OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	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
Author(s)	重森, 啓介
Citation	大阪大学, 1998, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3143966
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

甲6383

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

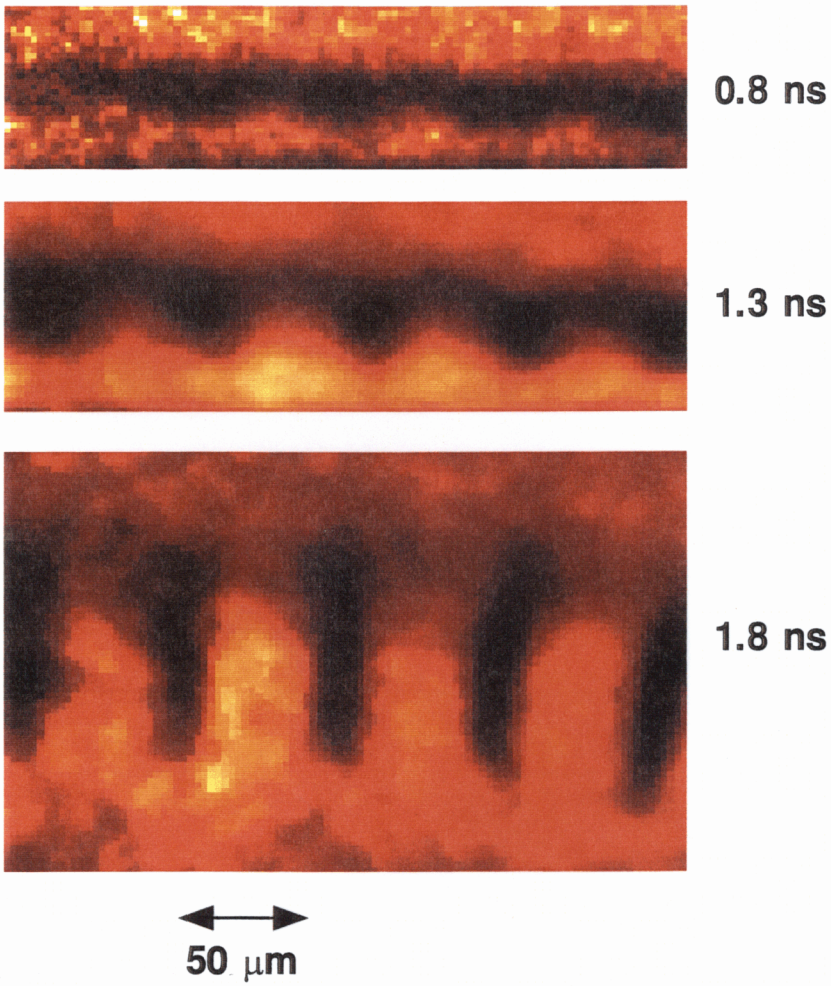
１９９８年1月

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

1998年1月

重森　啓介



口絵　レーリー・テーラー不安定性による空間擾乱の時間変化（第6章）
像の黒い部分が照射ターゲットであり，レーザーは図の下側から照射されている．時間とともに成長する空間擾乱が明瞭に観測されている．

内 容 梗 概

本論文は，著者が大阪大学大学院工学研究科博士前期課程および博士後期課程において行った，レーザー核融合における流体力学的不安定性の実験的研究についてまとめたものである．

レーザー核融合においては，レーザー光を燃料ペレットに照射し圧縮することにより，高温（中心部温度：> 5 keV）,高密度（固体密度の 1000 倍程度）のプラズマを生成し，これを点火・燃焼させる．現在までの研究において，必要とされる固体密度の約 1000 倍に達する高密度圧縮が達成されたが，発生する中性子量は 1 次元シミュレーションの 1/1000 程度であることが明らかになった．この理由として，レーザーの照射不均一性・ターゲットの不均一性が原因となり，燃料の圧縮過程での流体力学的不安定性によりこれらが空間擾乱として成長し，中心部の高温・低密度のホットスパーク部とその周辺の低温・高密度の主燃料部が流体混合（ミキシング）を起こすことにより，中心部のホットスパークが冷却されるためと考えられている．このような理由から，レーザー爆縮の過程における流体力学的不安定性を定量的に評価することが必要不可欠であると考えられている．

レーザー核融合において流体力学的不安定性がどのように発生するのかを考える際に，まず爆縮の進展に沿って時間領域を分割する必要がある．ここで，燃料ターゲットの爆縮ダイナミクスに着目する．(I)レーザーが燃料ペレットターゲットに照射されると，表面がプラズマ化して，そのプラズマが外向きに噴出する（アブレーション）．アブレーションによって反対の方向，すなわち燃料ターゲットの内向きにアブレーション圧力がはたらく．アブレーション圧力は非常に強いため，ターゲット中に衝撃波となって伝播する．(II)衝撃波が燃料シェル中を伝播し，裏面に到達すると反射希薄波が生成する．(III)反射希薄波がターゲット表面に到達すると，シェルは内向きに加速する．(IV)燃料ペレット中心で反射した衝撃波がシェル裏面に到達すると，今度はターゲット全体が減速する．このように，レーザー爆縮の過程は(I)から(IV)の 4 つの時間領域に大別される．

以上の各段階での流体力学的不安定性について，実験的評価を行った．

本論文は全 7 章で構成される．

第 2 章では，レーザー爆縮における流体力学的不安定性を計測するために用いられる X 線バックライト法について述べる．本研究では，平板ポリスチレンに初期擾乱を付加したターゲットにレーザーを照射し，その空間擾乱の成長の観測を行った．この観測に必要となる，レーザー生成プラズマ X 線をプローブとして擾乱成長の形状・質量面密度擾乱の時間変化を定量的に計測する手法を確立した．

第 3 章では，アブレーション圧力によって発生する衝撃波がターゲット中を伝播する時間領域（スタートアップ相）における流体力学的不安定性について述べる．初期擾乱を付加したターゲットにレーザーを照射し，リップル衝撃波の伝播特性，レーザー照射面の安定性およびそれに付随して発生する質量面密度擾乱の変化について評価した．

第 4 章では，衝撃波が裏面に到達した後に発生する反射希薄波がターゲット表面に到達するまでの時間領域（希薄波相）における流体力学的不安定性について述べる．ターゲットの裏面に擾乱を付加したターゲットをレーザーで照射し，衝撃波がターゲット裏面を通過する際に発生するリヒトマイヤー・メシュコフ不安定性と，反射希薄波がターゲット表面に到達したときに発生する「Feed-out」現象についての評価を行った．

第５章では，ターゲットが加速される段階（加速相）で発生するアブレーション面でのレーリー・テーラー不安定性の線形成長領域における成長率について述べる．微小振幅を付加したターゲットをレーザーで照射することにより加速させ，加速段階でレーリー・テーラー不安定性によって成長する質量面密度擾乱を計測した．得られた成長率と，理論モデルや非局所電子熱伝導を考慮したシミュレーション結果と比較した．

第６章では，非線形成長領域でのレーリー・テーラー不安定性の振る舞いについて述べる．ターゲットの空間擾乱の振幅が波長の 10%程度になると，レーリー・テーラー不安定性の成長は非線形となり，擾乱の形状はいわゆる「バブル・スパイク構造」をもつようになる．レーザー照射によって加速されるターゲットの非線形成長領域での擾乱形状を観測し，バブル・スパイク構造の形成からターゲットの破断に至るまでの過程を評価した．

第７章では結論であり，本論文で得られた成果の総括を行い，レーザー核融合研究における意義を明らかにしている．

目　　次

第1章　緒論 ―― 1
参考文献 ―― 6

第2章　X線バックライト法を用いた流体力学的不安定性の計測 ―― 7
2-1　はじめに ―― 7
2-2　Side-on X線バックライト法 ―― 8
2-2-1　概要および計測器構成 ―― 8
2-2-2　Side-on X線バックライト計測データの解析法 ―― 10
2-3　Face-on X線バックライト法 ―― 11
2-3-1　概要および計測器構成 ―― 11
2-3-2　バックライトX線の質量吸収率較正 ―― 12
2-3-3　計測系の空間分解能較正 ―― 15
2-3-4　質量面密度擾乱の導出 ―― 20
2-4　流体力学的不安定性実験用凸凹ターゲットの製作 ―― 21
2-3-5　熱プレス法による凸凹ターゲットの製作 ―― 21
2-3-6　レーザーアブレーション法による凸凹ターゲットの製作 ―― 24
2-5　部分コヒーレント光 ―― 26
2-6　まとめ ―― 28
参考文献 ―― 29

第3章　スタートアップ相におけるリップル衝撃波の伝播 ―― 30
3-1　はじめに ―― 30
3-2　リップル衝撃波の伝播と質量面密度擾乱の変化 ―― 31
3-2-1　CCW法による衝撃波面の解析 ―― 31
3-2-2　境界条件を用いたリップル衝撃波の解析 ―― 35
3-2-3　リップル衝撃波の振動による質量面密度擾乱の変化 ―― 37
3-3　リップル衝撃波面および各パラメーターの計測 ―― 38
3-3-1　実験条件 ―― 38
3-3-2　リップル衝撃波面の観測 ―― 39
3-3-3　アブレーション面擾乱の観測 ―― 44
3-3-4　質量面密度擾乱の観測 ―― 48
3-4　考察 ―― 50
3-5　まとめ ―― 52
参考文献 ―― 54

第4章　希薄波相の流体力学的不安定性 –Feed outによるターゲット裏面の影響– ―― 55
4-1　はじめに ―― 55
4-2　Feed-outによる裏面擾乱の伝播 ―― 55
4-2-1　リヒトマイヤー・メシュコフ(RM)不安定性 ―― 55
4-2-2　反射希薄波による表面擾乱の発生 ―― 57
4-3　希薄波相における流体力学的不安定性の観測 ―― 58
4-3-1　実験条件 ―― 58
4-3-2　RM不安定性による裏面擾乱の成長 ―― 59
4-3-3　反射希薄波による質量面密度擾乱の時間変化 ―― 61
4-4　まとめ ―― 65
参考文献 ―― 67

第5章　線形成長領域におけるレーリー・テーラー不安定性成長率 ―― 68
5-1　はじめに ―― 68
5-2　アブレーションによる RT 成長率の抑制 ―― 69
5-3　成長率および各物理量の計測 ―― 71
5-3-1　実験条件 ―― 71
5-3-2　質量面密度擾乱の計測 ―― 72
5-3-3　ターゲット加速度の計測 ―― 75
5-3-4　質量噴出率の計測 ―― 77
5-4　結果および考察 ―― 80
5-5　まとめ ―― 86
参考文献 ―― 88

第6章　レーリー・テーラー不安定性の非線形発展 ―― 90
6-1　はじめに ―― 90
6-2　高次高調波の発生とバブル・スパイクの成長 ―― 91
6-3　非線形成長領域における RT 不安定性の観測 ―― 94
6-3-1　実験条件 ―― 94
6-3-2　Face-on X 線バックライト法による高次高調波発生の観測 ―― 95
6-3-3　Side-on X 線バックライト法によるターゲット表裏面擾乱の観測 ―― 97
6-4　まとめ ―― 102
参考文献 ―― 104

第7章　結論 ―― 105

付録 1　レーリー・テーラー不安定性成長の理論解析 ―― 109
付録 2　インプリントについて ―― 118
付録 3　Face-on X 線バックライト法による衝撃波速度の計測 ―― 121

謝辞 ―― 122
業績 ―― 123

第1章 緒論

慣性核融合を実現するためには，高い核融合利得（出力エネルギー / 入力エネルギー ≈ 100）をもった炉心プラズマを実現する事が必要である．レーザーをドライバーとして用いた慣性核融合（レーザー核融合）に於いては，複数のレーザービームで球状の燃料ペレットを照射し，アブレーションにより発生する高い圧力を用いて燃料を高温・高密度に圧縮する（爆縮）．圧縮された燃料ペレットは，中心が高温（> 10 keV）のホットスパーク部とそれを取り巻く高密度（固体密度の 1000 倍）の燃料部を形成し，点火・燃焼に至る．

高利得爆縮に必要な高温・高密度の爆縮プラズマを生成するためには，球対称な圧縮を行う必要がある．すなわち充分に均一なレーザービームを，充分に均一な燃料ターゲットを照射しなければならない．レーザーやターゲットに不均一がある場合，それらの不均一が擾乱の種となり成長して，シェルの破断やホットスパークの消滅を引き起こし，球対称爆縮の妨げとなることが良く知られている [1]．これまでの爆縮実験において，固体密度の 600 倍の高密度圧縮が達成されたが，発生中性子量は 1 次元シミュレーションの 1/1000 程度であるという結果が得られている[2]．この原因は，流体力学的不安定性によるホットスパークの消滅であると推論されている．そして，この流体力学的不安定性の成長を許容範囲に抑えるために，各種の高品質ターゲット製作技術や照射一様性の高いレーザービームの開発などが精力的に行われてきた．一方で，レーザー爆縮過程における流体力学的不安定性に関する研究も行われてきた．

レーザー核融合において高利得を達成するためには，理論的研究（モデリング，シミュレーション）と実験的研究との綿密な連携が必要不可欠である．図 1-1 に高利得爆縮に至るまでのシナリオを示す[3]．高利得爆縮を実験的に成功させるためには，あらかじめ数値高利得実験（Numerical High Gain Experiment）すなわち計算機上で多次元シミュレーションを行って高利得を実現するためのレーザー条件，ターゲット条件を明らかにする必要がある．この数値高利得実験用のシミュレーションコードには，レーザー爆縮で関係する全ての物理を含んでいなければならない．このようなシミ

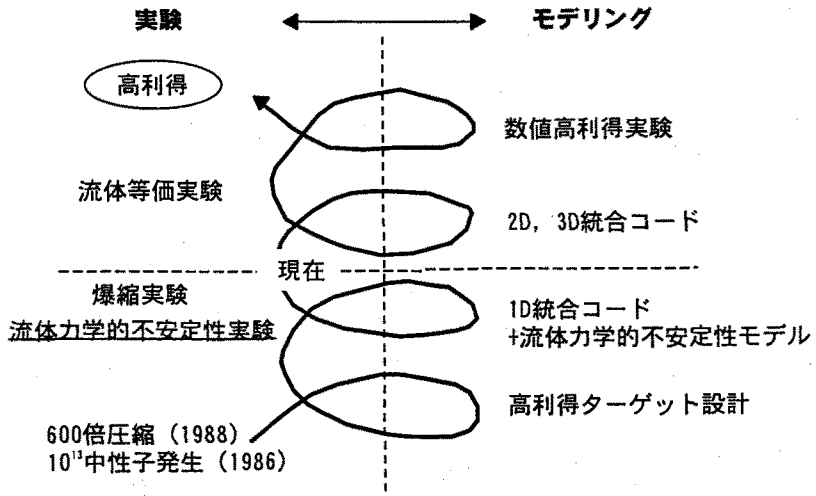


図 1-1 レーザー核融合における高利得爆縮へ至るシナリオ
実験的研究とモデリング（理論・シミュレーション）との綿密な連携により，順次開発を行う．実験では要素物理などシミュレーションのベンチマークが，シミュレーションは多次元化が主体となる．

ュレーションコードを「統合コード」という．コードの妥当性を検証するためには，クリティカルな物理現象を実験的に厳密にテスト（= ベンチマーク）する必要がある．シミュレーションのベンチマークのために行う実験として，流体等価実験（Hydrodynamic Equivalent Plasma Experiment）を行うことが考えられている．流体等価とは，高利得爆縮で得ようとする同じ構造の爆縮プラズマ（同じ温度，密度）のミニチュア版を実験的に作ることであり，これが現時点での次の目標となっている．この流体等価実験の条件を設定するための多次元統合コードがモデリング側で必要になる．そして，同時にこの多次元統合コードを実験的にベンチマークする必要がある．統合コードのベンチマークのために，レーザー爆縮における流体力学的不安定性という要素物理を抽出して調べることが必要である．実験的に得られた要素物理は，現存の 1 次元統合シミュレーションコードと結合させ，多次元統合コードのベンチマークを行う．これが現時点での課題である．

次に，要素物理としての流体力学的不安定性をどのようにして実験的に取得するのかについて考える．レーザー爆縮における流体力学的不安定性の理論を実験的に検証するために，高利得爆縮ターゲットの一部を抽出した系を考え，平面ターゲットを用いた空間擾乱の成長を観測するという手段を用いる（図 1-2）．この平面実験系では，球対称圧縮されることにより発生する球収束効果を評価することは不可能である．しかし，球収束効果は爆縮の後期のみに特に顕著になるため，2 次元平面系において基礎実験を行うことにより流体力学的不安定性の評価を行い，球収束効果や 3 次元的な効果は次のステップで評価を行うことになる．

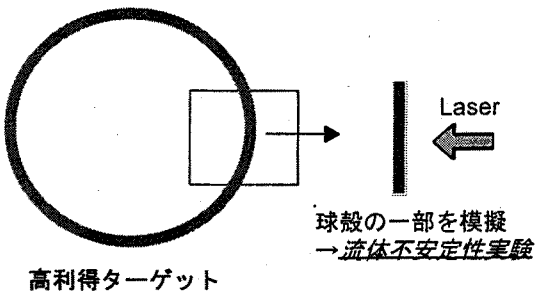


図 1-2 レーザー爆縮における流体力学的不安定性のモデル実験
球ターゲットの流体力学的不安定性を直接観測するのは困難であるため，高利得ターゲットの球殻の一部を模擬した平面ターゲットを用いる実験系が有効である．

これまでのレーザー核融合における流体力学的不安定性に関する実験的研究は，間接照射（レーザー光をいったん X 線に変換して照射する方式）において精力的に行われてきたが [4]，レーザー直接照射条件下の系統的な実験的研究はほとんど行われていなかった．これは，レーザーの照射パターンの不均一性が原因となってターゲットに空間擾乱を与える「インプリント」[5-8]の影響が大きく，このインプリントによって生成する空間擾乱が観測対象となるターゲット擾乱に比べて無視出来ないレベルであったためである．しかし最近に至って照射均一性の向上に関するめざましい進歩があり，特に部分コヒーレント光 [9,10]を用いることにより，このインプリントが十分小さく抑制される可能性が出てきた．本研究では，レーザー光によるインプリントを充分抑制することにより，初めてレーザー照射ターゲットにおける流体力学的不安定性の定量的な測定を行ったものであ

る．

レーザー爆縮における擾乱の成長は，燃料ターゲットの加速や衝撃波の存在によるダイナミクスに起因する．レーザー爆縮における流体力学的不安定性を調べるためには，まずそのダイナミクスに着目して爆縮過程を整理する必要がある．レーザー爆縮ターゲットのダイナミクスより，レーザー爆縮過程は以下の4つの時間領域に大別することが出来る．

Ⅰ．スタートアップ相

高強度のレーザー光をターゲット面に照射すると，ターゲット表面でレーザー光は吸収されプラズマ化する．プラズマ化されたターゲット表面の物質は，ターゲットの外向きに剥離（アブレーション）される．高速で膨張するプラズマの反作用で，ターゲットの内向きに高い圧力が発生する（アブレーション圧力）．アブレーション圧力によって，ターゲット中に衝撃波が伝播する．衝撃波面がターゲット裏面に到達するまでの時間領域を「スタートアップ相」と定義する．この領域では，アブレーション圧力によって発生する衝撃波の挙動が，初期擾乱の成長に大きな影響を及ぼす．

Ⅱ．希薄波相

衝撃波がターゲット裏面に到達すると，反射波は希薄波となってレーザー照射面方向に伝播する．希薄波は音速で伝播し，レーザー照射面に到達するとターゲット全体が加速運動を始める．この時間領域，すなわち衝撃波がターゲット裏面に達してから，反射希薄波がターゲット表面に到達するまでの間を「希薄波相」と呼ぶ．衝撃波がターゲット裏面を通過するとき，リヒトマイヤー・メシュコフ（Richtmyer-Meshkov，RM）不安定性によりターゲット裏面の初期擾乱が成長する．このRM不安定性は，異なる密度の界面に衝撃波が通過する際に発生するものである．ターゲット裏面から反射する希薄波により，ターゲット表面に擾乱を与えることも理論的に予測されている．これはFeed-outという現象で，裏面の擾乱によってもたらされる不均一構造をもつ希薄波がターゲット表面に到達する際，希薄波の不均一がターゲット表面の空間擾乱を与える．

Ⅲ．加速相

アブレーション圧力によって発生した衝撃波が裏面に到達し，反射希薄波がターゲット表面に戻ると，ターゲット全体が加速される．この領域，すなわちターゲット全体が内向きに加速される領域を加速相と呼ぶ．加速相では燃料ターゲット全体が内向きの加速を受けるが，ターゲットに乗った系では逆に外向きに重力を受ける状態となる．このため，ターゲット面では高密度のターゲットが低密度のコロナプラズマの上に乗っていることになり，レーリー・テーラー（Rayleigh-Taylor, RT）不安定性が発生する．良く知られているように，RT不安定性では空間的な擾乱は時間とともに指数関数的に成長する（線形成長領域）．また，擾乱の振幅が波長の10%程度を越えると，成長が非線形となり「バブル・スパイク構造」が現れる．このように成長するターゲット表面の擾乱は，ターゲットの深さ方向に伝搬し，ターゲット裏面での擾乱を生成させる（フィードスルー）．

Ⅳ．減速相

燃料シェルを通過した衝撃波は燃料ガス中を伝播した後にターゲット中心で反射し，再び燃料シェル裏面に到達する．その後も，反射衝撃波が何度もターゲット裏面を通過するため，燃料ターゲットは全体として減速される．このとき，シェルの裏面は内向きに重力を受けることとなり，RT不安定な状態になる．すなわち，加速相でのシェル表面と同様に，シェルの裏面の空間的な擾乱が成

長する．この結果，高温・低密度領域のスパーク部とそれを取り巻く低温・高密度の主燃料とが流体混合（ミキシング）を起こし，ホットスパークの温度が低下する．

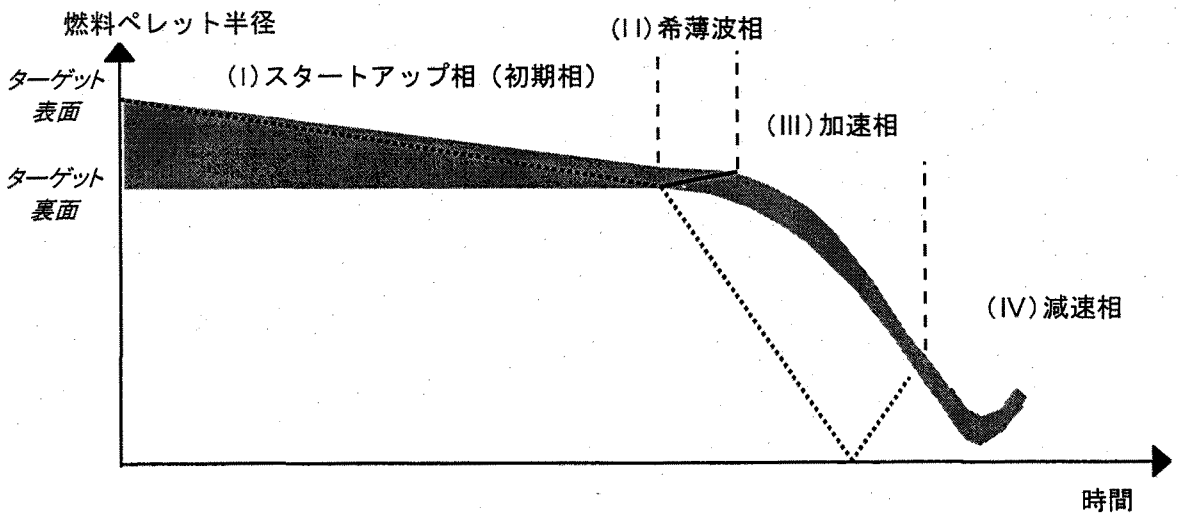


図 1-3 レーザー核融合の各段階における流体力学的不安定性
レーザー核融合における流体力学的不安定性は，その燃料シェルのダイナミクスにより4つの時間領域に分割することが出来る．図の縦軸がターゲット半径距離，横軸が時間である．(I)スタートアップ相は衝撃波が燃料シェル中を伝播する時間領域．(II)希薄波相はターゲット裏面からの反射希薄波がターゲット表面に到達するまでの時間領域．(III)加速相は燃料シェルが内向きに加速する時間領域．(IV)減速相は反射衝撃波によりシェルが減速する時間領域である．

本研究の目的は，レーザー核融合の各段階で発生する流体力学的不安定性について，球殻ターゲットの一部を模擬したモデル実験を通して定量的に明らかにすることである．具体的には，初期に擾乱を付加したターゲットにレーザーを照射し，その空間擾乱等の時間変化を観測する．レーザー爆縮の各過程は前述の通り 4 つに分けられるので，それぞれの時間領域（減速相を除く）を模擬した実験を行った．以下，本論文の構成を述べる．

第2章では，流体力学的不安定性の計測のために用いられる，レーザー生成プラズマをプローブとした計測法について述べる．Side-on X 線バックライト法および Face-on X 線バックライト計測の2種類の計測系について述べる．また，初期擾乱を付加したターゲットの製作法について述べる．

第3章では，スタートアップ相（図 1-3 の I）において重要となる，レーザー照射ターゲット中を伝播するリップル衝撃波の特性について述べる．初期擾乱を付加したターゲットにレーザーを照射し，発生するリップル衝撃波の波面を計測した．また，レーザー照射面およびリップル衝撃波面の変化に対応して発生する質量面密度擾乱の時間変化を観測した．それぞれの結果は，理論モデルおよび 2 次元シミュレーションの結果と比較し，リップル衝撃波の振動と質量面密度擾乱との関係を明らかにしている．

第4章では，希薄波相（図 1-3 の II）において，ターゲット裏面で発生するリヒトマイヤー・メシュコフ（RM）不安定性および反射希薄波がターゲット表面に到達する際に生成する擾乱の観測について述べる．ターゲット裏面に擾乱を付加したターゲットにレーザーを照射し，ターゲット裏面を衝撃波が通過する際のターゲット裏面擾乱の時間変化，および反射希薄波の到達によって発生する

空間擾乱を観測し，希薄波相におけるターゲット表裏面擾乱の振る舞いについて明らかにしている．

第5章では，加速相（図 1-3 の III）で発生する，レーザー照射面におけるレーリー・テーラー不安定性の観測について述べる．ターゲット表面の空間擾乱がその波長に比べて充分に小さいとき，空間擾乱は時間とともに指数関数的に成長する．初期擾乱を付加したターゲットにレーザーを照射して加速させ，その RT 不安定性成長率を種々の実験条件下で計測し，線形成長率の抑制メカニズムについて明らかにしている．

加速相（図 1-3 の III）における RT 不安定性成長は，その擾乱の波長が大きくなると線形成長が飽和し，成長は非線形となる．擾乱の形状は正弦波状から次第に「バブル・スパイク」構造へと変化し，ターゲットの厚さ程度になるとターゲットは破断してしまう．この線形成長から非線形成長，ターゲットの破断に至るまでの過程の観測を行い，その性質を第6章で明らかにしている．

第7章では，本論文で得られた成果をまとめ，総括を行う．

第1章の参考文献

[1] J. H. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. B. Zimmerman, Nature (London) **239**, 139 (1972).

[2] H. Azechi, T. Jitsuno, T. Kanabe, M. Katayama, K. Mima, N. Miyanaga, M. Nakai, S. Nakai, H. Nakaishi, M. Nakatsuka, A. Nishiguchi, P. A. Norrys, Y. Setsuhara, M. Takagi, M. Yamanaka, and C. Yamanaka, Laser Part. Beams **9**, 193 (1991).

[3] 千刈レビュー，大阪大学レーザー核融合研究センター将来計画検討会（1996）.

[4] 例えば, B. A. Remington, S. V. Weber, M. M. Marinak, S. W. Haan, J. D. Kilkenny, R. J. Wallace, and G. Dimonte, Phys. Plasmas **2**, 241 (1995).

[5] M. H. Desselberger, T. Afsher-rad, F. Khatlak, S. Viana, and O. Will, Phys. Rev. Lett. **68**, 1539 (1992).

[6] M. H. Emery, J. H. Gardner, R. H. Lehmberg, and S. P. Obenschain, Phys. Fluids B **3**, 2640 (1991).

[7] J. D. Kilkenny, S. G. Glendinning, S. W. Haan, B. A. Hammel, J. D. Lindl, D. H. Munro, B. A. Remington, S. V. Weber, J. P. Knauer, and C. P. Verdon, Phys. Plasmas **1**, 1379 (1994).

[8] D. H. Kalantar, M. H. Key, L. B. DaSilva, S. G. Glendinning, J. P. Knauer, B. A. Remington, F. Weber, and S. V. Weber, Phys. Rev. Lett. **76**, 3574 (1996).

[9] H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno, and S. Nakai, J. Appl. Phys. **73**, 2122 (1993).

[10] N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, T. Jitsuno, N. Nishi, S. Urushihara, N. Morio, T. Kawasaki, K. Suzuki, S. Matsuo, K. Kawakami, H. Asahara, M. Murakami, K. Nishihara, T. Yamanaka, S. Nakai, K. Tsubakimoto, and C. Yamanaka, *Proceedings of the 15th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Seville, 1994 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1996), Vol. 3, p. 153.

第2章 X線バックライト法を用いた流体力学的不安定性の計測

2-1 はじめに

レーザー核融合における流体力学的不安定性の計測には，様々な手法が用いられている．レーザー爆縮核融合では，レーザー光を燃料球に対して球対称に照射するが，球対称照射の実験系では3次元的な要素が混入するため，ある特定の物理量を計測するのは困難である．そこで，爆縮ターゲット球殻の一部分を抽出するような条件を模擬するという意味で，人為的に初期擾乱を付加した平面ターゲットにレーザーを照射し，その空間擾乱を計測するという方法が一般的によく用いられる．空間擾乱を直接計測するのは難しいため，レーザー生成プラズマX線をプローブとするX線バックライト法による計測が有効である[1]．概略を図2-1に示す．観測対象となるターゲットの側面または正面に，バックライトX線源となるターゲットを配置する．観測対象のターゲットと同期してバックライトターゲットにレーザーを照射し，高輝度のレーザー生成プラズマX線を発生させる．X線によるターゲットの「影絵」は，時間分解X線撮像装置によって記録される．

この計測法のうち，流体力学的不安定性の観測には大きく分けて(I) Side-on X線バックライト法[2]と(II) Face-on X線バックライト法[3]の2種類の計測系が用いられる．図2-1にそれぞれの配置図を示す．(I)Side-on X線バックライト法においては，ターゲットの擾乱に対してバックライトターゲットを側面に配置する．この配置では，X線フレーミングカメラ[4]などの空間2次元像が取得可能な時間分解撮像装置と組み合わせることにより，擾乱の時間発展の2次元像を得ることが可能である．ただしこの方法の場合，観測可能な擾乱の振幅は結像系の空間分解能で制限されるため，微小な振幅（$<1\,\mu m$）の観測には適していない．一方，(II)Face-on X線バックライト法では，バックライトターゲットをターゲットの正面に配置し，対向に配置した時間分解X線撮像装置でターゲットを透過するX線の強度分布を計測する．透過するX線の強度は，ターゲットの厚さ方向の質量面密度（密度×長さ）の増加に対して指数関数的に減少する．このため，微小な質量面密度擾乱の計測には，

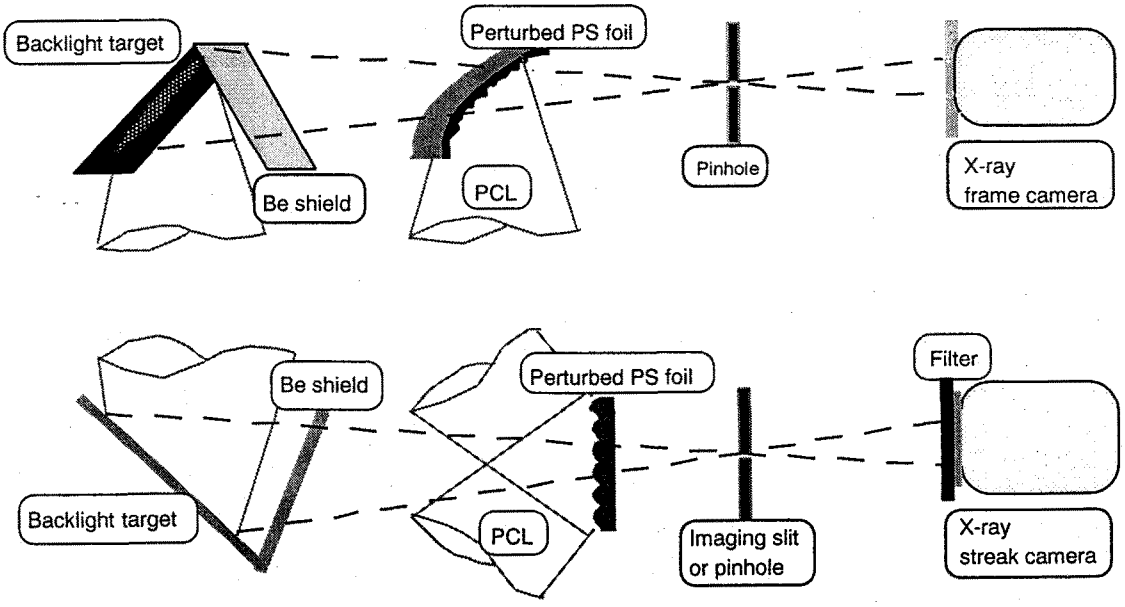


図 2-1 Side-on X 線バックライト計測（上）および Face-on X 線バックライト計測（下）

度×長さ）の増加に対して指数関数的に減少する．このため，微小な質量面密度擾乱の計測には，Face-on X線バックライト法が適している．しかし，Face-on X線バックライト法で得られる情報はターゲットの質量面密度擾乱であり，ターゲット表裏面の形状などは直接計測することが出来ないという欠点がある．そこで，観測対象となる擾乱のパラメーターにより，この2通りの方法を使い分ける必要がある．

本章では，流体力学的不安定性実験で用いられるX線バックライト法の原理・特性および解析方法について，Side-on方式とFace-on方式の2種類の実験系について述べる．特にFace-on X線バックライト計測で必要となる較正方法について詳しく述べる．

2-2 Side-on X線バックライト法

2-2-1 概要および計測器構成

流体力学的不安定性によって成長する擾乱の形状（＝断面像）を直接計測するには，Side-on X線バックライト法が適している（図2-1の上）．観測対象となる凸凹ターゲットにレーザーが照射され，ターゲットの空間擾乱は時間とともに変化する．このターゲットの凸凹に対して側面にバックライトターゲットを配置する．観測対象となる凸凹ターゲットと同期させてバックライトターゲットにレーザーを照射する．後でも述べるように，流体力学的不安定性の観測に用いられるターゲットは，プラスチックのような低原子番号物質が用いられる．バックライトターゲットから放出されるX線の中には，低原子番号物質ターゲットに吸収されやすい軟X線（光子エネルギー: < 1 keV）が含まれる．この軟X線によって被観測ターゲットが加熱される恐れがあるので，ベリリウム（Be）薄膜をフィルターとしてターゲットとの間に配置し，軟X線成分を除去した．観測対象となるターゲットの側面を透過したX線は，ピンホールを用いて拡大される．倍率は被観測ターゲットのパラメーターに依存するが，本研究では30倍を基本に設定した．ターゲットとピンホールの距離は約5 cmである．レーザー照射の際に飛散するブラストを防ぐために，ベリリウムの遮蔽板（厚さ20 μm）をピンホールの前に装着する．拡大されたX線像は，時間分解X線撮像装置のフォトカソード上に結像される．観測ターゲットから放出される自発光X線成分を除去するために，結像系とフォトカソードの間にもベリリウム薄膜を配置する．観測視野はターゲット上で約1 × 0.35 mmであった．

ターゲット擾乱の時間変化を計測するために，本研究では時間分解能約80 psのX線フレーミングカメラ[4]を用いた．空間分解能は前述の通り結像系によってほぼ決定されるが，本研究では直径5-15 μmのピンホールを用いた．計測系の空間分解能は，諸設定値より評価することが出来る．空間分解能を決定する主な要因は，以下の3点である．まず，有限ピンホール径による幾何学的な空間拡がりΔs_1は，

$$\Delta s_1 = D\left(1+\frac{1}{M}\right)$$

と表すことが出来る．ここでDは結像ピンホールの直径，Mは倍率である．一方，光の波動性により生じる回折のために発生する空間拡がりΔs_2はエアリーディスクの式より，

$$\Delta s_2 = \frac{2.44 f\lambda}{DM}$$

と与えられる．ここでfはピンホールと計測器（カソード）との距離，λは観測波長である．もう一つ考慮しなければならないのは，計測器（X線フレーミングカメラそのもの）の分解能である．これをΔs_3とすると，

$$\Delta s_3 = \frac{1}{2}\frac{1}{LP}/M$$

と表される．ここで，LPは計測器の分解能を単位長さあたりの明数で表したものである．この3つの二乗和平均の根が空間分解能Δsとして与えられる．すなわち，それぞれの拡がりをガウス関数と仮定すると，

$$\Delta s = \sqrt{\Delta s_1^{\,2} + \Delta s_2^{\,2} + \Delta s_3^{\,2}} \tag{2-1}$$

である．ピンホール径を10 μmとして本研究における典型的な値を代入すると（D=10 μm，M=30，f =1350 mm，λ=6 Å，LP=10 lp/mm），Δsは約12.3 μmとなり，ほぼピンホール直径と同程度であることがわかる．

Side-on X線バックライト計測の特性上，注意しなければならない点がある．一つは，観測される像が観測視線方向の積分効果による影響を受けることである．ターゲットに照射されるレーザーの強度は集光スポット上において均一ではなく，一般的には中心部が強く周辺部が弱いという構造をもつ．このため，ターゲットの視線方向の奥行きが長すぎると，レーザー強度の低い周辺部の影響を受け，ターゲットの観測位置が不明瞭になる．この影響を防ぐために，Side-on X線バックライト計測で使用するターゲットは幅が十分に短い（典型的には200～300 μm）ターゲットを用いた．実験で使用するレーザーの集光スポット径は約600 μm以上であるので，中心の300 μmの範囲で強度差は10～15%程度である．詳細な解析を行う際には，この値を考慮する必要がある．

Side-on X線バックライト計測においてもう一つ注意しなければならないのは，計測時刻の較正である．X線フレーミングカメラを使用する場合，あらかじめ結像系を除去した状態で計測器トリガーの遅延値を変化させながら絶対時刻を同定するという較正を行う（同期調整）．同定された絶対時刻のデータを基に，X線フレーミングカメラのトリガーパルスの遅延値を変えてデータを取得し，その遅延値を観測時刻として見積もることが出来る．しかし，主にトリガーのジッターに起因する時間的なふらつきがあるため，計測時刻を各データショットごとにモニターする必要がある．絶対時刻をモニターする手段として，入射レーザー光とX線フレーミングカメラからの出力パルスを利用した観測系を設定した．概念図を図2-2に示す．入射レーザー光の集光レンズからの反射光を光ファイバーで一部抽出し，光電変換したパルスを6 GHzのオシロスコープ（Tektronix 7250）に入力した．一方，X線フレーミングカメラのストリップラインを通過したパルスの出力もオシロスコープに入力し，双方の信号の時間差を計測した．同期調整時にこの両者の時間差を得ておくことにより各データショットにおけるトリガー遅延値の補正に用いた．

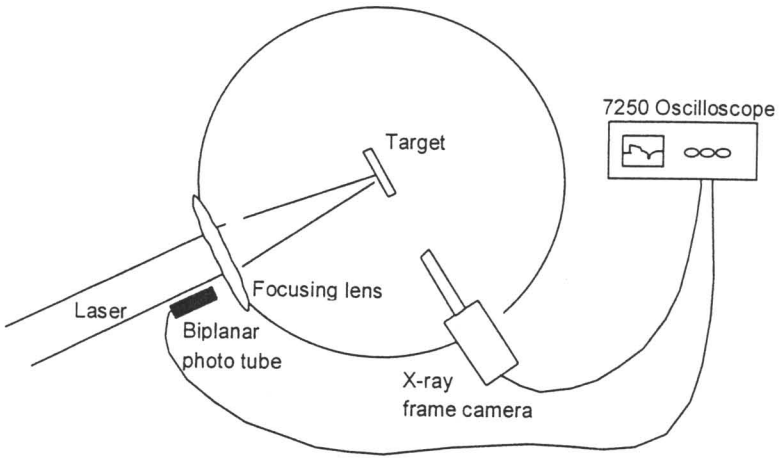


図 2-2 X線フレーミングカメラの計測時間較正
照射レーザーの集光レンズの反射光を光電変換した信号と，X線フレーミングカメラのトリガー出力信号をオシロスコープで計測し，その時間差を各データショットにおいてモニターした．これによって各データショットの計測時刻を較正した．

2-2-2 Side-on X線バックライト計測データの解析法

典型的な生データ像を図 2-3 に示す．このデータはレーリー・テーラー不安定性によって成長したターゲット擾乱（波長 60 μm）の例を示している（詳細は第 6 章参照）．レーザーはこの像の下方向から入射している．像の暗部が透過 X 線光量の少ない領域，すなわちターゲットの形状を示しており，アブレーション面での擾乱が明瞭に観測されている．

Side-on X 線バックライト計測の解析は比較的容易である．図 2-3 のようなバックライト像を解析するために，主に 2 種類の方法を用いた．バックライト X 線の光量が十分な場合，強度のヒストグラムをとれば明部と暗部の区別が明瞭に行える．暗部がターゲット部であるので，明部と暗部のピークの中間値を境界面として強度等高線を得ることにより，形状の同定を行った．この方法による解析の詳細は 3-3-3 節に記す．一方，X 線光量が十分でない場合，強度ヒストグラムにより明部と暗部を区別するのは困難である．この場合，適宜フィルターをかけて明部・暗部のエッジ検出を行っ

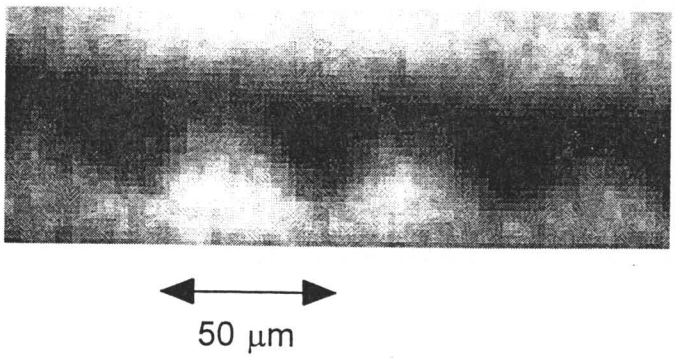


図 2-3 Side-on X 線バックライトによるレーリー・テーラー不安定性成長の観測例（詳細は 6 章）
データの暗部がターゲット（ポリスチレン），明部がバックライトの発光部である．レーザーはこの像の下から入射しており，アブレーション面での擾乱が明瞭に観測されている．

た．この方法での解析は6-3-3節で詳しく記す．メジアンフィルター（ある領域の中での強度の中間値をとる方法）によって像を鮮鋭化させた後にエッジの検出を行うのが最も効果的であった．

2-3 Face-on X線バックライト法

2-3-1 概要および計測器構成

空間的に微小な振幅の擾乱を計測する場合，Face-onX線バックライト法を用いるのが有効である（図2-1の下）．この方法では，ターゲットの厚さの増加に対する透過X線光量の減少が指数関数的であることを利用している．生データは空間分解能の影響を受けており，直接的に質量面密度擾乱の絶対値は直接得ることは出来ないので，絶対値を求めるために計測系の特性を厳密に較正する必要がある．

Face-onX線バックライト法では，その実験配置はSide-on法と同様に(1)バックライトターゲット，(2)被観測ターゲット，(3)結像系，(4)記録系（時間分解装置も含む）の4つの構成要素から成る．観測対象となる凸凹ターゲットの正面に，バックライトターゲットを配置する．凸凹ターゲットを照射するレーザーに同期させてバックライトターゲットにレーザーを照射する．バックライトターゲットから発生するX線の軟X線成分を除去するために，Side-onX線バックライト法と同じくベリリウム薄膜をフィルターとしてバックライトターゲットと被観測ターゲットとの間に配置する．被観測ターゲットを透過するX線は，バックライトターゲットと対向に配置したスリットやX線顕微鏡などを用いて拡大される．拡大された透過X線像は，X線ストリークカメラのフォトカソード上に

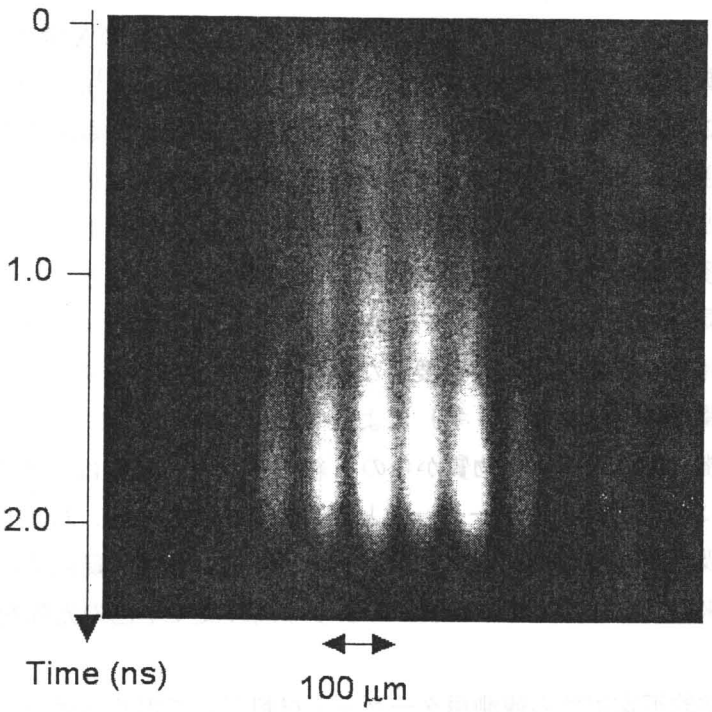


図2-4 Face-on X線バックライト法による計測結果例
レーリー・テーラー不安定性成長の観測例を示す．データ中の白い部分がX線透過量の大きい領域であり，ターゲットの質量面密度の絶対値が小さいことを示す．逆に黒い部分がX線透過量の少ない領域であり，質量面密度が大きいことを示す．計測はX線ストリークカメラで行っており，時間とともに強度コントラストが大きくなっていることがわかる．

結像される．観測するX線は出来る限り単色であることが望ましいので，バックライトX線の光子エネルギーに対応したフィルターを用い，擬似的に単色化されたX線を観測する．得られたデータはCCDカメラを用いて記録した．図2-4に計測結果の一例を示す．縦軸が時間，横軸が空間方向を示す．図中の明部が透過X線光量の大きい部分であり，すなわち質量面密度の「薄い」部分を示す．逆に暗部は質量面密度の「厚い」部分を示している．これらのコントラストが大きいほど質量面密度擾乱が大きいことを示し，その絶対量は指数関数的に変化する．また，Face-onX線バックライト計測の場合，バックライトX線の発光が時間分解して得られるため，バックライトX線の立ち上がり時間から計測の絶対時刻を求めることが出来る．本研究では，レーザーパルスの立ち上がり時間の半値を絶対時刻0としている．得られたデータは，バックライトターゲットから放出されるターゲット物質に対するX線の透過率および計測系の空間分解能関数を用いて，質量面密度擾乱の絶対値へと解析する．以下，本節ではこのX線透過率と空間分解能の較正法と実際のデータ解析手法について述べる．

2-3-2 バックライトX線の質量吸収率較正

Face-onX線バックライト法は，X線の透過率が観測対象のターゲットの厚み方向に対して指数関数的に減少する性質を利用している．すなわち，

$$I = I_0 \exp\left[-\mu(\rho\ell)\right] \tag{2-2}$$

という関係が成立する．ここで，Iは観測されるX線の強度，I_0は光源のX線の絶対強度，μはX線に対するターゲットの質量吸収係数(cm^2/g)，ρはターゲットの密度(g/cm^3)，ℓはターゲットの視線方向の長さ(cm)である．(2-2)式が成立するとき，すなわち観測X線強度が質量面密度擾乱に対して指数関数的に減少するときは，入射X線が単色である場合に限られる．このためプローブとなるX線には，束縛-束縛遷移で放出されるラインX線を一般的に用いる．ただしL殻以上のラインX線を用いる場合，ライン数が多くなるためスペクトルに拡がりを持つことになる．これらの事からラインX線をプローブとする場合，(I)最適なエネルギー領域のX線を利用する，(II)適切なフィルターを用いてX線を出来る限り単色化すること，が必要となる．ラインX線はそのターゲット物質に対して固有のもので，各軌道間遷移（K, L, M・・等）によって放出されるX線の光子エネルギーを，ある程度見積もることが可能である．種々の物質からのX線スペクトル計測は，過去にも行われているので[5]，これらを参考にバックライトターゲットとなる物質を決定する．放出されるX線の光子エネルギーよりやや上に吸収端を持つ物質をフィルターとして用いれば，疑似的にバックライトX線を単色化することが出来る．また，X線レーザーのような高輝度で単色の光源を用いるのも有効である[6]．

本研究では，流体力学的不安定性の観測用ターゲット材料としてポリスチレン（PS）を用いた．PSは現在爆縮実験のアブレータ材料として用いられており，または加工による均一性に優れているために将来的にも高利得ターゲットの材料としても有望である．一方，低原子番号で自発光X線が少ないこと，熱加工などにより表面に任意の形状を付加出来るという点でも，平面ターゲット実験に向いている．PSはその化学的組成比がC:H = 1:1であるので，C原子及びH原子に対するX線の

質量吸収係数[7]から，光子エネルギーに対する吸収断面積は図2-5のように計算される．Cの中性原子のK吸収端は約284 eV[8]であり，それ以上のエネルギーのX線に対して吸収断面積ははぼ単調に減少する．すなわち微小な擾乱を観測したい場合は，このC原子のK吸収端より少し高いX線を用いるのが有効であると考えられる．しかし，レーザー照射ターゲットにおいては先行加熱などの影響により，C原子が電離している可能性がある．本研究での照射条件下においては，C原子は1価電離もしくは2価電離程度に電離していると考えられるが，電離エネルギーの変化によりK殻での吸収係数が変化し，吸収端が高エネルギー側にシフトする．図2-5にCの電離度による吸収係数の変化を併せて示す．この効果を考慮に入れると，吸収端に近い領域のX線エネルギーを用いるのは誤差の原因となる．図2-5より，約500 eV以上のX線に対しては3価電離まで殆ど変化がないため，この領域であれば電離による質量吸収係数の誤差は無視出来ると考えられる．

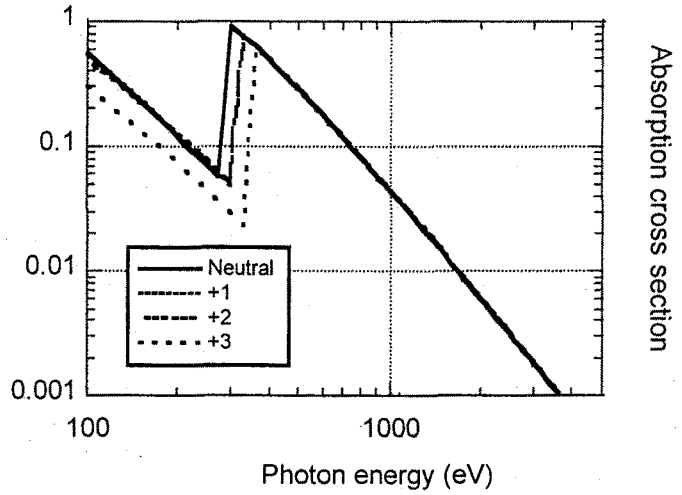


図2-5 C(炭素)原子のX線吸収断面積の電離度依存性
C原子の吸収断面積が最も大きいのは，K吸収端（約284 eV）よりも少し高いエネルギー領域である．しかし，電離によって，K吸収端が高エネルギー側にシフトする．500 eV以上のX線に対する断面積には電離による影響がほとんどないことがわかる．

X線透過率の計算には文献[8]の吸収断面積データを用いた．この文献データからは各原子ごとの吸収断面積の情報しか得られないが，例えばPSの吸収係数μ_{PS}の場合，以下のような簡単な計算で求めることが出来る．

$$\mu_{PS} = \frac{n_C m_C \mu_C + n_H m_H \mu_H}{n_C m_C + n_C m_H} \tag{2-3}$$

ここでn_Cとn_HはPS中のC原子，H原子の数（割合），m_Cとm_Hはそれぞれの原子数，μ_Cとμ_Hはそれぞれの質量吸収係数である．十分なコントラストを得るためにはより低い光子エネルギーのX線を用いればよいが，逆に平均ターゲット厚さで吸収されるX線も増加するため，これを考慮した上で観測したい擾乱の振幅を設定し，最適なX線エネルギーを選択する必要がある．図2-6にX線透過率のPSのターゲット厚依存性を示す．

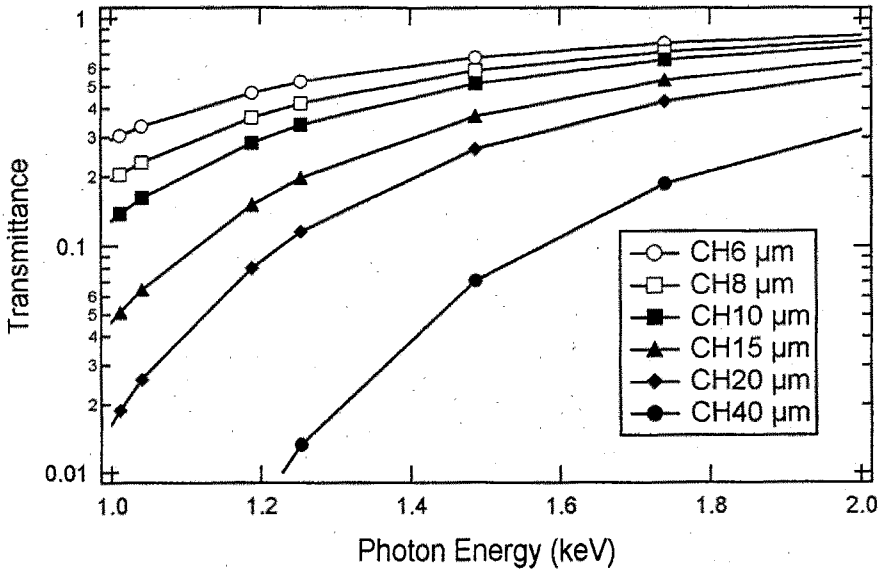


図 2-6 X線エネルギー(1.0～2.0 keV)に対する様々な厚さの PS の透過率
観測対象となる PS の厚さや擾乱の振幅を基に，使用するバックライト X 線のエネルギーを設定する．一般的に，厚いターゲットを用いる場合はターゲットの平均的厚さで吸収される光量が増加するため高エネルギーX 線を用い，微小振幅を観測したい場合は低エネルギーX 線を用いる．

本研究において，例えばレーリー・テーラー不安定性の観測では銅（Cu）をバックライト材料として用い，マグネシウム（Mg, 厚さ 10 μm）をフィルターとして用いた．PS ターゲット厚は標準条件で 16 μm，観測対象振幅は 1 μm 程度を設定している．Cu は L 殻遷移で 1.1～1.6 keV の X 線を放出するが，Mg の K 吸収端（1.31 keV）でそれ以上のエネルギーの X 線を除去し，実質的に 1.1～1.3 keV の領域を観測した．この波長選択された X 線エネルギーの PS に対する透過率を実験的に求めるために，ステップ状のターゲットのバックライト像を用いて，PS の厚さと透過率の関係を求めた．厚さの違いは 7～20 μm まで変化させた．通常の Face-on 計測と同じ条件において，X 線ストリーク

