



解説

米国国立点火施設における流体不安定性と乱流混合過程に関する研究

Hydrodynamic Instabilities and Mix Studies on National Ignition Facility

REMINGTON Bruce A.

Lawrence Livermore National Laboratory

(原稿受付：2013年12月23日)

米国国立点火施設 (National Ignition Facility, NIF) における乱流混合実験 (Mix Campaign) の目的として、1) 燃料への乱流混合過程が核融合性能にどのように影響するかを明らかにすること。2) 乱流混合過程が核反応効率の急激な低下を引き起こす閾条件を明らかにすること。3) 乱流混合過程の影響を軽減し、核融合性能を向上させる手法を開発すること、の3つがあげられる。この一連の実験では、駆動 X 線パルス波形やターゲットデザインを変化させ、燃料圧縮用の X 線パルスの最大出力、パルスの裾部分の強度、ターゲット設計の効果について調べられた。ホットスポットへアブレータ材料が乱流混合していることが、X 線分光計測によって明らかとなった。ホットスポットへのアブレータ材料の混合質量が大きくなると、ある閾値を境に中性子の発生数は急激に減少した。この乱流混合は、アブレーションフロントにおけるレイリー・テイラー (RT) 不安定性により生じていると考えられる。時間波形の裾部分の強度を高くした X 線パルス ("High Foot" パルス) を用いて高断熱圧縮を行った場合には、より平滑なアブレーションフロントが実現され、ホットスポットへの混合質量を劇的に軽減することができた。特に最近の二つのショットでは中性子の発生数が 10^{15} 個以上となり、理想的な 1 次元シミュレーションから見積もられる中性子数に対する比率が50%を上回った。

Keywords:

National Ignition Facility, Inertial Confinement Fusion, Hydrodynamics Instability

1. はじめに

核融合は恒星のエネルギー源としても知られる核反応過程である。水素原子核が融合することでより重い核を構成し、その過程でエネルギーを放出する。ローレンス・リヴァモア国立研究所 (Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL) で研究している慣性核融合 (Inertial Confinement Fusion, ICF) は“レーザー核融合”とも呼ばれ、重い水素原子核である重水素 (Deuterium, D) とトリチウム (Tritium, T) を用いている。十分に高い密度と温度の条件で D と T は核融合反応し、ヘリウム原子核と中性子を放出する。この反応一つあたりで、17.6 メガ電子ボルト (MeV) のエネルギーが放出される。



もちろん、恒星の中でこれらの反応は継続し、より重い原子核 (例えば、炭素、酸素、ケイ素、鉄等) を生成する。我々は ICF 研究において、そのエネルギー放出量の大きさから DT 核融合反応に注力している。

ICF 研究の最終目的は、DT 核融合反応を十分な数だけ爆発的に生じさせ、その反応を引き起こすために費やした以上のエネルギーを作り出す状態に到達することである。

キャンプに行ってキャンプファイアをするときのことを例にとってみよう。キャンプファイアを始めるときには、まず、あなたは細い薪でたきつけを作り、その周りに

太い薪 (すなわち“燃料”) を並べるだろう。ここからが重要なステップである。あなたはマッチを擦って“スパーク”を作り、たきつけに火がついて“ホットスポット”となるようにする。ここで、細い薪が湿っていると、薪の隙間が狭すぎるとか、逆に隙間だらけといったようにでたらめにたきつけを組んでいると、たきつけに火がつかず、周囲の丸太に火がつくのに十分な“ホットスポット”を作れない。しかし、我々は経験的に、どのようにたきつけを組めばよいか、また、“燃料”である太い薪に火が移るようにはどのように薪を配置するのが適切かということを知っている。そのおかげで、小さなマッチの火をもとに、大きく燃える炎を作り出すことができる。たき火の場合、数キログラムの丸太が化学反応によってエネルギー (すなわち熱) を作り出している。大きな火をつけるには、次の3つの順に火が伝わっていく必要がある。1) スパークとなるマッチ。2) ホットスポットとなるたきつけ。3) 燃料となる太い薪。これらの3つのステップのそれぞれが正しく、順序どおりに機能しなければならない。例えば、マッチに火がつかずに適切なスパークが作れないとか、たきつけがうまく作られていないために適切なホットスポットができない、太い薪がうまく配置されていないために燃料に火がうつらないなど、何らかの理由でいずれかのステップがうまくいかない場合には、大きな火を作ることはできない。

