

高速点火レーザー核融合における
コーン付ターゲットの爆縮特性に関する
シミュレーション研究

柳川 琢省 (Yanagawa Takumi)

概要

レーザー核融合では、燃料を封入した球状のシェルターゲットに四方八方からレーザーを照射し、燃料を爆縮することで核融合の自己点火に必要な高温・高密度を達成する。しかし、爆縮で高温・高密度を同時に達成するには種々の流体力学的不安定性が誘起されるため、非常に均一な爆縮が要求される。そこで、爆縮で燃料の高密度化のみを行い、圧縮した燃料を外部から加熱することで点火を行う高速点火方式が考案された。現在大阪大学レーザーエネルギー学研究センターで実施されている高速点火実証実験では、ターゲットに先端の閉じた中空の金コーンを挿入した状態でレーザー爆縮が行われる。そして、最大圧縮時に加熱レーザーをコーン内に向けて照射し、コーン先端部の金との相互作用で発生する高エネルギー電子により圧縮された燃料を加熱し、点火させる。コーンを用いるメリットは周辺のコロナプラズマに阻害されることなく加熱レーザーが高密度燃料コア近傍まで伝播できることである。その一方で、コーンが存在していても爆縮による燃料の圧縮が十分に行えるかどうかの問題となっている。そこで本研究では、3次元流体コードIMPACT-3Dを用いて、これまでほとんど着手されてこなかった3次元シミュレーションによりコーン付ターゲットの爆縮特性を解析した。

コーン付ターゲットの爆縮シミュレーションを行うために、計算グリッドに適合しないコーンのような形状を持つ物体が埋め込まれた流体場を計算できる Immersed Boundary 法と呼ばれる手法を IMPACT-3D に導入した。そして、コーンの初期配置や開き角の大きさが燃料の圧縮率に及ぼす影響について調べた。その結果、コーンの開き角に関しては、大きければ大きいほど圧縮率が低下することがわかった。一方で、コーンの中心軸方向の挿入位置に関しては、最適な位置が存在することがわかった。

次に、2次元軸対称系のシミュレーションでは表現できなかったレーザーの照射配置を扱った爆縮シミュレーションを行った。レーザーは実際に実験で用いられている激光 XII 号レーザーを想定し、その照射配置で爆縮シミュレーションを行った。激光 XII 号は12本のビームが正十二面体の各面に照射されるように配置されているが、コーン付ターゲットを用いる場合はコーンへの照射を避ける必要がある。このため、コーン側の3本を正十二面体配置からずらしたオフセット配置が提案されているがアライメントが煩雑であ

り，多くの実験ではコーン側 3 面のビームを除いた 9 ビーム照射で爆縮が行われている．そこで，オフセット配置を模擬した 12 ビーム照射と 9 ビーム照射でコーン付ターゲットの爆縮シミュレーションを行った．その結果，9 ビーム爆縮では圧縮率がおおよそ 50% 低下することがわかった．そして，圧縮率低下は非対称な流れが発生することにより運動エネルギーが効率よく内部エネルギーに変換されないことが原因であることがわかった．そこで，コーン反対側のレーザー強度を弱めることで非対称性を低減し，圧縮率を改善できるかどうかを確認した．その結果，投入されるレーザーエネルギーは低下しても，圧縮率が向上することがわかった．

また，9 ビーム爆縮における Rayleigh-Taylor (RT) 不安定性について解析し，12 ビーム爆縮の場合との違いを調べた．そして，12 ビーム爆縮の場合は RT 不安定性の成長率はどの面でもほぼ同じ値を示したのに対し，9 ビーム爆縮の場合はコーン側の成長率が 12 ビームの場合より大きく，それ以外の部分では小さくなるということがわかった．9 ビーム爆縮の場合，コーン側はレーザーが照射されないため擾乱が小さく，それ以外は RT 不安定性の成長率が小さい．その結果，9 ビーム爆縮の方が界面が崩れることがなく，滑らかな形状を保った．

さらに本研究では，爆縮シミュレーションで問題になっているレーザー吸収計算における光線追跡法について，本質的に数値的ノイズが発生しない新しい方法を開発した．これまでの光線追跡法では，レーザーを複数のビームレットに分割するため，計算メッシュを横切るビームレットの本数が常に一定とはならず，それがレーザー吸収分布に非物理的なノイズをもたらしていた．新しく開発した方法では，計算メッシュの中心からレーザーの入射方向に向けて光線追跡を行い，各メッシュをちょうど通るビームレットを求める．そして，そのビームレットを用いて各メッシュにおけるレーザー強度を計算し，レーザー強度から吸収分布を求める．これにより，これまで問題になっていたビームレット数の差に起因した数値的ノイズの発生を防ぐことができた．

目次

第 1 章	緒論	1
1.1	背景	1
1.2	本論文の構成	6
第 2 章	シミュレーション	7
2.1	序言	7
2.2	3次元流体コード IMPACT-3D	8
2.3	Immersed Boundary 法	13
第 3 章	均一照射によるコーン付爆縮	19
3.1	序言	19
3.2	シミュレーション条件	20
3.3	コーンの開き角や配置が燃料の圧縮率に及ぼす影響	23
3.4	結言	28
第 4 章	激光 XII 号照射配置におけるコーン付爆縮	31
4.1	序言	31
4.2	レーザー吸収分布の評価	32
4.3	シミュレーションと結果の考察	36
4.4	非対称性の抑制による圧縮密度の上昇	42
4.5	回転方向におけるパワーインバランスの影響	47
4.6	結言	49
第 5 章	激光 XII 号照射配置における非対称爆縮の Rayleigh-Taylor 不安定性	51
5.1	序言	51
5.2	初期条件とシミュレーション結果	53
5.3	シミュレーション解析	54

5.4	結言	58
第 6 章	逆光線追跡によるレーザー吸収計算	59
6.1	序言	59
6.2	光線追跡法	60
6.3	逆光線追跡による吸収計算	64
6.4	結言	67
第 7 章	結論	69
	謝辞	73
	研究発表および論文	75
	参考文献	79

第 1 章

緒論

1.1 背景

慣性核融合の概念は，極短時間で数ミリグラムの燃料を固体密度の 1000 倍以上に圧縮し，慣性で留まっている間に燃料を核融合反応によって燃焼させることである．レーザー核融合も慣性核融合の一つであり，高出力のレーザーを用いて核融合に必要な高温・高密度圧縮を実現させる．

レーザー核融合を実現させるためのレーザーの照射方式には直接照射方式と間接照射方式と呼ばれる 2 つの方法がある．直接照射方式では，燃料を封入した燃料ペレットに高強度レーザーを四方八方から照射することで表面をプラズマ化させ，その膨張の反作用（ロケット効果）により燃料を圧縮（爆縮）する．一方で間接照射方式では，レーザーを金などの重金属の空洞内で X 線に変換し，その X 線で空洞内に設置した燃料ペレットを爆縮する．間接照射方式では爆縮の対称性や均一性は高くなるが，レーザーを一旦 X 線に変換しているため，直接照射に比べてエネルギーの変換効率は下がる．図 1.1 に直接照射方式と間接照射方式の模式図を示す．前者の方式は大阪大学レーザーエネルギー学研究センターやロチェスター大学 Laboratory for Laser Energetics(LLE) で盛んに研究されている [1–3]．後者の方式はアメリカ国立点火施設 (NIF) で核融合の自己点火の実証実験に採用されている [4–6]．また，フランスで建造中の NIF とほぼ同等のレーザーシステムである Laser Mega-Joule (LMJ) でも間接照射方式によるレーザー核融合の点火実証実験が計画されている [7]．

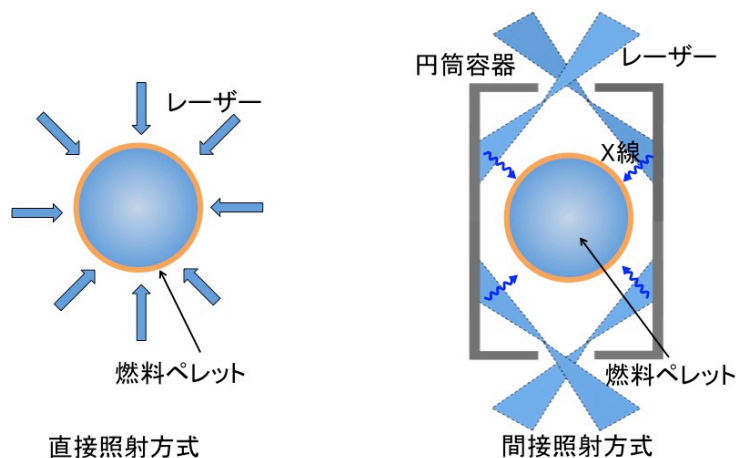


図 1.1: 直接照射方式と間接照射方式

照射方式の違いはあれど、爆縮はレーザー核融合にとって非常に重要なプロセスであり、レーザー核融合の根幹をなす概念である。図 1.2 に一般的に用いられているクライオターゲットの爆縮の模式図を示す。クライオターゲットとはプラスチックシェルの内壁に固体 DT 燃料層 (主燃料) が形成され、内部が DT ガスの飽和蒸気で満たされたターゲットである。まず、レーザーが照射されると表面は瞬時にプラズマ化し、アブレーションされる。このとき、アブレーションによりシェル表面には大きな静圧がかかり、それによって形成された衝撃波が内部に伝播する。この衝撃波がシェルの内側 (シェルと主燃料との界面) に到達すると主燃料は内向きに加速され、シェルによる燃料の圧縮が始まる。そして、内部を伝播する衝撃波が DT ガスに到達すると DT ガスも内向きに加速され、ターゲット全体が圧縮し始める。このフェーズを加速相と呼ぶ。

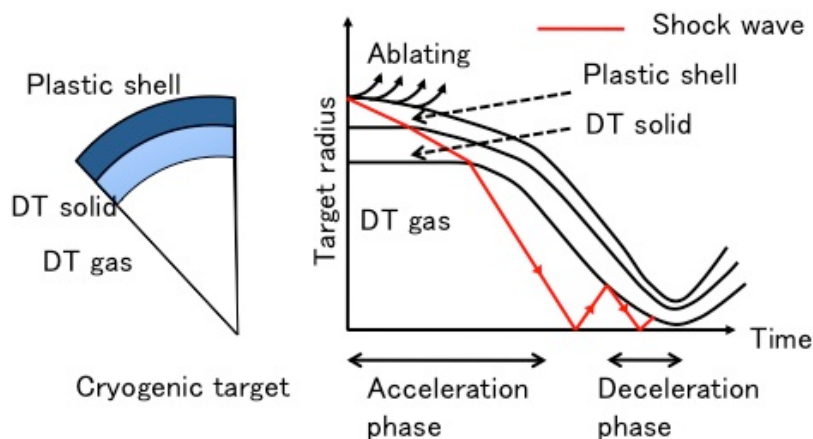
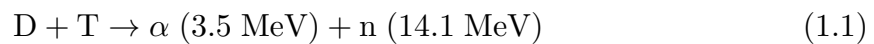


図 1.2: クライオターゲットの爆縮の模式図

ターゲット中心への加速が終了すると、慣性で内向きに自由運動を続ける。一方で、内

部を伝播している衝撃波は中心で跳ね返され、反射衝撃波となって主燃料部と DT ガスの界面に衝突する。このとき主燃料およびシェルは減速を受ける。衝撃波が反射を繰り返すことで、ターゲットは減速を受けながらも内側へ運動を続ける。このとき、衝撃波の衝突により燃料内部は高温になっているため、明確な衝撃波面は形成されず、この間燃料は断熱的に圧縮される。このフェーズを減速相と呼び、シェルの持つ運動エネルギーは燃料の内部エネルギーへと変換される。そして、中心の温度は数 keV にまで上昇し、核融合反応が始まる。この部分はホットスポットと呼ばれ、DT による核融合反応



により高エネルギーのアルファ粒子が発生する。DT 反応で発生したアルファ粒子は周りの高密度燃料部を加熱する。これにより燃料全体で核融合反応が起き、エネルギーが一気に解放される。

このような中心でホットスポットを作り、そこで核融合点火を行う方法を中心点火方式と呼ぶ [8]。この方法では、爆縮によって高密度・高温の両方の条件を達成する必要がある。しかし、爆縮中の減速相では燃料界面は流体力学的に不安定であり小さな擾乱もたちまち成長する。これにより中心付近の高温・低密度の燃料ガスとその周りの比較的低温・高密度の主燃料との間でミキシングが起こり、その結果中心部の温度が上昇せず、ホットスポットの形成が阻害される [9]。このため、爆縮でホットスポットを形成するには非常に高い爆縮の一様性が要求される。

一方で、近年、中心点火方式の代わりとして高速点火方式と呼ばれる新たな手法が考案された [10]。高速点火方式では爆縮で圧縮された高密度燃料を外部から瞬間的に加熱し、燃料の一部で核融合反応を起こす。この加熱される部分はホットスパークと呼ばれ、中心点火方式におけるホットスポットと同様に、この部分で発生するアルファ粒子により周りを加熱し、燃料全体を核融合燃焼させる。図 1.3 に中心点火方式と高速点火方式の模式図を示す。この 2 つの手法の違いはディーゼルエンジンとガソリンエンジンの違いによく似ている。高速点火方式の利点の 1 つは、爆縮でホットスポットを形成する必要がないことである。したがって、爆縮の均一性への要求が緩和される。図 1.4 に中心点火方式と高速点火方式の点火時の燃料部の密度・温度のプロファイルを示す [11]。この図から分かるように、高速点火方式では中心にホットスポットが必要ないのでその分ターゲットのサイズも小さくすむ。それ故、中心点火方式の場合と同じ核融合燃焼率をより小さい爆縮レーザーのエネルギーで達成できるという利点もある [12]。

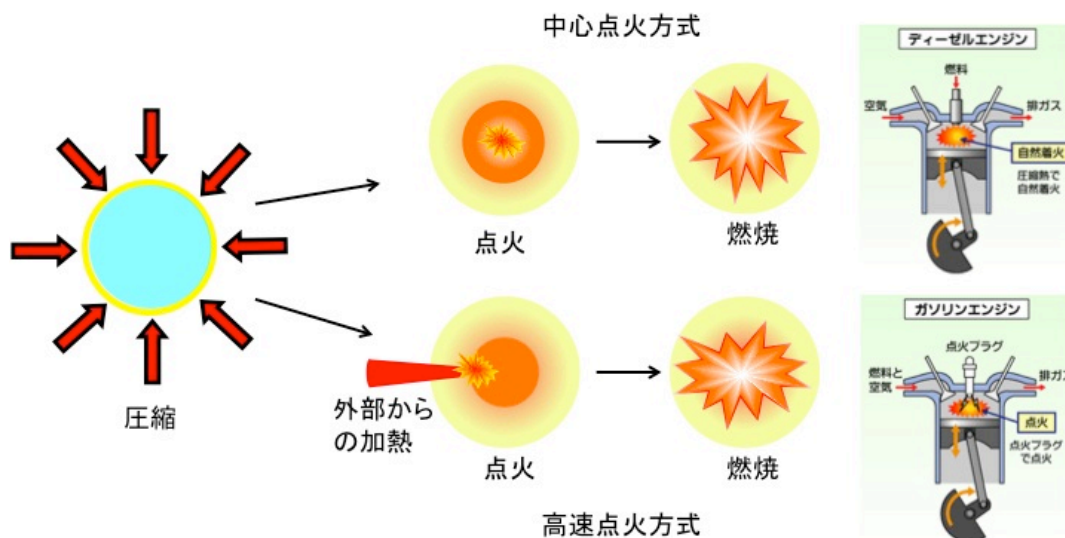


図 1.3: 中心点火方式と高速点火方式

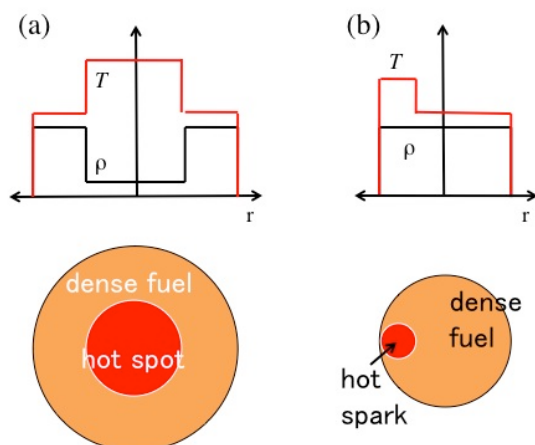


図 1.4: 点火時の燃料部の密度・温度のプロファイル．(a) 中心点火方式 (b) 高速点火方式

高速点火を実現するためには、アブレーションプラズマに囲まれた高密度燃料を加熱する必要がある．そこで、アブレーションプラズマの影響を受けずに加熱する方法として中空の金コーンを挿入したコーン付ターゲットが提案された (図 1.5)．コーン付ターゲットを用いた高速点火方式では、コーンを挿入した状態で燃料を爆縮し、最大圧縮時に超高強度短パルスレーザーをコーン内部に照射する．そして、コーン先端でレーザーと金との相互作用で発生する高エネルギー電子 (高速電子) により燃料を加熱する．コーンを用いることにより、アブレーションプラズマに阻害されることなく、加熱レーザーは高密度燃料部近傍まで伝播することができる．この方法を用いて爆縮・加熱を含めた統合実験が 2001, 2002 年に行われ、加熱レーザーがある場合とない場合で中性子生成数に 1000 倍以

上の違いが確認された [13, 14] . この実験によりコーン付ターゲットによる高速点火レーザー核融合の可能性が示唆された .

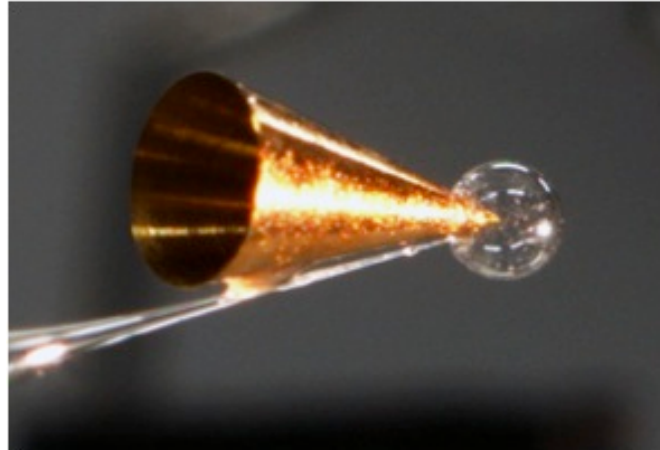


図 1.5: コーン付ターゲット

コーン付ターゲットを用いた高速点火では , 効率良く加熱レーザーを高密度燃料近傍まで導ける一方で , コーンが存在していることにより爆縮による燃料の圧縮が十分行えるかが問題である . コーン付ターゲットで高密度化を阻害する要因として , 以下のような問題が考えられる .

- コーンが存在するため本質的に非対称な圧縮となる .
- コーンの配置や形状という新しい因子を考慮しなければならない .
- コーンへの照射を避ける必要があり , レーザーの照射配置が制約を受ける .

また , これらのことを明らかにする上での問題点として , 以下のことが挙げられる .

- 爆縮の時間・空間スケールが非常に小さいため , 実験での観測が非常に困難であり , シミュレーションが必要になる .
- 原点を越える非対称な爆縮をシミュレーションするためには , 特異点のない計算格子を用いる必要があり , 球座標が適さない .
- レーザーの照射配置を扱うには本質的に 3 次元解析が必要である .