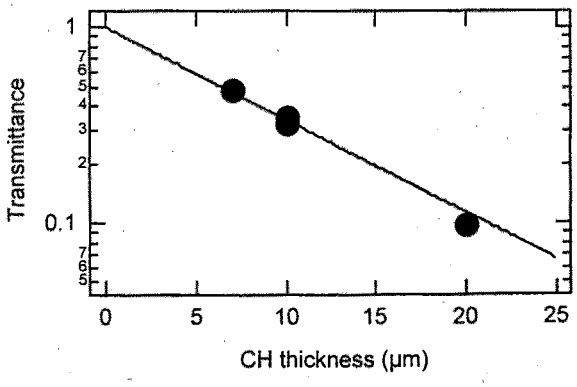


図 2-7 バックライト X 線のポリスチレンに対する透過率
ステップ状のポリスチレンターゲットを用い，Cu バックライト（+Mg フィルター）のポリスチレンに対する透過率を示す．実験値（●）は X 線光子エネルギーが 1.18 keV の場合の計算値（実線）とよく一致した．

カメラでバックライトX線強度を計測し，透過X線強度のコントラストから透過率を導出した．結果を図2-7に示す．実験結果より，X線の透過率はPSの厚さの増加に対してほぼ指数関数的に減少していることが分かる．図2-7中の実線は，文献[8]の値から計算した1.18 keVのX線に対するPSの透過率の値である．ほぼ実験と一致することから，この組み合わせ（バックライトCu－フィルターMg）で観測されるX線は約1.2 keVの単色であるとすることが出来る．またこの結果より，5%のコントラストが得られるPS厚さは0.5 μm程度であり，計測器の分解能を考慮しなければこの程度の擾乱振幅を計測する事が可能であることがわかる．

2-3-3 計測系の空間分解能較正

計測されたバックライト像には，計測器の空間分解能で決定される「なまり」が発生する．Side-on X線バックライト法の場合，観測される対象物が計測器の空間分解能と同程度以上の場合は，このエッジのなまりを考慮して正確な形状を再現することが可能である．しかしFace-on X線バックライト法の場合，バックライトされる像の空間情報（波長や位相など）は保存されるが，空間分解能で決定されるような像のなまりによって見かけ上の質量面密度擾乱の振幅が小さくなる（図2-8）．この振幅の減少率は，観測対象物の波数（波長）に依存する．このため，(2-1)式で表されるような単純な「空間分解能」の値はFace-on X線バックライト法では意味をなさない．ここで，ある波数kをもつ正弦波状の真の振幅を$a(k)$とすると，計測器によって記録される振幅$a'(k)$は

$$a'(k) = a(k) \cdot MTF(k) \tag{2-4}$$

と表すことが出来る[9]．この$MTF(k)$がModulation Transfer Function（MTF: 振幅伝達関数）と呼ばれるものであり，kは観測対象物の波数(=$2\pi/\lambda$, λ:波長)を示す．MTFは空間周波数の関数であり，計測器の設定などで各々固有の値をとるため，実験毎に正確な較正が必要となる．

本実験で使用する計測系は，結像系であるスリットや顕微鏡，時間分解計測を行うX線ストリークカメラやX線フレーミングカメラ，データの記録を行うCCDカメラなどのコンポーネントから成っている．空間分解能を決定する主因子は，前述の通り結像系による分解能と像の拡大後の機器関

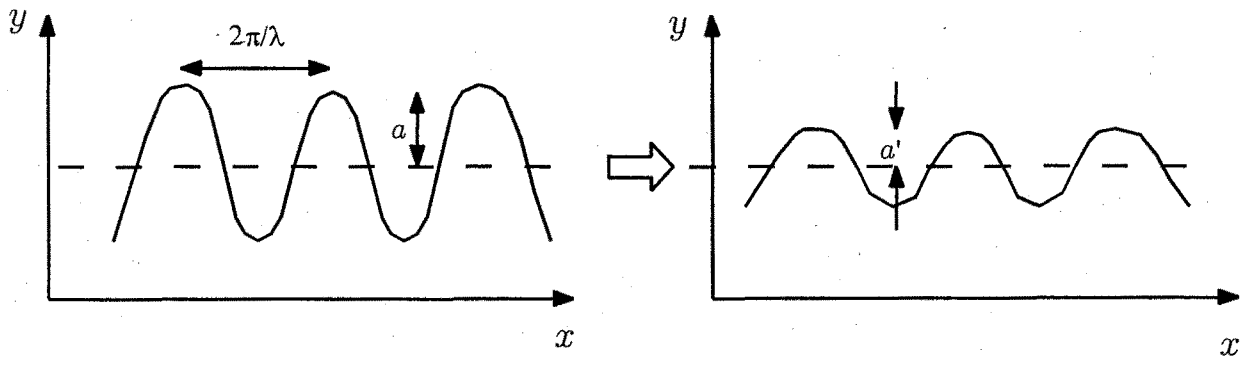


図 2-8 MTF(Modulation Transfer Function)の概念
ある波数k(=$2\pi/\lambda$)，振幅aの正弦波状の信号が計測系によってなまりを受けて振幅がa'となる場合，kに対するMTF(k)=a'/aとなる．空間周波数特性を表す重要な関数である．
(xは空間，yは観測強度)

係（X線ストリークカメラ）による分解能の2種類である．それぞれの原因で発生する空間的拡がりをガウス関数の足し合わせとして仮定すると，分解能関数 $R(x)$は

$$R(x)=\frac{1}{1+\alpha}\left(\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_1^{\,2}}\right)+\alpha\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_2^{\,2}}\right)\right) \tag{2-5}$$

と表される．$\alpha, \sigma_1, \sigma_2$はそれぞれ定数であり，$\sigma_1, \sigma_2$は長さの単位である．Face-on X線バックライト法で計測される振幅は空間1次元であるので，分解能関数も1次元関数で定義する．観測されるX線強度の空間分布 $I(x)$は，この分解能関数によるなまりの影響を受けるので，波数 k，振幅$\Delta(\rho\ell)$の正弦波状の擾乱がある場合，

$$I(x)=\int R(x-u)I_0(u)\exp[-\mu\cdot\Delta(\rho\ell)\cos(ku)]du \tag{2-6}$$

という畳込み積分で表される．ここで $I_0(u)$は平均ターゲット厚を透過したバックライトX線の空間分布を示す．MTFは，分解能関数 $R(x)$の1次元逆フーリエ変換として以下のように与えることが出来る．

$$MTF(k)=\left(\frac{1}{\sigma_1+\alpha\sigma_2}\right)\left[\sigma_1\exp\left(\frac{\sigma_1^{\,2}}{2k^2}\right)+\alpha\sigma_2\exp\left(\frac{\sigma_2^{\,2}}{2k^2}\right)\right] \tag{2-7}$$

これは畳込み定理から明らかなように，入力信号を s，そのフーリエ変換を Sとして畳込みを*で表すと，

$$R*s \Leftrightarrow MTF\times S \tag{2-8}$$

の関係を満たすからである．よって，計測器の分解能関数を求めるには，上で述べた分解能関数を直接求めるか，もしくはMTFを求めてその逆フーリエ変換で分解能関数を得るという方法がある．以下に分解能関数を求めるための3通りの方法について述べる．実際の実験ではこれらの方法を適宜使用した．

A．グリッド像のエッジを利用した分解能関数の導出

この方法では，被観測ターゲットにグリッドマスクを用いて，グリッドのエッジの空間的拡がりから空間分解能関数 $R(x)$を求める．グリッドマスクは等間隔のバイナリ信号を与えるため，入力となる光源のX線強度関数の定義が容易である．使用したグリッドマスクは，金メッシュ（400 lines/inch = 63.5 μm/period）であった．グリッド像の間隔とバックライト源の空間分布から，入力ステップ関数 $I_G(x)$を決定する．この場合，計測系によって観測される空間強度分布 $I(x)$は(2-6)式より

$$I(x)=\int R(x-u)I_G(u)du \tag{2-9}$$

で表される．分解能関数を(2-5)式とし，(2-9)の $I(x)$を生データにフィッティングさせることにより(2-5)式中の$\alpha, \sigma_1, \sigma_2$の値を求める．図 2-9 に解析の例を示す．グリッドのバックライト像は図 2-9（右上）のようになり，得られたバックライト像を時間分解能程度で積分し，グリッド像の空間プラファイルを得る．バックライト光の空間強度分布をダブルガウス関数で近似し，(2-6) 式中の $I_0(x)$を決定した．この $I_0(x)$から，計測器の倍率などを考慮したステップ関数を I_Gとして，(2-9) 式の畳込み積分において，グリッド像の空間プロファイル $I(x)$に近似するように $R(x)$をフィッティングによって求めた．フィッティングさせたそれぞれのパラメーターα, σ_1, σ_2の値より，(2-7)式から MTF を評価した．

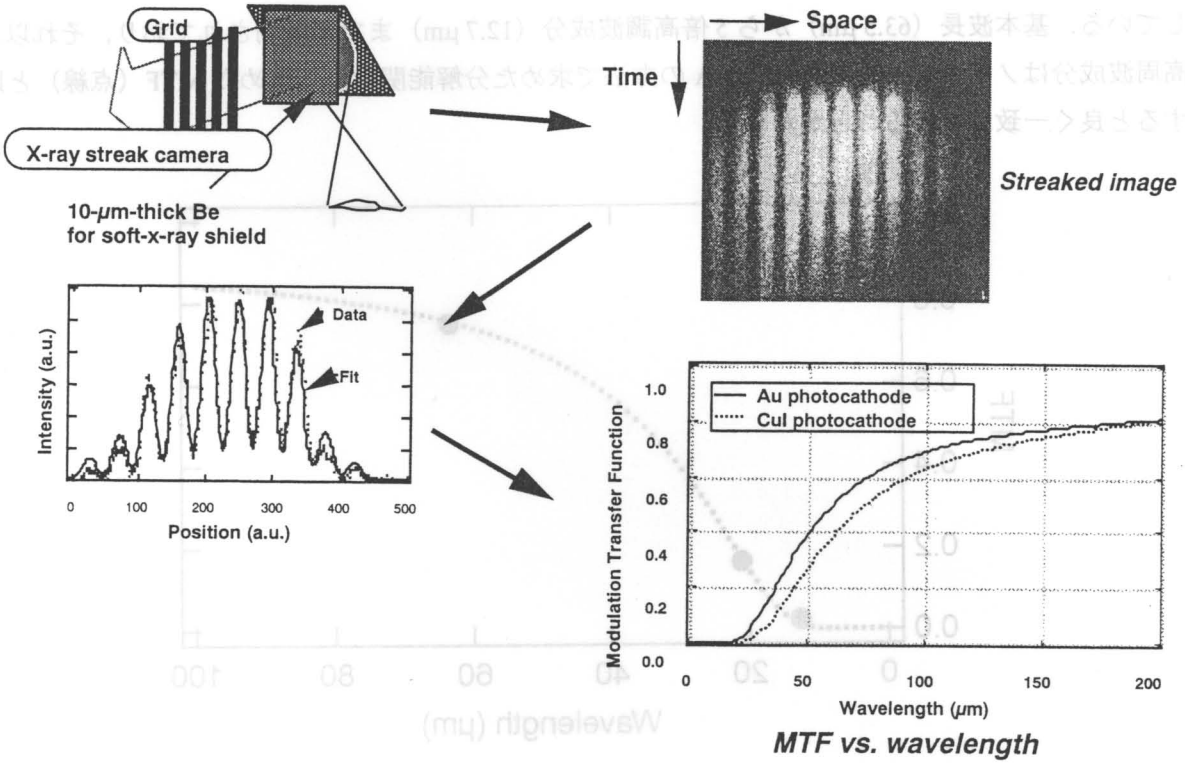


図 2-9 グリッド像のエッジを用いた空間分解能の評価

金メッシュ (400line/inch)のバックライト像の計測概念図とその生データ（図中左上・右上）．パルス後半では膨張プラズマの影響があるため，パルスの前半の空間プロファイル（左下）を分解能関数と理想パターンの畳込み積分を生データにフィッテイングさせる．得られた分解能関数をフーリエ変換したものが MTF (Modulation Transfer Function)である（右下）．Au カソードと CuI カソードの MTF の解析例を示している．

B. グリッド像のフーリエ級数展開を利用した MTF の導出

グリッド像のバックライト像から，別の方法で MTF を求めることが可能である．入力となるグリッド X 線光源は，グリッドの間隔で決定されるステップ関数である．バックライト X 線光源が均一であると仮定すれば，開口率が 50%の周期λ_gを持つステップ関数 $I_g(x)$をフーリエ展開すると，

$$I_g(x)=1+\frac{4}{\pi}\left(\cos\frac{2\pi}{\lambda_g}x-\frac{1}{3}\cos\frac{6\pi}{\lambda_g}x+\frac{1}{5}\cos\frac{10\pi}{\lambda_g}\cdots\right) \qquad (2\text{-}10)$$

のように，高次の奇数高調波の足し合わせとなる．実際には，バックライト光源の分布を持つため，厳密に(2-10)式のようにはならないが，バックライト光源の分布関数の空間スペクトル成分がグリッドの周期λ_gよりも十分に低周波であるため，この成分はほぼ無視することが出来る．入力ステップ関数のフーリエ成分と，実際に得られたグリッド像のフーリエ成分の比をとることによって，グリッドの周期および奇数高次高調波のMTFを評価することが出来る．

図2-10に結果の例を示す．前述のように，バックライト光源の分布関数を考慮して，入力ステップ関数I_Gを得る．I_Gのフーリエ展開成分と，グリッド像の生データのフーリエ展開成分との比を示している．基本波長（63.5 μm）から5倍高調波成分（12.7 μm）までが観測されており，それ以上の高周波成分はノイズレベルであった．Aの方法で求めた分解能関数から求めたMTF（点線）と比較すると良く一致していることがわかる．

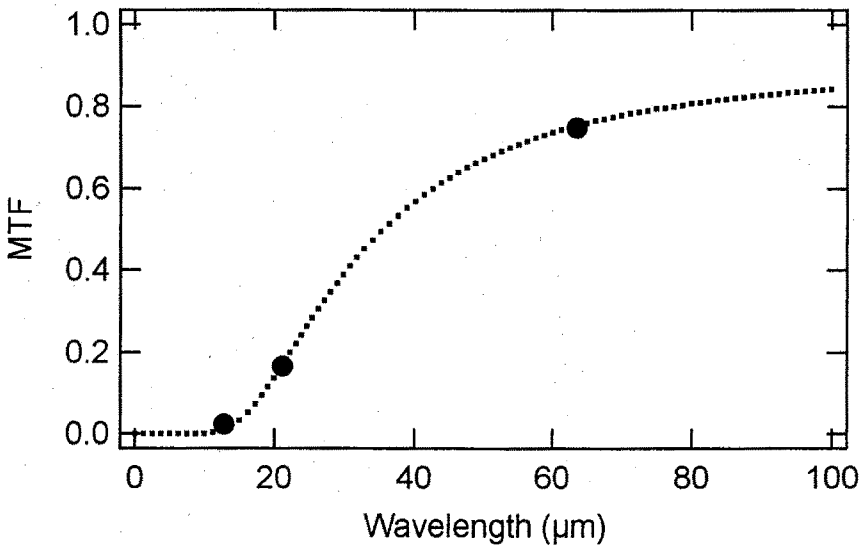


図2-10 グリッド像のフーリエ級数展開から求めたMTF
グリッド像（生データ）のフーリエ成分と，理想的なグリッド関数のフーリエ成分の比をとることにより，グリッド波長とその高次高調波成分のMTFを評価した（図中の●）．この方法で得られるMTFはAのフィッティングで得られるMTF（破線）とほぼ一致する結果が得られた．このデータは図2-9とは別の条件で得られたものである．

C. フレネルゾーンプレート（FZP）を用いたMTFの評価

グリッドのバックライト像のコントラストより，そのグリッド周期のMTFを求めることが出来ることから，フレネルゾーンプレート（Fresnel zone plate: FZP）のバックライト像を利用したMTF計測を行った．用いたFZPは，最も内側の円の半径が100 μmのものであり，n番目の円の半径が$(100n)^{1/2}$と表されるような，明部と暗部の幅が連続的に変化するグリッドである（図2-11）．グリッドの幅が連続的に変化しているので，一回のデータショットで広い波長領域でのデータを得ることが可能である．図2-12にストリーク像の例を示す．

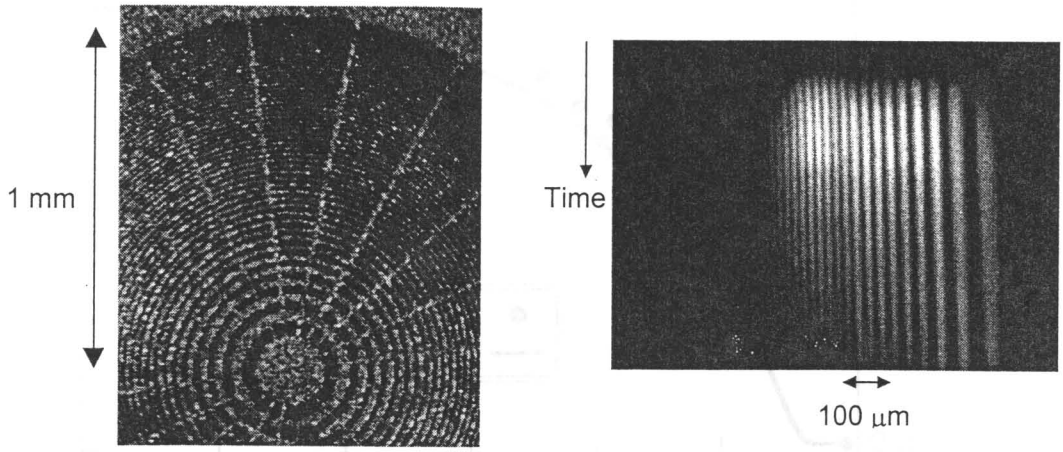


図 2-11 フレネルゾーンプレート(FZP)を用いた MTF の計測
FZP（図の左が光学顕微鏡写真）は連続的に開口率が変わるグリッド光源であるので，単一ショットで広い波長領域のコントラストを得ることが出来る．右に FZP のバックライト像の計測例を示す．

グリッド像の強度関数は，(2-10)のように高次高調波の足し合わせである．そこでこのコントラスト関数を MTF に変換する操作が必要となる．ある波数 ($k = 2\pi/\lambda$) でのグリッドのコントラスト $C(k)$ は，

$$C(k) = \frac{I_{\max}(k) - I_{\min}(k)}{I_{\max}(k) + I_{\min}(k)} \tag{2-11}$$

である．ここで $I_{max}(k)$はグリッド像のある波数でのピーク強度，$I_{min}(k)$は最小強度の値である．(2-10)式より，ある波数 kのグリッド関数のフーリエ級数展開は，

$$I(x) = 1 + \frac{4}{\pi}\left(\cos kx - \frac{1}{3}\cos 3kx + \frac{1}{5}\cos 5kx - \cdots\right) \tag{2-10a}$$

となるので，ある波数 kに対するコントラスト関数 $I_C(x)$は，MTF を用いて以下のように表される．

$$I_C(x) = MTF(0) + \frac{\pi}{4}\left(MTF(k)\cdot\cos kx - \frac{1}{3}MTF(3k)\cdot\cos 3kx + \frac{1}{5}MTF(5k)\cdot\cos 5kx - \cdots\right) \tag{2-12}$$

一方，観測されるコントラスト $C(k)$は MTF を用いて表すと，

$$C(k) = \frac{4}{\pi\cdot MTF(0)}\left(MTF(k) - \frac{1}{3}MTF(3k) + \frac{1}{5}MTF(5k) - \cdots\right) \tag{2-13}$$

となるので，$MTF(nk)$の高次の項を消去するよう $C(nk)/n$の級数を差し引くと，$C(k)$を用いて MTFを以下のように表すことが出来る．

$$MTF(k) = \frac{\pi\cdot MTF(0)}{4}\left(C(k) + \frac{1}{3}C(3k) - \frac{1}{5}C(5k) - \frac{1}{7}C(7k) + \cdots\right) \tag{2-14}$$

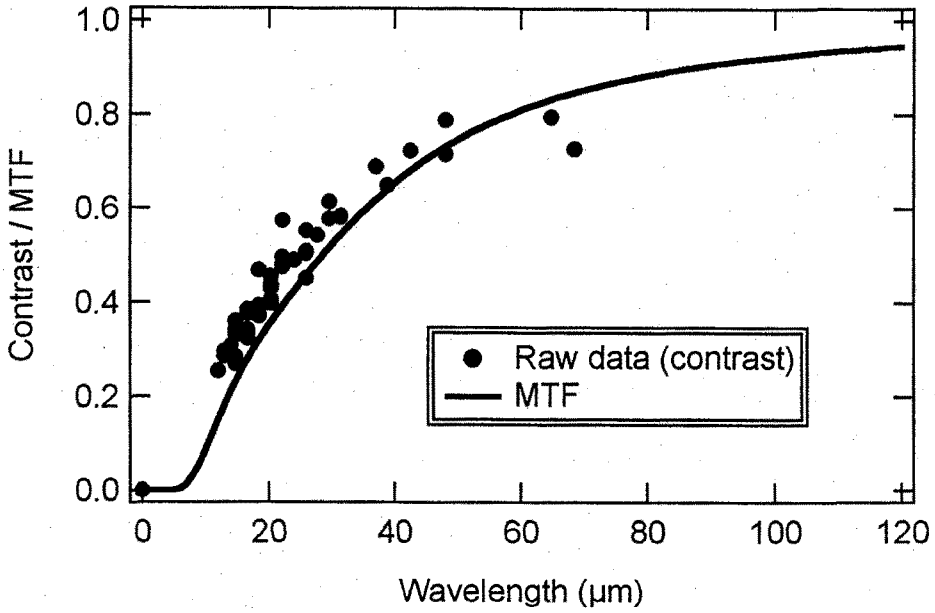


図 2-12 FZP のバックライト像のコントラストによる MTF の導出

FZP のバックライト像から，様々な波長のコントラスト（●）が得られる．フーリエ級数展開の式(2-14)に代入し，フィッティングを行うことにより MTF（実線）を求めることが出来る．

図 2-12 に解析結果例を示す．FZP のバックライト像より得られるのは $C(k)$であるので，生データを（2-14）式で表されるような関数へのフィッティングを行う．MTF は(2-7)式の形を用いている．結果から明らかなように，MTF はコントラスト関数よりも若干違った値をとる．

2-3-4 質量面密度擾乱の導出

以上で述べたバックライト X 線の透過率及び計測系の空間分解能の較正を行うことにより，Face-on X 線バックライト法で得られた生データより質量面密度擾乱の絶対値を求めることが可能である．実際のデータ解析例を図 2-13 に示す．この例では，解析の妥当性を確認するために被観測ターゲットにはレーザーを照射せずにバックライト X 線の強度分布の計測を行った．解析の際にまず考慮しなければならないのは，バックライト X 線源の空間強度分布 $I_0(t)$である．この X 線強度分布はレーザーの集光強度分布に起因するものであり，得られた生データからこれを推定する必要がある．本研究で用いたレーザーの集光強度分布はほぼガウス分布であるため，バックライト X 線の空間強度分布もこれに近い分布であると考えられる．よって $I_0(t)$をこれに近い関数で推定（フィッティング）するのが妥当である．実際，多くのデータはガウス関数もしくは 2 つのガウス関数の足し合わせ（ダブルガウス関数）でよくフィッティングされた．また，データによってはガウス関数よりも多項式関数でフィッティングされる方が適切な場合もあり，適宜最適な関数でフィッティングを行った．図 2-13 の場合，まずダブルガウス関数で全体のフィッティングを行い，$I_0(t)$を推定した．その後に(2-5)式中のパラメーターを変化させ，畳み込み積分によるフィッティングを行った．この一連の計算は，Math Soft Application の「MathCAD」というソフトウェアを用い，Macintosh コンピュータもしくは PC 互換機上で行った．図 2-13 で用いたターゲットの初期擾乱は次節で述べるようにあらかじめ計測しており，この場合での振幅の計測値は約 5.0 μm である．一方，畳込み積分のフィッティングで得られた振幅の解は 5.1 μm であり，良い一致を示した．このことは，較正された X 線

の透過率・空間分解能が正確であること，解析法が妥当であることを意味している．

全てのデータについて畳込み積分のフィッティングを行えば，質量面密度擾乱の正しい結果が得られるが，畳込み積分はかなりの計算時間を消費するという欠点がある．別の方法として，得られたデータを畳込み積分でフィッティングさせる代わりに，exp(-sinkx)の関数でフィッティングを行い，それをMTFで除することにより真の振幅を近似的に求めることが出来る．すなわち，振幅aが小さい場合，

$$c\cdot\exp\left(-\frac{a}{MTF(k)}\cdot\sin kx\right)\cong 1-\frac{a}{MTF(k)}\cdot\sin(kx) \qquad (2\text{-}15)$$

の関係が成り立つという性質を利用している．バックライト光源のフィッティングの調整（調整パラメーターc）により，aが0.6程度まで約10%の精度で正しい．よって，振幅が小さいデータや高次高調波の影響が無視出来る場合は，単純にexp(-sinkx)でフィッティングさせる方が計算時間の面で有利である．

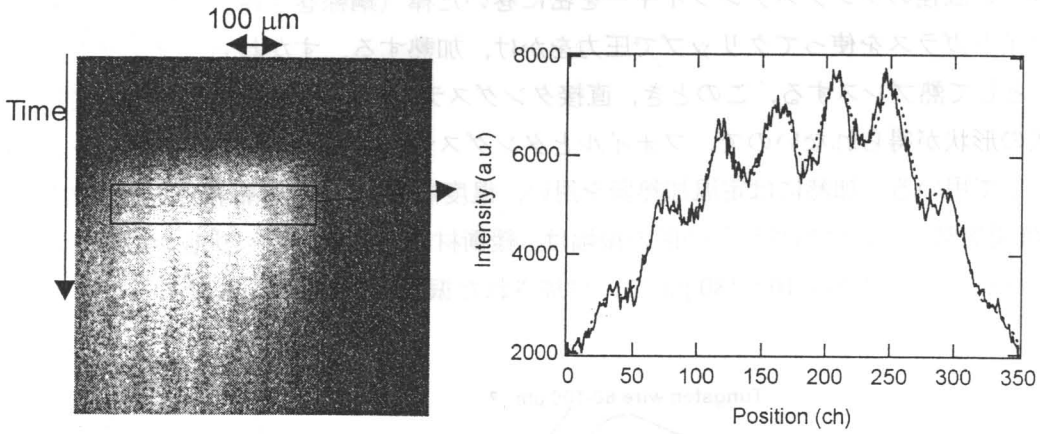


図 2-13 Face-on X線バックライト計測の解析法の妥当性チェック

あらかじめ振幅を計測しておいたターゲットのバックライト像より，バックライトX線の透過率や計測器の空間分解能関数の較正値を用いた畳込み積分でフィッティングし，解析から振幅の絶対値を求めた．（左）に生データ，（右）生データの空間プロファイル（実線）とフィッティング曲線（点線）を示す．このデータでは，あらかじめ計測した振幅が5.0 μm，畳込み積分のフィッテイングで得られた振幅が5.1 μmであり，各較正値および解析法の妥当性が確認された．

2-4 流体力学的不安定性実験用凸凹ターゲットの製作

2-4-1 熱プレス法による凸凹ターゲットの製作

ターゲットの不均一を初期擾乱として成長する流体力学的不安定性を計測する場合，ターゲットの初期擾乱は，その実験に応じた（波長・振幅など）所望の正弦波を付加する必要がある．ターゲット材質としては，爆縮球ターゲットのアブレータ材料として用いられているPS (CH: 密度1.056 g/cc) を用いた．PSは，成型・加工が容易なだけではなく，Z(原子番号)が低いため自発光X線が少なく，X線バックライト法による観測に適している．また，過去のプラズマ実験・流体力学的不安定性実験などでも良く使用されており，その特性が明らかであることも利点である．本研究での典

型的な値としては，波長（λ）が 10～100 μm，振幅（a_0）が 0.1 ～10 μm，ターゲット厚（d）が 10 ～ 160 μm であった．

長波長（λ: 40 μm 以上）の擾乱は，佐藤が考案した熱プレス方式[10,11]を用いた．原料となる PS フィルム（旭化成製，厚さ 16, 25, 40, 60 μm）は，加熱した後にローラーで加圧成型して製造しているため，表面上にローラーによる微細な傷が残っている．このため，前処理としてフィルムをスライドガラスで挟み，加圧したままガラス転移点 T_g（約 110℃）以上，融点（約 150℃）以下に加熱して，表面上の微細な粗さを除去する．融点以上に加熱しない限りプラスチックの密度は変化しないことは理論的にも明らかであるが，念のために加熱・冷却後の PS 薄膜の密度を実測した．計測ではハーバード型のピクノメータを用いた．実測値は 1.0559 g/cm^3 であり，密度が変化しないことを確認した．PS フィルムの厚さは製品としては上記の 4 種類であったが，複数のフィルムを重ねて加圧・加熱処理することにより，様々な厚さのフォイルを作成した．また，厚さ 16 μm 以下の PS 薄膜は，PS のモノマーを溶媒で溶かし，ガラス棒で均一に薄く延ばすことにより作成した．使用した PS で最も薄いものは 10 μm であった．

熱プレス法による擾乱の製作概念図を図 2-14 に示す．前処理済みの PS フォイルを，初期擾乱の波長に等しい直径のタングステンワイヤーを密に巻いた棒（鋼線巻き棒，ステンレス製）の面に置き，スライドガラスを使ってクリップで圧力をかけ，加熱する．すなわち，タングステンワイヤーを「型」として熱プレスする．このとき，直接タングステンワイヤー面にフォイルを押し付けると，正弦波状の形状が得られないので，フォイルとタングステンワイヤー面の間にパリレン（C_8H_8）を緩衝層として用いる．加熱には定温加熱器を用い，温度は PS のガラス転移点と融点の間の約 130℃で 1～2 時間加熱した．付加された凸凹の振幅は，緩衝材として用いたパリレンの厚さに反比例する．使用したパリレンの厚さは 10～180 μm で，付加された振幅は 0.1 ～10 μm であった．

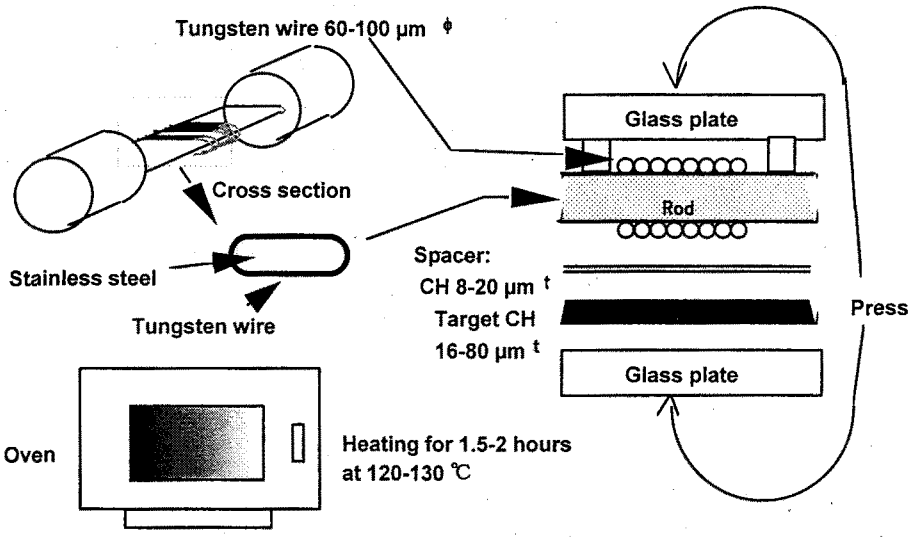


図 2-14 熱プレスによる凸凹フォイル製作方法
正弦波状の凸凹は，板状の棒にタングステンワイヤーを巻いたものを，緩衝材（パリレン）を通してポリスチレンフォイルに押しつけ，定温加熱器で加熱することによって付加した．

完成した凸凹フォイルの断面写真を図 2-15 に示す．製作された凸凹フォイルは，接触式膜厚計を用いてその振幅・波長・フォイル厚を計測した．単一波長の流体力学的不安定性を観測する場合，製作の過程で発生する高調波成分は出来るだけ少ないことが望ましい．実際，大きな振幅を付加する場合は，緩衝層に薄いパリレン膜を用いるため，型となるワイヤーの形状情報が残りやすく，正弦波擾乱から少しずれた形になる．すなわち高次（= 短波長）の成分が現れる．よって，その程度をあらかじめ定量的に評価しておく必要がある．

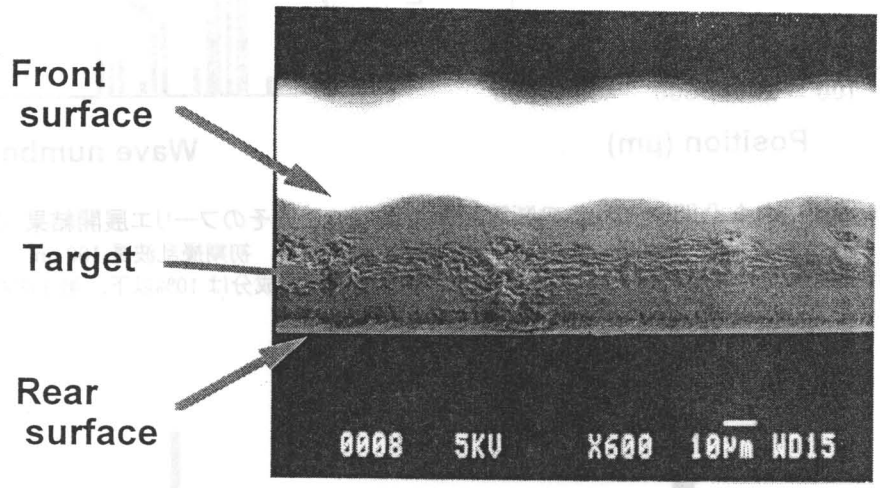


図 2-15 熱プレス法によって製作された凸凹フォイルの断面写真
熱プレス法によって製作された波長 100 μm, 初期振幅約 5 μm，厚さ約 40 μm のポリスチレンターゲットの電子顕微鏡写真．熱処理により，凸凹表面の微細構造はほぼ除去されている．照射面の裏面は平面である．

製作された凸凹の高調波成分などを計測・評価するため，アナログ式膜厚計を Macintosh コンピュータで A/D 変換した後にデータを収集し，その周波数成分を解析するシステムを構築した．凸凹プロファイルの計測結果，およびそれをフーリエ展開した周波数成分を図 2-16 に示す．図に示すフォイルは擾乱の波長が 100 μm，振幅が約 8 μm であった．なお，本論文での振幅は peak to valley（山と谷）の半値と定義する．このフーリエ展開結果から，初期擾乱の基本波成分に対して第二高調波成分は 10%以下，第三高調波成分はほぼ無視出来るレベルであることがわかった．このターゲットの場合，擾乱の波長に対する振幅がかなり大きい場合であるが，実験ではこれよりも振幅の小さい擾乱，すなわち高調波成分の少ない場合が大多数であるため，第二次高調波以上の高調波成分はおおよそ無視出来ることが分かる．

実際のターゲットショット用に組み立てられたターゲットの平面および断面の概念図を図 2-17 に示す．PS フォイルを支える基板は，低原子番号で自発光 X 線の少ないベリリウムを用いた．Face-on X 線バックライト法や，ターゲット裏面での衝撃波面発光の観測（3 章で述べる）などのために，基板に観測用の窓（標準で 1×1 mm）を設けている．全てのターゲットについて，この観測窓の位置と凸凹の位置関係をあらかじめ計測・記録することによって，それぞれの実験によって得られたデ

ータとの比較に用いる．また，観測法によって最適な条件となるように，観測窓の大きさやPSフォイルの貼り方（角度など）を変化させた．

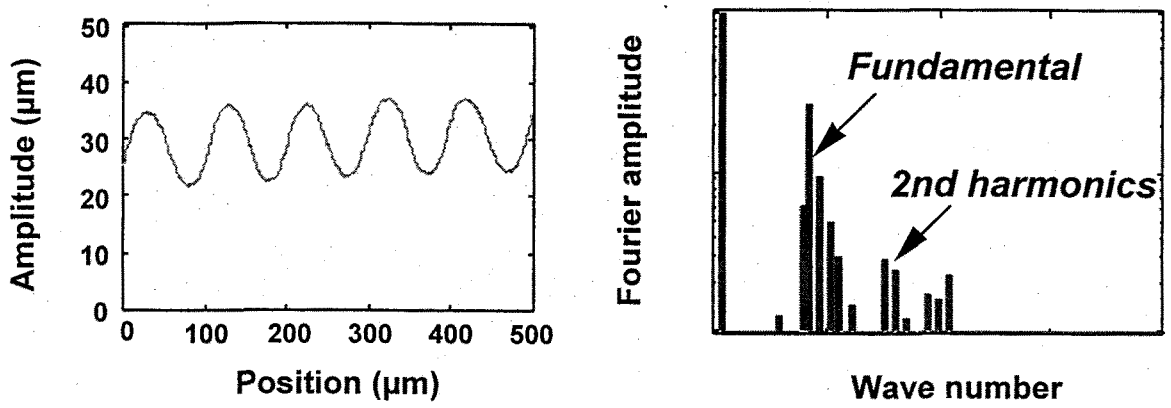


図 2-16 製作された凸凹ターゲットの断面計測結果（左）及びそのフーリエ展開結果（右）
照射されるターゲットは，全て触針式の膜厚計で計測されている．初期擾乱波長 100 μm，振幅 8 μm の計測結果例を示す．このフーリエ展開結果より，第 2 次高調波成分は 10%以下，第 3 次高調波成分はほぼ無視出来ることがわかる．

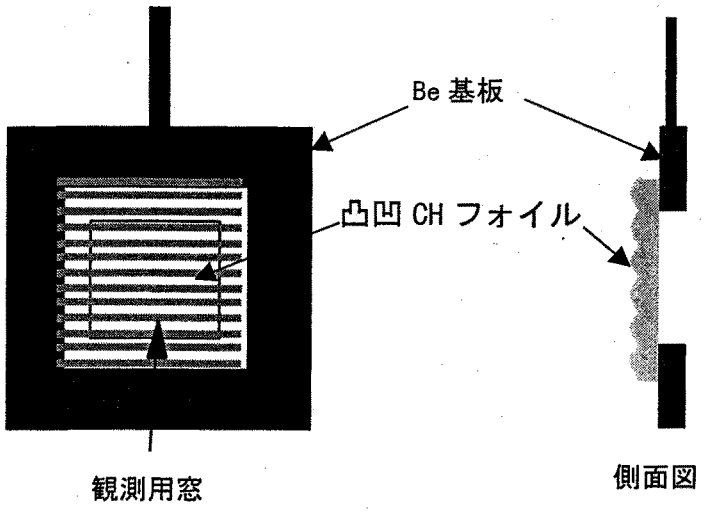


図 2-17 組立後の照射ターゲット例
照射される凸凹フォイルは，中心部に観測用の窓があるベリリウム基板（厚さ 50 μm）の上に置かれている．観測窓の大きさやPSフォイルの貼り方などは，そのショット条件によって変化させている．

2-4-3 レーザーアブレーションによる凸凹ターゲットの製作

熱プレス方式では，付加する波長に対応する径のワイヤーを巻いて型にするため，ワイヤーは正確に密に巻く必要がある．しかしワイヤーが細くなると，密に巻く際に切断しやすくなるという問題がある．実際には波長が 40 μm 以下の擾乱を熱プレス法で製作するのは困難であった．

そこで，エキシマレーザーを用いたレーザーアブレーション法により短波長擾乱を作成する手法を確立した．使用したレーザーは，ArF レーザー（波長 193 nm）または KrF レーザー（波長 248 nm）

である．レーザーアブレーション法では，レーザーをターゲットとなるPS薄膜に縞目状の集光パターンをもって照射することにより，ターゲット表面に正弦波状の擾乱をアブレーションによって付加する．縞目状の集光パターンは，(a)マッハ・ツェンダー干渉計を用いる方法[12]と，(b)グリッドの縮小投影を用いる方法[13]の2種類を用いた．概念図を図2-18に示す．

図2-18(a)のマッハ・ツェンダー干渉計は，2枚のビームスプリッター（ハーフミラー）と2枚の平面鏡を組み合わせて干渉縞を得るもので，これを用いて屈折率や波面の収差などを計測することが可能であるが，ここではこの干渉縞をターゲットの凸凹を付加するために用いた．生成される干渉縞は，レンズを用いて集光され，任意の波長（=ターゲットに付加する擾乱の波長）でPS薄膜に照射された．PS薄膜はガラス板の上に置かれ，熱プレス法と同じくあらかじめ加熱処理を行って表面の微細な粗さを除去している．レンズとPS薄膜との距離を変化させることにより，付加する擾乱の波長を調節した．また，照射パターンはビジコンを用いてモニターし，照射パターンの調整を行った．このマッハ・ツェンダー干渉計を用いると，比較的きれいな正弦波状の強度パターンを作成することが可能であるが，照射系の安定性などの問題により時間とともにパターンが動くという欠点があり，製作の歩留まりにも影響する．

図2-18(b)はグリッドの縮小投影による方法を示している．グリッドには金製の400 lines/inchのものを用いた．波長は約63.5 μmであり，これをレンズで集光した後に高周波成分を除去するためにスリット（スペーシャルフィルター）を通してPS薄膜上に集光した．グリッドの遠視野像は，正弦波状の空間パターンを与えるため，倍率などを変化させて任意の振幅を付加した．この方法では照射パターンの変動が少なく，歩留まりは良好であった．

いずれの方法も，ArFレーザーのエネルギーは約100 mJ前後，照射回数は10回ぐらいが適当であ

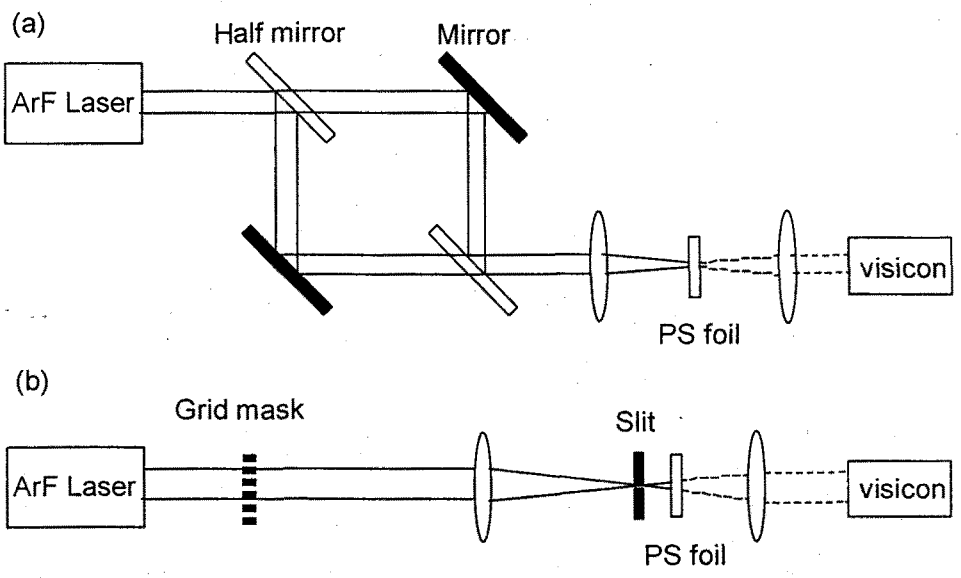


図2-18 レーザーアブレーションによる凸凹ターゲットの製作
エキシマレーザー（ArFレーザー）を用いてアブレーションによりPS薄膜の表面に擾乱を付加した．
空間的な強度パターンは(a)マッハ・ツェンダー干渉系もしくは(b)グリッドの縮小投影によって得られた．

った．これ以上にエネルギーを上げたり照射回数を増加すると，PS表面が焦げる等の不具合が発生する．このため作成可能な振幅に上限があり，それはおよそ0.1 μm程度であった．図2-19に作成された短波長擾乱ターゲットの表面の計測結果を示す．短波長擾乱の場合，接触式膜厚計のプローブ（針）の径（～13 μm^{ϕ}）が擾乱の波長と同程度となり計測不可能となるため，走査型干渉顕微鏡（WYKO）を用いて計測した．WYKOでは2次元での形状も計測可能である．計測例より，均質な正弦波状の擾乱が作成されていることがわかる．

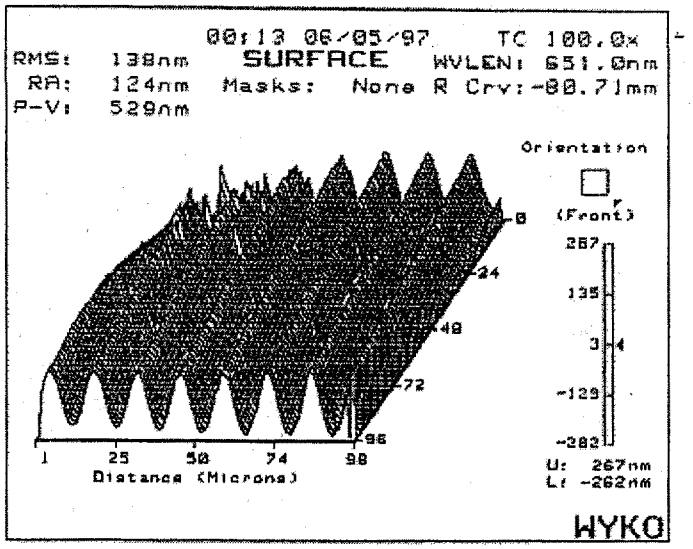


図2-19 レーザーアブレーションによって作成されたターゲットの2次元計測データ
レーザーアブレーションによって作成された短波長ターゲットは，WYKO（走査型干渉顕微鏡）を用いて計測した．このデータは波長12 μm，振幅0.1 μmの空間擾乱をもったターゲットの例を示す．

2-5 部分コヒーレント光

ターゲット不均一に起因する流体力学的不安定性を観測する場合，照射するレーザーは空間的に極めて均一でなければならない．このため，本研究では光ファイバーを用いた部分コヒーレント光源（partially coherent light :PCL）[14]を用いた．本節では，照射レーザーとして用いた部分コヒーレント光の発生およびその性質などについて簡単に述べる．

マルチモードファイバーを用いた部分コヒーレント光発生のフロントエンド部を図2-20に示す．ポッケルスセルで抽出した単一パルス(パルス幅120 ps, エネルギー数μJ)を減光フィルターで光量調整した後，偏波保存単一モードファイバー(コア径 9 μm)に入力する．誘導ラマン散乱および第2高調波発生との競合により，自己位相変調で得られる最大スペクトル幅は0.7 nm程度に制限される．こうして得られた周波数チャープ光を，回折格子対(1800 grooves/mm，格子間隔2.5 m)を用いて約15 psに圧縮する．圧縮された15 psパルスを導波型光ファイバー分岐器を用いて分配し，各パルス毎に適当な遅延時間を与えた後に合成器で合成する．なお，合成パルス数は24であり，パルス列の持続時間は2.3 nsである．この様にして得られたスペクトル幅可変のパルス列を，階段屈折率型の多モード光ファイバーに入射してPCLを発生させる．

その後，波形成形処理を施して図2-21のような立ち上がり時間50 ps，立ち下がり時間150 ps，パルス幅2.3 nsの矩形波パルスを形成する．なお，本研究においての絶対時刻0は，この立ち上がり時

間の半値と定義する．生成された PCL は，ガラスレーザー激光 XII 号[15]の増幅器列によって増幅され，波長変換素子によって 2 倍高調波（波長：527 nm）に変換された後，微細強度構造を除去するためにランダム位相板 （Random Phase Plate: RPP）[16]を用いてさらに平滑化される．その後，集光レンズ(*F*=3)で集光され，ターゲットに照射される．集光パターンの時間積分強度写真を図 2-21 に示す．ターゲット上でのレーザーエネルギーは 1 ビームあたり約 350 J である．集光径は 500～800 μm 程度であり，ビーム数及び集光径を変化させることにより，ターゲット上での照射強度を設定する．また，実験条件により長いパルス幅による照射が必要な場合は，ビームに遅延を付加して 2 つのパルスを重ね合わせ，擬似的に 4.6 ns のパルスを形成する．バックライトターゲットにも同様に部分コヒーレント光を照射したが，バックライトターゲットは観測対象となるターゲットから 2～3 mm 離れた位置に配置し，レーザーの集光点もその位置に移動させて照射を行う．ターゲット上でのレーザーエネルギーおよびパルス波形などに関しては，全てのデータについて記録を行っている．

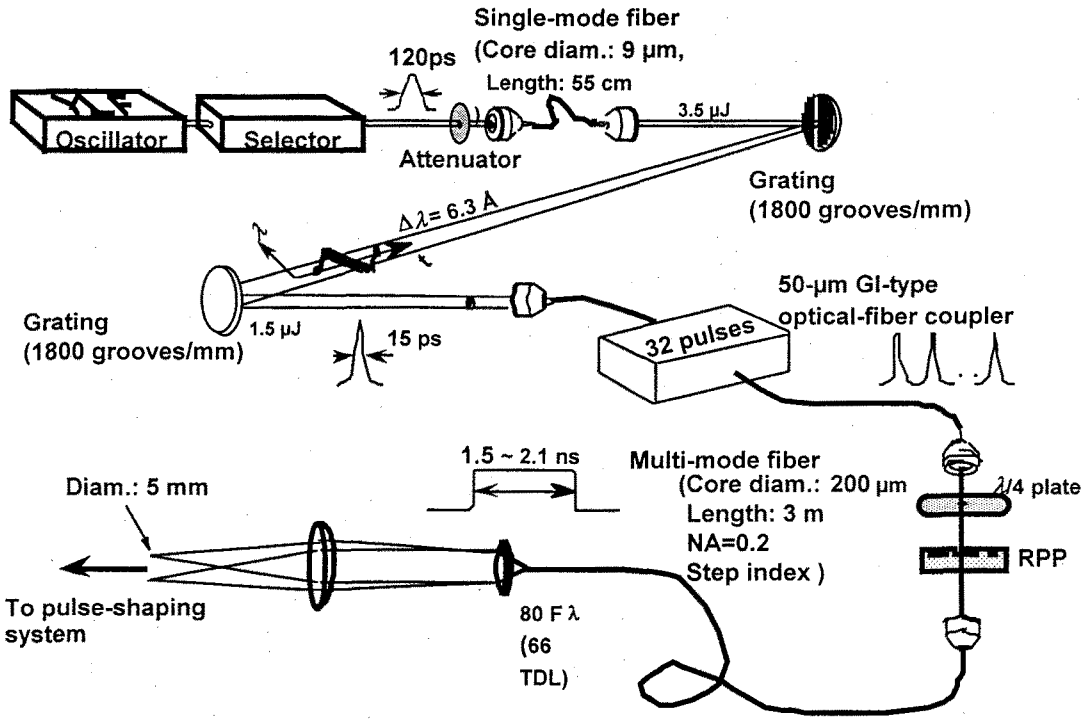


図 2-20 光ファイバーを用いた部分コヒーレント光源の発生

周波数チャープパルスを 15 ps まで圧縮してから 2 段目の単一モード光ファイバーに導入し瞬時にチャープパルスを発生させる．次に多モード光ファイバーのモード変換効果により空間インコヒーレンスをはかる．

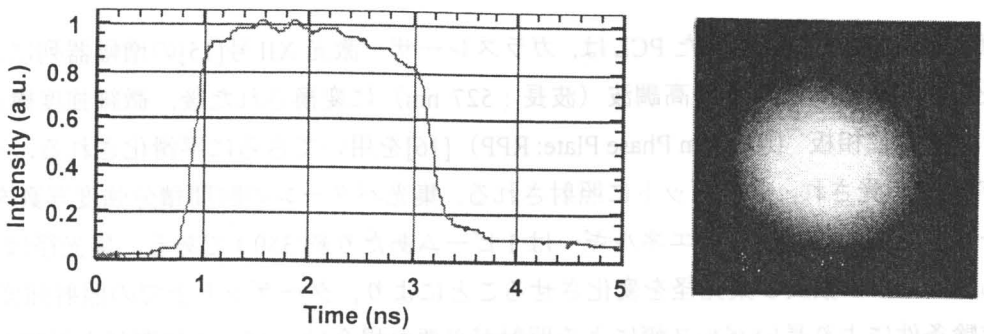


図 2-21 照射レーザー波形(左)と照射パターン(右)
使用した部分コヒーレント光のパルス波形は，立ち上がり時間約 50 ps，立ち下がり時間約 150 ps，半値全幅 2.3 ns の矩形波であった．照射均一性は約 2%（時間積分値）であった．

2-6 まとめ

本章では，レーザー核融合における流体力学的不安定性の観測のために用いられるX線バックライト法の原理，構成要素，および較正・解析法などを示した．以下に本章で得られた成果についてまとめる．

(1) レーザー爆縮過程における流体力学的不安定性を計測するための X 線バックライト法として，Side-on X 線バックライト法および Face-on X 線バックライト法の 2 種類の方法を確立した．Side-on X 線バックライト法ではターゲットの空間擾乱を 2 次元で計測することが可能であり，Face-on X 線バックライト法では微小な質量面密度擾乱が計測可能である．

(2) Side-on X線バックライト法および Face-on X線バックライト法で用いられる計測器等の構成について述べた．また Face-on X線バックライト法において，バックライト X線の透過率および計測器の空間分解能を較正することにより質量面密度擾乱の絶対値を導出する手法を確立した．

(3) 流体力学的不安定性成長の観測に必要不可欠である初期擾乱をもったターゲットの製作方法について述べた．長波長（波長 > 40 μm）の空間擾乱については，熱プレス法式によって擾乱を付加し，短波長（波長 < 40 μm）の空間擾乱についてはエキシマレーザーを用いたアブレーション法によって擾乱を付加した．これらの技術開発により，レーザー爆縮における流体力学的不安定性の観測に必要な広いパラメーター領域でのターゲットの供給が可能になった．

第2章の参考文献

[1] K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, T. Nagaya, T. Kawasaki, M. Nishikino, T. Matsushita, T. Sonomoto, and O. Maegawa, Ann. Prog. Rep. ILE, Osaka Univ. p. 131 (1996); 重森啓介，疇地　宏，中井光男，宮永憲明，児玉了祐，山中龍彦，三間圀興，信学技報 **EID96-8**, 13 (1996).

[2] R. R. Whitlock, M. H. Emery, J. A. Stamper, E. A. McLean, S. P. Obenschain, and M. C. Peckerar, Phys. Rev. Lett. **52**, 819 (1984).

[3] A. J. Cole, J. D. Kilkenny, P. T. Rumsby, R. G. Evans, C. J. Hooker, and M. H. Key, Nature (London) **299**, 329 (1982).

[4] 片山　誠, 大阪大学博士論文(1993).

[5] 例えば, 重森啓介, 大阪大学工学部原子力工学科卒業論文(1992); H. Azechi, S. Oda, M. Hamano, T. Sasaki, T. Yamanaka, and C. Yamanaka, Appl. Phys. Lett. **37**, 998 (1980).

[6] D. H. Kalantar, T. W. Barbee Jr., L. B. DaSilva, S. G. Glendinning, F. Weber, M. H. Key, and J. P. Knauer, Rev. Sci. Instrum. **67**, 781 (1996); D. H. Kalantar, L. B. DaSilva, S. G. Glendinning, B. A. Remington, F. Weber, M. H. Key, N. S. Kim, D. Neely, E. Wolfrum, J. Zhang, J. S. Wark, A. Demir, J. Lin, R. Smith, G. J. Tallents, C. L. S. Lewis, A. MacPhee, J. Warwick, and J. P. Knauer, *ibid.* **68**, 802 (1997).

[7] R. F. Reilman and S. T. Mason, Astrophys. J. Suppl. **40**, 815 (1979).

