

流体不安定と慣性核融合(1)

高 部 英 明 (大阪大学レーザー核融合研究センター) (1996年11月6日受理)

Hydrodynamic Instabilities and Inertial Confinement Fusion (1)

TAKABE Hideaki

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565, Japan (Received 6 November 1996)

Abstract

Hydrodynamic instabilities in inertial confinement fusion are reviewed. The importance of hydrodynamic instabilities, such as the Rayleigh-Taylor (R-T) or Richtmyer-Meshkov (R-M) instabilities, is shown in laser implosion experiments by comparing experimental performances with one-dimensional implosion simulations. Mixing models and multi-dimensional simulations have been developed to explain the degradation in the experimental performances. Model experiments of R-T instability at the ablation front are reviewed with regard to not only linear growth but also nonlinear evolutions. The present status of the theoretical understanding of linear and nonlinear R-T and R-M instabilities are also discussed. The statistical model of bubble competition and the modal model for multi-mode instabilities are explained. The linear stability analysis of R-T instability at the ablation front is reviewed by starting with the flame instability (Landau-Darrieus instability). Theoretical explanations of the ablative stabilization mechanism are described. Theoretical works on the R-T instability in the stagnation phase are reviewed. Techniques for modeling the mixing that stems from the hydrodynamic instabilities are explained. Recent topics of hydrodynamic instabilities in supernova explosions are also described briefly. Finally, the critical issues and future prospects of the study of hydrodynamic instabilities are discussed.

Contents: 1. Introduction; 2. Implosion experiment and hydrodynamic instabilities; 3. Model experiments of hydrodynamic instabilities; 4. Linear and nonlinear evolution of hydrodynamic instabilities; 5. Hydrodynamic instability at ablation front; 6. Hydrodynamic instability in stagnation phase; 7. Hydrodynamic mixing model; and 8. Summary and prospects.

The paper will be published over three issues. Sections 1, 2, and 3 are published in the first (this) issue, Secs. 4 and 5 in the second, and Secs. 6, 7, and 8 in the final issue.

Keywords:

hydrodynamic instability, Rayleigh-Taylor instability, Richtmyer-Meshkov instability, implosion, ICF, turbulent mixing, bubble dynamics, supernova explosion

目 次

- 1. はじめに
- 2. 爆縮実験と流体不安定
 - 2-1. 激光 XII 号爆縮実験(日)

2-2. OMEGA 爆縮実験(米)
2-3. NOVA 爆縮実験(米)
2-4. PHEBUS 爆縮実験(仏)
3. 流体不安定のモデル実験

- 3-1. 間接駆動方式
- 3-2. 直接駆動方式
- 3-3. 関連した実験
- (以下 第73卷第3号揭載予定)
- 4. 流体不安定の線形・非線形発展
- 4-1. 線形理論
- 4-2. 単一モードの非線形発展
- 4-3. 多モードの非線形発展(I) 泡の統計力学 a) 2つの泡の競合

 - b) 乱流混合領域の広がり
- 4-4. 多モードの非線形発展(Ⅱ) モード展開法 a) Haan の飽和モデル
 - b)モード間結合
- 5. アブレーション面での流体不安定
- 5-1. 燃焼波面の安定性
- 5-2. アブレーション面での R-T 不安定の噴出安定化
- 5-3. 噴出安定化の理論解析
- (以下 第73巻第4号掲載予定)
- 6. スタグネーション相の流体不安定
- 6-1. 減速相の線形安定性解析
- 6-2. 減速相 R-T 不安定の多次元シミュレーション
- 7. 流体混合モデル
 - 7-1. k-ε型の乱流混合モデル
 - 7-2. 二相流モデル
 - 7-3. 弱非線形混合モデル
- 8.まとめと展望 謝辞
- 14 104

1. はじめに

1960年6月, T.H.Maiman による史上初のレーザー発 振はセンセーショナルなニュースとして世界に伝えられ た.当時,数ミリジュールのレーザー出力にもかかわら ず,レーザーの核融合への応用が時を移さず取りあげら れた[1,2].レーザー爆縮の概念は当初機密扱いであっ たが,1972年,その解除をうけて発表された論文で, J.Nuckolls らは波型整形パルスにより1キロジュール (kJ)で臨界(breakeven)が達成可能と報告した[3].し かし,この値はその後20年の研究期間に10kJと改めら れ,さらに100kJ,いや MJ,と変遷してきた.現在, 直接照射方式では300kJで点火[4],間接照射方式では 1.8MJで出力10-30MJ [5]を目指した研究が進められて いる.かくも,臨界達成に必要なレーザーエネルギーが "インフレ"を起こしてきた原因は爆縮の流体力学的不 安定性にある.爆縮が球対称であればレーザー核融合な ど「ちょろい」ものである.ところが、レーザーの照射 不均一や、ターゲットの表面粗さ等、わずかの歪みが流 体不安定の種となり、達成可能な爆縮密度を制限する. 自己点火に必要なレーザーエネルギーが爆縮密度の2乗 に逆比例[6]していることから、臨界達成に必要なレー ザーエネルギーを流体不安定が引き上げてきたのである.

慣性核融合(以下 ICF: Inertial Confinement Fusion) で最も重要な流体不安定は, Rayleigh-Taylor(以下 R-Tと略)不安定である.この不安定は, 1880年, Rayleigh 卿が巻雲の発生機構を調べるうちに発見した もので,重い流体が軽い流体で支えられている時,その 境界面が不安定となる現象である.R-T不安定は,そ の後マンハッタン計画で S.Nedermyer により発案され た爆縮型原爆に関連して精力的に研究された.ララ (Rala)実験に代表される模擬実験[7]や大物理学者によ る理論研究[8]が進められた.英国のG.I.Taylor は爆 縮時の不安定が上記の界面不安定と類似することを逸早 く指摘した[9,7].このような経緯から,この2人の名 を冠して Rayleigh-Taylor 不安定と呼ばれるようになった. 一般に, R-T 不安定の成長率γは,重力をgとし, 界面上の擾乱波数をkとすると

$$\gamma = \sqrt{\alpha_{\rm A} kg} \tag{1}$$

で与えられる. ここで $\alpha_A = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$ は Atwood 数と呼ばれ,上の流体密度 ρ_2 が下の流体密度 ρ_1 より高 い ($\rho_2 > \rho_1$)とき, $\gamma > 0$ となり不安定となる.この逆 の場合 ($\rho_2 < \rho_1$),たとえば水面を境にした水と空気の 場合,界面は安定であり,擾乱は $\omega = (-\alpha_A kg)^{1/2}$ の振 動数で振動する表面波(さざ波)となる.

不安定による界面の歪みは、その振幅*ξが kξ* \cong O(1) まで成長すると非線形性が無視できなくなり、いわゆる bubble-spike 構造となる.水柱中で bubble (気泡)を 上昇させ、その性質が詳しく調べられた[10].その結果、 bubble はその半径を*R*として $U = \frac{2}{3}\sqrt{gR}$ の一定速度 で上昇していくことが示された.初期境界面に多モード が存在する場合は非線形段階で泡の融合 (bubble coalescense) が起こりどんどん大きい泡構造となって上昇す る[11].これは、乱流混合として観測されている[12].

R-T不安定は身の周りの現象から,宇宙の現象まで 幅広く見られる.最も壮大で特筆すべきは,超新星 1987A爆発時の流体力学的不安定と,それによる物質 混合である.これについては,すでに文献[13]に解説し たので詳しい説明は省略する.その後の研究の進展とし て,最近は,Ia型の超新星爆発(SN1987Aは大質量星

(5)

解 説

のII型超新星爆発)における核燃焼波面の不安定と、その不安定面での乱流燃焼の研究が精力的に進められている[14,15].これは、Ia型超新星がチャンドラセカールの限界質量(太陽質量の1.46倍)で核反応による爆発が始まることから、その爆発規模がほぼ一定であり、宇宙における標準光源として重要である等の理由による.この研究は、ハッブル定数 H₀の高精度の算定につながる研究であり、宇宙年令の決定に重要である[16]. SN1987A については、自転の効果を取り込んだ二次元の爆発シミュレーションが進められており、ニュートリノ加熱と不安定形成の関係などが調べられている[17].