以上の問題点から , コーン付ターゲットの圧縮過程の解析には特異点を持たないカーテシアン座標系を用いた流体シミュレーションが有効である . 本研究では , カーテシアン座標系で任意の形状の物体が埋め込まれた流体場の計算を行うことができる Immersed Boundary 法 [15] を用いてコーン付ターゲットの爆縮シミュレーションを行い , コーンの存在が燃料の圧縮率に及ぼす影響を評価する . さらに , 実験で用いられている爆縮レーザー (激光 XII 号) の照射配置で , コーン付ターゲットの爆縮シミュレーションを行い ,

シミュレーションにより問題点および改善策を提示するとともに，激光 XII 号の非対称な爆縮条件における Rayleigh-Taylor 不安定性についても解析する．特に，これまでの爆縮シミュレーションの研究では 2 次元シミュレーションが多く，レーザーの照射配置などを扱った 3 次元シミュレーションはほとんどない．球状のターゲットと異なり，コーン付ターゲットを用いる場合はレーザーの照射配置が大きく制限を受ける．本研究では，このような 3 次元シミュレーションではじめて表現できるレーザー照射配置に着目した解析を行う．また，シミュレーション解析だけでなく，爆縮計算で問題になっているレーザー吸収計算における光線追跡法について，本質的に数値ノイズが発生しない新しい手法を開発したことについても紹介する．

1.2 本論文の構成

第 2 章ではコーン付ターゲットの爆縮シミュレーションを行うための 3 次元流体コード IMPACT-3D および Immersed Boundary 法を用いた流体場におけるコーンの取り扱いについて解説する．

第 3 章では，均一な爆縮条件でコーンの初期配置や開き角が圧縮効率に及ぼす影響について議論する．第 4 章では，激光 XII 号レーザーの照射配置でコーン付ターゲットの爆縮を行った場合の圧縮効率について，レーザー照射の非対称性に着目した解析を行う．そして，限られた照射配置での圧縮効率の改善策について議論する．また，激光 XII 号を用いた非対称な爆縮における Rayleigh-Taylor 不安定性についてシミュレーションにより解析した結果を第 5 章に示す．

第 6 章では，一般的に用いられている光線追跡法の爆縮シミュレーションにおける問題点とそれを克服した新しい手法について説明する．

第 7 章は結論であり，以上の研究で得られた成果をまとめて本論文の総括を行う．

第 2 章

シミュレーション

2.1 序言

レーザー核融合の爆縮過程の時間・空間スケールはナノ秒・ミクロンと非常に小さいため、実験で観測される種々の物理現象は限定的なものである。そこで、古くからシミュレーションが物理現象の解明に取り入れられてきた。爆縮シミュレーションではシェル・燃料を圧縮性の流体として扱った流体シミュレーションで行われることが多い。これは爆縮で生じる力学的圧力が磁気圧に比べて非常に大きいため、磁場の影響が無視できることによる。また、爆縮過程では空間スケールが 10 倍以上変化するので、そのような流体計算を効率良く行うためにラグランジュ法による流体計算が主流である。

ラグランジュ法は大規模なスケール変化には強い一方で、多次元の場合に現れる大規模な流体の変形に弱く、計算グリッドのねじれが生じるとシミュレーションが事実上不可能となる。そこで 90 年代後半から、Arbitrary Lagrangean Eulerian(ALE) 法 [16] を用いて移動したグリッドを計算に適したグリッドに変形させる方法が爆縮シミュレーションで取り入れられてきた [17, 18]。一方で、こういったラグランジュ法とは別のアプローチで、固定グリッドで計算を行うオイラー法による爆縮解析も並行して進められてきた [19]。オイラー法は大規模な流体の変形に強く、グリッドのねじれの心配がないため、流体不安定性の解析等によく用いられている。

コーン付ターゲットでは本質的に爆縮は非対称に行われ、流体運動は原点を越える非対称な流れとなる。また、コーンが存在することにより複雑な流体運動となることも予想される。そういった中で軸はずし等のコーンの配置の影響を調べるためには、3 次元計算でかつ流体が大きく変形しても問題なくシミュレーションを行えることが求められる。そこで、本研究では原点を越える複雑な流れも扱えるカーテシアン座標系を採用したオイラー法による流体コードを用いる。そして、カーテシアン座標系でもコーンのような計算グリッドに適合しない物体境界を正確に扱える Immersed Boundary 法を導入して、コーン

付ターゲットの爆縮シミュレーションを行えるように流体コードの拡張を行う．2.2 節では，3次元流体コード IMPACT-3D について説明する．2.3 節では，Immersed Boundary 法について説明し，それを適用した球周りの流れのシミュレーション結果について議論する．

2.2 3次元流体コード IMPACT-3D

流体計算に用いたシミュレーションコードは IMPACT-3D と呼ばれ，3次元カーテシアン座標系で圧縮非粘性の流体を解くシミュレーションコードである [19]．IMPACT-3D は球爆縮におけるレイリー・テイラー不安定性の解析に用いられてきたコードであり，Harten の流束修正法 [20] をベースとした TVD スキームを採用しており，時間・空間に2次精度をもつ．ここでは，IMPACT-3D について簡単に解説する．

まず，支配方程式は以下の圧縮非粘性の流体方程式である．

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \\ & \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho v u \\ \rho w u \\ (e + p)u \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ \rho w v \\ (e + p)v \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho u w \\ \rho v w \\ \rho w^2 + p \\ (e + p)w \end{bmatrix} = 0 \\ & p = (\gamma - 1) \left[e - \frac{\rho(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right] \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで， ρ, u, v, w, e および p はそれぞれ質量密度， x 方向の流速， y 方向の流速， z 方向の流速，単位体積あたりの全エネルギーおよび圧力であり， γ は比熱比である．更に，方程式を閉じるために理想気体の状態方程式を仮定している．

時間発展を各座標軸の方向に分離すると，例えば x 方向では

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} = 0 \quad (2.2)$$

となる．式 (2.2) は連立偏微分方程式であり，ヤコビアン行列 ($\mathbf{A}(\mathbf{U}) = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{U}$) を対角化することで，独立のスカラー双曲型偏微分方程式に分離することができる．つまり， $\mathbf{A}(\mathbf{U})$ の固有値 a^k に属する固有ベクトルで構成される行列 \mathbf{R} およびその逆行列 \mathbf{R}^{-1} に

より,

$$\begin{aligned}
 \mathbf{R}^{-1} \left[\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} \right] &= \mathbf{R}^{-1} \left[\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} \right] \\
 &= \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{R}^{-1} \mathbf{A} (\mathbf{R} \mathbf{R}^{-1}) \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} \\
 &= \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{\Lambda} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial x} \\
 &= \frac{\partial w^k}{\partial t} + a^k \frac{\partial w^k}{\partial x} = 0 \quad (k = 1, \dots, 5)
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

と分離される．ここで， $\mathbf{W} = \mathbf{R}^{-1} \mathbf{U}$ は特性変数であり， $\mathbf{\Lambda}$ は固有値で構成される対角行列 ($\mathbf{R}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{R}$) である．また，ヤコビアン行列や変換行列は時間・空間に対して凍結させている．このような \mathbf{R}^{-1} で変換した特性空間で，個々の独立した方程式に対して高次精度差分スキームを適用する．

まず，スカラー双曲型方程式

$$\begin{aligned}
 &\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f(u)}{\partial x} \\
 &= \frac{\partial u}{\partial t} + a(u) \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad \left(a(u) = \frac{df}{du} \right)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

における差分スキームについて説明する，式 (2.4) の差分解 u_j^n を次のようなスキームで定義する．

$$u_j^{n+1} = u_j^n - \lambda \left[\bar{f}_{j+1/2}^n - \bar{f}_{j-1/2}^n \right] \tag{2.5}$$

ここで， λ は $\Delta t / \Delta x$ であり， Δt および Δx はそれぞれ時間および空間の差分ステップである． $\bar{f}_{j+1/2}^n$ は流束関数 $f(u)$ と矛盾のないように定義される半整数空間での数値流束である．数値流束の評価でスキームの精度や安定性が決まる．

IMPACT-3D では Harten の流束修正法を採用しており，その数値流束は以下のように定義されている．

$$\begin{aligned}
 \bar{f}_{j+1/2} &= \frac{f_{j+1} + f_j}{2} + \frac{1}{2\lambda} \left[g_{j+1} + g_j - Q(\bar{\nu}_{j+1/2} + \gamma_{j+1/2}) \Delta_{j+1/2} u \right] \\
 \gamma_{j+1/2} &= \frac{g_{j+1} - g_j}{\Delta_{j+1/2} u} \\
 \bar{\nu}_{j+1/2} &= \begin{cases} \lambda \frac{f_{j+1} - f_j}{\Delta_{j+1/2} u} & (\Delta_{j+1/2} u \neq 0) \\ \lambda a_j & (\Delta_{j+1/2} u = 0) \end{cases} \\
 \Delta_{j+1/2} u &= u_{j+1} - u_j
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

ここで，簡単のため時間ステップを表す添字 n を省略している． g や関数 $Q(x)$ について

は後で述べるが, $f_j^M = f_j + \frac{g_j}{\lambda}$ および $\bar{v}_{j+1/2}^M = \bar{v}_{j+1/2} + \gamma_{j+1/2}$ を用いれば, 式 (2.6) は

$$\begin{aligned}\bar{f}_{j+1/2} &= \frac{f_{j+1}^M + f_j^M}{2} - \frac{1}{2\lambda} Q(\bar{v}_{j+1/2}^M) \Delta_{j+1/2} u \\ \bar{v}_{j+1/2}^M &= \begin{cases} \lambda \frac{f_{j+1}^M - f_j^M}{\Delta_{j+1/2} u} & (\Delta_{j+1/2} u \neq 0) \\ \lambda a_j & (\Delta_{j+1/2} u = 0) \end{cases}\end{aligned}\quad (2.7)$$

となり, この形の数値流束は μ をある定数として関数 $Q(x)$ が次のような性質を満足していれば TVD スキームとなることが示されている [20] .

$$|x| \leq Q(x) \leq 1 \quad (0 \leq |x| \leq \mu \leq 1) \quad (2.8)$$

そして, g_j および $Q(x)$ を

$$\begin{aligned}g_j &= \text{mimmod}(h_{j+1/2}, h_{j-1/2}) \\ h_{j+1/2} &= \frac{1}{2} [Q(\bar{v}_{j+1/2}) - (\bar{v}_{j+1/2})^2] \Delta_{j+1/2} u \\ Q(x) &= |x|\end{aligned}\quad (2.9)$$

と定義することで, $\max_j |\bar{v}_{j+1/2}^M| \leq \mu$ の制限 (式 (2.8) 参照) のもと 2 次精度で TVD 条件を満足することが保証されている [20] .

以上で述べたスカラー高次精度スキームを式 (2.3) の各成分に適用すると, 式 (2.6) 中の a_j および u はそれぞれ $\mathbf{\Lambda}$ および \mathbf{W} の各成分に書き換えられる. これらによって書き直された g や \bar{v} 等を変換行列 \mathbf{R} で特性空間から物理空間へ戻してやることで, 式 (2.5), 式 (2.6) のときと同様にシステムの場合の差分式および数値流束を定義することができる. 以下, 式 (2.5) に対応する式 (2.2) の差分式は

$$\mathbf{U}_j^{n+1} = \mathbf{U}_j^n - \lambda [\bar{\mathbf{F}}_{j+1/2}^n - \bar{\mathbf{F}}_{j-1/2}^n] \quad (2.10)$$

となり, 対応する数値流束は

$$\begin{aligned}\bar{\mathbf{F}}_{j+1/2} &= \frac{\mathbf{F}_{j+1} + \mathbf{F}_j}{2} + \frac{1}{2\lambda} \sum_{k=1}^5 \mathbf{R}_{j+1/2}^k [g_{j+1}^k + g_j^k - Q^k(\bar{v}_{j+1/2}^k + \gamma_{j+1/2}^k) \Delta_{j+1/2} w^k] \\ \bar{v}_{j+1/2}^k &= \lambda a^k, \quad \gamma_{j+1/2}^k = \frac{g_{j+1}^k - g_j^k}{\Delta_{j+1/2} w^k} \\ g_j^k &= \text{mimmod}(h_{j+1/2}^k, h_{j-1/2}^k) \\ h_{j+1/2}^k &= \frac{1}{2} [Q^k(\bar{v}_{j+1/2}^k) - (\bar{v}_{j+1/2}^k)^2] \Delta_{j+1/2} w^k \\ \Delta_{j+1/2} \mathbf{W} &= \mathbf{R}_{j+1/2}^{-1} \Delta_{j+1/2} \mathbf{U}\end{aligned}\quad (2.11)$$

となる． $\mathbf{R}_{j+1/2}$ および $\mathbf{R}_{j+1/2}^{-1}$ は Roe 平均によって定義する [21]．具体的な \mathbf{R} は以下のようにになっている．

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 1 \\ u-c & u & 0 & 0 & u+c \\ v & v & 1 & 0 & v \\ w & w & 0 & 1 & w \\ H-uc & \frac{1}{2}(u^2+v^2+w^2) & v & w & H+uc \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

ここで， $c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$ および $H = \frac{e+p}{\rho}$ は音速およびエンタルピーである．また，対角行列 Λ の成分 (Λ の固有値) は以下のようにになっている．

$$(a^1, a^2, a^3, a^4, a^5) = (u-c, u, u, u, u+c) \quad (2.13)$$

ここで関数 $Q(x)$ については，式 (2.7) からそれが人工粘性に関する項であることがわかるので， $x=0$ でそれが消えないように衝撃波に対応する $k=1,5$ とそれ以外で以下のように分けて定義してある．

$$Q^k(x) = \begin{cases} \frac{1}{2\epsilon}(x^2 + \epsilon^2) & (|x| < \epsilon) \quad (k=1,5) \\ |x| & (|x| \leq \epsilon) \quad (k=2,3,4) \end{cases} \quad (2.14)$$

ϵ は人工粘性に関するパラメータで $\epsilon = 0.2$ を選んでいる．IMPACT-3D では，カーバンクル不安定性を防ぐために，さらに式 (2.13) にも人工粘性に絡む補正が施してある [22]．これは，例えば x 方向の流束が非常に小さく， y, z 方向の流速が非常に大きい場合に， x 方向の人工粘性が適切に働かなくなるからである．このことについて具体的に見てみると，まず，式 (2.11) から人工粘性に関わる項は $\sum_{k=1}^5 \mathbf{R}^k a^k$ であり，展開すると，

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 1 \\ u-c & u & 0 & 0 & u+c \\ v & v & 1 & 0 & v \\ w & w & 0 & 1 & w \\ H-uc & \frac{1}{2}(u^2+v^2+w^2) & v & w & H+uc \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a^1 \\ a^2 \\ a^3 \\ a^4 \\ a^5 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} a^1 + a^2 + a^5 \\ (u-c)a^1 + ua^2 + (u+c)a^5 \\ va^1 + va^2 + a^3 + va^5 \\ wa^1 + wa^2 + a^4 + wa^5 \\ (H-uc)a^1 + \frac{1}{2}(u^2+v^2)a^2 + va^3 + wa^4 + (H+uc)a^5 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.15)$$

となる． $u \ll 1$ の場合，式 (2.13) より $(a^1, a^2, a^3, a^4, a^5) \approx (-c, 0, 0, 0, c)$ となり，式 (2.15) の第 3, 4, 5 成分の値は v, w が大きいのに消えてしまうことがわかる．そこでこのような速度差による人工粘性の消失を補正するため， a^3 に v の影響を， a^4 に w の影響を加えている．具体的には，

$$\begin{aligned} & (a^1, a^2, a^3, a^4, a^5) \\ &= (u-c, u, w_v \text{sign}(\sqrt{u^2+v^2}, u), w_w \text{sign}(\sqrt{u^2+w^2}, u), u+c) \end{aligned} \quad (2.16)$$

という形でそれぞれ v , w の影響を加えている．ここで, w_v は改良人工粘性に関するパラメータで $w_v = 1.15$ を選んでいる．この改良人工粘性により, カーバンクル不安定性を防ぐことが可能となっている．例えば, 後述する Immersed Boundary 法を用いた球周りの流れを計算する際に, 従来そのままの人工粘性と改良人工粘性に変更した場合とでは以下のように大きく解が異なる．図 2.1 は Mach3 の定常流を与えた場合の球周りの流れの x - y 断面の密度プロファイルを示している．図 2.1(a) では, 球の先端から典型的なカーバンクル不安定性が発生しており, それによって前方にできる衝撃波は崩れてしまい, 全体として非物理的な解となっている．一方で改良人工粘性を用いた場合の図 2.1(b) では, カーバンクル不安定性は発生せず, 定常解が得られている．

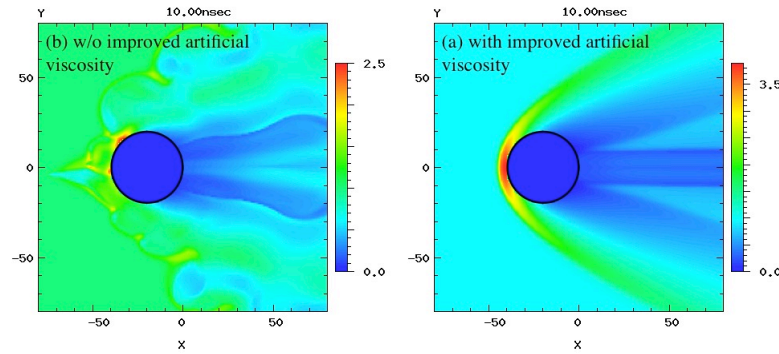


図 2.1: Mach=3 の定常流による球周りの流れにおけるカーバンクルの発生．

(a) 改良人工粘性なし (b) 改良人工粘性あり

差分式に関して, x 方向のみを議論してきたが残りの座標軸に関してこれまでと同様の手続きで差分式を構成している．詳細は省略するが, y 方向の数値流束を \bar{G} , z 方向の数値流束を \bar{H} として, x, y, z 方向全てを含んだ差分式 (2.10) は以下のような形になっている．

$$\mathbf{U}_j^{n+1} = \mathbf{U}_j^n - \lambda \left[\bar{\mathbf{F}}_{j+1/2,k,l}^n - \bar{\mathbf{F}}_{j-1/2,k,l}^n + \bar{\mathbf{G}}_{j,k+1/2,l}^n - \bar{\mathbf{G}}_{j,k-1/2,l}^n + \bar{\mathbf{H}}_{j,k,l+1/2}^n - \bar{\mathbf{H}}_{j,k,l-1/2}^n \right] \quad (2.17)$$

ここで, k および l は y 方向および z 方向の計算グリッドを示す添字である．

次は時間方向の差分について解説する．簡単のため, 式 (2.17) の空間方向の差分については差分オペレータ $\mathbf{P}(\mathbf{U})$ で表して, 次のような時間 1 階微分の方程式で説明する．

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \mathbf{P}(\mathbf{U}) \quad (2.18)$$

1 次精度のオイラー陽解法では式 (2.18) の差分式は以下のように表される．

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^n + \Delta t \mathbf{P}(\mathbf{U}^n) \quad (2.19)$$

これを 2 次精度に拡張するために \mathbf{U}^n を中心差分で評価する .

$$\begin{aligned}\mathbf{U}^{n+1} &= \mathbf{U}^n + \Delta t \mathbf{P}(\mathbf{U}^{n+1/2}) \\ &= \mathbf{U}^n + \frac{\Delta t}{2} \{ \mathbf{P}(\mathbf{U}^n) + \mathbf{P}(\mathbf{U}^{n+1}) \}\end{aligned}\quad (2.20)$$

ここで, \mathbf{U}^{n+1} を得るために以下のように

$$\mathbf{U}^{*n+1} = \mathbf{U}^n + \Delta t \mathbf{P}(\mathbf{U}^n) \quad (2.21)$$

を定義し, 式 (2.20) を

$$\mathbf{U}^{**n+1} = \mathbf{U}^n + \frac{\Delta t}{2} \{ \mathbf{P}(\mathbf{U}^n) + \mathbf{P}(\mathbf{U}^{*n+1}) \} \quad (2.22)$$

と書き換える . そして, \mathbf{U}^{**n+1} と \mathbf{U}^{*n+1} の差が大きければ, $\mathbf{U}^{*n+1} = \mathbf{U}^{**n+1}$ とし式 (2.22) を再び計算して \mathbf{U}^{**n+1} と \mathbf{U}^{*n+1} を比較する . 差が非常に小さくなれば, $\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^{**n+1}$ として 2 次精度の解を得る .

2.3 Immersed Boundary 法

コーン付ターゲットの爆縮シミュレーションを行うためには物体が埋め込まれた流体場を計算できるようにする必要がある . IMPACT-3D はカーテシアン座標系で流体方程式を解くため, コーンの形状は計算グリッドに適合せず, コーンが埋め込まれた流体計算を正確に行うことができない . そこで, Immersed Boundary 法と呼ばれる新しい手法を IMPACT-3D に導入する .

Immersed Boundary 法は 1972 年に Peskin [23] によって心臓弁の運動を血流とともにカーテシアン座標系でシミュレーションするために開発された . その後, 圧縮性流体へ応用され [24–26], 高速流における物体からの衝撃波問題にも活用され始めた [27, 28] . Immersed Boundary 法では, 計算グリッド中に物体を埋め込み, 流体領域と物体領域とでグリッド点を分けて計算する . そして, その境界となるところで物体と流体の相互作用を数値モデルに組み込む . Immersed Boundary 法では, その組み込み方法に関して大きく 2 つの手法に分類される [29, 30] . 一方は弾性体などを扱う場合によく使われる方法で, 流体方程式の運動方程式に外力項として物体境界からの力を直接組み込むものである . 他方は剛体などを扱う場合に用いられる方法で, 境界条件として直接物理量进行处理する方法である . 両者の違いは, 離散化する前の数値モデルに物体との相互作用を組み込むか, 離散化後に組み込むかである . 本研究では, コーンを剛体として扱うため後者の方法を採用しており, それについて説明する .

まず, 図 2.2(a) に示すような流体中に物体が埋め込まれた状況を考える . Immersed Boundary 法では, はじめにすべてのグリッド点を物体中にあるか流体中にあるかで solid

point と fluid point に分類する．そして，solid point のうち近傍 4 点 (3 次元の場合は 6 点) のどれか 1 つでも fluid point となっている場合，その solid point を ghost point と再定義する．その様子を図 2.2(b) に示す．

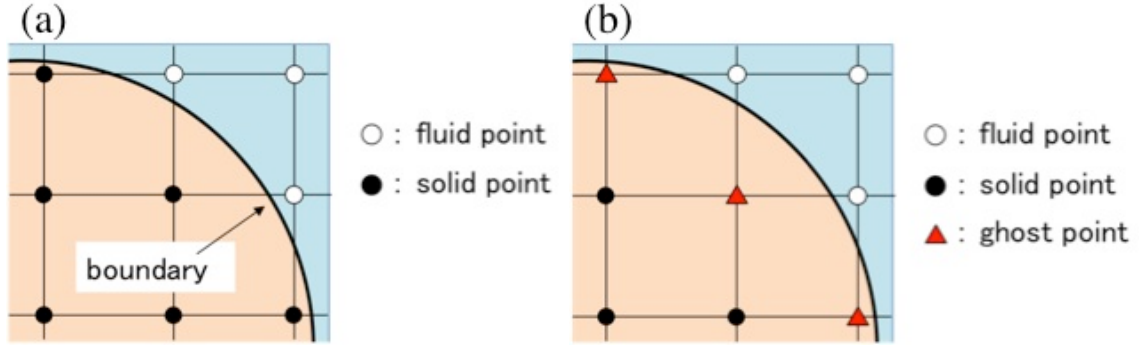


図 2.2: 流体中に物体が埋め込まれた場合の計算グリッドの分類．(a)fluid point と solid point．(b)solid point の内 ghost point に再定義されたもの．

支配方程式の時間発展を得るためには ghost point における物理量 (u_G) を定義する必要がある．これは以下に示す手順で求められる．まず，図 2.3 に示すように ghost point (G) から境界に向かって垂線を下ろし，その足を project point (O) とする．点 O から線分 GO と同じ長さだけ延長してできた流体中の仮想点を image point (I) と定義する．点 I における物理量 (u_I) は流体内部の点であることから，適切に内挿を行うことで得ることができる． u_I が求まれば境界条件を満たすように u_G を定めれば良い．例えば，境界上で $u = 0$ のディレクレ境界条件が与えられていれば，

$$u_G + u_I = 0 \quad (2.23)$$

となる．一方で，境界上での法線方向の微分を $\partial/\partial n$ として， $\partial u/\partial n = 0$ のノイマン境界条件が与えられた場合は，

$$u_G - u_I = 0 \quad (2.24)$$

となる．これで u_G が求まったので，支配方程式の時間発展が得られる．

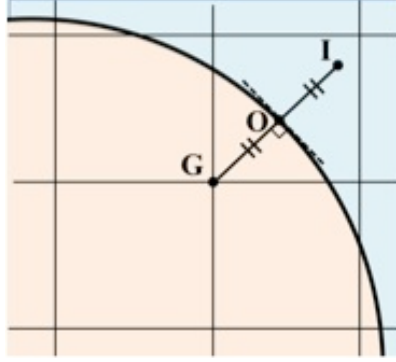


図 2.3: Ghost point(G) , project point(O) および image point(I) の関係 .