[8] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, Atom. Data Nucl. Data Tables **54**, No. 2 (1993).

[9] A. Rosenfeld, 長岡真　訳，ディジタル画像処理（近代科学社，1978).

[10] 佐藤雅昭，大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻修士論文（1994).

[11] K. Shigemori, M. Takagi, and H. Azechi, Ann. Prog. Rep. ILE, Osaka Univ. p. 135 (1995).

[12] N. Izumi, Ann. Prog. Rep. (1997), to be published.

[13] K. Meguro, M. Nakai, and H. Azechi, Ann. Prog. Rep. ILE, Osaka Univ. p. 133 (1996).

[14] 宮永憲明，レーザー研究 **22**, 635 (1994); 中野人志，大阪大学博士論文（1993）; 安藤彰修，大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻修士論文（1995).

[15] C. Yamanaka, Y. Kato, Y. Izawa, T. Yamanaka, T. Sasaki, M. Nakatsuka, T. Mochizuki, J. Kuroda, and S. Nakai, IEEE J. Quantum Electron. **QE-17**, 1639 (1981).

[16] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. **53**, 1057 (1984).

第3章 スタートアップ相におけるリップル衝撃波の伝播

3-1 はじめに

レーザーがターゲットに照射され，アブレーション圧力によって発生した衝撃波がターゲット中を伝播する時間領域（スタートアップ相）においては，ターゲット中を伝播する衝撃波の性質が重要な鍵となる．レーザー照射面に初期擾乱があるターゲットに一様なレーザーが照射される場合について考える．アブレーションによってターゲット表面で発生する衝撃波の波面は，ターゲット表面に沿った形状を持つと考えられる．すなわち，ターゲットの初期擾乱に等しい「リップル衝撃波」（Rippled shock wave）が照射初期に生成される．一般的に，リップル衝撃波は初期の位相のまま伝播するのではなく，位相の反転（=振動）を伴って伝播することが知られている[1-5]．図 3-1 に概念図を示す．衝撃波は衝撃波面の垂直方向に伝播するので，リップル衝撃波面の波谷（波頭の逆部分）では収束効果により質量の集中が起こり，圧力・温度が上昇する．圧力・温度が上昇すると，波谷部分の局所的な衝撃波速度が速くなる．このためリップル衝撃波は次第に平坦になる．収束効果によって発生した圧力・温度の空間不均一は，衝撃波面が平坦になっても存在するため，衝撃波面が逆位相になる方向にリップル構造の振幅が大きくなる．すなわち衝撃波面は反転する．位相が反転すると，最初は波谷だった部分が反転の後は波頭になるため，今度は圧力・温度が減少する．このように，リップル衝撃波は振幅の反転を繰り返しながら媒質中を伝播することがわかる．

本章では，このスタートアップ相で起こりうるリップル衝撃波面の伝播特性に着目し，初期擾乱をもったターゲット中を伝播する衝撃波面を計測し，衝撃波面の振動の理論モデルによる計算やシミュレーション結果との比較を行う．また，アブレーション面擾乱の安定性，および衝撃波面の振動に付随して発生する質量面密度擾乱についても計測及び評価を行い，スタートアップ相以降の流体力学的不安定性の初期条件を決定する初期条件についての検討を行う．

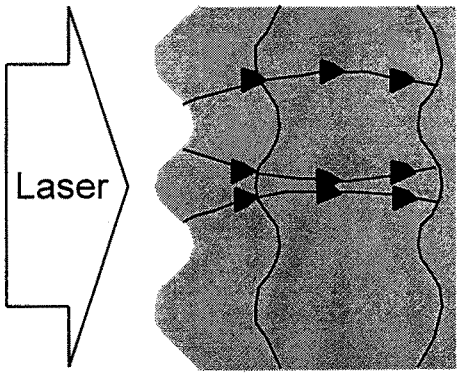


図 3-1 レーザー照射ターゲット中のリップル衝撃波の伝播
アブレーション圧力によって発生した衝撃波により生成されたリップル衝撃波は伝播とともに収束効果により振幅の減少→平面化→反転が起こるとされている．

3-2 リップル衝撃波の伝播と質量面密度擾乱の変化

3-2-1 CCW 法による衝撃波面の解析

リップル衝撃波の伝播に伴って起こる波面の振舞いは，Chester-Chinell-Witham (CCW)[6,7]法を用いて，近似的に解析することが出来る．この方法では，衝撃波面のある点での軌跡周辺の微小体積部分を衝撃波管のように考え，光線追跡によってその軌跡を解析的に解いている．まず，CCW 法においては，

●衝撃波面背後の流体運動は無視する
●衝撃波の速度ベクトルは，衝撃波面に対して垂直方向の成分をもつ

の 2 点を前提条件としている．衝撃波面の軌跡の近傍では，これらの運動は一次元近似が可能である．ここで，この衝撃波面軌跡の微小有限面積による小管を仮定し，小管の持つ性質を利用して衝撃波面の軌跡を求める．

照射ターゲット表面に初期擾乱がある場合の衝撃波波面の形状について，図 3-2 のような座標系を考える．衝撃波の伝播方向を x 軸にとり，それと垂直な初期擾乱の波数方向を y 軸とする．ある点$(x_0,\ y_0)$から伝播し始める衝撃波の 1 点について，その伝播特性について考える．

時刻 $t = 0$ に $(x_0,\ y_0)$ を出発した光線の $t = t$ における位置(x_s, y_s)は，

$$x_s = x_s(x_0, y_0, t) = x_0 + v_0 t + \xi_x \tag{3-1}$$
$$y_s = y_s(x_0, y_0, t) = y_0 + \xi_0 \tag{3-2}$$

と表すことが出来る．v_0 は衝撃波の伝播速度，ξ_x，ξ_y はそれぞれ平面衝撃波面からのずれ量の，y 成分である，$t = 0$ で断面積が A_0 の小管は $t = t$ では以下のようになる．

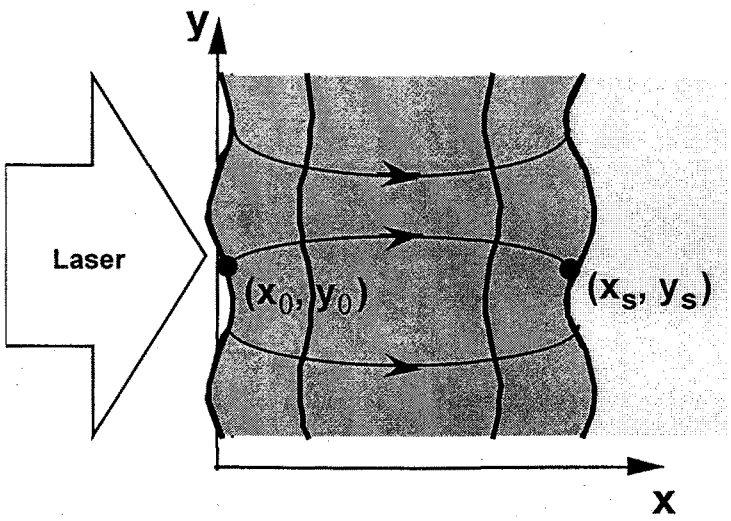


図 3-2 リップル衝撃波解析のための座標系
レーザー駆動によるアブレーション圧力によって発生した衝撃波の進行方向に x 軸，擾乱の方向を y 軸とおいて考える．

$$A = A_0 \frac{\partial y_s}{\partial y_0} = A_0 + A_0 \frac{\partial \xi_y}{\partial y_0} \tag{3-3}$$

初期擾乱を正弦波として与える．

$$x_s(0) = x_0 + a_0 \cos k y_0 \tag{3-4}$$

$$y_s(0) = y_0 \tag{3-5}$$

k は擾乱の波数 ($2\pi/\lambda$)，a_0 は振幅である（図 3-3）．ある点 (x_s, y_s)において衝撃波の速度ベクトルが，座標軸に対してのθの角をなすとすると，tanθは軸の傾きから，

$$\tan\theta = \frac{\partial x_s}{\partial y} = \frac{\partial \xi_x}{\partial y} \tag{3-6}$$

速度ベクトルの x 成分，y 成分はそれぞれξ_x，ξ_yを用いて表すと

$$\frac{\partial x_s}{\partial t} = v_0 + \frac{d\xi_x}{dt} \cong v_0 \tag{3-7}$$

$$-\frac{dy_s}{dt} = -\frac{d\xi_y}{dt} \tag{3-8}$$

よって

$$-\frac{d\xi_s}{dt} = v_0 \tan\theta \tag{3-9}$$

が得られ，(3-6)よりξ_x，ξ_yの関係式が近似的に求めることが出来る．

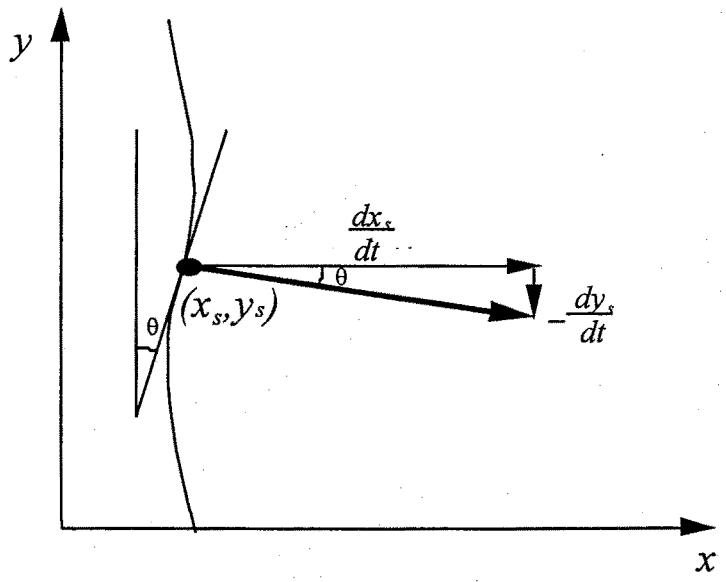


図 3-3 CCW 法による衝撃波面の解析 -ある点での衝撃波面の動き

衝撃波面はその面に対して垂直に進むと仮定し，初期位置からのずれ量を x 軸，y 軸についてそれぞれ解析を行う．

$$\frac{d\xi_y}{dt} = -v_0 \frac{\partial \xi_x}{\partial y} \tag{3-10}$$

一方，CCW の解より以下の関係式が導かれる．

$$\frac{A - A_0}{A_0} = -g(M_0)(M - M_0) \tag{3-11}$$

ここで，

$$g(M_0) = \frac{M_0}{M_0^{\,2} - 1}\left(1 + \frac{2}{\gamma + 1}\frac{1 - \mu^2}{\mu}\right)\left(1 + 2\mu + \frac{1}{M_0^{\,2}}\right)$$

$$\mu^2 = \frac{(\gamma - 1)M_0^{\,2}}{2\gamma M_0^{\,2} - (\gamma - 1)}$$

であり，M は衝撃波面フロント背後のマッハ数，M_0 は初期状態でのマッハ数，γ は比熱比を表す．
ここで，$M = (dx_s/dt)/c_s$　$M = v_0/c_s$ として，(3-11)の M を消去すると，

$$-\frac{A - A_0}{A_0} = \left(\frac{dx_s}{dt} - v_0\right)\frac{\lambda v_0}{v_0^{\,2} - c_0^{\,2}} \tag{3-12}$$

を得る．ただし

$$\lambda = \left(1 + \frac{2}{\gamma + 1}\frac{1 - \mu^2}{\mu}\right)\left(1 + 2\mu + \frac{1}{M_0^{\,2}}\right) \tag{3-13}$$

(3-12)を(3-7)に代入すると，

$$\frac{d\xi_x}{dt} = -\frac{v_0}{\alpha}\frac{\partial \xi_y}{\partial y} \tag{3-14}$$

ここで

$$\alpha = \frac{\lambda M_0}{M_0^{\,2} - 1} \tag{3-15}$$

強い衝撃波を仮定し，$M_0 \geqq 1$ とすると(3-15)は

$$\alpha = \left[1 + \frac{(3\gamma - 1)(\gamma + 1)}{\gamma(\gamma + 2)(\gamma - 1)}\right]\left(\frac{2\gamma - 1}{\gamma}\right) \tag{3-16}$$

となる．t を消去し(3-10)と組み合わせると，解くべき微分方程式は

$$\frac{\partial^2 \xi_x}{\partial t^2} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial \xi_x}{\partial y^2} \tag{3-17}$$

$$\frac{\partial^2 \xi_y}{\partial t^2} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial \xi_y}{\partial y^2} \tag{3-18}$$

となる．初期条件は既に(3-4), (3-5)で与えられている．これを解くと，

$$\xi_x = a_0 \cos\left(\frac{k}{\sqrt{\alpha}}x\right)\cos(ky) \tag{3-19}$$

$$\xi_y = a_0 \sin\left(\frac{k}{\sqrt{\alpha}}x\right)\sin(ky) \tag{3-20}$$

が得られる．これより，リップル衝撃波の振幅は初期擾乱の振幅 a_0 を用いて表すと，

$$x_f = a_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\sqrt{\alpha}}\frac{x}{\lambda}\right) \tag{3-21}$$

x_f が 0 になるとき衝撃波面は平面となり，x_f = -a_0 になるとき衝撃波面は完全に反転する．この衝撃波面の振幅を比熱比γが 5/3(理想気体), 1.3, 1.1 の場合のときについて計算し，衝撃波伝播距離 x を初期擾乱の波長λで規格化したものをパラメーターとして表すと，図 3-4 のようになる．式(3-21)からも明らかなように，比熱比γとマッハ数 M が与えられている場合，衝撃波面の挙動は衝撃波の伝播距離を初期擾乱の波長で除したパラメーターで特徴付けられることがわかる．

以上の計算により，CCW 法によるリップル衝撃波のダイナミクスを近似的に求めることが出来た．CCW 法では幾つかの仮定条件があるために，平面衝撃波の場合では厳密に一致しないと考えられるが，おおよその反転距離や衝撃波面の形状などの振る舞いを評価することが可能である．

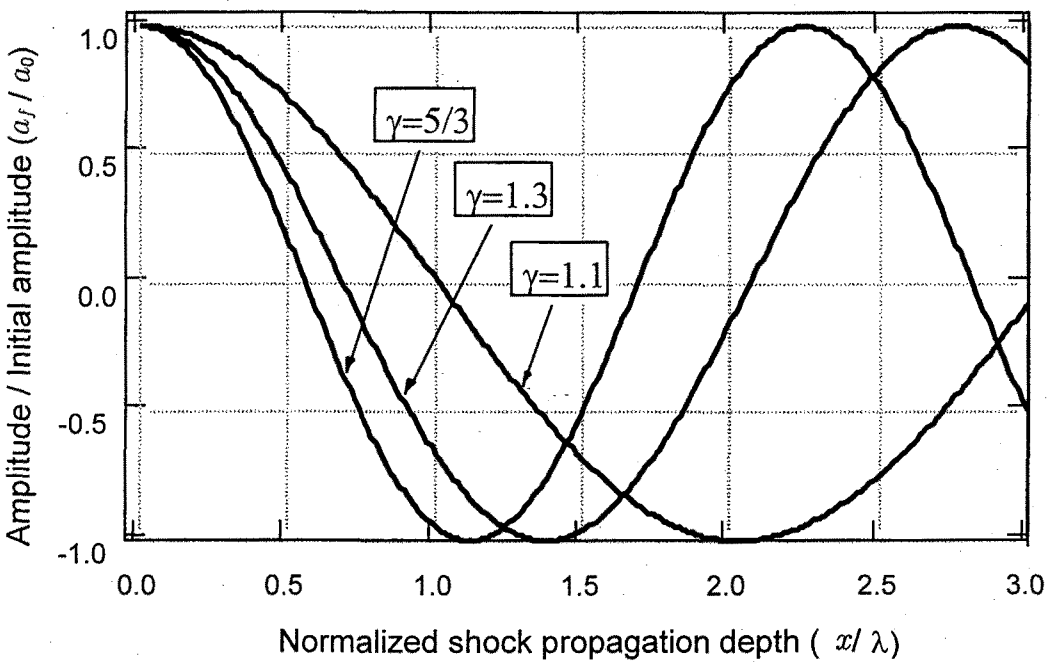


図 3-4 CCW 法による解から得られる衝撃波面の変化

衝撃波面の振幅はある周期をもって振動する．振幅の反転距離などは比熱比γに依存し，初期擾乱の波長や振幅などには依存しない．

3-2-2 境界条件を用いたリップル衝撃波の解析

CCW 法による解析により，リップル衝撃波が比熱比とマッハ数で決定される周期で振動することがわかった．しかしながら，レーザー照射ターゲットにおけるリップル衝撃波の振る舞いを記述する際，CCW 法による解析で用いた仮定が当てはまらなくなる．

レーザー照射ターゲットの場合，ターゲットの表面（=アブレーション面）から圧力が供給される．衝撃波が伝播すると，衝撃波面とアブレーション面との距離が時間と共に長くなるため，その間で発生する横方向の流体運動などを正しく解く必要がある．石崎らはこれらを考慮して，レーザー照射ターゲットにおけるリップル衝撃波の挙動を解析的に求めた[9-12]．レーザーがターゲットに照射され，ターゲット中を衝撃波が伝播する系を考える（図 3-5）．流体運動を記述する物理量（圧力，流速など）は，４つの領域で変化する．これは(0)衝撃波の前面，(1)衝撃波の後面とアブレーション面との間，(a)アブレーション面と音速点（カットオフ面）との間，(2)音速点の外側である．これらの各領域の物理量を境界条件を用いて解き，リップル衝撃波の伝播特性を得ることが出来る．本説では，この解析についての概略を説明する．

使用する境界条件は，衝撃波面についてはランキン・ユゴニオ（Rankine-Hugoniot: RH）の関係，アブレーション面についてはチャップマン・ジュゲー（Chapman-Jouguet: CJ）の燃焼波条件である．RH の関係式より，圧力と体積で流速を表すと，

$$\frac{v_s}{V_0}=\frac{v_s-v_{x1}}{V_1}=\sqrt{\frac{p_1-p_0}{V_0-V_1}} \tag{3-22}$$

となる．ここで，v は流速，p は圧力，V は体積であり，それぞれの添字は空間領域を示す．理想気体を仮定し，エンタルピーの表式 $h = \gamma pV/(\gamma - 1)$ を用いることにより，(3-22)式は

$$(\nu_0 V_0 - V_1)p_0 - (\nu_1 V_1 - V_0)p_1 = 0 \tag{3-23}$$

と変形することが出来る．ここで$\nu=(\gamma+1)/(\gamma-1)$である．アブレーション面にも同様にして解くと，

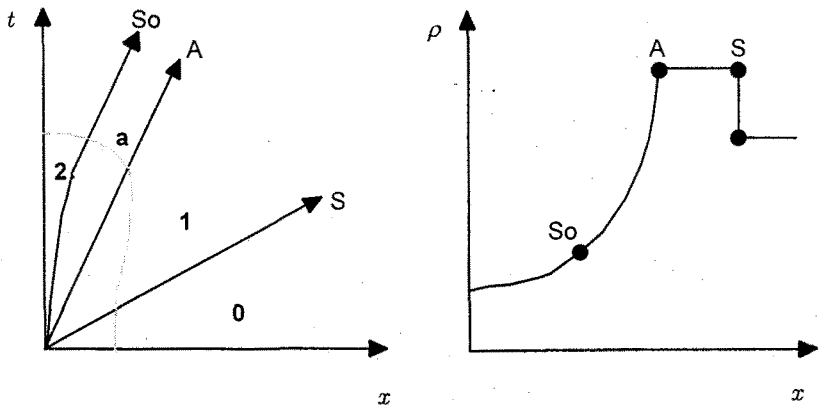


図 3-5 境界条件を用いたリップル衝撃波の解析法

定常アブレーション状態で伝播する衝撃波の伝播の様子を示す．左は音速点（So），アブレーション面（A），衝撃波面（S）の時間変化，右はある時刻での密度プロファイルである．衝撃波面の前方（0），衝撃波後面の圧縮領域（1），アブレーションによる燃焼領域（a），等温膨張領域（2）の４つの領域に分割して考える．

$$\frac{u_a - v_{x1}}{V_1} = \frac{u_a - v_{x2}}{V_2} = \sqrt{\frac{p_1 - p_2}{V_2 - V_1}} = \dot{m} = \rho_1 v_a \tag{3-24}$$

$$(\nu_1 V_1 - V_2)p_1 - (\nu_2 V_2 - V_1)p_2 = -\frac{2I}{\dot{m}} \tag{3-25}$$

となる．ここで $\dot{m}$ は単位面積あたりの質量噴出率，u_a は圧縮領域の系からみたアブレーション速度である．これらをチャプマン・ジュゲーの燃焼波条件という．

もう一つの条件として，音速点においてはアブレーション面の系からみた流体の速度が，その音速に等しいという性質を利用する．すなわち，

$$u_a - v_{x2} = \sqrt{p_2 V_2} \tag{3-26}$$

である．以上の(3-22)～(3-26)の 5 式から，各領域の物理量を求める．レーザーの照射強度 I を決定すれば，質量噴出率 $\dot{m}$ は定常アブレーションモデルより導出可能である．また，各領域での比熱比 γ を定数としておけば，各未知数を解くことが出来る．解くべき微分方程式は参考文献[11]より，各物理量の規格化量を用いて以下のように表すことが出来る．

$$\frac{\partial \hat{V}_1}{\partial \hat{t}} - \left(\frac{\partial \hat{v}_{x1}}{\partial \hat{x}} + \hat{v}_{y1} \right) = 0$$

$$\frac{\partial \hat{v}_{x1}}{\partial \hat{t}} = -\frac{1}{\gamma_1} \frac{\partial \hat{p}_1}{\partial \hat{x}}$$

$$\frac{\partial \hat{v}_{y1}}{\partial \hat{t}} = \frac{1}{\gamma_1} \hat{p}_1$$

$$\frac{\partial \hat{s}_1}{\partial \hat{t}} = 0$$

初期のターゲット振幅を a_0 とすると，ベッセル関数を用いた近似解でリップル衝撃波の波面 a_s の解は，

$$\frac{a_s(r_s)}{a_0} \cong J_0(r_s) + \frac{2M_s^{\,2} + 2}{3M_s^{\,2} + 1} J_2(r_s) \tag{3-27}$$

となる．ここで $r_s = t/\cos\theta_s$，$\theta_s = \tanh^{-1}\{(u_s - v_{x1})/c_1\}$ であり（c は音速），波動関数を解くために変数変換によって定義される衝撃波の位置（=時間の関数）である．式(3-27)より，リップル衝撃波の振幅は減衰しながら振動することがわかる．

CCW 法と同じくリップル衝撃波の振動が数値計算によって得られたが，この境界条件を解く方法では振幅の減衰を伴うことがわかった．この理由の定性的な説明として挙げられるのは，衝撃波背後の流体の縦横方向の流体運動により，擾乱が緩和するというものである．これは，CCW 法を解く際の仮定条件，すなわち衝撃波面はその後ろの流体運動に左右されないという条件では相容れないものである．平面ターゲット実験の場合は，求心衝撃波を仮定している CCW 法よりもこの境界条件

を利用した解を用いる法が高精度であることは明らかである．この解と実験結果との比較については，3-3-2 節で述べる．

3-2-3 リップル衝撃波の振動による質量面密度擾乱の変化

リップル衝撃波が伝播する際，それに伴ってターゲットの質量面密度擾乱（Areal-density perturbation）が変化する．これは衝撃波の圧縮によって衝撃波後面の媒質の密度が上昇することにより生じるもので，リップル衝撃波面の振幅と大きな関係がある．本節では，リップル衝撃波の波面が変化する場合の質量面密度擾乱の変化について，簡易的なモデルを考えてみる．

図 3-6 のような初期振幅$\Delta\ell_0$，密度ρ_0のターゲットにレーザー照射する場合を考える．レーザーが照射されるとリップル衝撃波が発生し，ターゲット内部を伝播すると衝撃波背後の流体は圧縮される．ある時刻での衝撃波面の振幅をx_f，アブレーション面の擾乱の振幅をa_aとし，衝撃波背後の流体の密度をρ_sとする．ターゲット深さ方向の質量面密度擾乱$\Delta(\rho\ell)$は，密度擾乱が無い場合を仮定すると，

$$\Delta(\rho\ell) = \rho_s(a_a - x_f) + \rho_0 x_f \tag{3-28}$$

で表される．質量面密度擾乱の初期擾乱からの増倍比は

$$\frac{\Delta(\rho\ell)}{\rho_0\ell_0} = \frac{\rho_s(a_a - x_f) + \rho_0 x_f}{\rho_0\ell_0} \tag{3-29}$$

となる．強い衝撃波を仮定すると（$\rho_s = 4\rho_0$, or $\gamma = 5/3$），質量面密度擾乱の増倍比は

$$\frac{\Delta(\rho\ell)}{\rho_0\ell_0} = \frac{4a_a - 3x_f}{\ell_0} \tag{3-30}$$

と表される．リップル衝撃波が平面になるとき（$x_f = 0$），成長率は $4(a_a/\ell_0)$倍となる．位相が反転すると，x_fは負の値になるので質量面密度擾乱はさらに大きくなる．以上の計算より，リップル衝撃

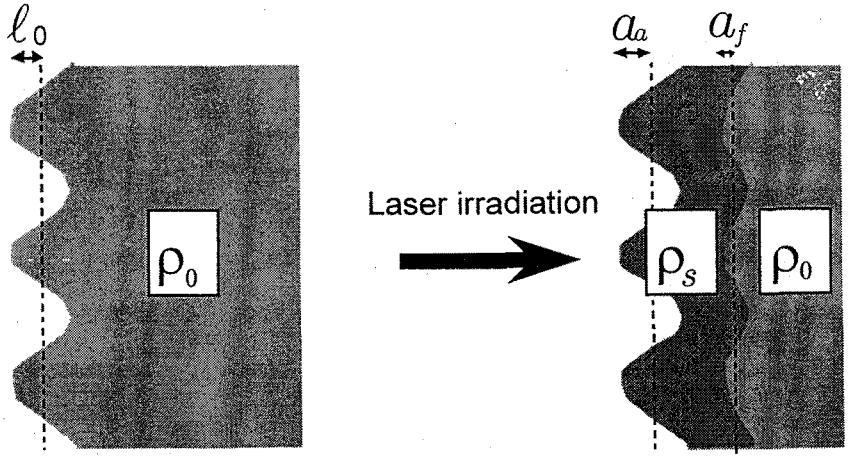


図 3-6 リップル衝撃波伝播による質量面密度擾乱の変化
衝撃波が通過すると，衝撃波背後の流体が圧縮されて密度が変化するため，リップル衝撃波の振幅が変化によって質量面密度擾乱（$\Delta\rho\ell$）が変化する．

波の振幅とアブレーション面での振幅が質量面密度擾乱を決定することがわかる．すなわち，実験的に(1)リップル衝撃波の振幅，(2)アブレーション面の擾乱，(3)ターゲット質量面密度擾乱の3つのパラメーターを計測し，これらの値が上記の計算に合致すれば，リップル衝撃波の振動が質量面密度擾乱の変化を引き起こしていると考えることが出来る．

3-3 リップル衝撃波面の振動および各パラメーターの計測

3-3-1 実験条件

実験配置図の概略を図 3-7 に示す．リップル衝撃波の挙動とそれに関連する物理量，すなわち(1)リップル衝撃波面の振幅，(2)アブレーション面の振幅，(3)質量面密度擾乱について，以下の3通りの方法で計測した[13].

リップル衝撃波面の形状は，衝撃波がターゲット裏面に到達する際に発光する可視光を，時間空間分解計測することにより，衝撃波の空間的な到達時刻の時間差から求めることが出来る．衝撃波にリップル形状があると，その形状が到達時刻の差となって現れる．ターゲットの裏面にシュワルツシルド顕微鏡を配置し，像を拡大した後に可視ストリークカメラ(S-20)で計測した．詳細は 3-3-2 節で述べる．アブレーション面の擾乱は，Side-on X 線バックライト法を用いて計測した．照射ターゲットの擾乱に対して垂直の位置に X 線バックライト源 (Mo) を配置し，バックライト像を高時間分解能の 2 次元撮像装置(時間分解能 80 ps の X 線フレーミングカメラ)で撮像した．この計測により，初期擾乱に対する成長やその擾乱の形状を求めた．詳細は 3-3-3 節で述べる．さらに，Face-on X 線バックライト法を用いて，これらの複合現象として現れる質量面密度擾乱($\Delta\rho\ell$)の変化を観測した．照射される凸凹の正面に X 線バックライト源（Ge）を配置し，対向に配置した時間分解 X 線撮像装置（X 線ストリークカメラ）で計測した．詳細は 3-3-4 節で述べる．

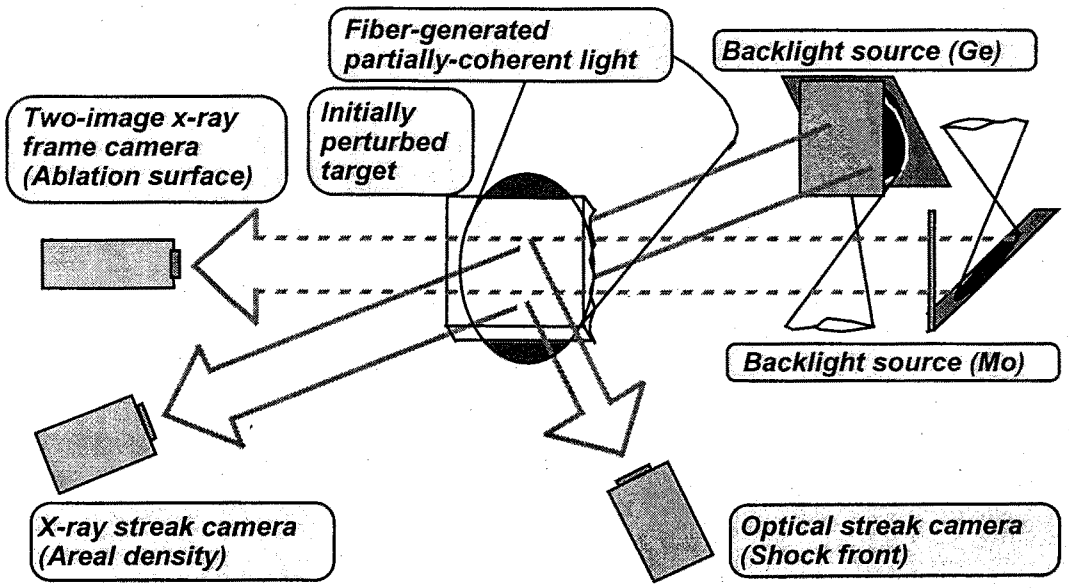


図 3-7 実験配置図概略

3 通りの計測系で，(1)リップル衝撃波の振幅，(2)アブレーション面の擾乱，(3)ターゲット質量面密度擾乱の各パラメーターを計測した．

照射レーザーには部分コヒーレント光（PCL）を用い，照射一様性の向上のために位相拡散板（RPP）も併せて使用した．照射強度は 3.0×10^{13} W /cm^2 であり，集光径は約 700 μm であった．パルス波形は半値全幅 2.3 ns の矩形波であり，立ち上がり時間 50 ps，立ち下がり時間 150 ps であった．ターゲット厚さが 80 μm 以上の場合には，2 ビームによって擬似的に半値全幅 4.6 ns のパルス幅で照射した．レーザーの入射角は 37.4°である．ターゲットにはレーザー照射面に初期擾乱を付加したポリスチレン（PS）薄膜を使用した．初期擾乱は熱プレス法により付加し，ターゲット厚さは 25～160 μm，初期擾乱波長は 40, 60 100 μm，初期振幅は 2～10 μm であった．レーザー照射条件，ターゲット条件に関する詳細については，各計測の節で述べる．

3-3-2 リップル衝撃波面の観測

リップル衝撃波面を観測するために，衝撃波面の前後の温度差を利用し，衝撃波背後の温度上昇を可視光として計測する方法を用いた．実験配置を 図 3-8 に示す．レーザー照射面に初期擾乱をもったターゲット（裏面は平面）の裏側に，シュワルツシルド顕微鏡[14]を配置した．シュワルツシルド顕微鏡で拡大された像は，レーザー直接光を除去する波長選択フィルター（380 - 480 nm）を通り，可視ストリークカメラの光電面（S-20）に入射された．得られた像は，CCD カメラによって記録された．倍率は約 6.7 倍であった．結像スリット幅は 100 μm であり，空間分解能は約 8 μm，時間分解能は約 70 ps であった．得られた像の絶対時刻を得るために，照射レーザー光の一部を取り出し，多モードファイバーを通してストリークカメラの光電面に入射させて，各データにおける計測時刻の

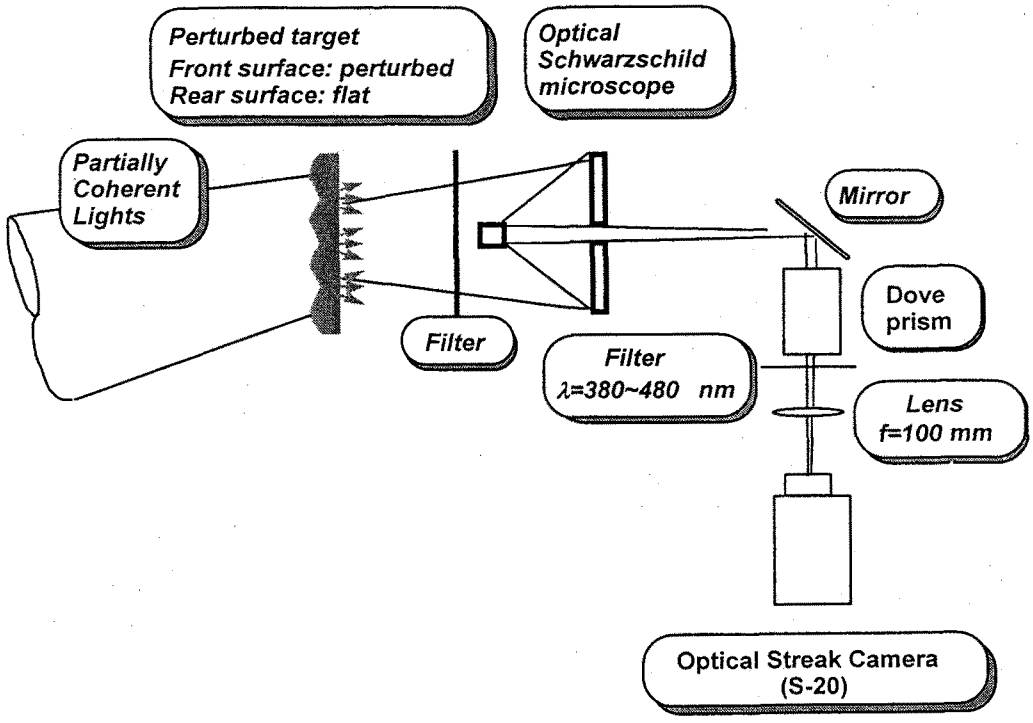


図 3-8 リップル衝撃波計測器配置図
ターゲット裏面の発光をシュワルツシルド顕微鏡で拡大し，波長選択フィルターでレーザー波長の領域を除去し，レンズで集光した後に可視ストリークカメラで時間分解計測した．

較正を行った.

この計測法では，空間分解されたターゲット裏面の発光がストリークカメラによって時間分解されたかたちで得られる（図 3-9）．衝撃波発光の時間差に衝撃波の速度を乗ずることにより，衝撃波波面の凸凹の振幅を求めることが出来る．また，ターゲットショットの直前にターゲット監視モニターで凸凹の絶対位置を記録し，ストリークカメラで得られた座標との位置関係から，初期との位相の関係を求めた.

衝撃波の振幅を衝撃波到達の時間差を用いて導出するため，衝撃波速度をあらかじめ計測することが必要である．衝撃波速度は平面およびウェッジ（くさび形）ターゲットを用いた．計測結果を図 3-10 に示す．図 3-10 の左は平面ターゲット，右はウェッジターゲットでの計測結果である．横軸は空間であり，縦軸は時間で上から下に時間が進んでいる．データの右端に縦長の小さな線がある

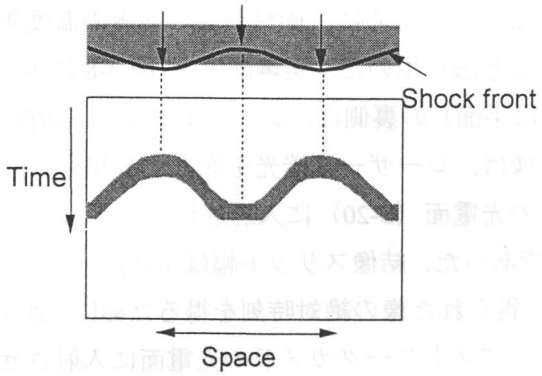


図 3-9 リップル衝撃波の計測データ

リップル衝撃波のデータは，空間 2 次元方向とその時間分解された発光像として得られる．ターゲットの初期位置と衝撃波速度から，振幅及び位相が得られる.

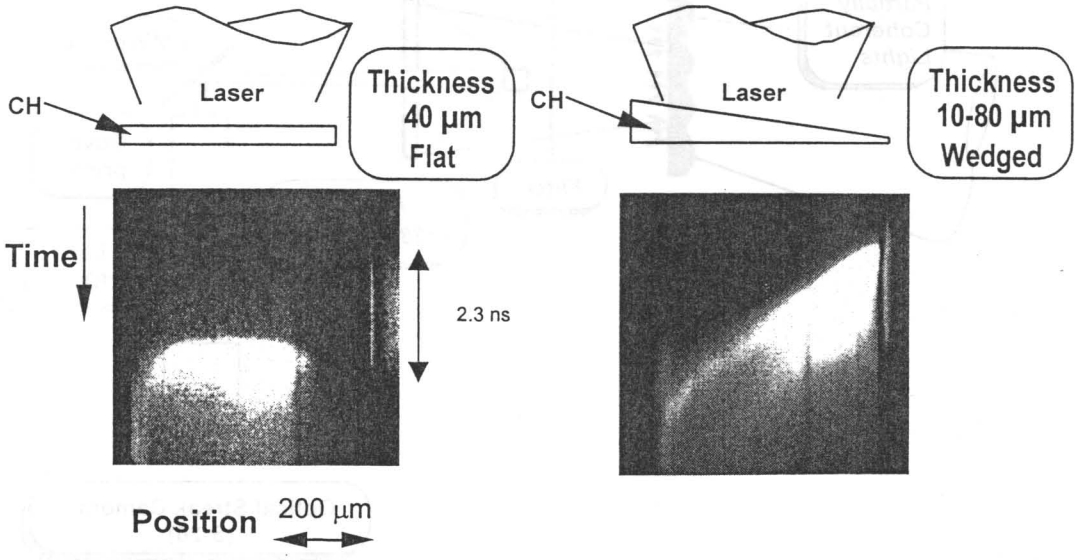


図 3-10 衝撃波速度の計測結果

図の左は平面ターゲットを照射した場合の計測結果．右はウェッジターゲットを照射した場合の計測結果である．平面ターゲットのデータの場合，時間原点（データ中の左上の線）から衝撃波到達時刻をもとめ，衝撃波速度を求めることが出来る．一方，ウェッジターゲットの場合は発光の時間的傾きから衝撃波速度を求めた.

が，これは時間原点用のファイバーからの入射光である．左の平面ターゲットの結果より，レーザーの照射中央付近はほぼ平坦で，周辺部が湾曲していることがわかる．これはレーザーのスポット径が約 700 μm で，強度分布がガウス関数に近い分布をもつためにこれが衝撃波速度 (アブレーション圧力)に反映されているためである．強度が一定な部分は 300～400 μm 程度であり，これを解析範囲とした．右のウェッジターゲットは，PS の厚みが 10 μm から 90 μm まで直線的に変化しているもので，この厚み差と衝撃波到達時間の差（発光の傾きに対応する）から衝撃波の速度を計算した．衝撃波の速度は計測結果より 3.5×10^6 cm/s であり，発光の立ち上がり時間による誤差は 0.2×10^6 cm/s である．左の平板ターゲットでの計測結果も，この値に近いものであった．この衝撃波速度からアブレーション圧力を求めると，PS の Hugoniot 曲線[15]より外挿して約 8.5 Mbar であることがわかる．

次に，リップル衝撃波の観測例を図 3-11 に示す．図に示す画像は，ターゲットの初期擾乱波長が 100 μm，初期振幅が 8 μm についてのデータである．ターゲットの厚さは図 3-11 の左が 40 μm，右が 100 μm である．結果から明らかなように，衝撃波の到達時刻には空間的に差があり，衝撃波面がリップル構造を持つことを示している．図中のターゲットの絵（上）と，データとの空間位置関係は一致させている．左のデータの場合，衝撃波の裏面到達時刻はターゲットの「谷」の部分（= ターゲット厚の薄い部分）が早いことがわかる．すなわち，衝撃波の位相はターゲットの初期擾乱と同じであり，リップル衝撃波の位相は変化していないことがわかる．一方，右のデータの場合，衝撃波の裏面到達時刻はターゲットの「山」の部分（= ターゲット厚の厚い部分）が早いことがわかる．これはリップル衝撃波の位相がターゲットの初期擾乱と反対であることを示しており，衝撃波

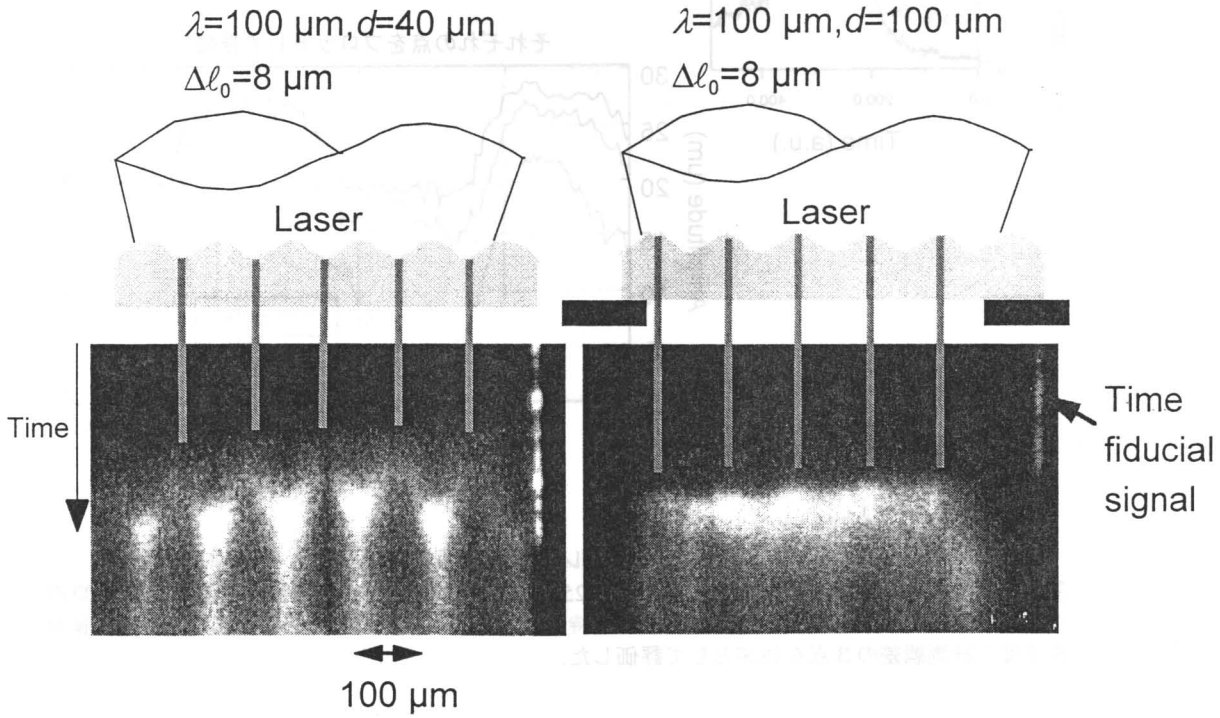


図 3-11　リップル衝撃波計測結果

可視ストリークカメラによる衝撃波面の観測結果例．上のターゲットの凸凹と，可視ストリークカメラの撮像結果の位置関係は一致している．発光の時間差はリップル衝撃波の位相・振幅に対応する．

の伝播距離が 40～100 μm の間で位相が反転したことを意味している．

衝撃波の到達時間差と衝撃波速度（3.5 ± 0.2×10^6cm/s）の積から，リップル衝撃波面の振幅の絶対値を求めた．衝撃波面の決定は，各空間での時間軸に沿った時間強度波形から，ピーク強度の 50%の点を取りそれを到達時刻とした．図 3-12 にデータ解析の一例を示す．衝撃波面はおよそイオンの平均自由行程程度の厚みをもつため，ピーク強度の何%の点を到達時間とするかには任意性がある．そこで，ピークの 50%以外に 25%と 75%の値をとり，これを誤差とした．その他に考えられる誤差も含めてまとめると，①衝撃波到達時刻決定の不確定性，②衝撃波速度の計測誤差，③擾乱の凸凹ごとで観測される誤差の 3 種類が考えられる．このため，これら 3 つの誤差の 2 乗和根をとり，衝撃波面の振幅の計測誤差とした．典型的な計測誤差は，約 10～20%であった．

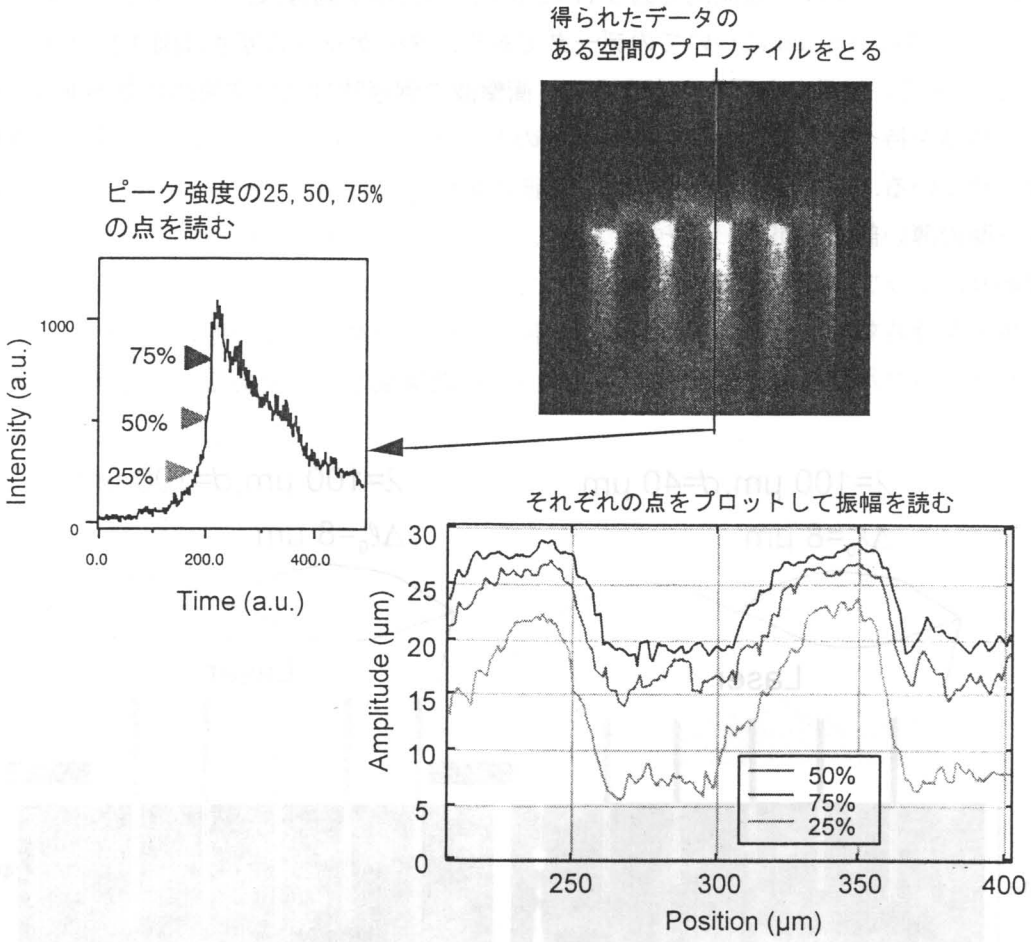


図 3-12 リップル衝撃波の振幅解析

各空間ごとの発光時間波形から立ち上がりの 25%, 50%, 75%をとり，衝撃波の速度と発光時間差から衝撃波面の振幅を導出する．立ち上がり時間によるプロットの差，凸凹の山ごとの差，衝撃波速度の計測誤差の 3 点を誤差として評価した．

この解析の結果より得られたリップル衝撃波振幅と初期ターゲット振幅との比を 図 3-13 に示す．●，■がそれぞれ初期擾乱波長が 60 μm，100 μm のターゲットについての実験結果，□が 2 次元シミュレーション「IZANAMI」[16]による結果（波長 100 μm）である．縦軸はリップル衝撃波の振幅を初期のターゲット振幅で規格化したものであり，マイナス値は衝撃波面が反転していることを示

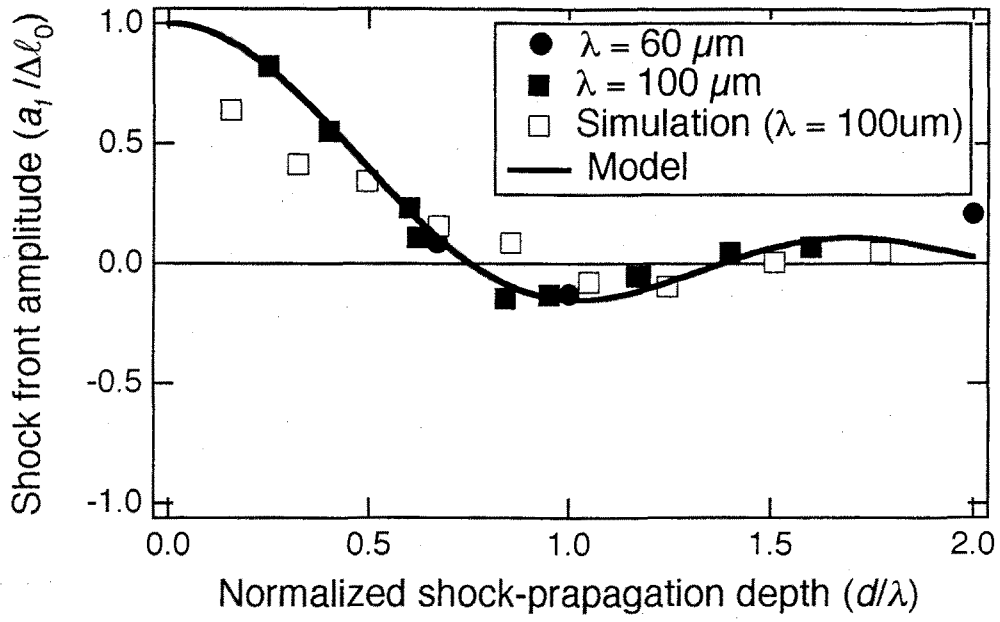


図 3-13 リップル衝撃波の振幅の時間変化

●，■が実験値，□は 2 次元シミュレーションコード「IZANAMI」による計算結果を示す．衝撃波の反転距離は約 d/λ=0.75 のところで起こり，その後位相は減衰を伴って反転することがわかる．図中の実線は，境界条件を用いた数値解析による計算結果（3-2-2 節参照）である．

している．横軸は，衝撃波の伝播距離（=ターゲット厚さ d）をターゲット擾乱の波長で規格化したパラメーター（d/λ）である．実験結果とシミュレーション結果は良く一致し，リップル衝撃波が最初に平面になるのは伝播距離が $d/\lambda = 0.75 \sim 0.8$ で，その後位相が反転することがわかる．反転の後，振幅は大きく減衰し，初期振幅の 20%程度の振幅を最大点として再び振幅は減少する．その後，さらに $d/\lambda \sim 1.4$ 付近で再び波面は平坦になり，位相は再反転する．図 3-12 に 3-2-3 節で述べた境界条件を用いたリップル衝撃波の振動を併せて示す（実線）．この計算の結果では，比熱比γ= 3 のときに実験結果と良く一致することがわかった．

CCW の近似解より，リップル衝撃波は伝播と共に振幅が振動するという結果が得られている．また，境界条件を用いた解析解では，振幅の減衰を伴ったリップル衝撃波の振動が得られている．ここで，2 次元シミュレーション「IZANAMI」をターゲットの初期擾乱の波長を変化させ，d/λの大きな領域での計算を行った．図 3-14 に初期擾乱の波長が 20 μm から 100 μm の場合までのシミュレーション結果を示す．シミュレーションの結果より，ターゲットの初期擾乱波長が変わってもリップル衝撃波の位相は減衰振動を示すことがわかる．また，横軸を d/λとすると，初期擾乱の波長によらず振動の周期がほぼ一定であることがわかる．以上より，リップル衝撃波の振幅は減衰振動しながら伝播し，次第に平面波に近づくことが明らかになった．

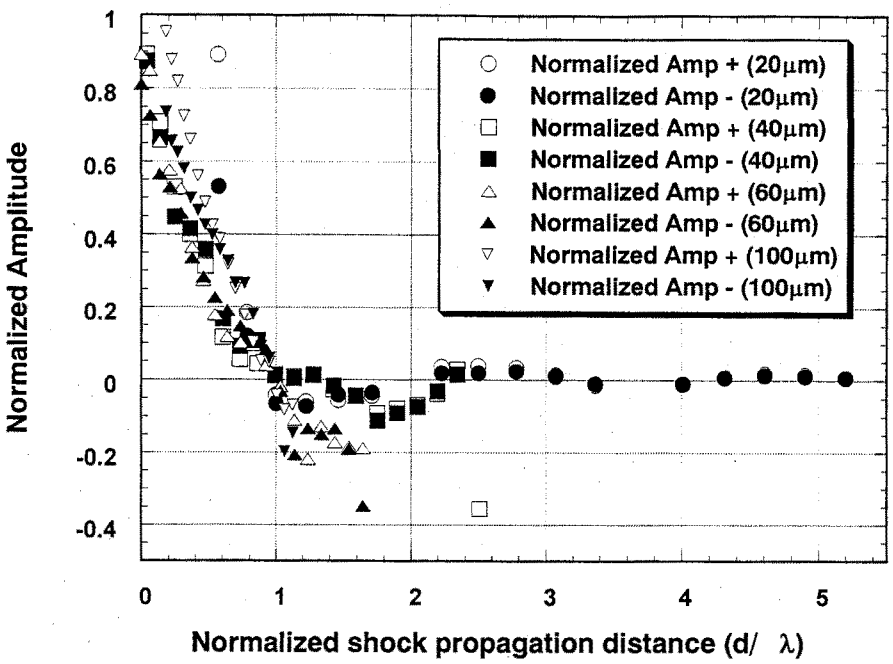


図 3-14 シミュレーションによるリップル衝撃波振幅の解析
初期擾乱の波長が 20 μm から 100 μm の場合のシミュレーション結果．+と-は衝撃波リップルの波頭と波谷の振幅を示す．シミュレーションの結果より，衝撃波の波面は波長によらずおおよそ d/λでスケールされるパラメーターによって振幅の振動を伴って伝播することがわかる．

3-3-3 アブレーション面擾乱の観測

アブレーション面での擾乱変化を観測するため，Side-on X 線バックライト法による計測を行った．照射される主ターゲット（PS 薄膜）の側面に，モリブデン（Mo，厚さ 25 μm)のバックライトターゲットを配置した．このバックライトターゲットと主ターゲットとの間に，軟 X 線による加熱を防ぐためにベリリウム（Be，厚さ 10 μm）の薄膜をフィルターとして用いた．バックライトターゲットと主ターゲットの延長線上に，結像用のピンホールおよび撮像装置である X 線フレーミングカメラを配置した．