他にも, R-T 不安定は磁場閉じ込めプラズマの交換 型不安定[18], Z-ピンチプラズマの不安定[19]等にも 見られる.重イオンビーム衝突時の分裂現象[20]や、す でに Rayleigh が試みた気象現象,太陽で焼けついたア スファルトから昇るかげろう, さらに太陽など星の内部 の対流現象もこの R-T 不安定が原因である.地球では 地殻変動の遠因となるプリューム・テクトニクスが進行 しており,冷たくて重いコールド・プリュームが下降し, 高温で軽いホット・プリュームが上昇している[21].天 体現象に戻ると、SN1987Aの爆発による放出物質が西 暦2000年ごろ,直径1.3光年で SN1987A を取り囲むリ ング状の星周物質と衝突すると予想されている[22]. こ の時、衝突に伴う減速で R-T 不安定や Richtmyer-Meshkov (R-M) 不安定が発生し[23], 星周物質の塊形 成 (clumping) が観測されるであろう(ここで R-M 不安 定とは衝撃波により界面が急激に加速された時発生する 流体不安定である).また、一般に、超新星爆発による 星間物質の圧縮と R-T 不安定に伴う渦運動や塊形成が 新たな星の誕生へとつながっていく.

さて、本題に帰って、ICF、特にレーザー爆縮における 流体力学的不安定性の問題点を整理してみよう.Fig.1 に4 MJ レーザー入力でペレット利得130の高利得爆縮 の半径 - 時間 (r-t) ダイアグラムを示す[24]. これは将 来の核融合炉心プラズマに対応し、ターゲットは1気圧 の DT (重水素・三重水素)ガスと、DT の固層、それ を取り巻くプラスチックの層より成る.これが典型的な レーザー爆縮の一次元ダイナミックスである.我々は以 下に示す(1) - (5)の爆縮の各段階(Fig.1の番号にも 対応)で生じる流体不安定の問題を研究,解決していく 必要がある.

(1) 初期不均一の形成

レーザー強度の不均一により形成される擾乱が加速時 の不安定成長の種となる.いわゆる擾乱の刻印(im-



Fig. 1 An r-t diagram for a typical high gain target. The numbers indicate implosion phases where different issues of hydrodynamic instabilities appear to be important.

print)の問題.レーザーによる不均一の発生は直接照射 爆縮では致命的で,これを避けるべく,ビームの均一化 技術が開発されてきている[25].広帯域のレーザー光を 用い,時間的にビームパターンを変動させ均一化を図る 方向で研究が進んでいる[26].さらには,初期にX線を 照射したり,外層に低密度フォーム層を設けたり[27]し てレーザー不均一の "imprint" 低減が図られている.こ れは,アブレーション面とレーザーの吸収面との間に広 い不均一緩和領域をあらかじめ形成し,熱平滑化[28]を 図ろうというものである.

(2) リップル衝撃波と R-M 不安定

レーザー不均一やターゲット表面歪により不均一衝撃 波が形成される.これは物質中で波面を振動しながら伝 搬する[29].振動周期は不均一波長の関数である[30]. このリップル衝撃波により初期擾乱(速度や密度の擾乱) が形成される.DT固層とプラスチック層の密度比は約 4倍である.この境界面に初期に不均一が存在している ところへ衝撃波が衝突するとR-M不安定が発生し速度 擾乱が作られる.これが界面の形状歪を成長させる. R-M不安定はR-T不安定と異なり,高密度のプラスチ

高部

ックが低密度の DT 固層を加速する場合にも成長する[13]. (3) 加速相での R-T 不安定

上記の(1),(2)相で形成された擾乱は、主レーザーパ ルスによるターゲット加速時にアブレーション面での R-T 不安定により成長する. アブレーション面では電 子熱伝導のため急峻な密度の低下が生じ、ターゲット中 心へ加速されている被圧縮部が外方へ慣性力を受けるこ とから R-T 不安定となる. 古典的な R-T 不安定と異な り、不安定面を横切って流れ(アブレーション流)が存 在することや、熱伝導の効果により、いわゆる噴出安定 化 (ablative stabilization) が期待できる[31]. これによ り比較的短波長の不均一は安定になる。この傾向はイン フライト・アスペクト比 (in-flight aspect ratio) を小さ くする(つまり,加速時のターゲット殻の厚さ △R を厚 くする)ことにより強まる.もし,不均一の種が大きい と、しだいに bubble-spike 構造となり成長速度の飽和 が見られる[32]. さらに色々な波長の擾乱が混在する場 合は多モードとしての成長速度の飽和が見られ[33],加 えてモード間結合が起こり,発達した非線形段階で逆カ スケードが見られる[34].加速相で非線形発展にまで進 むと、いわゆる加速殻の崩壊 (shell break-up) が起こる. すると、ターゲットはぶつぶつの塊となって中心で衝突 することになる. その結果, 中心での高温スパーク部の 形成および高密度の達成が不可能となる.

(4) 擾乱の侵入 (feed-through)

粗く言って、加速相での R-T 不安定は固有モードと して成長する.この固有モードはアブレーション面に局 在した表面波モードであり,擾乱の拡がりはその波数を kとして k^{-1} 程度である.加速相で擾乱は成長しながら, 減速相で R-T 不安定となる主燃料とスパークの境界面 に指数関数的に侵入する.これが種となって減速相での R-T 不安定が成長する.加速相から減速相へ遷移する 時点でのターゲット厚を ΔR とすると、アブレーショ ン面での擾乱振幅は $e^{-k\Delta R}$ だけ減衰して内側に侵入す ることになる.したがって、インフライト・アスペクト 比を小さくとることにより減衰率を高めることができ る.しかし、実際には加速相での R-T 不安定は必ずし も固有モードとはならず、また、加速度や波長が時間的 に変化することから、上記の議論はおおよその目安を与 えるに過ぎない. 特に γt が (γ t R-T の成長率, t t 加速時間)が1~2の長波長モードは固有モードとはな らないので多次元シミュレーションによる研究が必要と なる.

(5) 減速相での R-T 不安定

Fig.1のような高利得ターゲットでは、最終圧縮相(い わゆるスタグネーション相)で、今度は中心に形成され るスパーク部が中心に収束してくる低温・高密度の主燃 料部を減速するため慣性力が外から中心へ働き、スパー ク部と主燃料部の境界が R-T 不安定となる. 中心から の反射衝撃波により主燃料部が急激に減速されるため, R-M 不安定が最初に起こり,引き続き R-T 不安定によ り擾乱が成長する.現在の実験で使われているようなガ ス燃料球ターゲットではプラスチックやガラスのプッシ ャー部と DT や DD のガス燃料部の境界が不安定とな る. 爆縮により燃料部が充分高温になると、短波長不均 ーは熱伝導やそれに伴うアブレーションで安定化され, 境界面は平滑化される、これは加速相での噴出安定化と 同じ物理機構による.長波長の不均一は衝撃波面を変形 させ、中心での衝撃波同士の衝突による運動エネルギー から熱エネルギーへの変換を妨げる. さらに、プラスチ ックやガラス等の爆縮では、低乙のDTやDDの燃料 に中Zの不純物が R-T 不安定の結果混入することにな り,輻射冷却が強調されることになる.爆縮最終相では, 流体不安定とエネルギー輸送の「からみ」が重要な研究 課題となってくる.

以上,レーザー爆縮での流体不安定の研究課題につい て述べた.本論文ではレーザー爆縮における流体不安定 の実験・理論研究の最近の進展を中心に述べ,流体不安 定の素過程や乱流混合についてまとめる.