残った u_I の内挿だが , 本研究では Inverse Distance Weighted 法 [31] と呼ばれる距離の逆数で重み付けして内挿する手法を採用した . これは以下の式で定義されている .

$$u(x, y) = \sum_{k=1}^N w_k u_k / \sum_{k=1}^N w_k$$

$$w_k = d_k^{-\mu}, \quad d_k = \sqrt{(x - x_k)^2 + (y - y_k)^2} \quad (2.25)$$

ここで , $u(x, y)$ は点 (x, y) における内挿で求められる値であり , N は内挿に用いられる点の総数である . また , u_k および w_k はそれぞれ k 番目の点における物理量と重みであり , 重み w_k は距離の逆数の冪乗 μ で定義されている . 一般に冪の大きさは 2 が用いられることが多く , 本研究でも $\mu = 2$ とした . Inverse Distance Weighted 法を用いて u_I を求める場合の内挿領域は , 図 2.4 にあるような image point を含むセル内である . 境界でディレクレ条件が与えられている場合 , project point での値が与えられているので , fluid point と project point を用いて内挿を行う . 例えば図 2.4(a) の場合 ,

$$u_I(x, y) = \frac{w_O u_O + w_2 u_2 + w_3 u_3 + w_4 u_4}{w_O + w_2 + w_3 + w_4} \quad (2.26)$$

となる . ここで , u_O は project point における物理量の値であり , w_k は式 (2.25) で定義される重みである . 一方で , ノイマン境界条件の場合は $u_I = u_G$ が与えられているので , ghost point と fluid point を用いて内挿を行う . 例えば図 2.4(b) の場合 ,

$$u_I(x, y) = \frac{w_G u_G + w_2 u_2 + w_3 u_3 + w_4 u_4}{w_G + w_2 + w_3 + w_4} \quad (2.27)$$

となり , 変形すると

$$u_I(x, y) = \frac{w_2 u_2 + w_3 u_3 + w_4 u_4}{w_2 + w_3 + w_4} \quad (2.28)$$

となる . したがって , ノイマン境界条件の場合は

$$u_I(x, y) = \sum_{k \neq G}^N w_k u_k / \sum_{k \neq G}^N w_k \quad (2.29)$$

と表される．

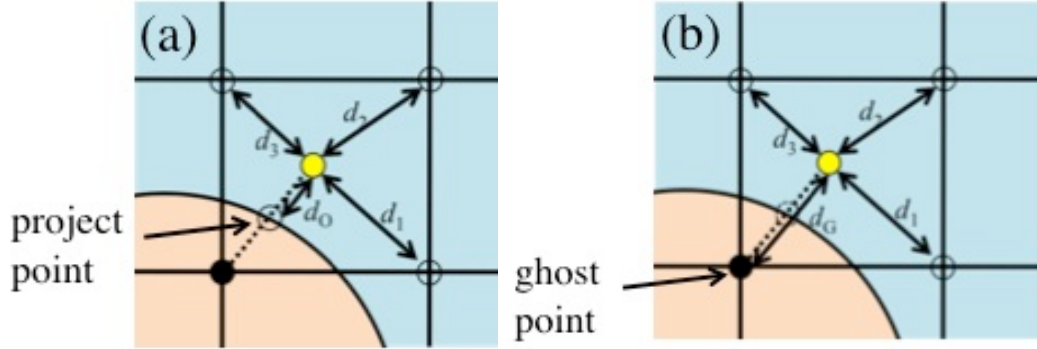


図 2.4: u_I の内挿の模式図．(a) ディレクレ境界条件の場合．(b) ノイマン境界条件の場合．

Immersed Boundary 法を球周りの流れに適用してテスト計算を行う．Mach 数一定の一樣流に置かれた球周りの流れでは前方に図 2.5 のような bow shock が形成される，ここで， Δ および r はそれぞれ衝撃波離脱距離および球の半径である．このとき衝撃波離脱距離と球の半径の比は定常流の Mach 数 M を用いて次式で近似的に表されることが知られている [32]．

$$\frac{\Delta}{r} = 0.143 \exp\left(\frac{3.24}{M^2}\right) \quad (2.30)$$

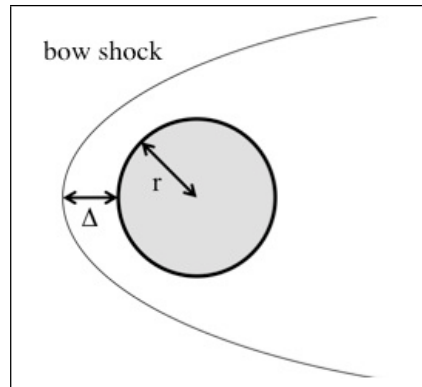


図 2.5: 球周りの流れにおける bow shock． Δ および r はそれぞれ衝撃波離脱距離および球の半径である．

球に Immersed Boundary 法を適用して IMPACT-3D を用いて球周りの流れをシミュレーションした．計算条件は $201 \times 201 \times 201$ グリッドで球の半径は 20 グリッドとした．比熱比は $7/5$ とした．図 2.6(a)，(b) および (c) は Mach 数がそれぞれ 2，3 および 4 の

場合の定常状態における密度分布である．表 2.1 はそれぞれの Mach 数のときの衝撃波離脱距離をまとめたものである．

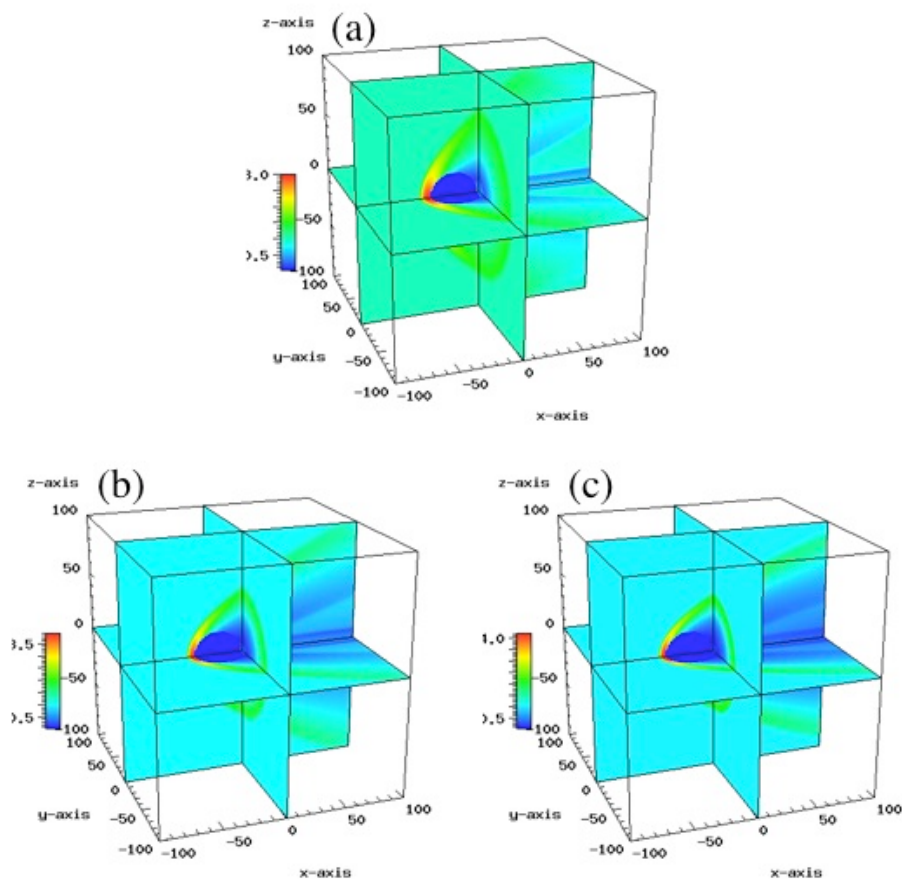


図 2.6: 球周りの流れ．(a) $M = 2$ ．(b) $M = 3$ ．(c) $M = 4$ ．

表 2.1: Mach 数と球の半径と衝撃波離脱距離の比 (Δ/r)

	$M = 2$	$M = 3$	$M = 4$
近似式 (2.30)	0.321	0.205	0.175
シミュレーション	0.350	0.225	0.200

シミュレーションと近似式 (2.30) との差は， $M = 2$ ， $M = 3$ および $M = 4$ でそれぞれおよそ 9%，10% および 14% となっており，Mach 数が大きくなると差が大きくなる傾向はあるが，概ね一致している．Mach 数が大きくなると物理量の跳びも大きくなり，正確に衝撃波離脱距離を観測するのは難しくなるため，誤差が大きくなったと考えられる．

本節で述べた Immersed Boundary 法を用いて，IMPACT-3D をコーン付ターゲットの爆縮過程をシミュレーションできる 3 次元流体コードに拡張した．

第 3 章

均一照射によるコーン付爆縮

3.1 序言

コーン付ターゲットを用いた高速点火レーザー核融合では，加熱レーザーを圧縮された燃料近傍までアブレーションプラズマに障害されることなく伝播させることができる．その一方で，コーン付ターゲットは爆縮の段階で多くの問題を持つ．これまでのコーン付爆縮の実験では，背景輻射場によるコーン表面のアブレーションや圧縮された燃料が衝突することによるコーン先端の崩壊が観測されている [33]．また，コーンが存在することによるレーザー照射の非対称性やコーンの配置ミスなどにより，図 3.1 に示すような高密度コアがコーン中心軸からずれたオフセットの位置に生成されることなども観測されている [34]．これらが爆縮効率に及ぼす影響を評価するために多くのシミュレーション研究が行われてきた [33–41]．

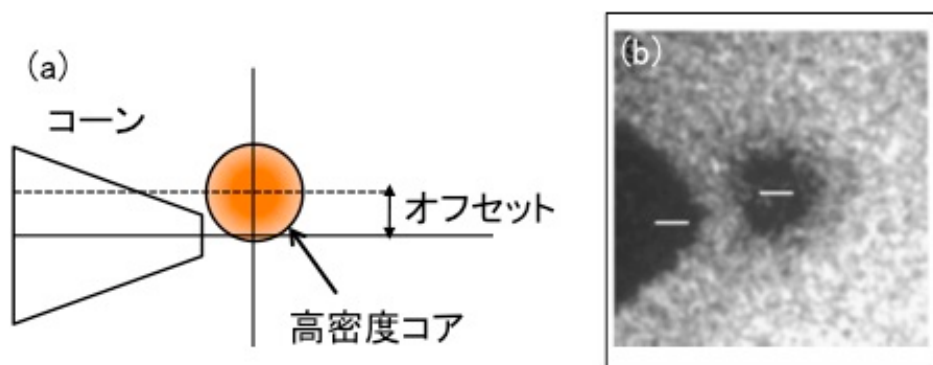


図 3.1: (a) コーンの中心軸からオフセットの位置に生成される高密度コア．(b) X 線バックライトで観測されたオフセット配置に生成されたコア [34]．

コーン表面のアブレーションに関しては，2次元輻射流体コード PINOCO [35] により，CH あるいは CD をコーン表面にコーティングすることでアブレーションによる Au プラ

ズマの吹き出しが抑えられることが示されている [36, 37]。その結果，最大圧縮密度がおよそ 40% 改善されることがわかった。また，コーン先端の崩壊については，先端の厚さとその崩壊時刻の関係を実験・シミュレーションで明らかにし，最適なコーン先端の厚みを導きだしている [38–40]。ここで，コーン先端の最適化の指標は，加熱レーザーの入射までにコーン先端が破損せずに残っているかどうかである。

一方で非対称爆縮はコーンの配置や大きさ，レーザーの照射配置やシェル厚の一様性などの要因で起こる。現在爆縮解析に用いられている多くのコードは 2 次元軸対称系であり，そこでは輻射など多くの物理過程が入っているが，2 次元軸対称系なのでターゲット中心とオフセット配置でコーンを挿入した場合のシミュレーションを本質的に行うことができない。コーンの配置や大きさの影響を見積もるためには本質的に 3 次元計算が必要になる。そこで，この章では輻射や熱輸送といった膨大な計算コストが必要となる過程を省き，第一ステップとして流体運動のみに着目して，コーンの配置が爆縮効率に及ぼす影響を 3 次元爆縮シミュレーションで解析する。3.2 節では，コーン付ターゲットのシミュレーション条件およびその条件の元でのコーンがない場合の爆縮シミュレーションの結果について紹介する。3.3 節では，燃料の初期密度と最大圧縮密度との比（圧縮率）がコーンの初期配置や開き角の違いでどれくらい影響を受けるかについて議論する。

3.2 シミュレーション条件

シミュレーションでは，ターゲットは燃料を封入したシェルに固体のコーンが挿入されたものを用いる，図 3.2(a) にコーン付ターゲットの模式図を示す。コーンの頂点はターゲット中心に位置しており開き角は 30° ，先端は中心から $20\text{ }\mu\text{m}$ のところでカットされている。このコーン配置・形状を以下“標準コーン”と呼ぶ。

IMPACT-3D は純粋な流体コードでありレーザー吸収を扱うことができない。そこで初期条件としてシェルの一部に高圧部分を設けて，ターゲットを内側に加速させる。初期値のプロファイルを図 3.2(b) に示す。図 3.2(b) の driven layer がターゲットを内向きに加速するための高圧部分であり，この圧力の大きさは爆縮時のターゲットの静圧と動圧の和から決める。レーザー照射が終わった後の典型的な静圧はおよそ 100 Mbar であり，動圧は爆縮速度 ($\sim 330\text{ km/s}$) およびシェルの密度 ($\sim 15\text{ g/cc}$) から見積もることができ，結果としてシミュレーションでは driven layer の圧力 (P_d) を 8000 Mbar とした [42]。また， ρ_f ， ρ_s および P_f はそれぞれ燃料部の密度，シェルの密度および燃料部の圧力を示しており，それぞれ 1 g/cc ， 15 g/cc および 1 Mbar とした。このシミュレーションでは $400 \times 400 \times 400$ のグリッド数を用い，1 メッシュは $1\text{ }\mu\text{m}$ となっている。

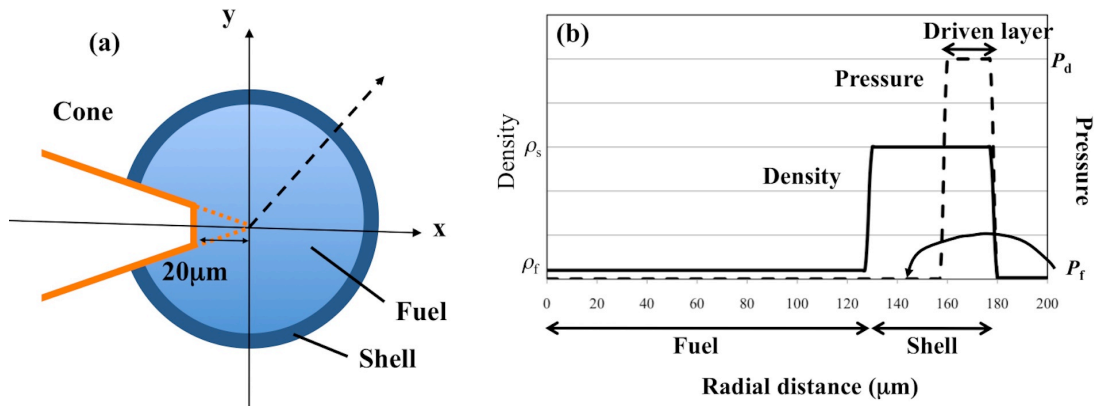


図 3.2: (a) コーン付ターゲットの模式図 (x-y 断面) (b) 矢印に沿った初期値の密度・圧力のプロファイル．実線：密度，点線：圧力．

以上の初期条件で，まずコーンがない場合の爆縮シミュレーションを示す．図 3.3 は x-y 断面の密度プロファイルの時間発展を示しており，図 3.3(a) はその初期値である．図 3.3(b) はシェルが圧力勾配により内向きに加速されて圧縮している段階である．そして，最初の衝撃波が燃料-シェル界面に到達したとき，燃料は高密度・高圧のシェルによって内向きに駆動される (図 3.3(c))．この衝撃波はさらに燃料中に伝播し，中心で反射される (図 3.3(d))．反射衝撃波が再び燃料-シェル界面に衝突することでシェルは減速され，その後反射・衝突を繰り返し，シェルの動圧が燃料部の内圧より小さくなったときに最大圧縮時となる (図 3.3(e))．その後，ターゲットは膨張に転じる (図 3.3(f))．図 3.4 にこの初期条件における燃料-シェル界面の軌跡および燃料部の平均密度の時間発展を示す．0.58 ns と 0.70 ns に 2 つの密度のピークがあり，1 つ目のピークは最初の反射衝撃波がシェルに衝突したときの時刻と一致し，2 つ目のピークは膨張に転じる直前である最大圧縮時刻と一致する．このシミュレーションでは最大圧縮密度はおよそ 21.2 g/cc である．

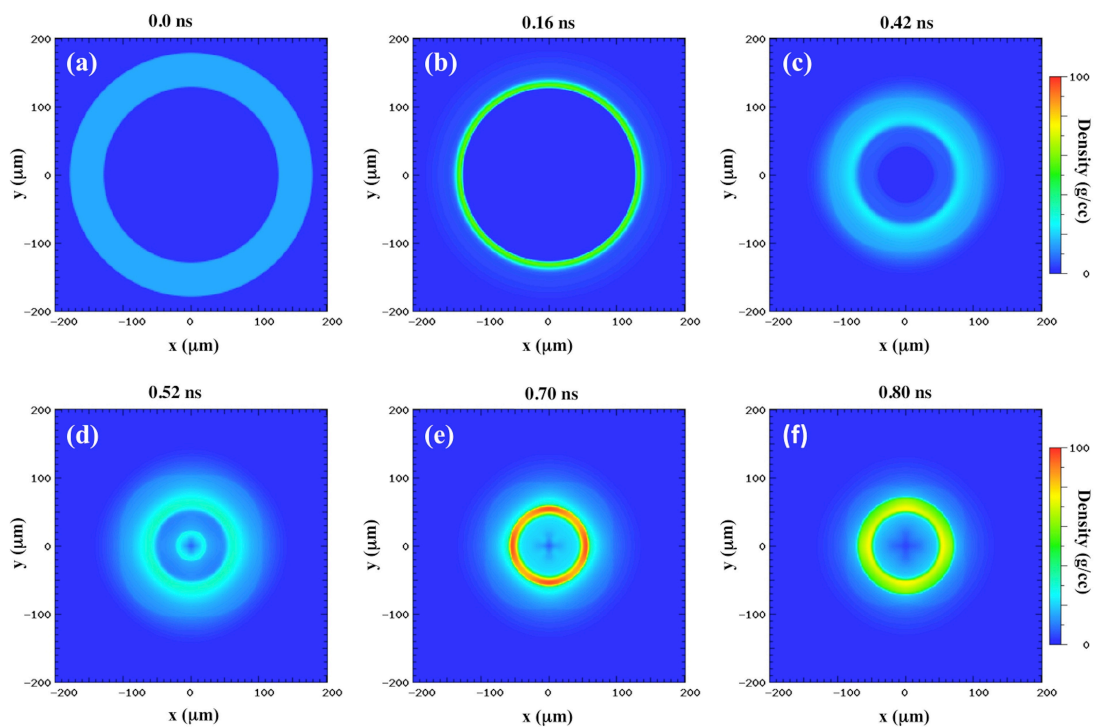


図 3.3: コーンなしの場合の x - y 断面の密度プロファイル . (a) $t = 0\text{ ns}$, (b) $t = 0.16\text{ ns}$,
(c) $t = 0.42\text{ ns}$, (d) $t = 0.52\text{ ns}$, (e) $t = 0.70\text{ ns}$, (f) $t = 0.80\text{ ns}$.

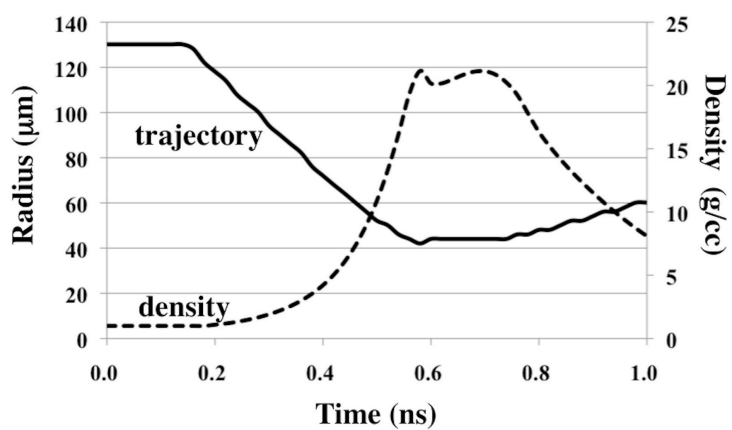


図 3.4: 燃料-シェル界面の軌跡 (実線) と燃料部の平均密度の時間発展 (点線) .

