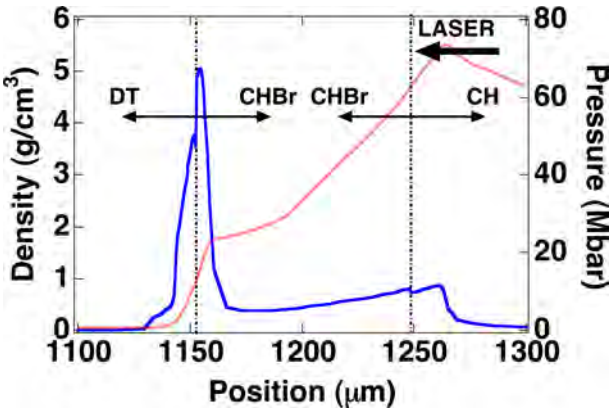

図 4.17　爆縮途上での密度・圧力プロファイル．点線は DT/CHBr 及び CHBr/CH の界面を示す．

向きは等しく，プラトー・プラズマ中での RT 不安定性の成長は起こらないことがわかる．また，アブレーターと燃料層の界面も圧力勾配の向きと密度勾配の向きが等しく，RT 不安定性の成長が起こらない．

最適化されたレーザーパルスと多層構造ターゲットを用いることでダブル・アブレーションを用いた安定爆縮と点火燃焼が可能であり，核融合反応による出力は 41 MJ であった．

4.9　まとめ

1. 高原子番号物質をプラスチックに混入させることで，電子熱伝導アブレーション面と輻射駆動アブレーション面が共存するダブル・アブレーション構造が形成されることを明らかにした．
2. ダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の成長率を評価した．電子熱伝導アブレーション面では，アブレーション密度が通常のアブレーション面の密度よりも一桁程度減少するために，アブレーションによる安定化が強く起こることを示した．輻射駆動アブレーション面では，輻射駆動による質量噴出率の増大とアブレーション面における密度スケール長の伸長及び先行加熱によるアブレーション密度の低下により，RT 不安定性の成長が抑制されることを示した．
3. ダブル・アブレーションによる RT 不安定性の抑制効果を二次元流体シミュレーション及び実験にて実証した．
4. ダブル・アブレーションによる RT 不安定性の抑制手法を用い，点火・燃焼ターゲットを設計した．最適化したレーザーパルスと多層構造ターゲットを用いることで，点火・燃焼が可能であることを一次元流体シミュレーションを用いて実証した．

第 5 章

ガイディング・コーン付き高速点火ターゲットの非対称爆縮に関する研究

5.1　高速点火レーザー核融合

レーザー核融合では，重水素と三重水素の混合体で出来た燃料層とプラスチックなどのアブレーター層で構成された球殻ペレットを球対称に爆縮する．ペレット内部に充填された重水素と三重水素の混合ガスが断熱圧縮されることで，点火温度に達するホットスパークが形成され，そのホットスパーク周囲に高密度の燃料部を同時形成することで点火燃焼が引き起こされる．この従来の方式を中心点火方式と呼ぶ．

ホットスパークを形成するためには球対称性の極めて高い爆縮が必要であるが，爆縮過程でレイリー・テイラー不安定性が発生するために，爆縮の球対称性は破れホットスパーク部と燃料部との乱流混合によるホットスパークの冷却が起こり，現状では点火温度に達するホットスパークの形成には至っていない．断熱圧縮によるホットスパークの形成では無く，高密度な燃料部の一部を外部から追加熱することでホットスパークを形成しようとするのが，高速点火レーザー核融合である．高速点火核融合の利点は，中心点火方式と比べて爆縮の球対称への要求が緩和されること，中心スパークを必要としないため所定の ρR 値を達成するために必要なエネルギーが一桁程度小さくできること及び追加熱レーザーからホットスパークへのエネルギー結合効率が高いため，より小さなエネルギーのレーザーで点火・燃焼が実現できる点である．

追加熱レーザーに要求される性能としては，高密度プラズマが形成されている時間内（圧縮プラズマ中を音波が伝搬するのに要する時間に相当し 100 ps 程度）に点火温度にまで燃料を加熱するために，数 kJ のエネルギーをピコ秒のパルスに含む高強度レーザーが必要になる．

5.2　ガイディング・コーン付き高速点火ターゲット

波長 λ の光は，臨界密度 $n_c = m\pi c^2/e^2\lambda^2$ 以上の密度を有するプラズマ中を伝搬することが出来ない．高密度主燃料プラズマの周りには臨界密度以上の密度を有するプラズマが数百 μm の領域にわたって存在しているため，高密度主燃料部に追加熱レーザーのエネルギーを効率良く到達させることは容易ではない．

高速点火研究の初期では，レーザー光の圧力や自己収束によるプラズマの排斥を利用して，追加熱レーザーの導波路を形成する実験が行われてきたが，高密度プラズマを追加熱するには至っていなかった．そこで新しく考案されたのが，コーン付き球殻ペレットである [7].

コーンをペレットに取り付けることにより，コーン内部にプラズマが進入することを防ぎ，コーン内部をほぼ完全な真空に保つことが出来る．コーン付き球殻ペレットを爆縮すると，コーンの先端付近に高密度プラズマが形成される．高密度プラズマが形成されたタイミングに，追加熱レーザーをコーン内側に入射することで低密度プラズマに遮蔽され

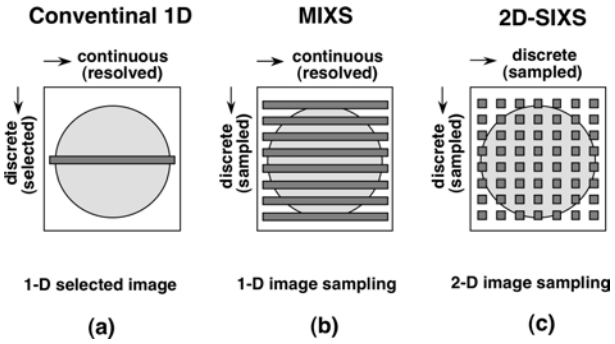

図 5.1　X 線ストリークカメラのスリット・カソードによる二次元画像のサンプリング．(a) 一般的な計測．(b)y 方向の 1 次元画像サンプリング．(c)x, y 方向の二次元画像サンプリング

ることなくコアプラズマを追加熱することが出来る．コーンガイド付き球殻ターゲットを爆縮及び追加熱することで，0.5 keV のプラズマ温度上昇が確認され，加熱効率は 15 - 20% であることが確認されている [8].

コーン付き球殻ターゲットの爆縮では，コーンの立体角に含まれる爆縮用レーザーが照射出来ないため本質的に非対称な爆縮であり，コアプラズマは従来の球対称爆縮とは異なる挙動を示すと考えられる．本研究では，超高速 2 次元 X 線画像計測法を用いて，コーン付き爆縮におけるコアプラズマ及び高温・高密度プラズマの挙動を調べた．

5.3　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

レーザー爆縮により生成される高密度・高温プラズマの挙動を観測するためには，超高速で高空間分解能を有する計測器が必要である．超高速 X 線計測が可能な計測器としては X 線ストリークカメラがあり，1 ps を切る時間分解能を有するものも市販されている．

X 線ストリークカメラでは，光電面として通常スリット・カソードが用いられる．スリット・カソードを用いた X 線ストリークカメラの使用法では空間 1 次元の情報しか得られず，本研究で対象とするような非対称爆縮におけるコア・プラズマの挙動診断には不十分である．そこで，画像サンプリングと X 線ストリークカメラの組み合わせた超高速二次元 X 線画像計測法を用いた [57, 58].

図 5.1 にサンプリングの例を示す．図 5.1 (a) はストリークカメラの一般的な使用法で観測した場合であり，得られる情報は空間一次元に限られる．図 5.1 (b) では二次元観測対象を並行に並べた帯でサンプリングすることで二次元空間情報を得ている．図 5.1 (c) は二次元観測対象を二次元的に配置した点でサンプルすることで二次元空間情報を得ている．本研究では，図 5.1(b) のように帯状に観測対象をサンプリングすることで二次元空間情報を得る MIXS 法（Multi Imaging X-ray Streak camera 法）を用いて，コーン付きターゲットシェル爆縮で生成される非対称コアプラズマの挙動を調べた．

図 5.2 に MIXS 法の原理を示す．MIXS 法では同じ開口径のピンホールを複数，等間隔で空けたディスクを結像系として用いる．このピンホール列をストリークカメラのスリットカソードに対してわずかに傾けて設置する．ピンホール列を傾けることで，光源像はストリークカメラのスリットカソードに対して傾いて結像される．その結果，図 5.2 (a) に示されるように結像された各光源像は，スリットカソードによって互いに異なる場所が帯状にサンプリングされる．図 5.2 (b) は，カソードスリットでサンプリングされた発光をストリークカメラで掃引した模式図である．各時刻毎に掃引像を時間分解能に相当する幅で抜き出し，サンプリング位置に従って並び替えることで図 5.2 (c) に示されるように，時間分解された二次元 X 線画像に再構成することが出来る．

画像再構成については部谷が開発した手法 [59] とほぼ同じであるが，近年のパーソナル・コンピュータの性能向上に伴い，再構成処理を市販のアプリケーション（Mathcad）を用いて机上で行えるようにし，数分程度の処理で再生像

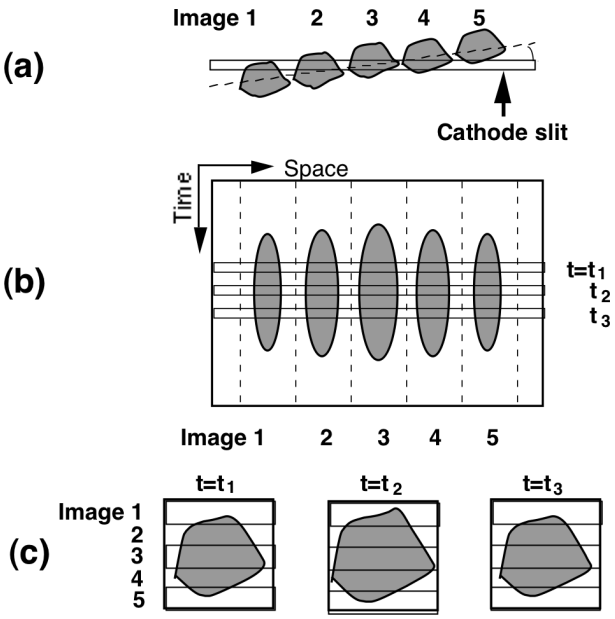

図 5.2　MIXS 法の原理図．(a) わずかに傾けたピンホール列を用いてスリット・カソード上に複数の光源像を結像し，スリット上の異なる位置で光源の異なる位置の信号をサンプリングする．(b) 掃引像を各時刻で抜き出す．(c) 抜き出した信号を並べ替えることで，各時刻における二次元画像を再構成することが出来る．

を動画として出力できるように改良した．以下に再構成プログラム処理について簡単に述べる．

再生パラメータの入力　MIXS 像を再生するために必要なパラメータは，結像ピンホール数，隣り合うピンホールの間隔，掃引方向に画像を抜き出す幅，各サンプル像の空間原点，再構成を始める時間原点，サンプリング間隔である．

ピンホールサイズのばらつきに対する補正　各 MIXS 像はそれぞれ異なるピンホールによって結像されている．ピンホールの開口面積は個々に若干異なるために，各サンプル画像の感度は同一ではない．事前に測定した開口面積を用いて，この感度のばらつきを補正する．

サンプル画像の並べ替え　各時刻においてサンプル像を指定した幅（時間分解能に相当する幅）で抜き出し，抜き出した画像信号の時間掃引方向に沿った平均値を計算する．次に信号強度が時間掃引方向の平均値で，幅がサンプリング間隔に相当する帯を作り，これらの帯を各 MIXS 像のサンプリング位置に従って並べ替える．

画像スムージング　帯状の信号を並べ替えた画像は，帯と帯の間で不連続な構造を有する．このような構造は，物理的に意味がないと同時に画像の見た目を損なう．そこで画像サンプル方向に沿って，帯の幅と等しい間隔で移動平均スムージングを行う．このようにすることで，帯中心の信号強度をスムージングによって失うことなく不連続な構造を除去できる．

画像の出力　再構成画像は映画フィルムのような連続した静止画像として出力されるとともに，動画としても出力される．動画にすることで，静止画像では把握することが難しい動的なプラズマの挙動を容易に把握することが出来る．動画は Quick Time 形式で出力される．

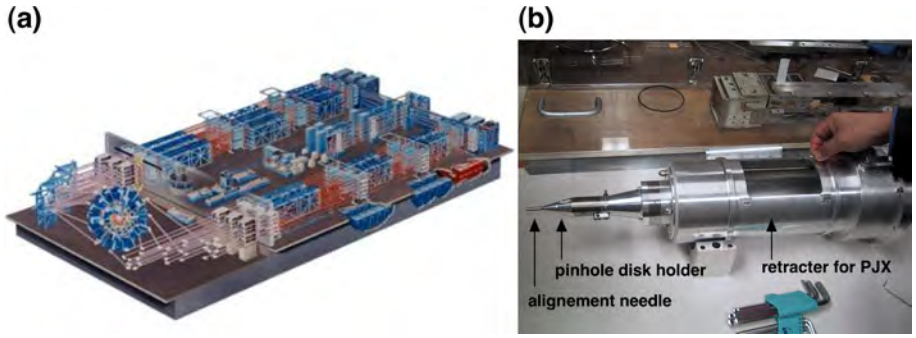

図 5.3　(a)Rochester 大学 OMEGA レーザー装置の鳥瞰図．(b) アラインメント針付き MIXS 用ピンホールディスクホルダー

5.4　ロチェスター大学 OMEGA レーザー装置を用いたコーン付き高速点火ターゲットの爆縮実験

5.4.1　三列ピンホール列を用いた Cyclic MIXS 法

OMEGA レーザー装置では一日単位で実験内容が変更されるため，激光 XII 号実験で行ってきたようなレーザーショットによるピンホール列の位置及び傾きのアラインメント調整 [59] は出来ない．オフラインでの初期調整が極めて重要な役割をはたす．

激光 XII 号における実験では計測器の対向ポートにトランシット（レチクル付きの望遠鏡）を取り付けてピンホール列の初期位置調整を行うが，OMEGA レーザー装置ではアラインメント針を用い，アラインメント針の先端がチャンバー中心に来るように計測器本体を上下左右前後に微調整する．アラインメント針を用いた計測器位置を調整後，計測器を抜き出しアラインメント針を取り外し，再度計測器を真空チャンバー内に挿入する．計測器は専用の収納容器（TIM: OMEGA Ten Inch Manipulator）に入れられ，この容器はレール上に乗せられており，引き出しを開閉するように容易に計測器の出し入れが出来る．しかしながら，計測器の出し入れによって TIM の機械精度 50 μm 程度の計測器の位置ずれが生じる．

更に高エネルギーレーザー照射によって発生するターゲットからのデブリが，ピンホールディスクなどを破損する恐れがあるため，数ショット（本実験では三ショット）毎にデブリ・シールドであるベリリウム板を取り替える必要がある．デブリ・シールドはチャンバー真空容器内に挿入したピンホールディスクの前方にセットするため，交換の際には逐次計測器を真空容器から抜き出し作業する．したがって，デブリ・シールド交換時にも交換前と交換後で TIM の機械精度程度の位置ずれが生じる．

上記の実験運行上の制約に対応するため OMEGA レーザー装置に導入する際にいくつかの改良を加えた．

一つ目は，ピンホールディスクを従来の円盤形から正方形型に変更した．正方形の辺に対してあらかじめ所定の角度傾けたピンホール列を製作した．ストリークカメラのスリットカソードの線とピンホールディスクの辺を並行にすることで，容易にピンホールの傾きを所定の角度に調整することが可能になった．

二つ目はオフラインでのアラインメントの際にレチクル付きのトランシットを導入した．トランシットを用いて，アラインメント針の先端と X 線ストリークカメラのカソード中心を結ぶ軸を出し，この軸に対してピンホールディスクの中心がどの程度ずれているかを計測する．ピンホールディスク中心がこの軸と大きくずれている場合，ずれている方向と距離を運転員に伝え，チャンバー中心から所定量オフセットした位置にアラインメント針の先端を合わせる．幸いなことに，本実験ではこのずれは 100 μm 以下であったため，アラインメント針をチャンバー中心からオフセットした位置に設置する必要は無かった．

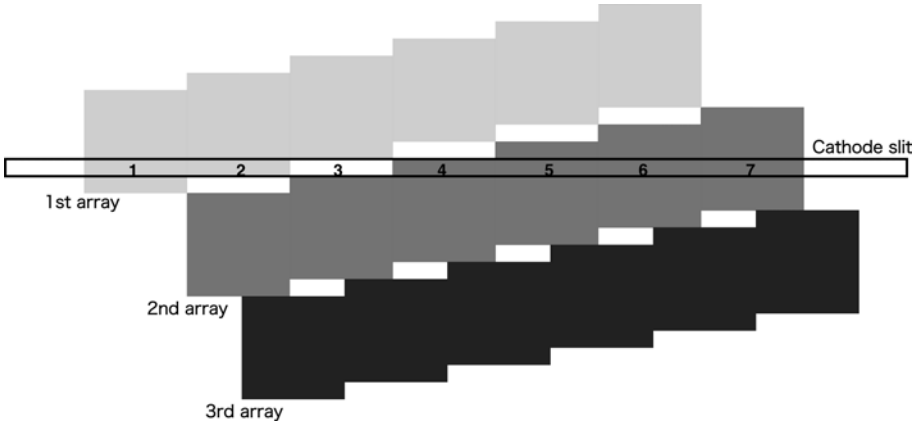

図 5.4　Cyclic MIXS 法の模式図．三列のピンホール列を用いることで，ピンホールのアラインメントがずれても光源全てをサンプリングすることが出来る．

三つ目は三列のピンホール列を用いる cyclic MIXS 法の導入である．三列のピンホール列を用いることで一列ピンホールと比べ，必要とされる初期アラインメント精度が三倍緩和されると同時に，図 5.4 に示したように上下方向にアラインメントがずれた場合にも視野全体を完全にサンプリングすることが出来る．

図 5.4 に 3×6 個のピンホール列を用いた場合の cyclic MIXS 法の模式図を示す．三列のピンホールによって結像された像の位置がカソードスリットに対して上下にずれている場合でも，観測領域を完全にサンプリングすることが出来る．これは OMEGA レーザーでの実験のように，頻繁に計測器の位置がずれる状況で非常に有効である．図 5.4 の場合には上から順にサンプル像を 4, 5, 6, 7, 1, 2 と並べ替えることで画像再構成が可能である．また，ピンホール列が上下どの方向にずれているのかを判断するために，上の段のピンホール列は中段のピンホール列に対してピンホール間距離だけ左にシフトさせており，下段のピンホール列は中段のピンホール列に対してピンホール間距離の半分右にシフトさせている．例えば 2 と 4 のサンプリング像の間隔を調べることで上下どちらにずれているかを容易に判断することが出来る．