我々が LLNL にある国立点火施設 (National Ignition Fa-

cility, NIF)で行っているICF研究は、化学反応を使うか核反応を使うかという点を除けば、このキャンプファイアの例と非常によく似ている。化学反応によって生じるエネルギーは、一般に電子ボルト (eV) の単位で表現される程度である。一方で核反応の場合、生じるエネルギーは MeV 領域であるので、1つの反応あたりに生じるエネルギーは、キャンプファイアの火を起こす化学反応に比べると100万倍大きいことになる。我々は数キログラムの丸太に代えて、0.17 ミリグラムの DT 燃料を用いて核融合の“火”をつけようとしているが、先ほどのキャンプファイアに火をつける方法と比べて、その概念に大きな違いはない。

NIFでは、200 μm の壁厚をもつ直径2 mm の中空のプラスチックシェル (球殻) をターゲットとして用いている。シェルの内面側には、非常に滑らかな氷状の DT 層が厚み70 μm にわたって形成されており、シェル内部の中空部分には低密度の DT ガスが封入されている。このシェルが入ったホーラム (Hohlraum) 内壁に、総エネルギーにして1–2 MJ の NIF レーザーが照射される。パルス幅は15–20 ns、最大パワーは350–450 TWである。レーザーとホーラムの相互作用で発生した軟X線の照射を受けてシェルは内側へ向かって爆縮され、その過程で高密度DT燃料とDTガスが圧縮される。ここでガスの温度が上がり、たきつけとなる。衝撃波がターゲットの中心へ到達すると、高温のガスの中でスパークとなるDT核反応が生じる。そのスパークを取り囲むガスが十分に高密度・高温であれば、最初のスパークがさらなるDT反応を引き起こし、たきつけが燃え始め、自己加熱が実現する。我々は今まさに、たきつけに火が付いて、燃え始めていることを示す最初の兆候を観測しはじめた段階にある。今後のさらなる最適化によって、たきつけが燃え始めれば、それはDT燃料が自己加熱を始めることを意味し、核反応により生じるエネルギーの放出量は劇的に増大する。このホットスポットが高密度DT燃料 (キャンプファイアにおける丸太に相当する) の核燃焼を引き起こせば、一段とエネルギー放出量が増大する。この段階まで到達できれば、核反応による放出エネルギーが、爆縮のために投入されたエネルギーを上回る。これがいわゆるICFにおける“核融合点火”の関である。点火が実現されれば、利用可能なエネルギーを核融合で作り出すために残された最後のステップは、パルス状のエネルギー生成を一秒間に複数回起こすことである。そのためには、燃料の投入とレーザーパルスによる爆縮を5–10 Hz の繰り返し周期で実現することが必要になる。自己加熱 (たきつけを十分燃やすこと) はNIFの短期的目標であり、点火実現は長期的目標である。数Hzの繰り返し周期で核融合反応を起こすことはNIFで行われる研究の範疇を超えた次の大きなステップであり、新しく違うタイプのレーザー装置が必要になるだろう。長期的展望と目的は、核融合炉においてレーザー核融合により生じたエネルギーを電気へと変換することである。したがって、電気を使うひとは誰でも核融合エネルギーの恩恵を受けることができるだろう。

DT燃料を点火するために、我々の“たきつけ”である

ホットスポットに求められる温度は、5 keV以上である。これは太陽の中心温度より数倍高い。同様に要求される密度は100 g/cm^3 を超え、これは太陽の中心密度と同程度である。点火が実現すると、核融合反応の連鎖によって温度は上昇して10 keV以上となり、太陽の中心温度よりはるかに高くなる。このように非常に高い温度がICFに求められるのは、一般の慣性核融合ではこのような状況を維持するのがせいぜい100–200 psでしかないからである。この短い時間内に核融合反応によるエネルギーを取り出さないといけないため、核融合反応の連鎖が爆発的であることが必要で、それ故に高い温度が求められる。