3.3 コーンの開き角や配置が燃料の圧縮率に及ぼす影響

コーンが挿入された場合，球対称爆縮と異なる．そこで，第 2 章で説明した Immersed Boundary 法を用いて，“標準コーン”(図 3.2(a) 参照) を挿入した場合の爆縮シミュレーションを行った．図 3.5 は最大圧縮時における x - y 断面の密度プロファイルを示しており，図 3.5(a) および (b) はそれぞれコーン付ターゲットの場合およびコーンなしの場合(図 3.3(e) 参照) である．この図からコーン壁近傍のシェルが少し剥離していることがわかる．コーン付爆縮の場合，コーンが存在することで流体のもつ運動量はコーン側とその反対側で異なり，最大圧縮時でも中心で相殺しない．そのためコーン側へ向かう燃料の流れが発生し，それによりシェルは外側へ押し出され，コーン壁から剥がれたと考えられる．しかしながら，燃料部の平均密度を観測した結果，およそ 20.9 g/cc の密度が得られており，コーンなしの場合と比べておよそ 1% 低下しただけであった．このシミュレーションでは，シェルの剥離の影響は小さく，燃料が外側へ抜け出すことはなかったため，密度の低下は小さかったと考えられる．コーンのある場合とない場合の違いは，コーン近傍でのシェルの剥離であり，シェルが完全に剥がれない限り，それが圧縮率に及ぼす影響は小さい．一方で，シェルが完全に剥離した場合はもはや燃料を閉じ込めることができない．以降のシミュレーションでも，このシミュレーションのように燃料がシェルに閉じ込められる条件で，コーンの配置や大きさが圧縮率に及ぼす影響を解析する．

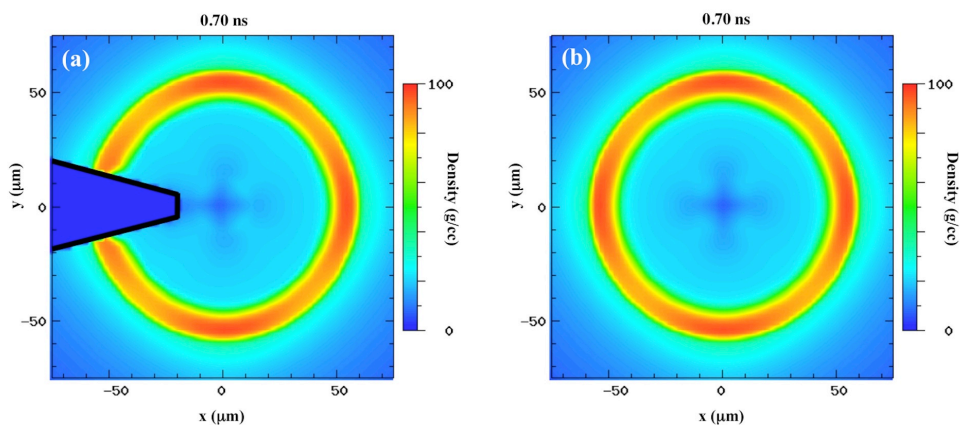


図 3.5: 最大圧縮時の x - y 断面の密度プロファイル．(a) コーンあり．(b) コーンなし．

コーンの開き角や初期配置の影響を調べるために，3 つの変数 θ ， x_{tip} ， y_{tip} を導入する．これらはそれぞれコーンの開き角，ターゲット中心からのコーン先端の x 座標および y 座標を表している．図 3.6 にその模式図を示す．開き角の影響を調べる際 (θ を変化させる場合)， x_{tip} および y_{tip} は変化させず，それぞれ $20 \text{ } \mu\text{m}$ および $0 \text{ } \mu\text{m}$ に固定する．

つまり，コーンの頂点は 30° の場合だけターゲット中心に位置し，他の角度の場合はずれた位置となる（図 3.6(a) 参照）．次に，コーン軸の方向にずらした場合の影響を調べるときは， θ および y_{tip} はそれぞれ 30° および $0 \mu\text{m}$ に固定する．また，コーン軸と垂直な方向にずらす場合（オフセット配置）は， θ および x_{tip} はそれぞれ 30° および $20 \mu\text{m}$ に固定する．

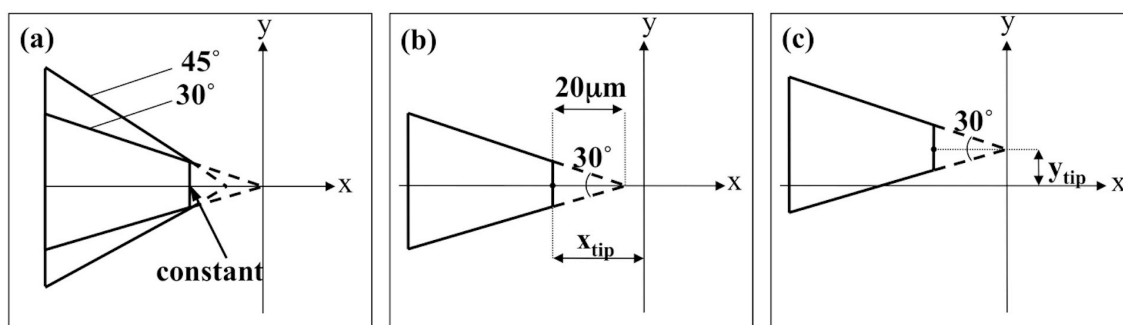


図 3.6: コーンの開き角および初期配置に関するパラメータランの条件．(a) 開き角を変化させる場合 (θ)．(b) コーン中心軸方向にずらす場合 (x_{tip})．(c) コーン中心軸の垂直方向にずらす場合 (y_{tip})．

図 3.7(a) および (c) は $\theta = 60^\circ$ の場合の最大圧縮時における x-y 断面の密度プロファイルおよび燃料-シェル界面に相当する密度等値面を示している．“標準コーン”の場合と比べて，コーン壁近傍のシェルがより大きく剥離していることがわかる．この理由の一つはコーンがターゲット中を占める体積が大きいため，コーン側とその反対側の運動量の不均衡が大きくなっているからである．そのためコーン側への流れも強くなり，シェルの剥離がより大きく現れる．もう一つの理由は，コーンの頂点が原点ではなく x 軸負の方向にずれているためコーン側面の傾きが動径方向と一致しないことによる．この様子を図 3.8(a) に示す．図中の θ はコーンの開き角を表しており， θ_0 は“標準コーン”の場合の開き角を表している．シェルは動径方向に加速されるため，コーン側面での流体の流れはコーンから剥がれる方向になる．これら 2 つの理由により，シェルの剥離がより顕著に現れた．一方で，図 3.7(b) および (d) は $\theta = 15^\circ$ の場合であり，このときもコーン側面の傾きは動径方向と一致しないが，コーン側面での流体の流れは先程とは逆にコーンに衝突する方向になるため（図 3.8(b) 参照）， $\theta = 60^\circ$ のときのような剥離は起こらない．また，コーンの大きさも小さいため運動量の不均衡が小さいことも剥離が起こらない理由である．

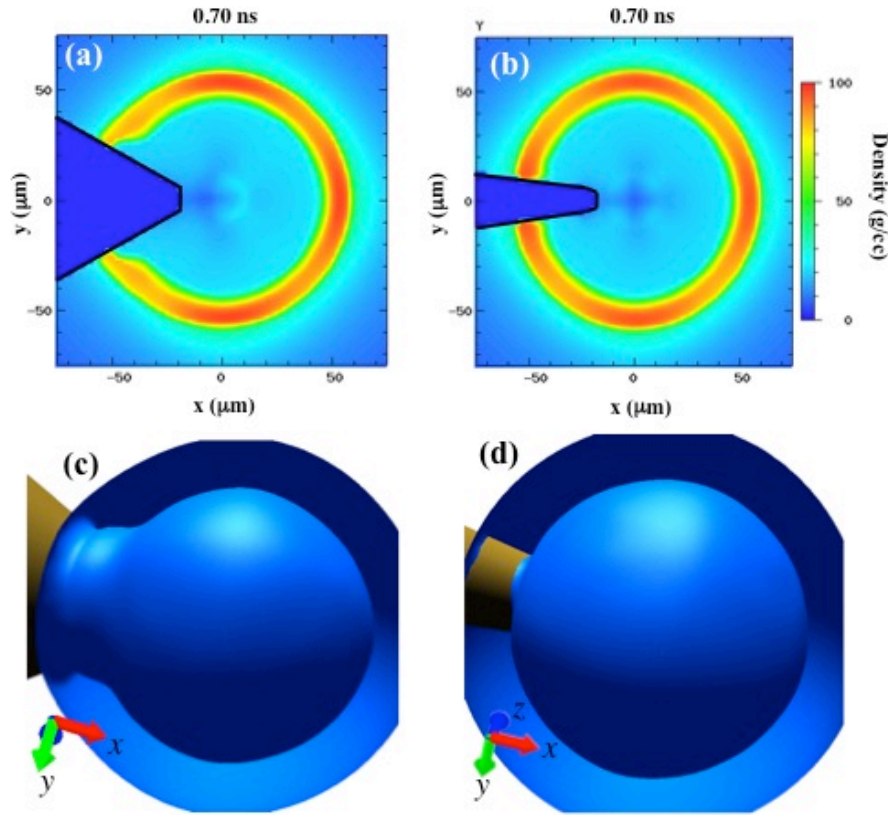


図 3.7: 最大圧縮時の x - y 断面の密度プロファイル (上) と燃料-シェル界面に相当する密度等値面 (下) . (a) , (c) : $\theta = 60^\circ$. (b) , (d) : $\theta = 15^\circ$.

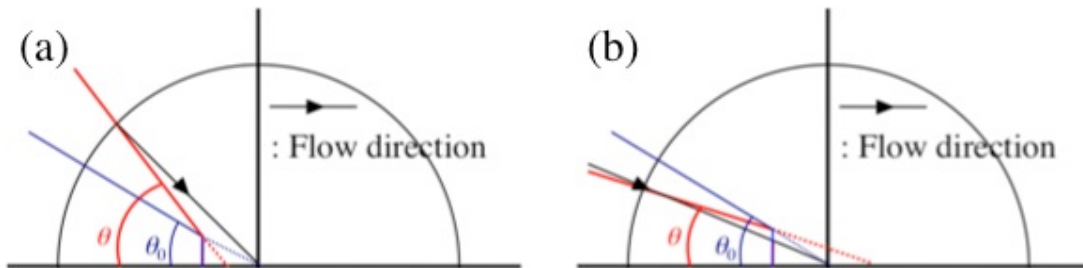


図 3.8: コーン側面の傾きと動径方向の関係 . θ_0 は“標準コーン”の場合におけるコーン側面とコーン軸とのなす角を表している . 矢印はコーン側面での流速の向きを表している . (a) $\theta > \theta_0$ の場合 . (b) $\theta < \theta_0$ の場合 .

次に x_{tip} についての結果を図 3.9 に示す . 図 3.9(a) および (c) は $x_{tip} = 30 \mu\text{m}$ の結果で , コーンを後ろに下げた場合に相当する . 一方で , 図 3.9(b) および (d) はコーン先端を原点まで押し込んだ場合 ($x_{tip} = 0 \mu\text{m}$) の結果である . $x_{tip} = 30 \mu\text{m}$ の場合はコーン近傍のシェルが剥離しており , $x_{tip} = 0 \mu\text{m}$ の場合はコーン近傍のシェルが燃料内部に僅かだが侵入していることがわかる . この場合もコーン側面の傾きと動径の傾きの関係を

考えることで、燃料およびシェルの流れを議論することができる。 $x_{tip} = 30 \mu\text{m}$ の場合、コーン側面の傾きは動径の傾きより小さくなるため、図 3.8(a) の条件になる。流体は動径方向に速度を持つため、コーン近傍ではコーンから離れて行く方向に流れが発生する。したがって、コーン近傍でシェルが剥離する。一方で $x_{tip} = 0 \mu\text{m}$ の場合は、コーン側面の傾きが動径の傾きより大きくなる。流体は動径方向に速度を持つため、この場合の流体はコーンに衝突する方向に流れようとする。したがって、図 3.9(b) のようなシェルが燃料部に侵入したような形になる。また、 $x_{tip} = 0 \mu\text{m}$ の場合の方がコーンがターゲットを占める体積は大きいので運動量の不均衡は大きくなるが、それによるシェルの剥離より流体がコーンに衝突する方向に運動することによるシェルの侵入の方が強く現れている。

最後に $y_{tip} = 20 \mu\text{m}$ についての結果を図 3.10 に示す。この場合、コーン中心軸より上側のシェルはコーンへ衝突する向きに流れが発生し、下側のシェルはコーンから離れて行く方向に流れが発生する。したがって、図 3.10 のように上側ではシェルの侵入、下側ではシェルの剥離が起こっている。

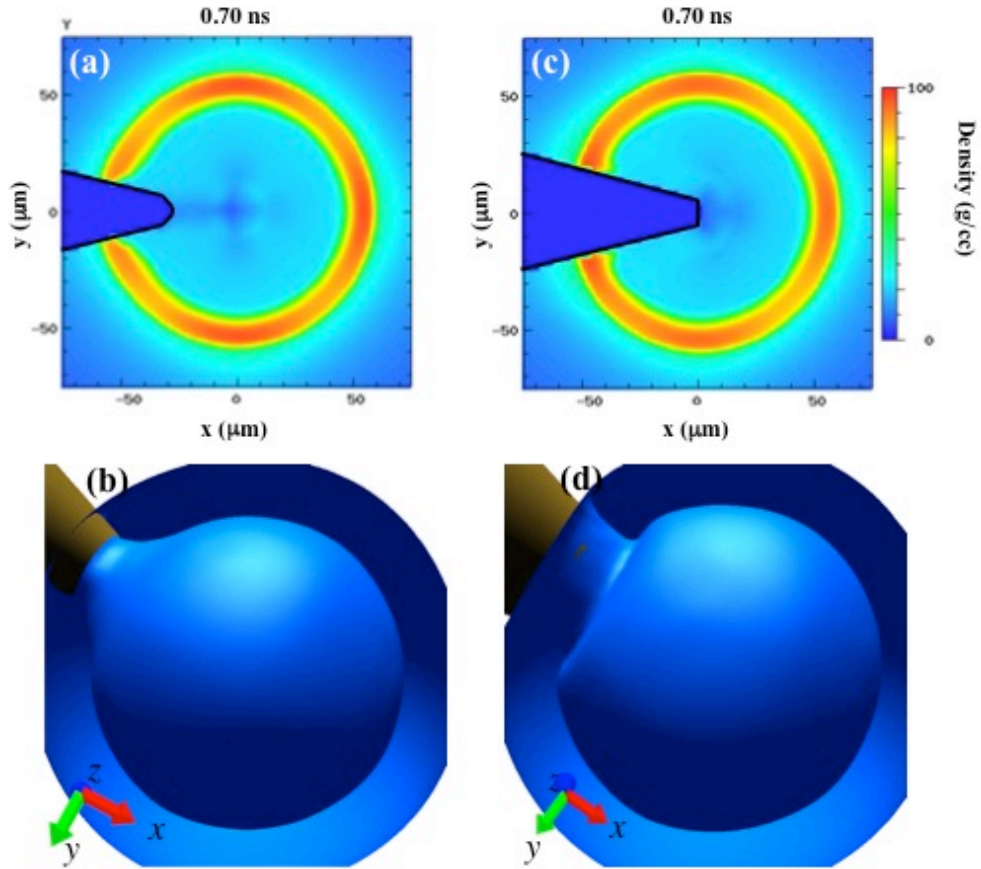


図 3.9: 最大圧縮時の x - y 断面の密度プロファイル (上) と燃料-シェル界面に相当する密度等値面 (下) . (a) , (c) : $x_{tip} = 30 \mu\text{m}$. (b) , (d) : $x_{tip} = 0 \mu\text{m}$.

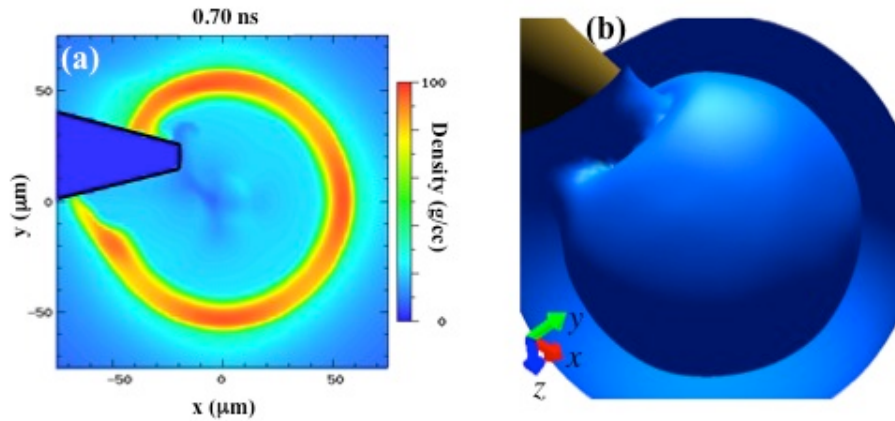


図 3.10: $y_{tip} = 20 \mu\text{m}$ における最大圧縮時の x-y 断面の密度プロファイル (a) と燃料-シェル界面に相当する密度等値面 (b) .

これまでコーンの開き角や初期配置が燃料-シェルの形状に及ぼす影響を議論してきた．次にこれらが圧縮率にどのような影響を及ぼすかについて定量的に示す．図 3.11 は最大圧縮時における燃料部の平均密度をコーンなしの場合で規格化して，それぞれのケースでプロットしたものである．図 3.11(a) , (b) および (c) はそれぞれ θ を変化させた場合， x_{tip} を変化させた場合および y_{tip} を変化させた場合の結果である．ここで，(a) の $\theta = 30^\circ$, (b) の $x_{tip} = 20 \mu\text{m}$ および (c) の $y_{tip} = 0 \mu\text{m}$ は“標準コーン”の配置である．この結果から，まず全てのケースで圧縮率はコーンなしの場合を下回っていることがわかる．次に個々のケースを見ていくと，まず θ に関しては角度が大きくなればなるほど圧縮率が低下している．これは θ が大きくなると，運動量の不均衡が大きくなることとシェルの剥離の影響が大きくなることの 2 つの効果により，燃料の圧縮が十分に行われなかったと考えられる．

次に， x_{tip} については， $x_{tip} = 15 \mu\text{m}$ に変曲点が存在している． $x_{tip} > 20 \mu\text{m}$ の領域では， x_{tip} が大きくなればなるほどシェルの剥離が顕著になってくる．一方でコーンはターゲットから離れて行くため，ターゲット内を占める体積は小さくなっていく．そのため $x_{tip} = 25 \mu\text{m}$ 辺りから密度低下は緩やかになってきている．同様に $x_{tip} < 20 \mu\text{m}$ の領域では剥離ではなくシェルの侵入が起こるため，その分だけわずかだが体積が小さくなり密度は上昇する．したがって，密度低下が和らいだ．しかしながら，コーンを押し込めば押し込むほどコーンが占める体積は大きくなるため，運動量の不均衡も大きくなる．これらはトレードオフの関係になっており，グラフから $x_{tip} < 10 \mu\text{m}$ では運動量の不均衡の方が大きくなり，密度低下は悪化する方向に転じている．

最後に y_{tip} に関して議論する． y_{tip} を変化させた場合，シェルの剥離と侵入の両方が起こる．これまでの議論では，それぞれ独立に発生する場合には，シェルの剥離は密度の低

下を増長する方向に働き，シェルの侵入は密度の低下を緩和する方向に働いていることがわかる．一方で図 3.11(c) から， y_{tip} が大きくなればなるほど密度低下率は大きくなっている．この結果から剥離による密度低下が支配的であり，シェルの侵入の影響は小さいことがわかる．

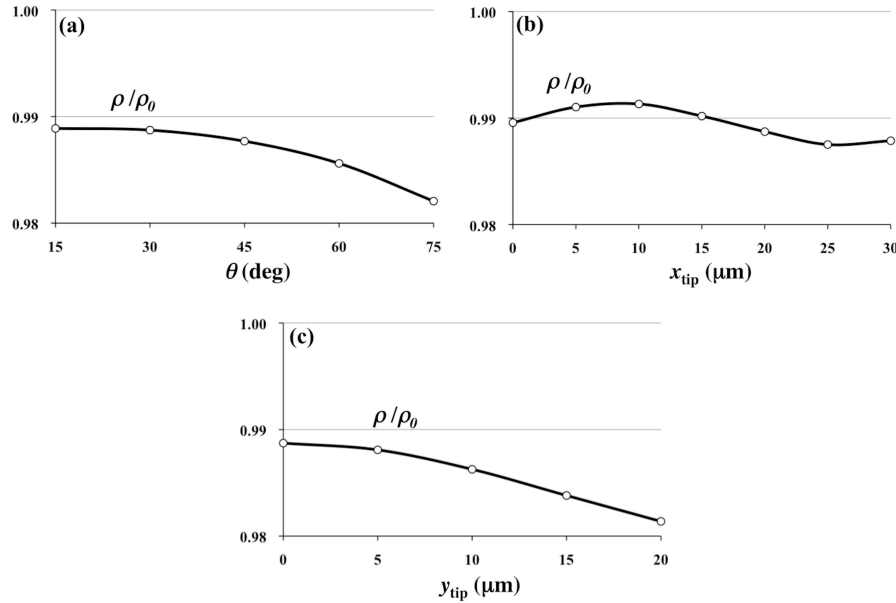


図 3.11: 最大圧縮時における燃料部の平均密度をコーンなしの場合で規格化したもの．
(a) θ を変化させた場合．(b) x_{tip} を変化させた場合．(c) y_{tip} を変化させた場合．