5.4.2　大電流 X 線ストリークカメラ (PJX X-ray streak camera)

ロチェスター大学における実験では，大電流 X 線ストリークカメラ（PJX X-ray streak camera）を用いた [60]．PJX ストリーク管はロチェスター大学の Labolatory of Laser Energetics と Photonis (Brive, France) で開発されたものである．ストリーク管は直径 13 cm，長さ 50 cm と大型である．カソードは円柱面に沿って湾曲しており，有効なカソード長は 6 cm である．カソード-アノード管に印加されている電圧は通常 15 kV であり，最大 25 kV まで増加させることが可能である．加速された光電子は収差を最小限に抑えるために四重極を用いて結像されている．蛍光面と 24 mm × 24 mm サイズの背面照射型 CCD カメラは，レンズによるイメージリレーを用いず直接ファイバーカップルされている．CCD カメラのピクセルサイズは 13.5 μm である．装置利得（ストリーク管内での電子一個あたり CCD チップ内で発生する電子数）は 150 であり，SN 比 3 以上で一つの電子を測定することが出来る．ノイズ低減のためにストリークカメラ・システム内にはイメージ・インテンシファイヤーは組み込まれていない．PJX ストリーク管は二つの操作モードを有しており，操作モードは二つの四重極に印加する電圧の極性を変えることで切り替えられる．標準モードではスリットサイズが 60 mm × 0.4 mm であり，12.5 mA の電流まで計測することが出来る．逆極性モードではスリットサイズは 6 mm × 0.09 mm となり，最大電流値で 1.5 mA まで計測可能である．標準モードでは電子結像倍率は空間分解方向に 0.4× で，時間分解方向に 4× である．逆極性モードでは空間分解方向と時間分解方向で倍率が入れ替わる．ストリークカメラは OMEGA レーザー装置の TIM に装着できるよう設計されており，装置容器内にはストリーク管と

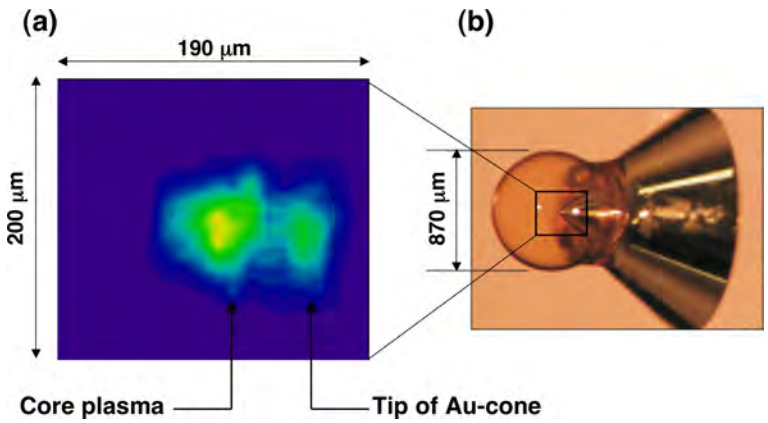

図 5.5　(a)　コーン付きプラスチックシェルの爆縮コアプラズマの X 線自発光像．(b)　実験で用いたコーン付きプラスチックシェルの写真．左がコアプラズマからの発光であり，右がコーン先端からの X 線発光である．

水冷式 CCD カメラが納められている．電源，コントローラ，通信回路なども全て装置内に組み込まれている．

PJX ストリーク管の時間分解能は計算上 5 ps であるが，時間掃引方向へのスリット像の広がり及び光電子の初速度分布により 10 ps 前後に制限される．カソード面における点広がり関数は，標準モードで 125 μm に対して逆極性モードでは 18 μm である．本実験では大型カソードを有する PJX を用いることで広い観測視野を実現した．

5.4.3　コーン付き高速点火ターゲット爆縮による非対称プラズマの形成

実験で用いたターゲットはプラスチックシェルであり，直径はおよそ 1000 μm，シェル厚およそ 25 μm であった．内部にプラズマ診断用の 5 気圧の D_2 もしくは D^3He のガスが充填されているターゲットと，ガスを充填していないターゲットを用いた．ターゲット表面にはガス抜け防止用に 0.1 μm 厚のアルミニウム層が蒸着されている．ターゲットには広がり角 70 度の金製のコーンが取り付けられている．図 5.5 にコーン付きプラスチックシェルの写真及び爆縮コアプラズマの X 線自発光像を示す．

レーザーパルスは半値幅 1 ns のフラットトップの矩形波であり，レーザー波長はガラスレーザーの三倍高調波 0.35 μm である．全 60 本のレーザービームのうち，35 本のレーザービームをターゲット爆縮に用い，15 本のビームをバックライト X 線発生に用いた．レーザーエネルギーは爆縮ビームが合計 12 kJ，バックライトビームが合計 6 kJ であった．バックライト計測のバックライト X 線源としてはバナジウム・プラズマ ($h\nu$　5.5 keV) もしくは鉄プラズマ ($h\nu$　7 keV) を用いた．

MIXS に用いたピンホールは 3 列 × 19 個である．ピンホール列の間隔は 190 μm で，同じ列の隣り合うピンホールの間隔は横に 200 μm で縦に 10 μm であった．ピンホール径は 11 ± 1 μm であった．尚，各ピンホールの径及び形状はターゲットショットの前に光学顕微鏡で観察・記録し，画像再構成の際にはピンホール面積の違いによるサンプリング画像の計測感度の違いを補正している．結像系の倍率は 12 倍であり，観測視野は 200 μm × 190 μm である．

X 線フィルター兼ブラスト・シールドとして 300 μm 厚のベリリウムを用い，X 線ストリークカメラの光電面としてベリリウム基板に KBr（臭素化カリウム）を蒸着したものを用いた．光電面の分光感度及び X 線フィルターの分光透過特性を考慮すると，本実験で用いた計測システムは 2 keV 以上の X 線を観測している．結像系及び光電面の空間分解能で決まる連続方向の空間分解能は 15 μm であり，サンプリング方向の空間分解能は 20 μm である（サンプリング間隔は 10 μm）．時間分解能は 13 ps であるが，MIXS 画像の再構成は 10 ps 刻みで行い，約 100 フレームの時間分解・二次元空間分解 X 線画像を取得した．再生画像は映画フィルムのような連続する静止画像列及び動画として出力した．

図 5.6 に D_2 ガスが充填されたコーン付きプラスチックシェルの爆縮プラズマの X 線自発光像を示す．時間は左上か

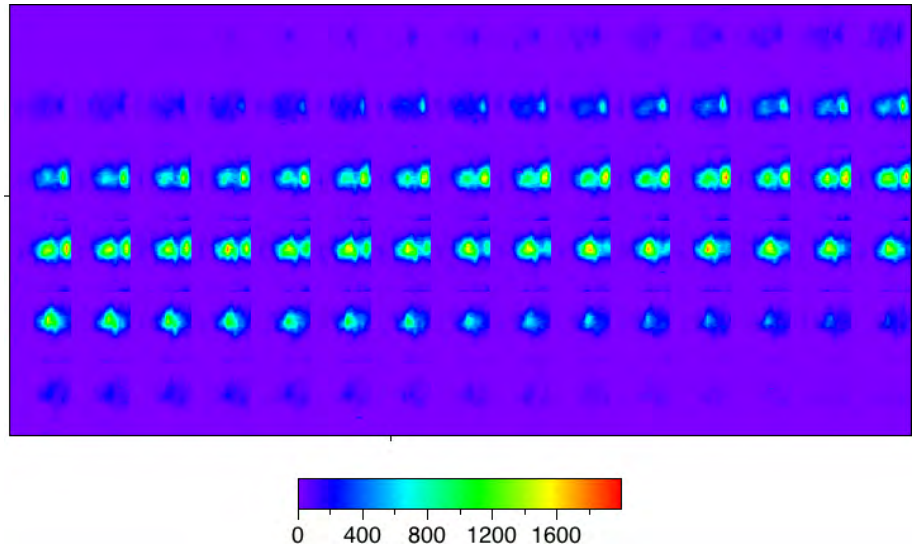

図 5.6　ガス充填コーン付きプラスチックシェル・ターゲットの爆縮コアプラズマの X 線自発光像．時間は左上から右に向かって右下まで流れている．各フレームの露光時間は 13 ps で，フレーム間隔は 10 ps である．

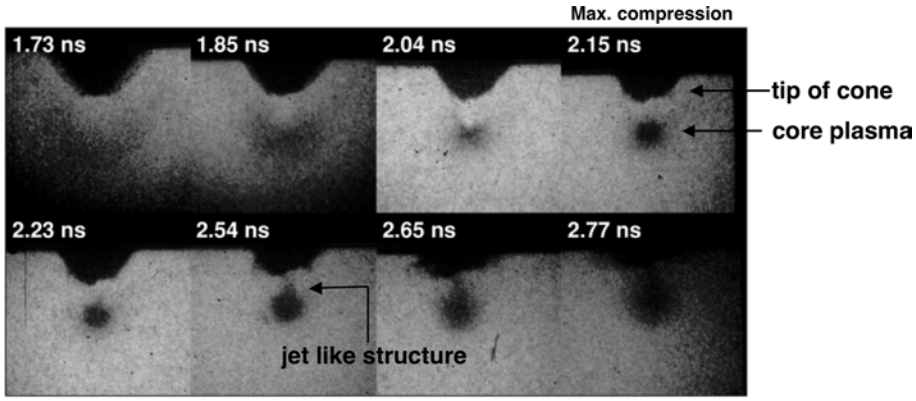

図 5.7　ガス充填コーン付きプラスチックシェルの爆縮プラズマの X 線バックライト像．時間がたつにつれてコーン先端が変形する様子が観測された．

ら右に向かって右下まで流れている．各フレームの時間間隔は 10 ps であり，各フレームの露光時間は 13 ps である．発光の時間変化を見ると，爆縮コアプラズマの発光以前にコーン先端が加熱され発光が始まっていることがわかる．その後遅れて爆縮プラズマからの X 線発光が始まっている．爆縮プラズマの形状に着目するとその形状は円形ではなく非対称な釣り鐘型の形状をしている．

図 5.7 に，同条件で取得されたコア・プラズマの X 線バックライト像を示す．バックライト X 線源はバナジウム（$h\nu$ = 5.5 keV) であり，ピンホールカメラで結像したバックライト像をフレーミングカメラ（時間分解能 30 ps/フレーム間隔 110 ps）を用いて記録したものである．コーン先端が著しく変形している様子及び，非対称な馬蹄形高密度プラズマが形成されていることが見て取れる．最大圧縮後，爆縮圧力の非一様性によって高密度プラズマからジェットがコーン先端に向かって吹き出している様子も観測されている．

ガス充填ターゲットでは，シェルプラズマがターゲット中心に到達する以前に，充填ガス中を伝搬する衝撃波がターゲット中心で衝突し高温プラズマが生成される．高温・高圧プラズマはレーザー照射による圧力が存在しないコーン側に向かって吹き出す．このように発生した衝撃波がコーン先端に衝撃することで，コーン先端は急激に加熱され X 線

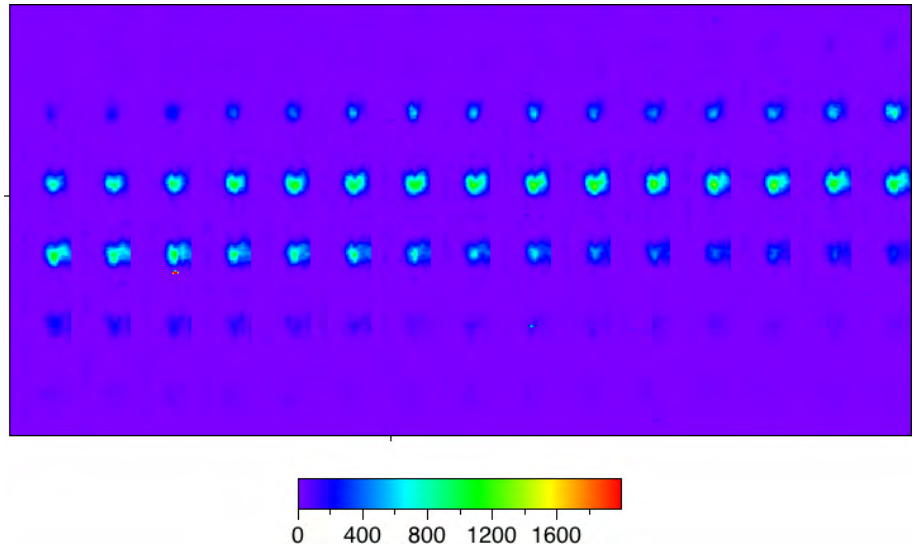

図 5.8　ガス無しコーン付きプラスチックシェル・ターゲットの爆縮コアプラズマの X 線自発光像．時間は左上から右に向かって右下まで流れている．各フレームの露光時間は 13 ps で，フレーム間隔は 10 ps である．

発光が開始されると考えられる．バックライト像を見ると明らかに，プラズマの最大圧縮以前にコーン先端の変形が始まっており，この変形は衝撃波の衝突によって引き起こされていると考えられる．

尚，バックライト像から求められた最大圧縮時におけるプラズマの面密度は 60 - 80 mg/cm^2 であった．面密度は粒子計測（D^{3}He 核反応によって発生した高速プロトンの高密度プラズマ中でのエネルギー損失から面密度を計算）でも同等の値が得られている．一方，一次元球対称爆縮を仮定したシミュレーションにより予測される面密度は 150 mg/cm^2 であり，実験で得られた値はシミュレーション予測の約 50% であった．実験では爆縮過程における流体力学的不安定によって到達面密度が低下していると考えられる．コーン付き爆縮で到達する面密度を二次元流体シミュレーションを用いて計算すると 200 mg/cm^2 であり，球対称爆縮で到達される面密度よりも大きい．これは高温プラズマがコーンに向かって流れるためにホット・スポットが形成されず，結果として球収縮率が上昇すると考えられる．

図 5.8 にガスが充填されていないコーン付きプラスチックシェル・ターゲットの爆縮コアプラズマの X 線自発光像を示す．ガスが充填されていないターゲットでは，最初に爆縮コアプラズマからの X 線発光が観測され，その後コーン先端からの X 線発光が起こっている．ガスが充填されていないターゲットの爆縮過程では，高密度プラズマ形成に先行する衝撃波の生成が起こらず，高密度プラズマが形成された後，爆縮圧力の非一様性に起因するプラズマジェットがコーン先端に衝突していると考えられる．コアプラズマの自発光像はガス充填ターゲットと比べて明らかに小さく，高温プラズマ発光とコーン先端は密接している．

以上，ターゲット内での充填ガス有無の比較実験から，ガス充填されたシェルの場合，シェルプラズマの衝突に先行してガス中を伝搬する衝撃波が発生し，この衝撃波がコーン先端に衝突していることが明らかになった．衝撃波によるコーン先端の破壊は，追加熱レーザーの導波路というコーンの役割を損なうため，高速点火核融合にとって望ましくないと考えられる．シェル内部の残留ガスによるコーン先端の破壊を防ぐためには，絶対零度温度近くまでターゲットを冷却し，シェル内部の DT ガスの蒸気圧を低下させることが望ましい．したがってコーン・シェルにおいては，従来考えられている三重点での DT 固体燃料層の形成法よりも，極低温下でフォーム層を用いて DT 燃料層を形成する「フォーム浸潤法」が適していると考えられる．

二次元流体シミュレーションでも，衝撃波によるコーン先端の破壊や，非対称爆縮による到達面密度の向上及び最大圧縮後のプラズマジェットの形成などが再現されており，今回実験で得られた成果は，今後のコーン付きターゲットの最適化によって有用である．

5.5　まとめ

1. ロチェスター大学オメガレーザー装置に高速二次元 X 線画像計測技術（MIXS 法）を導入した．X 線ストリークカメラとしては大電流 X 線ストリークカメラを用い，本手法が爆縮プラズマのダイナミクスを観測する上で有効であることを実証した．
2. Cyclic MIXS 法の導入及びトランシットを用いたオフラインでのアライメント手法など OMEGA レーザー装置の実験運行に即した改良を行い，OMEGA レーザー装置における MIXS 法の調整手順及び画像再構成法を確立した．
3. ターゲット内部にガスを充填したターゲットと充填していないコーン付きターゲットを爆縮し，内部に充填されたガスが爆縮の減速層で衝撃波となりコーン先端を破壊していることを初めて見いだした．コーン先端の破壊を抑制するために低密度フォームを用いた極低温下での DT 固体燃料層の形成が有効である可能性を指摘した．

第 6 章

結論

本研究ではレーザー核融合において重大な問題である流体不安定性による点火条件の破断を克服すべく，流体不安定性物理の解明とその抑制に関連した実験研究，ガイディングコーン付き非対称爆縮に関する研究を行った．

第 1 章「レーザー核融合に関わる研究課題」では，レーザー核融合の原理と研究の現状及び実現の為の課題について要約し，本研究の意義を述べた．

第 2 章「高空間・時間分解 X 線画像診断技術の開発」では，本研究で用いた X 線バックライトに関する議論の後，高空間分解能かつ高時間分解能を同時に実現するために開発した X 線半影カメラ及び高倍率 X 線スリットカメラをフラッシュ X 線バックライトまたは X 線ストリーク・カメラと組み合わせた計測器について詳説した．

1. 原子物理及び過去の実験結果をもとに，本実験で必要とする X 線源を選択した．
2. 高空間分解能を有する一次元 X 線半影カメラの開発を行った．計測画像中のノイズについて定量的なモデルを構築し，半影画像が再生可能な条件を明らかにした．
3. X 線画像検出器としてイメージング・プレートを導入した．レーザープラズマ X 線源のようなパルス X 線に対してもイメージング・プレートが十分な線形性を有することを確認した．またイメージング・プレートと X 線半影カメラを組み合わせることで再生画像のクオリティーが向上することを実証した．
4. 時々刻々と変化するプラズマ構造を連続的に観測するために X 線半影ストリークカメラを開発した．X 線半影ストリークカメラでは，広ダイナミックレンジ X 線ストリークカメラを導入するとともに，ノイズに対する耐性の高い遺伝的アルゴリズムを用いたヒューリスティックな半影画像再生法を導入した．原理実証実験を行い，空間分解能 6 μm が達成できることを実証した．
5. プラズマ流体運動を観測する手法として高倍スリット結像法を開発し，高倍スリット結像法を用いることで流体運動を詳細に計測できることを実証した．

第 3 章「レーザー駆動プラズマの密度構造計測によるアブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性物理の解明」では，Side-on X 線バックライト法を用いたプラズマ密度計測技術の開発と，本技術を用いて初めて観測されたプラズマ密度構造について議論した．また本研究の成果によって初めて可能になった，実験に基づいたアブレーティブ・RT 不安定性モデルの検証を行った．