まず,流体不安定による爆縮の性能低下を実験データ で示し(第2節),流体不安定の基礎を理解するための モデル実験の現状を述べる(第3節).第4節では R-T や R-M 不安定の線形・非線形理論を展開し,多モード 非線形発展を記述する最近のモデルについて詳述する. 第5節ではアブレーション面での R-T 不安定の線形理 論について,燃焼波面との類似性・相異性から出発し, いわゆる Takabe formula の理論的導出および物理機構 理解の現状を報告する.第6節では爆縮最終相での流体 不安定を扱い,自己相似解を用いた線形解析から多次元 のシミュレーション研究を紹介する.第7節では流体不 安定に伴う物質混合を記述する混合モデルについて,そ の理論的背景および実験解析への応用を示す.第8節は まとめと展望である.第4,5,7,8節では超新星爆 発時の流体不安定の最近の話題について簡単に触れた.

レーザー核融合のことをあまり良く知らないという方 は

$4 \rightarrow 5 \rightarrow 3 \rightarrow 6 \rightarrow 7 \rightarrow 2 \rightarrow 8$

の節の順で読んでいただければ、問題を一般化して理解

説 頂けるかと思う.

饀

2. 爆縮実験と流体不安定

爆縮実験を行うには多ビームの高出力レーザー装置が 必要であることから、これまで実験が行われてきたのは 阪大レーザー研の激光 11号,米国ローレンスリバモア研 の NOVA, ロチェスター大学の OMEGA (および最近 完成した OMEGA-UG), そして, 仏国リメーユ研の PHOEBUS の各装置を有する4研究所に限られる.爆 縮実験における流体不安定の重要性について4研究所で の研究の流れを簡単にまとめる.

2-1. 激光 XII 号爆縮実験(日)

激光XII号では波長 0.53µm に変換(1985年)された後, 本格的な爆縮実験が行われた. ガラス球に DT ガスを 充填した LHART と呼ばれるターゲットで一連の実験 が行われ、一次元爆縮コード(以下1-D)との比較が 行われた[35]. その結果, 爆縮のダイナミックスや, 中 性子発生時刻は良く再現された[36]ものの,発生中性子 数が 1-D に比べて低く,スタグネーション相での中性 子増加が観測されなかった. Fig. 2 に横軸を 1-D での 半径収縮率[= (燃料ガスの初期半径) / (最大圧縮時 の燃料半径)],縦軸を規格化した中性子数[= (実験の 中性子数) / (1-D での中性子数)]を取った結果を示す. Fig. 2 で黒点が実験値で、実線の Y^{*}はスタグネーショ ン開始時点の1-Dの中性子数,Y^{**}は衝撃波が再度中 心に衝突した時点での中性子数を示す. ここで Y_N は 1-Dの最終中性子数である.この図より、スタグネー ション時の R-T 不安定により中性子発生が抑えられて いる、と結論されている[35].

重水素化プラスチック球を用いた爆縮実験で、固体密 度の600倍圧縮が実現した[37].ところが、1-Dシミュ レーションで見られるようなスパーク部と主燃料部の構 造が観測されなかった.本来,3keV 近い温度のスパー ク部が形成されるはずが、これらの境界面での R-T 不 安定でコアがつぶれ、中心部の温度は 300eV 程度にし か達していないことがわかった.結果として、観測され た中性子数は1-Dの10⁻³~10⁻⁴倍程度であった[38].

両実験とも、スタグネーション時の R-T 不安定が原 因で中性子数が1-Dに比べ低減していると結論された. これを定量的に説明すべく、乱流混合モデルを取り込ん だ 1-D のシミュレーションが行われた. その結果, ス タグネーション開始時に運動エネルギーの10%程度が乱 流のエネルギーへ変換されていると考えると、両実験 データが系統的に説明できることが示された[39].詳し



Calculated convergence ratio

Fig. 2 Normalized neutron yields of Gekko-XII experiments as a function of calculated convergence ratio (R_0/R_f) for glass capsule DT filled gas targets. The solid circles are experimental yields divided by 1-D simulation yields [35].

くは第7節で説明する.

ここ数年、レーザー強度分布の平滑化が進められ、高 精度化された激光XII号で爆縮実験が行われている.パル ス波形に工夫を凝らし、噴出安定化を図って実験は行わ れた. プラスチック球に重水素を充填したターゲットを 用い,発生中性子数の1-Dコードとの比較が行われた. 標準コードとの比較では、今だ1桁近い中性子数の低減 がある. Fig.3 に爆縮実験で得られた中性子数の規格化 された値を米国ローレンスリバモア研の NOVA の実験 データと比較して示した[40].●がビームバランスを良 くした場合のデータで,NOVA の間接爆縮方式のデータ に肉薄している.かつて行われた LHART 爆縮(Fig.2) の場合,イオン温度が10keV近く,核反応率(の)の温 度依存性が弱い下での爆縮であったのに対し、Fig.3は イオン温度が 1keV 程度の爆縮で、 $\langle \sigma v \rangle$ が T^5 にも比例 する温度での爆縮であることを考えると、半径収縮率 10⁻¹⁵ で1桁の違いは充分高精度の爆縮といえる.

一次元コードの中性子数はエネルギー輸送の取扱にも 依存する. レーザー加熱電子の高エネルギー成分が非局 所的に輸送され、これによる予備加熱がプラスチックの 密度を下げ、スタグネーションの効果を弱めることが指 摘されている[41]. R-T 不安定と合わせ, さらなる研



Fig. 3 Normalized neutron yield for plastic capsule implosion as a function of calculated convergence ratio(R₀/R₁). The solid square and circle marks are from Gekko-XII direct drive experiments, while the cross marks are from Nova indirect drive experiments [40].



Fig. 4 Normalized yield of Omega experiments at Univ. Rochester as a function of average number of efoldings for direct drive glass capsule DT filled gas targets [43].

究が必要である.

2-2. OMEGA 爆縮実験(米)

米国ロチェスター大学では24ビームの OMEGA 装置 (波長 0.35μm,出力 1-2kJ)で爆縮実験が行われてきた. 激光XI号の Fig. 2 と同様のデータが収集し,二次元爆 縮コード(以下,2-D) ORCHID [42]を用いて安定性 解析を行い,データの再整理が行われた.2-D から得 られる加速相と減速相を通しての擾乱の成長率の指数 (γt に相当)を横軸にして規格化した中性子数をプロッ トした.すると, Fig.4に示すように,成長指数の増大 とともに規格化した中性子数が急激に低下していくこと がわかった[43].

これはまさに、流体不安定により中性子数が低減して いることの傍証であり、Fig. 2 や Fig. 3 から一歩踏み込 んだ解析といえる. 1-D に近い中性子数を得るには R-T の成長指数をスタグネーション相も含めて 8 程度 に抑える必要があることが Fig. 4 よりわかる.

OMEGA 装置でクライオターゲット(ガラス殻中に 100気圧の DT を固化させ内壁に 5µm の層を形成)の爆 縮実験も行われ,固体密度の 100-200 倍の圧縮が得られ た[44].しかし,計測された中性子数は 1-D の約 10⁻³ 倍であり,爆縮時の ρ R 値も 1-D の 0.2-0.5 倍と低かっ た.これを説明すべく,ORCHID による二次元シミュ レーションが行われた[45].2 $\leq l \leq 20$ のモードで計 15% (peak-to-valley)の照射不均一を入れて行われたが, 中性子数は10分の1にしか下らず,二次元コードでは実 験データの説明ができなかった.そこで,DT 中にガラ ス (SiO₂)を人工的に混入させ,1-D シミュレーションを 行った.その結果,SiO₂ が50%程度 DT 中に混入した 場合,中性子数の実験値との一致が見られた[45].短波 長じょう乱による流体混合が起こっていると考えられて いる.