NIFは2009年からターゲット物理に関する研究を活発に続けてきた。そして最近の論文[1]が伝えたように、アルファ粒子による自己加熱に向けて大きな一歩を踏み出した。ICF研究の進展はそのペースを早めており、慣性閉じ込めか磁場閉じ込めかにかかわらずに、国際社会における核融合に対する関心を再び活性化している。また、磁場閉じ込め方式の要素をICFに取り入れたハイブリッド的な方式も検討されている。これからの数年間は、アルファ粒子加熱の段階に入り、次世代の最適ICF設計を探索するという、非常に興味深く実りの多いものになるだろう。

2. 最近のNIFにおける核融合研究

NIFにおける間接照射型ICF研究ではホーラムと呼ばれる容器内に高エネルギーのレーザー光を集光させ、軟X線へ変換する。この軟X線がホーラム中心に設置された中空の球状カプセル表面をアブレーションさせて爆縮を誘起する。このカプセルは図1(a)に示すように多層構造をもつ。高い燃料圧縮を断熱的に実現するために、X線パルス波形を3–4段の衝撃波を励起する形にしている (図1(b)) [2–4]。理論研究[5–12]および2次元または3次元シミュレーション[13–19]、ハイパワーレーザーを用いた実験[20–28]により、ICFの燃料カプセルのアブレーションフロントはレイリー・テイラー (RT) 不安定性のために不安定であり、一方ではアブレーション過程が進むとRT成長率は低下することが知られている。しかし、NIFで行っている爆縮過程におけるRT不安定性の影響については十分に解明されていない。RT不安定性の成長に歯止めがきかない場合、アブレータと燃料もしくは燃料とホットスポットの境界が大きく乱れるため、最終的にホットスポットへのアブレータ材の混合を引き起こして、放射損失によって核融合反応が抑制される。この乱流混合による核反応率低下のことを、ここでは「ミックスクリフ (Mix Cliff)」とよぶ (図1(c))。一連の乱流混合実験の目的は、そのようなミックスクリフが存在するのか、存在するとすればその場所はどこか、その勾配はどの程度なのか、乱流混合の影響を軽減する方法はあるのか、を明らかにすることである。効果的な軽減方法がみつければ、次にやるべきことはアブレータと氷層の表面を荒くした燃料球をより強く圧縮し、爆縮性能の限界を確認して、新しいミックスクリフを探すことである。ミックスクリフを探し、新しくより洗練された乱流混合の軽減方法を見つけ、そして燃料カプセルを新