1. レーザー駆動ターゲットの密度構造計測手法として，X 線半影カメラと Side-on X 線フラッシュ・バックライト法を組み合わせた手法を開発し，バックライト X 線の波長選択・ターゲット表面擾乱の影響・ターゲットプラズマの横方向への膨張について検討を行った．
2. 開発した手法を用いてレーザー駆動ターゲットの密度構造計測を行った．電子エネルギー輸送として Flux-limitted Spitzer-Harm 近似を用いたシミュレーション結果及び Fokker-Planck 方程式を用いたシミュレーション結果と実験結果を比較した．両者の差は小さく，両者とも実験結果を再現することが明らかにした．

3. 実験にて計測した密度構造（ピーク密度及び密度スケール長）と質量噴出率及び加速度を修正高部式に代入し，実験で観測した RT 不安定性の成長率との比較を行った．短波長擾乱及び長波長擾乱領域では，Betti らが求めた $\beta = 1.7$ という値で実験結果が説明できることが明らかになった．一方中波長領域では，現在のモデルに含まれていない安定化効果が存在する可能性が示唆された．

第 4 章「輻射エネルギー輸送制御によるダブル・アブレーション構造の形成とレイリー・テイラー不安定性の抑制」では，低原子番号物質であるプラスチックに高原子番号物質をわずかに混ぜることで形成されるダブル・アブレーション構造について説明し，ダブル・アブレーション構造を利用した RT 不安定性の抑制技術についてその詳細を議論した．

1. 高原子番号物質をプラスチックに混入させることで，電子熱伝導アブレーション面と輻射駆動アブレーション面が共存するダブル・アブレーション構造が形成されることを明らかにした．
2. ダブル・アブレーション構造中での RT 不安定性の成長率を評価した．電子熱伝導アブレーション面では，アブレーション密度が通常のアブレーション面の密度よりも一桁程度減少するために，アブレーションによる安定化が強く起こることを示した．輻射駆動アブレーション面では，輻射駆動による質量噴出率の増大とアブレーション面における密度スケール長の伸長及び先行加熱によるアブレーション密度の低下により，RT 不安定性の成長が抑制されることを示した．
3. ダブル・アブレーションによる RT 不安定性の抑制効果を二次元流体シミュレーション及び実験にて実証した．
4. ダブル・アブレーションによる RT 不安定性の抑制手法を用い，点火・燃焼ターゲットを設計した．最適化したレーザーパルスと多層構造ターゲットを用いることで，点火・燃焼が可能であることを一次元流体シミュレーションを用いて実証した．

第 5 章「ガイディング・コーン付き高速点火ターゲットの非対称爆縮に関する研究」では高速点火レーザー核融合用ターゲットとして注目されているガイディング・コーン付き球殻ターゲットの爆縮実験を行い，従来の球対称爆縮とは異なるコア・プラズマ及び高密度・高温プラズマの挙動を高速二次元 X 線画像技術を用いて観測した結果について議論した．

1. ロチェスター大学オメガレーザー装置に高速二次元 X 線画像計測技術（MIXS 法）を導入した．X 線ストリークカメラとしては大電流 X 線ストリークカメラを用い，本手法が爆縮プラズマのダイナミクスを観測する上で有効であることを実証した．
2. Cyclic MIXS 法の導入及びトランシットを用いたオフラインでのアライメント手法など OMEGA レーザー装置の実験運行に即した改良を行い，OMEGA レーザー装置における MIXS 法の調整手順及び画像再構成法を確立した．
3. ターゲット内部にガスを充填したコーン付きターゲットと充填していないターゲットを爆縮し，爆縮の減速層で内部に充填されたガスが爆縮の衝撃波となりコーン先端を破壊していることを初めて見いだした．コーン先端の破壊を抑制するために低密度フォームを用いた極低温下での DT 固体燃料層の形成が有効である可能性を指摘した．

以上の成果により，直接照射レーザー核融合において重大な障壁の一つである RT 不安定性の物理解明及びその抑制に関する有益な成果が得られた．ガイディング・コーン付き高速点火ターゲットによる点火・燃焼実験を進める上で重要な知見を得た．本論文の成果がレーザー核融合の実現及び関連物理/技術の多方面への波及に寄与するならば，著者にとって望外の喜びである．

付録 A

次世代半導体リソグラフィー用レーザー生成極端紫外光源プラズマの開発

A.1　半導体リソグラフィーと極端紫外光源

近年になってレーザー生成プラズマから放射される高強度電磁波放射の幅広い応用が展開され始めている．例えば生体や電子素子のラジオグラフ [61]，固体物性研究における短パルスプローブ [62]，そして半導体製造における光リソグラフ [63, 64] などが挙げられる．中でもプラズマ放射極端紫外線（Extreme Ultra-Violet; EUV）を用いたリソグラフ技術は，半導体集積回路の超微細化におけるキーテクノロジーの一つとして今大きな注目を浴びている．

光リソグラフィーとは光を用いてマスクに描かれた回路パターンを縮小投影し，半導体ウェハ上に転写・焼き付ける技術である．半導体集積回路の線細化は，3 年で 0.7 倍というペースで進んでおり（ムーアの経験則），今後もこのペースを維持するためには半導体製造技術の革新が不可欠である．光リソグラフィーで転写可能なパターンの細かさは，レイリーの式に従い露光波長に依存する．年々線細化する集積回路の製造に対応するために，縮小投影露光システムで用いられる光源は KrF レーザー（波長 248 nm）から ArF レーザー（193 nm）へと，その短波長化への歩みを進めてきた．現在は ArF レーザーによるリソグラフィーを用いた 90 nm ノード集積回路製造が行われている．ArF レーザーに続く光源としては F_2 レーザーが候補としてあげられているが，歪みの少ない大口径蛍石レンズの製作に難があり計画の変更が検討され始めている．ArF，F_2 レーザーに続くリソグラフィーに利用可能な光源が存在しないため，一気に光源波長 13 - 14 nm 帯に移行しようとするのが EUV リソグラフィーである．現在，線幅 50nm 以下の次世代半導体プロセスへ向けた EUV リソグラフ技術の開発に熾烈な国際競争が繰り広げられている．

光源に対する要求仕様値は大手半導体素子供給企業や製造装置の協議により半年ごとに更新されており，現在（2004 年 12 月）のところ，中心波長 13.5 nm 2% 帯域で，繰り返しレート 10 kHz 以上のパルスで，光源取り出し部での EUV パワーが 115 W 以上必要とされている [65]．中心波長が 13.5 nm に選ばれたのはリソグラフシステムにおいて使用される光学系として Mo/Si 多層膜反射鏡が採用されているからである．光源プラズマから光取り出し部までの光伝達効率はおおよそ 30% 程度であるため，光源プラズマ自体からは実に 300 W 以上もの出力値が要求されていることに相当する．このような大出力化に加え，プラズマからは様々なデブリ（プラズマ粒子や周辺ターゲット，電極などから放出される微粒子の総称）が飛散するため，周辺の EUV 光学素子や排気装置などを汚染，あるいは破壊が引き起こされる．EUV 光源の高出力化とともにデブリ発生メカニズムの解明とデブリ発生及びデブリによるミラー損傷の抑制が極めて重要な研究課題として認知されている．

A.2　EUVL 光源開発の研究課題

EUV 光源開発においては次のような研究課題がある．

クリーンで高出力 EUV 光源開発のためのデータベースと理論モデルの構築　EUV 光源の実用化にはプラズマの最適条件を明らかにする必要がある．このためターゲットやレーザー照射条件など幅広いパラメータ領域に対して EUV 出力，スペクトル形状，各遷移の遷移波長，原子過程及び放出デブリ特性などの実験データベースを整備し，状態方程式や原子モデルを含む放射流体コードの改良に活用する．実験データでベンチマークされた高精度放射流体シミュレーションコードを用いることで，最適 EUV 光源を生成するための条件を予測することが可能になる．

先進ターゲットの開発　EUV リソグラフシステムにおいてターゲット技術は重要である．これまでも固体，ガスパフ [66]，クラスター [67]，液滴 [68] などが提案されてきたが，これらに加え，低密度ターゲット [69] や水溶液 [70] なども提案されており，クリーンで高効率な光源の開発研究が必要である．

高平均出力レーザー技術　現在，EUV 光発生に必要とされている駆動レーザーはパルス幅数 ns，パルスあたりのエネルギー数 J，レーザー波長 0.5- 10 μm，繰り返しレート 10kHz，平均出力 5kW 以上である．このようなレーザーを実現するための技術基盤研究も開始されている．

本研究では EUV 放射プラズマの最適化とデータベース構築のための実験研究を行った．特に本研究で対象とするのは，EUV 放射プラズマのオパシティー構造とオパシティー制御による EUV 変換効率の向上及び EUV 放射プラズマからのイオンデブリ放出特性の解明である．

13.5 nm 帯の EUV 光を放射する遷移としては，Li^{2+} の 1s-2p 遷移，O^{4+} の 2s-4p 遷移，Sn^{8+} から Sn^{13+} の 4d-4f 遷移，Xe^{10+} の 4d-5p 遷移が知られている．Li 及び O からの EUV 光は先鋭な輝線スペクトルであるのに対し，Sn 及び Xe からの EUV 光は 11 - 14 nm の範囲内に無数の輝線スペクトルが重なって構成される UTA (Unresolved Transition Array) スペクトルである．Li は 13.5 nm を強く放射するものの窒素と激しい化学反応を引き起こすため，ターゲットとして選択する際には周辺部品の腐食に対する注意が必要である．同様に O はチャンバー内に配置される多層膜ミラーを酸化し，反射率の低下を引き起こす可能性があるため，ターゲットとして選択するには周辺部品の酸化を考慮する必要がある．

現在のところ，Sn 及び Xe がターゲットとして有力視されている．Sn は 13.5 nm にピークを有する放射スペクトルを有しており，入射レーザー・エネルギーから EUV エネルギーに変換される割合（変換効率）が高く，レーザーに要求される出力を緩和することが出来るが，プラズマから飛散するデブリが集光ミラーを汚染することが大いに危惧されている．Xe は 11 nm にピークを有する幅広いスペクトルを有しており，Sn と比べると変換効率が低い．しかしながら希ガスであるため周囲に配置されるミラーなどの汚染が小さいと期待されており，光源の長寿命化の観点から有力視されている．

最初に激光 XII 号レーザーで生成した球対称 EUV 放射プラズマ実験について述べ，次に EUV 放射プラズマ（Sn）のオパシティー実験とレーザーパルス幅による EUV 放射プラズマ中でのオパシティー効果の制御について述べ，最後に EUV 放射プラズマから放出されるイオンデブリについて述べる．

A.3　激光 XII 号実験を用いた EUV 放射実験

これまでの EUV 放射プラズマ研究では J-級シングルビームレーザーが用いられてきた [71, 14]．そのため，ターゲット表面方向に沿ったプラズマ膨張や熱伝導によるエネルギー散逸が実験結果に大きな影響を及ぼしていたと考えられる．このような二次元効果に加えて，高温プラズマの周辺に存在する中性あるいは低電離プラズマが高温部を覆い発生 EUV 光を吸収するため，観測された EUV スペクトルは見かけ上異なったものとなり，一次元流体コードとの比較や理論解析のための標準データとして採用するには問題があった．このような問題を除去するため，激光 XII 号レーザーの 12 ビーム照射により球対称プラズマを生成し，EUV 変換効率のレーザー照射強度依存性を調べた．

ターゲット材料として Sn を用いた．これは Sn が波長 13 - 14 nm あたりに強い EUV 放射ピークがあることに加え，

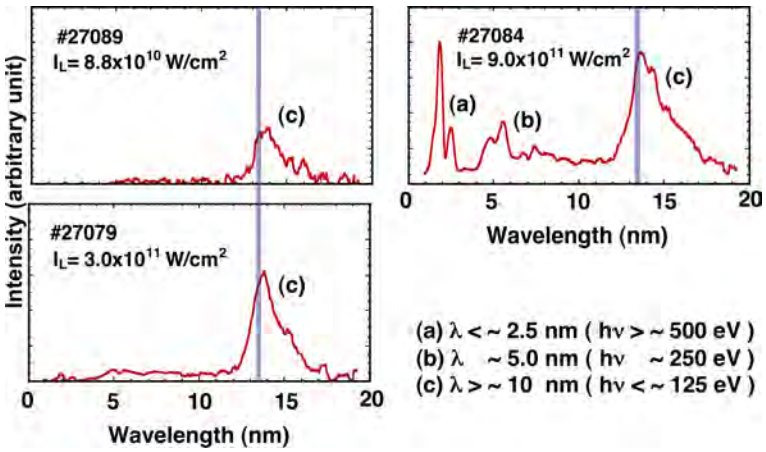

図 A.1　透過型回折格子を用いて観測した Sn プラズマからの EUV 放射スペクトル．照射強度が増加するにしたがってプラズマ温度が上昇し短波長 X 線が放射されるため，入射レーザーエネルギーから 13.5 nm 光への変換効率が低下する．

今後の研究の展開として考えられる EUV 放射領域の温度・密度計測に対して，ターゲットの薄膜化や多層化にも適した材料であるからである．

実験に用いたのは固体プラスティックあるいはガラス球をベースに厚さ 1 μm の Sn をコーティングしたものである．レーザー照射強度を幅広く変化させるため，基板球の直径は 300 - 2000 μm とした．コート厚さ 1 μm が EUV 放射に十分な厚みであることは予備実験により確認している．

使用レーザーは激光 XII 号 12 ビームで波長は 1.053 μm である．レーザー波形は，半値幅 1.2 ns のガウス型であった．レーザーエネルギーとターゲット直径を適当に組み合わせることで，レーザー照射強度を 5×10^{10} - 1×10^{12} W/cm^2 と変化させた．レーザー照射強度の不均一性は 20% 以下であった [72].

EUV 放射は 2 つの分光器で観測した．一つは透過型回折分光器である．直径 50 μm ピンホールに 1000 本/mm の透過型回折格子をもった分散素子 (TG) を用いた．ターゲットから 119 mm の位置に直径 50，100，200 μm のピンホールを設け被観測光源領域を制限した．レーザー照射強度に応じてこれらピンホールの何れかを使うことにより光量調整し，観測波長範囲が 1 - 20 nm，波長分解能は 0.3 nm 以上を得た．出力スペクトル画像は絶対値較正した背面照射 CCD カメラにより記録した．第二の分光器は斜入射分光器である．これは球面金コートミラー，スリット，1200 本/mm の不等間隔回折格子 [73] から構成されており，出力画像は背面照射型 CCD カメラないしはX線ストリークカメラにより撮像した．波長分解能は 0.06 nm 以上であった．TG-CCD カメラによる絶対スペクトル計測に加え，市販されている EUV 絶対較正カロリーメータ E-mon を用いた．このカロリーメータは Zr フィルター，Mo/Si 多層膜反射鏡 (2 枚)，EUV フォトダイオードから構 成されており，13.5 nm を中心に帯域幅 3 - 4% にのみ感度を有する単色検出器である．E-mon で測定されたエネルギーは，斜入射分光器で得られた EUV スペクトル形状と E-mon の分光感度特性を考慮して，2% 帯域のエネルギーに変換した．このシステムの絶対感度は放射光を用いて測定されている．測定精度は公称 3% である．

EUV 放射の一様性を確認するため，ピンホール （直径 20 μm)，Zr フィルター，Mo/Si 多層膜反射鏡（1 枚)，背面照射 CCD カメラから構成される EUV 単色ピンホールカメラを用いてプラズマ画像を観測した．微細メッシュのシャドウ像から確認した空間分解能は 30 μm 以下であった．透過型回折分光器で得た時間積分スペクトルの結果を図 A.1 に示す．レーザー照射強度は 9×10^{10}，3×10^{11}，9×10^{11} W/cm^2 であった．発光スペクトルは主として 3 つの帯域から構成されていることが判る．HULLAC コードによる計算との比較から [74]，短波長側 1-3，4-7nm 帯域に見られる成分はそれぞれ主量子数 $n = 4$ ないし $n = 5$ から $n = 3$ への，また $n = 5$ ないし $n = 6$ から $n = 4$ への遷移に起因する

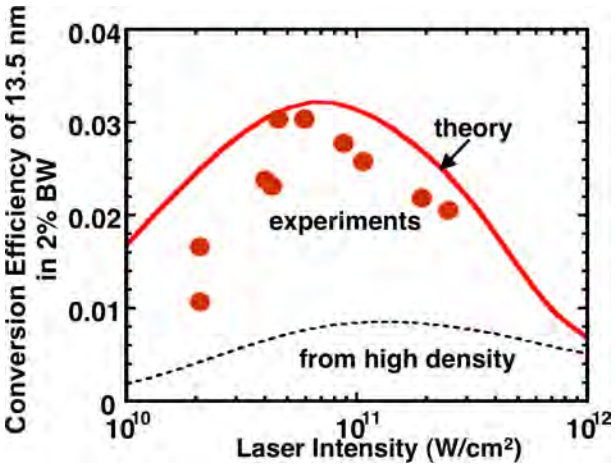

図 A.2　入射レーザーエネルギーから 13.5 nm (2% BW) 光への変換効率のレーザー照射強度依存性．およそ 5 × 10^{10} W/cm^2 で最大変換効率 3% を達成する．

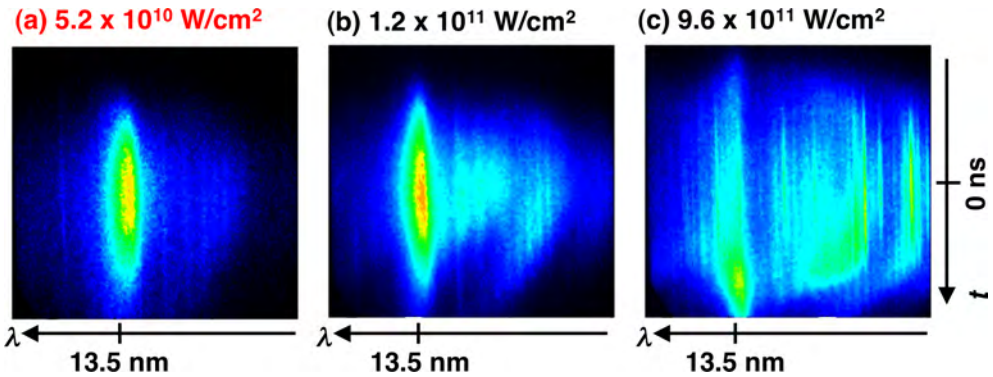

図 A.3　時間分解 EUV 放射スペクトル．最適照射強度 (a) で生成したプラズマからの 13.5 nm 放射履歴はパルス幅に追従するのに対して，高い照射強度 (b) で照射したプラズマからはレーザー照射後半において再結合により 13.5 nm 放射が観測される．

ものであると同定できる．また，12-17 nm 帯域にみられる発光スペクトルは $\Delta n = 0$ （主として 4d-4f 遷移）に起因するものである．図から判るように，レーザー照射強度の増大に伴い，12-17 nm 帯域光に対し，短波長側 1 - 3 nm，4 - 7 nm 帯域の発光成分が相対的に成長している．この結果，13.5 nm 光は比較的低いレーザー照射強度で高い変換効率を示す．

図 A.2 はレーザー照射強度に対する 13.5 nm 光 2% 帯域における変換効率の実験値を示したものである．レーザー照射強度が 0.6 - 1× 10^{11} W/cm^2 近傍で最大値を示し，レーザー照射強度の増大に伴って 13.5 nm 光への変換効率は低下する．図中の曲線は理論的に導いたパワーバランスモデルの結果である．Spitzer らの平面ターゲットを用いた結果では最大変換効率を与える照射強度は 1 × 10^{11} W/cm^2 近傍であり，おおむね今回の結果と一致しているが，細かく比較すると今回の測定結果はやや低い照射強度に最大変換効率がある．これは球状プラズマであるため，二次元効果が除去されていること，照射の均一性が高いこと，などに起因しているものと推定している．Spitzer らはレーザースポット径の増大に伴い変換効率は増加し，スポット径が約 400 μm 以上でないと安定した変換効率が得られないと指摘していること，また，放射角度分布計測を実施していないので絶対変換効率そのものを示していないことに注意しておく．

レーザー照射強度の増大に伴い，変換効率が減少する様子は時間分解分光計測の結果に顕著に見られる．図 A.3 は斜入射分光器と X 線ストリークカメラを用いて観測した時間分解 EUV 放射スペクトルである．比較的低強度の場合

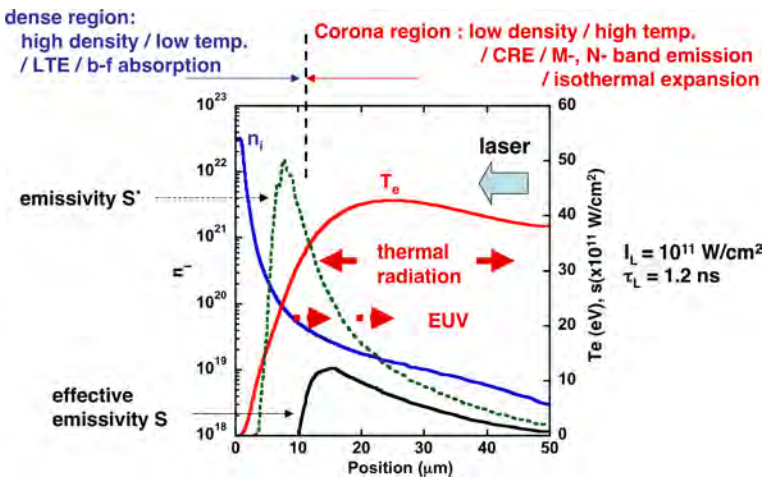

図 A.4　一次元輻射流体シミュレーション・コード（STAR）を用いて計算した EUV 放射プラズマの密度（青実線）・温度構造（赤実線）及び吸収効果を無視した EUV 放射能（緑点線）と自己吸収を考慮した実効的な EUV 放射能（黒実線）の空間分布.