OMEGA レーザーの増力が95年に完成し,60ビーム (0.35µm,30kJ)による爆縮実験が行われた[46].その 結果,DT中性子数2×10¹⁴,ペレット利得1%を達成 した.エネルギー増力だけでなく,ビーム数の増大およ びビーム間のエネルギーバランスの向上により一次元球 対称に近い爆縮が実現した.実際,1-Dの中性子数で 規格化した実験の中性子数は,Fig.5に示すように半径



Fig. 5 Comparison of normalized neutron yields between Omega experiment (solid circles) and recent Omega-UG experiment (+ marks) [47].

収縮率 15⁻²⁰ で 0.2-0.4 と,過去の24ビームのデータに比 ベ1 ケタ以上の向上が見られた[47].

2-3. NOVA 爆縮実験(米)

米国リヴァモア研では、10ビームの NOVA レーザー (0.35µm, 30kJ) でX線駆動による間接照射型爆縮実験 が行われてきた.爆縮実験のデータは長く機密扱いであ ったため、過去にめぼしい論文はない(93年12月の機密 解除を受け、過去のデータが J.Lindl により100ページに およぶレビュー論文[48]として発表されている).リヴ ァモア研では計画中の点火実験装置 NIF(National Ignition Facility) [49]のための流体力学的等価物理 (HEP: Hydrodynamically Equivalent Physics)の実験と位置づ け、NOVA の爆縮実験を実施してきている[50].

間接照射では、良く知られているように金の円筒キャ ビティ内に爆縮するターゲットを置き、レーザーで円筒 内にX線を発生、閉じ込め、このX線で内球を爆縮する. 直径 1600 μ m の円筒に直径 264 μ m の小さい内球を置き 爆縮した[51].内球の重水素ガス圧を 25-200 気圧と変 え、爆縮密度や中性子数を計測した.気圧を変えること により、半径収縮率 ($C_{\rm R}$)を制御し、25気圧で $C_{\rm R}$ =24を 達成した.また、達成密度は重水素部が 19g/cm³ でこ れを 150g/cm³ のガラスプラズマが閉じ込めた状態が観 測されている.しかし、この実験においても計測された 中性子数は、Fig. 3 に示したように一次元シミュレーシ ョンの値の 0.5-0.1 (25気圧) ないし0.2 (100気圧) と なっており、依然、流体不安定による中性子数の低減が 見られた.

ー次元爆縮コード LASNEX に Haan の混合モデル [33]を導入し、ガラスと燃料との混合による中性子数の 低減を評価した. Fig. 6 に示したのは25気圧, C_R =25 の場合の ρ R 値と規格化中性子数である. 黒点が実験点 で、〇が混合モデルを入れたシミュレーション結果であ る. この場合、混合モデルを導入した 1-D の中性子数 を混合モデルなしの通常の 1-D の値で規格化している. 実験データと Haan の混合モデルの比較より、爆縮され た燃料部半径の40%にまで混合領域が広がっていること がわかった[52].

ターゲット表面に凹凸を人工的に加え,爆縮性能と凹 凸の振幅との関係が調べられた[53].実験は,Fig.7の ように DD ガスにアルゴン (Ar)を混ぜ,プラスチック アブレータの内壁に1%の塩素 (Cl)を混入させたターゲ ットを用いて行われた.爆縮により加熱された燃料部か らは Ar の輝線が発光するが,表面の粗いターゲットで は、塩素が流体混合により燃料部に混入し,その輝線も



Fig. 6 Normalized yield of Nova experiment (solid circles with error bars) and experimental ρR product. The open circle is a simulation data of 1-D LASNEX with Haan's mix model [53].



Fig. 7 Smooth and bumpy surface targets used for mixing experiment at Nova.

同時に観測される.この塩素とアルゴンの輝線の強度比 と表面の粗さの相関を調べ,Haanの混合モデルで強度 比が再現できるか調べられた.その結果,Haanのモデ ルが実験結果を良く再現することがわかり,混合モデル が確立されることとなった.Haanの混合モデルについ ては第7節で詳しく説明する.

上の文献[53]の実験はアブレータがプラスチック (CH)のため、X線予備加熱が強く、流体不安定の成長 係数(G_F)がせいぜい10程度であった.ここでG_Fとは加 速相での成長から feed-through を経て減速相での成長 までを、中性子発生率が最大となる時点までの線形擾乱 の成長係数を示す.成長係数は球面波数*1*により異なる ため、G_Fとしてその最大値を採用する.

NIF では G_F = 400 程度と予想されている [54]. そこ で、アブレータに中 Z の物質 (Ge) をわずかに(原子数 割合で1.3%)混入させ、さらに、レーザーの波型整形 (1:10の強度比)を行うことにより G_F \approx 110程度の爆縮 モードが NOVA 実験で可能となる.この高 G_F の実験 条件の下に、ターゲット表面にレーザー加工で凹凸を付け、



Fig. 8 Neutron yield as a function of surface roughness of capsule. The solid and open circles show experimental yields of Nova capsules having multimode and soccer ball perturbations. The solid and open squares are from 3-D HYDRA simulations. The triangle represents a corresponding HYDRA simulation which also includes intrinsic drive asymmetries. The crosses indicate yields calculated with 1-D mix model [55].

その平均振幅を変えて爆縮性能の変化を調べた. Fig.8 に示したのがその結果で,横軸に表面粗さ,縦軸に DD 核反応中性子数を示す[55]. Fig.8で実験データは●と ○であり,表面の粗さの増大とともに単調に中性子数が 減少していることがわかる.

この実験データを解析すべく, Haan の混合モデルを 入れた一次元 LASNEX シミュレーション, 二次元 LASNEX シミュレーション (Fig. 8 には示されていな い, 文献[54]参照),および, 三次元 HYDRA コードに よるシミュレーションが行われた. Fig. 8 の×印が混合 モデルの結果で, 傾向は充分再現されている. 三次元 HYDRA は最近開発されたコードで, 三次元の AEL(Arbitrary Eulerian Lagrangian)の輻射流体コード であり,状態方程式等も現実的なものが取り込まれてい る. 三次元 HYDRA にターゲット不均一のみ入れた結 果が■および□であり, ほぼ実験結果を再現している.

しかし, σ = 0.02µm を見ると,まだ実験値とのずれが ある.これを説明するために,さらにX線強度分布の不 均一(長波長モード)を HYDRA コードに入れた結果 が▲である.リヴァモア研では数値シミュレーションに より調整パラメータなしで実験を再現できるレベルに達 しており,実験に取って替わる数値爆縮実験が可能な状 態に限りなく近づいている.



Fig. 9 Experimental and numerical neutron yields of PHE-BUS indirect drive experiments as a function of initial DT gas pressure [56].

2-4. PHEBUS 爆縮実験(仏)

仏、CEA リメーユ研では2ビーム装置の PHEBUS レーザーを用いて間接照射爆縮実験が行われている.2 ビームであることから充分な対称性が得られず、実験 データも限られている.Fig.9に示したのは先の NOVA 実験同様、内球のDT ガス圧を変化させた時の 中性子数である[56].気圧が低くなり半径収縮率が増大 していくと急に1-Dとの差が増大し、二次元シミュレー ションでも実験データを説明できない.これは、小スケー ルの流体混合が支配的になっていることの傍証といえ る.二ビームであることから、爆縮実験の数は限られて いるようで、流体混合のモデル実験[43]等が行われてき ている.

3. 流体不安定のモデル実験

直接照射,間接照射における加速時の R-T 不安定の 基礎実験が精力的に行われてきている.研究の主眼は理 論的に予測された噴出安定化が実際に観測されるのか否 かにあり,また線形から非線形への不安定成長のシナリ オを系統的に調べることにある.初期に正弦波状の歪を ターゲット表面に与えその成長を計測する実験では, ターゲットを加速するレーザーあるいはX線の強度分布 が充分均一である必要がある.間接照射方式により発生 するX線を用いると比較的均一なX線が得られることか ら,X線駆動における R-T 不安定の基礎実験が先行し て実施されてきた.