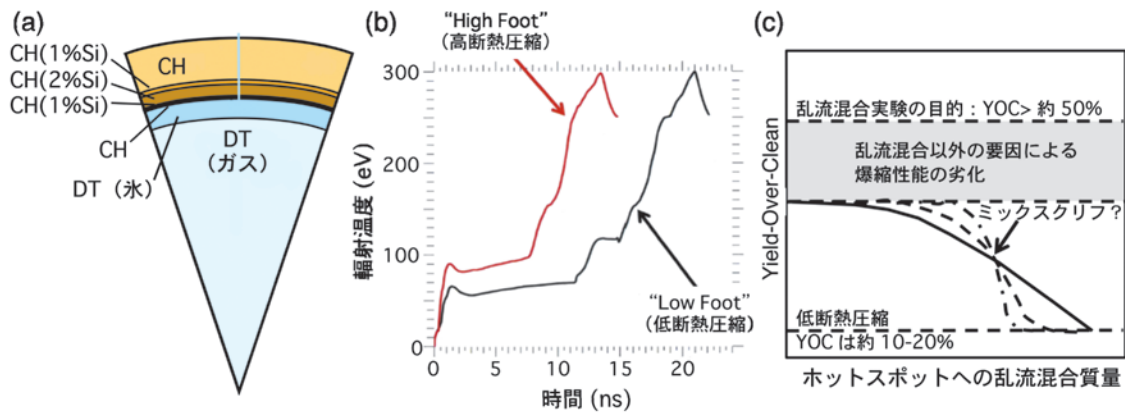


図1 (a) NIFで核融合点火実験に用いられる典型的な燃料球の概略図(一部切り抜き)。最外部は半径1.15 mm。シェルは、外側からCH (138 μm 厚)、1%SiドーブCH (10 μm 厚)、2%SiCHドーブ(35 μm 厚)、1%SiドーブCH (6 μm 厚)、CH (6 μm 厚)、そしてクライオのDT氷層(69 μm)である。(b)爆縮を駆動するために用いられる放射のパルス波形。黒線は4つの衝撃波を励起する、“Low Foot”で低断熱($\alpha \sim 1.5$)な場合の波形。3衝撃波を励起する高い裾をもつ、“High Foot”で高い断熱駆動($\alpha \sim 2.3$)の場合については赤い曲線で示す。(c)乱流混合実験の基本計画の定性的な概念図。ホットスポットに混合するアブレータが増えるにつれ、不純物のない1次元シミュレーションで見積られる中性子数に対して実験で得られる中性子数の割合(YOC)は減少すると実験当初は予想していた。その急な勾配から、この減少を“ミックスクリフ(mix cliff)”と呼んだ。点火達成へ近づくために爆縮を最適化するには、アルファ粒子加熱の効果がない限りYOCがおおよそ50%以上であることが必要である。YOCが50%以上であれば、シミュレーションと実験がより強い相関を持つようになり、幅広いパラメータ領域をより十分にかつ効率的に調べられる。

たな性能限界まで圧縮する、というサイクルを繰り返すことで、アルファ粒子加熱条件を達成し、点火条件により近づくことをめざす。次の章では、一連の取り組みの進捗について述べる。最近得られた結果は、希望がもてるものである。

3. ミックスクリフの探査

DTで構成されるホットスポットにまでアブレータ材料が入り込んでいることについての初めての決定的な実験的証拠は、発光X線の分光計測でみつかった。この実験には三種ドーブDTターゲットが用いられた[29]。使用されたターゲットのアブレータ層の最内側(DT燃料に接する側)6 μm に原子数比で銅が0.15%ドーブされており、またその外側2層にはゲルマニウム0.2%がドーブされている。このターゲットを爆縮してホットスポットからのX線分光計測を行ったところ、図2(a)に示すように、ゲルマニウムのHe α 線の発光が検出されたが、銅のX線発光は得られなかった[29]。一方で、ホットスポットを取り囲む低温高密度のプラズマシェル中のゲルマニウムと銅のK吸収端は見えている。これらの計測結果は、アブレーションフロントでのRT不安定性により、アブレータ材が外側からホットスポット内まで入り込むことを表す一方で、アブレータと燃料の境界で成長する不安定性は、アブレータ材をホットスポット内にそれほど混合させないという解釈で説明できる。これらの分光計測と並行して、爆縮がうまくいかなかった場合には、中性子発生量やイオン温度は低いもののホットスポットから強いX線放射があることがわかった。アブレータ材、特に炭素がホットスポットに乱流混合し、放射損失によりホットスポットの温度を下げ、核燃焼反応を阻害しているというのが、この結果に対するもっとも妥当な説明である。ここで、乱流混合を考察するための単純なモデル(Mixモデル)を作った[30]。このモデルを

用いて、与えられた中性子発生数およびホットスポットの温度と体積から期待される不純物のないDTホットスポットからのX線放射量に比べて、実測された放射量がどれだけ多かったかをもとに、ホットスポット中の炭素の質量を推量する。クライオターゲットを用いた爆縮実験で計測されたDT中性子発生数と、このモデルを用いて見積ったアブレータ材料の乱流混合質量の関係をまとめたものが図2(b)である。同様な傾向はX線分光計測からも得られている[29]。図2(b)から明らかのように、ホットスポットへの混合質量が数百ナノグラムを超えると、中性子発生数が急激に低下しており、ミックスクリフの存在が示唆される。なお、図2に示した結果は図1(b)に示す“Low Foot”パルスを用いた低断熱圧縮の場合である(ただし最大強度までの上昇時間は1, 2, 3 nsといったいくつかのタイプが含まれている)。このように、乱流混合実験のこれまでの結果からミックスクリフが存在することは明らかであり、ホットスポットへのアブレータ材の混合は軽減しなければならない重大な課題である。次の章では、その軽減法に関する初期研究について述べる。