主ターゲットは，視線方向の積分効果を極力抑えるために，幅が 300 μm のプラスチックフォイルを用いている．主ターゲットに照射されるレーザー光と同期をとって Mo ターゲットにレーザーを照射し，約 2.4～3.0 keV の X 線を発生させる[17]．Be 10 μm のフィルターにより 1.0 keV 以下の軟 X 線成分はほぼ除去することが出来る．主ターゲットに照射されるレーザー光の集光スポットサイズは直径 700 μm (1 ビーム照射)または 900 μm (2 ビーム照射)であり，照射強度はいずれの場合も 3.0×10^{13} W/cm^2，バックライトターゲットの集光径は 500 μm (2 ビーム照射)，照射強度は約 1.0×10^{14} W/cm^2 であった．

撮像装置は時間分解能 80 ps の X 線フレーミングカメラを用いた．軟 X 線等のノイズを除去するために Be 20 μm のフィルターを用い，X 線フレーミングカメラの CuI フォトカソード上に結像させた．結像系は直径 5 μm のピンホールを用いた．得られた像は，CCD カメラで記録された．主ターゲットとピンホールの距離は約 5 mm であり，カソード上での倍率は約 30 倍であった．X 線フレーミングカメラはあらかじめ短パルスショットで同期を調整し，カソード面透過後のゲートパルスを

取り出した信号と，ドライブビーム光の一部を取り出しバイプレナフォトダイオードを用いて光電変換した信号とを，7104 オシロスコープ（Tektronix）で各データショット毎に計測した．これにより各データで観測絶対時刻の較正を行った．

照射した PS ターゲットの初期擾乱は，波長が 100 μm，振幅が 3.5 μm であり，厚さが 40 μm および 80 μm の 2 種類のものを用いた．観測時刻は，厚さが 40 μm のターゲットについては 0.3 ns, 0.8 ns, 厚さが 80 μm のターゲットについては 1.25 ns, 1.75ns であった．X 線フレーミングカメラでの撮像結果を図 3-15 に示す．像の白い発光の部分は Mo からの X 線の発光であり，凸凹の境界の下が PS のフォイルの部分，その下の薄白い線は PS フォイルと Be 基板の間の漏れ発光で，その下が Be 基板となっている．あらかじめ計測された衝撃波速度より，それぞれのデータについての衝撃波が裏面を通過する絶対時間は，厚さ 40 μm のターゲットについては約 1.2 ns, 厚さ 80 μm のターゲットについては約 2.4 ns であった．

ここで，アブレーション面の擾乱の振幅を評価するために，以下のような解析を行った．図 3-16 の左に，1.75 ns の観測時刻での得られた像の拡大図を示す．図 3-16 の右に CCD カメラで記録された強度の度数分布を示す．強度の度数分布より，Mo の発光部と PS の影とで 2 つの鮮明なピークが

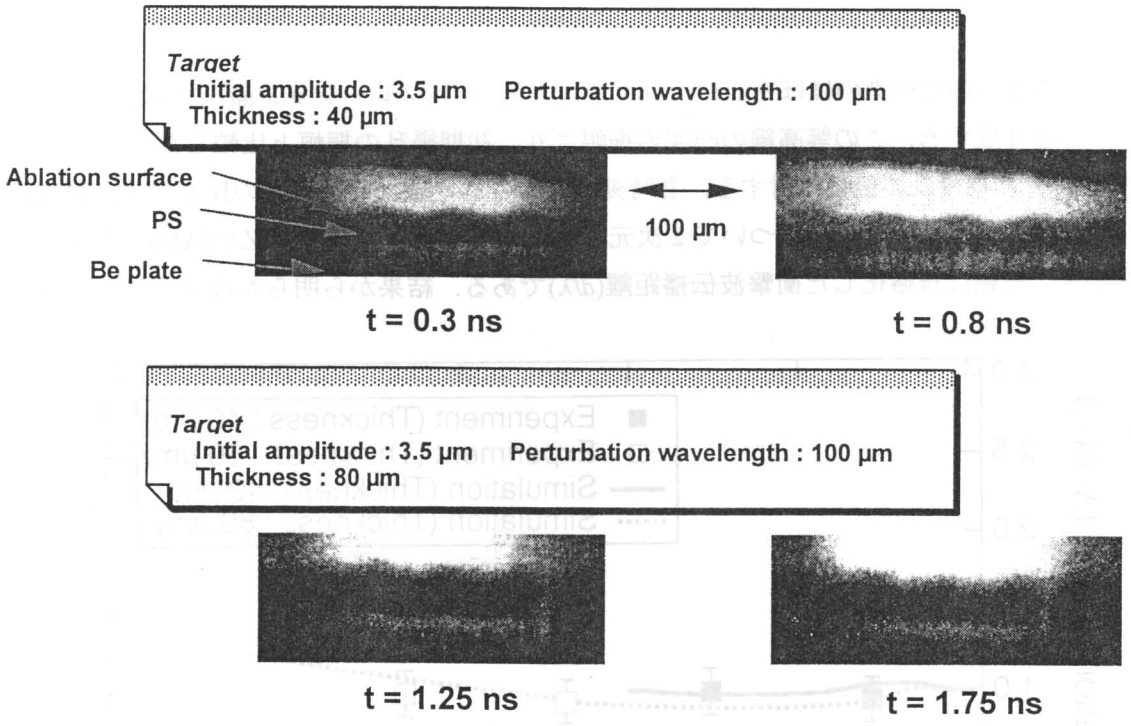


図 3-15　Side-on X 線バックライト法によるアブレーション面擾乱の観測結果
白い部分が，Mo バックライトからの X 線発光．アブレーションフロントはこの部分と PS(黒い部分)との境界面である．レーザーは向かって上から入射している．ターゲット厚が 40 μm(上段)，80 μm(下段)の場合の計測結果．アブレーションフロントの擾乱の振幅はほとんど変化していない．

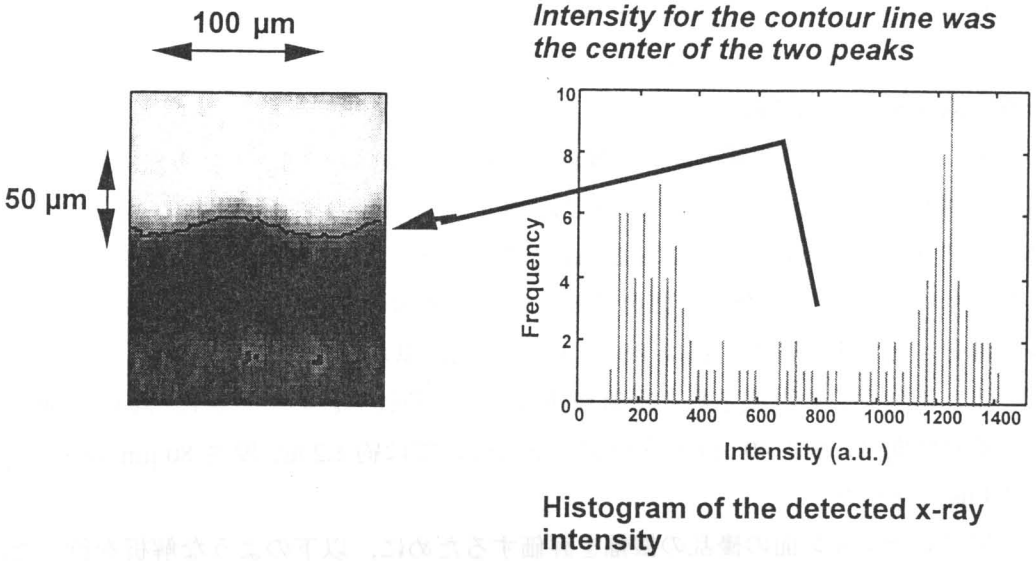


図 3-16 アブレーション面擾乱の振幅の解析

Side-on X 線バックライト計測データより，生データの一部分を取り出して観測 X 線の強度ヒストグラムを得る（右）．被観測ターゲットの領域の X 線強度と，バックライト X 線の発光強度との 2 つのピークが発生するので，そのピークの中点付近をアブレーション面の境界として，強度等高線プロットを作成した（左）．

現れる．この 2 つのピークのほぼ中点付近強度を境界面（=アブレーション面）であるとして，等高線プロットを作成する．この等高線の凸凹の振幅より，初期擾乱の振幅と比較した．

図 3-17 に，初期擾乱の振幅に対する，各時刻で観測された擾乱の振幅との比を示す．■の点が実験値，実線はそれぞれのデータについて 2 次元シミュレーションコード「IZANAMI」を用いて求めた値を示す．横軸は規格化した衝撃波伝播距離(d/λ)である．結果から明らかなように，実験・シミ

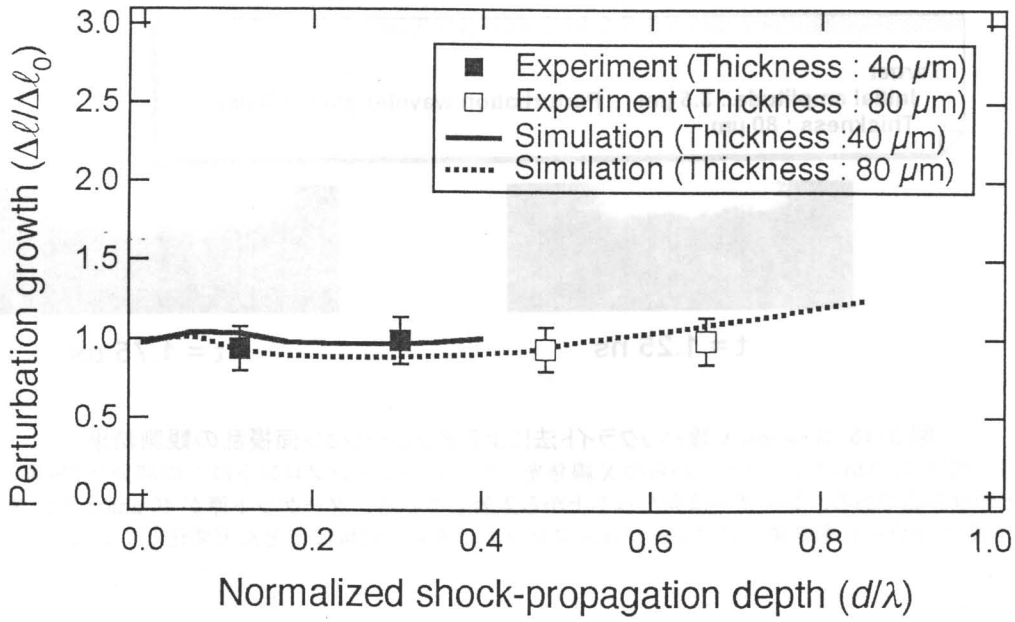


図 3-17 アブレーション面の擾乱の時間変化

衝撃波通過前の時間帯では，実験（■，□），シミュレーション（線）ともに振幅はほとんど変化しないことがわかる．

ュレーションともにアブレーション面の振幅はほとんど変化していないことがわかる．

一方，Side-on X 線バックライト計測では，アブレーション面の擾乱に加えて衝撃波背後の密度ρ_sを評価することが可能である．Side-on X 線バックライト計測においては，アブレーション面の擾乱だけでなく，Be 基板からアブレーション面にかけての範囲を観測している．ここで，図 3-15 の像から Be 基板と PS フォイルとの間の漏れ発光を空間原点として，各時間での PS の厚さを読んで圧縮された長さを求めた．ターゲットの初期厚さを d_0 とすると，ある時刻におけるターゲット厚 d は，

$$d = d_s + d_a = d_0 - \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_s}\right) v_s t - \frac{\dot{m}}{\rho_s} t \qquad (3\text{-}31)$$

と表すことが出来る．ここで d_s は衝撃波圧縮領域（アブレーション面 – 衝撃波面）の長さ，d_a は圧縮されていない領域（衝撃波面 – ターゲット裏面）の長さ，ρ_0 は初期密度，ρ_s は圧縮後の密度，$\dot{m}$ は単位時間・面積あたりの質量噴出率である．Side-on X 線バックライト計測より，$d_s + d_a$ が得られ，別に $\dot{m}$ も計測されているので（この実験条件の場合，1.7×10^5 g/cm·s），衝撃波圧縮率ρ_s/ρ_0 を評価することが可能である．図 3-18 に圧縮距離（$d - d_0$）の時間変化を示す．図 3-18 中の●が実験値，直線は衝撃波の速度（$v_s = 3.5\times10^6$ cm/s ）からの計算値であり，γ を変化させて計算を行った（ランキン・ユゴニオの関係より$\rho_s/\rho_0 = (\gamma+1)/(\gamma-1)$である）．結果より，$\gamma = 5/3$ の場合の計算値と計測値は良く一致することがわかる．この計測より，衝撃波によって衝撃波背後の密度は約 4 倍に圧縮されると考えることが出来る．

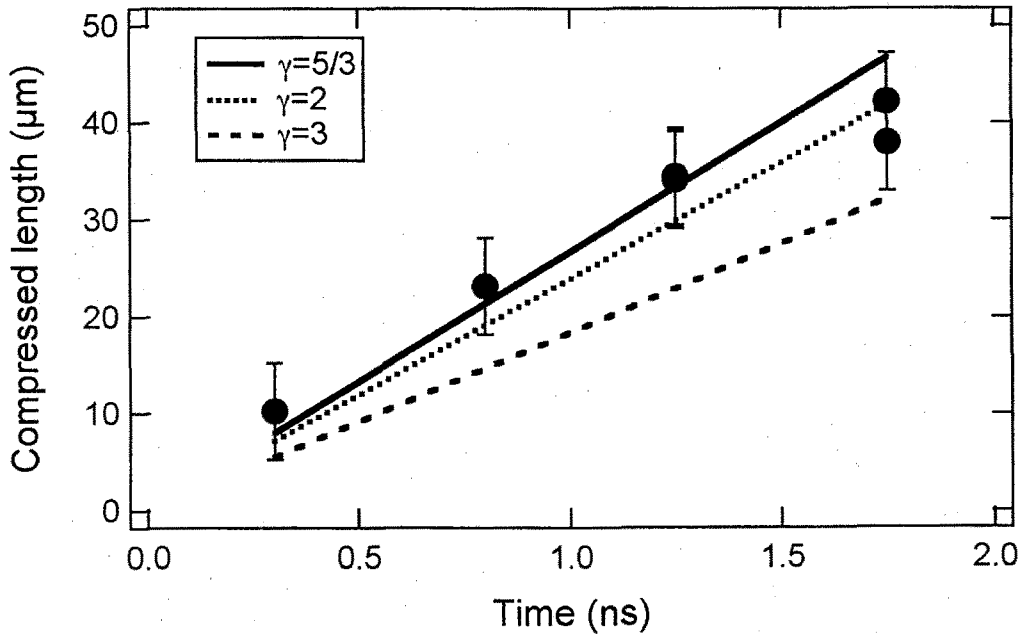


図 3-18 Side-on X 線バックライトによる PS フォイルの圧縮距離の評価
●が実験値で，エラーバーは読み取り誤差を示す．直線は衝撃波速度から計算した値であり，衝撃波背後の流体は 4 倍に圧縮される場合（$\gamma = 5/3$）が最も妥当であると考えることが出来る．

3-3-4 質量面密度擾乱の観測

ターゲットの質量面密度擾乱の時間変化は，Face-on X 線バックライト法によって観測した．初期擾乱を付加した PS ターゲットの正面（照射面側）に，ゲルマニウム（Ge）のバックライトターゲットを配置した． Ge は単体では成形加工が困難であるため，アルミニウムの基板上に 2〜3 μm の Ge を蒸着し，これをバックライトターゲットとした．Side-on X 線バックライトの場合と同様に，主ビームと同期したレーザーパルスを Ge ターゲットに照射した．燃料の加熱をもたらす軟 X 線を除去するために主ターゲットとの間には，ベリリウム（Be）10 μm の薄膜をフィルターとして配置した．Ge からは約 1.6〜2.0 keV の X 線が発生し，透過 X 線はターゲットの空間擾乱面と平行なイメージングスリットを用いて，X 線ストリークカメラのフォトカソード上に結像された．倍率は 24.8 倍であった．X 線ストリークカメラのフォトカソードには CuI と Au の 2 種類を用いた．これは，CuI カソードの方が量子効率は高いが，空間分解能が Au に比べると若干劣るためであり，厚い照射フォイルの場合(> 60 μm)に CuI カソードを，それ以下の場合は Au カソードをそれぞれ使い分けて用いた．ストリーク像は，全て CCD カメラで記録した．ターゲットには初期擾乱波長が 40 μm, 60 μm, 100 μm の PS 薄膜であった．

Face-on X 線バックライト法によって得られたストリーク像を図 3-19 に示す．ストリーク像より，X 線のコントラストが時間的に増加していることがわかる．衝撃波の速度が計測されているので，ターゲット裏面を衝撃波が通過する時刻を求めることが出来る（図 3-19 中の矢印）．これより，衝

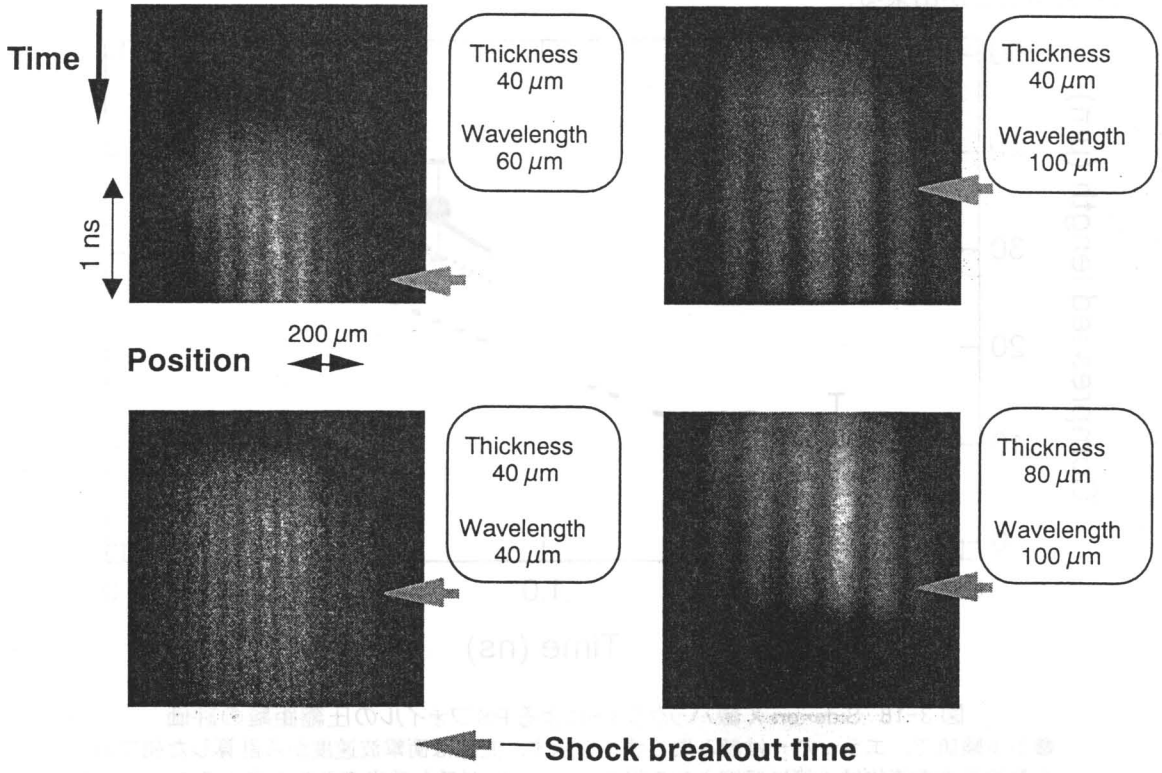


図 3-19 Face-on X 線バックライト法による計測結果
シャドウグラフ計測による$\Delta\rho\ell$の計測結果．縦軸は時間で上から下に流れている．横軸は空間である．強く（白く）発光している部分は透過率が大きい，すなわち$\rho\ell$が小さい部分で，逆に弱く発光している部分は$\rho\ell$が大きい部分である．裏面を衝撃波が抜ける時刻を←で示す．

撃波が通過するまでの時間帯についての質量面密度擾乱の解析を行った．解析の方法は，2 章で述べたように較正された計測器の分解能関数を用いて畳込み積分を行い，生データにフィッティングさせる方法である．フィッティングの範囲（空間方向）は，リップル衝撃波の解析の場合と同様に，レーザーの集光スポット径の中心約 300 μm を対象とした．質量面密度擾乱は初期擾乱波長の基本波のみを考慮に入れてフィッティングを行った．2 倍高調波を加味してフィッティングも行ったが，その値にはほとんど変化がなかった．このフィッティングで得られた振幅をターゲットの初期擾乱の振幅で除したものを増幅率とする．結果を図 3-20 に示す． 図 3-20 では，3 種類の初期擾乱波長の実験結果を同時に表しているが，横軸にリップル衝撃波伝播を特徴付けるパラメーターd/λをとると，それぞれの結果は同じ傾向を示すことがわかる．また，初期擾乱波長が 100 μm の場合でのシミュレーション結果（実線）と比較しても，良い一致を示すことがわかる．前節の結果より，衝撃波面が平坦になるのはx/λ～0.75 のときであることが明らかになったが，そのとき質量面密度擾乱は約 4～5 倍に増加することがわかる．

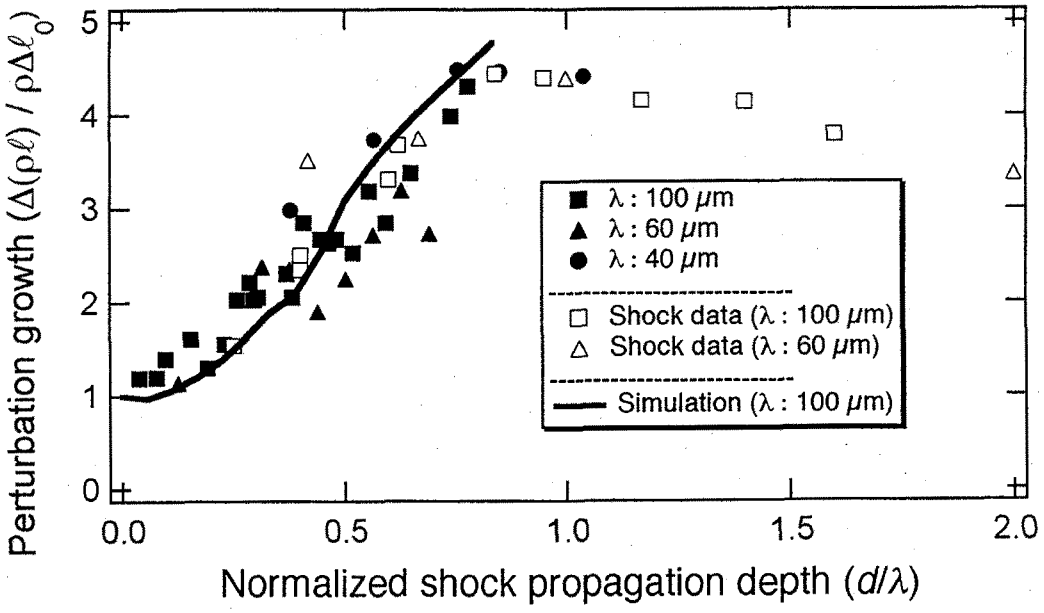


図 3-20 Face-on X 線バックライト実験による$\Delta\rho\ell$解析結果

●, ▲, ■は照射ターゲットの初期擾乱波長がそれぞれ 40, 60, 100 μm の場合の実験結果を示す．実線は初期擾乱波長が 100 μm の場合のシミュレーション結果である．実験とシミュレーション結果は良く一致し，リップル衝撃波が平坦になる(x/λ～0.75)ときには，質量面密度は 4～5 倍に増加することがわかる．

3-4 考察

以上の 3 通りの計測結果より，スタートアップ相におけるリップル衝撃波の挙動が明らかになった．それぞれの計測結果の要点を示すと，

●リップル衝撃波面の計測により，衝撃波面が減衰を伴って振動する
●アブレーション面の擾乱は変化しない
●質量面密度擾乱は増加する．

まず，3-2-3 節で述べたリップル衝撃波の振動と質量面密度擾乱の関係について考える．(3-29)式より，リップル衝撃波の振幅，アブレーション面の振幅，衝撃波による密度圧縮率から，質量面密度擾乱の値を計算することが出来る．これらは全て実験的に得られているので，(3-29)式によって得られる計算値と Face-on X 線バックライト法によって得られた計測値とを比較する．図 3-20 の□，△がリップル衝撃波の振幅などから計算された質量面密度擾乱の値を示す．Face-on X 線バックライト法によって計測された値とこれらの値は良く一致することがわかる．すなわち，リップル衝撃波の振動が質量面密度擾乱の変化を引き起こしていることがわかる．リップル衝撃波の振動は減衰を伴うので，充分な距離を伝播するとほぼ平面になることは既に述べたとおりである．すなわち，衝撃波による密度圧縮率が 4 倍の場合，質量面密度擾乱の増幅率も 4 倍を中心に振動し，次第に 4 倍に収束していくものと考えることが出来る．

以上より，実験中での各計測値の一貫性が示されたが，個々の事象で理論・予測と不一致が若干生じているので，それらについての検討を加える．まず，リップル衝撃波の振動周期について考える．実験条件と境界条件を用いた数値計算結果（3-2-2 節）は良く一致したが，これは数値計算において比熱比$\gamma = 3$ とした場合であった．一方，実験では Side-on X 線バックライト計測より，$\gamma = 5/3$ 程度が妥当であるという結果が得られている．数値計算で$\gamma = 5/3$ を適用すると，リップル衝撃波の振動周期が若干長くなる．この不一致の原因として考えられるのが，数値計算上のいくつかの仮定である．3-2-2 節で述べたモデルでは，定常アブレーションモデルを用いて衝撃波のゼロ次のパラメーターを計算している．結果として衝撃波の速度，質量噴出率の値が実験値よりも大きくなっている[11]．実際にはレーザーのエネルギーはカットオフ面で全て吸収されず，その外の低密度領域においても吸収されるので，衝撃波の強さは若干低くなる．衝撃波の強さが弱くなると，数値解析解の

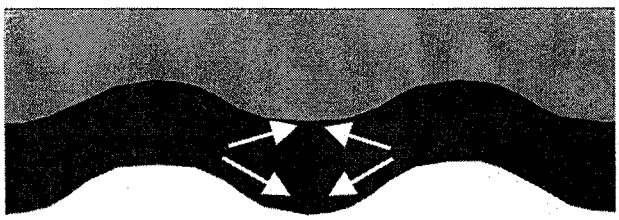


図 3-21 アブレーション面擾乱成長のメカニズム
横方向の流体の流れにより，アブレーション面擾乱の増加およびリップル衝撃波の減衰が起こる．

時間スケール（r_s）が大きくなり，衝撃波の振動周期は短くなることから，実験結果により近づくことがわかる．

もう一点考えなければならないのが，アブレーション面での擾乱の成長である．実験ではアブレーション面の擾乱の変化は観測されなかった．しかし，理論的にはアブレーション面の振幅が成長する可能性があると考えられている．その要因の一つはアブレーション面で発生するリヒトマイヤー・メシュコフ（RM）不安定性[18,19]である．RM 不安定性については次章でも述べるが，アブレーションによる瞬間的な加速により，擾乱の振幅が時間に対して線形に増加すると考えられる．もう一つの要因はリップル衝撃波による流体運動によるものである[11]．図 3-21 に概念図を示す．波面の収束効果により，空間的な圧力分布に粗密が発生することは既に述べたとおりである．局所的に集まった流体は，衝撃波面およびアブレーション面の両方向に流れようとする．衝撃波面方向への流れによって，リップル衝撃波面の振幅は小さくなり，アブレーション面の流れによってアブレーション面の振幅を大きくすることは明らかである．

一方，アブレーション面の振幅の増大を「打ち消す」効果として，カットオフ面の不均一による抑制モデルが考えられている[20]．図 3-22 にこのモデルについての説明を示す．アブレーション流はターゲット表面から垂直方向の向きをもつため，アブレーション面が集中する「谷」の部分では実効的なスタンドオフ距離（アブレーション面 – カットオフ面の距離）が長くなる．一方「山」の部分はこの距離が短くなり，この「山」の部分の圧力は局所的に大きくなり，結果的に振幅の抑制が起こる状況になる．これに加え，最近になってアブレーション流そのものの効果によって，アブレーション面の擾乱が抑制されるという報告もなされている[20,21]．これらの成長・抑制は様々なパラメーターに依存することが考えられるため，本章の単一実験条件下での実験結果のみで結論付けることは出来ない．今後は成長・抑制のパラメーター依存性について，詳細な解析が必要である．

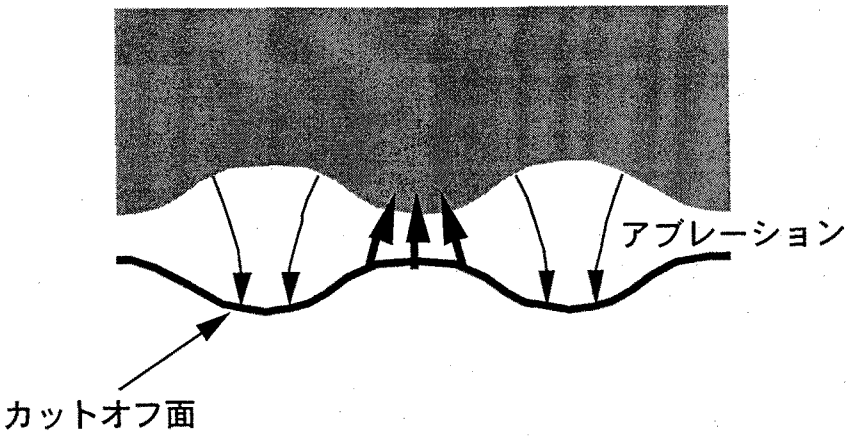


図 3-22 アブレーション不均一によるカットオフ面擾乱の生成
照射ターゲットの初期擾乱に起因するアブレーション不均一により，カットオフ面（レーザーの吸収面）に変調が起こり，アブレーションフロントとの距離が短い凸凹の「山」付近に吸収のピークが発生し，RM 不安定性に起因する成長を抑制すると考えられる．

3-5 まとめ

レーザー爆縮におけるスタートアップ相，すなわちアブレーション圧力によって発生した衝撃波がターゲット中を伝播する時間領域での流体力学的不安定性について，ターゲット中を伝播する衝撃波の特性に着目してその性質を実験的に調べた．以下に本章のまとめを行う．

(1) ターゲット表面に不均一がある場合，アブレーション圧力によって発生する衝撃波はその波面に不均一構造をもった「リップル衝撃波」となって伝播し，伝播の過程で収束効果により波面の振動を伴うことが考えられる．
(2) CCW 法による衝撃波面の解析より，リップル衝撃波はその振幅の振動を伴って伝播することがわかった．また，その振幅は比熱比γとマッハ数が決定すれば（衝撃波の伝播距離）/（リップル衝撃波の波長）で特徴付けられることがわかった．
(3) 衝撃波面についてランキン・ユゴニオの関係式，アブレーション面についてチャプマン・ジュゲーの燃焼波条件を用いたリップル衝撃波面の解析を行うと，リップル衝撃波面の減衰を伴いながら反転・伝播することがわかった．平面ターゲットの場合は，CCW 法よりもこちらの解がより適用可能である．

リップル衝撃波面の計測について，

(4) 衝撃波面のリップル形状の測定を行うために，シュワルツシルド顕微鏡と可視ストリークカメラを組み合わせた実験系によりターゲット裏面に到達する際の衝撃波加熱による発光を観測し，リップル衝撃波面の位相および振幅を観測した．
(5) 得られた結果より，衝撃波面は位相の減衰を伴いながら振動することがわかった．また，衝撃波面が 1 回目に平坦になるのは（衝撃波面の伝播距離）/（リップル衝撃波の波長）= 0.75～0.8 付近であることがわかった．
(6) 実験結果を 2 次元 PIC シミュレーションコード「IZANAMI」による計算結果と比較した．実験結果とシミュレーション結果は良く一致した．
(7) 実験結果と境界条件を用いた計算結果との比較を行った．実験結果は比熱比$\gamma = 3$ のときの計算結果と良い一致を示した．

次に，アブレーション面の擾乱計測に関して，

(8) Side-on X 線バックライト法により，衝撃波が裏面に通過する前の時間領域におけるアブレーション面の擾乱形状を X 線フレーミングカメラによって観測した．
(9) 実験結果より，アブレーション面の擾乱はほとんど変化しないことがわかった．また，「IZANAMI」による計算結果は実験と良く一致した．
(10) アブレーション面の擾乱が増加しない原因は，アブレーションの効果によりカットオフ面に生じるために擾乱の成長を抑制する方向に圧力勾配が発生するためであると考えられる．また，アブレーション流そのものが成長を妨げるという考え方も出来る．

・質量面密度擾乱の計測において，

(11) Face-on X 線バックライト法により，衝撃波がターゲット裏面を通過する前の時間領域におけるターゲットの質量面密度擾乱の時間変化を計測した．

(12) 実験結果より，衝撃波通過前の時間領域において質量面密度擾乱が増加することがわかった．また，実験結果と「IZANAMI」による計算結果と良く一致した．

(13) リップル衝撃波面の時間変化，Side-on X 線バックライト計測によるターゲットの圧縮率，およびアブレーション面が変化しないことを考慮した質量面密度擾乱の計算値と，Face-on X 線バックライト法によって計測された計測値とは良く一致した．

以上から得られる結論として，

○ スタートアップ相（アブレーション圧力によって発生する衝撃波がターゲット裏面に到達するまでの時間領域）における擾乱の成長は，減衰を伴うリップル衝撃波の振動，およびそれにより付随して発生する質量面密度擾乱の増加である．アブレーション面が成長しない理由等については，今後詳細な検討が必要と考えられる．

第 3 章の参考文献

[1] P. M. Zaidel, J. Appl. Math. Mech. **24**, 316 (1960).

[2] A. D. Sakharov, R. M. Zaidel', V. N. Mineev, and A. G. Oleinic, Sov. Phys. Doklady **9**, 1091 (1965).

[3] M. G. Briscoe and A. A. Kovitz, J. Fluid Mech. **31**, 526 (1968).

[4] K. A. Meyer and P.J. Blewett, Phys. Fluids, **15**, 753 (1972).

[5] T. Endo, K. Shigemori, H. Azechi, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Sato, M. Nakai, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, K. A. Tanaka, and S. Nakai, Phys. Rev. Lett. **74**, 3608 (1997).

[6] D. H. Munro, Phys. Fluids B **1**, 134 (1989).

[7] G. B. Witham, *Linear and Nonlinear Waves* (John Wiley and Sons, New York, 1974), Chap. 8.

[8] J. H. Gardner, D. L. Book, and I. B. Bernstein, J. Fluid Mech. **114**, 41 (1982).

[9] R. Ishizaki, K. Nishihara, H. Sakagami, and Y. Ueshima, Phys. Rev. E **53**, E5592 (1996).

[10] R. Ishizaki and K. Nishihara, Phys. Rev. Lett. **78**, 1920 (1997).

[11] 石崎龍一，大阪大学博士論文（1997）.

[12] R. Ishizaki and K. Nishihara, "Hydrodynamic perturbation growth in the startup phase", submitted to Phys. Rev. E

[13] 重森啓介，大阪大学大学院電磁エネルギー工学専攻修士論文（1995）.

[14] M. Kado, K. A. Tanaka, R. Kodama, T. Yamanaka, S. Nakai, K. Yamashita, M. Ohtani, and S. Kitamoto, Opt. Lett. **16**, 109 (1991)

[15] S. P. Marsh, *LASL Shock Hugoniot Data*, (University of California Press, 1980), p. 462.

[16] A. Nishiguchi and T. Yabe, J. Comp. Phys. **52**, 390 (1983).

[17] K. Kondo, H. Nishimura, K. Kongo, H. Hasegawa, Y. Kato, T. Yamanaka, S. Nakai, and K. Taniguchi, J. Appl. Phys. **67**, 2693 (1990).

[18] R. D. Richtmyer, Comm. Pure Appl. Math. **13**, 297 (1960).

[19] E. E. Meshkov, Fluid Dyn. **4 (5)**, 101 (1969).

[20] 松井伸幸，大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻修士論文（1997）.

[21] R. J. Taylor, A. L. Velikovich, J. P. Dahlburg, and J. H. Gardner, Phys. Rev. Lett. **79**, 1861 (1997).

[22] A. L. Velikovich, J. P. Darlburg, J. H. Gardner, and R. J. Taylor, "Saturation of perturbation growth in ablatively driven planar laser targets", to be published in Phys. Plasmas.

第4章 希薄波相の流体力学的不安定性 –Feed out によるターゲット裏面の影響–

4-1 はじめに

アブレーションによって発生した衝撃波が裏面に到達すると，反射波が希薄波となってレーザー照射面方向に伝播する．この反射希薄波は音速で伝播し，レーザー照射面に到達するとターゲット全体が加速を始める．衝撃波圧縮によりターゲット媒質は加熱されているため，音速は速くなり希薄波は短時間でターゲット表面に到達する．この時間領域，すなわち衝撃波がターゲット裏面に到達してから反射希薄波がレーザー照射面に到達するまでの間を「希薄波相」と定義する．

希薄波相の前の段階，すなわちスタートアップ相は，前章でも述べたようにリップル衝撃波の影響が支配的である．希薄波相の後の段階はターゲット全体が加速される時間領域であり，良く知られているようにレーリー・テーラー(RT)不安定性が起こる条件となる．この 2 つの時間領域に挟まれた希薄波相について研究は，これまでほとんど行われていなかった．

本章ではこの希薄波相における流体力学的不安定性について，ターゲット裏面の擾乱が及ぼす影響について着目する．ターゲット裏面の擾乱は，加速相では RT 不安定性によっては成長せず，その振幅が振動する．その後，減速相の RT 不安定性で振幅は成長する．この減速相の RT 不安定性の初期条件を決定するターゲット裏面の擾乱は，加速相での RT 不安定性による振幅の振動以外に，この希薄波相で変化を受ける可能性がある．これは，レーザー照射によって発生した衝撃波がターゲット裏面に通過する際に，リヒトマイヤー・メシュコフ(RM)不安定性[1,2]を引き起こし，初期擾乱が変化するためである．

希薄波相における流体力学的不安定性として，レーザー照射面に影響を及ぼす現象が考えられる．ターゲットの裏面に空間擾乱がある場合，反射する希薄波はターゲット裏面の擾乱に対応するリップル構造をもち，ターゲット表面にそのリップル構造を持った希薄波が到達する際に空間擾乱を発生させる．すなわちターゲットの裏面擾乱が種となり，ターゲットの表面に擾乱が生成するというメカニズムが存在する．この現象は，「Feed-out」と呼ばれている[3-5]．これまでのレーザー爆縮における流体力学的不安定性のモデル計算では，加速相で発生する RT 不安定性の初期条件はターゲット表面での空間擾乱のみを考慮していた．しかしこの現象により，ターゲット裏面の空間擾乱も加速相の RT 不安定性の種となる可能性があり，これも併せて正しく評価しなければならないことになる．

希薄波相の流体力学的特性を評価するため，以上の 2 つの現象について実験的研究を行った．裏面側に正弦波状の擾乱を付加したターゲット（レーザー照射面は平面）にレーザーを照射し，Side-on X 線バックライト法でターゲットの表面・裏面の擾乱の時間変化を計測した．また，Face-on X 線バックライト法でターゲットの質量面密度擾乱の時間変化を計測した．この 2 通りの計測により，ターゲット裏面の RM 不安定性及び Feed-out についての評価を行った．

4-2 Feed-out による裏面擾乱の伝播

4-2-1 リヒトマイヤー・メシュコフ不安定性

裏面に空間的な擾乱をもつターゲットにレーザーを照射する場合を考える．レーザーが照射されると，アブレーションが発生しターゲット中を平面衝撃波が伝播する．裏面に衝撃波が到達すると，

裏面はリヒトマイヤー・メシュコフ(RM)不安定性が発生する．RM 不安定性には 2 つのタイプがあり，一つは低密度媒質から高密度媒質へと衝撃波が伝播する場合，もう一つは高密度媒質から低密度媒質へと衝撃波が伝播する場合である．低密度媒質から高密度媒質へと衝撃波が伝播する場合は，衝撃波の通過と共に振幅が初期擾乱と同位相で成長するが，高密度側から低密度側に衝撃波が伝播する場合は擾乱の位相が反転する．ターゲットの裏面を衝撃波が通過する際は，この後者に当てはまる．RM 不安定性の概念図を図 4-1 に示す．

RM 不安定性は，重力不安定性である RT 不安定性の一種であり，異なる密度の境界面が瞬間的に加速される場合を示す．RT 不安定性による成長は，振幅を a とすると（詳細は付録参照）

$$\frac{d^2a}{dt^2} = kgA_Ta \qquad \text{ここで} \quad A_T = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \tag{4-1}$$

で表される．A_T は Atwood 数と呼ばれる．ここで k は擾乱の波数，g は加速度，ρ_1，ρ_2 は媒質の密度である（ρ_1 から ρ_2 に衝撃波が通過する）．この加速度 g をデルタ関数的に与えると，RM 不安定性の振幅の時間変化を得ることが出来る．(4-1)中の $g(t) = \Delta u\delta(t)$ として時間 t で積分すると振幅 a の変化は，

$$a(t) = A_Tk\Delta uta_0 \tag{4-2}$$

と表される．Δu は流体の速度であり，すなわち衝撃波速度を意味する．(4-2)式より明らかなように，擾乱の振幅は時間と共に線形に増加する．また，短波長であればあるほど RM 不安定性による成長は大きいことがわかる．レーザー照射ターゲット裏面の RM 不安定性を考える場合，衝撃波は高密度側から低密度側へと伝播するので $\rho_1 > \rho_2$ となり，$A_T < 0$ となるため，裏面擾乱は反転する方向でその振幅が変化する．この RM 不安定性により，初期の裏面擾乱が変化し，後の加速相以降での流体力学的不安定性の初期条件となる．

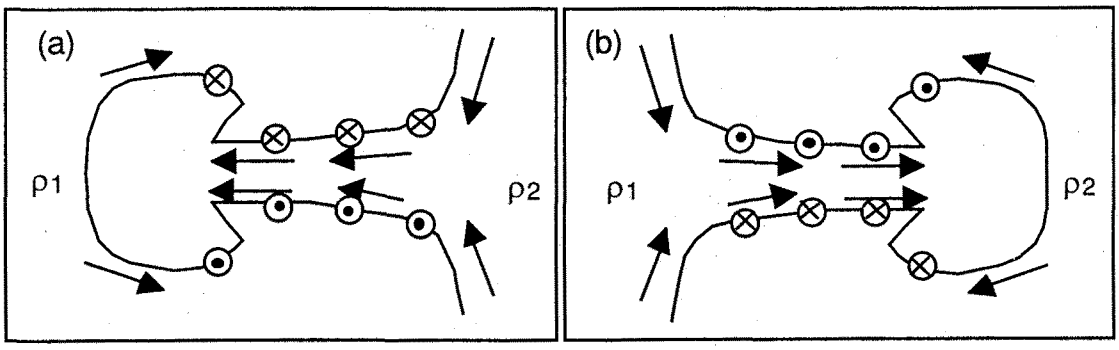


図 4-1　リヒトマイヤー・メシュコフ(RM)不安定性の概念図

RM 不安定性による空間擾乱の成長．衝撃波は図の左から右に向かって進み，それぞれ(a) $\rho_1<\rho_2$，(b) $\rho_1>\rho_2$ の場合を示す．渦の周りに作る速度場によって，密度差によって成長する位相が違う．ターゲット裏面に衝撃波が通過する場合，上図の(b)に対応する．

4-2-2 反射希薄波による表面擾乱の発生

レーザー照射によって発生する衝撃波がターゲット裏面に到達すると，希薄波（rarefaction wave）が反射してレーザー照射面方向に伝播する．伝播する速度は音速であるが，衝撃波によってターゲット媒質が加熱されているため比較的早くターゲット表面へと到達する．希薄波はちょうど衝撃波と逆の性質をもち，希薄波面から後ろの物理量（圧力，密度など）は減少する方向にある．ターゲット表面に希薄波が到達すると，ターゲットが全体として加速を始める．

ここで，ターゲットの裏面に擾乱がある場合を考える．衝撃波がターゲットの裏面に到達すると，裏面から反射する希薄波はターゲットの裏面の形状に反映されるリップル構造をもつと考えられる（図 4-2 (a)）．すなわち前章で述べたリップル衝撃波と同じような「リップル希薄波」が発生し，レーザー照射面方向に伝播する（図 4-2 (b)）．希薄波は衝撃波とちょうど逆の性質を持ち，波面の後面の密度や圧力が低下し，衝撃波のように超音速では伝播しない（音速で伝播する）．よって波面は衝撃波と違って不安定ではなく，おおよそ形状を保ったまま伝播すると考えられる．やがて衝撃波はターゲットの表面へと到達し，到達した点から表面がターゲット深さ方向に移動する（図 4-2 (c)）．これは希薄波後面の圧力がアブレーション面よりも低いからである．この希薄波は空間的に時間差をもってターゲット裏面に到達するため，結果的に表面に空間擾乱が現れることになる．希薄波全体がターゲット表面に到達すると，ターゲットは加速を始める．加速を始める段階での振幅は，この後に成長するアブレーション面での RT 不安定性の初期条件となる．すなわち，レーザー照射面が全く均一であっても，ターゲット裏面に空間擾乱が存在する場合はこの効果により表面擾乱が成長する．よって，ターゲット裏面に初期擾乱がある場合に加速相開始時点において，どの程度レーザー照射面に擾乱が生成するかを定量的に評価する必要がある．

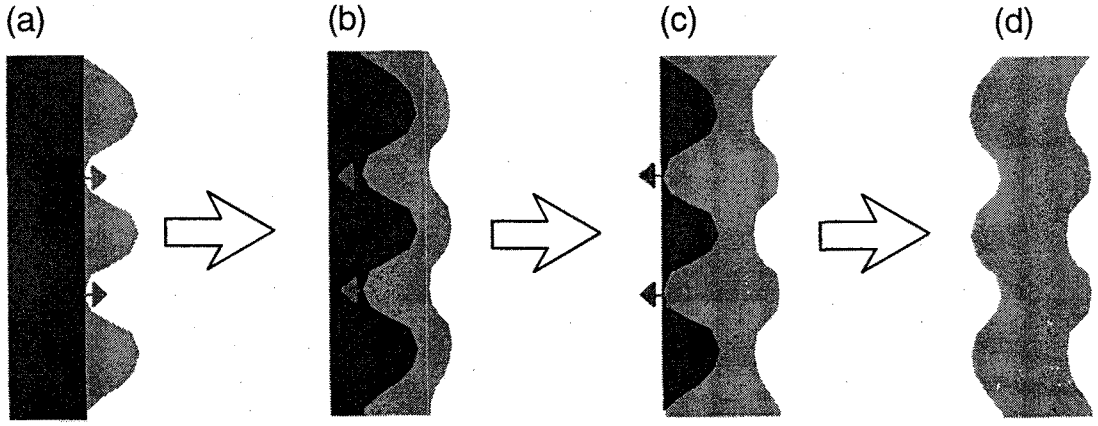


図 4-2 反射希薄波による表面擾乱の生成
左からレーザーが照射され，向かって右手がターゲットの裏面である．(a)ターゲット裏面に衝撃波が到達すると，反射希薄波が生成してターゲットの表面に向かう．(b)一方，ターゲット裏面では RM 不安定性が起こる．反射希薄波はターゲット裏面の形状をもつ．(c)希薄波がターゲット表面に到達すると，到達した場所から空間擾乱が生成し(c)，ターゲット全体が加速する．ここで表面の擾乱は RT 不安定性の種となる．レーザー照射面に生成する空間擾乱は，裏面の初期擾乱とは逆位相である．

4-3 希薄波相における流体力学的不安定性の観測

4-3-1 実験条件

希薄波相の流体力学的不安定性で観測すべき物理量は，(I)ターゲット裏面で発生する RM 不安定性による裏面擾乱の変化，および(II)反射希薄波による表面擾乱の生成である．これらのパラメーターを計測するために，2 章で述べた Side-on X 線バックライト法および Face-on X 線バックライト法の 2 種類の計測系を用い，ターゲットの表面・裏面の空間擾乱および質量面密度擾乱の時間変化を計測した．

使用したレーザーは，本実験を通して用いられている部分コヒーレント光（PCL）であった．レーザーの照射強度は約 6×10^{13} W/cm^2 であり，パルス幅 2.3 ns の矩形波であった．レーザーのエネルギーは 1 ビームあたり約 300～350 J であり，2 ビームを集光径約 600 μm で照射ターゲット面に集光した．レーザーの入射角度（ターゲットの放線方向からみた角度）は Side-on X 線バックライト計測の場合が 31.7°，Face-on X 線バックライト計測の場合が 37.4° であった．空間強度分布の一様性を高める目的で，位相拡散板（RPP）も使用した．ターゲットは照射面と反対側（裏面）に空間擾乱を付加したポリスチレン（PS）薄膜を使用した．レーザー照射面は平面である．ターゲットはそれぞれの現象の計測のために，2 種類の条件（Type-1 および Type-2）を設定した．表 4-1 にそのパラメーターを示す．ターゲット裏面における RM 不安定性の計測には，Side-on X 線バックライト法による直接計測が適している．ただし Side-on X 線バックライト法の場合，計測器の空間分解能の制約から初期擾乱の大きなターゲットであることが望ましいことから，X 線フレーミングカメラの空間分解能を考慮して初期振幅を 5 μm に設定した．一方，反射希薄波の計測を行うためには，裏面と表面の擾乱の相互作用による効果を避けるために，ターゲットの厚さと比較して出来るだけ初期擾乱の小さなターゲットが望ましい．そこで初期擾乱の振幅を 0.3 μm として，ターゲット厚（16 μm）と比較して充分小さい値に設定した．ここでは前者の RM 不安定性を主に観測するために Type-1 のターゲットを用い，後者の希薄波による影響を観測するために Type-2 のターゲットを用いた．

	ターゲット厚 (μm)	初期擾乱波長 (μm)	初期振幅 (μm)
Type- 1	25	100	5
Type- 2	25	60	0.3

表 4-1　本章で用いたターゲットの仕様
主に RM 不安定性を観測するためのターゲット(Type-1)と，Feed-out 現象を観測するためのターゲット(Type-2)の 2 種類を用いた．

図 4-2(I)の裏面における RM 不安定性を観測するために Side-on X 線バックライト法による計測を行った．バックライトターゲットには銅（Cu）を用い，ピンホール（10 μm$^{\phi}$）により拡大して X 線フレーミングカメラで計測した．倍率は約 30 倍であり，空間分解能は約 10 μm であった．観測視野はターゲットの表裏の擾乱を観測出来る範囲を充分に確保している．X 線フレーミングカメラのフォトカソードには CuI を用いた．(II)の希薄波による表面擾乱は Side-on X 線バックライト法でも観測できる可能性もあるが，発生量がかなり小さいと考えられるので，Face-on X 線バックライ

ト法による質量面密度擾乱の計測を中心に行った. 反射希薄波によって生成した表面の空間擾乱を, ターゲットを加速させることにより RT 不安定性の成長で増幅させ（詳細は 5 章参照), その質量面密度擾乱を X 線ストリークカメラによって観測し, 加速開始時刻での質量面密度擾乱を評価した. バックライトターゲットには Cu（銅）を用い, Mg（マグネシウム）のフィルター（厚さ 10 μm）によって波長選択を行い, 1.1-1.3 keV の X 線を観測した. バックライト X 線の透過率や計測器の空間分解能較正に関しては, 2 章で示したとおりである.

	観測対象	計測器	摘要
Face-on バックライト計測	質量面密度擾乱	X線ストリークカメラ	倍率:28倍, スリット結像(10×50 μm) カソード:CuI, バックライト:Cu, フィルター:Mg 10 μm
Side-on バックライト計測	ターゲット表面・裏面の空間擾乱	X線フレーミングカメラ	倍率:30倍, ピンホール結像(10 μmφ) カソード:CuI, バックライト:Cu, フィルター:Be 20 μm
ショットモニター	発光位置確認	X線ピンホールカメラ	倍率:7倍, フィルター:Al

表 4-2 本章で行った計測の概要

4-3-2 RM 不安定性による裏面擾乱の成長

レーザー照射面の裏面に擾乱をもったターゲットを用いて, ターゲット裏面に衝撃波が通過する際に発生する RM 不安定性について観測を行った. 前節で述べたように, RM 不安定性計測用の Type-1 ターゲットを用いて観測を行った. Side-on X 線バックライト法によりターゲットの断面（レーザー照射面及び裏面）を観測し, Face-on X 線バックライト法によりターゲットの質量面密度擾乱を観測した. Type-1 のターゲットの仕様は表 4-1 に示したように, ターゲット厚が 25 μm で初期振幅が 5 μm であった. すなわちターゲットの実効的な厚さは, 20 – 30 μm の幅をもつということになる. ターゲット中を伝播する衝撃波は, 先に擾乱の「谷」の部分（ターゲットの薄い部分）に到達し, RM 不安定性による成長を起こしつつ最終的に「山」の部分（ターゲットの厚い部分）に到達し, 初期位相から反転した状態になる. 観測の際に注意しなければならないのは, 衝撃波が「谷」と「山」を通過する前後の状態を観測するための観測時刻を設定することである. 本計測で用いた X 線フレーミングカメラの設定においては, ある時間間隔（可変）の 2 つフレームで撮像する条件であったので, 1 回のターゲットショットで 2 つの時間帯でのみ観測が可能である. 従って, 同一のショットで RM 不安定性の位相の変化を観測するためには, 観測時刻および観測間隔に充分の注意を払う必要がある.

本実験でのレーザー照射強度における衝撃波速度は別に計測されており（詳細は付録 3 参照), 約 3.7×10^6 cm/s であった. この衝撃波速度を Type-1 のターゲット条件で適用して見積もると, 衝撃波が擾乱の「谷」（ターゲット厚の薄い部分）に到達する時刻は約 0.54 ns であり,「山」（ターゲット厚の厚い部分）に到達する時刻は約 0.81 ns である. 従って RM 不安定性の観測を行うためには, 衝撃波が到達する前と後の時間帯を選択した方がよい. また, 次節で述べる反射希薄波の影響も併せて調べるために, 観測時刻は約 0.3～約 1.4 ns の間で設定した.