3-1. 間接駆動方式

実験方法は、Fig. 10 に示すように金の円筒キャビテ



Fig. 10 Experimental configuration consists of a gold cylindrical hohlraum with modulated CH(Br) foil mounted on the wall. An additional laser beam generates backlighter X-rays used for in-flight diagnostic of the foil.



Fig. 11 (a) Profiles of the optical depth for single-mode face-on data at 3 different times. (b) Time evolution of fundamental mode (solid circles) and the second harmonic (open squares). The solid lines are from corresponding 2-D LASNEX simulation [57].

イー内に軟 X 線を発生させるための "drive beams" を 照射し、凹凸をつけた "CH(Br)foil" を X 線で加速する [57]というものである.加速時に他のレーザービームを "backlighter disk" (モリブデンなど) に照射し、硬ラ イン X 線を発生させ、加速フォイルの透過 X 線 (2-4keV) の空間、時間変化を "imager" で捉え、透過度の変化を 測定する.この透過度の時間変化をフォイルの面密度 (*p*_r)の時間変化に焼き直し、面密度擾乱の成長を調べ、 R-T 不安定の成長率等を導出する.

まず,単一波長擾乱を初期に施した場合について調べた[57]. Fig. 11(a) に 50μm 厚の CH フォイルに波長 λ = 100μm で初期振幅 2.4μm の場合の Fig. 11(b) にはバックライト X線の不透明度の時間発展を示す.成長とと

もに bubble-spike の構造が見られる. これは Fig. 11(b) の 2 倍高調波の発生に対応する. フーリエ成分の時間発 展を示した[57]. ●印は初期に施した擾乱の基本波の振 幅で,□は 2 倍高調波 ($\lambda = 50\mu m$)の振幅である. 実線 は対応する LASNEX の 2-D シミュレーション結果を示す.

擾乱の波長や振幅を変え, R-T 不安定の成長率を調 べられた.アブレーション面で R-T 不安定の成長率 γ は,文献[31]で理論的に求められた式に有限密度勾配効 果を含め

$$\gamma = [kg/(1 + kL)]^{1/2} - \beta k v_a \tag{2}$$

と表される. この式は, modified Takabe fomula [58] と呼ばれたりしている (Takabe formula については第 5節で説明する). (2)式で, Lはアブレーション面近傍 の密度変化長, $-v_a(=\dot{m}/\rho_a)$ はアブレーション流速を 示す. β は無次元値で文献[31]では β =3-4と結論され ている.

初期の実験では加速度が時間とともに変化するなど、 理想的は R-T 実験とはならず、(2)式の β 値として 1.5 < β < 3 と結論されたり[57]、LASNEX シミュレーシ ョンでは定常状態でないため β は時間とともに変化し β = 3 ~ 1.3 が良く合う[59]と結論されてきた.しかし、 最近の実験[58]では、X線駆動方式でも金のM殻による 高エネルギーX線成分を落として照射した場合 β = 3 で成長率が良く説明できると結論されている.

アブレーション面での R-T 不安定と CH/Ti 境界面で の R-T 不安定の成長率比較が行われた[58].後者では 噴出安定化が起こらず,短波長成分がより早く成長する ことが予想される.Fig.12 に両者の波長依存性を示す [58]. 〇印のアブレーション面での R-T 不安定では安 定化が見られるが,◇印の接触面では短波長ほど大きい 成長係数 (G_F) になっていることがわかる.Fig.12 の実 線は(2)式で β = 3 とした関係式で,実験データを良く 説明していることがわかる.

次に初期擾乱として異なる波長の2成分が存在する場 合について述べる. 今, $k_2 \ge k_3$ の波数の擾乱が初期に 存在する場合,モード間結合により $k_2 \pm k_3$ のビート波 が発生する. 摂動計算を2次の精度まで行うことにより ビート波の振幅 $\eta_{k_2 \pm k_3}$ は[57]

$$\eta_{k_2 \pm k_3} = \mp \frac{1}{2} (k_2 \pm k_3) \eta_{k_2}^L \eta_{k_3}^L$$
 (3)

と求まる. ここで $\eta_{k_2}^{l}$, $\eta_{k_3}^{l}$ は k_2 , k_3 の線形成長の振幅 を示す.(3)式は, k_η が1のオーダにまで成長した段 階でビート波が強く励起されることを示す.(3)式の

説

解

19日(



Fig. 12 Ratios of growth factor at 3.4 ns at various wavelengths vs growth factor at $\lambda = 100\mu$ m for embedded interface and ablation front. The smooth curves are theoretical ones [58].



Fig. 13 The full time dependence of Fourier coefficients of In(exposure) is given for two-mode data. (a) The open circles and squares are from Nova experiment, while the solid lines are from 2-D LASNEX. Each single mode evolution is shown with dotted lines calculated with 2-D LASNEX. (b) The experimental (marks) and simulated (lines) data for modes generated through mode-coupling [60].

符号に注意しよう. また, k₂, k₃ それぞれの擾乱におい ても振幅の増大とともにそれぞれの高調波が発生し, Fig. 11 で見たように bubble-spike 構造が現れる.

初期に λ =75, 50µm の 2 波長の擾乱を付け, Fig. 10 の方法で R-T 不安定の非線形発展が調べられた[57, 60]. ここで, λ =75µm を k_2 , λ =50µm を k_3 モードと 定義する. Fig. 13(a) に示すように k_2 , k_3 モードはそれ ぞれ独立に線形成長し, 3ns 近辺で飽和する. この時, ビート波 $k_2 \pm k_3$ の両モードは k_2 , k_3 モードの振幅が充 分大きくなったところ (t > 2.5ns) で急に成長し始め るのが見られる. 確かに (3) 式の符号が示すように, 初期に印加した擾乱が $\eta_{k_2} > 0$, $\eta_{k_3} < 0$ のため, $k_3 + k_2$ モードは正, $k_3 - k_2$ モードは負符号で成長している. Fig. 13 に実線で示したのは 2-D LASNEX の結果であ る. 良い一致が見られる.

ここで重要な点は, k_2 , k_3 が単一モードとして成長す る場合との比較である.Fig.13(a)の点線は, k_2 , k_3 がそれぞれ単一モードとして成長した場合のLASNEX の結果である.この図からわかるように,モード間結合 を通してエネルギーがビート波モードへ分散され, k_2 , k_3 の擾乱の飽和振幅が抑えられている.また,(3)式 からは, k_3+k_2 の方が k_3-k_2 より係数分,振幅が大き くなると予想されるのに対し,実際には k_3+k_2 モード は早く飽和するため飽和振幅は長波長(k_3-k_2)の方が 大きくなっていることがわかる.

さらに,多モードの擾乱を初期に施した場合について も調べられた[57,60].8モードを初期に印加した場合, モード間結合,および各モードの高調波との干渉効果等 が観測されている.

今までは、二次元の擾乱 $(k_x \neq 0, k_y = 0)$ について述 べたが、同じ波数の絶対値 $(k_x^2 + k_y^2 = k^2)$ を持つ場合 でも、 $k_x = k, k_y = 0$ の二次元の場合と、例えば $k_x = k_y = k/\sqrt{2}$ の三次元の場合では、非線形発展が異なる、線形 成長の段階では、成長率は(1)式や(2)式のように 波数の絶対値にしか依存しないので違いは見られない. しかし、振幅が充分大きくなり、bubble-spike 構造とな り成長する段階では、三次元効果のため $k_x = k_y = k/\sqrt{2}$ の擾乱の方が $k_x = k$ の場合より飽和しにくい. Fig. 14に示したのは、 $k = 2\pi/50\mu m^{-1}$ の場合で、 $\textcircled{O} \ge \Box kk$ は 同じで三次元 $(k_x = k_y)$ の場合と二次元 $(k_y = 0)$ の場 合の実験データである[61]. 非線形段階に入った t > 2.5ns で違いが現れ、三次元擾乱の成長が早いことがわ かる. この三次元効果は三次元の輻射流体コード HYD-RA により調べられた[61]. Fig. 14 で実線および点線



Fig. 14 Comparison of 2-D (open squares) and 3-D (solid circles) single-mode R-T growths with the same wavenumber. 3-D shows higher saturation amplitude. The solid and dashed lines are from HYDRA simulations [61].