は 13.5 nm 光の発光履歴がほぼレーザー波形を追従しているのに対して，照射強度 9×10^{11} W/cm^2 では発光ピークはレーザーピークの後に現れる．これは，レーザー照射強度が 1×10^{12} W/cm^2 近傍ではプラズマ温度が上昇しすぎて Sn イオンのイオン化が過度に進んだ結果，13 -14 nm EUV への変換効率が低下し，レーザー照射後半の時間において再結合過程による EUV 放射が見られているものと解釈している．

A.4　EUV 放射プラズマのオパシティー構造と EUV 放射効率の関係

A.4.1　EUV 放射プラズマ中での EUV 吸収効果

Sn プラズマは EUV 放射効率が高いため，EUV 光源プラズマとして最も有力視されているが，同時に Sn プラズマは EUV 吸収能も高いため，プラズマ中での自己吸収効果を考慮しながら照射レーザー波長及びパルス幅を最適化しなければならない．これらの最適化を左右するのが，EUV 放射プラズマのオパシティー（吸収能）構造と絶対値である．本節では激光 XII 号レーザーを用いたオパシティー構造の絶対計測実験及び，オパシティー計測に基づいた EUV 放射プラズマの最適化について議論する．

図 A.4 は，砂原らが開発した一次元輻射流体シミュレーション・コード（STAR）[75] を用いて計算した EUV 放射プラズマの密度・温度構造及び吸収効果を無視した EUV 放射能の空間分布と自己吸収を考慮した実効的な EUV 放射能の空間分布である．自己吸収効果を考慮しなければ密度の比較的高い領域（イオン密度 $n_i \sim 10^{20}$）は高い EUV 放射能を有するが，この領域のプラズマは EUV 吸収能も高いうえに，高密度領域から放射された EUV 光はプラズマ表面に到達するまでに吸収されてしまうために，実際にプラズマ表面から放出される EUV 光はプラズマ表面近傍の低密度プラズマから放射される EUV のみである．実験でも主に低密度高温のコロナプラズマから，EUV 光が放射されているのが確認されている．自己吸収効果を考慮したパワーバランスモデルによると，Sn プラズマの場合，およそ 40 - 50 eV でイオン密度 10^{18} cm^{-3} の高温・プラズマが最大変換効率を示すことがわかっている [77].

A.4.2　EUV 放射プラズマのオパシティー計測実験

EUV 放射プラズマの最適条件を左右するオパシティー構造の絶対計測を激光 XII 号を用いて行った．空間的に一様な温度・密度構造を有するプラズマを形成するための加熱源として，レーザー加熱した金キャビティーから放射される

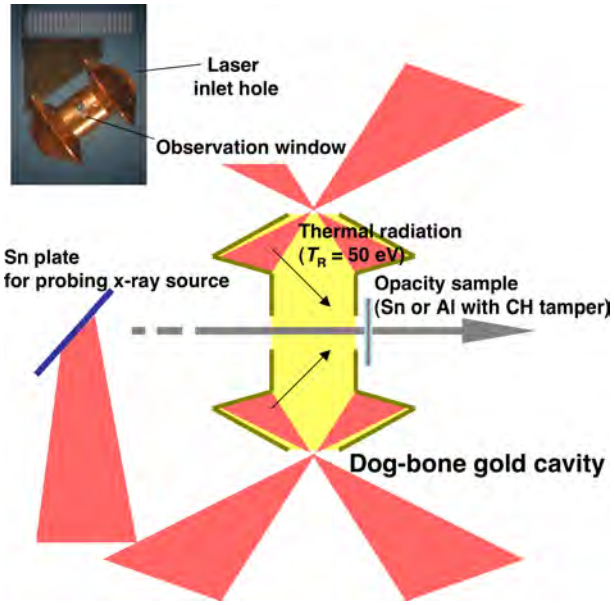

図 A.5　オパシティー観測実験で用いたドッグボーン・キャビティーの写真と実験配置模式図.

黒体輻射 X 線を用いた．図 A.5 に実験配置の模式図とターゲット写真を示す．金キャビティーは犬が銜える骨の形に似ていることから「ドッグ・ボーン・キャビティー」と名付けた．キャビティーの両端には，レーザー導入用の穴が空けられており，各レーザー導入口から各三ビームずつレーザーが入射される．レーザーのエネルギーは一ビームあたりおよそ 60 J であり，パルス幅は 500 ps である．レーザーによって加熱されたキャビティー壁から X 線が放射され，放射された X 線はキャビティー内部を吸収・加熱・再放出を繰り返しながらキャビティー中央部に到達する．キャビティー中央部の側面には観測穴（200 μm × 200 μm）が二つ互いに向き合うように空けられており，観測穴の片方にオパシティー・サンプルが貼り付けられている．

オパシティーサンプルは，0.06 μm 厚 Sn または温度計測用の 0.16 μm 厚 Al を 0.11 及び 0.12 μm 厚の二枚のプラスチック（CH）でサンドウィッチしたものである．黒体輻射 X 線によって，サンプルは X 線伝搬方向に一様に体積加熱される．両端に配置した CH はタンパーとして働き，加熱 X 線入射方向に密度勾配が発生するのを抑制し，温度・密度の均一性の高いプラズマを生成することを可能にしている．

キャビティー側面に貼り付けられたオパシティー・サンプルはキャビティーからの黒体輻射 X 線によって加熱され，加熱されたサンプルは観測窓を通して X 線バックライトされる．キャビティーから放射される X 線を透過型回折格子を用いてスペクトル分解計測し，スペクトル形状及び輝度と Stefan-Boltzmann の関係式から輻射温度を算出した．図 A.6 に入射レーザーの全エネルギーとキャビティー X 線の輻射温度の関係を示す．輻射温度はレーザーエネルギーの 1/4 乗則に従っており，本実験でオパシティー計測を行った条件では T_R = 50 eV であった．バックライト X 線源ターゲットとしては金・タングステン・スズを試し，輝度及びスペクトル形状を考慮してスズ・プラズマをバックライト X 線源として採用した．

キャビティー X 線により加熱されたオパシティーサンプルからは自発光 X 線が放射される．またキャビティー内に充満する金プラズマもバックライト X 線源として寄与する．したがって，Sn サンプルのバックライト計測で観測されたスペクトルには，バックライト X 線によるバックライト・スペクトルとキャビティー X 線によるバックライト・スペクトル及びサンプルプラズマからの自発光スペクトルが重畳した信号である．

したがってオパシティー構造を絶対計測するためには，最低でも下記の四ショットを必要とする．一番目のショットでは，オパシティーサンプルのバックライト・スペクトルを計測する．この信号は，バックライト X 線によるサンプル

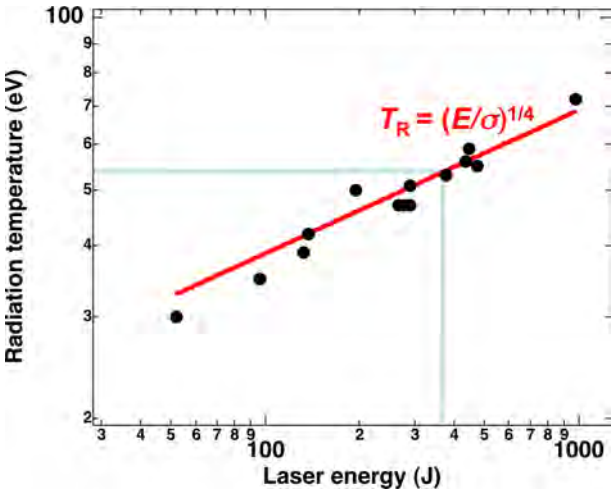

図 A.6　全入射レーザー・エネルギーとキャビティーの放射温度との関係．本研究における全レーザー・エネルギー 360 J では，輻射温度はおよそ 50 eV である．

のバックライト・スペクトルとサンプル自身の自発光スペクトル及びキャビティー X 線によるサンプルのバックライト・スペクトルを含む．次のショットではバックライト X 線を使わずオパシティーサンプルからの自発 X 線光スペクトルのみを計測する．オパシティーサンプルの自発光スペクトルは，サンプル自身の自発光スペクトルとキャビティー X 線によるサンプルのバックライト・スペクトルを含む．つまり，オパシティーサンプルのバックライト・スペクトルからオパシティーサンプルの自発光スペクトルを引き算することで，オパシティーサンプルの純粋なバックライト・スペクトルを得ることが出来る．これがオパシティーの絶対値を算出するための分子となる．

続いて，三番目のショットではサンプルをサンドウィッチしている CH のみのバックライト・スペクトルを計測する．これはバックライト X 線による CH のバックライト・スペクトルと CH プラズマ自身からの自発スペクトル及びキャビティー X 線による CH プラズマのバックライト・スペクトルを含む．最後の四番目のショットでは，バックライト X 線を用いずに CH プラズマからの自発光スペクトルを計測する．プラスチック・プラズマの自発光スペクトルは，CH プラズマ自身の自発スペクトル及びキャビティー X 線による CH プラズマのバックライト・スペクトルを含む．つまり，CH プラズマのバックライト・スペクトルから CH プラズマの自発光スペクトルを引き算することで，CH プラズマの純粋なバックライト・スペクトルを得ることが出来る．これがオパシティーの絶対値を算出するための分母である．

以上のプロセスを経て計算したオパシティー構造を図 A.7 に示す．輻射流体コード及び詳細原子コードから予測されるプラズマの温度は 30 eV であり，密度は固体密度のおよそ 1/300 程度である．計測されたオパシティー構造は 13.5 nm 近傍で強い吸収を有しており，16 nm 及び 18.5 nm 近傍にもピーク構造を有している．この特徴は詳細原子コード「HULLAC」でもおおよそ再現されており，このオパシティー計測結果を用いることで，今後詳細原子モデルのベンチマーク及び改良が進むものと期待される．温度 30 eV のスズプラズマの 13.5 nm 光に対する質量吸収係数 μ は $\mu = 5.4^{+1.6}_{-1.0} \times 10^4$ cm^2/g であることが実験から求められた．

A.4.3　オパシティーの EUV 放射スペクトルへの影響

Sn ターゲットの初期ターゲット厚を変えながら EUV 放射効率及び EUV 放射スペクトルを測定することで，レーザー生成 Sn プラズマの光学的厚さがこれらに与える影響を評価することが出来る．ターゲットは 10 から 1000 nm 厚の Sn をプラスチック球殻の上にコートしたものを用いた．プラスチック球の直径は 500 μm であり，球殻の厚みは 7 μm である．レーザー照射強度は最適強度の 1.0×10^{11} W/cm^2 とし，集光スポットサイズは 500 μm で固定した．レー

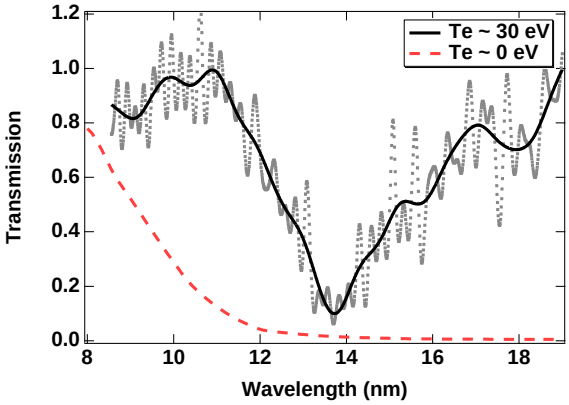

図 A.7　実験で観測されたスズ・プラズマのオパシティー構造．実線はおよそ 30 eV のスズプラズマのオパシティー構造であり，破線は常温のスズターゲットのオパシティー構造である．プラズマでは 13.5 nm 近傍に強い吸収構造が見られる．また 16 nm 及び 18.5 nm 近傍にも吸収構造が見られる．

ザー波長は 1.064 μm で，パルス幅は 10 ns であった．

入射レーザーエネルギーから 2π の立体角に放出される 13.5 nm の 2% 帯域内の光に変換される効率は，Jenoptik 社の EUV カロリーメータ（E-mon）を用いて計測した．EUV カロリーメータの信号から変換効率を算出する際には，EUV カロリーメータの分光感度，放射 EUV 光のスペクトル，EUV 放射の方向分布を考慮した．

図 A.8 に EUV 変換効率の Sn ターゲット厚依存性を示す．丸点が実験結果であり，破線は簡易モデルに基づいたフィッティング曲線である．簡易モデルでは，空間的に一様な密度 ρ を有する一次元膨張プラズマを仮定した．更に，プラズマの単位質量から放射される 13.5 nm (2% BW) のエネルギー ζ 及びプラズマの 13.5 nm 光に対する質量吸収係数 μ は，プラズマ中で一定・一様と仮定した．プラズマ表面を空間原点にとり，空間座標の軸を表面に垂直にとり，プラズマの深さ方向を正とする．すると x から $x+dx$ の領域に存在するプラズマから放射される 13.5 nm の出力は単位面積あたり $exp(-\mu\rho x)\zeta\rho dx$ で与えられる．したがって EUV 変換効率 η は下式で与えられる．

$$\eta = \frac{\int_0^d \exp(-\mu\rho x)\,\zeta\rho dx}{I_{\mathrm{L}}\tau_{\mathrm{L}}} = \frac{\frac{\zeta}{\mu}\left[1-\exp(-\mu\rho d)\right]}{I_{\mathrm{L}}\tau_{\mathrm{L}}}, \tag{A.1}$$

ここで d はプラズマの厚さであり，ρd は Sn ターゲットの初期面密度と等しい．I_L 及び τ_L はレーザー強度及びパルス幅である．

図 A.8 に示される通り，厚さ 30 nm までターゲット厚を薄くしても EUV 放射効率の低下は起こらない一方，30 nm 以下の厚みでは EUV 放射効率の低下が起こる．ターゲット厚 30 nm 以上で EUV 変換効率に変化が見られない理由は二つある．一つは 30 nm より深い Sn ターゲット層からの EUV 発光は，その前方に存在するプラズマによって吸収されるためであり，もう一つは本実験条件では 40 nm より深い Sn 層は十分プラズマ化されないためである．対して 30 nm 以下で EUV 放射効率が低下する理由は，アブレーション厚 40 nm に比べてターゲット厚が薄いために，入射レーザーエネルギーの一部しか Sn 層の加熱に寄与しないためである．

図 A.8 のフィッティング曲線から求められた質量吸収係数及び EUV 放射能はそれぞれ $\mu = 1.67 \pm 0.22 \times 10^5$ cm^2/g, $\zeta = 2.07 \pm 0.25 \times 10^6$ J/g であった．極めて簡単なモデルに基づいた計測であるが，得られた質量吸収係数はオパシティー計測実験で得られた値とファクター 2 程度で一致している．

図 A.9 (a) に厚さの異なる Sn ターゲットから放射された EUV スペクトルを示す．ターゲット厚さはそれぞれ 10, 20, 30 nm であった．図から明らかなように，Sn ターゲット厚が増加するにしたがって，スペクトル幅が広がり，同時に 13.5 nm の放射ピークの形状が平坦化することが観測された．

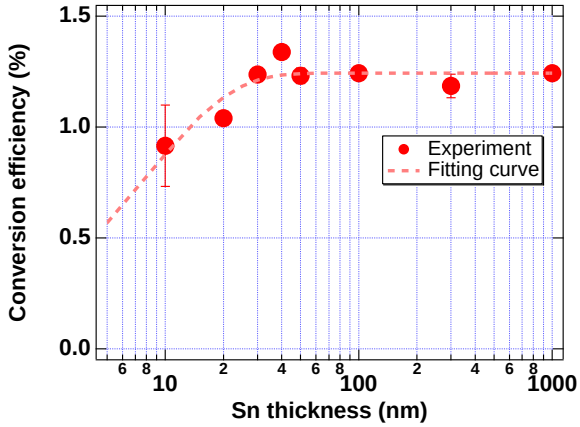

図 A.8　Sn ターゲット厚さと EUV 放射効率の関係．10 nm の初期厚は加熱領域の厚さよりも薄いために，EUV 変換効率が低い．EUV 放射に最低限必要な Sn ターゲット厚さは 30 nm である．破線は簡易モデルに基づいたフィッティング曲線である．