以上の結果からコーン付ターゲットを用いた場合の圧縮率の低下の要因は，コーンがターゲットを占める体積が大きくなることによる運動量の不均衡と図 3.8 で説明したコーン側面の傾きとターゲット動径方向との関係で決まるシェルの剥離の 2 つであることがわかった．そしてこのシミュレーションでは，“標準コーン”の配置よりも $x_{tip} = 10 \mu\text{m}$ の配置の方が圧縮率は向上するという結果が得られた．

3.4 結言

Immersed Boundary 法を用いてカーテシアン座標系でコーン付爆縮のシミュレーションを行った．コーン付爆縮ではコーン壁近傍のシェルの剥離が見られるが，コーンなしの場合と比較した結果，両者で圧縮率にほとんど違いが見られなかった．これは，剥離が起こってもシェルが破れることがなかったので燃料が外に吹き出ることがなく圧縮が行われたからである．このような十分閉じ込められる圧縮系において，コーンの開き角や初期配置が圧縮率に及ぼす影響を解析した．

コーンの開き角に対しては，その大きさが大きくなるほど圧縮率が低下することがわ

かった．開き角が大きくなるとターゲット中でコーンが占める体積が大きくなる．それに伴い，コーン側とその反対側で流体のもつ運動量の差も大きくなるため，コーン側に向かう燃料の流れが発生する．これはコーン近傍でのシェルの剥離を引き起こす．またそれだけでなく，コーン側面の傾きとターゲットの動径方向との関係もシェルの剥離につながる．本シミュレーションにおけるコーンの条件では，開き角が 30° の場合はコーン側面の傾きとターゲットの動径方向は一致するため，コーン近傍の流体はコーンに沿って運動する．しかし，開き角が 30° より大きくなると，コーン側面の傾きはターゲットの動径方向よりも急になり，コーン近傍の流体はコーンから離れるように運動する．コーンの占める体積の増加とコーン側面の傾きの増加の 2 つの効果により，コーン開き角が大きい場合はシェルの剥離が顕著になり，結果として圧縮率が低下した．

コーンの軸方向の挿入位置に対しては，圧縮率の低下が最も小さくなる最適な位置があることがわかった．これもターゲット内でのコーンの占める体積とコーン側面の傾きの 2 つが関係している．コーンがターゲット中心から離れると，コーンの占める体積は減少するがコーン側面の傾きはターゲット動径方向よりも急になる．したがって，シェルの剥離が起こる．一方でコーンを押し込むと体積は増加するが，コーン側面の傾きはターゲット動径方向よりも緩やかになり，シェルは燃料中に侵入するように運動し，剥離が起こりにくい条件となる．この 2 つの兼ね合いにより，軸方向に対する挿入位置には最適値が存在した．

最後にコーンの軸方向に対して垂直に挿入位置をずらした場合，コーン軸に対して片側ではシェルの剥離が発生し，もう片側ではシェルの侵入が起こることがわかった．シェルの剥離は圧縮率の低下につながり，シェルの侵入はわずかながら圧縮率の増加につながる．垂直方向の挿入位置では，この 2 つが同時に起こる．シミュレーションではコーンをずらせばずらすほど圧縮率は低下したため，剥離の影響の方が強いことがわかった．

第 4 章

激光 XII 号照射配置におけるコーン付爆縮

4.1 序言

現在大阪大学レーザーエネルギー学研究センターでは，激光 XII 号レーザーを用いて爆縮実験が行われている．この章では激光 XII 号の照射配置を模擬したコーン付爆縮のシミュレーション結果について議論する．

激光 XII 号は 1983 年に完成した大型レーザー実験装置で 12 本のレーザーから構成される．波長は $1.053\ \mu\text{m}$ ，ピークパワー及び出力エネルギーはそれぞれ 50TW 及び 24kJ である．爆縮実験では，波長変換素子を用いて第 2 高調波 ($0.53\ \mu\text{m}$) を使う場合が多く，その場合の出力エネルギーはおよそ 6kJ である．図 4.1(a) に激光 XII 号での爆縮実験の照射配置を示す．従来の球状ターゲットの場合は正十二面体の照射配置である．一方で，コーン付ターゲットの場合はコーンへの照射を避ける必要があり，照射配置は正十二面体から大幅に変更しなければならない．これは，爆縮レーザーがコーン内部に照射されると内面がアブレーションを起こしてしまうからである．コーン内部がアブレーションプラズマで満たされてしまうと，後続の加熱レーザーがコーン先端まで侵入できなくなってしまう．コーン側の 3 本を正十二面体配置からずらして，コーンに照射しないようなオフセット 12 ビームも提案されているがアライメントが非常に難しく，現状では最もシンプルな方法として，図 4.1(b) のようにコーン側の 3 ビームを除いた 9 ビーム照射で爆縮実験が行われている [43]．

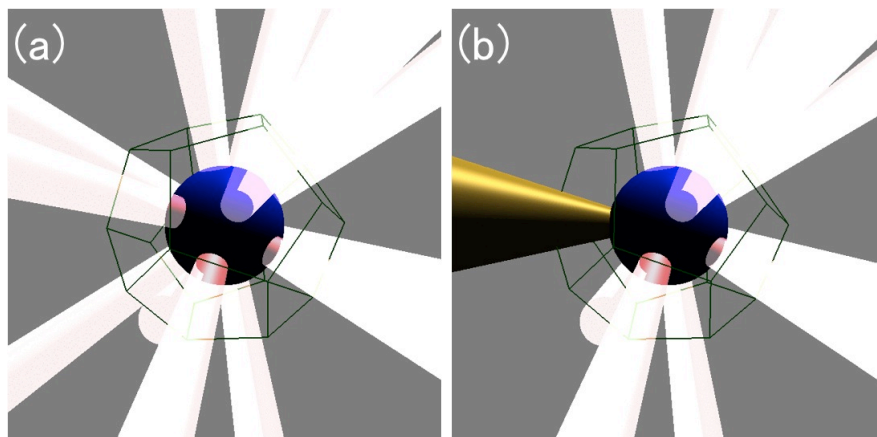


図 4.1: 激光 XII 号の照射配置 . (a)12 ビーム照射 (b)9 ビーム照射

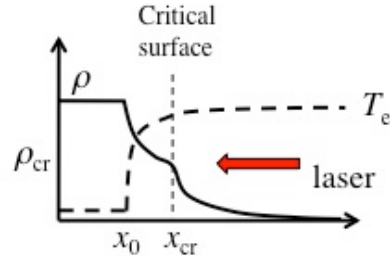
9 ビーム照射では爆縮は非対称に行われる．一般に爆縮は球対称に行われないと圧縮率は低下する．これは，第 3 章の結果・考察で触れたように，爆縮が非対称であると流体の持つ運動量がターゲット中心で相殺されないということから推測される．つまり，最大圧縮時でも運動エネルギーが残ってしまうため，運動エネルギーが全て内部エネルギーに変換されないことを意味している．したがって，9 ビーム照射による非対称性が圧縮率にどの程度の影響を及ぼすのかを見積もる必要がある．また，9 ビーム照射配置で各ビームのパワーバランスを調節することで非対称性を抑制できれば，圧縮率の低下を抑えることもできる．これらのことを評価するために，光線追跡法によりターゲット表面でのレーザー吸収を求め，その結果を初期値の圧力分布の擾乱として与えて爆縮シミュレーションを行う．4.2 節では，レーザー照射によるターゲット表面での吸収分布について述べる．4.3 節では，4.2 節で得られた吸収分布を用いた爆縮シミュレーションの初期条件について説明する．そして，9 ビーム照射配置におけるコーン付ターゲットの爆縮シミュレーションを行う．また，オフセット 12 ビームを 12 ビーム照射配置で模擬してコーン付爆縮のシミュレーションを行い，9 ビーム爆縮との違いについて議論する．4.4 節および 4.5 節では，各ビームのパワーバランスと圧縮率の関係について議論する．

4.2 レーザー吸収分布の評価

高強度レーザーが照射されるとターゲット表面は瞬時にプラズマ化し，周囲はアブレーションプラズマで覆われる．アブレーションプラズマ中でのレーザー伝播は，その特徴的な長さや時間から幾何光学近似で扱うことができる [44]．幾何光学近似による光線追跡法では，入射レーザーを多数のビームレットに分割して各ビームレットの軌跡を幾何光学に従って計算する．この光線追跡法については第 6 章で詳細に述べる．光線追跡法を用いることで，ターゲット表面でレーザーがデポジットしたエネルギーを評価できる．1 ビーム

によるターゲット表面におけるレーザー吸収分布を光線追跡法により求め、激光 XII 号の照射配置に基づいて重ね合わせることで、ターゲット表面における圧力擾乱の分布を決定する。

光線追跡および吸収分布の評価にはプラズマの密度と温度の情報が必要である。図 4.2 に典型的なアブレーションプラズマのプロファイルを示す。入射レーザーは臨界密度 (ρ_{cr}) ま



までしか侵入できないため、このような 2 層のプロファイルとなる。このような構造を保つためには、膨張によるエネルギーフラックスとレーザーによるエネルギーフラックスが臨界面で釣り合っている必要がある。そこで、まず等温膨張過程のエネルギーフラックスを求める。等温ガスモデルにおいて、図 4.3(a) のような初期条件

図 4.2: アブレーションプロファイル

$$\rho(x, 0) = \begin{cases} \rho_L & (x < 0) \\ \rho_R & (x \geq 0) \end{cases} \quad (4.1)$$

では、原点から右向きに等温衝撃波、左向きに稀薄波が発生する。ここで、初期状態では流速 $u(x)$ は 0 としている。図 4.3(b) にこの初期条件における左向きに進む特性曲線 (C^- 特性曲線) を示す。衝撃波より後ろの領域では C^- 特性曲線を横切るリーマン不変量

$$\ln \rho_L = \ln \rho + u/c_s \quad (4.2)$$

が保存することと、衝撃波前後でのランキン・ユゴニオの関係式

$$\begin{aligned} \rho_b &= \rho_R (V_s/c_s)^2 \\ u_b &= V_s - c_s^2/V_s \end{aligned} \quad (4.3)$$

および、稀薄波における特性曲線の傾き

$$u - c_s = x/t \quad (4.4)$$

を用いることで解析解が得られる。ここで c_s , V_s , ρ_b および u_b はそれぞれ音速、衝撃波速度、衝撃波裏面の密度および速度を表す。また、等温ガスモデルでは温度を T_0 、気体定数を Γ とすると $c_s^2 = \Gamma T_0$ となる。

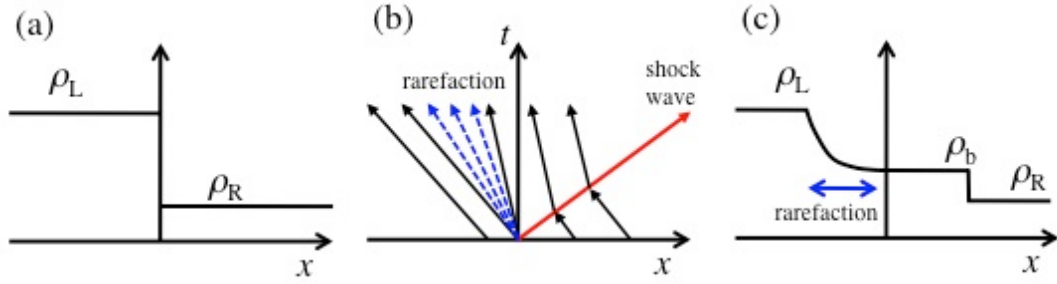


図 4.3: (a) 等温膨張における密度の初期値．(b) C^- 特性曲線．赤線：衝撃波，青線：稀薄波領域の特性曲線．(c) ある時刻における密度プロファイル．

さて， $\rho_R = 0$ の極限では，式 (4.2) と式 (4.3) から， V_s は無限大となり，稀薄波 tail(図 4.3(c) の稀薄波領域右端) は正の無限遠まで瞬時に届くことが分かる．よって， $\rho_R = 0$ においては等温膨張のプロファイルは以下ようになる．

$$\begin{aligned}\rho(x, t) &= \begin{cases} \rho_L & (x < -c_s t) \\ \rho_L \exp(-u/c_s) & (-c_s t < x < \infty) \end{cases} \\ u(x, t) &= \begin{cases} 0 & (x < -c_s t) \\ \frac{x+c_s t}{t} & (-c_s t < x < \infty) \end{cases} \\ T(x, t) &= T_0 \end{aligned} \quad (4.5)$$

原点に稀薄波 head(図 4.3(c) の稀薄波領域左端) が静止するような座標系に変換 ($x \mapsto x + c_s t$, $u \mapsto u + c_s$) して， $0 < x < \infty$ で全エネルギーを計算すると

$$E_{tot} = \int_0^\infty dx (\rho u^2/2 + 3\rho\Gamma T_0/2) = 4\rho c_s^3 t \quad (4.6)$$

となり，エネルギーフラックス $dE_{tot}/dt = 4\rho c_s^3$ が得られる．ここで，気体定数 Γ はプラズマの場合

$$\Gamma = (1 + Z)k_B/(Am_p) \quad (4.7)$$

と表される． Z, k_B, A, m_p はそれぞれプラズマの平均電離度，ボルツマン定数，原子量，陽子質量である．完全電離炭素プラズマ ($Z = 6, A = 12$) では $\Gamma \approx 0.56 \times 10^{12} \text{ erg/eV/g}$ となる．アブレーションでは， $\rho_L = \rho_{cr}$ であり，臨界面でレーザーによるエネルギーフラックス (I_L) と膨張によるエネルギーフラックスが釣り合う．

$$I_L = 4\rho_{cr} c_s^3 \quad (4.8)$$

c_s^2 は気体定数 Γ を用いて，

$$c_s^2 = \Gamma T_0 \quad (4.9)$$

と表される．臨界密度 ρ_{cr} はレーザーの波長 λ_L で表すことができることに注意して，以上の関係式を整理すると以下のスケーリングが得られる．

$$\begin{aligned} T_0 &= 13.7(I_L \lambda_L^2)^{2/3} \text{ keV}, \\ c_s &= 8.75 \times 10^7 (I_L \lambda_L^2)^{1/3} \text{ cm/s} \end{aligned} \quad (4.10)$$

ここで， I_L ， λ_L はレーザーの強度および波長で単位は 10^{15} W/cm^2 および μm である． $I_L = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ および $\lambda_L = 0.53 \mu\text{m}$ では $T_0 \approx 1.17 \text{ keV}$ となり音速は $c_s \approx 2.56 \times 10^7 \text{ cm/s}$ となる．レーザー照射後 0.5 ns におけるスケール長 ($L = c_s t$) はおよそ $128 \mu\text{m}$ と見積もることができる．以上より，臨界密度以下のアブレーションプラズマは，

$$\begin{aligned} T_0 &= 1.17 \text{ keV}, \\ \rho &= \rho_{cr} \exp(-x/L) \text{ g/cc} \end{aligned} \quad (4.11)$$

となる．ターゲットの半径を $r_0 = 200 \mu\text{m}$ とすると，式 (4.11) の温度で表されるアブレーションプラズマのプロファイルは

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_{cr} & (r < r_0) \\ \rho_{cr} \exp(-\frac{r-r_0}{L}) & (r \geq r_0) \end{cases} \quad (4.12)$$

と見積もられる．

図 4.4(a)，(b) はこのプロファイルを用いたときの光線追跡の結果とエネルギー吸収分布を示している．レーザーの空間プロファイルはターゲットを覆うような値として半値半幅 $180 \mu\text{m}$ ， $\alpha = 3$ のスーパーガウシアンを選び， z 方向正から平行に入射している．この結果を用いて激光 XII 号の爆縮シミュレーションにおける圧力分布の擾乱プロファイルを決定する．

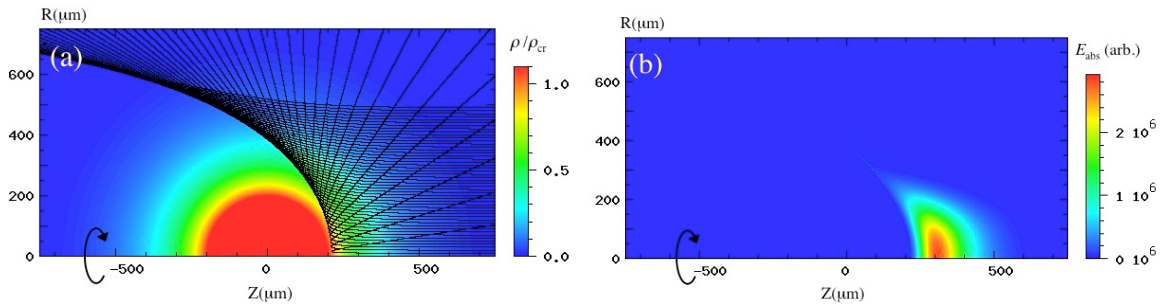


図 4.4: 典型的なアブレーションプロファイルにおける光線追跡の結果．

(a) 光線の軌跡．(b) 吸収エネルギー

4.3 シミュレーションと結果の考察

3章の場合と同様に，激光 XII 号の照射配置におけるコーン付ターゲットの場合も圧力駆動により爆縮シミュレーションを行う．そして，照射配置の影響は圧力分布にレーザー吸収分布を反映した擾乱を加えることで模擬する．図 4.5(a) は吸収分布 (図 4.4(b)) を半径方向に積分して角度分布にしたものである．これを 1 本のビームによる圧力擾乱プロファイルと定義する．図 4.5(b) に 1 本のビームがターゲット表面上に作る圧力擾乱のプロファイルを示す．これを正十二面体の各面に対応する位置に配置することで激光 XII 号の照射配置を反映した圧力擾乱のプロファイルが得られる．図 4.6(a)，(b) はそれぞれ 12 ビーム照射，9 ビーム照射の場合の圧力擾乱のプロファイルである．12 ビーム照射の場合は 12 本のビームが重なることで擾乱の振幅の最低値はゼロでなくなっている．また，9 ビーム照射におけるコーン側の擾乱の振幅はおよそ 0.2 だが，この図では見やすいように最低値を 12 ビームの場合と揃えている．図 4.7(a) および (b) はそれぞれ 12 ビーム照射および 9 ビーム照射の場合の driven layer における圧力分布を球面調和展開したときの各モード振幅を表している．振幅は平均圧力である (0,0) モードで規格化されている．また，図には (0,0) モードは載せていない．12 ビーム照射の場合，ほとんど $l = 6$ のモードしかないが，9 ビーム照射の場合は $l = 1$ から 5 まで低次のモードが多く含まれていることがわかる．

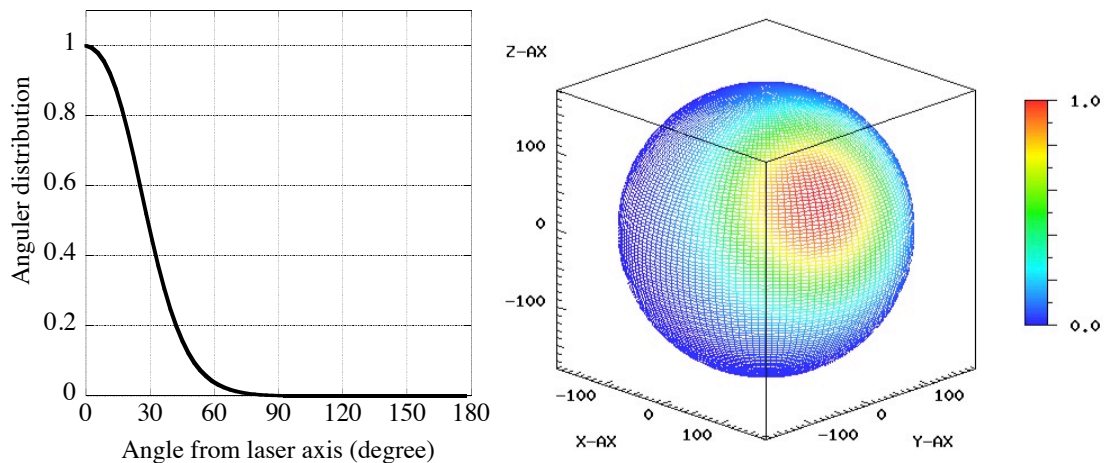


図 4.5: (a) レーザー吸収分布 (図 4.4(b)) を半径方向に積分して角度分布にしたもの．
(b) 1 本のビームによってターゲット表面上に作られる圧力擾乱プロファイル

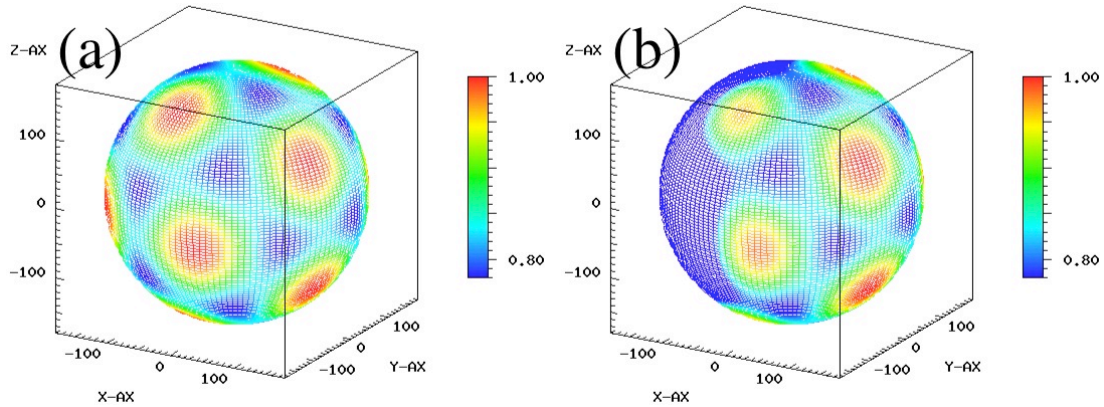


図 4.6: 圧力擾乱のプロファイル . (a)12 ビーム照射 . (b)9 ビーム照射 .