がそれぞれの場合のシミュレーション結果を示す. ほぼ 実験を再現している.

3-2. 直線駆動方式

レーザーを直接ターゲットに照射し R-T 不安定の実 験を行うには、レーザーの不均一による "imprint" を抑 え、ターゲット上の初期擾乱のみが純粋に成長するよう にしなければならない.そのためには、強度分布が高精 度に均一なレーザービームが必要である.現在、ランダ ム位相板[25]に波長拡がりを持ったレーザー光を照射 し、強度分布の不均一を空間、時間的に平滑化する方法 [26]が採用されている.この方法は、SSD(Smoothed by Spectral Dispersion) と呼ばれている.レーザーの ASE(Amplified Spontaneous Emission) 光をそのまま増 幅し、広帯域レーザーとして照射する方法も採用されて いる[62].このようなレーザー強度分布の平滑化技術の 進歩により、直接レーザーで加速した際の R-T 不安定 の実験が可能となった.

レーザー直接照射による R-T 不安定の実験は随分前 にも行われ[63-65], R-T の成長率が(1)式の古典的 な値に比べ小さいことが確認されていた.その後,さら に詳しい実験と LASNEX,ORCHID コードによる解析 が行われた[66].ターゲットは 18-22 μ m 厚のポリエチ レンで,これに λ =20,30,50,70 μ m の凹凸を付けた. 初期の振幅は 1 μ m (山と谷で 2 μ m)で実験は行われた. 基本波の成長および 2 倍,3倍高調波の成長を観測し, コードとの比較を行い良い一致を見た.さらに,線形成 長率の波長依存性を求め(2)式と比較した.その結果, (2)式で β =3とすることにより λ =20-100 μ m の範囲 で良く実験データが説明できることがわかった. しかし,初期振幅 1 μ m では線形成長の時間が短く, すぐ非線形効果が現れるため,噴出安定化が顕著となる 短波長ではより詳細は実験が必要であった.最近,激光 XI号および NOVA レーザーで小振幅からスタートする R-T 不安定の線形成長実験がそれぞれ独立に行われた. 前者では,厚さ 16 μ m のプラスチックに波長 60 μ m の凹 凸をつけ,初期振幅 0.1 μ m, 0.3 μ m, 1 μ m の場合につい て実験が行われた[67,68].長波長にもかかわらず成長 率は (kg)^{1/2} の50%と,低い値であった.現段階でこの 成長率は (2)式で説明されておらず,電子の非局所熱 伝導効果による ρ_a の低下と v_a の増大の可能性が検討さ れている.

NOVA レーザーによる実験は、20µm の CH₂ フォイ ν (ρ =0.95g/cm³) をグリーン光 2ns パルスで加速,g $\approx 60\mu$ m/ns²の条件下で行われた.これは激光双号の実 験($\approx 51\mu$ m/ns²) に近い条件である.初期振幅を充分 小さく抑え,波長 20-70µm で R-T 不安定の成長率を求 めた.実験結果(\blacksquare) および 2-D LASNEX の結果(\Box) を Fig. 15 に示す[69].実線および点線で示したのは, 電子熱伝導を Spitzer-Harm (S-H:局所的)の拡散形で 扱った場合と,Fokker-Planck (F-P:非局所的)で扱 った場合の一次元シミュレーションより v_a および Lを 求め,(2) 式に代入して得られた分散関係である.ただ し、 β =3 である.S-H と F-P での密度分布が右上に示 されている.F-P では予備加熱が強く,アブレーシ





ョン面の密度が S-H の場合の半分にまで下がっている. Fig. 15よりわかることは、LASNEX の結果は(2)式 の β =3と良く一致すること、しかし、実験での成長率 はそれより若干低くなっていることである.彼らの F-P 計算では予備加熱が強すぎ、成長率が実験値より 低くなっている.さらに注意深い電子熱輸送の扱いが必 要であると結論されている.

直接照射におけるアブレーション面の R-T 不安定の 非線形発展が調べられた.計測用の硬X線を横方向から 照射し,その影絵を撮影した.充分にスパイクが成長し た時のX線影絵を Fig. 16 に示す[70].古典的な R-T 不 安定では、スパイクの成長に伴い Kelvin-Helmholtz 不 安定[71]が成長し、いわゆる"マッシュルーム"構造が 現れる.確かに、アブレーション面での R-T 不安定の 非線形発展で"マッシュルーム"構造が見られるシミュ レーションもあった[72].しかし、一方では"マッシュ ルーム"構造は見られない 2-D の結果もあった[73,74]. これらの違いは照射レーザーの強度に依存し[75]、



Fig. 16 Snap shots of side-on X-ray shadow graphs indicating nonlinear evolution of singe-mode R-T instability at ablation front of direct-drive [70].

10¹⁴W/cm² 程度の高強度では,アブレーションプラズ マの温度が高く,電子熱伝導による平滑化のため,一般 に Fig. 16 のように "のっぺり" としたスパイク構造と なる.

均一なターゲット面にレーザーの不均一が印加される 初期インプリントの実験が行われた[76]. 平面のパリレ ン (CH, $\rho = 1.07 \text{g/cm}^3$) に、ランダム位相板を付けた VULCAN レーザー (波長 0.53µm, 1-3ns パルス) を 4.2×10¹²W/cm²で照射し、250eV(XUV) バックライト 光の透過分布の時間変化を追った. Fig. 17 に示したの は、a がレーザーの強度分布で b,c,d が実験で得られた XUV の透過光の時間変化である[76]. 初期にはレー ザー強度分布を反映した透過分布が見られるが、時間と ともに大スケールの不均一へ変遷していくようすが見ら れる.これは泡の融合 (bubble coalescense) 現象であり, 短波長モードは小振幅で飽和し、飽和振幅の大きい長波 長成分が時間とともに支配的となる現象である. Fig. 17 の e.f.g はこの実験を模擬した三次元シミュレーショ ンの結果である.使用したコードはRAD3D-CMで、こ れは三次元オイラー・メッシュの FAST3D-CM コード [34]に輻射輸送を追加したコードである.実験同様、大 きいバブル(白い部分)が形成されていくようすがわか る. 横方向の流体運動を切ってシミュレーションを行う



Fig. 17 (a) Irradiation laser intensity profile. (b)-(d) Experimental result of time evolution of XUV radiographs of CH foil irradiated with RPP smoothing at 4.2×10^{12} W/cm². (e)-(g) Time evolution of optical depth simulated with RAD3D-CM code [76].

と大きな違いが見られ、初期不均一形成に流体の横運動 が重要であることがわかった[76].

 $3\mu m$ 厚の Si に $3 \times 10^{12} W/cm^2$, 400ps の NOVA レー ザー(波長0.35µm)を照射し、同時にY(イットリウ ム)のX線レーザー(波長15.5nm)を発振させバック ライト光とし, Si フォイルからの透過分布を計測した [77]. レーザーに SSD をほどこし, そのバンド幅を変 えてインプリントされる不均一の振幅を調べた. バンド 幅を0から0.3THzにひろげることによりレーザーの強 度分布不均一は(80psの時間幅で平均すると)約1/4と なる.これに対し、バックライト光で観測した Si 厚の 不均一は約60%程度に減少した.しかし、このバンド幅 効果をLASNEX でシミュレーションすると不均一の印 加は20%にまで減少しており、実験との食い違いを残し たままである.いずれにせよ、レーザーの広帯域化によ りインプリントが抑えられるのは確実であり、これは バーン・スルー実験によっても確認されている[78].