異なる厚さの Sn ターゲットから放射された EUV スペクトル間で差を取ることにより，ある特定の深さ領域に存在する Sn 原子から生成されるプラズマの EUV スペクトルへの寄与を明らかにできる．初期にそれぞれ 0 - 10, 20 - 30, 30 - 50 nm の深さ領域に存在する Sn 原子が放射する EUV 放射スペクトルを図 A.9 (b) に示す．プラズマから放射される 13.5 nm 光は大半は 20 nm 以下の浅いターゲット領域に存在する Sn 原子から放出される．一方 20 -30 nm のターゲット深さに存在した Sn 原子が放出する EUV スペクトル形状は広く，かつ 13.5 nm 近傍に深い吸収構造が現れる．この広いスペクトルは二成分で構成される．13.5 nm よりも短波長の EUV 光は，多電子励起状態にある 8 価から 13 価の Sn イオンの $4d$ - $4f$ 遷移によって放出される．原子核周りの束縛電子が複数励起されたイオン中の束縛電子は電場をより強く感じるため，一電子励起イオンから放出される電磁波よりも高エネルギー（短波長の）電磁波を放射する．

一方長波長側の発光はオパシティー広がり及びによると考えられる．光学的に厚いプラズマから放射されるスペクトルのピーク輝度は黒体輻射輝度に制限されることで，見かけ上スペクトル幅が広がる現象でる．また光学的に厚いプラズマを 13.5 nm の光が吸収・再放出を繰り返しながら伝搬する際に，徐々にそのスペクトルが平坦化することによっても長波長光の放射が起こる．多電子励起状態にあるイオンの存在率はプラズマの密度に依存し，プラズマ密度が高いほどその存在率は増大する．したがって，20 - 30 nm のターゲット深さに存在する Sn 原子は高密度プラズマを形成する種になっていると考えられる．最後に，30 nm よりも深いターゲット層からの EUV 発光は観測されなかった．これは後述するように，本実験条件でアブレーション（イオン化）されるターゲットの厚みはおよそ 40 nm であり，40 nm よりも深い層に存在する Sn 原子は十分にイオン化されず EUV を放射出来ないためであると考えられる．

以上の結果から，高効率で狭帯域な EUV 光を放射するプラズマを生成するためには，20 nm よりも浅いターゲット領域のみを集中的に加熱することが重要であることが示された．

A.4.4　レーザーパルス幅の最適化による自己吸収効果の抑制

次に EUV 放射に最適なパルス幅を簡単なスケーリングに基づいて評価する．EUV 放射効率のプラズマ厚さ依存性は式 A.1 で与えられる．またレーザー照射によってプラズマ化されるターゲット厚は，定常アブレーションの条件において理論的・実験的に研究されており，式 A.2 として整理されている [76].

$$d_{\mathrm{a}} = \frac{2.8\times10^{3}\left[\frac{I_L}{10^{11}\mathrm{W/cm^2}}\right]^{5/9}\left[\frac{\lambda_L}{1.064\mu\mathrm{m}}\right]^{-4/3}\tau_L}{\rho}, \tag{A.2}$$

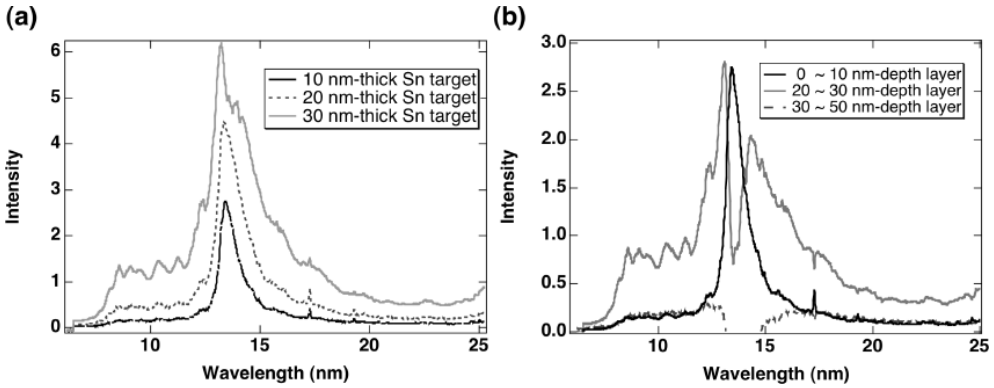

図 A.9 EUV 放射スペクトルのターゲット厚依存性 (a). 0 - 10 nm, 20 - 30 nm 及び 30 - 50 nm の深さに存在する Sn 原子から生成されたプラズマから放射される EUV スペクトル (b).

式 A.1 の d を式 A.2 の d_a と置き換えることで，極めて簡便ながら $I_L = 1.0 \times 10^{11}$ W/cm^2 での EUV 変換効率のパルス幅依存性を簡単に評価することが可能である．ただし，このモデルではアブレーションされたプラズマがコロナ領域まで膨張するのに必要な時間及び電離・加熱に必要な時間及び流体運動によるエネルギー損失を無視していることを注意しておく．

最大の変換効率は $\tau_L = 0$ の極限で与えられ 5.8% であり（ちなみに $\tau_L = 0$ の極限では，電離・加熱・膨張に要する時間を無視した本簡易モデルは破綻している），レーザーパルス幅が長くなるにしたがって，変換効率は単調に指数関数的に低下する．

EUV 放射に最適なプラズマとは，単に変換効率が高いだけでは不十分であり，パルスあたり取り出せる EUV も要求を満たさねばならない．光源出力としては 10k Hz 動作で 300 W 要求されており，パルスあたり必要な EUV 放射エネルギーは 300 J/10^4 = 30 mJ である．プラズマの形状として直径 D の円盤を仮定すると，プラズマから放射される EUV の全エネルギーは $\eta I_L \tau_L \pi (D/2)^2$ である．プラズマの直径 D の最大値は，集光立体角と光源面積の積で定義されるエタンデュによって制限されており，許容されるエタンデュの範囲は 1 - 3.3 mm^{2}str. と決められている．EUV の集光立体角を π str. するとプラズマ発光の直径 D は 0.64 から 1.15 mm の範囲にある．

上記の制限を考慮しかつ，プラズマサイズとレーザースポットサイズが等しいとして最適なパルス幅を求めた．エタンデュを最大値 3.3 mm^{2}str. とした場合，パルス幅として 0.6 ns が最適である．またエタンデュを 1 mm^{2}str. とした場合は，3.0 ns が最適となる．いずれにせよ．パルス幅 10 ns は最適パルス幅よりもあきらかに長いことが示された．

EUV 放射効率への照射レーザーのパルス幅依存性を実験で計測した．図 A.10 は半値幅がそれぞれ 10 または 3 ns のレーザーパルスで生成したプラズマからの EUV 放射スペクトルを時間積分計測した結果である．照射強度はともに 5 × 10^{10} W/cm^2 である．10 ns レーザーで生成されたプラズマからの EUV 放射スペクトルには 13.5 nm 近傍に吸収構造が見られる．これは EUV 放射プラズマのオパシティー構造に起因していると考えられる．一方，3 ns レーザーパルスで生成した EUV 放射プラズマのスペクトルは，非常に滑らかでありオパシティーによるスペクトルの影響はほとんど見られない．3 ns パルスで生成したプラズマからは 14 - 20 nm での放射が相対的に少なく，10 ns パルスの場合と比べてスペクトルが先鋭化している．この現象は短パルスレーザーを用いることでプラズマの光学的厚さが薄くなり，サテライト線によるスペクトル広がり及びオパシティー広がりの効果が抑制されていると解釈できる．

図 A.11 は EUV 放射スペクトルをストリークカメラを用いて時間分解計測したものである．10 ns パルスで生成したプラズマからの EUV スペクトルには，13.5 nm 近傍に吸収構造が観測される．対して 3 ns パルスで生成したプラズマからの EUV 放射スペクトルには，照射初期には吸収構造が見られないものの中期以降に 13.5 nm 近傍に吸収構造が観測され始める．この事実からパルス幅 3.0 ns は依然として長くオパシティーの影響を完全には抑制出来ていないことが明らかである．変換効率の絶対値についての議論はまだ出来ないが，3 ns パルスの方が変換効率が最大で 1.5 倍程度高

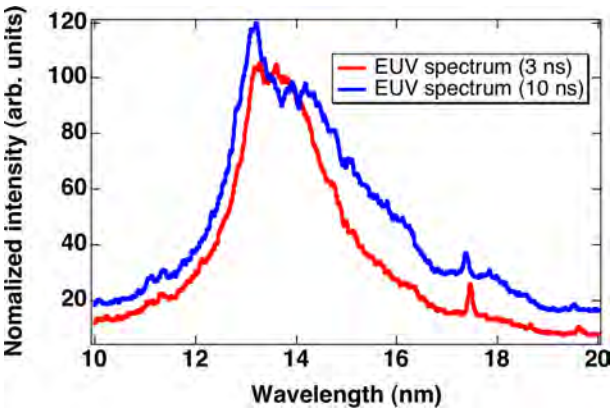

図 A.10　EUV 放射スペクトルのレーザーパルス幅依存性．レーザーパルス幅を短くすることで，生成されたプラズマの光学的厚さが小さくなり，自己吸収によるスペクトルの凹みやサテライト線によるスペクトルの太りが抑制される．

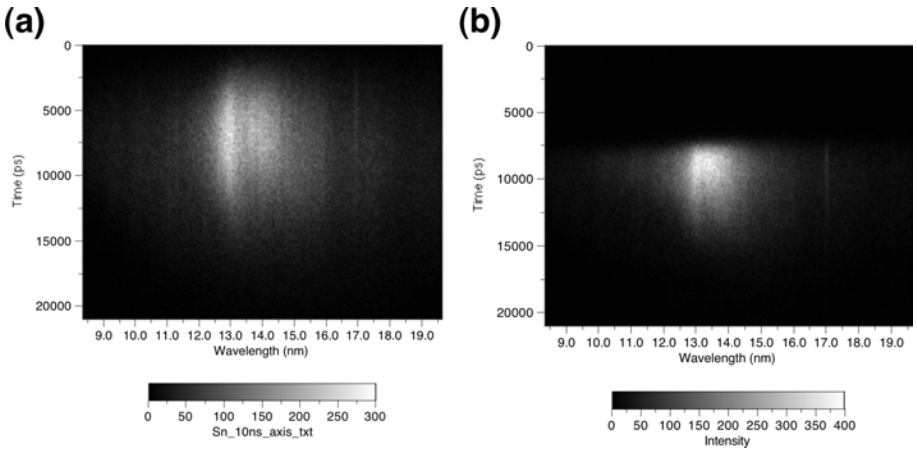

図 A.11　10 ns パルス (a) 及び 3 ns パルス (b) で生成したプラズマからの放射される EUV の時間分解スペクトル．

いことが明らかになっている．

注目すべきは，10 ns パルスを用いた場合，レーザー照射初期から吸収構造が観測されている点である．これは 10 ns ガウス型パルスでは，レーザー照射初期では照射強度が低く温度の低いプラズマが形成されるためと考えられる．EUV 放射プラズマの最適化にはレーザーパルス形状も重要であることがこの結果から推測される．

A.5　EUV 放射プラズマからのイオンデブリの放出特性

A.5.1　EUVL 光源寿命とデブリの抑制

EUV 放射プラズマからは光のみならずイオンや中性のターゲット微粒子が放出されている．イオンや中性粒子は，リソグラフィー用露光装置内に設置された多層膜反射・集光ミラーを汚染し反射率低下を引き起こす．反射率低下は露光装置内に導入される EUV 出力の低下を招き，実効的に EUV 光源の寿命を制限する．中性デブリはミラーに衝突することでミラー表面の面精度を劣化させるとともに，ミラー表面に付着して EUV 光吸収体として作用し反射率の低下を引き起こす．またイオンデブリがミラー表面に近づくと，イオン周りの電場によってミラー表面の自由電子が引き出され，ミラー表面での電荷中性が崩れ，クーロン爆発による多層膜層のエロージョンが発生する．EUVA で行われた実

験では，デブリ曝露によって集光ミラーの多層膜層が完全に剥離していることが観測されている [78]．露光装置に要求される 100G ショットの光源寿命を達成するためには，デブリの発生やミラー表面への衝突を抑制することが不可欠である．

粒子によるミラー汚染を抑制する手法としては，ガスカーテン法 [79]，ホイルトラップ法 [80]，ミラー磁場 [81] を用いたイオンの閉じ込め，電場を用いたイオンの減速・停止 [82] などが提案されている．ガスカーテン法では，ヘリウムやクリプトンの超音速ガスをデブリの放出方向に対して垂直に流し，ガス粒子とデブリ粒子の衝突によってデブリ粒子の運動量を変化させ，ミラーへの衝突を回避する手法である．この手法は中性デブリの排除には有効であるが，イオンデブリとガス粒子の衝突による電荷交換によってイオンデブリの中性化が起こることが危惧されている．イオンデブリは電磁力によってそのほとんどを排除することが可能であると期待されているが，中性化したデブリを完全に除去することは現実的に不可能であり，100G ショットの光源寿命を達成する上でガスカーテンが有効であるかどうかは疑問が残る．

ミラー磁場を用いた方法では，イオンを磁力線にトラップしロスコーンから排出することで，ミラーへの衝突を回避することが可能である．実験にて磁場の有無によってイオン電流量が一桁以上低減することが観測されており，その有効性が確認されている．しかしながら磁場を用いた方法では中性粒子を排除することが出来ない．ミラー磁場によるイオン粒子の閉じ込めは非常に優れた手法であるが，中性粒子の発生の抑制とイオンの速度分布を考慮した磁場強度の最適化が不可欠である．

現在のところ，イオンデブリと中性デブリのどちらがより大きなダメージをミラーに与えるのか明らかになっていないが，原理的には電磁シールドによってイオンデブリのミラーへの衝突を回避できるのに対して，中性粒子はガスカーテンなどを用いても完全に取り除くことが不可能である．故に，本研究では中性粒子発生の抑制とデブリシールドの最適化に必要なイオンデブリの放射特性の解明に主眼に置き，中性粒子の発生を抑制するターゲットとして期待されている質量制限ターゲットからのイオンデブリ放出特性について研究を行った．

A.5.2　ファラデーカップ型チャージコレクターを用いたイオンの速度分布計測

膨張するプラズマイオンを導体で受けることによりイオン電流を時間の関数として記録出来る．イオンの飛行距離 L を飛行時間 t で割ったものがイオン速度 v_{i} に対応し，電流分布の変数となる．チャージコレクターはイオン種の分類が不可能であるため，多種のイオンのプラズマ膨張に関しては定性的な情報しか得られないが，その構造が簡単で小型であるため，レーザー生成プラズマ計測のための一般的な計測器として普及している．

チャージコレクターを用いた計測では二つの点に留意する必要がある．一つはプラズマ電子のコレクター内部への進入を防ぐこと．もう一つは導体表面より生じる二次電子の影響を小さくすることである．前者に対しては，入射口にメッシュを設け，メッシュとコレクター導体間に電圧をかけてプラズマ電子のコレクター内部への進入を防いでいる．後者に関しては，ファラデーカップ型のチャージコレクターを用いることで，二次電子による信号強度の変化を抑制することが出来る．

イオン電流はオシロスコープで記録される．図 A.12 に典型的なチャージコレクター信号を示す．最初のピークはX線，紫外光，高速電子がコレクター表面から電子をたたき出すことによる電流で，このピークをイオンの Time of flight (TOF）の時間原点として用いる．

時刻 t におけるイオン電流 $I(t)$ は，単位時間あたりの導体表面に達するイオン電荷の増加分に等しい．

$$I(t) = \bar{Z}e\frac{dN}{dt}, \tag{A.3}$$

したがってイオン速度分布は下式で与えられる．

$$\frac{dN}{dv} = \frac{dN}{dt}\frac{dt}{dv_{\mathrm{i}}} = \frac{I(t)}{Ze}\frac{t^2}{L}, \tag{A.4}$$

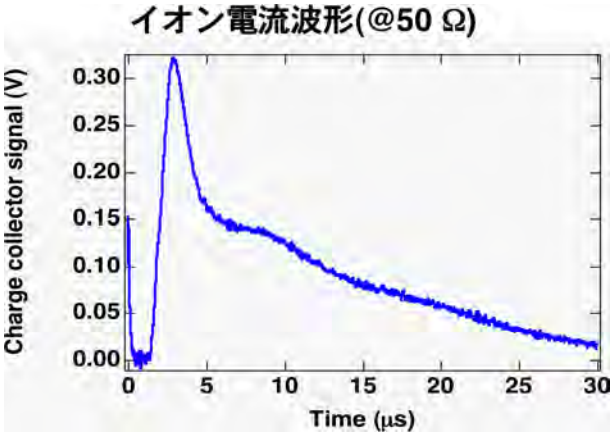

図 A.12　チャージコレクターで観測したスズプラズマから放出されるイオン電流波形.

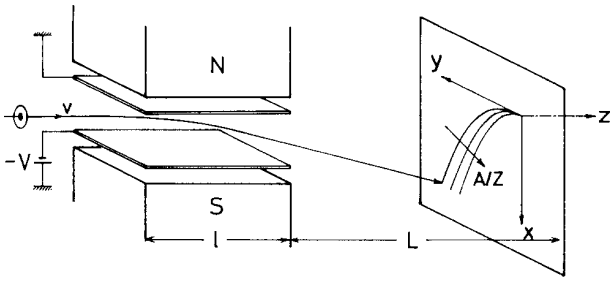

図 A.13　トムソンパラボラの模式図．トムソンパラボラ中では，互いに平行に印加した電場・磁場でイオン種を分離する.

イオン速度は $v_\mathrm{i} = L/t$ であり，$E = (1/2)\,m_\mathrm{i} v_\mathrm{i}^2$ であるから，時刻 t におけるイオン電流と単位エネルギーあたりの粒子数の間には以下の関係式が成り立つ.

$$\frac{dN_\mathrm{i}}{dE} = \frac{I(t)}{Zem_\mathrm{i}} \cdot \frac{t^3}{L^2}. \tag{A.5}$$

ここで $\bar{Z}$ はイオンの平均電離度，E はイオンの運動エネルギー，m_i はイオンの質量，e は電気素量である．以上の関係式を用いて，イオン電流波形からイオンのエネルギー分布を求めることが出来る.

A.5.3　トムソンパラボラ・イオン分析器

レーザープラズマから放出されるイオンは多種に及び，そのエネルギー分布も複雑である．そのためイオン種とエネルギーの両者を分離できる機能を持った分析器が必要となる．J. J. Thomson は電場と磁場の共存する場を抜けた粒子は放物線状にイオン種毎に分離されることを見いだした．この原理を利用した分析器はトムソンパラボラ・イオン分析器と呼ばれる.

図 A.13 にトムソンパラボラの模式図を示す．トムソンパラボラの基本構成は，コリメート用のピンホール，電極，磁極，そしてイオン検出器である．トムソンパラボラ中では電場と磁場が互いに並行に印加されており，イオンは電場に対して並行に力を受け，磁場に対して垂直に力を受ける．その結果，検出器面上では価数 Z と質量数 A の比 A/Z を有するイオン種毎に分離された放物線が描かれる.

磁極・電極のイオン軌跡に沿った長さを l とし，磁極・電極と検出器の距離を L とする．電場と磁場の強さをそれぞれ E 及び B，陽子の質量を m_p とすると，放物線関数は以下のように表される.