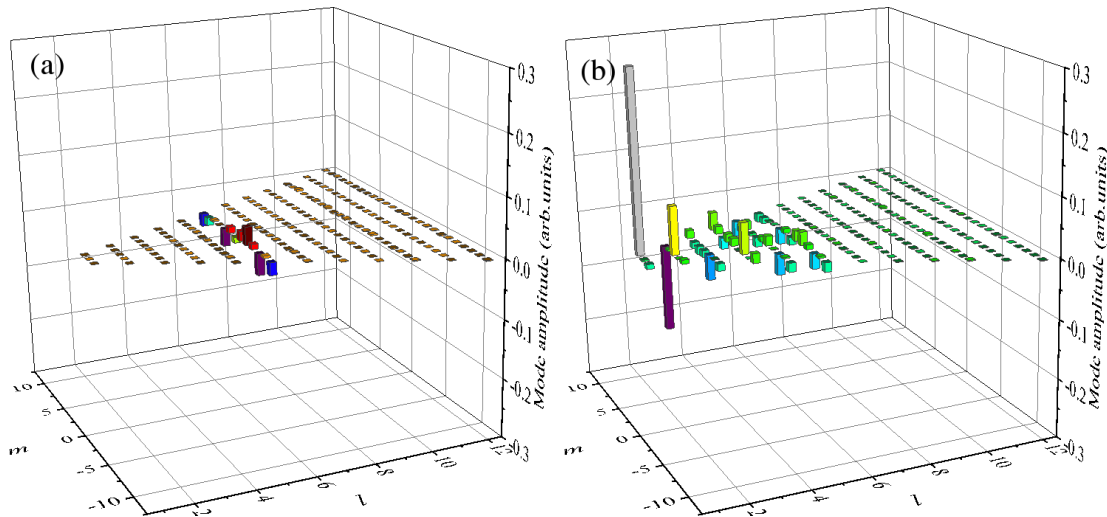


図 4.7: 圧力分布の球面調和展開 . (a)12 ビーム照射 . (b)9 ビーム照射 . それぞれ (0,0) モードの振幅で規格化している . この図では (0,0) モードは除いてある .

ターゲットの初期密度 ρ_s , ρ_f および圧力 P_f はそれぞれ 45g/cc , 1g/cc および 1Mbar とした . また , 図 4.6 で定義した圧力擾乱プロファイルは driven layer に印可される . したがって , driven layer の圧力 (パラメータ P_d) についてはここでは平均の値として定義する . 一般には 9 ビーム照射では投入されるエネルギーはレーザーが 3 本少ない分小さくなるが , シミュレーションでは投入エネルギーを同じ値にして非対称性の影響のみを調べる . つまり , driven layer の平均の圧力は全てのケースで同じ値を与える ($\langle P_d \rangle = 3000$ Mbar) . その他のパラメータ (燃料の半径やシェル厚) は 3 章と同じ大きさである .

この初期条件でコーンを挿入して爆縮シミュレーションを行った . コーンについては第 3 章で定義した “標準コーン” の設定値を用いている . 図 4.8 および図 4.9 は 12 ビーム照

射および9ビーム照射の場合の最大圧縮時近傍の密度を示している．上側は x - y 断面の密度プロファイル，下側は燃料-シェル界面に相当する密度等値面である．12ビーム照射の場合，密度等値面の結果から照射配置に起因した正十二面体の形が現れていることがわかる．一方で，9ビーム照射の場合は角錐台のような形になっており， $x = 0$ の面に対して非対称に歪んでいることがわかる．特に x 軸負の方向に大きく膨張しており，その結果燃料部の体積は9ビーム照射の方が大きくなり，圧縮率が低下したと考えられる．図4.10は燃料内部の平均密度の時間発展を示しており，最大圧縮時における燃料部の平均密度は12ビーム照射に比べておよそ50%低下している．12ビーム照射でも9ビーム照射でも初期条件での driven layer の平均の圧力を同じ値にしているので，シェルの持つ運動エネルギーはほぼ同じ値である．したがって，この違いは爆縮の非対称性にあると考えられる．そこで，まず非対称の度合いを定量化するためにターゲットの重心の時間発展を調べた．図4.11は12ビーム照射および9ビーム照射におけるターゲット重心の時間発展をプロットしたものである．黒線は12ビーム，赤線は9ビーム照射の場合を示している．この結果から9ビーム照射ではコーン側へターゲット全体が移動していることがわかり，その速さはおよそ $6.7 \times 10^5 \text{ cm/s}$ である．

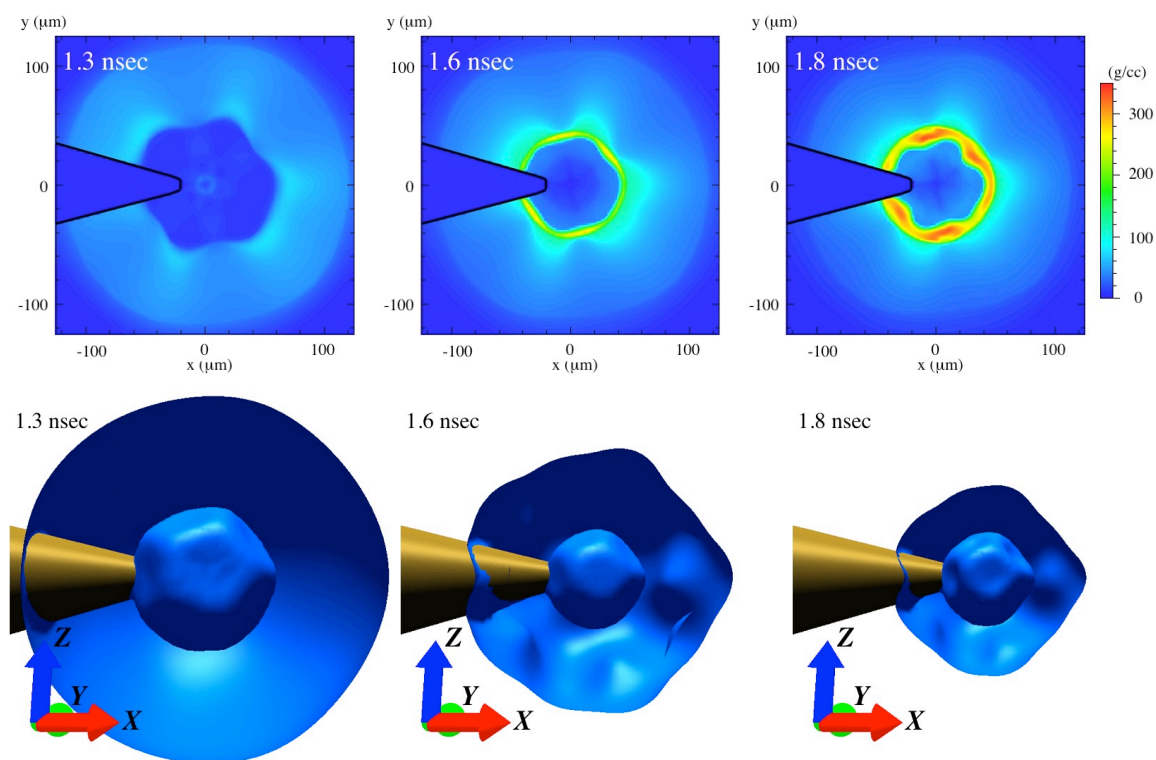


図 4.8: 12 ビーム照射配置の場合の密度の時間発展．上側： x - y 断面，下側：燃料-シェル界面に相当する密度等値面．左から 1.3 , 1.6 , 1.8 nsec .

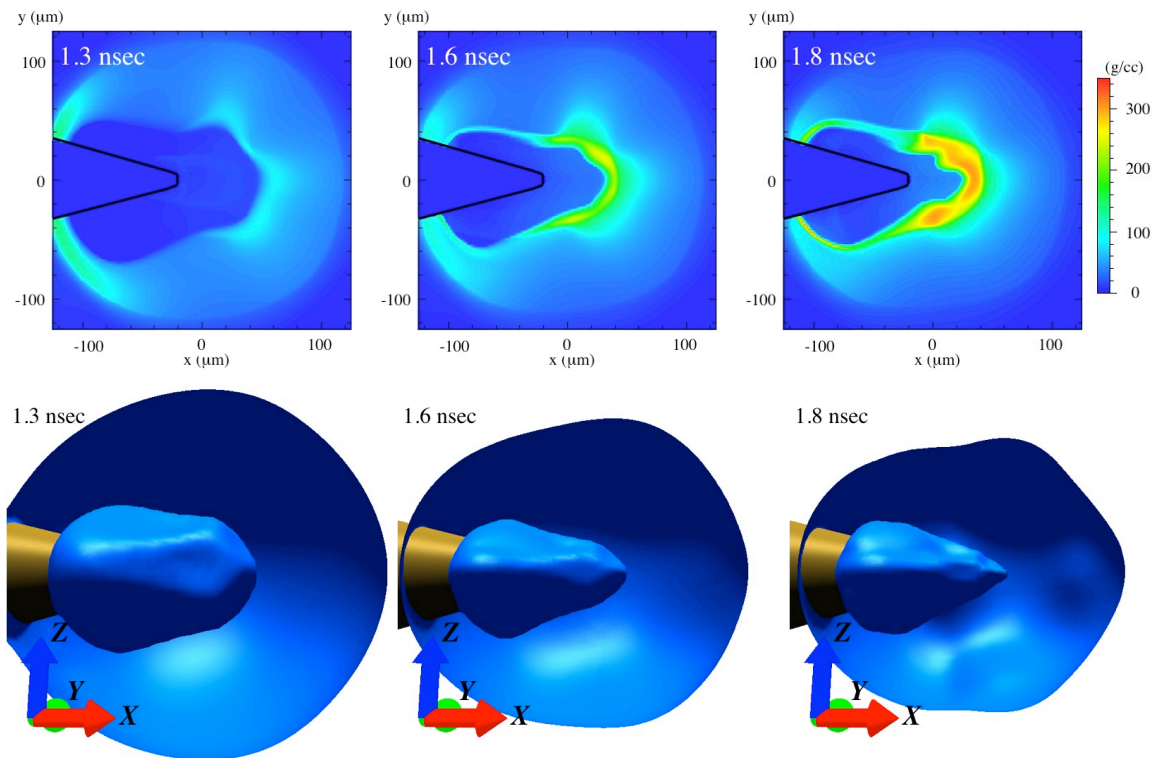


図 4.9: 9 ビーム照射配置の場合の密度の時間発展．上側：x-y 断面，下側：燃料-シェル界面に相当する密度等値面．左から 1.3, 1.6, 1.8 nsec．

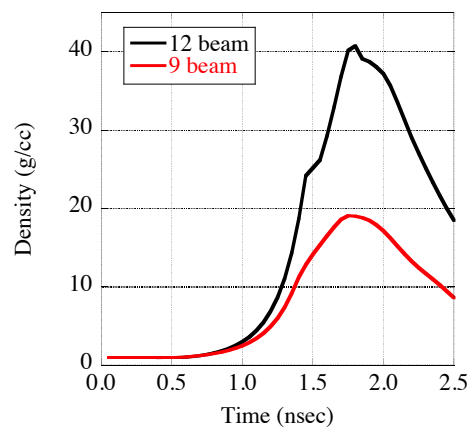


図 4.10: 燃料内部の平均密度の時間発展．黒線は 12 ビーム，赤線は 9 ビーム照射の場合を示している．

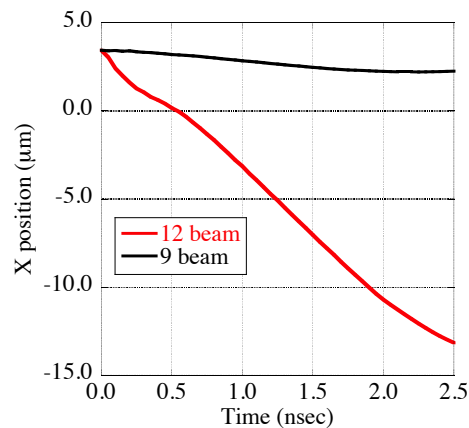


図 4.11: ターゲット重心の x 座標の時間発展．黒線は 12 ビーム，赤線は 9 ビーム照射の場合を示している．

重心の時間発展からわかるように，9 ビーム照射では非常に強い非対称な流れが発生する．このことは実験でも観測されており，図 4.12 は 12 ビーム照射および 9 ビーム照射実験で観測された最大圧縮時近傍の X 線発光分布の時間発展を表している [45]．白い十字は初期状態におけるターゲット中心の位置を表しており，コーンは右側に存在する．下図はそれぞれ発光中心の位置の時間発展をプロットしたものである．実験結果から 9 ビーム照射の場合はコーン側に発光中心が大きく移動していることがわかる．

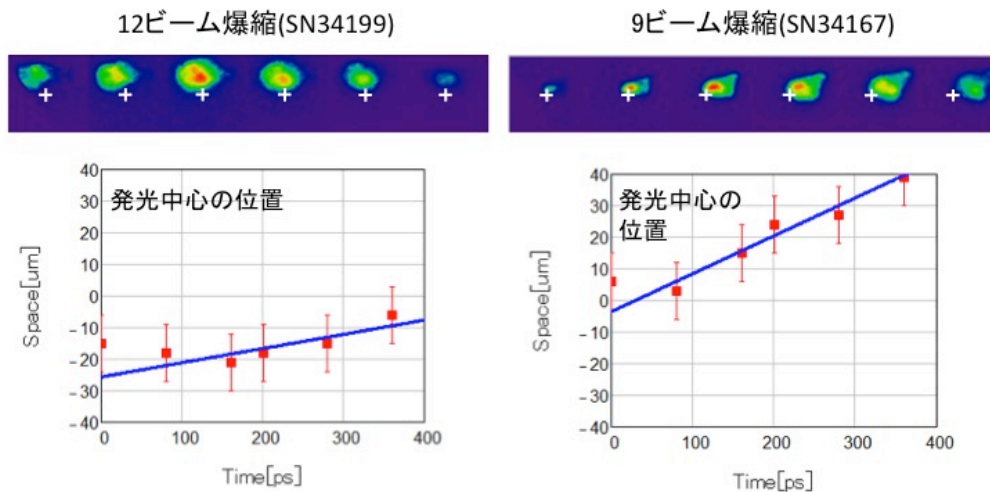


図 4.12: 12 ビーム照射および 9 ビーム照射の爆縮実験における最大圧縮時近傍の X 線発光分布の時間発展．左側：12 ビーム照射．右側：9 ビーム照射．白い十字は初期状態におけるターゲット中心の位置を表しており，右側にコーンが存在する．また，下図は発光中心の位置の時間発展を示している．

実験・シミュレーションでも明らかのように，9 ビーム照射ではターゲットがコーン側

へ大きく移動するため、それだけ 12 ビーム照射に比べて余分に運動エネルギーを持っていることになる．ここで、この運動エネルギーはターゲット全体の並進運動によるものとターゲット内部（燃料部）の局所的な運動によるものと二つに分けて考える必要がある．後者は 3 章で説明したように、本来最大圧縮時には燃料内部で内向きの方向を持つ運動量が中心で衝突してゼロになるが、非対称な場合には運動量は中心で相殺しない．結果として、燃料内部の運動エネルギーは十分に内部エネルギーに変換されずに残ったままになる．図 4.13(a) および (b) はシミュレーションにおける 12 ビーム照射と 9 ビーム照射の場合の燃料内部の運動エネルギーおよび内部エネルギーを示している．ここで、運動エネルギーと内部エネルギーの値に大きな差があるのは、最大圧縮時近傍ではシェルが断熱的に燃料を圧縮するため、燃料内部の内部エネルギーは燃料内部の運動エネルギーの分だけでなく、シェルによる断熱圧縮の分も加わるからである．図 4.13(a) から 9 ビーム照射では運動エネルギーがほとんど内部エネルギーに変換されずに残っていることがわかる．これに並進運動による運動エネルギーを加えたものが 9 ビーム照射におけるエネルギー損失と評価できる．

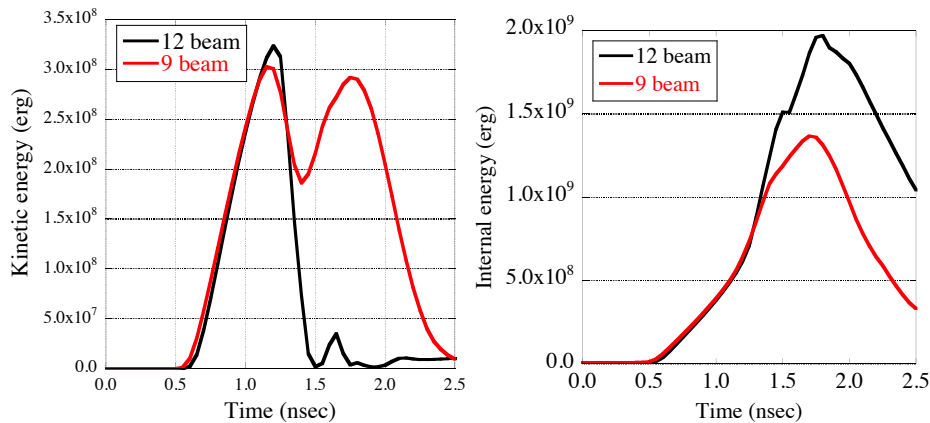


図 4.13: 9 ビーム照射の場合の燃料内部の運動エネルギーと内部エネルギーの時間発展．黒線は 12 ビーム，赤線は 9 ビーム照射の場合を示している．(a) 運動エネルギー．(b) 内部エネルギー．

エネルギー収支のみに着目した議論では、できるだけ非対称性を緩和すれば運動エネルギーの内部エネルギーへの変換効率が上がると考えられる．そこで次の節では、9 ビーム照射配置の中で各レーザー間の強度比を調節することで非対称性を小さくするとともに、それによって圧縮率の向上を見込めるかどうかについて議論する．

4.4 非対称性の抑制による圧縮密度の上昇

9 ビーム照射配置においてコーン反対側のレーザー強度を下げることで x 軸方向の非対称性は低減できる．非対称性を抑えることができれば，4.3 節で議論した圧縮率低下の原因である運動エネルギーの変換効率を向上することができる．一方で，ここでもう一つの要因が現れてくる．それは幾何学的な効果である．例えば，コーン反対側 3 本のレーザー強度をゼロにした場合， x 軸方向の非対称性はほとんどなくなる．しかし，圧縮は円柱状に行われるため体積圧縮率は半径の自乗に比例し，12 ビーム照射のような 3 乗で効いてくる 3 次元的な圧縮に比べて圧縮率は低下すると考えられる．そこで，コーン反対側のレーザー強度を下げた場合の圧縮率を評価し，エネルギー変換と幾何学効果の兼ね合いについても調べる．

シミュレーション条件として，コーン反対側 3 本に対応する部分の圧力擾乱の振幅を下げ，下げた分を他の面に対応する部分に上乘せし，平均の圧力を一定にする．これは，シェルの持つエネルギーをどのケースでも同じ値にするためである．以降ではコーン反対側の圧力擾乱の低下率を R_f (%) という変数で定義する．

図 4.14(a), (b) は各 R_f の値 (0,...,100%) におけるターゲット重心の x 座標の時間発展と最大圧縮時における燃料内部の運動エネルギーを表したものである．図 4.14(b) の赤丸は燃料内部の運動エネルギー，黒丸はさらに並進運動による運動エネルギーを加えたものを示している．並進運動による運動エネルギーはターゲットの重心の速度と初期条件における driven layer を除いたシェルの質量から評価した．図 4.14(a) の結果から， R_f が大きくなれば並進運動の大きさは小さくなっており，そして $R_f = 100\%$ のときには並進運動がほぼゼロになっていることがわかる．つまり，ターゲット全体の非対称性は小さくなる．一方で，燃料内部の運動エネルギーは R_f が 60% を越えると増加に転じている．これは以下のように説明できる．例えば $R_f = 100\%$ の場合に，上下から押しつぶされた流体は x 軸の正負両方向へ吹き出すため運動エネルギーがゼロにならない．図 4.15 は $R_f = 100\%$ の場合の最大圧縮時の x - y 断面の密度プロファイルを示しており，流体が x 軸方向に押し出されていることがわかる．このような x 軸方向への燃料の押し出しが $R_f = 60\%$ を越えた辺りから顕著になってきていると考えられる．

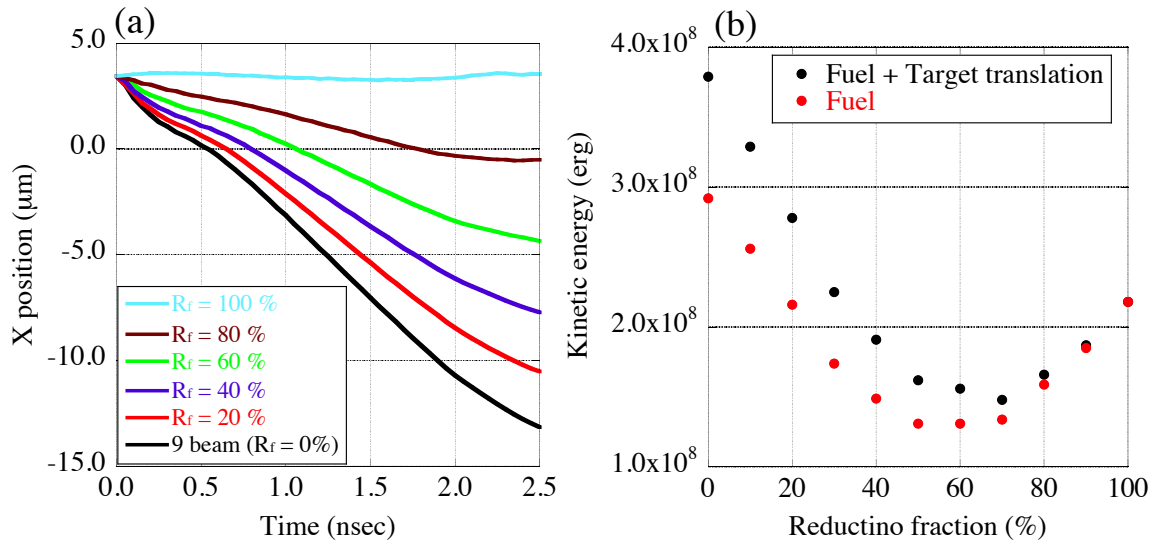


図 4.14: 9 ビーム照射配置におけるコーン反対側の圧力擾乱の振幅を下げた場合のターゲット重心の位置 (a) と最大圧縮時における燃料内部の運動エネルギー (b) . グラフ (b) の黒丸は並進運動による運動エネルギーも加えたもの.