4. ホットスポットへの乱流混合の軽減

アブレータ材がホットスポット中へ乱流混合する主要な原因の一つが、アブレーションフロントにおけるRT不安定性であるということは、いくつかの結果により示唆されている。第一に、図2(a)に示すように、三種ドーブカプセルを用いた分光計測においてホットスポットからゲルマニウムの強い発光が観測されたが、銅の発光がみられなかったこと。第二に、得られたホットスポットに乱流混合した炭素の質量を、実験により推定したシェル幅に対してプロットすると、シェル幅の減少に伴い混合質量が増加する傾向(図3(a))がみられること[31]。第三に、シミュレーションで求められたアブレーションフロントの成長係数が

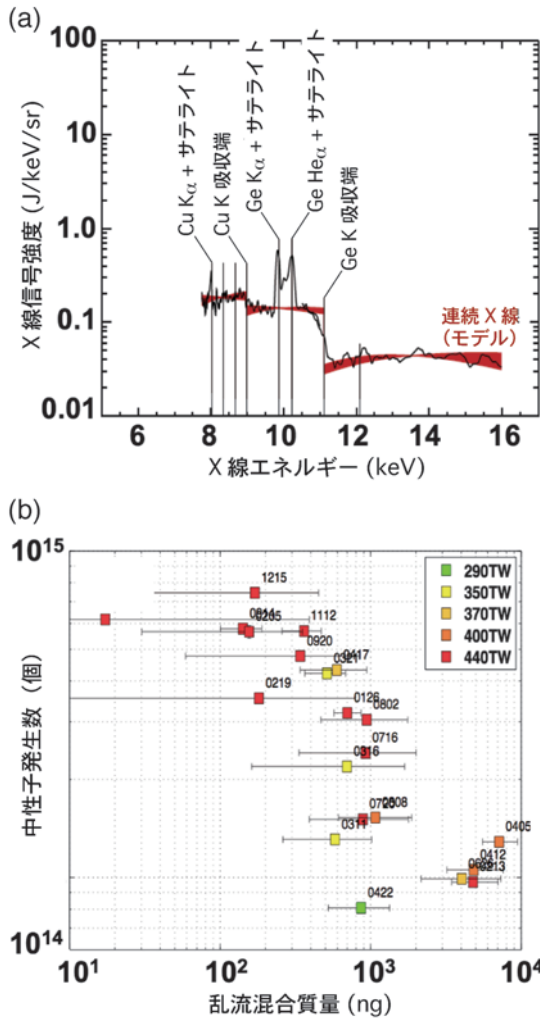


図2 (a) 3種ドーブDTターゲットを用いた実験 (NIF ショット N120219) で計測されたホットスポットの X線発光スペクトル (黒線)。ホットスポットで発生する連続 X線 (光子エネルギー $h\nu$) のスペクトルを $\exp(-h\nu/kT)$ 、シェルの光学的厚さを $(h\nu)^{-3}$ と仮定した場合に、圧縮されたシェルを透過して得られる連続 X線スペクトルを計算した (赤線) [29]。 (b) NIF で行ったクライオ DT ターゲットを用いた爆縮実験 (21 ショット) について、計測された DT 中性子発生数と Mix モデルにより推量される乱流混合質量の関係。データ点はレーザーの最大出力に応じて色づけされている [30]。ホットスポットへの混合質量が数百ナノグラムを超えると中性子発生数が急激に減少しており、ミックスクリフの存在を示唆している。

増大するにつれ、実験で得られた混合質量も増大する傾向 (図 3 (b)) にあること [31]。そして最後に、ここでは詳細は示さないが、図 1 (a) に示したシェルに比べて多くのシリコンをドーブしたターゲットを用いた場合には、混合質量が増大するという結果が得られたこと。これら 4 つの計測結果は、アブレーションフロントにおける RT 不安定性にあるということと矛盾しない。したがって、乱流混合を軽減するために第一にとるべき方策として、アブレーションフロントの RT 不安定性を抑制するための早期の改善を施すことにした。我々は図 1 (a) に示したものと同一ターゲットを用いる一方で、"High Foot" パルス (図 1 (b) 赤線参照) を用いて高断熱圧縮を行った。"Low Foot" と "High