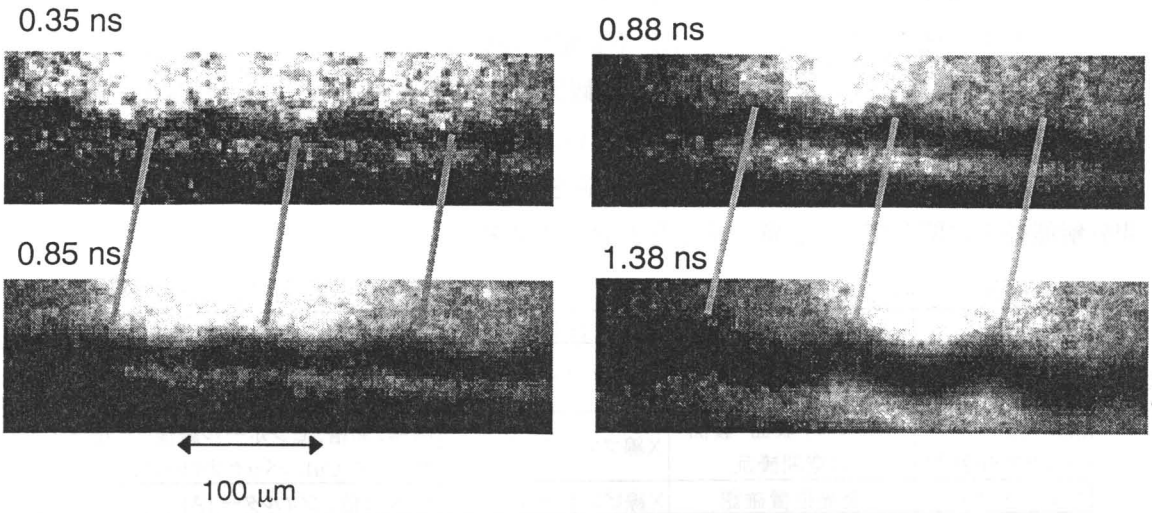


図 4-3　Side-on X 線バックライト計測によるターゲット裏面・レーザー照射面の観測結果
ターゲット裏面（図の上側）は衝撃波通過後，その擾乱の位相が反転して成長している．左側の 0.35 ns と 0.85 ns のデータは同一ショットにおけるデータであり，位相の関係を線で結んでいる．衝撃波が通過してターゲット表面に希薄波が到達すると，ターゲットの表面に擾乱が生成する（1.38 ns）．

図 4-3 に Side-on X 線バックライト法による計測結果を示す．観測時刻は 0.35，0.85，0.88，1.38 ns であり，2 章で述べたように各データごとに観測時刻の較正を行った．生データより明らかなように，裏面の擾乱の変化および希薄波により生成する表面擾乱の様子が明瞭に観測されている．観測時刻 0.35 ns は衝撃波が裏面に到達していない段階である．この段階ではターゲット中を平面衝撃波が伝播しており，衝撃波圧縮によってターゲット厚が薄くなっているのがわかる．0.85，0.88 ns は衝撃波が通過し，一部の希薄波がレーザー照射面に到達している段階である．1.38 ns は既に表面に反射希薄波が到達し，ターゲット全体が加速している状態である．図 4-3 の左側と右側はそれぞれ同一ショットによるデータであり，これらの間での空間位置関係は同定可能である．図中の線は擾乱の位置関係を示しており，左側の 0.35 ns と 0.85 ns の関係に着目すると，裏面擾乱の位相が反転していることがわかる．これは RM 不安定性によりターゲット裏面の擾乱が負方向に成長していることを示している．一方，図 4-3 の右側の場合，0.88 ns の段階では既に衝撃波が通過し，希薄波も一部ターゲット表面に到達している．1.38 ns の段階では希薄波が完全に表面に到達し，ターゲットの表面に擾乱が生成していることがわかる．1.38 ns の段階では，既にターゲットの加速が始まっているため，RT 不安定性による表面擾乱の成長も起こっていると考えられる．

裏面・表面の振幅の絶対値を Side-on X 線バックライト計測より得た．振幅の絶対値は，生データからエッジ検出によってターゲットの裏面・表面のプロファイルを求め，それを三角関数でフィッティングすることによって求めた．振幅の絶対値の時間変化結果を図 4-4 に示す．初期の裏面の振幅は，衝撃波が到達するまで変化せず，衝撃波が通過する際に位相が反転する方向で振幅が変化している（図中の●）．(4-2)式中の各パラメーター（ターゲット擾乱の波数，衝撃波速度）は計測されているので，RM 不安定性で変化すると考えられる振幅を見積もることが可能である．図 4-4 中の直線は，アトウッド数 A_T を-1 とした場合の RM 不安定性による振幅の変化の計算値を示す．計算された RM 不安定性による傾きと実験結果はよく一致することが分かる．

裏面からの反射希薄波が到達した後の時間帯（0.8 ns 以降）では，レーザー照射面側での擾乱が発生し，増加している（1.3 ns）．レーザー照射面側に生成する擾乱の位相は，初期の裏面振幅とは逆位相であり，定性的な予測と良く一致する．ここで発生する希薄波によるレーザー照射面側の空間擾乱については，次節で詳しく述べる．

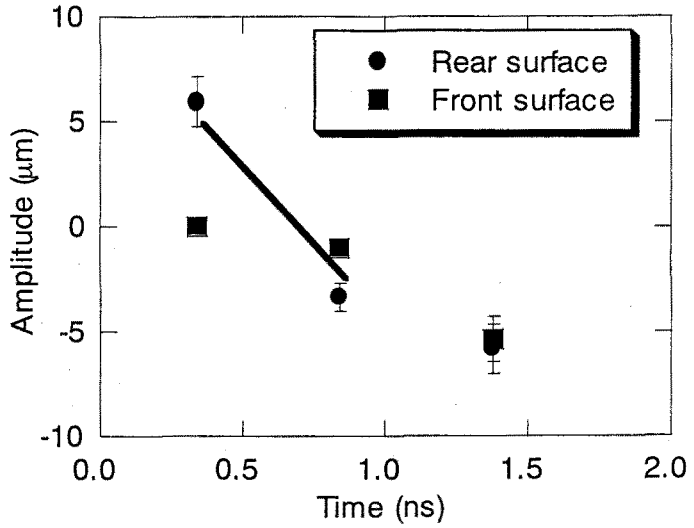


図 4-4 Side-on X 線バックライト計測によるターゲット裏面・表面の時間変化
Type-1 のターゲットにおけるターゲット裏面（●），表面（■）の空間擾乱の時間変化．負値は位相が反転していることを意味している．ターゲット裏面の振幅は RM 不安定性により反転する方向で成長する．理論式による計算（実線）と良い一致を示した．表面に希薄波が到達すると，表面に空間擾乱が現れる．裏面擾乱に衝撃波が通過する時刻は，約 0.5～0.8 ns である．

4-3-3 反射希薄波による質量面密度擾乱の時間変化

本節では，裏面に空間擾乱がある場合に反射希薄波によって発生するレーザー照射面の空間擾乱（Feed-out）についての評価を行う．前節において，希薄波の到達によってレーザー照射面で空間擾乱が発生することが Side-on X 線バックライト計測より明らかになった．空間擾乱が発生する原因は，リップル構造をもった反射希薄波がレーザー照射面に到達する時刻が空間的に異なるためである．リップル希薄波と擾乱の生成の定量的な評価を行うためには，希薄波がレーザー照射面に到達した後にレーザー照射面がどの程度移動するのかを知る必要がある．レーザー照射面（アブレーション面）での希薄波の問題を単純なモデルで導くのは困難であるので，ここでは 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」[6]を用いてゼロ次の流体運動を調べ，発生する空間擾乱の見積もりを行う．

ILESTA-1D を用いて，平面ターゲット（厚さ 25 μm）を 6×10^{13} W/cm^2 で照射した場合における希薄波相の振る舞いを調べた．図 4-5 はレーザー照射面・裏面の位置の時間変化である．図中の実線がレーザー照射面，点線がターゲット裏面の動きである．レーザー照射によりターゲット内面に衝撃波が伝播して衝撃波背面が圧縮されるために，レーザー照射面は衝撃波速度で決まる速度でほぼ等速で動く．衝撃波面がターゲット裏面へ到達する時刻は約 0.75 ns であり，衝撃波速度は約 3.3×10^6 cm/s である．これは実験値（3.7×10^6 cm/s）と比べて若干低いが，精度の範囲内である．衝撃

波が裏面に到達した後に，反射希薄波がレーザー照射面方向に伝播する．シミュレーションで得られるターゲット中の音速は約 2.3×10^6 cm/s であり，反射希薄波がレーザー照射面に到達する時刻は約 1.12 ns である．その後はターゲット全体が加速する．以上は平面ターゲットの場合である．

次にこの結果を踏まえて，裏面に空間擾乱がある場合のケースについて考える．空間擾乱は Type-1 ターゲットの条件を用いる．Type-1 ターゲットの場合，ターゲット厚が 25 μm であり，初期振幅が 5 μm である．よって，実効的なターゲット厚は前述のとおり 20～30 μm の範囲である．シミュレーションで得られた衝撃波速度より，厚さ 20 μm の部分では約 0.6 ns に衝撃波が到達し，厚さ 30 μm の部分には約 0.9 ns に到達する．また，反射希薄波について考えると，厚さ 20 μm の部分で反射した希薄波は約 0.86 ns でレーザー照射面に到達し，厚さ 30 μm の部分には約 1.29 ns に到達する．なお，ここで衝撃波による圧縮後のターゲット厚さについては，ILESTA-1D の値（圧縮率～約 3.36）を用いて計算している．すなわち，レーザー照射面に到達する反射希薄波の時間差は，1.29 – 0.86 = 0.43 ns である．

レーザー照射面に早く到達した部分からそのレーザー照射面は内向きに動くため，レーザー照射面での空間擾乱の生成量は，希薄波到達時間差と希薄波到達によって動くレーザー照射面の時間変化との関係を評価すればよいことになる．図 4-5 中の破線は，衝撃波通過時のレーザー照射面の位置を 1 次関数でフィッティング（線形に外挿）したものである．希薄波が到達していない場所に関しては，この破線のまま等速で移動するので，希薄波による擾乱の発生量はこの破線と実線の差であることがわかる．

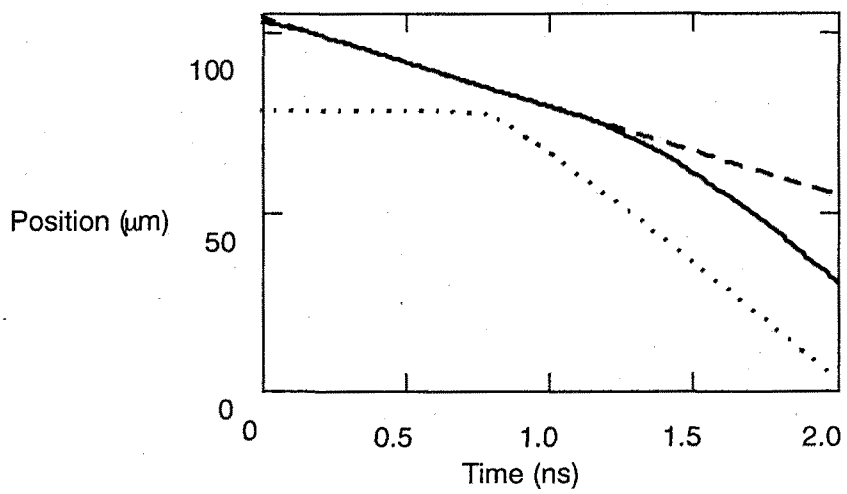


図 4-5　レーザー照射面およびターゲット裏面の時間変化
1 次元シミュレーションコード「ILESTA-1D」によるターゲット表裏面のダイナミクス．シミュレーションの条件は，ターゲット厚さ 25 μm，レーザー照射強度 6×10^{13} W/cm^2 である．スタートアップ相ではターゲット表面（実線）が等速で移動し，衝撃波到達後にターゲット裏面（点線）が動き始める（約 0.75 ns）．表面に反射希薄波が到達すると（約 1.12 ns），ターゲットは内向きに加速を受けるために等速運動（破線）からずれる．

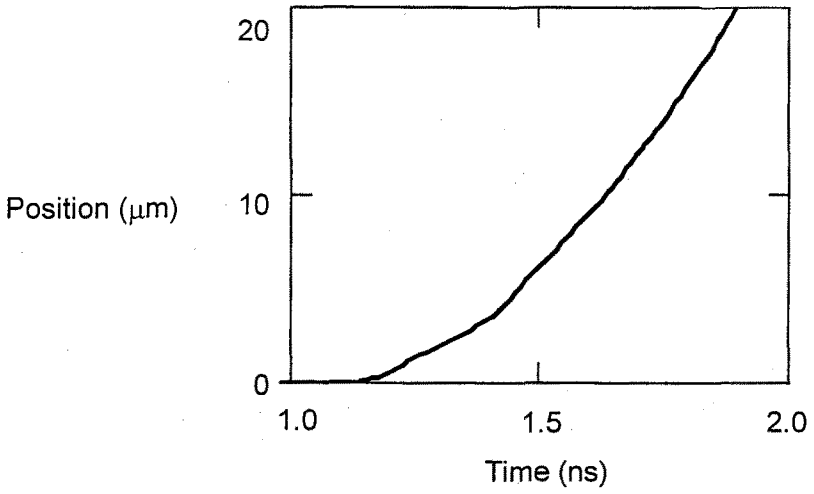


図 4-6 希薄波の到達後における表面擾乱発生の評価

反射リップル希薄波がレーザー照射面に到達した後の空間擾乱の発生量を，レーザー照射面の動きから衝撃波圧縮による動きを差し引くことによって求めた．希薄波到達時（約 1.12 ns）以降は時間とともに 2 次関数に近い形で増加することがわかる．衝撃波速度が実験とシミュレーションで若干異なるため，横軸は相対時刻として考える．

図 4-6 に希薄波到達後のレーザー照射面の位置を衝撃波圧縮による位置関数（図 4-5 の破線）で差し引いた値を示す．このシミュレーションの場合，希薄波が表面（厚さ 25 μm）に到達するのは約 1.12 ns であるので，これを原点として単調に増加する．このレーザー照射面の位置関数は，2 次関数で良くフィッティングされる．すなわち時間の 2 乗で増加する．このターゲット位置関数より，Type-1 ターゲットの場合，希薄波がアブレーション面に到達する時間差（約 0.43 ns）に対応する振幅（peak to valley の半値）は約 8 μm / 2 = 4 μm であった（1.12 + 0.43 = 1.55 ns）．Side-on X 線バックライト計測で得られた振幅は，反射希薄波が完全に表面に到達した段階で約 5 μm（peak to valley の半値）であったので，この 1 次元シミュレーションにより見積もりが矛盾しないことがわかる．

しかし，Side-on X 線バックライト計測による観測の場合，上記の観測時刻では既にターゲットが加速していて RT 不安定性が若干成長しており，また裏面の RM 不安定性による擾乱の成長がレーザー照射面に影響を及ぼしている可能性もある．ここで，ターゲット厚さに比べて初期振幅の小さなターゲット（Type-2）を用い，Face-on X 線バックライト計測によってその質量面密度の時間変化を計測した．Face-on X 線バックライト計測による結果を図 4-7 に示す．図 4-7 の左が Type-1 ターゲット，右が Type-2 ターゲットの生データを示す．両者とも時間の後半で強度コントラストが増大しており，これは反射希薄波によってレーザー照射面に空間擾乱が発生し，これがターゲット加速時に RT 不安定性によって成長していることを示している．

次に Type-2 ターゲットに関しても，反射希薄波による空間擾乱の生成量を上記の方法で見積もる．Type-2 ターゲットの場合，擾乱の振幅がターゲット厚に比べて十分に小さいため，裏面の擾乱が表面に及ぼす影響などを低減することが出来る．衝撃波速度や反射希薄波の速度から計算された反射希薄波の到達時間差（リップル希薄波の山と谷の差）は約 0.026 ns であった．これを ILESTA-1D の出力より生成する空間擾乱の値に換算すると，約 0.2～0.3 μm（peak to valley）であった．すなわち振幅が 0.1～0.15 μm 程度の空間擾乱が生成することが予想される．図 4-8 に Face-on X 線バックラ

イト計測による質量面密度擾乱の時間変化を示す．計測器の較正や解析法については 2 章で述べたとおりである．質量面密度擾乱の時間変化より，観測時間の後半で RT 不安定性に起因する指数関数的な増加がみられる．線形成長領域での RT 不安定性に関しては，5 章で詳しく述べる．RT 不安定性が発生するのは，ターゲットが加速している時間領域であり，Type-2 の条件の場合には約 0.5 ns 以降である．図 4-8 の RT 不安定性の線形成長曲線を外挿して加速開始時刻での質量面密度擾乱の振幅を求めたところ，その値は約 0.4 μm・g/cm^2 であった．ターゲット裏面で発生する RM 不安定性を考慮に入れ，実際にはこれからある値を差し引く必要があるが，発生量として見積もりとほぼ矛盾しない結果となった．

また，シミュレーションの結果より希薄波到達後のレーザー照射面の動きは時間の 2 乗に比例すると考えられるため，レーザー照射面で発生する振幅は裏面の擾乱振幅の 2 乗に比例することが容易に予測可能であることを付け加えておく．

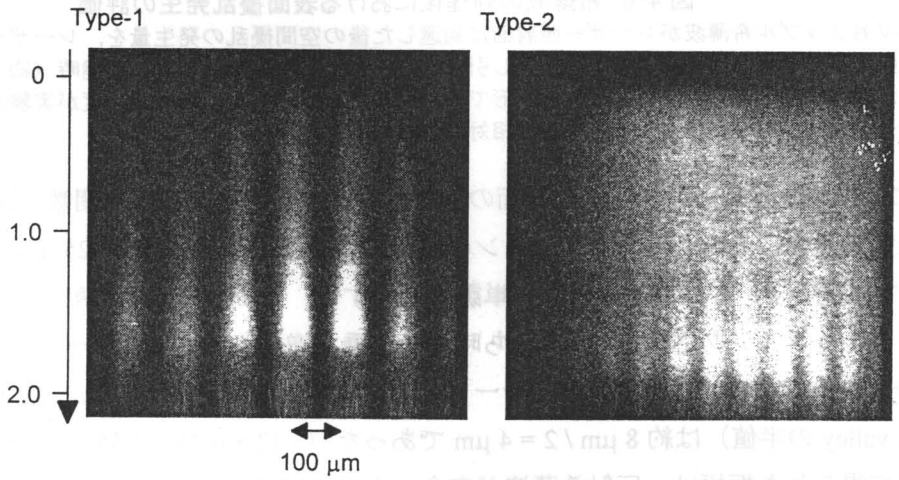


図 4-7　Face-on X 線バックライト計測による表面擾乱生成の評価
希薄波通過後の RT 不安定性の観測を行った．左の Type-1 ターゲットの場合，裏面に衝撃波が通過する前からの時間領域で擾乱が観測されている．右の Type-2 ターゲットの場合，パルスの後半で RT 不安定性に起因する擾乱の成長が明瞭に観測されている．

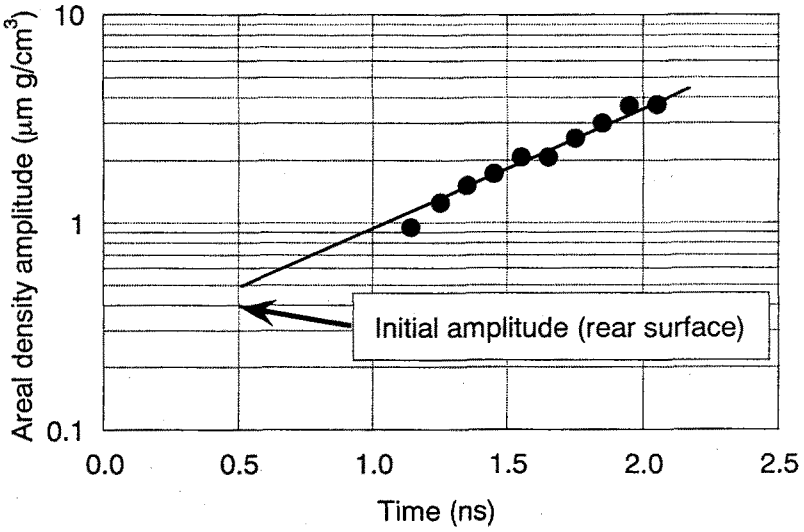


図 4-8 Type-2 ターゲットの質量面密度擾乱の時間変化
後半の時間領域において，RT 不安定性によって成長する質量面密度擾乱が観測された．RT 不安定性によって指数関数的に成長しているので，加速開始時刻（約 0.5 ns）での質量面密度の絶対値を外挿することが出来る．裏面の初期振幅は 0.3 μm であるので，約 0.1 μm 程度増加しており，これが反射希薄波による擾乱生成によるものと考えられる．

4-4 まとめ

レーザー爆縮において，スタートアップ相の直後の時間領域に対応する，衝撃波による反射希薄波がターゲット裏面からレーザー照射面に到達するまでの時間帯（希薄波相）について，ターゲット裏面の擾乱が及ぼす影響について実験的に評価した．以下に本章についてまとめる．

・希薄波相において，以下の 2 つの現象がターゲット表面・裏面で発生すると考えられる．

(1) 裏面に擾乱をもったターゲットにレーザーを照射する場合，アブレーション圧力によって伝播する衝撃波がターゲット裏面を通過する際に RM 不安定性が発生する条件となる．この場合，初期の擾乱は位相が反転する方向で増加する．

(2) ターゲット裏面に衝撃波が到達すると，希薄波が反射してレーザー照射面へと伝播するが，ターゲット裏面に擾乱がある場合は反射希薄波がその擾乱形状を持つと考えられる．この不均一な希薄波がレーザー照射面に到達する際に，レーザー表面に空間擾乱を付加する（Feed-out）．

・これらの 2 つの現象を理解するために，

(3) 裏面に空間擾乱を付加したターゲットにレーザー照射し，衝撃波が裏面に通過する際の裏面擾乱の時間変化を Side-on X 線バックライト法により計測した．計測結果より，ターゲット裏面の擾乱はその位相が反転する方向で変化することが分かった．

(4) Side-on X 線バックライト計測によって，反射希薄波がレーザー照射面に到達する際に発生するレーザー照射面の空間擾乱を観測した．発生する空間擾乱の位相は，定性的な予想と一致した．

(5) 反射希薄波によって発生する空間擾乱を RT 不安定性によって成長させることにより，Face-on X 線バックライト法によって質量面密度擾乱を計測し，反射希薄波によって発生する空間擾乱の値を求めた．

・実験結果より，

(6) ターゲット裏面で発生する RM 不安定性の成長は，理論式と良く一致することがわかった．

(7) 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」によって，反射希薄波到達時のレーザー照射面のダイナミクスを調べ，反射希薄波の到達時間差によって生じる空間擾乱の生成量を評価した．1 次元シミュレーションによって得られた単純な計算値は，実験結果と矛盾しない値であった．1 次元シミュレーションより，Feed-out によって生成する表面の空間擾乱は裏面の振幅の 2 乗に比例することが予想される．

以上の結論として，

○ 希薄波相（衝撃波が裏面に通過し，その反射希薄波がターゲット表面に到達するまでの時間領域）においては，ターゲット裏面において発生する RM 不安定性，反射希薄波により生成するレーザー照射面の空間擾乱が重要となる．これらはそれぞれ減速相の RT 不安定性，加速相の RT 不安定性の種となる．

第4章の参考文献

[1] R. D. Richtmyer, Comm. Pure Appl. Math. **13**, 297 (1960).

[2] E. E. Meshkov, NASA Tech. Trans. NASA-TT **F-13**, 074 (1970).

[3] A. J. Scannapieco, Phys. Fluids **24**, 1699 (1981).

[4] P. Smitherman, N. Hoffman, G. Magelssen, R. Chrien, and D. Wilson, "Nova Feed-out/Feed-in Experiments", presented in 38th Anomalous Absorption Conference (1996).

[5] 石崎龍一, 私信.

[6] H. Takabe, M. Yamanaka, K. Mima, C. Yamanaka, H. Azechi, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Jitsuno, T. Norimatsu, M. Takagi, H. Nishimura, M. Nakai, T. Yabe, T. Sasaki, K. Yoshida, K. Nishihara, Y. Kato, Y. Izawa, T. Yamanaka, and S. Nakai, Phys. Fluids **10**, 2884 (1988).

第 5 章 線形成長領域におけるレーリー・テーラー不安定性成長率

5-1 はじめに

レーザー照射によって発生する衝撃波がターゲット内面へと伝播し，ターゲット裏面に到達するとターゲット表面へと希薄波が伝播する．反射希薄波がターゲット表面に到達すると，ターゲット全体が加速を開始する．ターゲットが内向きに加速されるとき，燃料球表面すなわちアブレーション面では逆に外向きの加速度がはたらく．図 5-1 にレーザー照射時の，照射ターゲットの典型的な密度・圧力の空間分布を示す．密度はアブレーション面で極大となり，圧力はレーザーの吸収点（臨界密度点）近くで極大となる．密度勾配$\nabla\rho$と圧力勾配∇Pの積が負となる領域，すなわちアブレーション面とレーザー吸収点の間（図 5-1 の斜線部分）が重力不安定な状態になる．この重力不安定は，レーリー・テーラー（Rayleigh-Taylor: RT）不安定性[1,2]と呼ばれるものであり，異なる密度の界面で発生する重力不安定の中で最も重要な現象である．RT 不安定性はその成長が指数関数的であるため，わずかな初期擾乱でもターゲット厚さ程度まで成長する可能性があり，球対称圧縮に対して大きな障害となる．

レーザー照射ターゲットの照射面（アブレーション面）においては，古典的な異密度境界面の RT 不安定性と比較すると，アブレーションの効果によってその成長率が抑制されることが理論的に予測されている[3]．RT 不安定性の成長は指数関数的であるため，成長率の抑制率の大小によっては空間擾乱の増倍率が大きく変化し，レーザー核融合点火条件などもこれに大きく左右される．したがって，RT 不安定性の線形成長領域におけるアブレーションによる抑制効果を定量的に評価することは，極めて重要な課題である．

レーザー爆縮における RT 不安定性の安定化については，レーザー核融合研究の初期から着目されており，その重要性が理論的・実験的に永らく研究されてきた．そして間接照射方式，すなわち X 線照射ターゲットにおける RT 不安定性の実験的研究は，これまでに精力的に行われてきた[4]．また直接照射方式でも数々の試みがなされてきたが[5-11]，レーザー直接照射方式における RT 不安定性の線形成長領域での実験的な研究は，最近までほとんど行われていなかった．線形成長領域では空間擾乱が指数関数的に成長するため，線形成長率を高精度で測定するためには，初期擾乱の振幅

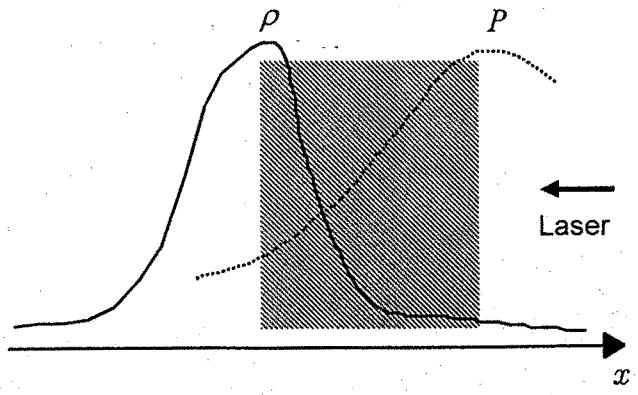


図 5-1 レーザーによって照射されるターゲットの密度・圧力分布
レーザーがターゲットに照射されると，レーザーは臨界密度付近で強く吸収されるため，圧力は臨界密度付近で極大値をとる．また，密度はアブレーション面付近で極大値をとる．これらの関係から，密度勾配と圧力勾配の積（図の斜線部分）が負の部分が RT 不安定な領域となる．

を充分小さくしてその成長を長時間観測する必要がある．ところが，使用するレーザーの照射均一性が充分ではなく，レーザーの照射不均一による空間擾乱（インプリント）が付加する初期擾乱に比べて無視できない量であったため，その線形成長率を正しく評価することは困難であった．

本研究では，空間的に極めて均一な部分コヒーレント光（PCL）を用いることにより，照射不均一によるインプリントを初期の空間擾乱に比べて無視出来る程度に抑えた実験条件下において，RT 不安定性の線形成長率の測定を行った．RT 不安定性のアブレーションによる安定化について着目し，RT 不安定性の成長率及びその成長率を決定する各パラメーターを種々の実験条件下で得ることにより，RT 不安定性のパラメーター依存性について調べた．得られた結果は 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」と比較した．これと併せて非局所電子熱輸送を考慮した 2 次元シミュレーション「KEICO-2D」と比較することにより，非局所電子熱輸送が RT 不安定性に及ぼす影響を評価した．

5-2 アブレーションによる RT 成長率の抑制

密度の異なる境界面上で成長する RT 不安定性の成長率は，流体の粘性や表面張力を無視すれば，その成長率γは線形解析などにより以下の式[1]で与えられる．詳細は付録で述べる．

$$\gamma = \sqrt{A_T k g} \qquad \text{ここで} \quad A_T = \frac{\rho_{\text{heavy}} - \rho_{\text{light}}}{\rho_{\text{heavy}} + \rho_{\text{light}}} \tag{5-1}$$

k は成長する擾乱の波数，g は境界面上で発生する重力加速度，ρ_{heavy} とρ_{light} はそれぞれの媒質の密度を表す．A_Tはアトウッド数と呼ばれる．(5-1) 式で明らかなように，短波長（k が大きい）擾乱ほど成長率が大きい．(5-1)式で表される成長率を，古典成長率（classical growth rate）という．

レーザー照射ターゲットの照射面においては，レーザー照射によるアブレーションが存在するため，これを考慮に入れて解析を行う必要がある．また，熱伝導や X 線輻射など，古典的な RT 不安定性には無い効果を考慮する必要がある．これらの理論解析については，20 年以上前から研究されており，様々な物理モデルや解析解が存在する．本節では，アブレーションによる成長率の抑制について，現在最も確からしいと認められている解釈について定性的に説明し，数値解析等の詳細は付録と参考文献に譲ることとする．

レーザー照射によるアブレーションによる安定化は，主に流れによるものと，熱伝導等によるものの 2 種類に分けられる．まず，流れによる安定化について考える[3]．図 5-2 にアブレーション面の模式図を示す．x 軸にターゲットの深さ方向をとり，ある時刻 t でのアブレーション面の位置を $x = 0$ とする．アブレーション面を通って$+x$ から$-x$ 方向に速度 v_a のアブレーション流が存在する．アブレーション面の位置は，Δt 経った後は $v_a \Delta t = \Delta x$ となる．アブレーションによる流れがない場合（古典的状態）では不安定性のモード（速度擾乱）は，古典成長率をγ_{cl} とすると，

$$\tilde{v}(t,x) \sim \exp(-kx)\exp(\gamma_{cl} t) \tag{5-2}$$

のように指数関数的に深さ方向に対して減衰して伝播する．一方，アブレーション流がある場合，時間がΔt 経った後は，

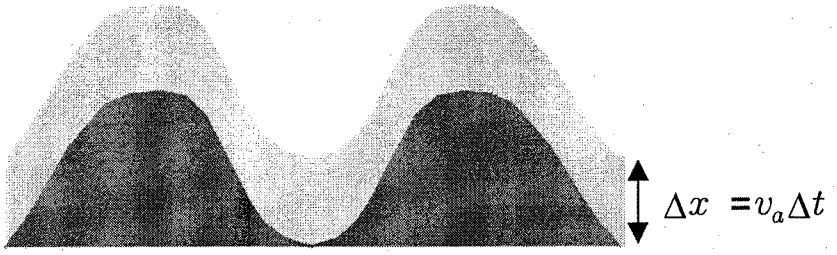


図 5-2 アブレーション流による RT 成長率の緩和
アブレーション流により，擾乱のモードは刻一刻と変化する．Δt だけ時間が経った後は，$\exp(-v_a \Delta t)$分だけ擾乱のモードが緩和されるため，その分成長率が低下することになる．

$$\tilde{v}(t,x') \sim \exp[-k(x+\Delta x)]\exp(\gamma_d \Delta t) = \exp[-k(x+v_a \Delta t)]\exp(-\gamma_d \Delta t) \qquad (5\text{-}3)$$

よって，アブレーション流がある場合の実効的な RT 成長率γは，

$$\gamma = \gamma_d - k v_a \qquad (5\text{-}4)$$

が得られる．式(5-4)より，アブレーション流により RT 成長率は抑制され，同じアブレーション速度の場合は短波長擾乱の成長の抑制効果が大きいことがわかる．

レーザー照射ターゲットの場合，この他にも流体の圧縮性，熱伝導，有限密度勾配長などの点を考慮しなければならない．例えば，熱伝導による平滑化である．熱伝導による平滑化は，レーザーが強く吸収を受けるカットオフ面とアブレーション面との間で圧力擾乱が緩和される効果をもたらし，擾乱の「山」の部分の圧力が「谷」の部分よりも大きいために成長の抑制効果が働く．Takabe らはこれらの現象を考慮した固有値解析の結果，成長率γは流れによる緩和に加えて次式で表される RT 不安定性の成長式を得た[12].

$$\gamma = \alpha\sqrt{kg} - \beta k \frac{\dot{m}}{\rho} \qquad (5\text{-}5)$$

ここで，$\dot{m}$は単位面積あたりの質量噴出率，ρ_aはアブレーション面での密度であり，$\alpha = 0.9$，$\beta = 3$～4 である．(5-5)式から明らかなように，$k = 1/4 \cdot \alpha^2 g\rho^2/\beta^2\dot{m}^2$ のとき成長率は最大となり，$k = \alpha^2 g\rho^2 / \beta^2\dot{m}^2$ のとき成長率は 0 となる．(5-5)式は Takabe formula（高部式）と呼ばれ，アブレーションによる成長率の抑制を表す公式として広く認知されている．

これに加えてもう一つ考慮しなければならないのは，密度スケール長による効果である．レーザー照射ターゲットの場合，アブレーション面の密度は完全に不連続ではなく，ある程度の密度スケール長 $L (= 1/\rho(d\rho/dx))$をもつので，この効果（詳細は付録参照）を考慮すると，(5-5)式は

$$\gamma = \sqrt{\frac{kg}{1+kL}} - \beta k \frac{\dot{m}}{\rho_a} \qquad (5\text{-}6)$$

となる．これは Modified Takabe formula と呼ばれ，RT 不安定性の線形成長率を表す際に最も一般的に用いられる表式である[13]．(5-6)式より明らかなように，密度スケール長が擾乱の波長に比べて無視出来ないほどの大きさになると，密度スケール長による成長率の抑制が効果的になる．密度スケール長の効果は X 線駆動爆縮（間接照射爆縮）の際に特に重要となる．これは X 線照射の場合，レーザー照射と違って実質的な臨界密度が存在しないため，ターゲットの固体密度部分が X 線によって加熱され，密度スケール長がレーザー照射に比べて格段に長くなるからである．レーザー照射ターゲットの場合も状況によりこのスケール長の効果を考慮に入れる必要があるが，擾乱の波長が極めて短い領域以外は(5-5)式の$\alpha = 0.9$ で代用しても矛盾がない場合が多い．本章では実験値と RT 成長率の比較の際には(5-5)式を用い，シミュレーションを加えた解析の際には正確性を増すために(5-6)式を用いた．詳細は 5-4 節で述べる．

5-3 成長率および各物理量の計測

5-3-1 実験条件

線形領域での RT 成長率を評価し，(5-5)式の妥当性を検証するためには，ターゲットの空間擾乱の時間変化を計測するだけでなく，(5-5)式中の物理量を同じ実験条件下で計測することが必要である．本章で行った計測の概要について表 5-1 に示す．線形成長率γは， Face-on X 線バックライト計測により質量面密度擾乱の時間変化を計測することにより求めた．詳細は 5-3-3 節で述べる．ターゲット擾乱の波数kは照射前に測定しているので，観測対象ではない．ターゲットの加速度gは，Side-on X 線バックライト法によって計測した．前章では，Side-on X 線バックライト法により X 線フレーミングカメラを用いてアブレーション面擾乱の観測を行ったが，ターゲットの加速度を計測する場合は X 線ストリークカメラを用いてターゲット位置の時間変化を観測した．詳細は 5-3-3 節で述べる．質量噴出率$\dot{m}$は Face-on X 線バックライト法を用いて計測した．詳細は 5-3-4 節で述べる．アブレーション面の密度は実験的に求めることが困難であるので，1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」[14]を用いて計算し，他の計測値と併せて評価を行った．シミュレーション結果を含んだ検討は 5-4 節で述べる．

	観測対象	計測器	摘要
Face-on バックライト計測	質量面密度擾乱 質量噴出率	X線ストリークカメラ	倍率:28倍, スリット結像(10×50 μm) カソード:CuI, バックライト:Cu, フィルター:Mg 10 μm
Side-on バックライト計測	加速軌跡	X線ストリークカメラ	倍率:28倍, スリット結像(10×50 μm) カソード:CuI, バックライト:Al, フィルター:Be 10 μm
ショットモニター	発行位置確認	X線ピンホールカメラ	倍率:10倍, フィルター:Al
X線スペクトル計測	バックライト X線スペクトル	結晶分光器	結晶:TlAP, 観測エネルギー領域:1.1～1.6 keV 使用フィルム:DEF

表 5-1 本章で行った計測の概要

主に Face-on X 線バックライト法と Side-on X 線バックライト法の 2 種類の計測系において，各パラメーターの計測を行った．

初期擾乱を付加した平面ターゲットに部分コヒーレント光（PCL）を照射し，ターゲットを加速させ，(5-5)式中の各々の物理量を計測した．レーザーの照射強度は $0.4\sim1.4\times10^{14}$ W/cm^2 であり，集光径は約 500～600 μm であった．レーザーの照射ビーム数は 1～3 本であり，入射角度は各ビームと

も約 37.4° であった．パルス波形は半値全幅が 2.3 ns の矩形波であり，パルスの立ち上がり時間が約 50 ps，立ち下がり時間が約 150 ps である．

ターゲットには，レーザー照射側に正弦波状の凸凹を付加したポリスチレン(PS)平板を用いた．ターゲットの凸凹は，波長が 40 μm 以上に関しては熱プレス法で，それ以下に関してはレーザーアブレーション法にて付加した．質量面密度擾乱の計測以外に関しては照射面が平面の PS ターゲットを用いた．線形領域の RT 不安定性を観測するために，ターゲットの初期振幅の大きさは初期擾乱波長に比べて充分小さくなくてはならない．このため，本章で用いたターゲットの初期振幅は，初期擾乱波長の 1/160～1/200 程度に設定した．

(5-5)式のパラメーター依存性を評価するため，ターゲット厚さ，ターゲットの初期擾乱波長，レーザーの照射強度をそれぞれ変化させた．表 5-2 に条件の一覧を示す．ターゲットの厚さを変化させることにより，式(5-5)中の加速度 g の依存性を得ることが出来る．ターゲットの初期擾乱波長を変化させることにより，式(5-5)の波数依存性すなわち分散関係を得ることが出来る．レーザーの照射強度を変化させると式(5-5)中の g, $\dot{m}$が変化するので，これら 2 つのパラメーターに関する依存性を得ることが出来る．これらの 3 つの実験条件を変化させる上で，標準の条件を設定した．標準とした条件は，ターゲットの厚さ 16 μm, 初期擾乱の波長が 60 μm, レーザーの照射強度が 7×10^{13} W/cm^2 であった．これら 3 つのパラメーターのうち，2 つを標準条件で固定して残りの 1 つを変化させるという方法をとった．それぞれの実験条件において，成長率γをはじめとする各物理量を計測した．

Perturbation wavelength λ (μm)	Thickness of foil d (μm)	Laser intensity I_L (W/cm^2)
16	10	4×10^{13}
23	16	7×10^{13}
40	25	1.4×10^{14}
60		
100		

表 5-2 RT 線形成長率計測の実験条件

RT 線形成長率のパラメーター依存性を評価するために，上記の表のように初期擾乱の波長λ，ターゲット厚さ d，レーザーの照射強度 I_L を変化させた．各パラメーターの依存性を評価するために，標準となる条件（下線）を設定し，2 つのパラメーターを固定し，残りの 1 つを変化させた．

5-3-2 質量面密度擾乱の計測

計測系の配置，条件などは 4 章の質量面密度計測とほぼ同じである．バックライトターゲットには銅（Cu）を用い，凸凹ターゲットを透過する X 線をスリット（幅 10 μm×高さ 50 μm）で結像し，その像を X 線ストリークカメラで時間分解計測した．X 線ストリークカメラのフォトカソードには幅 650 μm の CuI スリットカソードを用い，時間分解能は約 90 ～100 ps であった．倍率は約 28 倍であった．マグネシウム（Mg）のフィルター（厚さ 10 μm）を用いることにより，1.1～1.3 keV の X 線を波長選択して計測した．計測器の空間分解能，バックライト X 線に対する PS 透過率などは，2 章で述べたとおり較正を行った．

X 線ストリーク像の生データ例を図 5-3 に示す．図 5-3 は「標準条件」における生データ例であり，波長を変化させた一連のデータを図 5-4 に示す．それぞれの生データを X 線ストリークカメラの時

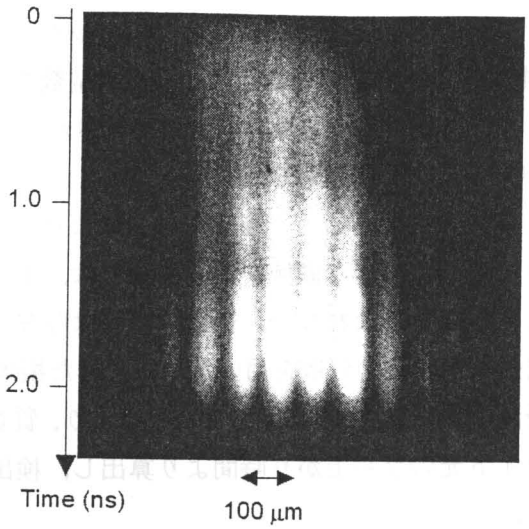


図 5-3　質量面密度擾乱の計測結果例(標準条件)
X 線ストリークカメラで計測された標準条件（レーザー照射強度:0.7×10^{14}W/cm^2, ターゲット厚: 16 μm, 初期擾乱波長: 60 μm, 初期擾乱振幅: 0.3 μm）における Face-on X 線バックライト像.

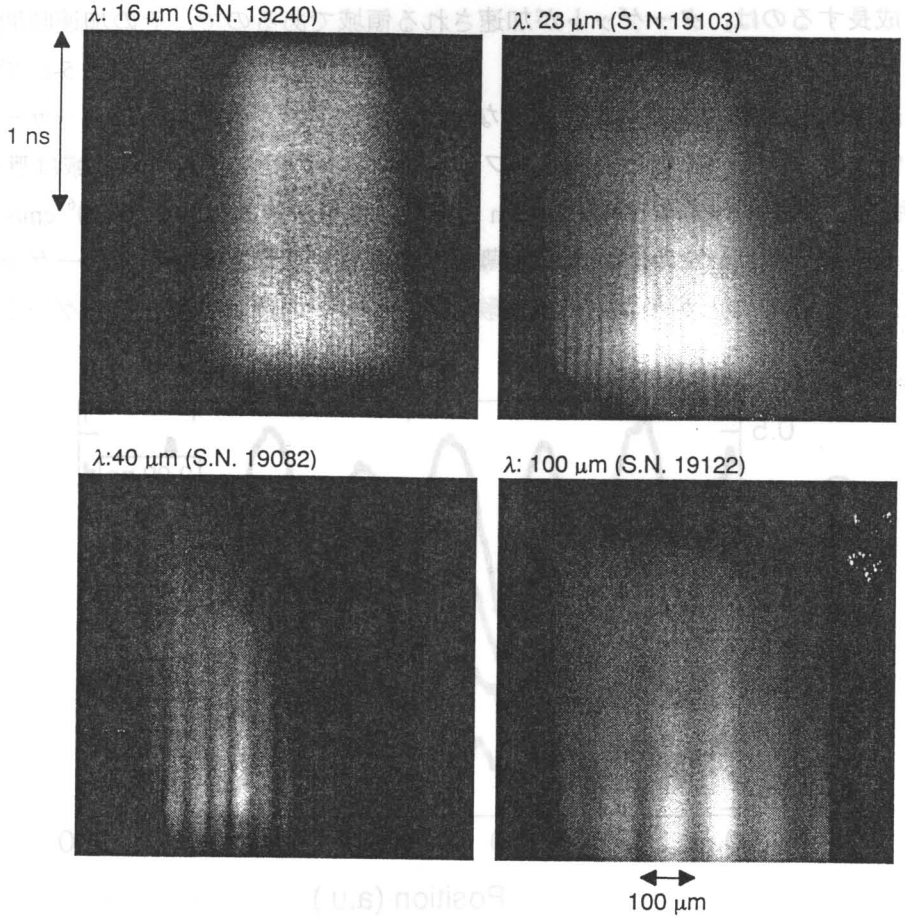


図 5-4　Face-on X 線バックライト計測による質量面密度擾乱の計測例(波長依存性)
初期擾乱の波長を変化させた一連の生データを示す（波長 16, 23, 40, 100 μm）.

間分解能程度（約 100 ps）で時間積分した．時間積分したバックライト像の空間プロファイルは，バックライト X 線の空間強度分布を含んでいるため，多項式関数でその分布を仮定することにより規格化を行った．バックライト X 線の空間強度分布で規格化された X 線の空間プロファイルを示したのが図 5-5 である．時刻を経るごとに擾乱の振幅が大きくなっていくのがわかる．質量面密度擾乱を求めるためには（2-6）式で表されるような畳込み積分によって生データをフィッティングする必要があるが，本章のように振幅の小さな領域を扱う場合では，正弦波関数の肩をもった指数関数でフィッティングを行っても精度を損なわない．擾乱の振幅は各波長ごとにおいてフィッティングを行い，誤差評価はこの波長ごとの値の分散を用いた．得られた振幅はバックライト X 線に対する質量吸収係数およびその擾乱の波長の MTF で除することにより，質量面密度擾乱の絶対値へと換算した．絶対時刻はバックライト光の立ち上がり時間より算出し，検出限界以上の質量面密度擾乱振幅を時間軸でプロットした．

図 5-6 に質量面密度擾乱の時間変化を示す．グラフの縦軸は，初期の質量面密度擾乱で規格化した質量面密度擾乱の像倍率(Growth factor)を示している．初期の衝撃波が通過する間は，3 章でも述べたようにリップル衝撃波の振動によって質量面密度擾乱が増加する．ターゲットの加速開始時刻は，5-3-3 節で述べる Side-on X 線バックライト計測によって求められた．RT 不安定性によって質量面密度擾乱が成長するのは，ターゲットが加速される領域であるので，その加速時間領域において指数関数でフィッティングを行うことにより，線形成長率を求めた．一方，図 5-6 でも明らかなように，時刻が約 2.0 ns 以降で成長がやや鈍くなっているのがわかる．これはレーザーパルスの立ち下がりの時間領域に達しているためであり，フィッティングの際にこの時間領域は無視した．図 5-6 のデータの場合，初期ターゲット厚が 16 μm であり，衝撃波速度は約 3.7×10^6 cm/s であった．これらの値とシミュレーションで予測される希薄波の速度などを考慮すると，ターゲットが加速し始めるのは約 0.5 ns であることがわかる．本実験ではレーザーの照射強度やターゲットの厚さを変化

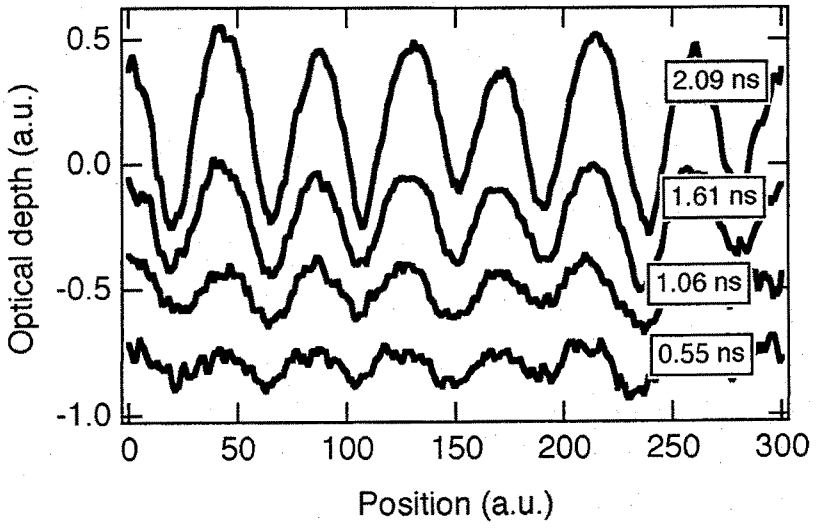


図 5-5　ターゲット面密度の計測結果例（標準ショット）
計測されたデータは，時間分解能程度に時間積分し，バックライト源の空間強度分布で規格化された．得られたデータは，正弦波擾乱を仮定してコンボリューションを省略した形でフィッティングを行い，各観測時刻での振幅を導出した．

させているため，加速開始時間は 0.3～0.8 ns までの範囲の値であった．各条件における線形成長率は，この加速開始時刻を考慮に入れてフィッティングすることによって求めた．

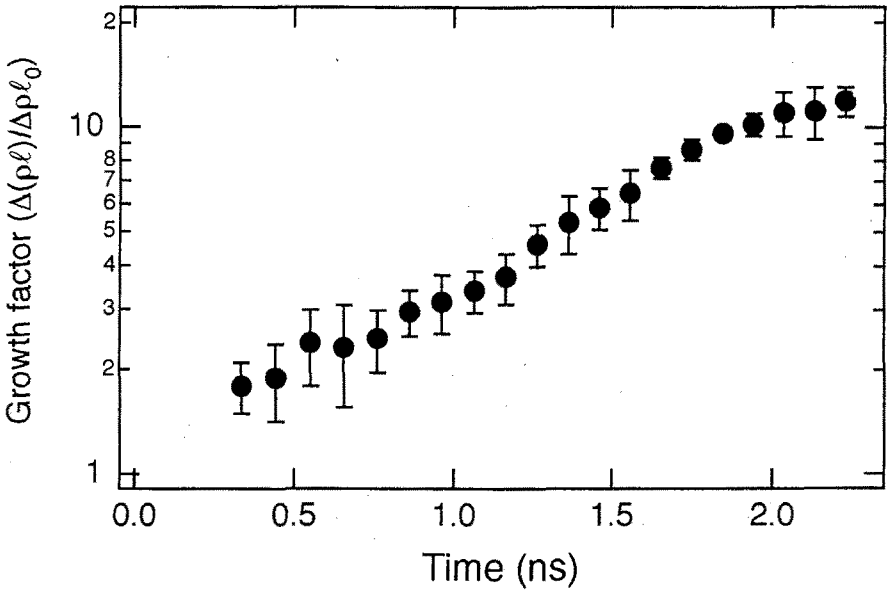


図 5-6 質量面密度擾乱の時間変化（標準条件ショット）

質量面密度擾乱の時間変化例．縦軸は観測された質量面密度擾乱を初期の質量面密度擾乱で規格化したものである．この実験条件での衝撃波は約 0.4 ns で裏面を通過し，約 0.5 ns で加速を始める．衝撃波が裏面を通過するまでは 3 章で述べたようにリップル衝撃波によって質量面密度擾乱が増加する．RT 不安定性によって成長する時間領域はこの場合約 0.5 ns からレーザーパルスの切れる約 2.0 ns までであり，この領域での成長率γを評価した．

5-3-3 ターゲット加速度の計測

ターゲットの加速度 g は，Side-on X 線バックライト法により計測した．ターゲット表面に擾乱の無い PS 薄膜にレーザーを照射し，ターゲットを加速させた．ターゲットの側面にバックライトターゲット（Al）を配置し，レーザーを同期させてバックライトターゲットに照射した．バックライトビームの照射強度は約 5×10^{13} W/cm^2 であった．バックライトターゲットと PS ターゲットの間には，10 μm のベリリウム薄膜をフィルターとして配置した．バックライト透過光は，10×50 μm^2 のスリットによって，バックライトターゲットの対向に配置した X 線ストリークカメラのフォトカソードに結像された．倍率は約 20 倍であり，空間分解能は約 10 μm であった．X 線ストリークカメラのフォトカソードには，幅が 350 または 650 μm の CuI スリットカソードを用いた．時間分解能はそれぞれ約 50 および 100 ps であった．計測データは CCD カメラで記録を行った．

RT 成長率のパラメーター依存性を評価するため，この加速度計測も各実験条件について行った．すなわちターゲット厚さを 10, 16, 25 μm，レーザーの照射強度を 0.4, 0.7, 1.4×10^{14} W/cm^2 と 2 種類のパラメーターを変化させた．標準条件はターゲット厚さ 16 μm，レーザーの照射強度 0.7×10^{14} W/cm^2 であった．

計測された生データ例を図 5-7 に示す．PS ターゲットは視線方向の幅が 300 μm であり，観測方向での積分効果を抑えている．ターゲットはベリリウムの基板上に配置されているため，バックライト像にはベリリウムの基板と加速されるターゲットの 2 つの軌跡が現れる．生データより得られる

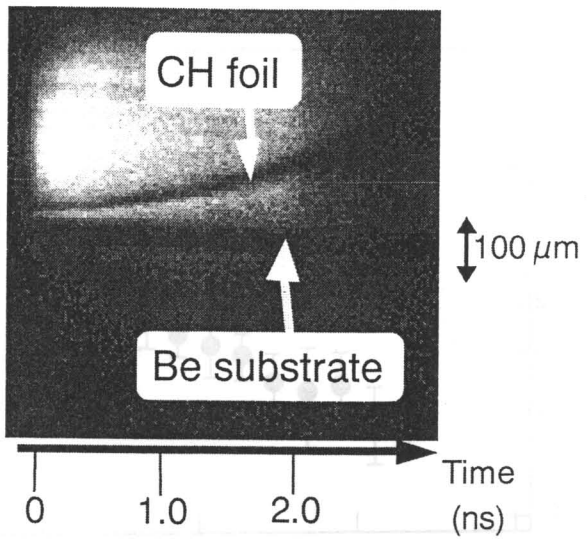


図 5-7　Side-on X 線バックライト法によるターゲット加速軌跡の生データ例
Side-on X 線バックライト法によって観測された加速ターゲットのストリーク像．Be 基盤上に PS 薄膜があるため，Be 基盤と PS 薄膜の 2 つの軌跡が現れる．X 線の空間強度プロファイルより，X 線の透過強度がもっとも小さな点を質量重心とし，加速軌跡を求めた．

X 線の強度空間プロファイルより，X 線の吸収が最も強い場所をターゲットの質量重心と仮定し，ターゲットの軌跡を求めた．それぞれの実験条件での加速軌跡のプロットを図 5-8 に示す．このターゲットの軌跡から加速度を求めるために，ターゲット軌跡を 2 次関数でフィッティングした．前述のように，ターゲットが加速されるのは衝撃波が裏面を通過して反射希薄波が表面に到達した後であるので，フィッティングの際にはその加速時間領域を考慮した．加速度を評価する際に注意しなければならないのが，ターゲットの初速度である．通常の 2 次関数でフィッティングさせる場合，$x = a_1 t + a_2 t^2$ のような関数（a_1, a_2 は定数）でフィッティングを行う．この場合，1 次の項（初速度）も自由パラメーターとなるため，1 次の項の大きさによって加速度の値（2 次の項）が大きく変動する可能性がある．これを防ぐために，一連の実験や 1 次元シミュレーションで得られた衝撃波速度がおおよそ初速度に近いものと仮定し，1 次の項を固定することによって加速度（2 次の項）を評価した．

実験的に得られたデータは，1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」による結果と比較した．図 5-8 中の実線はシミュレーションによる結果である．全ての実験条件において実験結果とシミュレーション結果はおおよそ良い一致を示した．