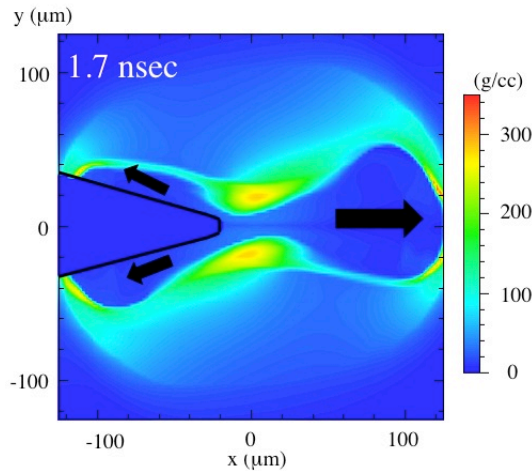


図 4.15: $R_f = 100\%$ の場合の最大圧縮時の密度プロファイル

図 4.14(b) から $R_f = 60\%$ から $R_f = 70\%$ 辺りが最も残存する運動エネルギーが小さい．このときが一番内部エネルギーへの変換効率が高いといえる．一方で，図 4.16 は R_f を 0% から 100% まで低下させた場合の最大圧縮時における燃料部の平均密度をプロットしたものであり，グラフから $R_f = 30\%$ が最も圧縮密度が良くなっている．このシミュレーションから非対称性による運動エネルギーと幾何学的な効果の両方による影響で最適な値として $R_f = 30\%$ が得られた．

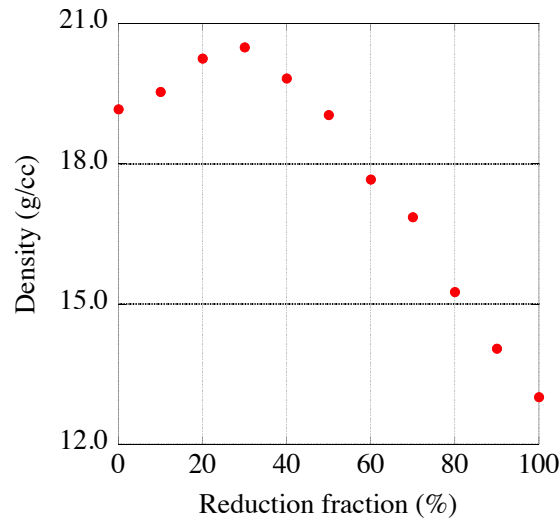


図 4.16: 9 ビーム照射配置におけるコーン反対側の圧力擾乱の振幅を下げた場合の最大圧縮時における燃料部の平均密度．横軸は振幅の低下率 ($\equiv R_f$) を表している．全てのケースで平均の圧力は同じ値にしてある．

これまで比較のため，シミュレーション条件としてコーン反対側 3 本に対応する部分の圧力擾乱の振幅を下げ，下げた分を他の面に対応する部分に上乘せし，平均の圧力を一定にした．しかし，実験では個々のビームに対してエネルギーを下げることは容易だが，それを他のビームに加えることはできない．そこでこの節の最後に，コーン反対側 3 本の圧力擾乱の振幅を下げてだけのシミュレーションを行った結果を示す．したがって， R_f の増加にともなって平均圧力は低下する．ここで， $R_f = 0\%$ のときの平均圧力は 3000 Mbar としている．

図 4.17(a), (b) は各 R_f の値 (0,...,100%) におけるターゲット重心の x 座標の時間発展と最大圧縮時における燃料内部の運動エネルギーを表したものである．平均圧力を固定しない場合でも，コーン反対側の擾乱振幅を下げることでターゲット全体の非対称性は低下することがわかる．また，燃料内部の運動エネルギーも $R_f = 75\%$ が最小となり，先ほどの結果と同様に $R_f = 100\%$ では運動エネルギーは増加している．運動エネルギーの残存量で比較すると， $R_f = 75\%$ の場合が最も小さく，そのときが内部エネルギーへの変換効率が一番高いと言える．

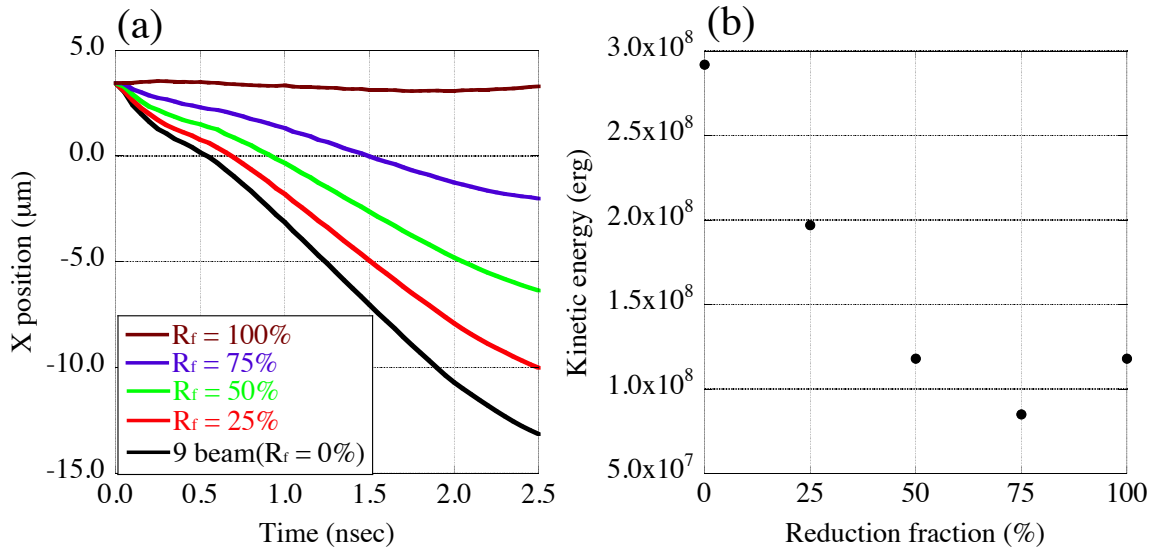


図 4.17: 9 ビーム照射配置において、平均圧力を固定せずにコーン反対側の圧力擾乱の振幅を下げた場合のターゲット重心の位置 (a) と最大圧縮時における燃料内部の運動エネルギー (b) .

次に、最大圧縮時における燃料部の平均密度について図 4.18 に示す．この結果から $R_f = 50\%$ の場合が最も密度が高くなることがわかり、平均圧力を固定しない場合でも非対称性を低減すれば密度が改善されることが示された．しかし、最大圧縮時における燃料部の平均密度の大きさに着目すると、 $R_f = 50\%$ の場合でおよそ 22 g/cc の密度が得られており、平均圧力を固定した場合よりも大きな密度が得られている．この原因は以下のように考えられる．平均圧力を固定しない場合、コーン反対側 3 本とそれ以外に対応する部分の圧力擾乱の振幅比は R_f である．一方で、平均圧力を固定した場合、減らした分の振幅を他のビームの部分に加えているため、圧力擾乱の振幅比は R_f より大きくなる．平均圧力を固定しない場合の方が相対的に擾乱の振幅比が小さくなっているため、圧縮率が高くなったと考えられる．この結果で重要なことは、平均圧力が下がっても非対称性を抑制することで圧縮率が改善されるということである．

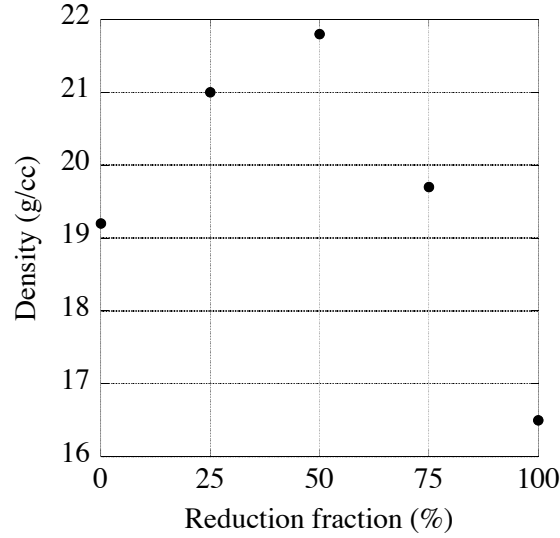


図 4.18: 9 ビーム照射配置において，平均圧力を固定せずにコーン反対側の圧力擾乱の振幅を下げた場合の最大圧縮時における燃料部の平均密度．横軸は振幅の低下率 ($\equiv R_f$) を表している．

高速点火レーザー核融合では，加熱レーザーの入射によりコーン先端から発生する電子ビームで爆縮された燃料を加熱する．そこで，電子ビームのエネルギーデポジット率を決める燃料の密度と電子の伝播距離（ x 軸方向の燃料の長さ）との積 (ρL) を以下のように定義して，各 R_f で比較した．

$$\rho L = \int_{x_c}^{x_f} \rho(x, y, z) dx \quad (4.13)$$

ここで， x_c および x_f はそれぞれコーン先端の x 座標および燃料-シェル界面の x 座標である．図 4.19 は各 R_f における ρL をプロットした結果である．また，12 ビーム照射の場合の ρL を赤線で引いてある． R_f が大きくなるほど ρL が大きくなる理由は，円柱爆縮に近づくにつれ，燃料が x 軸方向に拡がり，燃料の長さが長くなるためである．図 4.20 は 12 ビーム照射の場合および 9 ビーム照射の $R_f = 100\%$ の場合の最大圧縮時における燃料部の密度プロファイルであり，後者の場合では燃料は $x = 110\mu\text{m}$ の場所まで膨張しており，密度は中心に比べて半分以下だが，その分の ρL が加わる．その結果 $R_f = 100\%$ の場合で ρL が最も大きな値となった．実際には密度の小さい領域では核融合反応は起こらないと考えられるため，最終的には電子ビームによる加熱および核反応まで入れたより詳細なシミュレーションで評価する必要がある．本シミュレーション結果は，レーザーの強度比を調節して対称性を良くすることで，最大圧縮時の燃料密度が向上することを示した．

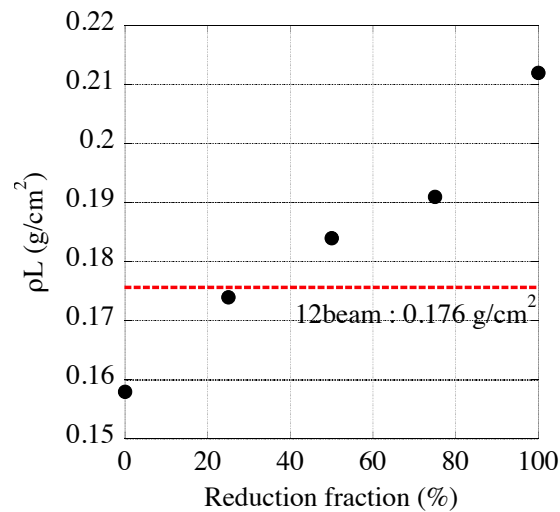


図 4.19: 9 ビーム照射配置において，平均圧力を固定せずにコーン反対側の圧力擾乱の振幅を下げた場合の最大圧縮時における ρL ．赤線は 12 ビーム照射の場合の値で引いてある．

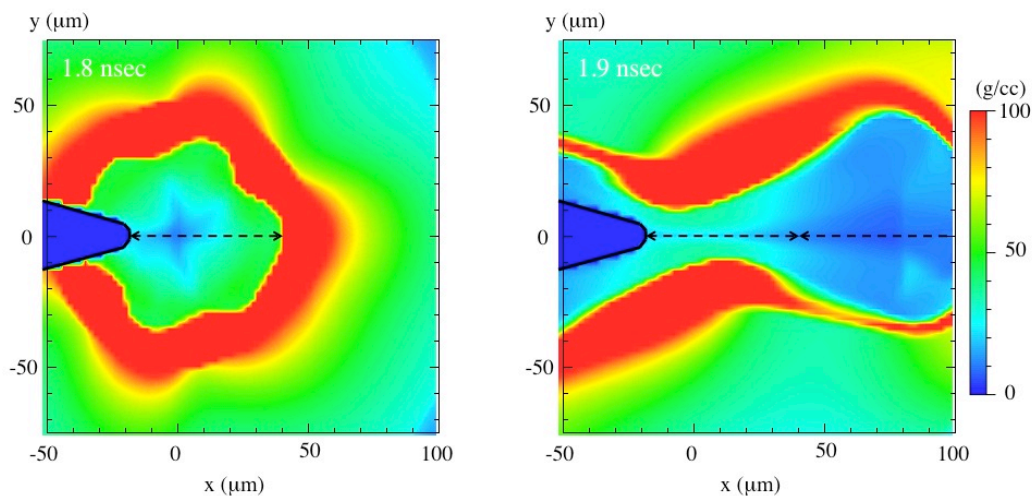


図 4.20: 最大圧縮時における x-y 断面の密度プロファイル．左：12 ビーム照射，右：9 ビーム照射で $R_f = 100\%$ の場合

4.5 回転方向におけるパワーインバランスの影響

前節では，9 ビーム照射において x 軸方向でレーザーの強度比の影響を評価した．一方で，コーン反対側以外の面でも激光 XII 号の各ビーム間でパワーインバランスは発生し，それにより爆縮に様々な偏りが発生する．この節ではコーン中心軸に対して回転方向のパワーインバランスが燃料の圧縮率に及ぼす影響について評価する．

図 4.21 は激光 XII 号の各ビームが照射する面を模式的に描いたものである．この図で回転方向に対応する面は 4 から 9 の 6 つの面である．この 6 面のうち，1 つおきに強度が低い場合 (面 4-6-8) と 3 つ並んで強度が低い場合 (面 4-5-6) の 2 ケースが主要なケースと考えられる．この 2 つのケースで擾乱振幅を低下させた場合の燃料の圧縮率についてシミュレーションを行う．比較のため 4.4 節と同様に平均圧力は固定する．

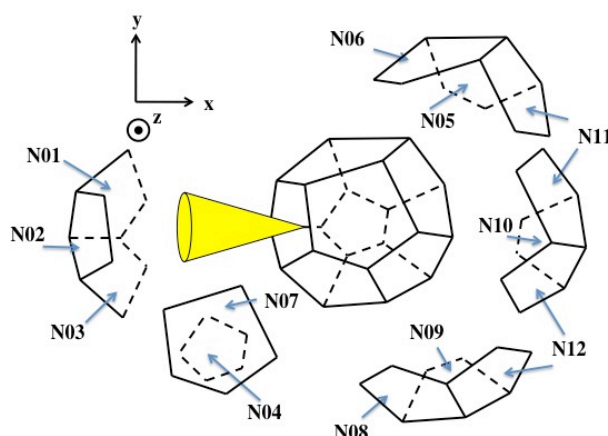


図 4.21: 激光 XII 号の各ビームが照射する面の模式図

図 4.22 は面 4-6-8 および面 4-5-6 に対応する圧力擾乱の振幅低下率 (R_f) を 10% , 20% , 30% としたときの最大圧縮時における燃料部の平均密度を示している．赤が面 4-6-8 のケースを示しており，青が面 4-5-6 のケースを示している．このグラフから，1 つおきにパワーインバランスが発生する場合と比べて，3 つ並んでパワーインバランスが発生する場合の方が密度の低下が大きいことがわかる．図 4.23 に $R_f = 20\%$ の場合のそれぞれのケースの最大圧縮時における燃料-シェル界面に相当する密度等値面を示す．この図から面 4-6-8 の 1 つおきのケースではコーン軸に対して回転対称 (y - z 面内において 3 回回転対称) を持つが，面 4-5-6 のケースでは回転対称をもっていないことがわかる．したがって，面 4-5-6 のケースでは x 軸方向だけでなく y - z 面内でも運動量の不均衡が生じる．その結果，面 4-6-8 の 1 つおきのケースに比べて運動エネルギーの内部エネルギーへの変換効率が低下したため圧縮率が減少したといえる．

面 4-6-8 の 1 つおきのケースでは $R_f = 30\%$ でも密度低下率は 5% 程度だが，面 4-5-6 のケースでは $R_f = 30\%$ では密度はおおよそ 10% 低下している．この結果からパワーインバランスに関して，密度低下の主要な原因は隣同士の面でパワーインバランスが発生することが明らかにできた．逆に，隣合わない面同士のパワーインバランスの影響は相対的に半分程度であるということもわかった．

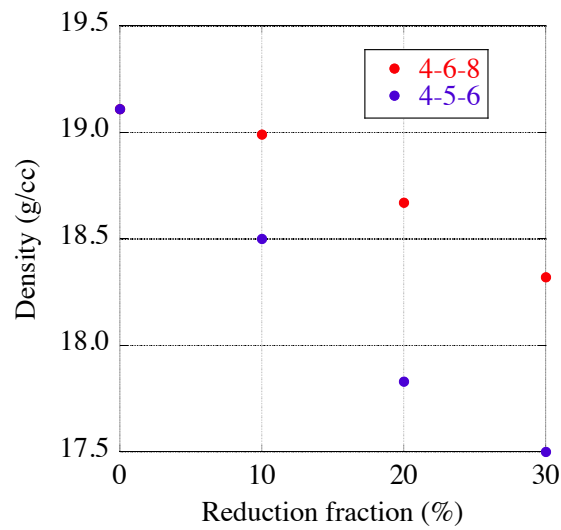


図 4.22: 面 4-6-8(赤) および面 4-5-6(青) に対応する圧力擾乱の振幅を低下させたときの最大圧縮時における燃料部の平均密度

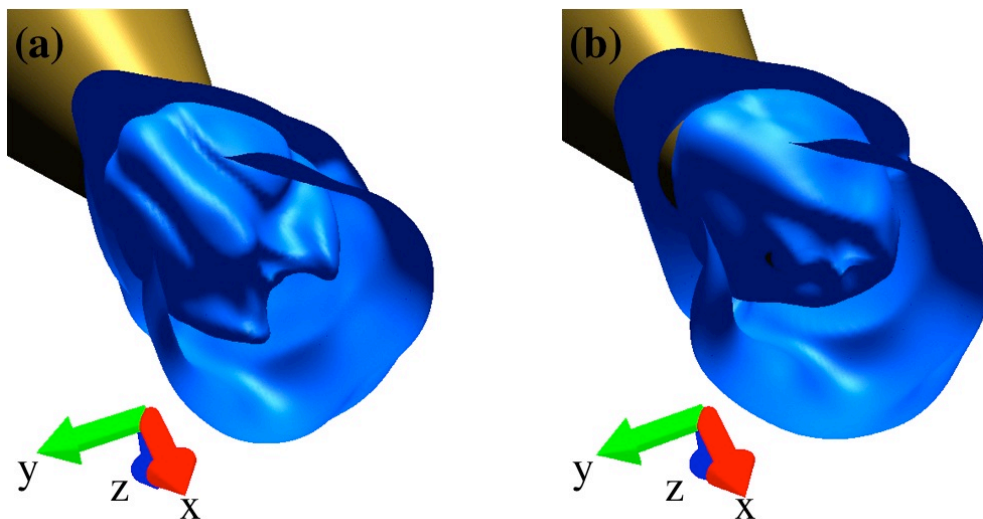


図 4.23: $R_f = 20\%$ の場合の最大圧縮時における燃料-シェル界面に相当する密度等値面 .
(a) 面 4-6-8 のケース . (b) 面 4-5-6 のケース .