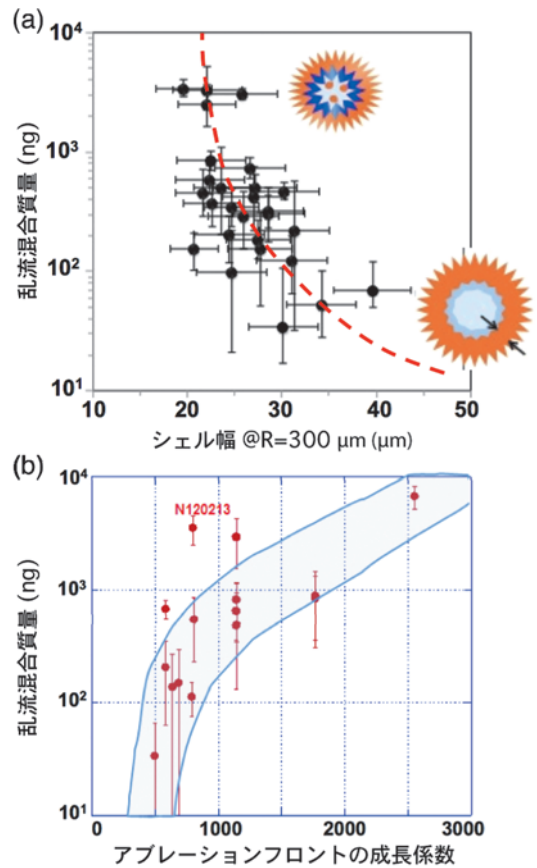


図3 (a) 実験的に推量されるホットスポットへの乱流混合質量と X線バックライト計測により推量されるシェルの幅の関係 [31]。 (b) 実験的に推量される混合質量と 2 次元シミュレーションにより得られたアブレーションフロントの成長係数の関係 [31]。それぞれの図中の曲線は、傾向を示すために描かれている [31]。

Foot" の 2 種類の X線パルスを用いた場合について、2 次元シミュレーションで計算された最大爆縮時の密度プロファイルを図 4 (a) に示す [4]。"High Foot" のシミュレーションの場合は燃料球の収縮度が若干低く、そのために Convergence Ratio (CR) は "Low Foot" の場合の 35-40 に比べて "High Foot" の場合は 25-30 程度である。"High Foot" の場合、爆縮過程の非常に初期の時点から高断熱圧縮が実現される ("Low Foot" では $a \sim 1.5$ であるのに対し、"High Foot" では $a \sim 2.3$ 程度である)。正味の効果として、高いアブレーション速度と大きな電子密度スケール長が実現でき、いずれも RT 不安定性の成長率抑制につながる。それ故に、"High Foot" の場合にはホットスポットへのアブレータ材の総混合量を減少させる [6, 7, 9, 10, 12]。実際、"High Foot" のシミュレーションでは、RT 不安定性の成長やホットスポットへのスパイク形状の侵入が爆縮過程の後半においても軽減されている。実験において見積もられた乱流混合質量も "High Foot" では小さかった。1 次元流体シミュレーションから見積もられる中性子数と実験で観測された中性子発生数の比率を意味する YOC (Yield-Over-Clean) を図 4 (b) に示す [32]。この結果、明らかに "High Foot" の場合に高い YOC を達成している。さらに、2 つのショットの YOC が、乱流混合実験における中心的な目標の 1 つである

YOC=50%を上回っている。YOCが50%以上に到達するという事は、実験結果とシミュレーション結果との高い相関により、新しく高性能な設計をより迅速に最適化できることを意味している。さらに、図4(b)中のショットN130812において、アルファ粒子による自己加熱により中性子発生量が50%増大したことが、解析およびシミュレーションにより示された。この結果は、“High Foot”爆縮においてアルファ粒子加熱が重要になりつつあることを意味している[4,32]。乱流混合が軽減された“High Foot”爆縮実験の次のゴールは、アルファ粒子加熱によって中性子発生量が2倍以上になるような、自己加熱が支配的な核融合燃焼である。