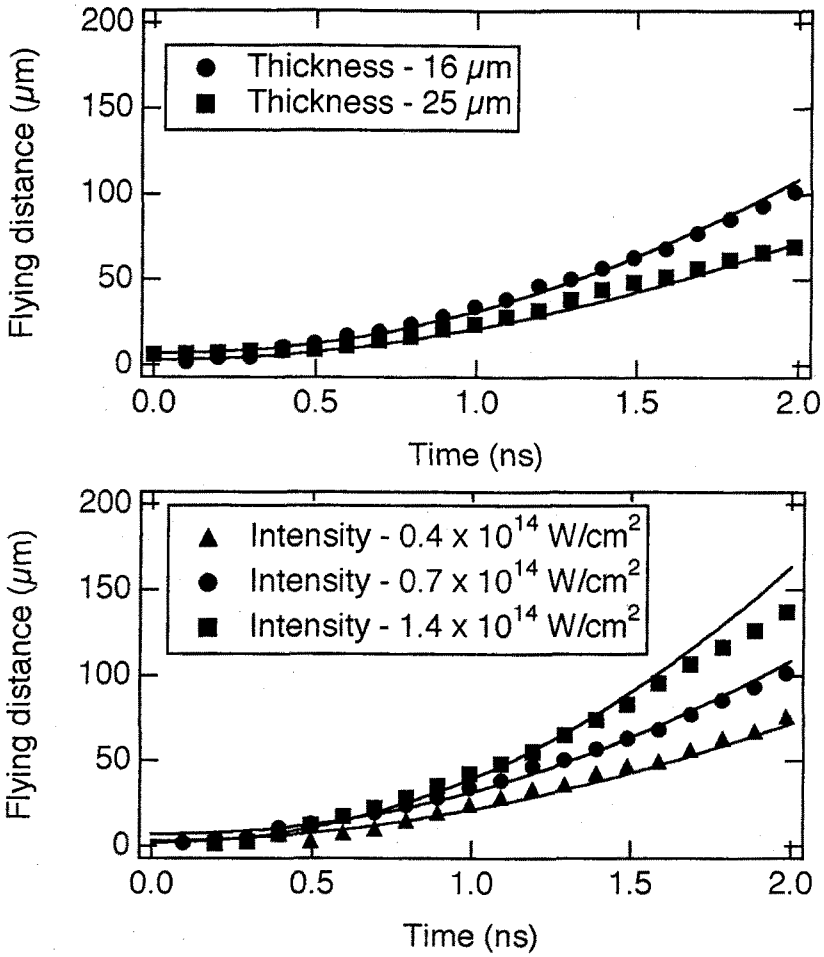


図 5-8 ターゲット軌跡の計測結果
それぞれの実験条件において，加速軌跡を計測した（縦軸：飛距離，横軸：時間）．
図中の点は計測データ，実線が 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」の結果である．
実験とシミュレーションは良い一致を示した．

5-3-4 質量噴出率の計測

質量噴出率（$\dot{m}$）は，アブレーションによって単位時間・面積あたりにターゲット物質から剥がれる質量を示し，RT 不安定性の抑制のパラメーターとしてだけではなく，アブレーション圧力などを評価する上でも非常に重要な物理量である．初期の質量噴出率の計測では，イオンコレクター（ファラデーカップ）を用いてアブレーションにより飛散するイオン速度を計測し，質量噴出率を求める方法などがとられてきた．しかしこの方法では，計測誤差の問題やイオン速度の評価で生じる仮定によって，正確な値を評価するのが困難であった．またその後，微量なトレーサーをコートさせた多層ターゲットを照射して，そのトレーサーの発光時間差を時間分解計測する方法などが広く用いられるようになった．この方法では質量の剥がれる時間を X 線計測器で計測するため，プレヒート等によって内面の層がアブレーションに先立って発光することによりトレーサー発光の時間的な立ち上がりが緩やかになり，計測誤差が大きくなるという欠点がある．また，トレーサーの界面は異密度界面であるため，トレーサーとの界面上で流体不安定性を引き起こす恐れがある．

これらの計測上の問題を解決するために，Face-on X 線バックライト法による質量噴出率の計測を

試みた[15]．原理は単純である．レーザー照射アブレーションによって，ターゲットの質量は減少する．すなわちターゲットの質量面密度が時間と共に減少する．例えば強度 $I_0(t)$の X 線バックライトによって，質量面密度が$\rho\ell(t)$の PS ターゲットを観測すると，観測される X 線の強度 $I(t)$は

$$I(t) = I_0(t)\exp(-\mu_{PS}\cdot\rho\ell(t)) \tag{5-7}$$

である．ここでμ_{PS}はターゲット（PS）の質量吸収係数である．ここで注意しなければならないのは，アブレーションによってターゲットが飛散しても，バックライト計測の計測方向にはプラズマとして質量自体は存在することである．しかし，本研究のレーザー照射条件（照射強度 $<10^{13}$ W/cm^2）においては，アブレーション面より少し距離をおいた点（密度スケール長程度）でもプラズマの温度は数 100 eV にも達し，PS の炭素原子が完全電離した状態になる．Face-on X 線バックライトの光子エネルギーは 1 keV 以上であるので，主に重要となる炭素原子の K 殻での吸収は高温プラズマの領域では起こらないため，バックライト X 線の吸収は全て固体部分で寄与すると仮定することが出来る．よって，透過 X 線の時間変化とバックライト源 X 線の時間変化，およびターゲットの質量吸収係数より質量噴出率を評価することが出来る．(5-7)式を時間で微分することにより，$I_b(t) = I(t)/I_0(t)$を用いて表すと，

$$\dot{m}(t) = \frac{d\rho\ell(t)}{dt} = -\frac{1}{\mu_{PS}I_b(t)}\frac{dI_b(t)}{dt} \tag{5-8}$$

この式より明らかなように，この方法では質量噴出率の「時間変化」も評価することも可能である．

以上の原理をふまえて計測を行った．計測には質量面密度擾乱の計測と全く同じ計測系が用いら

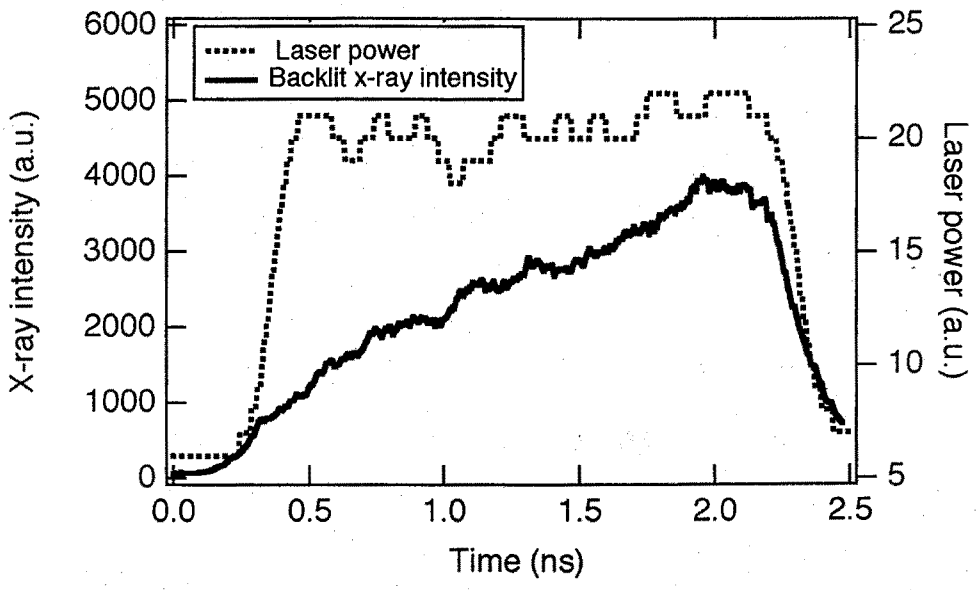


図 5-9　Face-on X 線バックライト計測による質量噴出率計測例
点線がレーザーの出力波形，実線が透過 X 線の時間変化である．レーザーの波形がバックライト X 線源の時間波形とほぼ等しいので，透過 X 線が時間と共に増加する→ターゲットの質量が時間と共に減少することが確認出来る．

れた．照射ターゲットには表面に擾乱の無い PS 薄膜（厚さ 16 μm）を用いた．レーザーの照射強度は 0.7, 1.4 × 10^{14} W/cm^2 であった．計測系の詳細（倍率，バックライトターゲット材料など）は 5-3-2 節の Face-on X 線バックライト計測と全く同じである．

Face-on X 線バックライト計測では（5-8）式中の $I_b(t)$は直接得られず，計測されるのは $I(t)$だけである．そこで，$I_0(t)$を別の方法で評価する必要がある．$I_0(t)$を評価するため，通常の実験で用いられているレーザーパルス波形モニターによる信号を利用した．レーザーパルス波形は，毎ショット・毎ビームで 4 GHz のオシロスコープ(SCD5000)で計測されている．あらかじめバックライトのみ照射した場合の X 線像とレーザーパルス波形とを比較し，それらが良く一致することを確認している．$I_0(t)$の絶対値はこの場合必要無いため（(5-8）式で相殺される），この評価方法は妥当である．

図 5-9 に計測例を示す．図 5-9 の実線がバックライト X 線の発光時間プロファイルである．データは空間方向に約 100 μm 時間積分しており，レーザー照射スポットのほぼ中心付近を抽出している．バックライト X 線の発光は時間とともに若干移動するので，空間積分の際もそれを考慮して行った．図 5-9 の点線は，このデータショットにおいてのバックライトレーザーの時間波形である．バックライトビームは 2 ビーム用いているため，単純に加算を行った．生データよりも明らかなように，バックライト X 線光源（バックライトビームのパルス波形）がほぼ時間とともに一定であるにも関わらず，ターゲットを透過する X 線の光量は時間とともに増加している．これはすなわち質量噴出によってターゲットの固体質量が減少していることを意味している．

得られた透過 X 線の時間波形，バックライトレーザーのパルス波形および質量吸収係数から，(5-8)式を利用して質量噴出率の時間変化を求めた．計算された質量噴出率の時間変化は，信号のノイズなどでふらつきが大きくなるので，時間分解能程度に時間平均してその値を求めた．ターゲットが加速される時間領域で時間平均をとった質量噴出率の結果を図 5-10 に示す．図中の●が実験結果であり，▲が 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」による結果である．実験値とシミュレーション

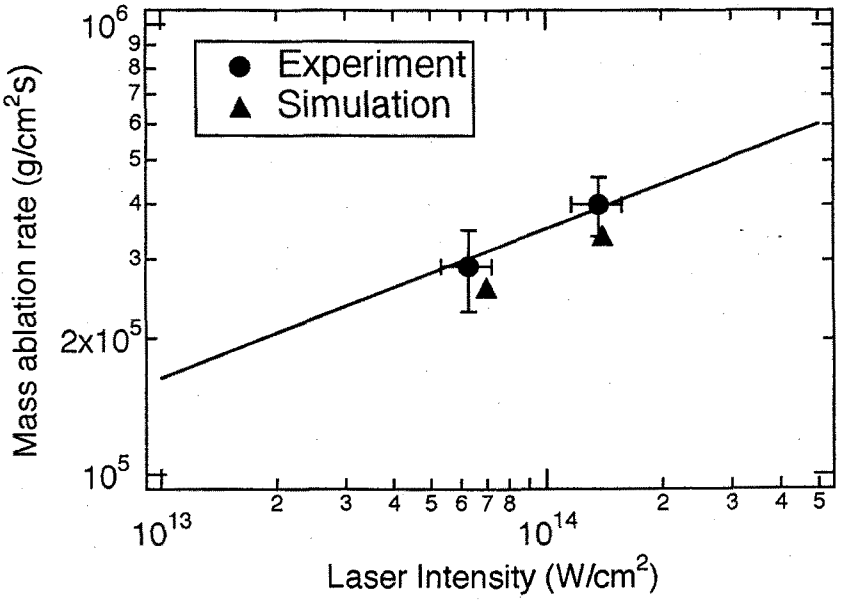


図 5-10 質量噴出率のレーザー強度依存性
図中の●が実験結果，▲が 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」の結果である．実線が定常アブレーションモデルによる解である．実験値はシミュレーション及び理論値と良い一致を示す．

は誤差の範囲で良く一致していることがわかる．また図 5-10 の実線は定常アブレーションを仮定した理論曲線[16]であり，

$$\dot{m} = 1.5\times10^{5}\left(\frac{I_L}{10^{14}}\right)^{\frac{1}{3}}\cdot\lambda^{-\frac{4}{3}} \tag{5-9}$$

と表される．結果から明らかなように，実験値は理論曲線とも良い一致を示すことがわかる．

5-4　結果および考察

本節では，前節で得られた RT 線形成長率の実験結果を，理論・シミュレーションと比較する．レーザー照射ターゲットにおける RT 線形成長率は，前に述べた(5-5)式で表されることがよく知られているが，その後様々な理論的なアプローチがなされ，アブレーションの構造や電子熱伝導，X 線輻射などを考慮に入れたモデルも構築されている．シミュレーションについても，2 次元シミュレーションや非局所熱伝導を考慮に入れた Fokker-Planck シミュレーションなどの改良が進んでいる．

本節では，現在も爆縮実験のシミュレーションでよく用いられている「ILESTA-1D」との比較をまずはじめに行う．ILESTA-1D は 1 次元シミュレーションであるため，RT 不安定性成長そのものを得ることは出来ないが，(5-5)式中の成長率を決定するパラメーターは導出可能である．そこで，(5-5)式中の物理量をシミュレーションより抽出して線形成長率を計算し，その結果を実験結果と比較する．シミュレーションでは，実際の実験条件をより正確に再現するために，レーザーパルスの実波形を入力レーザー波形として計算を行っている．レーザーの波形は，各ショットにおいて計測されており，計測器（オシロスコープ）の時間応答を考慮している．

1 次元シミュレーションからの出力を用いた RT 不安定性成長の計算法について考える．ここでは，ILESTA-1D の出力結果から質量面密度擾乱の値へと計算する手順について述べる．アブレーション面の振幅 a_a は RT 不安定性によって指数関数的に増加し，その成長率γ_aは時々刻々の値をとるため（加速度等の物理量は一定ではないため），RT 不安定性の成長式より以下のように表される．

$$\frac{d^2a_a(t)}{dt^2} = \gamma_a(t)^2 a_a(t) \tag{5-10}$$

実験で観測しているのは質量面密度擾乱（$\Delta\rho\ell$）であるので，a_aから質量面密度擾乱の値を計算する．ターゲットの密度はターゲット深さ方向に対して一定ではなく，表面の擾乱はターゲット深さ方向にも伝播するため（フィードスルー），この効果を質量面密度擾乱の計算の際には評価せねばならない．擾乱はターゲット深さ方向に対して指数関数的に減少するので，ある点での擾乱の振幅は，深さ方向を z 軸とすると

$$a(z) = a_a\exp\left(-k|z-z_a|\right) \tag{5-11}$$

と表すことが出来る．ここで z_a はアブレーション面の z 軸座標値である．ここで，アブレーション面での座標は 0 である．(5-11)式より明らかなように，波数の小さな（=波長の大きい）擾乱がフィードスルーの影響が大きいことがわかる． z 方向のシミュレーション上での各メッシュの振幅と密

度の積を積分することにより，質量面密度擾乱の値は，

$$\int \rho da = \int_{z_a}^{z_r} \rho(z) \left| \frac{\partial a(z)}{\partial z} \right| dz \qquad (5\text{-}12)$$

と計算することが出来る．z_r はターゲット裏面の z 軸座標値である．(5-12)式の質量面密度擾乱の成長率は，実験で得られる質量面密度擾乱の成長率に対応する．表面擾乱の成長率 γ_a は，ILESTA-1D で得られる(5-6)式中の各パラメーター，すなわち擾乱の波数，ターゲットの加速度，アブレーション速度，密度スケール長で決定される．密度スケール長は，シミュレーションより得られる密度プロファイルを指数関数でフィッティングを行うことによって求めた．$\beta = 3$ として各時刻での $\gamma(t)$ を用いて(5-12)式で得られた質量面密度擾乱の値を時間でプロットし，指数関数でフィッテングさせることによって質量面密度擾乱の線形成長率 γ を評価した．

この処理を各実験条件について行い，得られた線形成長率を実験結果と比較した．図 5-11 に線形成長率の波長依存性について示す．図中の点線が古典成長率 $(kg)^{1/2}$ であり，●が実験結果である．短波長擾乱の方が，RT 成長率の抑制効果が大きいことがわかる．また，ILESTA-1D の結果と実験結果を比較すると，実験結果の方が全ての波長領域において成長率が低いことがわかる．実験で得られる成長率の分散関係を(5-5)式でフィッティングしたのが図中の破線である．他の計測パラメーターより，$\beta/\rho = 2.5$ で実験結果と良く一致することがわかった．これは(5-5)式で $\beta = 3$ の場合に $\rho = 1.2$ g/cm^3，$\beta = 4$ の場合に $\rho = 1.6$ g/cm^3 であることを意味している．一方，シミュレーションで得られるアブレーション面の密度 ρ_a の典型的な値は 2～3.5 g/cm^3 であり，明らかな差が生じていることがわかる．

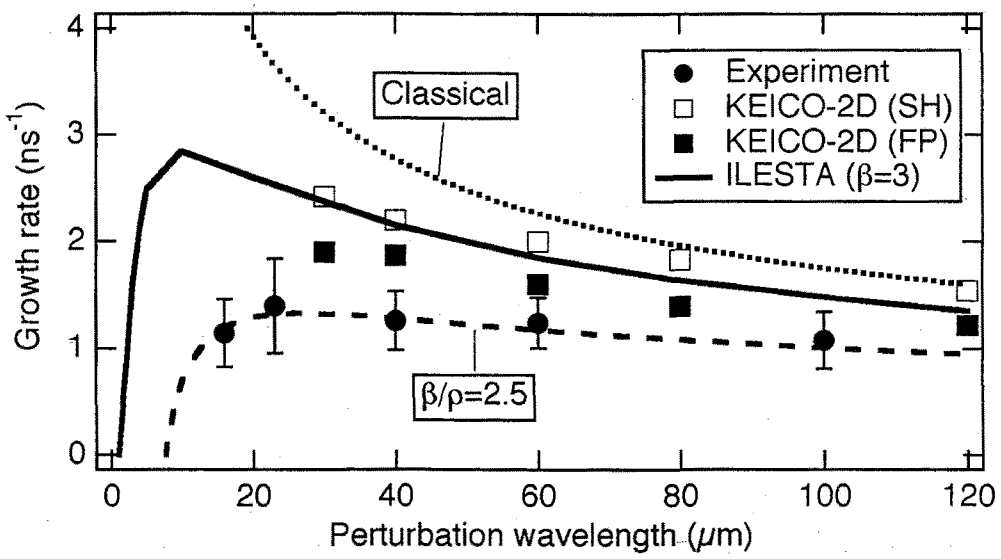


図 5-11　RT 線形成長率の擾乱波長依存性

図中の●が実験結果である．古典成長率（破線）と比較すると，短波長の擾乱が大きく抑制されていることがわかる．実線は 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」によって計算された成長率である．一方，□，■は 2 次元シミュレーション「KEICO-2D」による成長率であり，それぞれ Spitzer-Härm モデルおよび Fokker-Planck モデルで計算した値である．Spitzer-Härm モデルを用いて計算した ILESTA-1D および KEICO-2D の成長率は，実験に比べてかなり大きいが，KEICO-2D の Fokker-Planck モデルで計算した値は実験値に近い．実験にフィットさせた破線は，(5-5)式中の β/ρ=2.5 としたときのプロットを示す．

1 次元シミュレーション ILESTA-1D との比較では，実験で得られた線形成長率がシミュレーションよりも小さな値になることが明らかになった．一方，実験で得られたターゲット加速度などの各物理量の値がシミュレーションで得られる値とほぼ一致することも示した．このことから，実験とシミュレーションとの不一致の可能性として以下の 2 点が挙げられる．

A. 高部式（5-5 式）の記述が完全に正確でない（βが 3～4 より大きい）
B. シミュレーションで求められたρ（ターゲット密度）の値が不正確である

このうち，A についての考察が最近になって Betti（Rochester 大学）らのグループによって詳細になされている[17]．彼らの方法では，アブレーション流を特徴付けるパラメーターとして「フルード数（Froude number）」の概念を導入し，線形成長率の抑制について流れによる安定化と熱伝導による安定化を解析的に解いている．ここで，フルード数 Fr は重力場における粘性の効果を記述する無次元数であり，レーザー照射アブレーション面の場合，

$$Fr = \frac{v_a^{\,2}}{gL_0} \tag{5-13}$$

と表される．ここで v_a はアブレーション速度(cm/s), k は擾乱の波数，L は密度スケール長（$1/\rho(d\rho/dx)$, 単位 cm）である．分子は流れによる安定化の程度を表しており，分母の密度スケール長は熱伝導係数に敏感なため，すなわち熱伝導による安定化の度合いを示す．固有値解析の結果，(5-13)式のα, β は Fr の関数となり，$Fr \ll 1$ の場合

$$\alpha \cong 0.94 Fr^{0.02} \tag{5-14}$$
$$\beta \cong 2.11 Fr^{-0.21} \tag{5-15}$$

と表されることを示した．したがって，アブレーション面の構造などによって(5-5)式が大きく変化する可能性がある．本実験について，標準条件について ILESTA-1D から得られる(5-13)式中のパラメーターを用いて計算すると Fr は約 0.04 となる．よって$\alpha = 0.88$，$\beta = 4.14$ となる．これより，(5-5)式の条件を大きく逸脱するような実験条件でないことがわかる．その他の実験条件についてもほぼ同様であり，実験とシミュレーションの不一致を説明出来ないことがわかる．

次に B の可能性について考える．アブレーションの密度を減少させる原因として考えられるのは，X 線や高エネルギー電子等によるターゲットの先行加熱である．コロナ領域で発生する X 線輻射による効果は，ILESTA-1D シミュレーションでは考慮されているが，高エネルギー電子に関しては考慮されていない．ターゲットを先行加熱する高エネルギー電子の発生原因としては，種々のプラズマ不安定性（2 プラズマ崩壊や誘導ラマン散乱など）によるものがまず考えられる．過去の実験データより，本実験での入射レーザー強度に対する高エネルギー電子の発生割合の評価を行ったところ，約 0.2%であった[18]．この数値はコヒーレントレーザーにおける値であり，本実験で用いた部分コヒーレント光のような均一性の高いレーザーの場合，高エネルギー電子の発生はこれよりも低いと考えられる．2 次元シミュレーション「IZANAMI」において，高エネルギー電子を人為的に付加して成長率がどのように変化するかを調べたところ，10 keV の電子が数%程度の場合に実験の成長率に近づくことがわかった[19]．この人工的に付加する高エネルギー電子の割合は過大であり，実験で

得られる成長率の低下を説明出来ない．

高エネルギー電子の発生要因として考えられるもう一つは，非局所電子熱輸送によるものである[20-22]．これは温度勾配が電子の平均自由行程と同程度になると顕著になる現象である．本章で用いている「ILESTA-1D」をはじめ，多くのシミュレーションではエネルギー輸送に関しては古典熱伝導を基に計算を行っており，この現象は扱っていない．本来であれば，非局所電子熱輸送の効果を考慮し，電子のエネルギー分布を Fokker-Planck（FP）シミュレーションで解くのが正当な手法であるが，計算が複雑であるために緩やかな温度勾配を仮定した Spitzer-Härm（SH）近似[23]を ILESTA-1D では用いている．しかし，温度のスケール長が電子の平均自由行程に比べて無視できない長さになると，電子の分布関数がマクスウェル分布からずれ，このとき熱流はその場所の温度勾配に比例せずその周辺の状態に依存するようになるため， SH 近似は破綻することが良く知られている[24]．この SH 近似が破綻する条件は，$\lambda_e/L_T \sim 1/100$ ぐらいと言われている[25]（λ_e は電子の平均自由行程，L_T は温度のスケール長）．

ここで本実験条件において，非局所電子熱輸送が無視でき得るかを考える．ILESTA-1D で得られる臨界密度周辺での電子温度は約 1.8 keV であった．よって，臨界密度付近での電子の平均自由行程は約 10 μm 程度であることがわかる．同じく ILESTA-1D から得られる温度スケール長は，約 30 μm である．これより，温度のスケール長は電子の平均自由行程に比べて比較しうるレベルであり，非局所電子熱輸送の効果が無視出来ないことがわかる．

非局所電子熱輸送の効果を定量的に評価するために，FP 方程式を結合させた 2 次元シミュレーション「KEICO-2D」[26]を用いて RT 線形成長率を調べた．「KEICO-2D」は FP 方程式を解くモードと，古典熱伝導を解くモード（SH モード）の 2 種類の条件下で計算することが可能であり，非局所電子

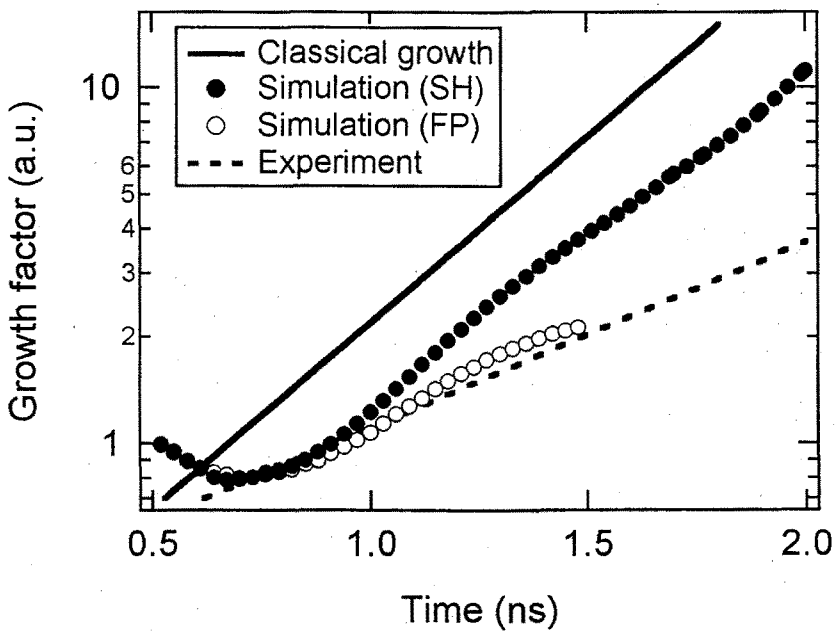


図 5-12　2 次元シミュレーションコード「KEICO-2D」による RT 線形成長率の解析結果
「KEICO-2D」は古典熱伝導（Spitzer-Härm モデル）を解くモードと非局所電子熱輸送を考慮した Fokker-Planck 方程式を解くモードの 2 種類が選択可能である．シミュレーション結果から明らかなように，FP モードの法が SH モードよりも成長率が低く，実験で得られる成長率に近いことを示している．

熱輸送の効果を調べるには最適である．図 5-11 の点（□，■）はそれぞれ SH モード，FP モードによる計算結果である．結果より，全ての波長領域において FP モードで得られた成長率が SH モードで得られる成長率を下回ることがわかる．図 5-12 は「KEICO-2D」による計算例（初期擾乱波長：60 μm）である．「KEICO-2D」においては，初期擾乱をもったターゲットにレーザーを照射するという条件ではなく，平面ターゲットにレーザーを照射してターゲットの加速が始まった時点で密度擾乱を付加するという方法を用いている．これは数値計算の精度を上げるための手法である．密度擾乱を与えるときに横方向の流れの効果により，時間の前半で質量面密度擾乱が減少するという現象が起こる．また「KEICO-2D」の FP モードの場合，ターゲットが加速するまでの時間帯においては SH モードで解き，ターゲットの加速開始の段階で FP モードに切り替えるという手法を用いている．図 5-12 より明らかなように，質量面密度擾乱の成長は実験と FP モードでの結果が良く一致し，SH モードでの計算値は古典成長率に近い値となった．

図 5-13 では，「KEICO-2D」によって計算されたある時刻（約 1.5 ns）における密度・温度分布を示す．FP モード，SH モードでの計算値を比較すると，その温度分布にはほとんど違いがないものの，アブレーション面付近での密度が SH モードに比べて FP モードの値が小さいことがわかる．この結果は，非局所電子熱輸送により高エネルギー成分の電子がアブレーション面を加熱し，アブレーション面の密度を低下させていることを如実に示している．

実験で得られる線形成長率と ILESTA-1D による計算値との比較を，ターゲット厚さとレーザー照射強度の依存性に対する成長率に対しても行った．図 5-14 にターゲット厚さに対する成長率依存性，図 5-15 にレーザー照射強度に対する依存性の実験と ILESTA-1D による計算値を示す．単純に考えれ

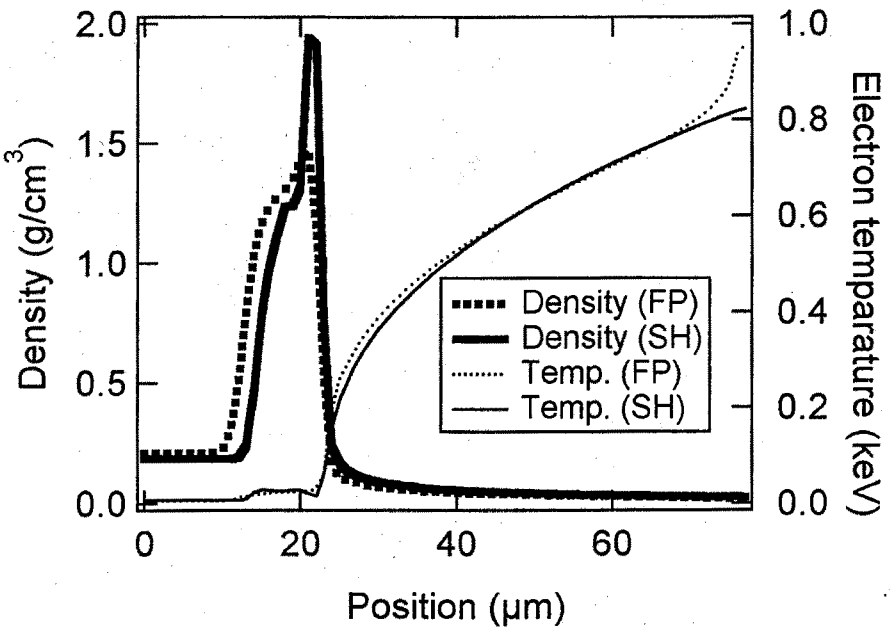


図 5-13　SH および FP シミュレーションによる密度・温度プロファイル
2 次元シミュレーション「KEICO-2D」による温度・密度プロファイルを示す．SH モードおよび FP モードでの計算結果より，温度分布はほぼ等しいものの，アブレーション面の密度に関しては FP モードの方が SH モードに比べて明らかに低い結果となった．これは非局所電子熱輸送によるアブレーション面密度の低下を明らかに示している．

ば，ターゲット厚さに対する依存性に関しては，ターゲット厚が厚くなればなるほどターゲット加速度が小さくなるので，古典成長率およびアブレーション面での成長率（すなわち本実験での成長率）はほぼ同じ変化量で小さくなることが予想される．また，レーザー照射強度に関しても，レーザー照射強度の強弱に対応する加速度および質量噴出率の変化によって，線形成長率が変化することが予想される．

ところが前述のように，非局所電子熱輸送の効果の大小によりアブレーション面密度が変化する可能性がある．定性的に考えると，レーザー照射強度が高い場合は吸収点付近の電子温度が高くなるため，発生する高エネルギー電子の温度も高くなる．温度が高くなるとその平均自由行程も長くなるため，アブレーション面の密度はより低下する方向になる．また，ターゲットの厚さが薄い場合は，高エネルギー電子の加熱が効果的になると考えられる．

図 5-15 のターゲット厚さ依存性の結果より，ターゲット厚が厚くなればなるほど加速度が小さくなるために線形成長率は低下することがわかる．ここで古典成長率 – ILESTA-1D の計算値 – 実験値との関係に着目する．古典成長率と ILESTA-1D の計算値もしくは実験値との差は，(5-5)式における第 2 項（抑制項）を示す．もし非局所電子熱輸送の効果が無ければ，この差はターゲット厚に依らず一定のはずであるが，古典成長率と実験値との差に着目すると，ターゲットの厚さが薄くなればなるほどこの差が大きくなることがわかる．この傾向は非局所電子熱輸送の効果と一致する．同様に図 5-15 のレーザー照射強度依存性についても，古典成長率 – ILESTA-1D の計算値 – 実験値との関係を調べると，レーザー照射強度が大きいほど抑制効果が大きいことがわかる．これも非局所電子熱輸送の効果と一致する傾向である．

以上の実験・シミュレーション結果および理論式から，レーザー照射ターゲットの RT 不安定性の

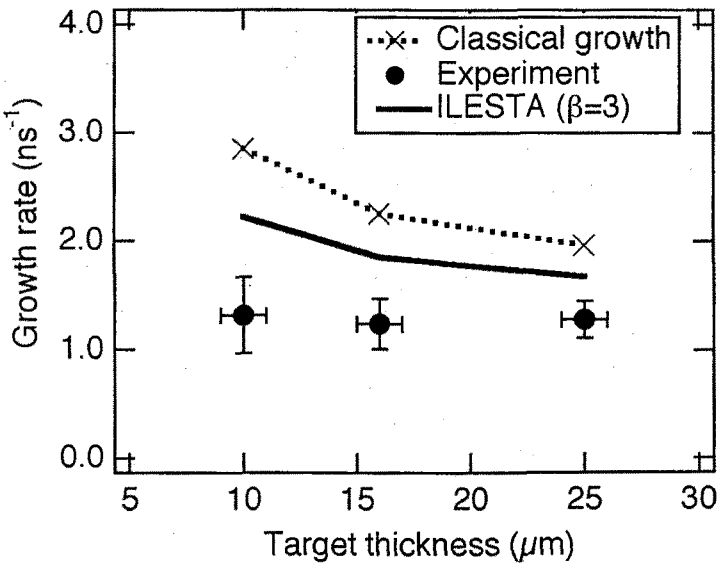


図 5-14 RT 線形成長率のターゲット厚依存性
実験値（●），古典成長率（破線），「ILESTA-1D」での計算値（実線）を示す．ターゲットの厚さが薄いほど ILESTA-1D の結果との開きが大きくなることがわかる．

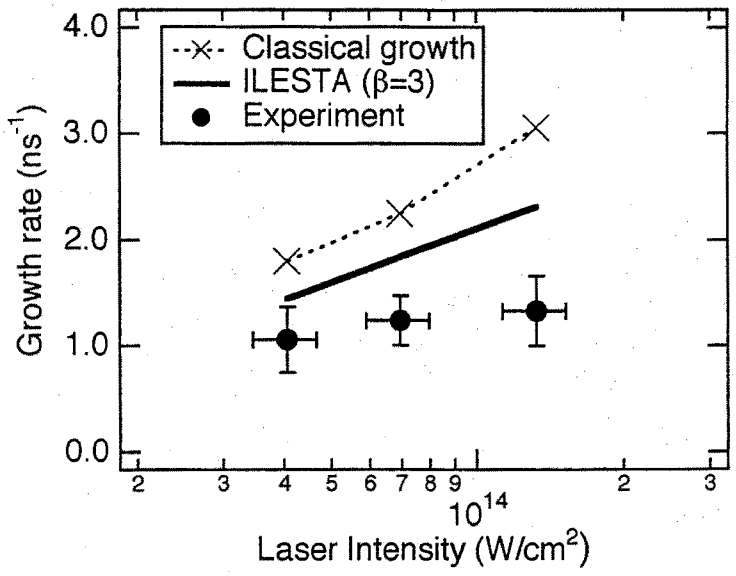


図 5-15　RT 線形成長率のレーザー照射強度依存性
実験値（●），古典成長率（破線），「ILESTA-1D」での計算値（実線）を示す．レーザーの照射強度が大きいほど ILESTA-1D との結果の開きが大きくなることがわかる．

パラメーター依存性より，その成長率と非局所電子熱輸送の効果との関係が明らかになった．レーザー照射ターゲットにおける RT 不安定性は，非局所電子熱輸送による高エネルギー電子がアブレーション面を加熱することによりその密度を下げ，実効的なアブレーション速度を増加させるために線形成長率が抑制されることが明らかになった．

5-6　まとめ

本章では，レーザー照射ターゲットにおける線形成長領域での RT 不安定性について，その成長率のアブレーションによる抑制効果を実験的に調べた．結果を以下にまとめる．

(1) 線形成長領域における RT 不安定性は，レーザー爆縮過程において振幅増大率が最も大きく，球対称爆縮を妨げる最大の要因となる．また，レーザーアブレーションにより線形成長率が抑制されることが理論的に予測されており，この抑制のパラメーター依存性を定量的に評価する必要がある．

(2) レーザー照射ターゲットにおける RT 線形成長率は，Takabe formula として理論的に与えられている．線形成長率を定量的に評価するためには，線形成長率およびこの表式中の線形成長率を決定する物理量を計測する必要がある．

(3) また，そのパラメーター依存性を得るためには種々の実験条件下において線形成長率およびその物理量を計測する必要がある．本章では，初期擾乱の波長，ターゲット厚さ，およびレーザーの照射強度を変化させて，そのパラメーター依存性を評価した．

・ 線形成長率を評価するための計測として，

(4) Face-on X 線バックライト法により，レーザー照射ターゲットが加速されている時間領域におい

て，質量面密度擾乱の時間変化をX線ストリークカメラで計測を行った．

(5) Side-on X線バックライト法により，レーザー照射ターゲットの加速軌跡をX線ストリークカメラで計測を行った．

(6) Face-on X線バックライト法により，照射ターゲットを透過するX線の時間変化を計測し，ターゲットの質量噴出率を評価した．

・ 計測された各物理量から線形成長率を1次元シミュレーション「ILESTA-1D」と比較した．結果として，

(7) 線形成長率を決定するパラメーターを ILESTA-1D の出力より計算し，ターゲットの質量面密度擾乱を評価し，その線形成長率を各条件について求めた．

(8) 線形成長率の初期擾乱波長依存性を，実験値とシミュレーション結果と比較したところ，全ての実験値がシミュレーション結果よりも低い成長率を示した．

(9) この不一致の可能性として，非局所電子熱輸送による高エネルギー電子がアブレーション面の密度を下げ，実効的なアブレーション速度を増大させることにより，線形成長率が抑制されている可能性がある．

・ 非局所電子熱輸送のRT線形成長率に及ぼす影響を定量的に評価するために，2次元Fokker-Planckシミュレーション「KEICO-2D」を用いて解析を行った．結果として，

(10)非局所熱伝導を考慮した Fokker-Planck コード「KEICO-2D」の計算結果は，古典熱伝導を基に計算した計算値よりも実験値に近い値を示した．

(11)「KEICO-2D」によって得られた密度プロファイルの計算結果より，Fokker-Planck モードでの計算値は古典熱伝導モードに比べてアブレーション面での密度が低いことがわかった．これは，非局所電子熱輸送による高エネルギー電子がアブレーション面を加熱し，その密度を下げていることを示している．

以上の結論として，

○ レーザー照射ターゲットのRT線形成長率は，アブレーションにより抑制される．また，非局所電子熱輸送による高エネルギー電子がアブレーション面を加熱し，アブレーション面密度を低下させることにより実効的なアブレーション速度を増加させ，成長率の抑制に寄与すると考えられる．すなわちレーザー照射ターゲットの線形成長率を正しく評価するためには，非局所電子熱輸送の効果を無視することは出来ない．このため，シミュレーションにおいても非局所電子熱輸送を正しく扱う Fokker-Planck コードが今後必要である．

第 5 章の参考文献

[1] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford University Press, London, 1968), Chap. 10.

[2] D. H. Sharp, Physica D **12**, 3 (1984).

[3] S. E. Bodner, Phys. Rev. Lett. **23**, 761 (1974).

[4] B. A. Remington, S. W. Haan, S. G. Glendinning, J. D. Kilkenny, D. H. Munro, and R. J. Wallace, Phys. Rev. Lett. 67, 3259 (1991); Phys. Fluids B **4**, 967 (1992).

[5] A. Raven, H. Azechi, T. Yamanaka, and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. **47**, 1049 (1981).

[6] A. J. Cole, J. D. Kilkenny, P. T. Rumsby, R. G. Evans, C. J. Hooker, and M. H. Key, Nature (London) **299**, 329 (1982).

[7] R. R. Whitlock, M. H. Emery, J. A. Stamper, E. A. McLean, S. P. Obenschain, and M. C. Peckerar, Phys. Rev. Lett. **52**, 819 (1984).

[8] J. Grun, M. H. Emery, S. Kacenjar, C. B. Opal, E. A. McLean, S. P. Obenschain, B. H. Ripin, and A. Schmitt, Phys. Rev. Lett. **53**, 1352 (1984).

[9] J. Grun, M. H. Emery, C. K. Manka, T. N. Lee, E. A. McLean, A. Mostovych, J. Stamper, S. E. Bodner, S. P. Obenschain, and B. H. Ripin, Phys. Rev. Lett. **58**, 2672 (1987).

[10] M. Desselberger, O. Willi, M. Savage, and M. J. Lamb, Phys. Rev. Lett. **65**, 2997 (1990).

[11] S. G. Glendinning, S. V. Weber, P. Bell, L. B. Dasilva, S. N. Dixit, M. A. Henesian, D. R. Kania, J. D. Kilkenny, H. T. Powell, R. J. Wallace, P. J. Wegner, J. P. Knauer, and C. P. Verdon, Phys. Rev. Lett. **69**, 1201 (1992).

[12] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth and R. L. Morse, Phys. Fluids **28**, 3676 (1985).

[13] D. H. Munro, Phys. Rev. A **38**, 1433 (1988).

[14] H. Takabe, M. Yamanaka, K. Mima, C. Yamanaka, H. Azechi, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Jitsuno, T. Norimatsu, M. Takagi, H. Nishimura, M. Nakai, T. Yabe, T. Sasaki, K. Yoshida, K. Nishihara, Y. Kato, Y. Izawa, T. Yamanaka, and S. Nakai, Phys. Fluids **10**, 2884 (1988).

[15] K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, and K. Mima, "Measurements of mass ablation rate of laser-irradiated target by face-on x-ray backlighting technique", submitted to Rev. Sci. Instrum.

[16] W. M. Manheimer, D. G. Colombant, and J. H. Gardner, Phys. Fluids, **25**, 1644 (1982).

[17] R. Betti, V. N. Goncharov, R. L. McCrory, P. Sorotokin, and C. P. Verdon, Phys. Plasmas **3**, 2122 (1996).

[18] T. A. Peyser, C. K. Manka, S. P. Obenschain, and K. J. Kearney, Phys Fluids B **3**, 1479 (1991).

[19] 西口彰夫, 私信.

[20] K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, M. Honda, K. Meguro, N. Miyanaga, H. Takabe, and K. Mima, Phys. Rev. Lett. **78**, 250 (1997).

[21] 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, R. J. Wallace, and S. V. Weber, Phys. Rev. Lett. **78**, 3318 (1997).

[22] H. Azechi, M. Nakai, K. Shigemori, N. Miyanaga, H. Shiraga, H. Nishimura, M. Honda, R. Ishizaki,

J. G. Wouchuk, H. Takabe, K. Nishihara, K. Mima, A. Nishiguchi, and T. Endo, Phys. Plasmas **4**, 4079 (1997).

[23] L. Spitzer and R. Härm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).

[24] A. R. Bell, R. G. Evans, and D. J. Nicholas, Phys. Rev. Lett. **46**, 243 (1981).

[25] T. D. Goldsack, J. D. Kilkenny, B. J. MacGowan, P. F. Cunningham, C. L. S. Lewis, M. H. Key, and P. T. Rumshy, Phys. Fluids **25**, 1634 (1982).

[26] M. Honda and K. Mima, "Two-dimensional Fokker-Planck simulation of ablative Rayleigh-Taylor instability", submitted to Phys. Rev. Lett.

第6章　レーリー・テーラー不安定性の非線形発展

6-1 はじめに

レーザー爆縮において，燃料シェルが加速する段階でのレーリー・テーラー(RT)不安定性により，ターゲット表面の空間擾乱が時間とともに指数関数的に増加することは，前章で述べたとおりである．擾乱の振幅が波長の 10～15%程度になると高次の高調波成分が現れ，線形成長による振幅は飽和し，成長は非線形となる[1-3]．線形成長領域から非線形領域での成長の大まかな振る舞いを図 6-1 に示す．擾乱の振幅が波長に比べて充分に小さい段階では，成長は指数関数的であるが（図 6-1(a)），振幅が波長の 10%近くになると形状は正弦波状から徐々に外れ，平坦な「バブル」と尖った「スパイク」との構造をもち，それぞれの振幅が成長を続ける[4,5]（図 6-1(b)）．一方，ターゲットの深さ方向に空間擾乱が伝播するため，ターゲット裏面にも空間擾乱が発生する．これをフィードスルー(Feed-through)という．この効果は，長波長の空間擾乱・薄いターゲットの場合に重要となる．後述のようにバブルとスパイクはそれぞれ時間とともに成長するが，スパイク部分が成長することにより界面で速度差が発生し，ケルビン・ヘルムホルツ（Kelvin-Helmholtz: KH）不安定性が起こる条件となり（図 6-1(c)），スパイクはマッシュルーム形状をもつようになる．

前章でも述べたように，RT 不安定性の線形成長はその成長が指数関数的であるため，微小な振幅でも容易に飽和レベルに達するまでの成長を行うと考えられる．また，加速相で発生する可能性のある「ターゲットの破断」は振幅の小さな線形成長領域では起こらず，この非線形成長領域で主に発生すると予想される．よって，RT 不安定性の非線形成長領域について，その定性的・定量的な振る舞いを実験的に得るのは加速相での燃料シェルの安定性を議論する上で非常に重要である．本章では，前章での RT 不安定性線形成長領域での結果を踏まえ，RT 不安定性の線形成長飽和から非線形成長領域に至る過程，および非線形成長領域での空間擾乱のについての観測を行い，その定性的な理解と定量評価を行う．

実験においては，初期擾乱波長λに対して初期振幅 a_0 の比較的大きなターゲット（$a_0/\lambda = 0.05$）をレーザー照射によって加速し，加速領域での RT 不安定性成長の観測を行った．非線形領域の振る舞いを得るために，前章で用いた Face-on X 線バックライト法に加えて Side-on X 線バックライト法による計測を行い，ターゲットの質量面密度擾乱とアブレーション面の空間擾乱の両方を計測した．Face-on X 線バックライト計測により，主に線形成長の飽和レベルと高次高調波の発生を評価し，

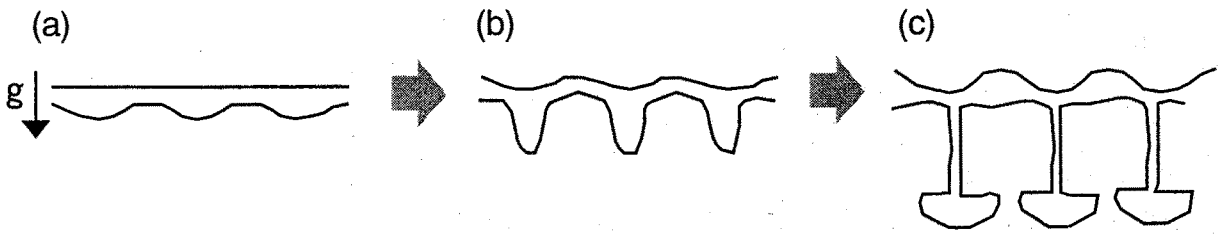


図 6-1　RT 線形成長→非線形成長のプロセス
(a)線形成長領域の RT 不安定性は，擾乱の振幅が波長の 10%程度になると成長が飽和し (b)高次高調波が発生することにより，いわゆる「バブル・スパイク」構造をもつようになる．また，ターゲット裏面に擾乱が伝播し，裏面にも空間擾乱が発生する（フィードスルー）．その後，スパイク部分でケルビン・ヘルムホルツ不安定性が発生するため，(c)マッシュルーム構造が現れる．

Side-on X 線バックライト計測により，バブル・スパイク構造の観測とフィードスルーの評価を行った．これらのデータにより，非線形成長領域の RT 不安定性の振る舞いについて検討を行う．

6-2 高次高調波の発生とバブル・スパイクの成長

RT 不安定性によって成長する空間擾乱の振幅は，擾乱の振幅がその波長に比べて充分の小さい段階では前章で述べたように指数関数的に成長する．その後，振幅が成長するにつれてその成長は線形成長から外れ，飽和することが知られている．線形成長が飽和すると，境界面上にかかる空間擾乱の形状は，振幅の山が尖ったスパイク状に，平坦なバブル状に変化する．空間擾乱のバブルの部分は重力（浮力）によって成長しようとし，スパイクの部分はバブルの部分から流入する媒質によって成長すると考えることが出来る．ここで，振幅の成長をバブル部分の挙動に着目し，近似的に考えてみる[4,6]．バブルの部分には抵抗力（drag force）がはたらくため，この抵抗力と浮力との釣り合いを考えると，抵抗力 F_{drag} は

$$F_{\mathrm{drag}} \approx -\rho_{\mathrm{heavy}} S u^2 \tag{6-1}$$

と表される．ここで ρ_{heavy} は高密度側の密度，S はバブルの表面積，u はバブルの成長速度である．バブル部分での抵抗力がスパイク部分の抵抗力が大きい場合，バブルはスパイクよりもゆっくりと成長する．最終的には浮力 F_{b} が

$$F_{\mathrm{b}} \approx \left(\rho_{\mathrm{heavy}} - \rho_{\mathrm{light}}\right) g V \tag{6-2}$$

という値になる．ここで V はバブルの体積である．よって(6-1), (6-2)式から，バブルの最終的な成長速度 u はこの抵抗力と浮力が等しくなるところであり，$u \sim c(g\lambda)^{1/2}$ に近づく（c は定数）．すなわち線形成長領域において，指数関数的に成長する振幅がある成長速度に達したときに線形成長は飽和する．より定量的な議論は以降で行う．

次に，単一モード（波長）の空間擾乱が如何にして上述のバブル・スパイク構造へと発展していくかを考える．単一モードからの高次高調波生成に関しては，擾乱の支配方程式を解く方法によって求めることが出来る．初期の擾乱が，$Z(y) = a_0\cos(ky)$であるとき，振幅 a_0 が線形成長によって $a_l = a_0\exp(\gamma t)$と成長率γ で成長するとき，$Z(y)$は以下のように表される[7]．

$$Z(y) = a_l \cos(ky) - \frac{1}{2} k a_l^{\,2} \cos(2ky) + k^2 a_l^{\,3} \left[\frac{3}{8}\cos(3ky) - \frac{1}{4}\cos(ky)\right] + O\left(k^3 a_l^{\,4}\right) \tag{6-3}$$

O は高次の成分であり，ここでは無視する．各高調波成分についてそれぞれ整理すると，

$$a_1 = a_l - \frac{1}{4} k^2 a_l \tag{6-4}$$

$$a_2 = -\frac{1}{2} k a_l^{\,2} \tag{6-5}$$

$$a_3 = \frac{3}{8} k^2 a_l \tag{6-6}$$

a_1, a_2, a_3 はそれぞれ基本波成分，2 倍高調波成分，3 倍高調波成分を表す．図 6-2 に $Z(y)$の時間変化の例を示す．例より明らかなように，時間とともにバブル・スパイク構造が明瞭になる．上式でも明らかなように，基本波成分には負の項があるために振幅がある値に達すると成長が減少に転ずる．また，基本波成分がバブルの最終的な成長速度（terminal velocity）に達すると，この摂動計算は意味をなさなくなる．

そこで，もう一度バブル・スパイクの成長について考える．ここでは Shvarts の考え方に従って，バブルの浮力と抵抗力の釣り合いの関係についてもう一度始めから解く[4]．まず，半径が R，密度がρ_{light} の球状のバブルがρ_{heavy} の密度側に等速度で昇っていく状態を考える（初期速度は 0）．バブルの浮力 F_b は(6-2)式で表される．バブルが等速度で動くとき，抵抗力 F_{drag} は(6-1)式を書き直すことにより，$F_{\text{drag}} = C_d S\rho_{\text{heavy}} U^2$ となる．ここで C_d は抵抗係数，S はバブルの断面積（$=\pi R^2$）である．抵抗力はバブルの周囲の密度（ρ_{heavy}）のみに依存し，バブル自体の密度（ρ_{light}）の影響は受けない．これは，初期速度が無い場合においてはバブル周囲の密度の運動量の増加により抵抗力が増加するためであり，バブルに及ぼす力のバランスにより，バブルの運動量は変化しないからである．抵抗力と浮力は等しいので，

$$\left(\rho_{\text{heavy}} - \rho_{\text{light}}\right) Vg = C_d S \rho_{\text{heavy}} \tag{6-7}$$

もしくは式変形により

$$U^2 = \frac{1}{C_d}\frac{V}{S}\frac{\left(\rho_{\text{heavy}} - \rho_{\text{light}}\right)}{\rho_{\text{heavy}}} \tag{6-8}$$

前節でも用いたアトウッド数 A_Tを

$$A_T \equiv \frac{\left(\rho_{\text{heavy}} - \rho_{\text{light}}\right)}{\left(\rho_{\text{heavy}} + \rho_{\text{light}}\right)} \tag{6-9}$$

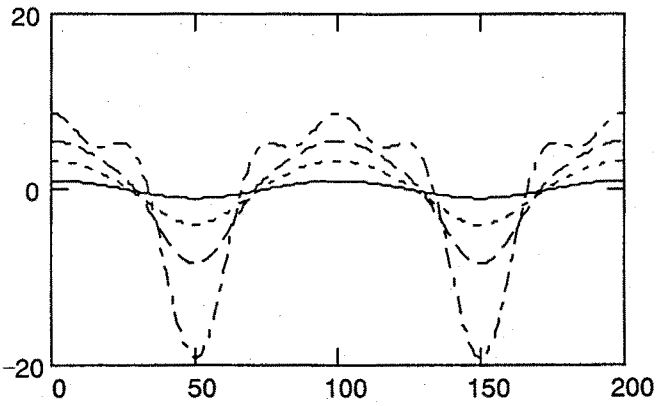


図 6-2　RT 不安定性成長による高次高調波の発生
振幅が大きくなると高次の成分（短波長成分）が出現し，擾乱の形状は正弦波からいわゆる「バブル・スパイク構造」をもつようになる．

とすると，(6-8)式中の項は

$$\frac{\left(\rho_{\text{heavy}}-\rho_{\text{light}}\right)}{\rho_{\text{heavy}}}=\frac{2A}{1+A} \tag{6-10}$$

また，$V/S = 4R/3$ である．擾乱の波長λを$\lambda=2R$ とすると，最終的にバブルの成長速度は

$$U=\sqrt{\frac{2}{3C_d}}\sqrt{\frac{2A}{1+A}g\lambda} \tag{6-11}$$

となる．一方，抵抗力が 0 でアトウッド数が 1 に近い場合，(6-7)を変形することにより振幅 a の時間変化はちょうど自由落下のようになることがわかる．

$$a\propto\frac{1}{2}gt^2 \tag{6-12}$$

アブレーション面の RT 不安定性の場合，こちらの方が良い近似を与えることも考えられる．これはアブレーション面での粘性などが小さいこと（= 抵抗力が小さい）s，アトウッド数が 1 に近いためである．

次に，バブル・スパイク構造のうちのスパイク部分に着目する．スパイクの長さは時間とともに増加していくが，バブルの境界面（ターゲット媒質とコロナ領域の間）では流速の差が生じる．すなわちケルビン・ヘルムホルツ（Kelvin-Helmholtz: KH）不安定性が発生する条件となる[8,9]．図 6-3 に概念図を示す．流速差のある界面に擾乱がある場合，その擾乱の山の下部は流速が低下して圧力が上がり，山の上部は逆に流速が増加して圧力が下がる．この圧力の差によって，高圧部が低圧部を押す条件となり，振幅は増加する．振幅が増加すると，この圧力差はますます大きくなるので，空間擾乱は成長する条件になる．この擾乱のある界面を渦とみなせば，4 章で述べたリヒトマイヤー・メシュコフ（RM）不安定性と同じ状況となり，マッシュルーム構造を形成すると考えられる．

これまでにおいて，RT 不安定性の非線形領域での成長に関するシミュレーションが多数行われている．しかし，シミュレーションの条件によって，スパイク上でのマッシュルーム構造の出現が起こったり起こらなかったりすることがわかっている[10,11]．マッシュルームが消える原因として考えられるのは，アブレーション流によってバブル側面で発生する速度差が打ち消されるというものである．これはアブレーション流とバブルの成長速度との関係によるもので，レーザーの照射速度（アブレーション速度）に強く依存すると考えられている．また，熱伝導が高次の成分を緩和するという解釈もなされている．

以上をまとめると，RT 線形成長から非線形成長へ至る過程として考えられる現象として，(I)線形擾乱（単一波長擾乱）から高次高調波の発生，(II)バブル・スパイク構造の形成，(III)バブル・スパイクの成長およびマッシュルーム構造の形成，という 3 つのプロセスが考えられる．また，ターゲットの条件により，この途中でターゲットが破断することも大いに考えられる．(I)の高次高調波の発生に関しては，その発生量が微小であることが考えられるため，Face-on X 線バックライト法による計測が適している．バブル・スパイク構造の形成および成長に関しては，Side-on X 線バックライト法によって計測することが可能である．