ランダム位相板 (RPP) を用い, 定常な不均一強度分布 を作り、CH2フォイルに 0.53µm 光と 0.35µm 光を照射 し、インプリントのレーザー波長依存性が実験的に調べ られた[69]. インプリントされる不均一の振幅は短波長 の擾乱(λ < 30μm)では同程度であったが、長波長擾 乱の発生はグリーン光のほうがブルー光に比べて約50% に抑えられていることが確認された.これは長波長の レーザーではカット・オフ密度が低くなり熱伝導領域の 幅が広がることにより熱平滑化が強調されることによる.

3-3. 関連した実験

第一節でも述べたように, 密度不連続面を衝撃波が通 過したとき、面上の歪みは Richtmyer-Meshkov(R-M) 不安定として成長する.これは Atwood 数 (α_A) の正, 負にかかわらず起こる不安定である [13]. レーザー爆縮 ではプラスチック・アブレータ層と固体 DT 燃料層との 境界面で R-M 不安定が起こる.アブレーション面でも, 初期に強いアブレーション圧力が加わると R-M 不安定 が起こると思われるが、実験ではアブレーション面上の 歪みの成長は見られていない[30]. アブレーション面で は熱伝導との結合効果がそうさせているようだ.

Fig. 10 と同じ実験配置で, Be のアブレータ (ρ = 1.7g/cm³) とその前部に密度 0.115g/cm³ のフォーム層 を付けたターゲットを用いて実験が行われた[79].この 場合の Atwood 数は $\alpha_A = -0.9$ である. 初期に Be とフ ォームの境界面に正弦波状の歪みを与え, キャビティ X 線で発生した衝撃波通過後の歪振幅の変化をX線バック ライト法で計測した. R-T 不安定の時と同様, bubblespike 構造へ成長していく様子が観測された. R-M 不安 定は R-T 不安定と異なり振幅が時間に比例して成長す る.この比例係数は単純な初期のモデル[80]では説明で きず、特に $\alpha_A < 0$ の場合は、衝撃波による歪みの圧縮 効果を取り込んだ理論 [81]により始めて説明できるこ とが実験的に確認された.また,歪みの振幅 η が kŋ ≈ 2程度まで成長すると飽和が起こり, bubble-spike 構造 が現れることが示された[79].

色々な波長成分の混在する R-T 不安定の非線形発展 では, 短波長モードの成長飽和や, モード間結合による 波数空間での逆カスケード(時間とともに長波長成分が 支配的となる現象)が見られる[11]. 異なる物質の境界 面では, R-T 不安定により分子レベルの物質混合も起 こる. このような乱流混合 (turbulent mixing) はタン クを用いた実験で詳しく調べられている[12].比重の異 なる2流体をタンクに密閉し、2流体境界面が静止した 状態で上部に設置されたロケットを噴射し, 25-70g0 (g0 =980cm/s²は地上の重力)の加速度を発生させる.す ると、タンク内の流体に上方へ慣性力が働き R-T 不安 定が起こる.自然の熱的擾乱が初期擾乱となる.2流体 の種類を色々と替え、異なる Atwood 数の下で実験を 行った、その結果、混合領域の幅 h(t) の時間発展に対 する次の経験則が見出された.

$$h(t) = c \alpha_{\rm A} g t^2 \tag{4}$$

ここで c は密度比等にはよらず一定で, 方形のタンク(三 次元乱流混合)では c=0.06~0.07, 扁平なタンク(二 次元乱流混合)では c=0.05~0.06 であった.

アブレーション面での R-T 不安定と異なり、この実 験での R-T 不安定の成長率は(1)式で与えられる.した がって,初期に境界面に擾乱を人工的に加えずとも,自 然の擾乱から R-T 不安定が成長し、非線形過程を経て、 初期条件には無関係に(4)式のように混合領域が発展す ることになる.

この古典流体の R-T 不安定に対する普遍的な関係式 (4)を再現すべく、二次元[11]および三次元[82]のシミ ュレーションが行われた. (4)式の $\alpha_{Ag}t^2$ の比例則は得 られたものの,三次元シミュレーションの結果は c= 0.04~0.05 であった. この食い違いについては現在も議 論が続いている.

(4) 式を使い、レーザー加速時のアブレーション面 での乱流混合の可能性が議論された[83].準線形拡散モ デルを用い. R-T 不安定の成長率がアブレーション面 では(2)式のように低減している効果を取り入れた.

その結果,加速相での混合域の幅が加速時のターゲット 厚より薄くなる条件(つまり, shell break-up しない条 件)として,(4)式のままだとインフライト・アスペク ト比, *A*_{inf} < 14 が要求されるのに対し,噴出安定化の 結果, *A*_{inf} < 70と緩和されることが示された.ところが, 実際の高利得のターゲット爆縮では初期歪みを充分小さ く抑えることと,噴出安定化のお蔭で R-T 不安定の成 長が遅いことから,充分発展した非線形段階になる前に 爆縮は終了する,いや,させなければならない,という 見解が支配的となっている[33,84].

R-M 不安定の実験で、初期にランダムな三次元擾乱 を境界面に与え、衝撃波通過後の混合領域幅の時間発展 が調べられた[85]. アブレータの Be に密度は近いが, 光学的に厚い Halar plastic (C₄H₄F₃Cl) を取り付け、こ の境界面が R-M 不安定により非線形に発展する様子を 調べた. Fig. 18 にX線の透過像の二次元シミュレーシ ョン結果を示す[85]. シミュレーションには ALE (Arbtrary Lagrangian Eulerian)の流体コード CALE2D が用いられた.図の下に示したのは、上の各時刻でのx 方向へ積分したX線透過率の分布である. 15ns まで計 算するのに CRAY-YMP で10時間かかるとのこと. Fig. 18の下図で "Ab" がアブレーション面を示し、"I" が混 合領域を示す.実験の結果, R-M 不安定により励起さ れる乱流混合領域の幅 h (t) は h (t) $\propto t^{\beta}$ (β =0.6 ± 0.1) であることがわかった.これは R-T 不安定の場合の(4) 式と異なる.この比例則については後ほど第4節で理論 的に導出する. R-M 不安定に関しては、さらに詳細な 実験とシミュレーションの比較がなされている[86].

初期に大振幅の擾乱を境界面につけた実験が Fig. 10 と同様の実験配置で行われている[87]. この場合,文献



Fig. 18 Simulation side-on radiographs and spatial X-ray transmission profiles at 3 different times for nonlinear stages of R-M instability [85].

[85]と異なり,充分発展した非線形段階で,混合領域は ln(*t*)に比例して成長していくことが観測された.これは 第4節で説明するように R-M 不安定で生成する bubble の長時間発展の振舞として理論的に導出できる.

参考文献

- [1] T. A. Heppenheimer, *The Man-Made Sun* (An Omni Press, Boston, 1983) Chap. 5.
- [2] R. E. Kidder, Laser Fusion : The First Ten Years 1962-1972, unpublished.
- [3] J. Nuckolls et al., Nature 239, 139 (1972).
- [4] S. Nakai et al., IAEA meeting, IAEA-CN-56/B-1-2, Würtburg, 1992.
- [5] S. Haan et al., Phys. Plasmas 2, 2480 (1995).
- [6]例えば、高部英明、三間圀興:核融合研究 68別冊, 13 (1992).
- [7] 例えば、ブルーノ・ロッシ著、小田 稔訳:「物理 学者ブルーノ・ロッシ自伝」(中公新書1145,中央 公論社,1993)第4章.
- [8] E. Fermi, The Collected Papers of Enrico Fermi Vol.2 ed. E. Segre (Univ. Chicago Press, Chicago, 1965) p.813.
- [9] R. D. Petrasso, Nature 367, 217 (1994).;藤永 茂著, 「ロバート・オッペンハイマー」(朝日選書549,朝 日新聞社,1996)第5章.
- [10] R. M. Davies and G. I. Taylor, Proc. Ro. Soc. London Ser. A200, 375 (1950).
- [11] D. L. Youngs, Physica D12, 32(1984); Physica D37, 270 (1989).
- [12] K. I. Read, Physica **D12**, 45 (1984).
- [13] 高部英明:核融合研究 69, 1285 (1993).
- [14] F. X. Timmes and S. E. Woosley, Astrophys. J. 396, 549 (1992).
- [15] K. Iwamoto, T. Shigeyama, K. Nomoto and H. Takabe, Instabilities of Thermonuclear Flames in Type Ia Supernovae, submitted to Astrophys. J.; K. Nomoto, K. Iwamoto, T. Shigeyama and H. Takabe, Instabilities of Nuclear Flames in Thermonuclear Supernovae, Univ. Tokyo, Astronomy Preprints No. 95-39 (1995).
- [16] 山岡 均,野本憲一:科学62,687(1992);シュワルツ シルド,岡村訳:パリティー Vol.11, No.10, p.42 (1996).
- [17] K. Sato, T. Shimizu and S. Yamada, in *Elementary Processes in Dense Plasmas* ed. S. Ichimaru and S. Ogata (Addison-Wesley Pub., Massachusetts, 1995) p.35.
- [18] 例えば, S.Ichimaru, *Basic Principle of Plasma Physics* (W. A. Benjamin Inc., Massachusetts, 1973) Chap. 8.