表 A.1　改良型トムソンパラボラの諸元

Length of electrodes in z direction	50 mm
Length of magnetic pole pieces in z direction	50 mm
Space between electrode and magnetic pole piece	35 mm
Length of flight path	134 mm
Gap length of electrodes	20 mm
Gap length of magnetic pole pieces	15 mm
Maximum electric field	1.5×10^5 V/m
Maximum magnetic flux density	0.2 T
Diameter of entrance pinhole	500 or 200 μm

$$x = \frac{A}{Z}\left(\frac{m_\mathrm{p}}{e}\frac{C_\mathrm{x}}{C_\mathrm{y}}\right)y^2, \tag{A.6}$$

$$C_\mathrm{x} = El\left(\frac{l}{2}+L\right), \tag{A.7}$$

$$C_\mathrm{y} = Bl\left(\frac{l}{2}+L\right). \tag{A.8}$$

本研究では阪部らが開発した改良型トムソン・パラボラ [83] を用いた．改良型トムソン・パラボラでは，電極と磁極を空間的に分離している．電極と磁極を空間的に分離することで，磁極間距離の増大による磁場の非一様性の発生や磁石の大型化の問題を回避することが出来る．改良型トムソン・パラボラの諸元は表 A.1 にまとめた．本研究ではトムソンパラボラ得られるイオン軌跡について，磁極・電極の形状を考慮した詳細な計算を行い，各軌跡におけるイオンの価数・速度を同定している．

A.5.4　EUV 放射に最低限必要なターゲット厚とアブレーション厚の同定

中性粒子発生を抑制するターゲットとして，質量制限ターゲットが提案されている．質量制限ターゲットとは EUV 放射に最低限必要な原子数を含むターゲットの総称であり，質量制限ターゲットを用いることでターゲット構成原子を全てイオン化することが可能であると考えられている．

現状では完全な質量制限ターゲットを供給することは困難であるため，質量制限ターゲットの模擬として直径 500 μm のプラスチック球に 10 から 1000 nm 厚の Sn をコートしたものをターゲットして用いた．球ターゲットを用いた理由は，ターゲット厚さのみならずターゲット面積も質量制限することが容易なことによる．

図 A.8 は EUV 変換効率のターゲット厚さ依存性を示しており，EUV 放射に最低限必要なターゲット厚は 30 nm であることが明らかである．この層に含まれる Sn 原子の数は 4.9×10^{14} 個である．また，EUV 放射に最低限必要な厚さよりも厚いターゲットからの EUV 発光像は均一なのに対して，必要厚さ以下のターゲットからの EUV 発光像は歪むという現象も確認された．

質量制限ターゲットの設計には，アブレーション厚の同定も不可欠である．アブレーションされたターゲット層はプラズマ化しイオンデブリとして放出されると考えられるが，アブレーションされない冷たいターゲット層は中性デブリの放出源になると考えられる．アブレーション厚測定実験では，厚さの異なる Sn 層をコートしたプラスチックシェルを用いた．Sn コート厚がアブレーション厚よりも小さいとプラスチック層から炭素のイオンが放出されることを利用し，Sn コート厚を変えながらトムソンパラボラを用いて炭素イオンを計測することで，アブレーション厚を求めた．

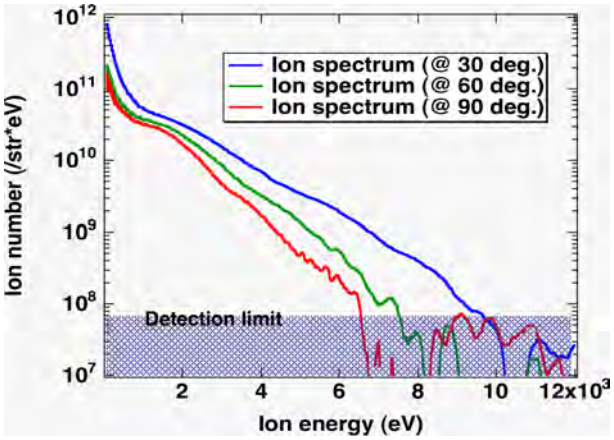

図 A.14　各計測角度におけるイオン粒子のエネルギー分布．イオンのスペクトルはおおよそ二温度成分で表される．

実験条件は A.4.3 章と全く同じである．実験の結果，Sn コートの厚さが 30 nm 以下のターゲットからは炭素イオンの放出が観測され，50 nm 以上のターゲットからは同イオンの放出が観測されなかった．先に示したアブレーション厚のスケーリング（式 A.2) を用いて，本実験条件におけるアブレーション厚を評価すると 38 nm であった．この結果は実験結果と矛盾無いものであり，上記スケーリングが本実験条件においても十分適用可能であることが示された．

本実験の結果，アブレーション厚は EUV 放射に最低限必要なターゲット厚よりもわずかながら厚いことが示された．これは，厚さ 30 nm の質量制限 Sn ターゲットを用いることで，ほとんど全ての Sn 粒子をイオンとして放出することが可能であることを意味する．また，分光学的手法を用いて質量制限ターゲットからの中性もしくは中性化された微粒子の計測を行った．この手法では，ゲート付き CCD カメラと可視分光器を用いて，励起状態にある中性粒子からの光の発光を分光計測し，スペクトル広がりと輝度から密度・個数を求める．分光学的手法の結果から，質量制限ターゲットによる中性もしくは中性化された微粒子の発生が顕著に抑制されていることが明らかになっている．

A.5.5　EUV 放射プラズマからのイオン放出方向分布とイオン・スペクトル

EUV 放射プラズマから放出されるイオンデブリ総量をチャージコレクター及びトムソンパラボラを用いて計測した．ターゲットは直径 500 μm のプラスチックシェルに Sn を 200, 500, 1000 nm コートしたものであり，質量制限ターゲットの厚さよりも十分厚いものを使用した．チャージコレクターは，レーザー入射軸に対して 30, 45, 60, 75, 90 deg. に設置し，各方向に放出されるイオン粒子のエネルギースペクトルと電荷量を計測した．トムソンパラボラは，レーザー入射軸に対して 45 deg. に設置し，放出される Sn イオンの平均電離度を求めた．平均電離度を求めることで，チャージコレクターの信号からイオンの個数を算出することが出来る．

図 A.14 にチャージコレクターの信号から求めた各方向に放出されるイオンのエネルギースペクトルを示す．縦軸は単位立体角・単位エネルギーあたりのイオンの個数であり，平均電離度 $\bar{Z} = 2$ として計算したものである．EUV 放射プラズマから放出されるイオンのスペクトルは多温度分布を有しており，線形-対数グラフとして表示するとおよそ二温度成分で構成されていることがわかる．およそ 2 keV - 10 keV 領域のイオンは，EUV 放射領域である等温膨張プラズマ領域で加速されたイオンであり，スペクトルの勾配から算出されたイオン温度は $T_i = 30$ eV 程度であり，等温膨張プラズマの温度と近い．1 keV 以下の低速イオンは，固体密度近傍のプラズマから放出されていると考えられ，スペクトルの勾配から算出されるイオン温度も低い．

イオンの放出角度分布はイオンのエネルギー毎に異なる．イオンのエネルギー帯毎のイオンの放出角度分布を評価した．図 A.15 には，0.1 - 0.5 keV 帯，1.0 - 2.0 keV 帯，4.0 - 10.0 keV 帯の方向分布を示す．縦軸の値は 45 deg. における放出量で規格化したイオンの相対数である．0.1 - 0.5 keV 帯のイオンは，固体密度に近い高密度プラズマ領域から放

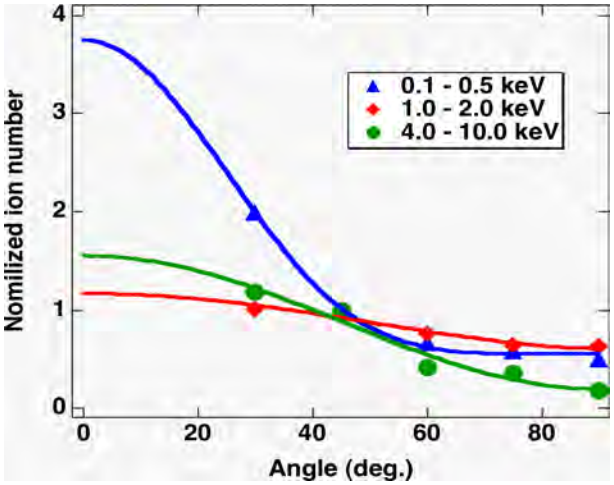

図 A.15　各エネルギー帯のイオン粒子数の放出角度分布.

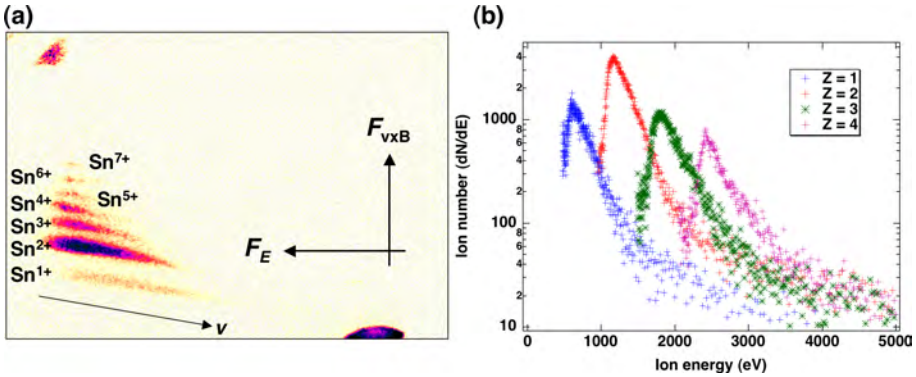

図 A.16　(a) トムソンパラボラで得られたイオン軌跡. (b) 各価数毎のイオンのエネルギースペクトル.

出されていると考えられる．高密度プラズマ領域の膨張距離は，スポット径と比べて十分小さいため，固体密度領域の膨張は一次元性を保っており，高密度プラズマ領域から放出される 0.1 - 0.5 keV イオンはレーザー照射軸方向に強く放出されている．一方，等温プラズマ中では粒子速度が膨張距離に比例することから，高エネルギーイオン（1.0 - 10 keV）は膨張プラズマの先端から放出されると考えられる．プラズマ表面の膨張距離はレーザースポットサイズと比べて十分に大きいために，膨張の一次元性が崩れて方向分布は指方性を失い，等方的に放出されていると考えられる．

エネルギー毎の放出角度分布の違いを考慮に入れて算出した立体角 2π に放出されたイオンの個数は平均電離度 $\bar{Z}$ を用いて $2.6 - 3.6 \times 10^{15} \times \bar{Z}^{-1}$ である．先に求めたアブレーション厚 38 nm に含まれる原子の数とチャージコレクターで計測したイオンの個数を等しくするためには，$L = 178$ mm においては $\bar{Z} = 4.1 - 5.7$ となる．この高い平均電離度は電磁場によるイオンデブリシールドの設計にとって良い結果である．

次にトムソンパラボラを用いて，距離 $L = 809$ mm における放出イオンの平均電離度 $\bar{Z}$ を求めた．トムソンパラボラ中の電場及び磁場の強さは $7.5 \times 10^{+3}$V/m 及び 46 mT であった．図 A.16 にトムソンパラボラで得られたイオンの軌跡と各価数毎のイオンのエネルギー分布を示す．低エネルギー領域のイオンの数が圧倒的に多く，現在の設定では低エネルギーイオンを観測すると MCP が放電を起こしてしまうために低エネルギーイオンの価数分布を取ることは出来なかった．1 keV - 5 keV 領域のイオンの平均電離度を評価したところ $\bar{Z} = 2.5$ であった．チャージコレクター及びアブレーション厚から求めた平均電離度よりもトムソンパラボラで測定した平均電離度が低い理由は，飛行中に Sn イオン同士もしくはチャンバー内のガスと電荷交換することで電離度が下がったためと考えられる．

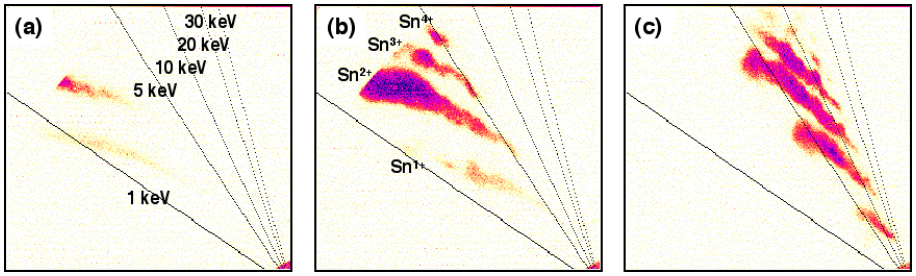

図 A.17　Sn コート厚 280 nm (a)，35 nm (b)，10 nm (c) のターゲットから放出されたイオンのトムソンパラボラ（イオンの軌跡）全て同じ電場・磁場を用いて計測されたものであり，カラースケールは全て同じである．実線はイオンのエネルギー等高線を示す．

次に，EUV 放射プラズマから放出されるイオンデブリを Sn コート厚を変えながら測定したところ，EUV 放射に最低限必要なスズの厚さに近づくにつれて放出されるイオンデブリのスペクトルが変化することが確認された．図 A.17 はレーザー照射強度及びエネルギーを固定し，全く同じ電場・磁場強度（10^{+4} V/m，100 mT）を印加したトムソンパラボラを用いて観測されたイオンの軌跡である．実線はそれぞれ 1, 5, 10, 20, 30 keV の等イオンエネルギー線を示す．Sn ターゲットの初期厚が薄くなるにつれて，電場・磁場によるイオンの偏向が減少している様子が見て取れる．これは，ターゲット初期厚を薄くするに従って，低エネルギーイオンが減少し，高エネルギーイオンが増加することを示している．10 nm 厚のターゲットからは最大で 20 keV を越えるような高速イオンが生成していることが明らかになった．質量制限ターゲットによる低エネルギーイオンの減少は以下のように定性的に説明可能である．

EUV 放射プラズマは大きく分けて三つの領域に分けることが出来る．一つ目は EUV 放射に寄与する高温・低密度プラズマ領域であり，二つ目は EUV 放射に寄与しない低温・高密度プラズマ領域，三つ目はプラズマ化していない固体領域である．ターゲットの初期厚が質量制限の値に近づくにつれて，まず固体領域に存在する粒子数が減少し，続いて低温・高密度領域に存在する粒子が減少する．中性粒子は固体領域から，低エネルギーイオンデブリは低温・高密度領域から放出されるため，ターゲット初期厚が質量制限の値に近づくにつれて，中性粒子・低速イオンの量は減少する．一方，質量制限による高速イオンの増加については，現在説明することが出来ておらず，今後もモデリングなどを引き続き行う必要がある．

以上の結果から，イオンデブリシールド用の磁場・電場を設計する際には，デブリイオンのエネルギー分布のターゲット初期厚依存性を考えながら設計する必要があることが明らかになった．

A.6　まとめ

1. EUV 放射プラズマの 13.5 nm 近傍におけるオパシティー構造を絶対計測した．また EUV 放射スペクトルがターゲット初期厚によって変化することを明らかにし，この変化がプラズマの光学的厚さの違いによることを指摘した．
2. レーザーパルス幅を変えることで EUV 放射プラズマの光学的厚さを制御し，EUV 変換効率が向上すること及びスペクトルの先鋭化が起こることを実証した．
3. EUV 放射に最低限必要なプラズマ質量を明らかにし，10 ns パルス照射時には固体密度の Sn の 30 nm 厚が EUV 放射に寄与することを明らかにした．アブレーション厚さのスケーリングを示し，実験結果と矛盾無く一致することを明らかにした．また，放出されたイオンの総量は EUV 放射に最低限必要な原子の総数よりも大きいことをであることが明らかになった．これは質量制限ターゲットを用いることでデブリの全てをイオン化することが可能であり，中性粒子の発生を抑制出来ることを示している．
4. EUV 放射プラズマから放出されるイオンの平均電離度は L = 178 mm の点において 4 - 6 であり，L = 809 mm

離れた点では 2 - 3 であることを明らかにした．飛行距離増大による平均電離度の低下は雰囲気ガス分子とイオンの荷電交換によって説明できる．

5. 質量制限ターゲットからのイオン粒子の放出特性を明らかにし，ターゲット初期厚が薄くなるに従って，低速イオンの量が減少し，高速イオンの量が増加することを明らかにした．電磁シールドの最適化には，イオン・デブリの速度分布のターゲット初期厚依存性を考慮する必要がある．

参考文献

[1] 資源エネルギー庁. 総合資源エネルギー調査会報告書.

[2] J. M. Soures, R. L. McCrory, C. P. Verdon, A. Babushkin, R. E. Bahr, T. R. Boehly, R. Boni, D. K. Bradley, D. L. Brown, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, W. R. Donaldson, R. Epstein, and P. A. Jaanimagi. Direct-drive laser fusion experiments with the omega, 60-beam, ¿40 kj, ultraviolet laser system. *Phys. Plasmas*, Vol. 3, No. 5, p. 2108, May 1996.

[3] H. Azechi, T. Jitsuno, T. Kanabe, M. Katayana, K. Mima, N. Miyanaga, M. Nakai, S. Nakai, H. Nakaishi, M. Nakatsuka, A. Nishiguchi, P. A. Norrays, Y. Setsuhara, M. Takagi, M. Yamanaka, and C. Yamanaka. High-density compression experiments at ILE, Osaka. *Laser Part. Beams*, Vol. 9, No. 2, p. 193, 1991.

[4] H. Takabe, M. Yamanaka, K. Mima, C. Yamanaka, H. Azechi, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Jitsuno, T. Norimatsu, and M. Takagi. Scalings of implosion experiments for high neutron yeild. *Phys. Fluids*, Vol. 31, No. 10, p. 2884, 1988.

[5] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, and Michael D. Perry. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Phys. Plasma*, Vol. 1, No. 5, p. 1626, May 1994.

[6] K. A. Tanaka, R. Kodama, H. Fujita, M. Heya, N. Izumi, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Mima, and N. Miyanagaand T. Norimatsu. Studies of ultra-intense laser plasama interaction for fast ignition. *Phys. Plasmas*, Vol. 7, No. 5, p. 2014, May 2000.

[7] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, and M. Tampo. Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition. *Nature*, Vol. 412, p. 798, August 2001.

[8] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, and M. Nakai. Fast heating scalable to laser fusion ignition. *Nature*, Vol. 418, No. 6901, p. 933, August 2002.

[9] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth, and R. L. Morse. Self-consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma. *Phys. Fluids*, Vol. 28, No. 12, p. 3676, December 1985.

[10] Lyman Spitzer and Richard Harm. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys. Rev.*, Vol. 89, p. 977, March 1953.

[11] A. R. Bell, R. G. Evans, and D. J. Nicholas. Electron energy transport in steep temperature gradients in laser-produced plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 46, No. 4, p. 243, January 1981.