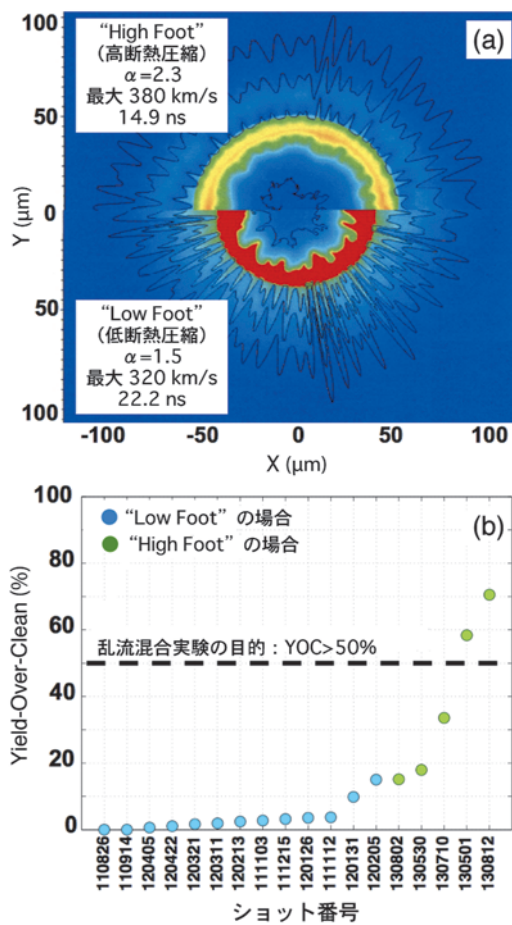


図4 (a) 2次元多モード(モード数100)のシミュレーションが示す、表面粗さを持つシェル爆縮において予測される不安定性成長の様子(密度プロファイル)。下半分は“Low Foot”で低断熱圧縮($\alpha=1.5$)を行った場合、上半分は“High Foot”で高断熱圧縮($\alpha=2.3$)を行った場合。爆縮プラズマ半径が最も小さくなる時刻の結果を示した。“High Foot”のシミュレーションは燃料球の収縮度が低く、RT不安定性に由来するスパイクがホットスポットに入り込む割合が小さい[4]。(b)クライオDTターゲットを用いた爆縮実験の18ショットについて、そのショット番号とYOC。青いデータ点は“Low Foot”の低断熱圧縮、緑のデータ点は“High Foot”の高断熱圧縮の一連の結果である。“Low Foot”の場合のYOCが5~15%程度であるのに対し、“High Foot”の場合はYOCが20~70%程度であった。

5. まとめと今後の展望

これまで述べてきたように、多岐にわたる乱流混合実験において数々の計測技術を利用することで、ミックスクリフの存在を確認した。特に、三種ドープカプセルを用いたX線分光計測と、中性子発生量とX線発生量の比較に基づくMixモデルにより、低断熱圧縮の場合について、ミックスクリフの存在が明らかにされた。これまでは、乱流混合軽減のために解決すべき課題は、高断熱圧縮によるアブレーションフロントでのRT不安定性成長率の抑制にあった。“High Foot”のX線パルスを用いることにより、YOC>50%となる爆縮が可能となり、アルファ粒子加熱の効果を示唆する結果を初めて得た。しかし、高断熱圧縮によるこの高いYOCは、爆縮される燃料の面密度の低下と引き換えに実現されている。今後は、より顕著なアルファ粒子加熱を引き起こし、点火領域まで到達し始めるよう、“High Foot”パルスによる爆縮設計の上限について調べ、代替アブレーションフロント[33,34]といった、更なる乱流混合軽減のための手法についても研究を行う。