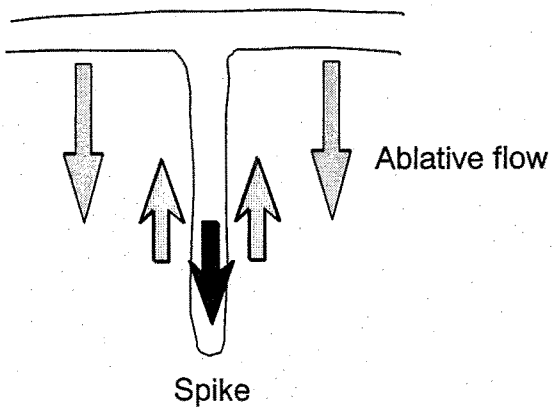


図 6-3 スパイク部で発生するケルビン・ヘルムホルツ(KH)不安定性とその抑制
スパイクの側面ではスパイクの成長による速度差から KH 不安定性が起こる条件となり，発生する渦によってマッシュルーム構造が形成されると考えられている．しかしアブレーション流がある場合，この速度差を打ち消す作用がはたらくため，マッシュルーム構造が形成されない可能性がある．

6-3 非線形成長領域における RT 不安定性の観測

6-3-1 実験条件

線形領域から非線形領域に至る RT 不安定性の振る舞いを調べるためには，主に擾乱の振幅が波長の 10%付近からそれ以上の領域を重点的に観測する必要がある．前節までにおいて得られた結果より，初期擾乱はスタートアップ相でリップル衝撃波の伝播により質量面密度擾乱の形で増加する．その後，RT 不安定性により前節で得られたような成長率で成長する．本章では前章で得られた結果を拡張させるという目的で，前章で用いた標準条件に近い実験条件を設定し，ターゲットの初期振幅のみ変化させた（初期擾乱を大きくした）．

照射レーザーには部分コヒーレント光（PCL，波長：0.53 μm）を用いた．パルス波形は 2.3 ns の半値全幅をもつ矩形波であり，立ち上がり・立ち下がり時間はそれぞれ約 50 ps，150 ps である．PCL の 2 ビームを集光径約 600 μm で同時に照射した．照射均一性を向上させるため，位相拡散板（RPP）を用いた．ターゲットの法線方向からのレーザーの入射角は，Side-on X 線バックライト計測の場合で 31.7°，Face-on X 線バックライト計測の場合は 37.4°であった．ターゲット上での照射強度は約 6×10^{13} W/cm^2 であった．一部の場合には，2 ビームの照射時間に遅延をかけて擬似的に 4.6 ns のパルス幅で照射した（このときの照射強度は約 1.0×10^{13}W/cm^2）．

照射ターゲットには，初期擾乱を付加したポリスチレン（PS）ターゲットを用いた．使用したターゲットの種類とその仕様を表 6-1 に示す．非線形領域を主に計測するという目的で，初期振幅を大きめ（波長の 5%）に設定した．変化させたターゲットのパラメーターは，初期擾乱の波長（λ）とターゲットの厚さ（d）である．初期擾乱波長を変化させることにより，線形成長の飽和レベルや高次高調波の発生の波長依存性を取得することが可能である．また，ターゲット厚さを変化させることによりターゲットの加速度が変化するため，非線形成長領域におけるバブルの成長に関するパラメーター依存性を取得することが出来る．

計測には Side-on X 線バックライト法と Face-on X 線バックライト法により，それぞれアブレーション面・裏面の断面像およびターゲットの質量面密度擾乱を計測した．高次高調波発生に関しては，

その振幅がかなり小さい領域であるので Face-on X 線バックライト計測によって X 線ストリークカメラを用いて観測を行った．非線形領域での振幅の成長，およびターゲット裏面へのフィードスルーに関しては，Side-on X 線バックライトによって X 線フレーミングカメラを用いて計測した．計測のまとめを表 6-2 に示す．計測法の原理，計測器の較正などについては 2 章で述べたとおりである．

	初期擾乱波長 (μm)	ターゲット厚 (μm)	初期振幅 (μm)
Type- 1	60	16	3
Type- 2	60	25	3
Type-3	100	16	5
Type-4	100	25	5

表 6-1 非線形 RT 不安定性観測のためのターゲット条件
初期振幅/波長を 0.05 に固定し，初期擾乱の波長およびターゲット厚を変化させた．

	観測対象	計測器	摘要
Face-on バックライト計測	質量面密度擾乱	X線ストリークカメラ	倍率:28倍, スリット結像(10×50 μm) カソード:CuI, バックライト:Cu, フィルター:Mg 10 μm
Side-on バックライト計測	ターゲット表面・裏面の空間擾乱	X線フレーミングカメラ	倍率:30倍, ピンホール結像(10 μmφ) カソード:CuI, バックライト:Cu, フィルター:Be 20 μm
ショットモニター	発光位置確認	X線ピンホールカメラ	倍率:7倍, フィルター:Al

表 6-2 本章で行った計測の概要

6-3-2 Face-on X 線バックライト法による高次高調波発生の観測

Face-on X 線バックライト計測によって質量面密度擾乱を計測することにより，高次高調波の発生および線形成長の飽和レベルを評価した． Face-on X 線バックライト計測で得られたストリーク像を図 6-4 に示す．生データは，X 線ストリークカメラの時間積分程度で積分し，各時刻での強度プロファイルを求め，バックライト X 線の強度分布を考慮して解析を行った．この計測での主たる目的は高次高調波の発生であるので，解析には 2 章で述べた畳込み積分を生データでフィッティングさせる方法を用いた．空間擾乱は 3 次の高次高調波までを考慮した．

図 6-5 に各ターゲット条件における質量面密度擾乱の時間変化を示す．ターゲット厚が 16 μm のタイプ (Type-1, 3) では加速開始時刻が約 0.5 ns であり，ターゲット厚が 25 μm のタイプ (Type-2, 4) では約 0.8 ns 前後である．加速開始までの時間帯においては，スタートアップ相でのリップル衝撃波の振動などにより質量面密度擾乱が変化する．加速開始後の時間領域においては，あるレベルまでは線形成長によって指数関数的に成長し，その後に高次高調波成分が現れる．2 倍高調波の出現時刻をそれぞれのターゲット条件について求めると，Type-1: 約 0.6 ns，Type-2: 約 1.4 ns，Type-3: 約 0.9 ns，Type-4: 約 1.5 ns であった．この時刻が線形成長のおおよその飽和開始時刻を示している．

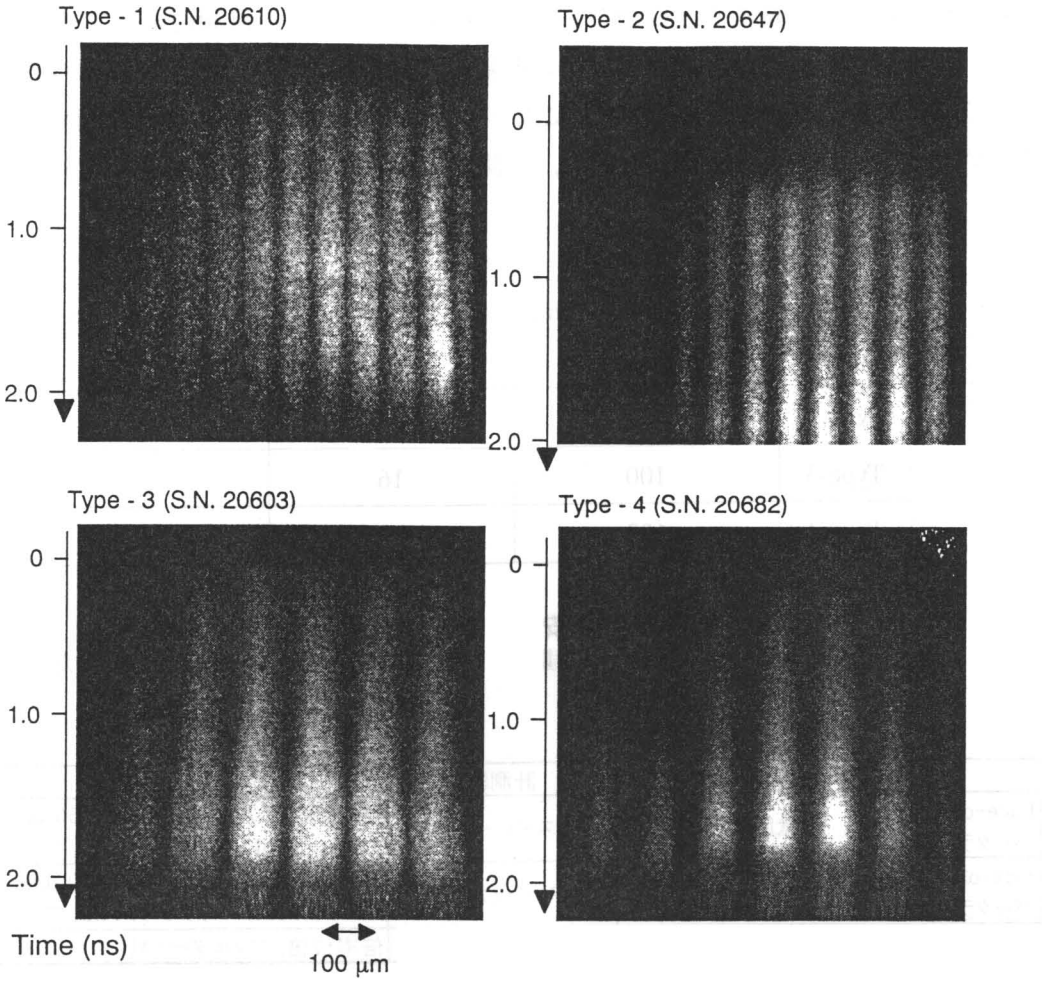


図 6-4 Face-on X 線バックライト計測による観測データ
高次高調波の発生を評価するために，各ターゲット条件（Type1～4）について質量面密度擾乱の時間変化を Face-on X 線バックライト法によって計測を行った．

この時刻での質量面密度擾乱の振幅値は，それぞれ Type-1: 6 μm·g/cm^3，Type-2: 12 μm·g/cm^3，Type-3: 10 μm·g/cm^3，Type-4: 10 μm·g/cm^3 程度であった．

Face-on X 線バックライト法で評価可能なものは質量面密度擾乱の値のみであり，ターゲット表面擾乱の飽和振幅を直接求めることが出来ない．このため，Face-on X 線バックライト法で得られた振幅飽和時刻を基に，次節で述べる Side-on X 線バックライトで計測したターゲット表面の振幅の値を評価する必要がある．

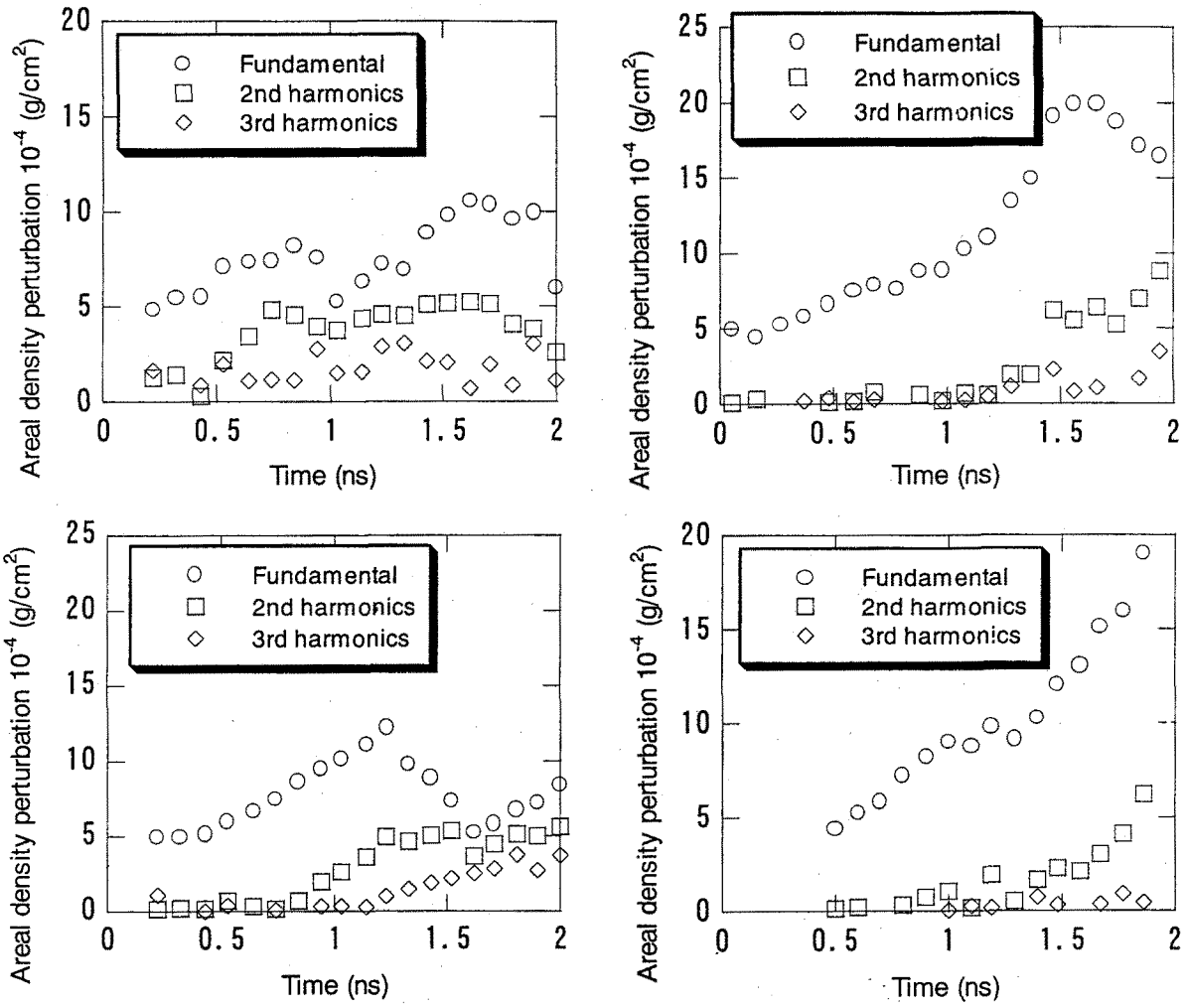


図 6-5　質量面密度擾乱の時間変化

各ターゲット条件における質量面密度擾乱の時間変化を，3 次の高次高調波成分まで解析を行った．解析にはコンボリューション積分のフィッティングを用いた．

6-3-3　Side-on X 線バックライト法によるターゲット表裏面擾乱の観測

Side-on X 線バックライト計測により，RT 不安定性により成長するターゲットの断面像を観測した．この計測で得られるのは，ターゲットの表・裏面の擾乱の形状である．各ターゲット条件において，ターゲット加速時における表裏面の形状およびその振幅の評価を行った．

図 6-6 に各ターゲット条件における各観測時刻における X 線フレーミングカメラの生データを示す．図中の白い部分が X 線強度の高い部分であり，黒い部分がターゲットの部分を示す．生データよりアブレーション面・裏面の擾乱を評価する際に，ここでは 3 章で利用した強度ヒストグラムによる等高線表示を用いた解析ではなく，エッジ検出によって境界面の判定を試みた．生データをそのまま両軸方向に強度プロファイルをとり，そのエッジ（例えばピーク値の半値の点など）をプロットする方法である．データ解析においては，生データをそのままプロットする前にノイズ成分を除去する必要がある．単純にスムージングやローパスフィルタなどの操作を施しても，ノイズ成分を除去するだけでなくエッジ自体も鈍くなる可能性がある．

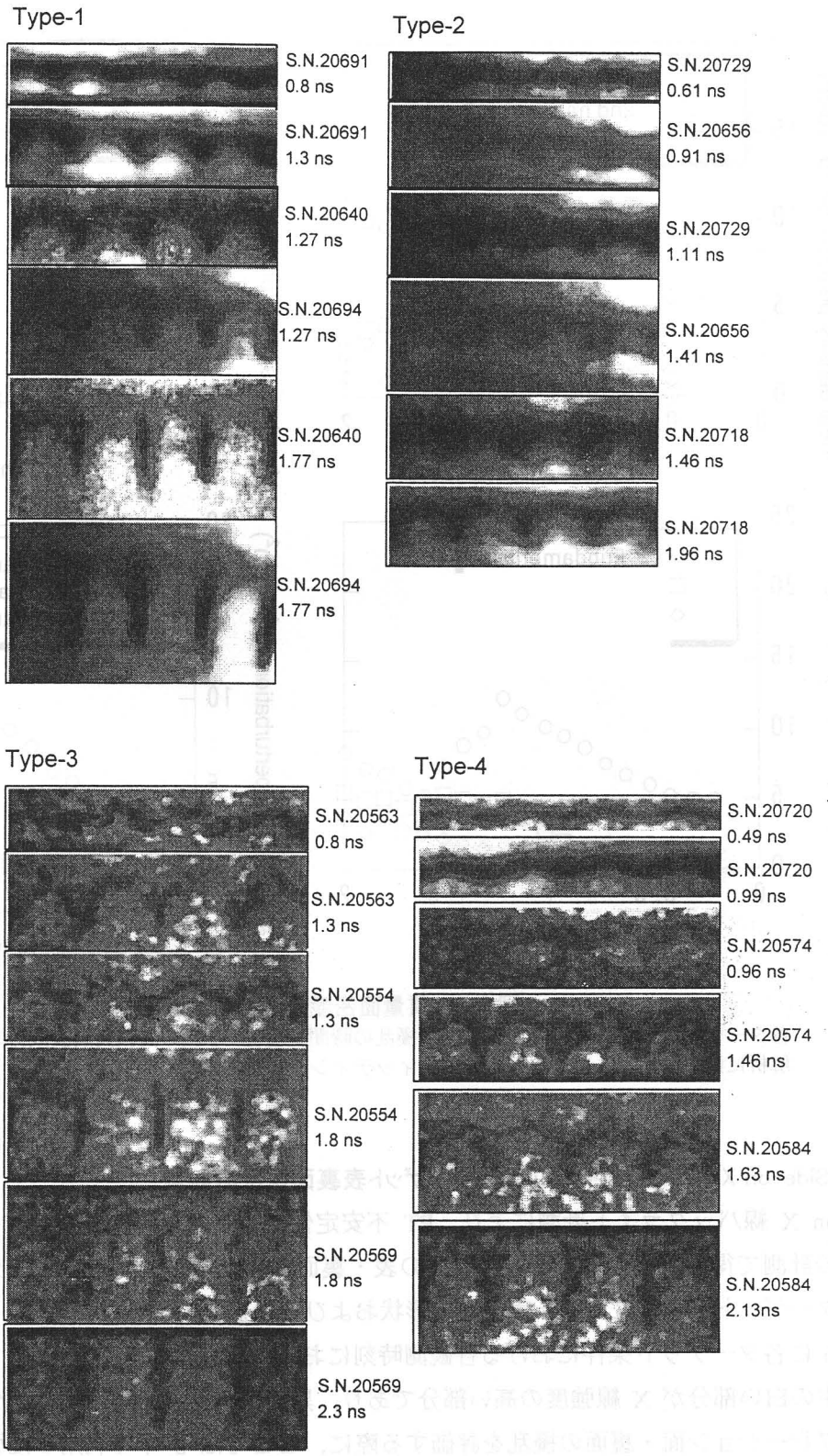


図 6-6 Side-on X 線バックライト法による RT 非線形成長の観測結果
Type1～4 の全てのデータを示す．レーザー照射面は向かって下であり，時間とともに空間擾乱がバブル・スパイク構造を形成し，最終的にターゲットが破断するところまでが観測されている．

エッジの鮮鋭性を保ったままノイズを除去する方法として，ここではメジアンフィルター（中間値フィルター）を用いた．メジアンフィルターは，ロバスト推定法による突発的雑音除去法の非常に簡単な例である．このフィルターは，各画素に対してその周りの局所領域内の画素の値の大きさを順に並び替えて，その値の中央の値を見つけ，その値に置き換える操作を行う．この操作によって，線形でシフト・インバリアントなフィルターにおいて悩まされる突発的な雑音による影響を除去出来る．また，一般の雑音の除去においても，画像に含まれるソリッドなパターンの輪郭や線情報をぼやかすことなく，雑音除去が行えるという特徴を持つ．

図 6-7 にこのメジアンフィルターを用いた解析例を示す．フィルターによってノイズを除去した後に，空間軸方向に強度プロファイルをとり，エッジ検出によって境界面を判定した．これによって得られたターゲット表裏面のプロファイルを三角関数によってフィッティングを行い，振幅の絶対値を求めた．一部のデータに関しては，バブル・スパイク構造が顕著になっているため，2 つの逆正接関数（arctan）を組み合わせた関数でフィッティングを行った．

図 6-8 に各ターゲット条件における表裏面の振幅の時間変化を示す．各データより，非線形成長領域における振幅の成長に関する検討を行った．まず，非線形成長領域の開始時刻を前節で求めた線形振幅飽和時刻とする．これより後の時間帯において，(I)バブル・スパイクが等速で成長する，(II)バブル・スパイクが自由落下の条件で成長するという 2 つのパターンについて考えた．図 6-8 中の破線・点線はそれぞれ等速成長，自由落下成長による成長を仮定して実験データのフィッティングを行ったものである．結果的には実験結果を自由落下の式に良くフィッティングされたが，データ数が少ないことと非線形成長の時間領域が短いことなどから，厳密な評価は困難であった．これはターゲットの有限厚さ効果によって成長が小さくなる効果[10]と併せて今後検討する必要がある．

マッシュルーム形状については，この標準の実験条件（レーザーの照射強度: 6×10^{13} W/cm^2）では明瞭には観測されなかった．前述のようにアブレーション流がマッシュルーム形状の形成を阻害している可能性もあるので，レーザーの照射強度を 1×10^{13} W/cm^2 に下げた場合の結果についても調

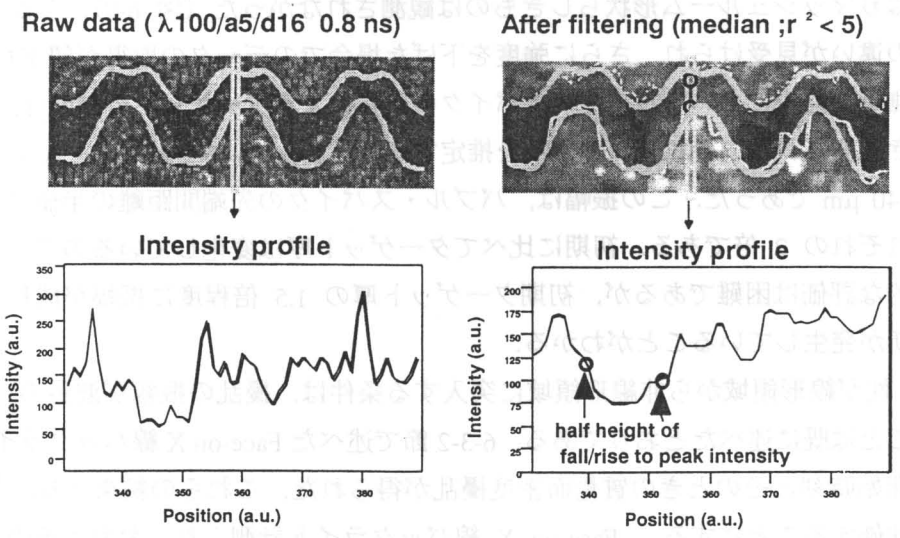


図 6-7 Side-on X 線バックライト計測の解析例（非線形 RT）
S/N 比の充分でないデータ（左上）に関しては，メジアンフィルター（中間値フィルター）を用いてデータの鮮鋭化を施した後に（右上）エッジ検出を行い（下），これにより擾乱の振幅を求めた．

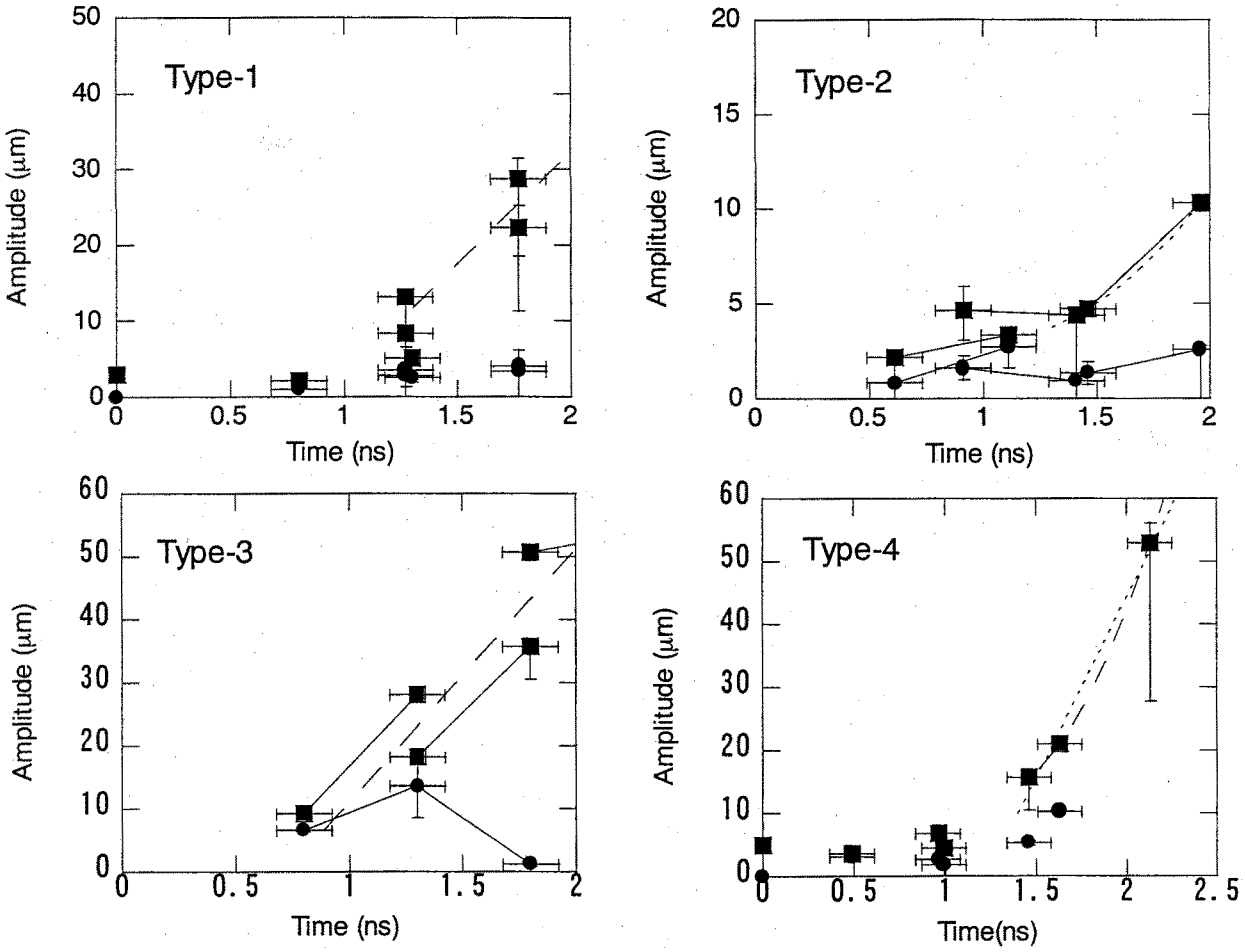


図 6-8　アブレーション表裏面の擾乱振幅の時間変化
各ターゲット条件のターゲット表面（■），裏面（●）の時間変化を示す．非線形成長領域の成長を等速運動（破線），自由落下（点線）を仮定した場合のフィッティング結果を併せて示す．

べたが，やはりマッシュルーム形状らしきものは観測されなかった（図 6-9）．しかし，スパイクの構造に若干の違いが見受けられ，さらに強度を下げた場合でのデータの取得が望まれる．

また，観測時刻途中においてバブル・スパイクの成長によるターゲットの破断[12]が Type-2 ターゲットを除き観測された．それぞれの振幅を推定すると，Type-1: 15～20 μm，Type-3: 20～30 μm，Type-4: 30～40 μm であった．この振幅は，バブル・スパイクの先端間距離の半値であるため，先端間距離はそれぞれの 2 倍である．初期に比べてターゲット厚は変化しているので，ターゲット破断条件の定量的な評価は困難であるが，初期ターゲット厚の 1.5 倍程度に振幅が成長した段階でターゲットの破断が発生していることがわかる．

RT 不安定性が線形領域から非線形領域に突入する条件は，擾乱の振幅が波長の 10～15%程度であるということは既に述べたとおりである．6-3-2 節で述べた Face-on X 線バックライト計測により，非線形飽和開始時刻とそのときの質量面密度擾乱が得られた．これらの結果より，非線形飽和開始時の振幅を評価することにする． Face-on X 線バックライト計測より，おおよその非線形飽和時刻が得られているので，この時刻におけるレーザー照射面の振幅を Side-on X 線バックライト計測の結果より評価する．非線形飽和開始時刻は，前で述べたとおり Type-1: 0.6 ns，Type-2: 1.4 ns，Type-3:

0.9 ns，Type-4: 1.5 ns であった．Side-on X 線バックライト計測により求まった各時刻での振幅の値は，おおよそ Type-1: 3 μm，Type-2: 6 μm，Type-3: 15 μm，Type-4: 16 μm であった．Type-1 の飽和開始時刻は非常に早く，ターゲット加速前において既に 2 倍高調波の成分が現れているため，RT 不安定性の成長により振幅が飽和するのかどうかを特定することは困難である．それ以外のケースにおいては，初期擾乱波長の約 10～15%の領域が線形成長飽和レベルであることがわかる．

次に，ターゲット表面の擾乱がターゲット深さ方向に伝播する「フィードスルー」の評価を行う．5 章でも少し触れたが，ターゲット表面の擾乱は深さとともに指数関数的に減衰して伝播する性質をもつ．すなわちターゲット厚さ d での裏面擾乱振幅 $a_r(d)$は，ターゲット表面の振幅が a のとき，

$$a_r(d) = a\exp(-kd) \tag{6-13}$$

と表される．ここで k は擾乱の波数である．Side-on X 線バックライト計測より，a_r と a は観測されていて，k も既知である．よって，式(6-13)の妥当性が評価可能である．ターゲット厚 d に関しては，Side-on X 線バックライト計測結果からも見積もりが可能であるが，観測視線方向の積分効果によって実際よりターゲット厚は厚く観測される．そこで 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」よりターゲット厚さを求めた．ILESTA-1D は古典熱伝導を基にしているため，本来であれば Fokker-Planck 方程式を解くタイプのシミュレーションコードの結果と比較すべきであるが，ターゲットの厚さ自体に関しては両者の差が小さいため（図 5-13 参照），ここでは ILESTA-1D で評価を行う．図 6-10 に ILESTA-1D によって得られたターゲット厚の時間変化を，初期ターゲット厚 16 μm と 25 μm の場合について示す．この値より，フィードスルー因子を exp(-kd)として計算した結果を図 6-10 の右に示す．実線は波長 60 μm，点線は波長 100 μm の擾乱に対するフィードスルー因子である．波長の長い擾乱ほどフィードスルー因子が大きいことは明らかである．実験的に得られたフィードスルー因子（表面振幅/裏面振幅）を図 6-10 に併せて示す．厳密には一致しないものの，ほぼ矛盾しない結果となった．非線形成長が進行した段階では一致しなくなるが，それ以外の領域では(6-13)式の関係が良く成り立つことがわかる．一方，Type-2 ターゲットにおいてはフィードスルーによる裏面の擾乱は表面の擾乱と逆の位相であることが観測されている．この解釈については，現段階では明らかになっていない．

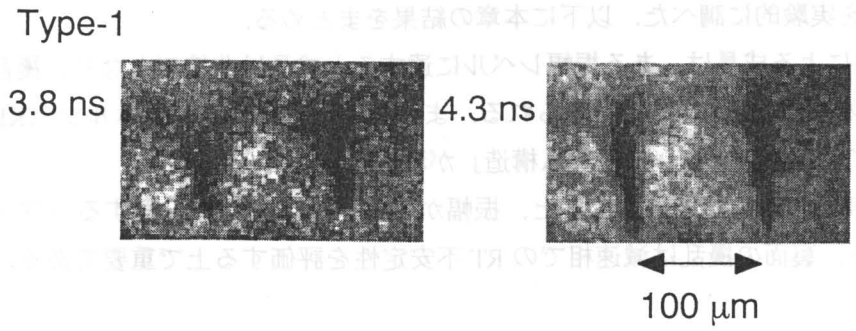


図 6-9 低強度照射の場合の Side-on X 線バックライト計測データ
強度を下げた条件（1×10^{13}W/cm^2）でもマッシュルーム構造は観測されなかった．観測時間はターゲットの飛距離を考慮している．

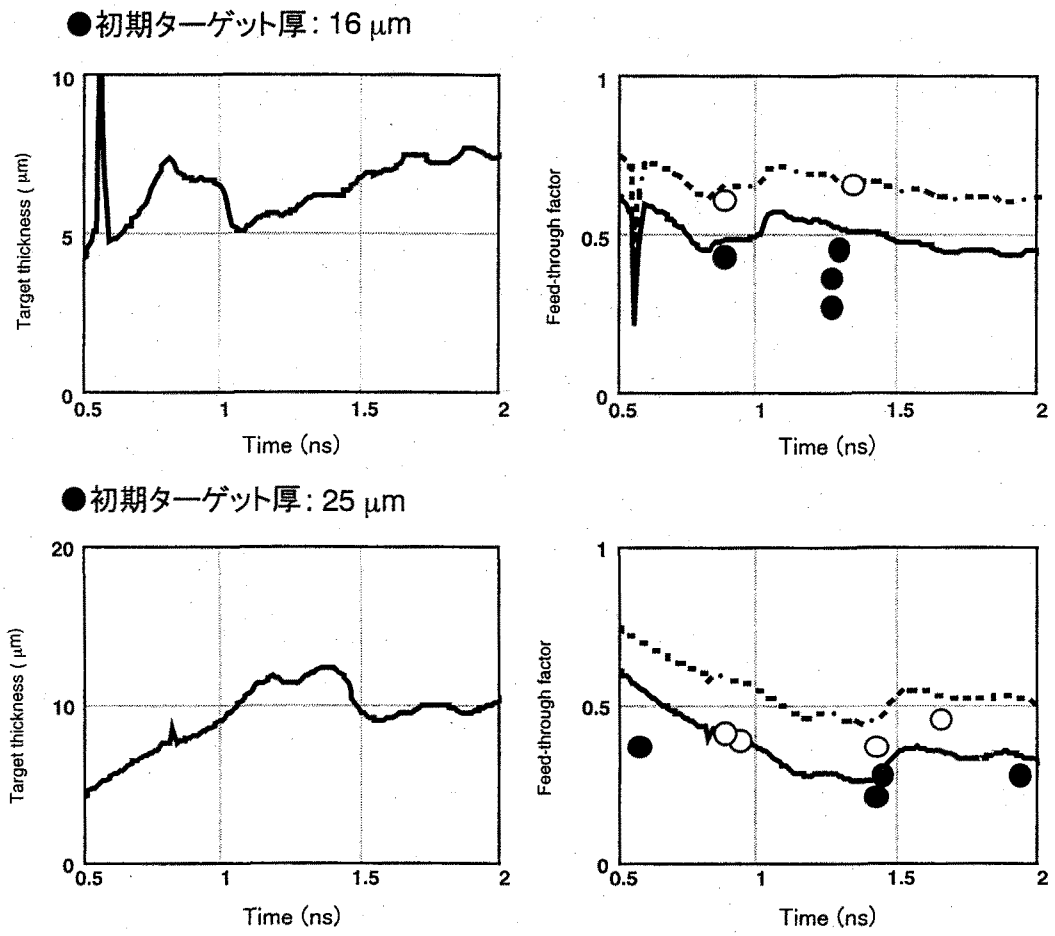


図 6-10　ILESTA-1D によるターゲット厚さおよびフィードスルー因子の評価
ターゲット厚さの時間変化を 1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」よって初期ターゲット厚 16 μm, 25 μm に対して求め（左），ターゲット厚さに対して擾乱が指数関数的に減少するモデルによって，表面の振幅と裏面の振幅の割合（Feed-through factor）を導出した（右）．点線が波長 100 μm，実線が波長 60 μm についての値である．実験で得られたフィードスルー因子と矛盾しない値となった．（●:波長 100 μm，○:波長 60 μm）

6-4 まとめ

本章では，レーザー爆縮の加速相で発生する RT 不安定性のうち，その成長が非線形な領域についての振る舞いを実験的に調べた．以下に本章の結果をまとめる．

(1) RT 不安定性による成長は，ある振幅レベルに達すると成長は非線形となり，擾乱の形状はバブル・スパイク構造に変化すると考えられる．また，ケルビン・ヘルムホルツ（KH）不安定性により，スパイク部に「マッシュルーム構造」が現れると考えられる．

(2) ターゲット表面の振幅が大きくなると，振幅がターゲット裏面に伝播する「フィードスルー」が顕著となる．裏面の擾乱は減速相での RT 不安定性を評価する上で重要である．

これらを観測するために，

(3) 非線形領域における RT 不安定性の定量的な評価を行うために，Face-on X 線バックライト法によって高次高調波の発生を，Side-on X 線バックライト法によってターゲット表裏面の空間形状

を観測した.

実験結果より,

(4) 線形成長の飽和レベル（高次高調波が顕著に発生する段階）は，擾乱の振幅が初期擾乱の波長に対して 10〜15%程度に成長する段階である.

(5) 線形成長の飽和後は，ターゲット表面の擾乱は非線形に成長する．成長は自由落下に近いものとなったが，ターゲットの有限厚さ効果などと併せて詳細な検討が必要である.

(6) フィードスルー（ターゲット表面の擾乱が裏面に伝播する現象）による裏面擾乱の変化が観測された．フィードスルーによる振幅は，単純なモデル計算と一致した.

(7) KH 不安定性に起因する「マッシュルーム構造」は観測されなかった．これはアブレーション流による抑制効果によるものと考えられる.

第6章の参考文献

[1] H. J. Kull, Phys. Rev. A **33**, 1957 (1986).

[2] S. W. Haan, Phys. Rev. A **39**, 5812 (1989).

[3] R. L. McCrory, L. Montierth, R. L. Morse, and C. P. Verdon, Phys Rev. Lett. **46**, 336 (1981).

[4] D. Shvarts, U. Alon, D. Ofer, R. L. McCrory, and C. P. Verdon, Phys. Plasmas **2**, 2465 (1995).

[5] U. Alon, J. Hecht, D. Mukamel, and D. Shvarts, Phys. Rev. Lett. **72**, 2867 (1994).

[6] H. Takabe and A. Yamamoto, Phys. Rev. A **44**, 5142 (1991).

[7] J. W. Jacobs and I. Catton, J. Fluid Mech. **187**, 329 (1988).

[8] D. L. Young, Physica **12D**, 32 (1984).

[9] K. I. Read, Physica **12D**, 45 (1984).

[10] C. P. Verdon, R. L. MacCrory, R. L. Morse, G. R. Baker, G. R. Baker, D. I. Meiron, and S. A. Orszag, Phys. Fluids **25**, 1653 (1982).

[11] M. H. Emery, J. P. Dahlburg, J. H. Gardner, Phys. Fluids **31**, 1007 (1988).

[12] 佐藤雅昭，大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻修士論文（1994）.

第7章　結論

レーザー核融合において，その爆縮過程における流体力学的不安定性の定量的評価は非常に重要である．本研究では，レーザー爆縮の各段階における流体力学的不安定性の観測を行い，理論モデルおよびシミュレーションとの比較を行い，その定量評価を行った．以下に本研究で得られた結果をまとめる．

第2章では，レーザー照射ターゲットにおける流体力学的不安定性の観測に使用した，X線バックライト法についてその原理と構成などについて述べた．本研究では，レーザー爆縮における流体力学的不安定性を定量的に評価するために，初期擾乱を付加した平面ターゲットに均一なレーザー光を照射し，擾乱の時間変化を計測するという方法を用いた．本章で得られた成果を以下にまとめる．

(1) レーザー爆縮過程における流体力学的不安定性を計測するためのX線バックライト法として，Side-on X線バックライト法およびFace-on X線バックライト法の2種類の方法を確立した．Side-on X線バックライト法ではターゲットの空間擾乱を2次元で計測することが可能であり，Face-on X線バックライト法では微小な質量面密度擾乱が計測可能である．

(2) Side-on X線バックライト法およびFace-on X線バックライト法で用いられる計測器等の構成について述べた．またFace-on X線バックライト法において，バックライトX線の透過率および計測器の空間分解能を較正することにより質量面密度擾乱の絶対値を導出する手法を確立した．

(3) 流体力学的不安定性成長の観測に必要不可欠である初期擾乱をもったターゲットの製作方法について述べた．長波長（波長 $> 40\ \mu m$）の空間擾乱については，熱プレス法式によって擾乱を付加し，短波長（波長 $< 40\ \mu m$）の空間擾乱についてはエキシマレーザーを用いたアブレーション法によって擾乱を付加した．これらの技術開発により，レーザー爆縮における流体力学的不安定性の観測に必要な広いパラメータ領域でのターゲットの供給が可能になった．

第3章では，スタートアップ相における流体力学的不安定性について述べた．スタートアップ相は，レーザーが照射されて発生する衝撃波がターゲット裏面に到達するまでの時間領域であり，この領域での流体力学的不安定性はターゲット中を伝播する衝撃波の性質に強く依存する．本章で得られた成果を以下にまとめる．

(1) ターゲット表面に初期擾乱をもったターゲットに均一なレーザーを照射すると，その表面の空間擾乱に沿った波面をもつ衝撃波が生成すると考えられる．この不均一な衝撃波（リップル衝撃波）は理論解析により位相の反転（振動）・減衰を伴ってターゲット中を伝播すると考えられる．また，リップル衝撃波の振動によりターゲットの質量面密度擾乱が変化することが予想される．

(2) 照射面に空間擾乱をもったポリスチレンターゲットにレーザーを照射し，(I)リップル衝撃波の波面（光学計測），(II)レーザー照射面の空間擾乱（Side-on X線バックライト計測），(III)ターゲットの質量面密度擾乱（Face-on X線バックライト計測）の各パラメータを観測した．

(3) それぞれの計測より，以下の3つの結果が得られた．(I)リップル衝撃波は位相の反転および減衰を伴いながら伝播する．(II)レーザー照射面の空間擾乱は変化しない．(III)質量面密度擾乱は増加する．また，リップル衝撃波面と振動とレーザー照射面の振幅の時間変化を考慮して得られる質

量面密度擾乱の値は，Face-on X 線バックライト法によって計測された値と良く一致し，リップル衝撃波面の振動が質量面密度擾乱の変化の要因となっていることが明らかになった．

(4) それぞれの計測結果は 2 次元シミュレーション「IZANAMI」の結果と良く一致した．また，理論解析による計算とも比較され，定性的な一致を示した．これにより，スタートアップ相における流体力学的不安定性としては，減衰を伴うリップル衝撃波の振動，およびそれにより付随して発生する質量面密度擾乱の変化が重要であることが明らかになった．

第 4 章では，希薄波相における流体力学的不安定性について，ターゲット裏面の空間擾乱およびそれから反射する希薄波がターゲット表面に及ぼす効果について調べた．本章で得られた成果を以下にまとめる．

(1) 希薄波相において，裏面に擾乱をもったターゲットにレーザーを照射する場合，アブレーション圧力によって伝播する衝撃波がターゲット裏面を通過する際にリヒトマイヤー・メシュコフ（RM）不安定性が発生する条件となる．この場合，初期の擾乱は位相が反転する方向で増加する．また，ターゲット裏面に衝撃波が到達すると，希薄波が反射してレーザー照射面へと伝播するが，ターゲット裏面に擾乱がある場合は反射希薄波がその擾乱形状を持つと考えられる．この不均一な希薄波がレーザー照射面に到達する際に，レーザー表面に空間擾乱を付加すると予想される．

(2) これらの現象を観測するために，裏面に空間擾乱を付加したターゲットにレーザー照射し，衝撃波が裏面に通過する際の裏面擾乱の時間変化を Side-on X 線バックライト法により計測した．計測結果より，ターゲット裏面の擾乱はその位相が反転する方向で変化することが分かった．また，反射希薄波がレーザー照射面に到達する際に発生するレーザー照射面の空間擾乱を観測した．発生する空間擾乱の位相は，定性的な予想と一致した．

(3) 反射希薄波によって発生する空間擾乱をレーリー・テーラー（RT）不安定性によって成長させることにより，Face-on X 線バックライト法によって質量面密度擾乱を計測し，反射希薄波によって発生する空間擾乱の絶対値を求めた．

(4) ターゲット裏面で発生する RM 不安定性の成長は，理論式と良く一致することがわかった．また，1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」によって，反射希薄波到達時のレーザー照射面のダイナミクスを調べ，反射希薄波の到達時間差によって生じる空間擾乱の生成量を評価した．1 次元シミュレーションによって得られた単純な計算値は，実験結果と矛盾しない値であった．1 次元シミュレーションより，Feed-out によって生成する表面の空間擾乱は裏面の振幅の 2 乗に比例することが予想される．

(5) これらの結論として，希薄波相においては，ターゲット裏面において発生する RM 不安定性，反射希薄波により生成するレーザー照射面の空間擾乱が重要となる．これらはそれぞれ減速相の RT 不安定性，加速相の RT 不安定性の種となると考えられる．

第 5 章では，加速相で発生する流体力学的不安定性で発生する RT 不安定性の線形成長率について実験的に調べた．実験では，線形成長領域における RT 不安定性成長率および成長率を決定する各パラメータを計測した．本章で得られた成果を以下にまとめる．

(1) レーザー照射ターゲットにおけるRT線形成長率を決定するパラメータは理論的に与えられており，線形成長率を定量的に評価するためには，線形成長率および線形成長率を決定するパラメータを計測する必要がある．本章では，初期擾乱の波長，ターゲット厚さ，およびレーザーの照射強度を変化させて，RT線形成長率およびそのパラメータ依存性を評価した．

(2) 線形成長率を評価するための計測として，Face-on X線バックライト法により，レーザー照射ターゲットが加速されている時間領域において，質量面密度擾乱の時間変化をX線ストリークカメラで計測を行った．また，Side-on X線バックライト法により，レーザー照射ターゲットの加速軌跡をX線ストリークカメラで計測を行った．一方，Face-on X線バックライト法により，照射ターゲットを透過するX線の時間変化を計測し，ターゲットの質量噴出率を評価した．

(3) 計測された各パラメータから線形成長率を1次元シミュレーション「ILESTA-1D」と比較した．線形成長率の初期擾乱波長依存性を，実験値とシミュレーション結果と比較したところ，全ての実験値がシミュレーション結果よりも低い成長率を示した．また，Takabe formulaで表される理論式とも矛盾することがわかった．この不一致の要因として，非局所電子熱輸送による高エネルギー電子がアブレーション面の密度を下げ，実効的なアブレーション速度を増大させることにより，線形成長率が抑制されている可能性がある．

(4) 非局所電子熱輸送のRT線形成長率に及ぼす影響を定量的に評価するために，2次元Fokker-Planckシミュレーション「KEICO-2D」を用いて解析を行った．「KEICO-2D」の計算結果は，古典熱伝導を基に計算した計算値よりも実験値に近い値を示した．また，「KEICO-2D」によって得られた密度プロファイルの計算結果より，Fokker-Planckモードでの計算値は古典熱伝導モードに比べてアブレーション面での密度が低いことがわかった．これは，非局所電子熱輸送による高エネルギー電子がアブレーション面を加熱し，その密度を下げていることを示している．

(5) 結論として，レーザー照射ターゲットのRT線形成長率は，アブレーションにより抑制される．また，非局所電子熱輸送による高エネルギー電子がアブレーション面を加熱し，アブレーション面密度を低下させることにより実効的なアブレーション速度を増加させ，成長率の抑制に寄与することがわかった．

第6章では，加速相におけるRT不安定性の非線形発展について実験的に調べた．本章で得られた成果を以下にまとめる．

(1) RT不安定性による成長は，ある振幅レベルに達すると成長は非線形となり，擾乱の形状はバブル・スパイク構造に変化すると考えられる．また，ケルビン・ヘルムホルツ（KH）不安定性により，スパイク部に「マッシュルーム構造」が現れると考えられる．また，ターゲット表面の振幅が大きくなると，振幅がターゲット裏面に伝播する「フィードスルー」が顕著となる．裏面の擾乱は減速相でのRT不安定性を評価する上で重要である．

(2) これらの現象の観測として，非線形領域におけるRT不安定性の定量的な評価を行うために，Face-on X線バックライト法によって高次高調波の発生を，Side-on X線バックライト法によってターゲット表裏面の空間形状を観測した．

(3) 線形成長の飽和レベル（高次高調波が顕著に発生する段階）は，擾乱の振幅が初期擾乱の波長に対して10～15%程度に成長する段階である．線形成長の飽和後は，ターゲット表面の擾乱は非線

形に成長する．成長は自由落下に近いものとなったが，ターゲットの有限厚さ効果などと併せて詳細な検討が必要である．

(4) また，フィードスルー（ターゲット表面の擾乱が裏面に伝播する現象）による裏面擾乱の変化が観測された．フィードスルーによる振幅は，単純なモデル計算と一致した．KH 不安定性に起因する「マッシュルーム構造」は観測されなかった．これはアブレーション流による抑制効果によるものと考えられる．

以上の研究成果により，レーザー核融合における燃料ペレット爆縮の各段階の流体力学的不安定性の動的振る舞いが明らかになり，成長率の定量的な評価が可能になった．これにより，所定の核融合エネルギー利得を達成するために必要なレーザーの照射一様性，燃料ペレットの均一性等についての定量的な評価が可能となる．レーザー核融合エネルギー関係開発の中心的課題に関する極めて重要な知見が得られたものと確信する．本論文がレーザー核融合の進歩に貢献出来るならば，著者として喜びに耐えない次第である．

付録1 レーリー・テーラー不安定性成長の理論解析

付 1-1 はじめに

レーリー・テーラー(RT)不安定性は，自然現象の中にもよく見られるものであり，様々な分野で研究がなされている．本章でも述べるように，RT 不安定性はレーザー核融合では最も重要な問題であり，数多くの理論的なアプローチがなされている．レーザー核融合における RT 不安定性においての最も特徴的な点は，レーザー照射面においてアブレーションが発生することであり，その影響がすなわち解析の鍵となる．本章では，その基礎となる古典 RT 不安定性の成長率の線形解析について述べる．また，密度勾配による成長率の安定化に関する導出も併せて行う．

付 1-2 線形成長率の導出

レーリー・テーラー不安定性成長率の導出には，Chandrasekhar が行った線形解析を用いて行う．最初に，理想流体についての基礎方程式から出発する．オイラー方程式では，

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \qquad \text{(F1-1)}$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + p\mathbf{g} \qquad \text{(F1-2)}$$

と表される．式(F1-1)は連続の式，式(F1-2)は運動方程式である．ここでρ，p，$\mathbf{v} \equiv v_x\hat{\mathbf{x}} + v_y\hat{\mathbf{y}} + v_z\hat{\mathbf{z}}$はそれぞれ流体の密度，圧力，速度を表す．重力などの流体に及ぼす外力は，
$\mathbf{g} \equiv g_x\hat{\mathbf{x}} + g_y\hat{\mathbf{y}} + g_z\hat{\mathbf{z}}$と表される．RT 不安定性のある特定の場合として，水平面上に接した，静止した 2 つの流体を考える．ここで境界面に垂直な方向に z 軸をとり，重力が z 方向にかかるとする．重力は下向きにかかるので，$\mathbf{g} \equiv -g_z|\hat{\mathbf{z}}|$ $g_z < 0$ となる．全ての物理量は，境界面上以外の点において初期状態では均一である．

流体力学的な運動を調べるために，微小擾乱を与えた場合にオイラー方程式中の変数にどのような変化があるかを考える．擾乱が振幅として成長すると，流体は初期状態には 2 度と元に戻らないので，このようなタイプの擾乱について「不安定」であると呼ぶ．したがって，式(F1-1)，(F1-2)中の変数を以下のように置き換える．

$$\rho = \rho_0 + \rho_1$$
$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1$$
$$p = p_0 + p_1$$

添字の「0」は擾乱の無い「0 次の」流体の運動を表しており，式(1)および(2)を満たさなければならない．添字「1」の項は 0 次の運動からの微小な擾乱を示しており，$p_1 \ll p_0$，$\mathbf{v}_1 \ll \mathbf{v}_0$，$p_1 \ll p_0$である．これらを(F1-1)，(F1-2)式に代入すると，それぞれ

$$\frac{\partial(\rho_0 + \rho_1)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_0 + \rho_1)(\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1)] = 0$$

$$(\rho_0 + \rho_1)\frac{\partial(\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1)}{\partial t} + (\rho_0 + \rho_1)[(\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1)\cdot\nabla](\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1)$$
$$= -\nabla(p_0 + p_1) + (\rho_0 + \rho_1)\mathbf{g}$$

書き直すと,

$$\frac{\partial\rho_0}{\partial t} + \frac{\partial\rho_1}{\partial t} + \nabla(\rho_0\mathbf{v}_0 + \rho_1\mathbf{v}_0 + \rho_0\mathbf{v}_1 + \rho_1\mathbf{v}_1) = 0 \qquad \text{(F1-3)}$$

$$\rho_0\frac{\partial\mathbf{v}_0}{\partial t} + \rho_1\frac{\partial\mathbf{v}_0}{\partial t} + \rho_0\frac{\partial\mathbf{v}_1}{\partial t} + \rho_1\frac{\partial\mathbf{v}_1}{\partial t}$$
$$+ \rho_0(\mathbf{v}_0\cdot\nabla\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1\cdot\nabla\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_0\cdot\nabla\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_1\cdot\nabla\mathbf{v}_1)$$
$$+ \rho_1(\mathbf{v}_0\cdot\nabla\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1\cdot\nabla\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_0\cdot\nabla\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_1\cdot\nabla\mathbf{v}_1) = -\nabla p_0 - \nabla p_1 + \rho_0\mathbf{g} + \rho_1\mathbf{g} \qquad \text{(F1-4)}$$

ゼロ次の物理量は(F1-1), (F1-2)式を満足するので,

$$\frac{\partial\rho_0}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho_0\mathbf{v}_0) = 0 \qquad \text{(F1-5)}$$

$$\rho_0 v_0 + \rho_0\cdot(\mathbf{v}_0\cdot\nabla)\mathbf{v}_0 = -\nabla p_0 + \rho_0\mathbf{g} \qquad \text{(F1-6)}$$

ゼロ次の流体方程式(F1-5), (F1-6)を(F1-3), (F1-4)式に代入すると, (F1-3), (F1-4)式中の 1 次の項を含まないものを消去することが出来る. また, 1 次の量はゼロ次に比べると非常に小さな値であるため, 1 次と 1 次の積は無視することが出来る. 線形な偏微分方程式を解くために, このような微小量を削除していく方法を「線形化」と呼ぶ. 線形化の結果, ゼロ次の式を差し引くと, (F1-3), (F1-4)式は以下のようになる.