[12] S. Fujioka, A. Sunahara, K. Nishihara, N. Ohnishi, T. Johzaki, H. Shiraga, K. Shigemori, M. Nakai, T. Ikegawa, M. Murakami, K. Nagai, T. Norimatsu, H. Azechi, and T. Yamanaka. Suppression of the Rayleigh-Taylor instability due to self-radiation in a multi-ablation target. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 92, p. 195001, May 2004.

[13] Bruce A. Remington, R. Paul Drake, Hideaki Takabe, and David Arnett. A review of astrophysics experiments on

intense lasers. *Phys. Plasmas*, Vol. 7, No. 5, pp. 1641–1652, 2000.

[14] R. C. Spitzer, T. J. Orzechowski, D. W. Phillion, R. L. Kauffman, and C. Cerjan. Conversion efficiencies from laser-produced plasmas in the extreme ultraviolet regime. *J. Appl. Phys.*, Vol. 79, No. 5, pp. 2251–2258, 1996.

[15] D. W. Phillion and C. J. Hailey. Brightness and duration of x-ray line sources irradiatted with intense 0.53 μm laser light at 60 and 120 ps pulse width. *Phys. Rev. A*, Vol. 34, No. 6, p. 4886, December 1986.

[16] M. J. Seaton. *Atomic and Molecular Process*. Academic, New York, 1962.

[17] S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, M. Heya, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, S. Nakai, and T. Yamanaka. Penumbral imaging for measurements of the ablation density in laser-driven targets. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 73, p. 2588, July 2002.

[18] K. A. Nugent and B. Luther-Davies. Penumbral imaging of high energy x-rays from laser-produced plasma. *Opt. Comm.*, Vol. 49, No. 6, p. 393, April 1984.

[19] Eugene Hecht. *OPTICS 4th edition*. Addison Wesley.

[20] W. H. Press, B. P. Flannerym, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling. Cambridge University Press, 1988.

[21] A. Rosenfeld and A. C. Kak. *Digital picture processing*. Academic Press, 1976.

[22] S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, Y. Tamari, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, K. A. Tanaka, and T. Yamanaka. Side-on measurement of hydrodynamics of laser-driven plasmas with high space- and time-resolution x-ray imaging technique. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 74, No. 3, p. 2198, March 2003.

[23] Masahisa Ito and Yoshiyuki Amemiya. X-ray energy dependence and uniformity of an imaging plate detector. *Nucl. Instrum. Methods*, Vol. A310, No. 1991, p. 369, 1991.

[24] Shinsuke Fujioka, Hiroyuki Shiraga, Hiroshi Azechi, Hiroaki Nishimura, Yasukazu Izawa, Shinya Nozaki, and Yen wei Chen. Temporal resolved x-ray penumbral imaging technique using heuristic image reconstruction procedure and wide dynamic range x-ray streak camera. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 75, No. 10, pp. 4010–4012, 2004.

[25] Yoshinori Inagaki, Teruo Takeshita, and Katsuyuki Kinoshita. High dynamic range streak tube. Vol. 4183, pp. 249–254. SPIE, 2001.

[26] S. Nozaki, Y W. Chen, Z. Nakao, S. Fujioka, and H. Shiraga. A heuristic penumbral imaging technique for measurements of laser-produced plasma density profile. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 73, No. 9, p. 3198, September 2002.

[27] S. G. Glendinning, S. N. Dixit, B. A. Hammel, D. H. Kalantar, M. H. Key, J. D. Kilkenny, J. P. Knauer, D. M. Pennington, B. A. Remington, and R. J. Wallance. Measurement of dispersion curve for linear-regime Rayleigh-Taylor growth rates in laser-driven planar targets. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 78, No. 17, p. 3318, April 1997.

[28] J. P. Knauer, R. Betti, D. K. Bradley, T. R. Boehly, T. J. B. Collins, V. N. Goncharov, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, V. A. Smalyuk, C. P. Verdon, S. G. Glendinning, D. H. Kalantar, and R. G. Watt. Single-mode Rayleigh-Taylor growth-rate measurements on the omega laser system. *Phys. Plasmas*, Vol. 7, No. 1, p. 338, January 2000.

[29] C. J. Pawley, S. E. Bodner, J. P. Dahlburg, S. P. Obenschain, A. J. Schmitt, J. D. Sethian, C. A. Sullivan, J. H. Gardner, Y. Aglitskiy, and Y. Chan. Observation of Rayleigh-Taylor growth to short wavelengths on nike. *Phys. Plasmas*, Vol. 6, No. 2, p. 565, February 1999.

[30] R. Betti, V. N. Goncharov, R. L. McCrory, and C. P. Verdon. Growth rates of the ablative Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion. *Phys. Plasmas*, Vol. 5, No. 5, p. 1446, May 1998.

[31] S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, K. Shigemori, A. Sunanahara, M. Nakai, H. Azechi, K. Nishihara, and T. Yamanaka. First observation of density profile in directly laser-driven polystyrene targets for ablative Rayleigh-Taylor instability research. *Phys. Plasma*, Vol. 10, No. 12, p. 4784, December 2003.

[32] R. Reilman and S. Manson. Photoabsorption cross section for positive atomic ions with z ¡ 30. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, Vol. 40, p. 815, 1978.

[33] M. Katayama, H. Shiraga, M. Nakai, T. Kobayashi, and Y. Kato. 4.8-kev x-ray backlight framing method for observing images of soft-x-ray-driven fusion capsules. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 64, No. 3, p. 706, March 1993.

[34] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer. *Physics of shock wave and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Dover publications, inc., Mineola, New York.

[35] N. Ohnishi, H. Nagatomo, H. Nishimura, and Hideaki Takabe. Radiation effects on hydrodynamic perturbation growth due to non-uniform laser irradiation. *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, Vol. 71, p. 551, October 2001.

[36] N. Ozaki, K. A. Tanaka, T. Ono, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, and T. Yamanaka, K. Wakabayashi, M. Yoshida, H. Nagao, K. Kondo GEKKO/HIPER-driven shock waves and equation-of-state measurements at ultrahigh pressures. *Phys. Plasmas*, Vol. 11, p. 1603, April 2004.

[37] C. Yamanaka, Y. Kato, Y. Izawa, K. Yoshida, T. Yamanaka, T. Sasaki, M. Nakatsuka, T. Mochizuki, J. Kuroda, and S. Nakai. Nd-doped phosphate glass laser systems for laser-fusion research. *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, No. 9, p. 1639, September 1981.

[38] N. Miyanaga, M. Nakatsuka, H. Azechi, H. Shiraga, T. Kanabe, H. Asahara, H. Daido, H. Fujita, K. Fujita, and K. Fujita. The GEKKO XII-HIPER (High Intensity Plasma Experimental Reseach) system relevant to ignition targets. In *The proceedings of the 18th International Conference on Fusion Energy*, No. IAEA-CN-77, Sorrento, Italy, 2001. IAEA.

[39] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Soures. Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light. *J. Appl. Phys.*, Vol. 66, No. 8, p. 3456, October 1989.

[40] H. Nakano, N. Miyanaga, K. Yagi, K. Tsubakimoto, T. Kanabe, M. Nakatsuka, and S. Nakai. Partially coherent light generated by using single and multimode optical fibers in a high-power Nd:glass laser system. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 63, No. 5, p. 580, August 1993.

[41] S. N. Dixit, J. K. Lawson, K. R. Manes, H. T. Powell, and K. A. Nugent. Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control. *Opt. Lett.*, Vol. 19, No. 6, p. 417, March 1994.

[42] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka. Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 53, No. 11, p. 1057, September 1984.

[43] 重森啓介. レーザー爆縮における流体力学的不安定性に関する研究. PhD thesis, 大阪大学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻, 1998.

[44] 松岡正明. X 線モアレ干渉法による爆縮流体不安定性の研究. Master's thesis, 大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻, 2000.

[45] K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, and K. Mima. Measurements of mass ablation rate of laser-irradiated target by the face-on x-ray backlighting technique. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 69, No. 11, p. 3942, November 1998.

[46] J. D. Lindl and W. C. Mead. Two-dimensional simulation of fluid instability in laser-fusion pellets. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 34, No. 20, p. 1273, May 1975.

[47] V. N. Goncharov, J. P. Knauer, P. W. McKenty, P. B. Radha, T. C. Sangster, S. Skupsky, R. Betti, R. L. McCrory, and D. D. Meyerhofer. Improved performance of direct-drive inertial confinement fusion target designs with adiabat shaping using an intensity picket. *Phys. Plasmas*, Vol. 10, No. 5, p. 1906, May 2003.

[48] S. E. Bodner, D. G. Colombant, A. J. Schmitt, and M. Klapisch. High-gain direct-drive target design for laser fusion. *Phys. Plasmas*, Vol. 7, No. 6, p. 2298, June 2000.

[49] S. Fujioka, A. Sunahara, N. Ohnishi, and *et. al.* Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to radiative abaltion in brominated plastic targets. *Phys. Plasmas*, Vol. 11, No. 5, p. 2814, May 2004.

[50] 藤岡慎介, 砂原淳, 大西直文, 疇地宏, 白神宏之, 中井光男, 重森啓介, 村上匡且, 長井圭治, 西村博明, 乗松孝好, 西原

功修, 井澤靖和, 野崎真也, 陳延偉. 高 Z 物質ドープによるレーザー核融合ターゲット表面でのレイリー・テイラー不安定性の抑制. プラズマ核融合学会誌, Vol. 80, No. 7, p. 597, July 2004.

[51] D. Duston, R. W. Clark, J. Davis, and J. P. Apruzese. Radiation energetics of a laser-produced plasmas. *Phys. Rev. A*, Vol. 27, No. 3, p. 1441, March 1983.

[52] A. Sunaharara, K. Nishihara, S. Fujioka, N. Ohnishi, M. Murakami, and T. Ikegawa. Stabilization of Rayleigh-Taylor instability by double ablation structure of self-radiation target. *unpublished*, 2003.

[53] V. N. Goncharov, R. Betti, R. L. McCrory, and C. P. Verdon. Self-consistent stability analysis of ablation fronts with small froude numbers. *Phys. Plasmas*, Vol. 3, No. 12, p. 4665, December 1996.

[54] H. J. Kull. Incompressible description of Rayleigh-Taylor instabilities in laser-ablated plasmas. *Phys. Fluids B*, Vol. 1, No. 1, p. 170, January 1989.

[55] H. Azechi and Y. Tamari. High-spatial-resolution imaging by fresnel phase zone plate. *J. Plasma Fusion Res.*, Vol. 79, No. 4, p. 398, April 2003.

[56] T. Endo, K. Shigemori, H. Azechi, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Sato, M. Nakai, S. Nakaji, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, K. A. Tanaka, and S. Nakai. Dynamic behavior of rippled shock waves and subsequently induced areal-density-perturbation growth in laser-irradiated foils. *Phys. Rev. Lett*, Vol. 74, No. 18, p. 3608, May 1995. *ibid* **75**, 2908 (1995).

[57] H. Shiraga, M. Heya, A. Fujishima, O. Maegawa, K. Shimada, Y. Kato, T. Yamanaka, and S. Nakai. Laser-imploded core structure observed by using two-dimensional x-ray imaging with 10-ps temporal resolution. *Rev. Sci. Instrum*, Vol. 66, No. 1, pp. 722–724, 1995.

[58] H. Shiraga, M. Nakasuji, M. Heya, and N. Miyanaga. Two-dimensional sampling-image x-ray streak camera for ultrafast imaging of inertial confinement fusion plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 70, No. 1, pp. 620–623, 1999.

[59] 部谷学. 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. PhD thesis, 大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻, 1 1999.

[60] O. V. Gotchev, P. A. Jaanimagi, J. P. Knauer, F. J. Marshall, and D. D. Meyerhofer. KB–PJX—a streaked imager based on a versatile x-ray microscope coupled to a high-current streak tube (invited). *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 10, pp. 4063–4068, 2004.

[61] I. C. E. Turch and J. B. Dance. *X-rays from Laser Plasmas: Generations and Applications*. Joohn Wiley & Sons, Wext Sussex, England, 1999.

[62] C. Rischel, A. Rousse, I. Uschmann, P. A. Albouy, J. P. Geindre, P. Audebert, J. C. Gauthier, E. Forster, J. L. Martin, and A. Antonetti. Femtosecond time-resolved x-ray diffraction from laser-heated organic films. *Nature*, Vol. 390, No. 6659, p. 490, December 1997.

[63] B. Yaakobi, H. Kim, J. M. Sources, H. W. Deckman, and J. Dunsmuir. Submicron x-ray lithography using laser-produced plasma as a source. *Appl. Phys. Lett*, Vol. 43, No. 7, p. 686, October 1983.

[64] D. J. Nagel, C. M. Brown, M. C. Peckerar, M. L. Ginter, J. A. Robinson, Thomas J. Mcllrath, and P. K. Carroll. Repetitively pulsed plasma soft x-ray source. *Appl. Opt.*, Vol. 23, No. 9, p. 1429, May 1984.

[65] EUV source workshop. November 2004.

[66] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, Z. Patron, and P. Parys. X-ray emission from laser-irradiated gas puff targets. *Applied Physics Letters*, Vol. 62, No. 22, pp. 2778–2780, 1993.

[67] M. Mori, T. Shiraishi, E. Takahashi, H. Suzuki, L. B. Sharma, E. Miura, and K. Kondo. Extreme ultraviolet emission from Xe clusters excited by high-intensity lasers. *J. Appl. Phys.*, Vol. 90, No. 7, p. 3595, October 2001.

[68] F. Jin and M. Richardson. New laser plasma source for extreme-ultraviolet lithography. *Appl. Opt.*, Vol. 34, p. 5750, 1995.

[69] T. Okuno, H. Nishimura, K. Nagai, S. Fujioka, Q. Gu, Y. Tao, N. Ueda, S. Uchida, Y. Shimada, M. Yamaura, K. Hashimoto, T. Norimatsu, A. Sunahara, K. Nishiahara, N. Miyanaga, and Y. Izawa. Controll of EUV spectral shape and conversion efficiency by the use of low density sno_2 targets. In *3rd International EUVL Symposium*, November 2004.

[70] *Proceeding of the 1st International EUVL Symposium*, 2002.

[71] Il. W. Choi, H. Daido, S. Yamagami, K. Nagai, T. Norimatsu, H. Takabe, M. Suzuki, T. Nakayama, and T. Matsui. Detailed space-resolved characterization of a laser-plasma soft-x-ray source at 13.5-nm wavelength with tin and its oxides. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 17, No. 9, p. 1616, September 2000.

[72] M. Murakami, K. Nishihara, and H. Azechi. Irradiation nonuniformity due to imperfections of laser beams. *J. Appl. Phys.*, Vol. 74, No. 2, p. 802, July 1993.

[73] T. Kita, T. Harada, N. Nakano, and H. Kuroda. Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings for a flat-field grazing-incidence spectrograph. *Appl. Opt.*, Vol. 22, p. 512, 1983.

[74] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, W. H. Goldstein, and J. Oreg. *The HULLAC Package Computer set Codes for Atomic Structure and Processes in Plasmas*.

[75] A. Sunahara, K. Nishihara, K. Gamada, T. Nishikawa, A. Sasaki, H. Furukawa, M. Yamaura, S. Fujioka, Y. Tao, Y. Shimada, T. Okuno, S. Uchida, H. Nishimura, N. Miyanaga, and Y. Izawa. Numerical analysis of extreme ultra-violet emission from laser-produced tin plasmas. In *3rd. International EUVL Symposium*, November 2004.

[76] A. Ng, D. Pasini, P. Celliers, L. Da Silva, and J. Kwan, Ablation scaling in steady-state ablation dominated by inverse-bremsstrahlung absorption. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 45, p. 1046, 1984.

[77] 西原功修. 理論グループ活動のオーバービュー. 第九回光源開発技術委員会資料, November 2004.

[78] 佐藤弘人. DPP 方式 EUV 光源の開発進捗状況. 第 9 回 EUV 光源開発技術委員会, November 2004.

[79] Francesco Flora, Luca Mezi, Sarah Bollanti, Francesca Bonfigli, Paolo Di Lazzaro, Tommaso Letardi, and Cheng En Zheng. Krypton as filter for ions, debris, and useless radiation in EUV projection lithography systems. Vol. 4504, pp. 77–86. SPIE, 2001.

[80] L. A. Shmaenok, C. C. de Bruijn, H. F. Fledderus, R. Stuik, Alexander A. Schmidt, Dmitrii M. Simanovski, Anatoley V. Sorokin, T. A. Andreeva, and Fred Bijkerk. Demonstration of a foil trap technique to eliminate laser plasma atomic debris and small particulates. Vol. 3331, pp. 90–94. SPIE, 1998.

[81] H. Komori, Y. Imai, G. Soumagne, T. Abe, T. Suganuma, and A. Endo. Magnetic field ion mitigation for collector mirrors. In *3rd International EUVL Symposium*, p. Co05, November 2004.

[82] K. Takenoshita, Chiew-Seng Koay, Martin C. Richardson, and I. C. Edmond Turcu. Repeller field debris mitigation approach for EUV sources. Vol. 5037, pp. 792–800. SPIE, 2003.

[83] S. Sakabe, T. Mochizuki, T. Yamanaka, and C. Yamanaka. Modified thomson parabola ion spectrometer of wide dynamic range. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 51, No. 10, pp. 1314–1315, 1980.