解 説

- [19] A. B. Bud'ko et al., Phy. Fluids B2, 1159(1990).
- [20] L. G. Moretto et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1884 (1992).
- [21] 例えば, Newton 16, No.8 (教育出版社, 1996).
- [22] T. Suzuki et al., Astron. Astrophys. 274, 883(1993).
- [23] M. D. Rosen, Phys. Plasmas 3, 1803(1996).
- [24] H. Takabe, Direct Drive High Gain Target Design and its Stability, to be submitted.
- [25] Y. Kato et al., Phys. Rev. Lett. 53, 1057 (1984)
- [26] S. Skupsky et al., J. Appl. Phys. 66, 3456 (1989).
- [27] M. Desselberger et al., Phys. Rev. Lett. 74, 2961 (1995).
- [28] S. E. Bodner, J. Fusion Energy 1, 221 (1981).
- [29] D. Munro, Phys. Fluids B1, 134 (1985).
- [30] T. Endo et al., Phys. Rev. Lett. 74, 3608 (1995)
- [31] H. Takabe *et al.*, Phys. Fluids **28**, 3676 (1985)
- [32] J. P. Dahlburg et al., Phys. Fluids B5, 571 (1993)
- [33] S. W. Haan, Phys. Rev. A39, 5812 (1989).
- [34] J. P. Dahlburg et al., Phys. Plasma 2, 2453 (1995).
- [35] H. Takabe et al., Phys. Fluids 31, 2884 (1988).
- [36] H. Azechi et al., Appl. Phys. Lett. 55, 945 (1989).
- [37] H. Azechi et al., Laser Part. Beams 9, 193 (1991).
- [38] 宮永憲明, 核融合研究 68 別冊, 49 (1992).
- [39] 諌山安彦, 高部英明, 三間圀興, 核融合研究 70, 756 (1994).
- [40] K. Mima et al., Phys. Plasmas 3, 2077 (1996).
- [41] Y. Kato et al., in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, 12th Interactional Conference ed.
 S. Nakai and G. H. Miley (AIP Conf. Proceedings 369, New York, 1995) p.101.
- [42] R. L. McCrory and C. P. Verdon, in *Inertial Confine*ment Fusion, ed. by A. Caruso (Editrice Compositori, Bologna, 1989) p.83.
- [43] V. B. Rozanov *et al.*, in *Energy from Inertial Fusion* ed. by W. Hogan *et al.* (IAEA, Vienna, 1995) p.21.
- [44] R. L. McCrory et al., Nature 335, 225 (1988).
- [45] LLE Review, Univ. Rochester 43, 117 (1990).
- [46] J. M. Soures et al., Phys. Plasmas 3, 2108 (1996).
- [47] LLE Review, Univ. Rochester 66, 57 (1995).
- [48] J. Lindl, Phys. Plasmas 2, 3933 (1995); J. Lindl, UCRL-JC-119015, L-19821-1 Preprint (1995).
- [49] 例えば, Phys. Today, Jan. (1995) p.47.
- [50] ICF Quartery Report, Lawrence Livermore Nat. Lab., Vol.5, No.4 (1995).
- [51] M. D. Cable et al., Phys. Rev. Lett. 73, 2316 (1994).
- [52] 文献[48]の p.92.
- [53] T. R. Dittrich et al., Phys. Rev. Lett. 73, 2324 (1994).

- [54] O. L. Landen et al. 文献 [50] の p.271.
- [55] M. M. Marinak et al., Phys Plasmas 3, 2070(1996).
- [56] CEL-V Laser team, in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, 12th Int. Conf. ed. S. Nakai and G. H. Miley (AIP Conf. Proc. 369, New York, 1996) p.40.
- [57] B. A. Remington et al., Phys. Plasmas 2, 241 (1995).
- [58] K. S. Budil et al., Phys. Rev. Lett. 76, 4536 (1996).
- [59] S. V. Weber et al., Phys. Plasmas 1, 3652 (1994).
- [60] B. A. Remington *et al.*, Phys. Fluids **B5**, 2589 (1993).
- [61] M. M. Marinak et al., Phys. Rev. Lett. 75, 3677 (1995).
- [62] K. Nishihara et al., Phys. Plasmas 1, 1653 (1994).
- [63] A. J. Cole *et al.*, Nature **299**, 329 (1982); J.S.Wark *et al.*, Appl. Phys. Lett. **48**, 969 (1986).
- [64] J. Grun *et al.*, Phys. Rev. Lett. 58, 2672 (1987);
 J. Grun *et al.*, Phys. Rev. Lett. 53, 1352 (1984).
- [65] M. Desselberger et al., Phys. Rev. Lett. 65, 2997 (1990).
- [66] S. G. Glendinning et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1201 (1992).
- [67] K. Shigemori et al., to be published in Phys. Rev. Lett.
- [68] H. Azechi et al., preprint for 16th IAEA Fusion Energy Conference, F1-CN-64/BP-19, Montreal, Oct., 1996.
- [69] B. A. Remington *et al.*, preprint for *16th IAEA Fusion Energy Conference*, Montreal. Oct., 1996.
- [70] H. Azechi, private communication.
- [71] 例えば, S.Chandrasekhar, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability (Dover Pub, New York, 1981) Chap.XI.
- [72] M. H. Emery *et al.*, Phys. Rev. Lett. 48, 677 (1982).
- [73] R. L. McCrory et al., Phys. Rev. Lett. 46, 336 (1981).
- [74] C. P. Verdon *et al.*, Phys. Fluids **25**, 1653 (1982).
- [75] R. G. Evans et al., Phys. Rev. Lett. 49, 1639 (1982).
- [76] R. J. Taylor et al., Phys. Rev. Lett. 76, 1643 (1996).
- [77] D. H. Kalanter et al., Phys. Rev. Lett. 76, 3574 (1996).
- [78] D. K. Bradley et al., Phys. Rev. Lett 69, 2774 (1992).
- [79] G. Dimonte and B. Remington, Phys. Rev. Lett. 70, 1806 (1993).
- [80] R. D. Richtmyer, Comm. Pure Appl. Math. 13, 297 (1960).
- [81] K. A. Meyer and P. J. Blewett, Phys. Fluids 15, 753 (1972).
- [82] D. Youngs, Phys. Fluids A3. 1312 (1991).
- [83] H. Takabe and A. Yamamoto, Phys. Rev. A44, 5142 (1991).
- [84] S. Haan, Phys. Fluids B3, 2346 (1991).
- [85] G. Dimonte et al., Phys. Rev. Lett. 74, 4855 (1995).
- [86] G. Dimonte et al., Phys. Plasmas 3, 614 (1996).
- [87] T. A. Peyser et al., Phys. Rev. Lett. 75, 2332 (1995).

著者 E-mail takabe @ile.osaka-u.ac.jp