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho_1\mathbf{v}_0 + \rho_0\mathbf{v}_1) = 0 \qquad \text{(F1-7)}$$

$$\rho_1\frac{\partial v_0}{\partial t} + \rho_0\frac{\partial v_1}{\partial t} + \rho_0(\mathbf{v}_1\cdot\nabla\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_0\cdot\nabla\mathbf{v}_1) + \rho_1(\mathbf{v}_0\cdot\nabla\mathbf{v}_0) = -\nabla p_1 + \rho_1\mathbf{g} \qquad \text{(F1-8)}$$

さてここでレーリー・テーラー不安定性の問題について限定して考える. 時間的に初期の領域を考えると, 時間ゼロにおいて流体は静止しているので, $\mathbf{v}_0 = 0$ である. よって式(F1-7)と(F1-8)は,

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho_0\mathbf{v}_1) = 0 \qquad \text{(F1-9)}$$

$$\rho_0\frac{\partial\mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla p_1 + \rho_1\mathbf{g} \qquad \text{(F1-10)}$$

となる. 慣性核融合における多くの状況下では, 不安定な流れは局所的な音速よりも遅い速度で起こる. すなわち, 流体中の加速は流体の密度そのものを変化させるほどの強いものではなく, 流体は圧縮や膨張を行うことなく動くと考えてもよい. これを「非圧縮性流体」と呼ぶ. 衝撃波や球収束効果が無い場合では, この非圧縮流体の考えはほぼ正しい. 流体が密度の変化無しで動く場合,

それはラグランジェ方程式の密度の全微分項がゼロになる．すなわち

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla\rho = 0 \qquad \text{(F1-11)}$$

である．この式を不安定性解析の式に導入するために，前に述べた擾乱の概念を(F1-11)式に代入し，ゼロ次の項を差し引くという操作を行う．また同様に，1次の非線形項を取り除き線形化を行うと，(F1-11)式は，

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1\cdot\nabla\rho_0 = 0 \qquad \text{(F1-12)}$$

(F1-9)式より上式を拡張すると，

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t} + \rho_0\nabla\cdot\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_1\cdot\nabla\rho_0 = 0 \qquad \text{(F1-13)}$$

(F1-13)式から(F1-12)式を差し引くと，

$$\nabla\cdot\mathbf{v}_1 = 0 \qquad \text{(F1-14)}$$

これは非圧縮性流体の仮定の結果である．非圧縮性流体の仮定より，(F1-12)式あるいは(F1-14)式を用いて(F1-9)式の線形化された連続の式を置き換えることが出来る．

ここで(F1-10)式と(F1-12)式のベクトルの項を各空間成分に書き直す．線形化された運動方程式(F1-10)は，

$$\rho_0\frac{\partial v_{1x}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial x} + \rho_1 g_x$$

$$\rho_0\frac{\partial v_{1y}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial y} + \rho_1 g_y$$

$$\rho_0\frac{\partial v_{1z}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial z} + \rho_1 g_z$$

一方，線形化された非圧縮性流体の連続の式(F1-12)は，

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t} + v_{1x}\frac{\partial\rho_0}{\partial x} + v_{1y}\frac{\partial\rho_0}{\partial y} + v_{1z}\frac{\partial\rho_0}{\partial z} = 0$$

重力はz方向にしかはたらかないので，$g_x = g_y = 0$である．その上，ρ_0はそれぞれの媒質において均一であり，水平の境界面上のみで変化するので，$\partial\rho_0/\partial x = \partial\rho_0/\partial y = 0$である．ただし境界面上において$\partial\rho_0/\partial z$は0ではない．よって線形化された各成分の方程式は$g = |g_z| = -g_z$を用いることにより，

$$\rho_0\frac{\partial v_{1x}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial x} \qquad \text{(F1-15)}$$

$$\rho_0\frac{\partial v_{1y}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial y} \qquad \text{(F1-16)}$$

$$\rho_0 \frac{\partial v_{1z}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial z} - \rho_1 g \qquad \text{(F1-17)}$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + v_1 z \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \qquad \text{(F1-18)}$$

と書ける．ここで(F1-14)式を用いるのが便利である．すなわち以下のように書ける．

$$\frac{\partial v_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial v_{1y}}{\partial y} + \frac{\partial v_{1z}}{\partial z} = 0 \qquad \text{(F1-19)}$$

次の解析ステップでは，式(F1-15)-(F1-19)のフーリエ変換を行う．この方法は偏微分方程式を解く場合には極めて有効である．というのも，$F[f(t)]$を $f(t)$という関数のフーリエ変換とすると，その微分 df/dt のフーリエ変換は，

$$F[df/dt] = isF[f(t)]$$

と表されるからである．ここで s は変換定数である．故に，物理量にかかる微分演算子は，フーリエ変換とその変換値で表される量になる．ここで，以下の x と y に関する 2 次元フーリエ変換を以下のように定義する．

$$\begin{aligned}
V_{1x}(k_x, k_y, z, t) &= F_{xy}[v_{1x}(x, y, z, t)] \\
&\equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy v_{1x}(k_x, k_y, z, t) e^{i(k_x x + k_y y)} \\
V_{1y}(k_x, k_y, z, t) &= F_{xy}[v_{1y}(x, y, z, t)] \\
V_{1y}(k_x, k_y, z, t) &= F_{xy}[v_{1y}(x, y, z, t)] \\
P(k_x, k_y, z, t) &= F_{xy}[p_1(x, y, z, t)] \\
R(k_x, k_y, z, t) &= F_{xy}[\rho_1(x, y, z, t)]
\end{aligned}$$

z 方向には他の 2 方向と違って対称性がないため，z に関してはフーリエ変換を行わない．また，ρ_0 などのゼロ次の量も x や y の関数ではないため，単純にフーリエ積分で表される．このフーリエ変換の変数 k_x と k_y はそれぞれ波数ベクトル $\mathbf{k}$ の $\mathbf{x}$ 成分，$\mathbf{y}$ 成分と呼ばれ，その大きさは波数であり，$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ である．波長をこの波数で表すと，$\lambda = 2\pi/k$ である．

さらに，時間に対して指数関数的に線形 $e^{\gamma t}$ であるような解を探す．これはフーリエ変換で偏微分方程式を解くのに一般的な方法である．例えば，

$$V_{1z}(k_x, k_y, z, t) = \tilde{V}_{1z}(k_x, k_y, z) e^{\gamma t}$$

のような解を考えると，

$$\frac{\partial V_{1z}}{\partial t} = \gamma \tilde{V}_{1z} e^{\gamma t} = \gamma V_{1z}$$

となる．よって，微分された形が元に戻る．ここで変数γを周波数と呼ぶ．

式(F1-15)～(F1-19)をフーリエ変換し，解の時間に対する依存性が$e^{\gamma t}$のみと仮定すると，γはk_xとk_yのみの関数となり結果として，

$$\gamma\rho_0 V_{1x} = -ik_x P \tag{F1-20}$$

$$\gamma\rho_0 V_{1y} = -ik_y P \tag{F1-21}$$

$$\gamma\rho_0 V_{1z} = -\frac{\partial P}{\partial z} - gR \tag{F1-22}$$

$$\gamma R + V_{1z}\frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \tag{F1-23}$$

$$ik_x V_{1x} + ik_y V_{1y} + \frac{\partial V_{1z}}{\partial z} = 0 \tag{F1-24}$$

式(F1-20)-(F1-24)の解はすぐに求まる．(F1-20)式をik_xで掛けて(F1-21)をik_yで掛けるとそれぞれ

$$i\gamma\rho_0 k_x V_{1x} = k_x{}^2 P$$

$$i\gamma\rho_0 k_y V_{1y} = k_y{}^2 P$$

これらを足し合わせると，

$$i\gamma\rho_0\left(k_x V_{1x} + k_y V_{1y}\right) = \left(k_x{}^2 + k_y{}^2\right)P \tag{F1-25}$$

式(F1-24)より，$k_x V_{1x} + k_y V_{1y} = i\partial V_{1z}/\partial z$であり，式(F1-25)を代入すると，

$$-\gamma\rho_0\frac{\partial V_{1z}}{\partial z} = k^2 P \tag{F1-26}$$

ここで$k^2 = k_x{}^2 + k_y{}^2$である．次に式(F1-22)，(F1-23)式よりRを消去する．式(F1-23)は

$$R = -\frac{1}{\gamma}V_{1z}\frac{\partial \rho_0}{\partial z}$$

(F1-22)式を代入すると，

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\gamma\rho_0 V_{1z} + \frac{g}{\gamma}V_{1z}\frac{\partial \rho_0}{\partial z}$$

最終的に，式(F1-26)からPを解いて代入すると，

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0\frac{\partial V_{1z}}{\partial z}\right) = k^2\rho_0 V_{1z}\left(1 - \frac{g}{\gamma^2\rho_0}\frac{\partial \rho_0}{\partial z}\right) \tag{F1-27}$$

$k, g, \rho_0(z)$が定義されると，式(F1-27)は任意のγに対して解を持たない．解は特定の値γについて存在し，これを特性解や固有値と呼ぶ．ここで式(F1-27)を固有値方程式と呼び，この解V_{1z}を固有方程

式と呼ぶ.

ここでは均一な密度の流体を考えているので，境界面以外ではρ_0 の値は不変である．よって境界面から離れた場所では$\partial \rho_0/\partial z$は消去され，$\rho_o$は(F1-27)式からキャンセルされる．よって，式(F1-27)は，

$$\frac{\partial V_{1z}}{\partial z^2} = k^2 V_{1z}$$

この方程式に対する一般解は，

$$V_{1z} = Ae^{+kz} + Be^{-kz}$$

境界面に対して十分に離れた場所での垂直方向の速度は無視できるので，$z<0$ に対しては $A\neq 0$，$B=0$ の解を，$z>0$ に対しては $A=0$，$B\neq 0$ の解を選ぶ．流速の不連続は無限の加速や無限の力を表してしまうので，V_{1z}は境界面を横切って連続でなければならない．よって，

$$V_{1z} = We^{+kz}, z<0$$
$$V_{1z} = We^{-kz}, z>0$$

ここで，$W = V_{1z}(Z=0)$である．

しかし，微分$\partial V_{1z}/\partial z$は連続ではない．境界面より下では$-kW$であり，上では$+kW$の値をとる．(F1-27)式は$\partial V_{1z}/\partial z$ の不連続性と密度の不連続性の関係を表している．この関係式を用いて，不連続面での境界条件を解き，重力 g と波数 k と密度ジャンプの関数である固有値γを決定する．

境界条件を解くために，不連続面 z = 0 を含む微小な z についての(F1-27)式の積分を行う．積分して得られた導関数は，不連続面を横切る物理量の値の変化を示す．よって，式(F1-27)の左辺を積分すると，

$$\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_0 \frac{\partial V_{1z}}{\partial z}\right) dz = \rho_0 \frac{\partial V_{1z}}{\partial z}\Big|_{-\varepsilon}^{\varepsilon} = -\rho_0(z>0)kW - \rho_0(k<0)kW$$
$$= -kW\left(\rho_{\text{above}} + \rho_{\text{below}}\right) \equiv I_1 \qquad \text{(F1-28)}$$

ここで，$\rho_{\text{above}} = \rho_0$ (z > 0)は不連続面より上の密度，$\rho_{\text{below}} = \rho_0$ (z < 0)は下の部分の密度である．(F1-27)式の第 1 項は積分により

$$\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} k^2 \rho_0 V_{1z} dz = k^2 W\left(\rho_{\text{above}}\varepsilon + \rho_{\text{below}}\varepsilon\right) \equiv I_2 \qquad \text{(F1-29)}$$

(F1-27)式の第 2 項は，

$$-\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} k^2 \rho_0 V_{1z} \frac{g}{\gamma^2 \rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} dz = -\frac{k^2 W g}{\gamma^2} \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} dz = -\frac{k^2 W g}{\gamma^2} \rho_0\Big|_{-\varepsilon}^{\varepsilon}$$
$$= -\frac{k^2 W g}{\gamma^2}\left(\rho_{\text{above}} - \rho_{\text{below}}\right) \equiv I_3 \qquad \text{(F1-30)}$$

I_2はεに対して線形であるので，εの 0 の極限をとるとI_2は無視出来る．一方，I_1とI_3は$z=0$でも有

限の値をとる．よって，$I_1 = I_3$であり，

$$-kW\left(\rho_{\text{above}} + \rho_{\text{below}}\right) = -\frac{k^2 Wg}{\gamma^2}\left(\rho_{\text{above}} - \rho_{\text{below}}\right)$$

γ を解くと，

$$\gamma^2 = kg\frac{\left(\rho_{\text{above}} - \rho_{\text{below}}\right)}{\left(\rho_{\text{above}} + \rho_{\text{below}}\right)}$$

ここで，無次元数アトウッド数を以下のように定義する．

$$A \equiv \frac{\left(\rho_{\text{above}} - \rho_{\text{below}}\right)}{\left(\rho_{\text{above}} + \rho_{\text{below}}\right)}$$

よって，$\gamma^2 = kgA$ となる．解は $e^{\gamma t}$ に依存するので，例えば

$$\begin{aligned} V_{1z} &= \tilde{W}\left(k_x, k_y\right)e^{+kz}e^{\gamma t} \qquad (z < 0) \\ V_{1z} &= \tilde{W}\left(k_x, k_y\right)e^{-kz}e^{\gamma t} \qquad (z > 0) \end{aligned} \tag{F1-31}$$

$\rho_{\text{above}} > \rho_{\text{below}}$ の場合，A は正になるので境界面は不安定になり，擾乱は時間とともに成長率$\gamma = (kgA)^{1/2}$で成長する．一方，$\rho_{\text{above}} < \rho_{\text{below}}$の場合 A は負になるのでγは虚数となり，境界面は周波数 $\text{Im}(\gamma) = (kgA)^{1/2}$で振動する．

付 1-3 有限密度長効果によるレーリー・テーラー不安定性の安定化

実際の ICF ターゲットにおいては，異流体の界面は完全に不連続ではない．傾きが急な場合もあるが，むしろ密度は連続的に変化している．しかし，しばしばその密度の変化長が解析対象となる擾乱の波長と同程度になることもある．そこで，線形成長率に与える連続的な密度変化の効果を調べるために，以上の解析に加えて$\rho_0(z)$の変化を導入する．

LeLevier が用いた解析法を用いると，密度のプロファイルを以下のようにおく．

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \rho_{\text{below}} + \frac{1}{2}\Delta\rho e^{+Kz} \\ \rho_0 &= \rho_{\text{above}} - \frac{1}{2}\Delta\rho e^{-Kz} \end{aligned} \tag{F1-32}$$

ここで，$\Delta\rho = \rho_{\text{above}} - \rho_{\text{below}}$である．この式を(F1-15)～(F1-18)の比圧縮性流体の基礎方程式に代入するところから始める．ここで x, y が全ての変数において正弦波状に変化しているとすると，式(F1-15)および(F1-16)は省略することが出来る．式(F1-17)および(F1-18)より，

$$\rho_0\frac{\partial v_{1z}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial z} - \rho_1 g \tag{F1-33}$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + v_{1z}\frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \tag{F1-34}$$

また，v_{1z}を以下のように指数関数的に変化すると仮定する．

$$\begin{aligned} v_{1z}(x,z,t) &= e^{+kz}\cos kx f(t), z<0 \\ v_{1z}(x,z,t) &= e^{-kz}\cos kx f(t), z>0 \end{aligned} \tag{F1-35}$$

これはあくまで仮定である．というのも，この固有関数 v_{1z} を表す式は，密度が不連続の場合の式(F1-31)の解に実際一致するからである．全く同じように，連続的に変化する密度勾配の効果を定量的に評価した不安定性成長の単純な表式を導くことが出来る．Mikaelian は式(F1-32)で表されるような密度勾配をもつ場合についての固有関数とその成長率を数値的に正確に解き，近似的な固有関数が良い結果を導くことを明らかにした．

そこで，式(F1-34)を積分することによりρ_1に関する表式を導くと，

$$\rho_1(x,z,t) = -\frac{\partial \rho_0}{\partial z}\int_0^t v_{1z}dt'$$

ここで，初期の密度擾乱はゼロとし，ゼロ次の密度$\rho_0(z)$は変化しないと仮定する．これを式(F1-33)に代入して変形すると，

$$\frac{\partial p_1}{\partial z} = -\rho_0\frac{\partial v_{1z}}{\partial t} + g\frac{\partial \rho_0}{\partial z}\int_0^t v_{1z}dt'$$

$\rho_0(z)$，v_{1z}に対する表式(F1-32)，(F1-35)を用いることにより，

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_1}{\partial z} &= -\cos kx\left[\rho_{\text{below}} + \frac{1}{2}\Delta\rho e^{+Kz}\right]e^{+kz}\dot{f} + \frac{gK\Delta\rho}{2}e^{+(K+k)z}\int_0^t f(t')dt', z<0 \\ \frac{\partial p_1}{\partial z} &= -\cos kx\left[\rho_{\text{below}} - \frac{1}{2}\Delta\rho e^{-Kz}\right]e^{-kz}\dot{f} + \frac{gK\Delta\rho}{2}e^{-(K+k)z}\int_0^t f(t')dt', z>0 \end{aligned}$$

この1次の圧力の微分表式より，zを-∞から0まで積分することによりp_1 (z = 0)を得ることが出来る．同様にzを0から+∞まで積分することにより，p_1 (z = 0)の別の表式を得ることが出来るであろう．これらの2つの表式は等しくなければならない．というのも，連続して密度が変化する状態でのz = 0のp_1は連続であり，先に示した密度不連続の場合と異なるからである．積分することにより，

$$p_1(z=0) = \int_{-\infty}^{0}\frac{\partial p_1}{\partial z}dz = -\int_0^{\infty}\frac{\partial p_1}{\partial z}dz$$

よって，

$$\begin{aligned} &-\dot{f}\left[\frac{\rho_{below}}{k} + \frac{1}{2}\Delta\rho\frac{1}{K+k}\right] + \left(\int_0^t f dt'\right)\frac{g\Delta\rho}{2}\frac{K}{K+k} \\ &= \dot{f}\left[\frac{\rho_{below}}{k} - \frac{1}{2}\Delta\rho\frac{1}{K+k}\right] - \left(\int_0^t f dt'\right)\frac{g\Delta\rho}{2}\frac{K}{K+k} \end{aligned}$$

もしくは

$$\dot{f}\left(\frac{\rho_{above}+\rho_{below}}{k}\right)-g\Delta\rho\frac{K}{K+k}\left(\int_0^t f dt'\right)=0$$

微分して定数を整理すると,

$$f-g\frac{kK}{K+k}\left(\frac{\rho_{above}-\rho_{below}}{\rho_{above}+\rho_{below}}\right)f=0$$

この解は擾乱成長の指数関数を示す.

$$\gamma=\sqrt{\frac{gkK}{K+k}A}$$

ここで A は Atwood 数である. ここで密度スケール長を $L\equiv 1/K$ と定義する. これより成長率は,

$$\gamma=\sqrt{\frac{gkA}{1+kL}} \qquad \text{(F1-36)}$$

と表すことが出来る.

(F1-36)式より明らかなように, 密度勾配の効果は常に成長率を減少させる方向ではたらく. 空間擾乱の波長が密度スケール長に比べて非常に小さければ, $kL\gg 1$ となって結果的に $\gamma\rightarrow(gA/L)^{1/2}\equiv(gKA)^{1/2}$ となり, 成長率は波長にほとんど依存しないことがわかる. すなわち, 密度勾配は短波長擾乱の成長率をスケール長の逆数 K に等しい波数の成長率に制限することがわかる. 一方, 空間擾乱の波長が密度勾配に比べて充分に長い場合は, $kL\ll 1$ となって$\gamma\approx(kgA)^{1/2}$ となり, 密度勾配の影響をあまり受けないことがわかる.

付録 2　インプリントについて

付 2-1 はじめに

レーザー核融合においては，「直接照射型」方式と「間接照射型」方式の 2 種類の照射方式がある．直接照射方式は間接照射方式と比較して，流体力学的不安定性に関してはその条件が厳しい．その一つの理由は，加速相で発生する RT 不安定性の成長率の緩和効果が X 線照射の方が大きいことである．もう一つの大きな理由は，照射初期で発生する「インプリント」が直接照射方式の方が間接照射方式に比べて格段に大きいためである．レーザーはレーザーであるが故，照射強度分布にはそのコヒーレンスに起因するスペックルを持ち，また多ビーム照射の場合でもビーム数に起因する非一様性が存在する．レーザーがターゲットに照射されると，アブレーション構造が形成されることにより吸収点はターゲット表面から離れていく．このためにレーザーの吸収非一様性はある程度緩和されるが，アブレーション構造が形成されるごく初期の段階ではこの吸収非一様性が焼き付くことになり，結果として空間擾乱・速度擾乱を発生させる種となる．この一連の現象がインプリントである．

本研究では，初期擾乱をもったターゲットにレーザーを照射し，その流体力学的不安定性による成長の観測を行った．しかし現実には上で述べたように，ターゲットの表面粗さよりもインプリントによる空間擾乱の発生が流体力学的不安定性の初期条件を大きく左右している可能性がある．そこで，レーザーの照射不均一性がどの程度の空間擾乱を発生させるかを定量的に評価する必要がある．このレーザーの照射不均一性とそれにより発生する空間擾乱の振幅は「インプリント効率」と呼ばれており，現在精力的な研究が行われている．

本付節ではこのインプリントの定量評価に関する考え方を簡単に述べ，本研究におけるインプリントレベルについて評価を行う．

付 2-2 インプリントモデルおよび実験の概略

照射レーザーの強度非一様性がターゲットに及ぼす原因には，おもに 2 つが考えられる．まず(I)吸収の非一様性による圧力非一様性がターゲットに空間擾乱を生成すること，(II)質量噴出率（アブレーション速度）の不均一によりターゲット表面に空間擾乱が生成することである．これらを定量的に評価するために，疇地らは運動方程式と熱平滑化を基にした単純なインプリントモデルを構築した [H. Azechi *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 4079 (1997)]．このインプリントモデルを基に，1 次元シミュレーションコード「ILESTA-1D」と組み合わせ，定量的な評価を行った．

まず，圧力擾乱を運動方程式によって求める．レーザーの平均強度を I，その平均強度からの不均一性を δI とすると，圧力擾乱 δP は，

$$\frac{d\delta(mv)}{dt} = \delta P = \frac{2}{3}\frac{\delta I}{I_0}P_0 \frac{\int_{-\infty}^{z_{a0}} S_{\mathrm{abs}}(z)e^{-k|z-z_{a0}|}dz}{\int_{-\infty}^{z_{a0}} S_{\mathrm{abs}}(z)dz} \qquad \text{(F2-1)}$$

ここで，S_{abs} はレーザーの吸収強度，k は擾乱の波長，z はレーザー吸収点，z_{a} はアブレーション面

を示す．またここでは，アブレーションによって発生する圧力（アブレーション圧力）はレーザー強度の 2/3 乗に比例する性質を用いている．また熱平滑化に関しては，レーザーの吸収非一様性が波数・吸収点-アブレーション面距離に対して指数関数的に減衰するというモデルを使用している．レーザーの非一様性による圧力の非一様性は，ターゲット深さ方向に伝播する運動量の擾乱を発生させる．この運動量の擾乱は，ターゲット深さ方向および横方向に伝播される．両方向の速度擾乱を計算するために，1 次元シミュレーション「ILESTA-1D」より基礎物理量を求めるという方法をとる．

このように 1 次元シミュレーションと結合されたインプリントモデルを用いて，一連の実験との比較が行われた．インプリント実験で一般的に用いられる方法は，人為的に非一様性をもたせたレーザーでターゲットを照射するというものである．通常，インプリントで発生する空間擾乱は小さいために Face-on X 線バックライト法でも計測が困難である．そこで，低強度で非一様な部分コヒーレント光（フットパルス）を照射して空間擾乱を発生させ，その後に一様な高強度パルス（メインパルス）を照射してターゲットを加速し，この段階で RT 不安定性によって成長する質量面密度擾乱を観測するという方法がとられる．計測概念図を図 F2-1 に示す．計測は Face-on バックライト法によって行われた．インプリントによって発生する擾乱は，その波長や強度変調率などに依存するが，一連の実験結果より，インプリントの発生量がほぼ上記のモデルと一致することが確認された．

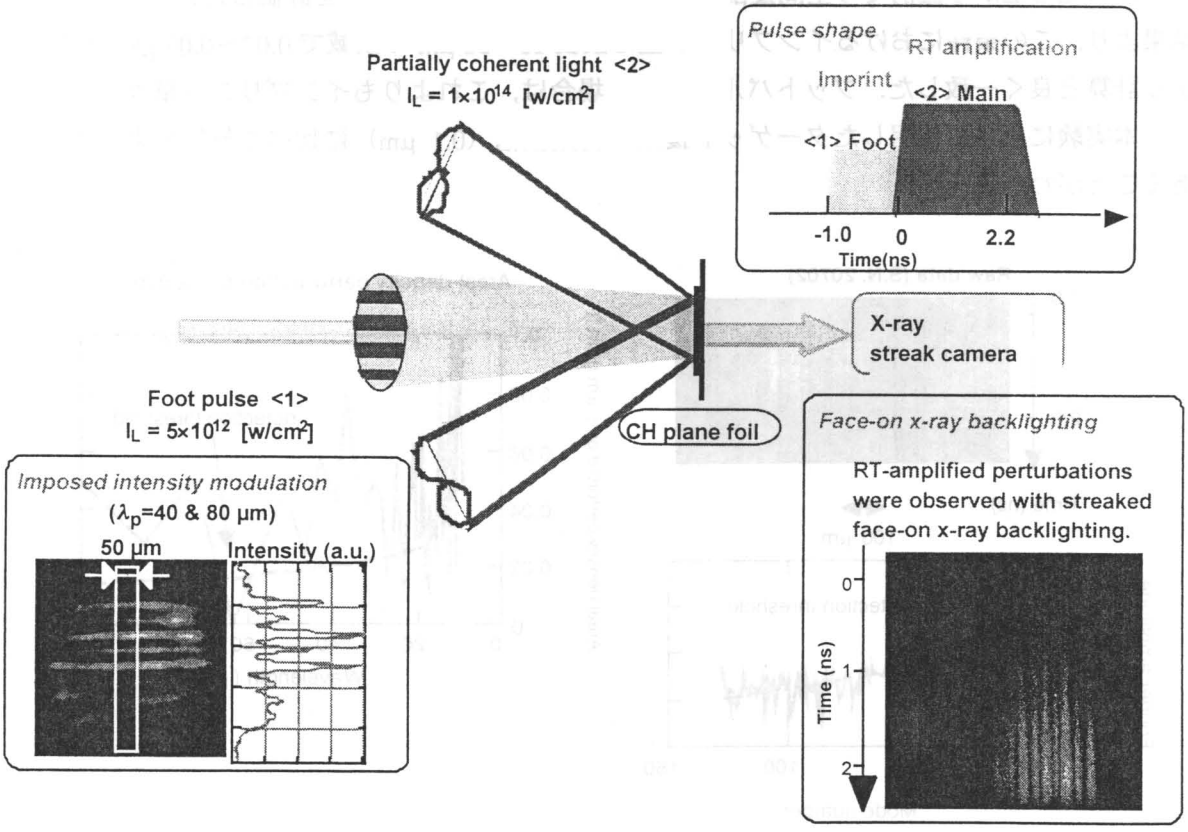


図 F2-1　インプリント実験の概念図
人為的に強度変調を付加したパルス（フットパルス）を照射した後に，一様なパルス（メインパルス）を照射して RT 不安定性によって成長した質量面密度擾乱を計測し，インプリントによって発生する擾乱の生成量を評価する．

付 2-3 本実験でのインプリント量の評価

部分コヒーレント光（PCL）は極めて優れた照射一様性を持つが，それ自身のもつ実質的なインプリント量を評価する必要がある．PCL は時間積分強度としては優れた照射均一性を持つが，短い時間スケール，すなわち有限なコヒーレンス時間（～2 ps）でランダムな強度変調が存在するため，それによって発生するインプリント量を実験・モデル計算で評価を行った．

まず，均一なポリスチレン（PS）ターゲットに，フットパルス無しのメインパルスのみの照射条件（通常の実験条件，照射強度 7×10^{13} W/cm^2）で質量面密度擾乱の時間変化を計測した．この場合，質量面密度擾乱の量は計測器の検出限界以下であった．そこで，通常のインプリント実験と同じく低強度のフットパルス（強度変調無し，照射強度 7×10^{12} W/cm^2，パルス幅 1.8 ns）を付加して観測を行ったところ，メインパルス後半で質量面密度擾乱が観測された．結果を図 F2-2 に示す．計測の絶対時刻 0 はメインパルスの立ち上がり半値としている．発生する擾乱は単一モード（波長）ではないため，時間分解能程度で時間積分されたバックライト X 線プロファイルをフーリエ変換し，波長成分で表す（図 F2-2 の左下）．フーリエ変換されたデータは，その DC 成分等から成る量子ノイズを含むため，それを差し引いて，各モードでの振幅から質量吸収係数・MTF を考慮し，質量面密度擾乱の絶対値に換算した．RT 成長率は 5 章でおおよその値が得られているため，これを考慮してメインパルス立ち上がり直前での空間擾乱の発生量（=インプリント量）を評価した．

結果より，この条件におけるインプリント量は波長 10～50 μm の領域で 0.02～0.03 g/cm2 であり，モデル計算と良く一致した．フットパルスが無い場合は，これよりもインプリント量は小さいことから，本実験において使用したターゲット擾乱の初期振幅（0.1 μm）に比べて無視出来うるレベルであることがわかる．

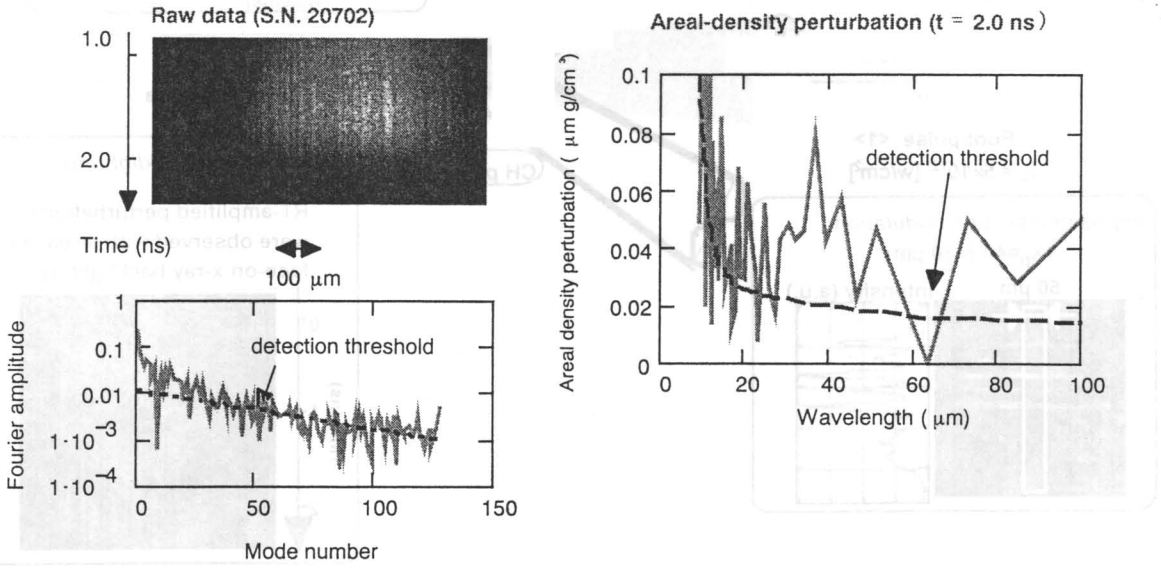


図 F2-2 強度変調無しの場合のインプリント評価

X 線ストリークカメラで得られたデータ（左上）をフーリエ変換し，ノイズレベルを考慮した後（左下），質量吸収係数・MTF で除することにより質量面密度擾乱の絶対値を得た（右）．

付録 3 Side-on バックライト法を用いた衝撃波速度の計測

5 章では Side-on バックライト法によりターゲットの加速軌跡を計測したが，これと全く同じ条件で衝撃波速度の計測が可能である．方法としては，若干厚めのターゲットにレーザーを照射し，Side-on バックライト法によってターゲット裏面の移動が開始する時刻を計測するというもので，ターゲットの厚さを裏面が移動を開始する時間で除すれば衝撃波の速度となる．図 F3-1 に X 線ストリークカメラによって計測された生データ例を示す．この例は，ベリリウム（Be）基盤上のポリスチレン薄膜（厚さ 55 μm）にレーザー照射強度 1.4×10^{14} W/cm^2 で照射した場合であり，約 1.65 ns にターゲット裏面が移動し始めているのがわかる．すなわち衝撃波速度は 73 (μm)/1.65 (ns) = 4.4×10^6 cm/s と得られる．図 F3-2 に衝撃波速度の照射強度依存性を示す．結果は 1 次元シミュレーション，モデル計算などと矛盾しない結果であった．この計測によって，衝撃波速度のほか，ターゲットの加速開始時刻を得ることも可能である．この計測によって得られる衝撃波速度などのデータを基に，実験での観測時間の設定を行った．

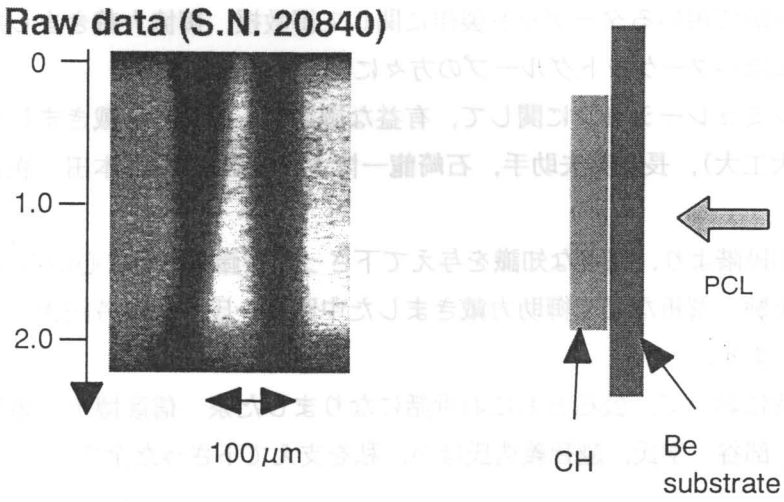


図 F3-1 Side-on バックライト法を用いた衝撃波速度の計測法（右）およびデータ（左）

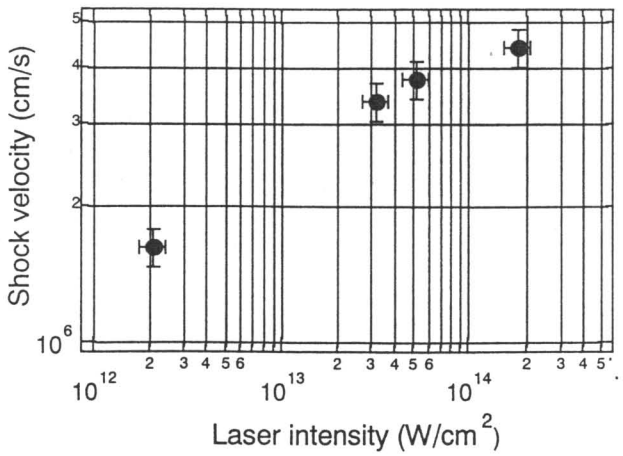


図 F3-11 衝撃波速度のレーザー照射強度依存性

謝　辞

本研究の遂行に際し，終始懇篤なる御指導・御鞭撻を戴きました中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します．また，本論文の作成にあたり御教授戴きました西原功修教授，堀池　寛教授に心からの謝意を表します．

また，本研究において終始有益な御指導・御助言を戴きました疇地　宏助教授，宮永憲明助教授，中井光男講師，白神宏之講師，遠藤琢磨助教授（名大）に心からの謝意を表します．

本研究は大阪大学レーザー核融合研究センターにおいて行われたものであり，すばらしい研究環境を提供して戴きましたセンター長・三間圀興教授に心からの謝意を表します．また，本研究に関して，御教授戴きました山中龍彦教授，井澤靖和教授，加藤義章教授，中塚正大教授，西村博明助教授，田中和夫助教授，兒玉了祐講師に謝意を表します．

本研究におけるプラズマ計測に関して，様々なご協力を戴きました前川　修技官，斉藤昌樹技官，島田京子技術補佐員，宮本昌弘氏，園本竜也氏，松下知広氏，東　寛之技術補佐員，正崎敏哉技術補佐員，押川幹生技術補佐員ほか，プラズマ計測グループの方々に心から感謝致します．

また，実験で用いるターゲット製作に関して御教授，御協力戴きました高木　勝博士，木村泰子技術補佐員ほかターゲットグループの方々に深く感謝致します．

理論・シミュレーションに関して，有益な御指導・御助言を戴きました高部英明教授，西口彰夫助教授（大工大），長友英夫助手，石崎龍一博士（核融合研），本田　満氏，松井伸幸氏に謝意を表します．

研究の初段階より，様々な知識を与えて下さった佐藤雅昭氏に心からの謝意を表します．

また，実験・解析などで御助力戴きました中路晋一氏，大西芳紀氏，永谷拓朗氏，錦野将元氏に謝意を表します．

研究生活において，公私ともにお世話になりました泉　信彦博士，藤島　晃氏，本田博史氏，藤田和久氏，部谷　学氏，越智義浩氏ほか，私を支えて下さった全ての方々に感謝致します．

業 績 目 録

発表論文

(1) "Experimental observation of transmission- and self-emission-types of radiation transport in x-ray-produced plasmas"
T. Endo, H. Shiraga, H. Nishimura, A. Fujishima, K. Shigemori, Y. Kato, S. Nakai, and C. Yamanaka
Physical Review E **49**, R1815 (1994).

(2) "Dynamic Behavior of Rippled Shock Waves and Subsequently Induced Areal-Density-Perturbation Growth in Laser-Irradiated Foils"
T. Endo, K. Shigemori, H. Azechi, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Sato, M. Nakai, S. Nakaji, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, and S. Nakai
Physical Review Letters **74**, 3608 (1995); **75**, 2908 (1995).

(3) "Recent Progress of Implosion Experiments with Uniformity-Improved GEKKO XII Laser at the Institute of Laser Engineering, Osaka University"
K. Mima, Y. Kato, H. Azechi, K. Shigemori, H. Takabe, N. Miyanaga, T. Kanabe, T. Norimatsu, H. Nishimura, H. Shiraga, M. Nakai, R. Kodama, K. A. Tanaka, M. Takagi, M. Nakatsuka, K. Nishihara, T. Yamanaka, and S. Nakai
Physics of Plasmas **4**, 2077 (1996).

(4) "Measurements of Rayleigh-Taylor Growth Rate of Planar Targets Irradiated Directly by Partially Coherent Light"
K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, M. Honda, K. Meguro, N. Miyanaga, H. Takabe, and K. Mima
Physical Review Letters **78**, 250 (1997).

(5) "Shigemori *et al.* reply"
K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, H. Takabe, and K. Mima
to be published in Physical Review Letters.

(6) "Direct-drive hydrodynamic instability experiments on GEKKO XII"
H. Azechi, M. Nakai, K. Shigemori, N. Miyanaga, H. Shiraga, H. Nishimura, M. Honda, R. Ishizaki, J. G. Wouchuk, H. Takabe, K. Nishihara, and K. Mima
Physics of Plasmas **5**, 4079 (1997).

(7) "High-convergence uniform implosion of fusion pellets with the new GEKKO laser"
H. Nishimura, H. Azechi, H. Shiraga, M. Nakai, N. Miyanaga, H. Takabe, T. Norimatsu, H. Fujita, K. Shigemori, M. Heya, N. Izumi, H. Honda, K. Fujita, A. Sunahara, M. Honda, T. Kanabe, T. Jitsuno, M. Takagi, R. Kodama, K.A. Tanaka, M. Nakatsuka, K. Nishihara, Y. Kato, T. Yamanaka, S. Nakai, and K. Mima
Plasma Physics and Controlled Fusion **39**, A401 (1997).

(8) "Measurements of mass ablation rate of laser-irradiated target by face-on x-ray backlighting technique"
K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, and K. Mima
submitted to Review of Scientific Instruments.

(9) "Experimental investigation on dynamics of rippled shock propagation in laser-irradiated targets"
K. Shigemori, H. Azechi, T. Endo, A. Nishiguchi, N. Matsui, M. Nakai, N. Miyanaga, R. Ishizaki, K. Nishihara, and K. Mima
submitted to Physics of Plasmas.

(10) "Influence of rear surface perturbation on hydrodynamic instability in laser-irradiated targets"
K. Shigemori, H. Azechi, R. Ishizaki, K. Nishihara, T. Nagaya, and K. Mima
to be submitted to Physical Review E.

その他の論文

(1) "Experimental Observation of Rippled Shock Wave"
K. Shigemori, H. Azechi, T. Endo, M. Nakai, T. Ohnishi, N. Miyanaga, N. Matsui, A. Nishiguchi, R. Ishizaki, K. Nishihara, and K. Mima
Annual Progress Report of Institute of Laser Engineering, Osaka University (1995) p. 133.

(2) "Fabrication of Rippled Foil Targets"
K. Shigemori, M. Takagi, and H. Azechi
Annual Progress Report of Institute of Laser Engineering, Osaka University (1995) p. 135.

(3) "Experimental Study on the Linear Growth Rate of Rayleigh-Taylor Instability"
K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, N. Miyanaga, K. Meguro, R. Kodama, M. Honda, N. Matsui, A. Nishiguchi, H. Takabe, and K. Mima
Annual Progress Report of Institute of Laser Engineering, Osaka University (1995) p. 137.

(4) "時間分解 X 線ラジオグラフィーとその流体力学実験への応用"
重森啓介, 疇地宏, 中井光男, 宮永憲明, 児玉了祐, 山中龍彦, 三間圀興
信学技報 **EID96-8**, 13 (1996).

(5) "X-ray Face-on Backlighting System for the Measurement of Areal-Density Perturbation"
K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, T. Nagaya, T. Kawasaki, M. Nishikino, T. Matsushita, T. Sonomoto, and O. Maegawa
Annual Progress Report of Institute of Laser Engineering, Osaka University (1996) p. 131.

(6) "Experimental Study on Linear Growth Rate of Rayleigh-Taylor Instability"
K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, M. Honda, T. Nagaya, N. Miyanaga, K. Meguro, H. Takabe, and K. Mima
Annual Progress Report of Institute of Laser Engineering, Osaka University (1996) p. 135.

国際会議

(1) "Indirect-drive Inertial Fusion Research at the Institute of Laser Engineering"
Y. Kato, H. Nishimura, H. Shiraga, T. Endo, H. Takabe, M. Murakami, K. A. Tanaka, N. Miyanaga, S. Miyamoto, N. Oba, M. Katayama, M. Nakamura, Y. Oshikane, M. Nakamura, A. Sunahara, A. Fujishima, K. Fujita, K. Shigemori, M. Takagi, T. Norimatsu, T. Jitsuno, T. Kanabe, M. Nakatsuka and S. Nakai
11th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Monterey, CA, USA, 25-29 October 1993.

(2) "Perturbation growth in initially-perturbed laser-irradiated foils before first-shock breakout"
T. Endo, K. Shigemori, H. Azechi, M. Sato, M. Nakai, S. Nakaji, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, K. Mima, A. Nishiguchi, M. Honda, and S. Nakai
24th Annual Anomalous Absorption Conference, Monterey, CA, USA, 6-10 June 1994.

(3) "Perturbation growth due to rippled shock in laser-irradiated corrugated foils - Experiments"
H. Azechi, T. Endo, K. Shigemori, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Sato, M. Nakai, S. Nakaji, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, and S. Nakai
36th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Minneapolis, MN, USA, 7-11 November 1994.

(4) "Start-up Problems in Laser Fusion - Perturbation Growth Before the First-shock Breakout – Experiments"
K. Shigemori, T. Endo, H. Azechi, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Sato, M. Nakai, S. Nakaji, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, K. A. Tanaka, Y. Kato, and S. Nakai
36th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Minneapolis, MN, USA, 7-11 November 1994.

(5) "Perturbation growth due to rippled shock oscillation in laser-irradiated corrugated foils"
K. Shigemori, H. Azechi, T. Endo, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Nakai, M. Sato, S. Nakaji, K. A. Tanaka, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, M. Honda, N. Matsui, A. Tanaka, Y. Kato, and S. Nakai
12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka, Japan, 24-28 April, 1995.

(6) "Experimental study on direct-drive implosion dynamics and stability with power-balanced, partially coherent Gekko XII green light"
H. Nishimura, H. Honda, K. Fujita, Y. Ochi, M. Nakai, H. Shiraga, K. Shigemori, K.A. Tanaka, T. Ohnishi, R. Kodama, H. Azechi, N. Miyanaga, Y. Kato, H. Takabe, K. Mima, and K. Nishihara
12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka, Japan, 24-28 April, 1995.

(7) "X-ray reemission from x-ray-produced various-Z plasmas"
T. Endo, H. Shiraga, H. Nishimura, A. Fujishima, K. Shigemori, Y. Kato, Y. Fukuda, T. Nishikawa, K. Nishihara, S. Nakai, and C. Yamanaka
12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka, Japan, 24-28 April, 1995.

(8) "Theoretical and experimental studies of hydrodynamic stability related to start up problem"
K. Nishihara, R. Ishizaki, T. Endo, K. Shigemori, H. Azechi, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Sato, M. Nakai, A. Ando and K.A. Tanaka
25th Annual Absorption Conference, Aspen, CO, USA, May 25 - June 1, 1995.

(9) "Dynamics of rippled shock wave in laser-irradiated targets"
H. Azechi, K. Shigemori, T. Endo, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Sato, M. Nakai, R. Ishizaki, K. Nishihara, S. Nakaji, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, K. A. Tanaka, and S. Nakai
Fifth International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, Stony Brook, NY, USA, 1995.

(10) "Large growth Rayleigh-Taylor instability experiments by using partially coherent light"
K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, N. Miyanaga, K. Meguro, R. Kodama, H. Takabe and K. Mima
37th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Louisville, KY, USA, November 6-10, 1995.

(11) "Hydrodynamic instability driven by nonuniform piston and ablation"
R. Ishizaki, K. Nishihara, Y. Ueshima, N. Matsui, M. Honda, K. Shigemori, H. Azechi, K. Mima, H. Sakagami, and A. Nishiguchi
37th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Louisville, KY, USA, November 6-10, 1995.

(12) "Single-Mode Initial-Imprinting of Laser-Irradiated Targets"
H. Azechi, K. Shigemori, M. Nakai, N. Miyanaga, H. Shiraga, K. Meguro, R. Kodama, H. Takabe, and K. Mima
37th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Louisville, KY, USA, November 6-10, 1995.

(13) "Direct-Drive Hydrodynamic Instability Experiments at GEKKO XII"
H. Azechi, M. Nakai, K. Shigemori, N. Miyanaga, M. Honda, H. Shiraga, R. Kodama, O. Maekawa, R. Ishizaki, H. Takabe, K. Nishihara, and K. Mima
26th Annual Anomalous Absorption Conference, Fairbanks, AK, USA, August 26-30, 1996.

(14) "High convergence uniform implosion of fusion pellets with New Gekko laser"
H. Nishimura, H. Azechi, H. Shiraga, M. Nakai, N. Miyanaga, H. Takabe, T. Norimatsu, H. Fujita, K. Shigemori, M. Heya, N. Izumi, H. Honda, K. Fujita, A. Sunahara, M. Honda, T. Kanabe, T. Jitsuno, M. Takagi, R. Kodama, K.A. Tanaka, M. Nakatsuka, K. Nishihara, Y. Kato, T. Yamanaka, S. Nakai, and K. Mima
8th International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, September 9-13, 1996.

(15) "Rippled Shock Propagation Driven by Laser Ablation"
R. Ishizaki, K. Nishihara, J.G. Wouchuk, M. Honda, N. Matsui, K. Shigemori, H. Azechi, K. Mima, H. Sakagami, and A. Nishiguchi
8th International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, September 9-13, 1996.

(16) "Experiments on Indirect/Direct-hybrid Drive Scheme"
H. Shiraga, H. Azechi, Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, M. Murakami, M. Nakai, S. Nakai, K. Nishihara, H. Nishimura, T. Norimatsu, K. Shigemori, H. Takabe, M. Takagi, T. Yamanaka, T. Endo, and C. Yamanaka
16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, Canada, 7-11 October, 1996.

(17) "Hydrodynamic instability experiments at GEKKO XII"
H. Azechi, M. Nakai, K. Shigemori, A. Nishiguchi, N. Miyanaga, M. Honda, H. Shiraga, R. Kodama, O. Maekawa, R. Ishizaki, H. Takabe, K. Nishihara, Y. Kato, T. Yamanaka, S. Nakai, and K. Mima.
16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, Canada, 7-11 October, 1996.

(18) "Recent Progress of Laser Fusion Research with GEKKO Lasers at ILE, Osaka"
K. Mima, M. Nakatsuka, H. Azechi, H. Fujita, M. Honda, H. Honda, Y. Izawa, R. Ishizaki, N. Izumi, T. Jitsuno, T. Kanabe, Y. Kato, Y. Kitagawa, R. Kodama, S. Matsuoka, M. Murakami, N. Miyanaga, S. Nakai, M. Nakai, K. Nishihara, H. Nishimura, A, Nishiguchi, T. Norimatsu, H. Shiraga, K. Shigemori, S. Sakabe, H. Takabe, K.A. Tanaka, M. Takagi, T. Yamanaka, M. Yamanaka, G.Y. Yoon, S. Miyamoto, K. Tsubakimoto, and C. Yamanaka
16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, Canada, 7-11 October 1996.

(19) "Theoretical studies on uniformity and stability in direct-drive laser fusion"
K. Nishihara, H. Takabe, M. Murakami, R. Ishizaki, J. G. Wouchuk, M. Honda, A. Sunahara, S. Hasegawa, Y. Shimuta, Y. Ueshima, H. Azechi, H. Shiraga, H. Nishimura, N. Miyanaga, M. Nakai, K. Shigemori, Y. Fukuda, and K. Mima
16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, Canada, 7-11 October 1996.

(20) "Irradiation Uniformity Constraints Based on Measured Growth of Hydrodynamic Instability"
N. Miyanaga, H. Azechi, M. Nakai, H. Shiraga, H. Nishimura, K. Shigemori, S. Matsuoka, K. Tsubakimoto, H. Honda, M. Nakatsuka, K. Nishihara, and K. Mima
2nd Solid State Lasers for Application to ICF, Paris, France, October 22-25, 1996.

(21) "Measurements of Rayleigh-Taylor Growth Rate of Planar Targets Irradiated by Partially-Coherent Light"
K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, M. Honda, N. Miyanaga, K. Meguro, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima
38th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Denver, CO, USA, 11-15 November, 1996.

(22) "Suppression of initial imprinting of laser nonuniformity with x-ray pre-irradiation"
H. Shiraga, H. Azechi, M. Nakai, N. Miyanaga, H. Nishimura, K. Shigemori, Y. Kato, T. Yamanaka, M. Murakami, H. Takabe, K. Nishihara, K. Mima, and T. Endo
38th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Denver, CO, USA, 11-15 November, 1996.

(23) "Effects of Nonlocal Thermal Transport on Ablative Rayleigh-Taylor Instability"
M. Honda, K. Mima, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, and A. Nishiguchi
IAEA Technical Committee Meeting on Drivers and Ignition Facilities for Inertial Fusion, Osaka, Japan, 10-14 March, 1997.

(24) "Direct-Drive Hydrodynamic Instability Experiments on the GEKKO XII Laser"
H. Azechi, M. Nakai, K. Shigemori, N. Miyanaga, H. Shiraga, H. Nishimura, M. Honda, R. Ishizaki, J. G. Wouchuk, H. Takabe, K. Nishihara, K. Mima, A. Nishiguchi, and T. Endo
IAEA Technical Committee Meeting on Drivers and Ignition Facilities for Inertial Fusion, Osaka, Japan, 10-14 March, 1997.

(25) "Hydrodynamic Perturbation Growth in the Start-up Phase"
R. Ishizaki, K. Nishihara, J. G. Wouchuk, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, and K. Mima
IAEA Technical Committee Meeting on Drivers and Ignition Facilities for Inertial Fusion, Osaka, Japan, 10-14 March, 1997.

(26) "Nonlinear growth of Rayleigh-Taylor instability directly driven by the GEKKO-XII glass laser"
T. Nagaya, K. Shigemori, H. Azechi, M. Nakai, H. Nagatomo, H. Takabe, K. Mima, and A. Nishiguchi
39th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Pittsburgh, PA, USA, 17-21 November 1997.

(27) "Moire Mask Imaging of Short Wavelength Rayleigh-Taylor Growth"
H. Azechi, M. Nakai. N. Izumi, K. Shigemori, T. Nagaya, M. Matsuoka
39th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Pittsburgh, PA, USA, 17-21 November 1997.

(28) "Mitigation of intial-imprinting by foam-buffered direct-indirect hybrid targets"
H. Nishimura, H. Shiraga, H. Azechi, M. Nakai, N. Miyanaga, K. Shigemori, H. Takabe, and K. Mima
39th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Pittsburgh, PA, USA, 17-21 November 1997.

(29) "Perturbation Wavelength Dependence of Laser Imprint"
M. Nakai, H. Azechi, N. Miyanaga, K. Shigemori, T. Nagaya, T. Kawasaki, D.Ohnuki, H. Nishimura, M. Nishikino, H. Shiraga, R. Kodama, O. Maekawa, M. Honda, R. Ishizaki, A. Nishiguchi, H. Takabe, K. Nishihara, T. Yamanaka, K. Mima
39th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Pittsburgh, PA, USA, 17-21 November 1997.

(30) "Imprint Reduction in Laser-Accelerated Foils with X-Ray Pre-Irradiation"
H.Shiraga, M. Nishikino, T. Kawasaki, N. Miyanaga, K. Shigemori, M. Nakai, H. Azechi, H. Nishimura, H. Honda, H. Takabe, T. Yamanaka, K. Mima
39th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Pittsburgh, PA, USA, 17-21 November 1997.

国内学会発表

(1) 「キャノンボールターゲットにおけるキャビティ材最適化に関する基礎実験「X線変換効率とスペクトル」」
レーザー学会, 千里ライフサイエンスセンター 1993年1月31日

(2) 「X線爆縮核融合 VI - X線スペクトルの物質依存性」
日本物理学会, 東北大学 1993年3月30日

(3) 「レーザーパルス照射初期における流体力学的不安定性成長の観測」
日本物理学会, 福岡工業大学 1994年3月28日

(4) 「爆縮不均一のスタートアップ問題 II -初期擾乱成長の観測-」
日本物理学会, 静岡大学 1994年9月2日

(5) 「爆縮不均一のスタートアップ問題 II -初期擾乱成長の観測-」
プラズマ・核融合学会, 宇都宮大学 1994年10月4日

(6) 「レーザープラズマにおける流体不安定性の最近の実験結果」
プラズマ・核融合学会, 岩手大学 1995年9月27日

(7) 「レーザープラズマの流体力学的不安定性 3 - リップル衝撃波の伝播特性 -」
日本物理学会, 大阪府立大学 1995年9月30日

(8) 「レーザープラズマにおける流体不安定性の最近の実験結果」
核融合エネルギー連合講演会, 京都リサーチパーク 1995年12月5日

(9) 「レイリー・テーラー線形成長率の測定」
日本物理学会, 金沢大学 1996年4月2日

(10)「レイリー・テーラー線形成長率のパラメータ依存性」
日本物理学会, 山口大学　1996年10月4日

(11)「非局所電子熱輸送によるレイリー・テーラー線形成長率の抑制」
日本物理学会, 名城大学　1997年3月30日

(12)「レーザー直接照射ターゲットにおけるレーリー・テーラー非線形成長の観測」
日本物理学会, 神戸大学　1997年10月6日

研究会など

(1)「レーザー駆動衝撃波と流体不安定性」
研究会「ラインX線・ガンマ線による天体物理 (IV) 」
宇宙科学研究所　1995年11月29日-12月1日

(2)「流体力学的不安定性の初期問題に関する基礎実験」
レーザー研シンポジウム"96　1996年3月19日

(3)「時間分解X線ラジオグラフィーとその流体力学実験への応用」
画像変換技術合同研究会, 大阪大学　1996年6月20-21日