謝辞

大阪大学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻在学中に，終始懇篤なる御指導，御鞭撻を賜りました田中和夫教授，中井貞雄名誉教授に深厚なる謝辞を表します．

本研究は大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにて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りました井澤靖和教授（センター長）及び山中龍彦教授（前センター長）に深く感謝致します．

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助教授，疇地宏教授，中井光男助教授，重森啓介助手，西村博明教授に深く感謝します．

プラズマ流体研究及び極端紫外光源開発におきまして御指導，御助言戴きました西原功修教授，村上匡且助教授，長友英夫講師，宮永憲明教授，中塚正大教授に深く感謝致します．また高速点火実験におきまして，御指導，御助言頂きました北川米喜助教授，児玉了祐助教授に感謝いたします．

大学院在学中，講義等を通じ御指導，御教授戴きました堀池寛教授，西川雅弘教授，飯田敏行教授，三間圀興教授，阪部周二教授，近藤公伯助教授，金辺忠助教授に心から感謝致します．

実験を進めるにあたってご協力戴いた前川修技官，吉田英次技官，島田京子技術補佐員，桑本武典技術補佐員，井原章太技術補佐員，藤原隆史技術補佐員ほか PDT グループの方々に感謝致します．また本研究で使用したターゲット製作にあたりご協力戴きました乗松孝好教授，長井圭治助手，谷勤翠博士，木村泰子技術補佐員，首藤大器技術補佐員ほか TM グループの方々に深く感謝致します．また激光 XII 号運転にご協力頂いた藤田尚徳助教授を始めとする GOD グループの方々に感謝致します．

半影カメラの画像再生技術に関して，非常に有益な議論を頂きました立命館大学・陳延偉教授及び沖縄高等専門学校・野崎真也助手に篤く感謝いたします．

ダブル・アブレーションによるレイリー・テイラー不安定性の抑制研究の遂行にあたり，多くのご協力・ご助言を頂きました砂原淳博士，東北大学・大西直文助手，池川恭史博士に篤く感謝致します．

ロチェスター大学における実験で技術・計測面で多くの支援を頂きました米国ロチェスター大学の P. Janimagi 博士並びに，実験の際に多くのご助言・ご協力を頂いた米国ロチェスター大学の C. Stockel 博士及び米国ジェネラル・アトミックス社の R. Stephens 博士に篤く感謝致します．

そして本研究を進めるにあたり先輩として，ご協力を戴きました部谷学助手，錦野将元博士に感謝致します．

また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，藤田和久博士，河村徹講師，城崎知至博士，越智義浩博士，尾崎典雅博士，永谷拓朗氏，遠山祐典博士，松岡健之博士，内田成明博士，島田義則氏，山浦道照博士，橋本和久氏，陶業争博士，岩谷卓哉氏，反保元伸氏，松岡正明氏，船倉治郎氏，深尾光博氏，大谷史彦氏，藤井秀明氏，境家達弘氏，金井裕樹氏，森下健一郎氏，宮地悟代助手，正崎敏哉氏，玉利洋平氏，高松喜久雄氏，小野貴志氏，田中基裕氏，高山龍英氏，寳地卓氏，犬伏雄一氏，松井亮二氏，日比野隆宏氏，大谷一人氏，奥野一樹氏，渡利威士氏，藪内俊毅氏，山田武史氏，奥野智晴氏，落合正幸氏，上田修義氏，石瀬正士氏，間東紀充氏，安藤強史氏，田辺稔氏，蔵山寛人氏，保田ゆづり氏ほか多数の方々に感謝いたします．

博士課程在学中に経済的な援助を頂きました近藤洋奨学基金，日本学術振興会，生産技術振興財団，井上科学振興財団に深く感謝致します．

最後に素晴らしい勉学の機会を与えて下さいました父母，並びに研究生活を支えて下さいました全ての方々に篤く感謝の意を表します．

研究業績

学術雑誌に掲載された論文（第一著者として発表）

1. S. Fujioka, H. Shiraga, H. Azechi, H. Nishimura, Y. Izawa, S. Nozaki, Y-W. Chen,
”Temporal resolved x-ray penumbral imaging technique using heuristic image reconstruction procedure and wide dynamic range x-ray streak camera”,
Review of Scientific Instruments, Vol. 75, Issue 10, pp. 4010 - 4012 (Octorber 2004)

2. 藤岡慎介，砂原淳，疇地宏，白神宏之，中井光男，重森啓介，村上匡且，長井圭治，西村博明，乗松孝好，西原功修，井澤靖和，大西直文，野崎真也，陳延偉
「高 Z 物質ドープによるレーザー核融合ターゲット表面でのレイリー・テイラー不安定性の抑制」
プラズマ・核融合学会誌，Vol. 80, No. 7, pp. 597 - 604 (July 2004).

3. S. Fujioka, A. Sunahara, K. Nishihara, N. Ohnishi, T. Johzaki, H. Shiraga, K. Shigemori, M. Nakai, T. Ikegawa, M. Murakami, K. Nagai, T. Norimatsu, H. Azechi, and T. Yamanaka
”Suppression of the Rayleigh-Taylor instability due to self-radiation in a multiablation target”
Physical Review Letters, No. 92, 195001 (May 2004).

4. S. Fujioka, A. Sunahara, N. Ohnishi, Y. Tamari, K. Nishihara, H. Azechi, H. Shiraga, M. Nakai, K. Shigemori, T. Sakaiya, M. Tanaka, K. Otani, K. Okuno, T. Watari, T. Yamada, M. Murakami, K. Nagai, T. Norimatsu, Y. Izawa, S. Nozaki, and Y-W. Chen,
”Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to radiative ablation in brominated plastic targets”,
Physics of Plasmas, Vol. 11, Issue 5, pp. 2814 - 2822 (May 2004).

5. S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, K. Shigemori, A Sunahara, M. Nakai, H. Azechi, K. Nishihara and T. Yamanaka,
”First observation of density pofile in directly laser-driven polystyrene targets for ablative Rayleigh-Taylor instability research”,
Physics of Plasmas, Vol. 10, Issue 12, pp. 4784 - 4789 (December 2003).

6. S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, Y. Tamari, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, K. A. Tanaka, and T. Yamanaka,
”Side-on measurement of hydrodynamics of laser-driven plasmas with high space- and time- resolution x-ray imaging technique”,
Review of Scientific Instruments, Vol. 74, Issue 3, pp. 2198 - 2201 (March 2003).

7. S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, M. Heya, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, S. Nakai, and T. Yamanaka, ”Penumbral imaging for measurement of the ablation density in laser-driven targets”, Review of Scientific Instruments, Vol. 73, Issue 7, pp. 2588 - 2596 (July 2002).

学術雑誌に掲載された論文（共著者として発表）

1. Y. Tao, M. Nakai, H. Nishimura, S. Fujioka, T. Okuno, T. Fujiwara, N. Ueda, N. Miyanaga, and Y. Izawa ”Temporally resolved Schwarzschild microscope for the characterization of extreme ultraviolet emission in laser-produced plasmas”, Review of Scientific Instruments, Vol. 75, Issue 12, pp. 5173 - 5176 (December 2004).

2. H. Azechi, H. Shiraga, M. Nakai, K. Shigemori, S. Fujioka, T. Sakaiya, Y. Tamari, K. Ohtani, M. Murakami, A. Sunahara, H. Nagatomo, K. Nishihara, N. Miyanaga, and Y. Izawa ”Suppression of the Rayleigh-Taylor instability and its implication for the impact ignition”, Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 46, No. 12B, pp. B245 - B254 (December 2004).

3. H. Shiraga, S. Fujioka, P. A. Jaanimagi, C. Stoeckl, R. B. Stephens, H. Nagatomo, K. A. Tanaka, R. Kodama, and H. Azechi ”Multi-imaging x-ray streak camera for ultrahigh-speed two-dimensional x-ray imaging of imploded core plasmas (invited)”, Review of Scientific Instruments, Vol. 75, Issue 10, pp. 3921 - 3925 (Octorber 2004).

4. Y. Inubushi, H. Nishimura, M. Ochiai, S. Fujioka, Y. Izawa, T. Kawamura, S. Shimizu, M. Hashida, and S. Sakabe ”X-ray polarization spectroscopy for measurement of anisotropy of hot electrons generated with ultraintese laser pulse”, Review of Scientific Instruments, Vol. 75, Issue 10, pp. 3699 - 3701 (Octorber 2004).

5. Y. Tao, F. Sohbatzadeh, H. Nishimura, R. Matsui, T. Hibino, T. Okuno, S. Fujioka, K. Nagai, T. Norimatsu, K. Nishihara, N. Miyanaga, Y. Izawa, A. Sunahara, and T. Kawamura ”Monocrhromatic imaging and angular distribution measurements of extreme ultraviolet light from laser-produced Sn and SnO_2 plasmas”, Applied Physics Letters, Vol. 85, No. 11, pp. 1919 - 1921 (September 2004).

6. 西村博明，重森啓介，中井光男，藤岡慎介，島田義則，橋本和久，山浦道照，内田成明，松井亮二，日比野隆宏，奥野智晴，陶業争，長井圭治，乗松孝好，長友英夫，ZHAKHOVSKII Vasilii，古河裕之，砂原淳，河村徹，西川亘，村上匡且，西原功修，宮永憲明，中塚正大，井澤靖和 ”レーザー生成球対称 Sn プラズマからの極端紫外光線（EUV）放射特性”, プラズマ核融合学会誌，Vol. 80, No. 4, pp. 325 - 330 (April 2004).

7. H. Shiraga, H. Azechi, M. Nakai, K. Shigemori, M. Nishikino, T. Sakaiya, S. Fujioka, Y. Tamari,
”X-ray imaging diagnotics for laser-driven hydrodynamic instability experiments”,
Review of Scientific Instruments, Vol. 74, Issue 3, pp. 2194 - 2197 (March 2003).

8. S. Nozaki, Y-W. Chen, Z. Nakao, S. Fujioka, H. Shiraga,
”A heuristic penumbral imaging technique for measurements of laser-produced plasma density profile”,
Review of Scientific Instruments, Vol. 73, Issue 9, pp. 3198 - 3204 (September 2002).

9. R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Tohyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf, and T. Yamanaka,
”Fast heating scalable to laser fusion ignition”,
Nature, Vol. 418, No. 6901, pp. 933 - 934 (August 2002).

10. M. Nishikino, H. Shiraga, N. Miyanaga, N. Ohnishi, K. Shigemori, S. Fujioka, M. Nakai, H. Nishimura, H. Azechi, K. Mima, H. Takabe, S. Nakai, and T. Yamanaka,
”Imprint reduction in a plasma layer preformed with x-ray irradiation”,
Physics of Plasmas, Vol. 9, pp. 1381 - 1391 (April 2002).

11. M. Heya, S. Fujioka, H. Shiraga, N. Miyanaga, and T. Yamanaka
”Development of wide-field, multi-imaging x-ray streak camera technique with increased image sampling arrays”,
Review of Scientific Instruments, Vol. 72, pp. 755 - 758 (January 2001).

12. M. Nishikino, H. Shiraga, M. Matsuoka, S. Fujioka, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, N. Miyanaga, and T. Yamanaka
”Density profile of the ablating plasma produced by soft x-ray irradiation”,
Review of Scientific Instruments, Vol. 72, pp. 653 - 656 (January 2001).

国際会議及び海外学会発表

1. S. Fujioka, H. Nishimura, T. Okuno, N. Ueda, Y. Tao, T. Ando, H. Kurayama, Y. Yasuda, S. Uchida, Y. Shimada, K. Hashimoto, M. Yamaura, Q. Gu, K. Nagai, T. Norimatsu, A. Sunahara, H. Furukawa, K -G Kang, M. Murakami, K. Nishihara, N. Miyanaga, Y. Izawa
”Characterization of debris emitted from laser-produced tin plasmas for EUV lithography application”,
3rd International EUVL Symposium , Miyazaki, Japan (1 - 4 November, 2004).

2. S. Fujioka, H. Shiraga, H. Azechi, H. Nishimura, S. Nozaki, and Y-W. Chen,
”Temporal resolved x-ray penumbral imaging technique using heuristic image reconstruction and wide dynamic range x-ray streak camera”,
15th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, San Diego, CA, USA, (19 - 22 April 2004).

3. S. Fujioka, A. Sunahara, N. Ohnishi, K. Nishihara, H. Shiraga, K. Shigemori, M. Nakai, M. Murakami, K. Nagai, T. Norimatsu, H. Azechi, Y. Izawa,
”Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to self-emitted radiation inside high-Z doped target (Invited)”,
45th Annual Meeting of the Devision of Plasma Physics, American Physical Society, Albuquerque, NM, USA, (28 October 2003).

4. S. Fujioka, H. Shiraga, R. Kodama, K. A. Tanaka, H. Nagatomo, R. B. Stephens, P. Jaanimagi, C. Stoeckl
”10-ps X-ray Imaging of Cone-Shell Target Implosion at OMEGA Laser”,
45th Annual Meeting of the Devision of Plasma Physics, American Physical Society, Albuquerque, NM, USA, (28 October 2003).

5. S. Fujioka, A. Sunahara, H. Shiraga, K. Shigemori, M. Nakai, T. Ikegawa, H. Azechi, K. Nishihara, T. Yamanaka and Y. Izawa, N. Ohnishi,
”Suppression of Rayleigh-Taylor instability using radiative-ablation in high-Z doped plastic target”,
3rd International Conference on Inertial Fusion Science and Applications, Monterey, CA, USA, (7 - 12 September 2003).

6. S. Fujioka, A. Sunahara, H. Shiraga, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, T. Ikegawa, K. Nishihara, T. Yamanaka, and N. Ohnishi,
”Enhancement of ablative stabilization of Rayleigh-Taylor instability using high-Z doped plastic target”,
44th Annual Meeting of the Devision of Plasmas Physics, American Physical Society, Orlando, FL, USA (12 Nobember, 2002).

7. S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, K. Nishihara, and T. Yamanaka,
”Ablation density measurement for understanding of Rayleigh-Taylor instability in IFE”,
The therd asian pacific laser symposium, Senri life center, Osaka, Japan (19 September, 2002).

8. S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, Y. Tamari, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, K. A. Tanaka, and T. Yamanaka,
”Side-on measurement of hydrodynamics of laser-driven targets with high space- and time- resolution x-ray imaging technique”,
14th. Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, Madision, WI, USA (8 July 3002).

9. S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, Y. Tamari, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, K. A. Tanaka, and T. Yamanaka,
”Ablation Density Measurement relevant to Hydrodynamic Instability in IFE”,
43rd. Annual Meeting of the Devision of Plasma Physics, American Physical Society, Long Beaxch, CA, USA (28 October 2001).

10. S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nishikino, M. Heya, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, S. Nakai, and T. Yamanaka,
”Penumbral imaging for ablation density measurement”, 2nd. International Conferrence of Inertial Fusion Science

and Application, Kyoto, Japan (10 September 2001).

国内学会発表

1. 藤岡慎介，西村博明，奥野智晴，上田修義，陶業争，安藤強史，蔵山寛人，保田ゆづり，内田成明，島田義則，橋本和久，山浦道照，谷勤翠，長井圭治，乗松孝好，砂原淳，古河裕之，姜永光，村上匡且，西原功修，宮永憲明，井澤靖和
「レーザー生成 EUV 放射プラズマからのデブリイオン粒子放出特性評価」
プラズマ核融合学会第 21 回年会，静岡県グランシップ，2004 年 11 月 24 日

2. 藤岡慎介，西村博明，奥野智晴，上田修義，陶業争，安藤強史，蔵山寛人，保田ゆづり，内田成明，島田義則，橋本和久，山浦道照，谷勤翠，長井圭治，乗松孝好，砂原淳，古河裕之，姜永光，村上匡且，西原功修，宮永憲明，井澤靖和
「レーザー生成 EUV 放射プラズマからのイオン粒子放出特性」
第 65 回応用物理学会学術講演会，東北学院大学，2004 年 9 月 2 日

3. 藤岡慎介，西村博明，重森啓介，内田成明，島田義則，山浦道照，陶業争，松井亮二，日比野隆宏，奥野智晴，上田修義，谷勤翠，長井圭治，乗松孝好，中塚正大，宮永憲明，西原功修，井澤靖和
「次世代リソグラフィーに向けたレーザープラズマ極端紫外光源の開発」
第 5 回核融合エネルギー連合講演会，仙台市民会館，2004 年 6 月 18 日

4. 藤岡慎介，西村博明，中井光男，重森啓介，島田義則，橋本和久，山浦道照，内田成明，松井亮二，日比野隆宏，奥野智晴，陶業争，長井圭治，乗松孝好，砂原淳，河村徹，村上匡且，西原功修，宮永憲明，中塚正大，井澤靖和
「EUV 放射プラズマの密度プロファイル計測」
応用物理学会関係連合講演会，東京工科大学，2004 年 3 月 30 日

5. 藤岡慎介，砂原淳，大西直文，玉利洋平，西原功修，疇地宏，白神宏之，中井光男，重森啓介，長井圭治，乗松孝好，井澤靖和
「ダブル・アブレーションを用いたレイリー・テイラー不安定性の抑制」
日本物理学会，九州大学，2004 年 3 月 28 日

6. 藤岡慎介，砂原淳，大西直文，玉利洋平，西原功修，疇地宏，白神宏之，中井光男，重森啓介，長井圭治，乗松孝好，井澤靖和
「高 Z 物質ドープによるレーザー核融合ターゲット表面のレイリー・テイラー不安定性の抑制（招待講演）」
第 20 回プラズマ・核融合学会年会，茨城県県民会館，2003 年 11 月 26 日

7. 藤岡慎介，白神宏之，重森啓介，中井光男，砂原淳，西原功修，長井圭治，乗松孝好，西村博明，疇地宏，井澤

靖和
「レーザー生成プラズマ中での輻射エネルギー輸送によるダブル・アブレーション構造の形成」
日本物理学会，岡山大学，2003 年 9 月 21 日

8. 藤岡慎介，砂原淳，大西直文，白神宏之，重森啓介，中井光男，疇地宏，西原功修，山中龍彦
「高 Z 物質ドープ・ターゲット内部での X 線輻射駆動アブレーションを用いたレイリー・テイラー不安定性の抑制」
日本物理学会，東北大学，2003 年 3 月 29 日

9. 藤岡慎介，村中崇信，白神宏之，兒玉了祐，重森啓介，田中基裕，遠山祐典，藤田尚徳，北川米喜，田中和夫，乗松孝好，三間圀興，山中龍彦
「Fast Ignition Research with PW Laser, Observation of Fast Heated Plasma with Ultra-Fast 2D X-ray Imaging technique」
日本物理学会，中部大学，2002 年 9 月 8 日

10. 藤岡慎介，白神宏之，境家達弘，錦野将元，玉利洋平，砂原淳，重森啓介，中井光男，疇地宏，西原功修，山中龍彦
「アブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性の理解へ向けたアブレーション密度計測」
第 4 回核融合連合講演会，大阪大学，2002 年 6 月 13 日

11. 藤岡慎介，白神宏之，錦野将元，境家達弘，玉利洋平，重森啓介，中井光男，疇地宏，山中龍彦
「アブレーティブ・レイリー・テイラー不安定性の理解へ向けたアブレーション密度計測」
日本物理学会，立命館大学くさつキャンパス，2002 年 3 月 24 日

12. 藤岡慎介，白神宏之，錦野将元，玉利洋平，境家達弘，砂原淳，重森啓介，中井光男，疇地宏，山中龍彦
「レーザー核融合におけるレイリー・テイラー不安定性の理解に向けたレーザー照射生成プラズマの密度計測」
プラズマ核融合学会 18 回年会，福岡県春日市クローバープラザ，2001 年 11 月 29 日

13. 藤岡慎介，白神宏之，錦野将元，玉利洋平，重森啓介，中井光男，疇地宏，山中龍彦
「HIPER レーザー照射生成プラズマのアブレーション密度計測」
日本物理学会，徳島文理大学，2001 年 9 月 20 日

14. 藤岡慎介，白神宏之，錦野将元，重森啓介，中井光男，疇地宏，山中龍彦
「X 線半影法を用いたレーザー照射ターゲットの密度計測」
日本物理学会，中央大学，2001 年 3 月 28 日

15. 藤岡慎介，白神宏之，錦野将元，藤田和久，重森啓介，中井光男，疇地宏，山中龍彦
「X 線半影法を用いたレーザー照射ターゲット加速段階におけるアブレーション密度計測法の開発」
日本物理学会，新潟大学，2000 年 9 月 23 日

16. 藤岡慎介，部谷学，白神宏之，錦野将元，宮永憲明，中井光男，疇地宏，山中龍彦
「半影撮像法を用いた短波長擾乱成長の時間分解計測法の開発」

日本物理学会，岩手大学，1999 年 9 月 26 日