謝辞

本研究は、アメリカエネルギー省の支援を受け、LLNLによって遂行された(DE-AC52-07NA27344)。また、本解説の主たる成果はL.J. Atherton, L.R. Benedetti, L. Berzak-Hopkins, D.K. Bradley, D.A. Callahan, D. Casey, P.M. Celliers, C.J. Cerjan, D.S. Clark, E.L. Dewald, T. Dittrich, S.N. Dixit, T. Doepfner, D.H. Edgell, M.J. Edwards, S. Glenn, S.W. Haan, B.A. Hammel, A. Hamza, D. Hicks, W.W. Hsing, O. Hurricane, N. Izumi, O.S. Jones, M.H. Key, S.F. Khan, O.L. Landen, S.L. Pape, J.D. Lindl, T. Ma, B.J. MacGowan, A.J. Mackinnon, A.G. MacPhee, N.B. Meezan, J.D. Moody, E.I. Moses, A. Pak, T. Parham, H.-S. Park, P.K. Patel, J. Pino, J.E. Ralph, K. Raman, H.F. Robey, J.S. Ross, B.K. Spears, V. Smalyuk, P.T. Springer, L.J. Suter, R. Tipton, R. Tommasini, R.P. Town, S.V. Weber(以上 Lawrence Livermore National Laboratory), R. Epstein, S.P. Regan(以上 Laboratory for Laser Energetics), J. Frenje, M. Gatu-Johnson, R. Petrasso(以上 Massachusetts Institute of Technology), S.H. Glenzer(SLAC National Accelerator Laboratory), G. Grim, J.L. Kline, G.A. Kyrala(以上 Los Alamos National Laboratory), J.D. Kilkenny, A. Nikroo(以上 General Atomics)らとの共同研究で得られたものである。なお、本記事(2-5章)と同様の内容はInertial Fusion Science and Applications (IFSA) 2013のProceedingsとして発表される予定である。

【翻訳：鋳内俊毅(阪大)】

参考文献

- [1] O.A. Hurricane *et al.*, Nature **506**, 343 (2014).
- [2] S.W. Haan *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 051001 (2011).
- [3] M.J. Edwards *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 070501 (2013).
- [4] T.R. Dittrich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112**, 055002 (2014).

- [5] J.D. Lindl and W.C. Mead, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1273 (1975).
- [6] H. Takabe *et al.*, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
- [7] D.H. Munro, *Phys. Rev. A* **38**, 1433 (1988).
- [8] S.W. Haan, *Phys. Rev. A* **39**, 5812 (1989).
- [9] S.W. Haan, *Phys. Fluids B* **3**, 2349 (1991).
- [10] M. Tabak *et al.*, *Phys. Fluids B* **2**, 1007 (1990).
- [11] D. Shvarts *et al.*, *Phys. Plasmas* **2**, 2465 (1995).
- [12] R. Betti *et al.*, *Phys. Plasmas* **3**, 2122 (1996).
- [13] R.L. McCrory *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 336 (1981).
- [14] C.P. Verdonet *et al.*, *Phys. Fluids B* **2**, 2715 (1990).
- [15] H. Sakagami and K. Nishihara, *Phys. Fluids B* **2**, 2715 (1990).
- [16] S.V. Weber *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 3652 (1994).
- [17] M.M. Marinak *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3677 (1995).
- [18] B.A. Hammel *et al.*, *High Ene. Dens. Phys.* **6**, 171 (2010).
- [19] D.S. Clark *et al.*, *Phys. Plasmas* **18**, 082701 (2011).
- [20] J.S. Wark *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 969 (1987).
- [21] J.D. Kilkenny, *Phys. Fluids B* **2**, 1400 (1990).
- [22] B.A. Remington *et al.*, *Phys. Plasmas* **2**, 241 (1995).
- [23] K.S. Budil *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4536 (1996).
- [24] H. Azechi *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 4079 (1997).
- [25] S.G. Glendinning *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 2033 (2000).
- [26] V.A. Smalyuk *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 155002 (2001).
- [27] V.A. Smalyuk *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 025002 (2008).
- [28] C. Cherfils *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5507 (1999).
- [29] S.P. Regan, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 045001 (2013).
- [30] T. Ma *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 085004 (2013).
- [31] T. Doeppner *et al.*, "Mix in cryogenic DT layered implosions on the National Ignition Facility," *Phys. Plasmas, in preparation* (2013).
- [32] H.S. Park *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055001 (2014).
- [33] D.T. Casey *et al.*, "High performance, indirect-drive implosions using beryllium ablaters at Omega" *Phys. Plasmas, in preparation* (2013).
- [34] J.S. Ross *et al.*, "High-density carbon capsule experiments on NIF" *Phys. Rev. Lett, in preparation* (2013).