4.6 結言

激光 XII 号の照射配置を反映した圧力擾乱を与えて爆縮シミュレーションを行い, 球対称な 12 ビーム照射および非対称な 9 ビーム照射の場合で燃料の圧縮率を評価した. その結果, 9 ビーム照射の場合の圧縮率は 12 ビーム照射に比べておよそ 50% 低下することが

わかった．非対称な爆縮の場合，燃料内部の運動量が中心で相殺しないため，最大圧縮時でも運動エネルギーが残る．したがって，運動エネルギーが内部エネルギーに十分変換されないため圧縮率が低下した．このことから爆縮の非対称性を減らせば圧縮率の低下は抑えられるということが考えられる．そこで，爆縮の非対称性をなくするためにコーン反対側 3 本の圧力擾乱の振幅を下げてシミュレーションを行った．このとき比較のため平均圧力は固定した．その結果，反対側の強度の低下率が 30% までは，圧縮率の低下が抑えられることがわかった．一方で，強度の低下率が 50% を越えると圧縮率はより悪化した．これは圧縮過程が円筒に近づくことで，球対称の場合のような半径の 3 乗に比例する 3 次元的な圧縮から半径の自乗に比例する 2 次元的な圧縮に近づいたことが原因である．このような幾何学的な圧縮の問題と非対称性の低減の兼ね合いから，圧縮率の改善には最適なパワーインバランスが存在することがわかった．また，実際の実験状況を考慮して平均圧力を固定せず，コーン反対側の圧力擾乱の振幅を下げてただけの場合も計算した．そして，この場合でも非対称性を低減することで燃料の圧縮率が改善されるという結果が得られた．12 ビーム照射配置で爆縮する場合が最も燃料の圧縮率は高いが，本シミュレーション解析により，9 ビーム照射配置でも対称性を良くするようにパワーインバランスを与えることで，燃料の圧縮率を改善できることが示された．

また，この章ではコーン軸方向だけでなく回転方向についてもパワーインバランスを評価した．回転方向の 6 面において連続した 3 面を 1 グループとして，2 グループ間で 30% のパワーインバランスを与えた場合，圧縮率はおおよそ 10% 低下した．一方で，交互の面で 30% のパワーインバランスを与えた場合には圧縮率の低下は 5% 程度で済んだ．この結果から交互の面におけるパワーインバランスの影響はあまり大きくないことがわかった．

第 5 章

激光 XII 号照射配置における非対称爆縮の Rayleigh-Taylor 不安定性

5.1 序言

レーザー核融合では古くから爆縮中の Rayleigh-Taylor (RT) 不安定性が重要な問題であった．一般に RT 不安定性は軽い流体が重い流体を重力に抗して支えるときに現れる．RT 不安定な界面では小さな擾乱もたちまち大きく成長し，2 つの流体のミキシングを引き起こす．爆縮中においては，加速相および減速相で RT 不安定性が現れる．図 5.1 は爆縮中のターゲットの軌跡の模式図であり，加速相においてシェル外側の界面が静止するような座標系を選ぶと，外向きに慣性力が働くことがわかる．このときシェル外側の界面は，軽い流体であるアブレーションプラズマが重い流体であるシェルを慣性力に抗して支えるため RT 不安定となる．同様に減速相においては燃料-シェル界面が静止するような座標系を選ぶと内向きに慣性力が働くことがわかり，燃料-シェル界面は軽い燃料が重いシェルを慣性力に抗して支えるため RT 不安定となる．より一般には，2 つの層の界面において $\nabla\rho \cdot \nabla P < 0$ となるとき，その界面は RT 不安定となる [46]．近年の NIF の中心点火方式の実験結果では，ミキシングによりアブレータがホットスポットに侵入していることが観測されており，その影響で中性子イールドが大きく低下することが明らかにされている [47]．また高速点火方式においても，コーン付ターゲットを用いた場合には爆縮が非対称になるため，球対称な爆縮とは異なった非対称爆縮における RT 不安定性の特性について解析する必要がある．

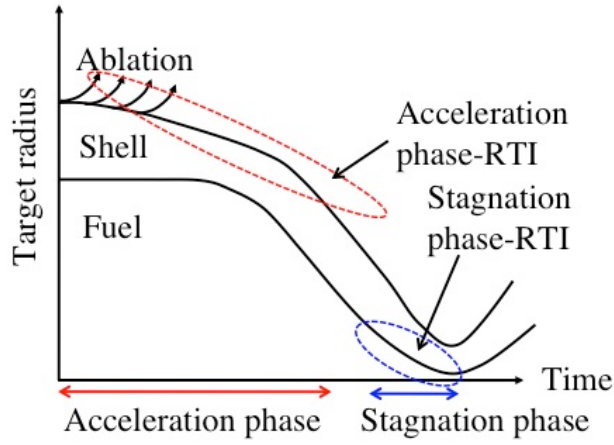


図 5.1: 爆縮中の RT 不安定性

RT 不安定な界面における擾乱は，線形段階では時間に対して $\exp(\gamma t)$ で成長する．ここで γ は成長率であり，古典的な RT 不安定性では以下の式で表される．

$$\gamma = \sqrt{Akg} \quad (5.1)$$

ここで， A は Atwood 数であり，軽い流体の密度を ρ_L および重い流体の密度を ρ_H とすると， $A = (\rho_H - \rho_L)/(\rho_H + \rho_L)$ で表される．また， k および g はそれぞれ擾乱の波数および重力加速度である．爆縮では慣性力が重力に対応し，そのときの加速度の大きさが g に対応する．古典的 RT 不安定性の成長率から，爆縮中ではどのようなモードの擾乱も加速/減速相で指数関数的に成長するため，爆縮の均一性が阻害される．しかしながら爆縮の加速相においては界面のアブレーションにより，ある波数以上のモードの成長は緩和されることが知られている [48–50]．これは，アブレーションにより細かい擾乱（波数の大きいモード）は成長する前に吹き飛ばされることと，膨張や熱輸送により界面が滑らかになるという 2 つの効果によるものである．これらの効果を考慮したアブレーション面における RT 不安定性の線形成長率は以下の式で評価されている．

$$\gamma = \alpha \sqrt{kg/(1 + kL)} - \beta kV_a \quad (5.2)$$

ここで， V_a および L はアブレーション面を横切る流速および界面の密度勾配のスケール長であり， α および β はシミュレーションや実験で決定される無次元のパラメータである．一方で，減速相においては熱伝導による界面の平滑化はあるが，その効果による擾乱の成長の抑制は 3keV 以上の電子温度で顕著に現れてくる [51]．それ以下の温度では，古典的な RT 不安定性と同様にどのモードの擾乱も成長する．ただし，近年の減速相 RT 不安定性の研究では，核融合反応を考慮した場合のホットスポットからの熱流や内部で発生するアルファ粒子による燃料-シェル界面のアルファ加熱により，アブレーション面での RT 不安定性と同様に大きい波数の成長率が緩和されることも報告されている [52, 53]．

本章では激光 XII 号照射においてインプリントされるターゲット表面の擾乱の成長について議論する．特に，避けることが難しい減速相での RT 不安定性について，12 ビーム爆縮と 9 ビーム爆縮における擾乱の成長の違いを解析し，非対称爆縮における RT 不安定性の特性を明らかにする．

5.2 初期条件とシミュレーション結果

第 3 章，第 4 章と同様に爆縮は圧力駆動により行う．初期条件のパラメータは第 3 章の図 3.2 に従う．ターゲットの初期密度 ρ_s ， ρ_f および圧力 P_f はそれぞれ 45g/cc，1g/cc および 1Mbar とした．また，第 4 章のときと同様に driven layer の圧力分布に激光 XII 号の照射配置を反映した擾乱を印加する．図 5.2(a) および (b) はそれぞれ 12 ビーム照射および 9 ビーム照射の場合の driven layer の圧力分布を示している．圧力の最大値が異なるのは，両者で平均の圧力 $\langle P_d \rangle$ が等しくなるように 9 ビーム照射の場合に一様に 650 Mbar を加えたためである．ここで， $\langle P_d \rangle$ は 2800 Mbar とした．この初期値プロファイルに第 3 章で定義した“標準コーン”を挿入して，爆縮シミュレーションを行う．

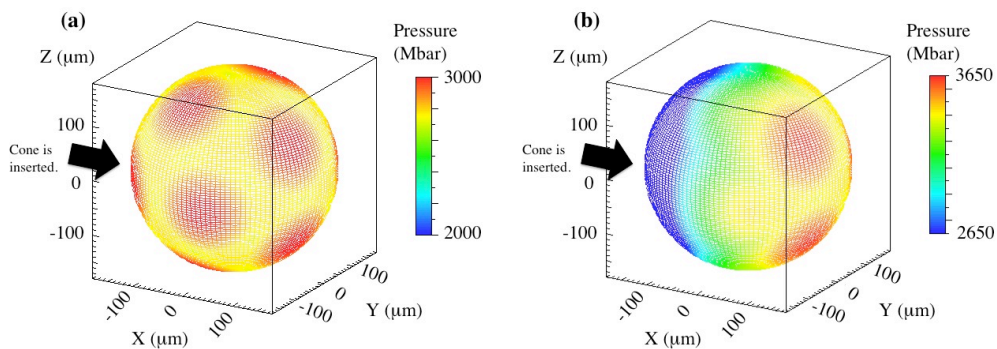


図 5.2: Driven layer における圧力分布．(a)12 ビーム照射．(b)9 ビーム照射．圧力の最大値が異なるのは，両者で平均の圧力が等しくなるように 9 ビーム照射の場合に一様に 650 Mbar を加えたためである．

図 5.3 はこのこの初期値を用いたときの燃料部の平均密度の時間発展を示している．赤の実線は 12 ビーム照射，青の破線は 9 ビーム照射の場合を表している．この結果から最大圧縮時刻はともに 1.85 nsec であることがわかる．また最大圧縮密度に関しては，9 ビーム照射ではおよそ 35% 低下している．図 5.4 は最大圧縮時近傍の燃料-シェル界面に相当する等値面の時間発展を示している．上側は 12 ビーム照射，下側は 9 ビーム照射の場合である．この結果から 12 ビーム照射の場合，照射配置に起因した擾乱が成長していることがわかる．一方で 9 ビーム照射の場合は照射配置に起因した擾乱は明確に見えず，コーン先端付近の尖った部分を除いては比較的滑らかな界面をしている．

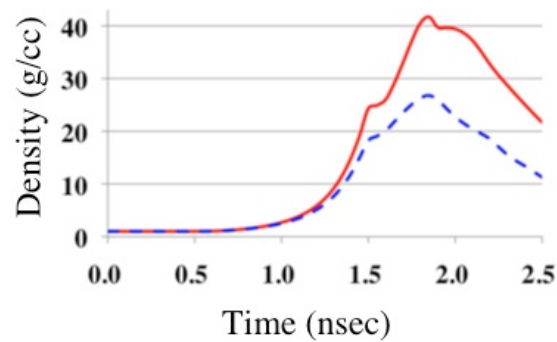


図 5.3: 燃料部の平均密度の時間発展．赤の実線：12 ビーム照射，青の破線：9 ビーム照射．

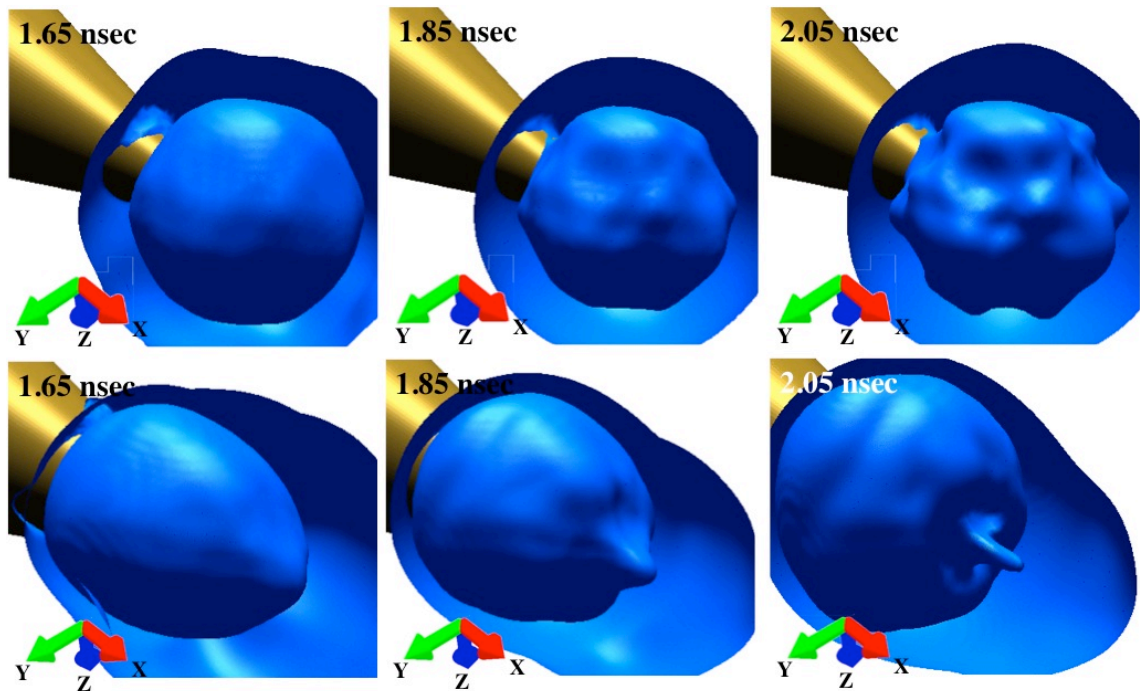


図 5.4: 燃料-シェル界面に相当する密度等値面．上側：12 ビーム照射，下側：9 ビーム照射．左から $t=1.65, 1.85, 2.05$ nsec．

5.3 シミュレーション解析

爆縮中の燃料-シェル界面の非一様性に着目すると，9 ビーム照射の方が滑らかになっていることがわかる．燃料-シェル界面における非一様性は RT 不安定性によって増長される．このシミュレーションでは，瞬間的にターゲットが内向きに加速されるため加速相

がほとんど存在しない．したがって，燃料-シェル界面の非一様性は減速相における RT 不安定性が主要な原因となる．そこで，減速相の RT 不安定性の成長率を評価することで，12 ビーム照射と 9 ビーム照射における燃料-シェル界面の非一様性の違いを明らかにする．

一般的に RT 不安定性の解析では，成長率は擾乱の分布をフーリエ展開して各モード毎で評価される．しかしながら，非対称でかつコーンが存在するため，球面調和関数を用いたモード解析は非常に困難である．そこで，本研究では燃料-シェル界面にかかる加速度を評価することで RT 不安定性の成長率を議論する．これは，RT 不安定性の成長率は線形段階では式 (5.1) に示したように加速度の平方根に比例することを利用している．また，非線形段階においては，擾乱の振幅は g および η をそれぞれ加速度および定数として， $\eta g t^2$ で成長することが知られている [19]．したがって，この評価法は線形/非線形のどちらの段階でも有効である．

燃料-シェル界面にかかる加速度は界面の軌跡から求められる．図 5.5(a) および (b) はそれぞれ 12 ビーム照射および 9 ビーム照射の場合の x 軸上 (正の方向) における燃料-シェル界面の軌跡を示している．ここで，実線は 1.35 nsec から最大圧縮時である 1.85 nsec までの区間を二次関数でフィッティングした結果である．フィッティング関数の二次の項の係数から加速度の大きさを見積もると，12 ビーム照射の場合で $188.74 \mu\text{m}/\text{ns}^2$ ，9 ビーム照射の場合で $86.56 \mu\text{m}/\text{ns}^2$ となった．この結果から RT 不安定性の成長率は 9 ビーム照射の場合の方が小さいと言える．

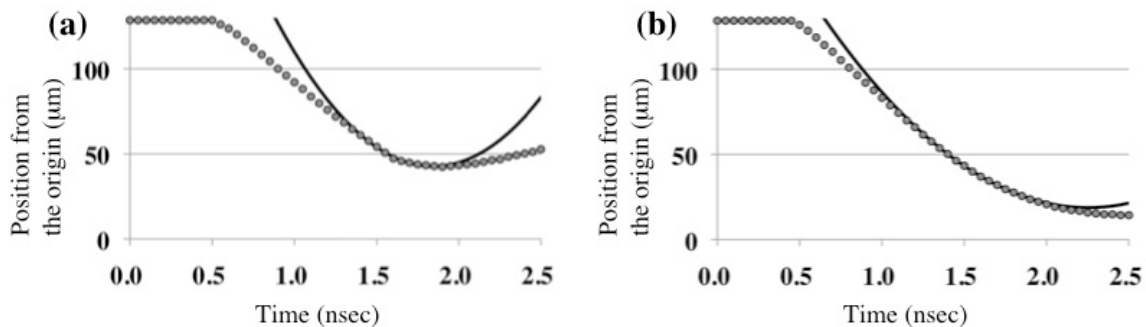


図 5.5: x 軸上 (正の方向) における燃料-シェル界面の軌跡．実線は 1.35 nsec から最大圧縮時である 1.85 nsec までの区間を二次関数でフィッティングした結果．(a)12 ビーム照射，(b)9 ビーム照射．

さらに x 軸上だけでなく，激光 XII 号の各照射方向に対応する燃料-シェル界面にかかる加速度の大きさも評価した．図 5.6 は横軸を各照射方向，縦軸を加速度の大きさでプロットした結果である．赤丸は 12 ビーム照射，青三角は 9 ビーム照射の場合である．横軸の照射方向の番号付けは図 5.7 に従う．番号付けは，コーンに最も近い照射方向を 1，

2, 3, 次に近い照射方向を 4, 5, 6, その次を 7, 8, 9, そして最も遠い方向を 10, 11, 12 としている．この結果から, 12 ビーム照射の場合はどの照射方向の面でも加速度の大きさは同じであるのに対し, 9 ビーム照射の場合はコーンに最も近い側で加速度が大きく, それ以外では 12 ビーム照射の場合に比べて小さくなっている．これはコーン側とその反対側における燃料-シェル界面の軌跡を比較することで説明できる．図 5.8 は N02 および N10 の照射方向における燃料-シェル界面の軌跡をプロットしたものであり, 黒丸が N02, 白丸が N10 の結果に対応する．N02 の照射方向の界面は $t=1.5$ nsec 付近で強く跳ね返されていることがわかる．初期条件ではコーン側はほとんど圧力をもっていないため, 内向きに駆動する力が小さい．そのため, コーン反対側からやってくる衝撃波の衝突によりすぐに押し返されてしまう．同様に, N10 の方向に対応する界面はコーン側からやってくる衝撃波の大きさが小さいため, ほとんど減速を受けずに済み, 図 5.8 のような曲率が小さな軌跡を描く．これらの非対称な初期条件により, 燃料-シェル界面にかかる加速度に違いが現れたと考えられる．

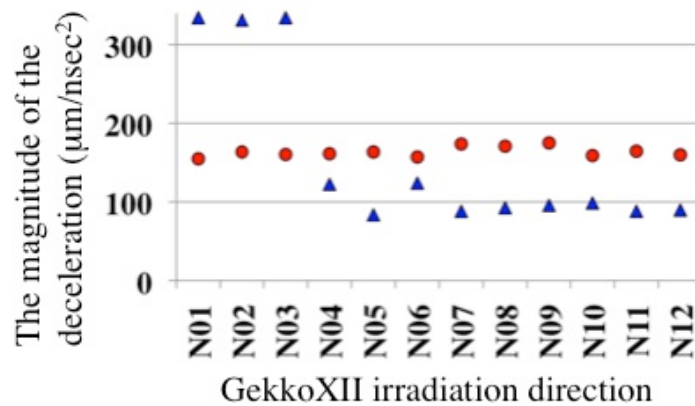


図 5.6: 激光 XII 号の各照射方向に対応する燃料-シェル界面にかかる加速度の大きさ．赤丸は 12 ビーム照射, 青三角は 9 ビーム照射の場合である．照射方向の番号付けは図 5.7 に従う．

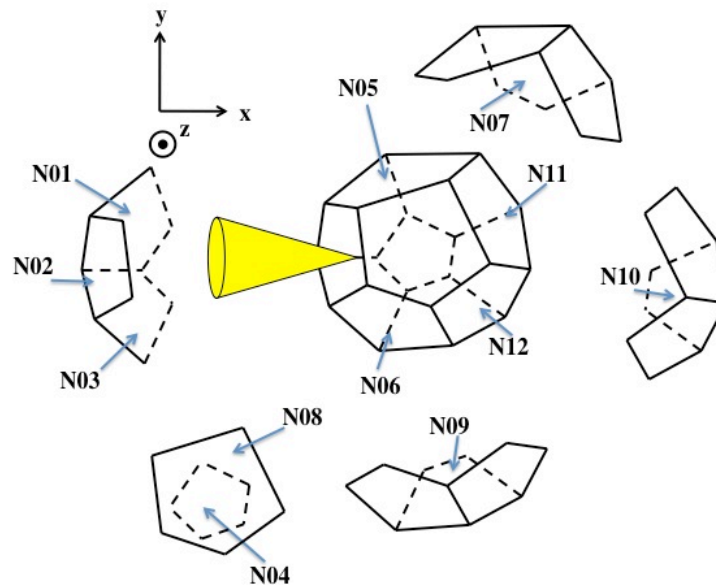


図 5.7: 激光 XII 号の各レーザーの照射方向．コーンに近い順に番号が付けられている．

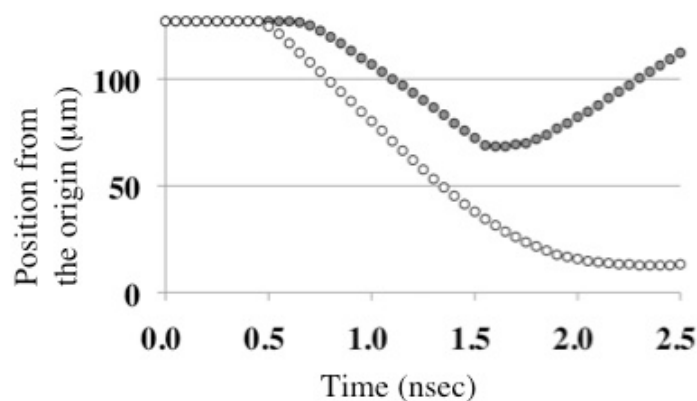


図 5.8: 9 ビーム照射における N02 および N10 方向に対応する燃料-シェル界面の軌跡．
黒丸：N02 方向，白丸：N10 方向

燃料-シェル界面にかかる加速度の結果から，12 ビーム照射では RT 不安定性の成長率はどの照射方向でもほぼ一様だが，9 ビーム照射の場合では，コーン側における成長率は 12 ビーム照射に比べて大きく，その反対側では小さいと言える．9 ビーム照射の場合はコーン側のレーザーが照射されていないので，コーン側では初期にインプリントされる擾乱がほとんどない．したがって，コーン側で RT 不安定性の成長率が大きくても，擾乱自体がほとんど存在しないので影響は小さい．一方で，コーン反対側では RT 不安定性の成長率が小さいので，擾乱の成長も小さい．結果として，全体として 12 ビーム照射の場合に比べて燃料-シェル界面が滑らかな形となった．

5.4 結言

激光 XII 号の 12 ビーム照射および 9 ビーム照射配置において圧力駆動による爆縮シミュレーションを行い、最大圧縮時近傍における燃料-シェル界面の非一様性を比較した。その結果、9 ビーム照射の場合の方が界面の非一様性が小さく、滑らかな形状をしていることがわかった。燃料-シェル界面の非一様性は初期にインプリントされた擾乱が RT 不安定性による成長することにより現れると考えられる。圧力駆動による爆縮では、加速相が一瞬で終わるため、減速相における RT 不安定性に着目して、燃料-シェル界面の RT 不安定性の成長率を評価した。また非対称爆縮では、一般的に用いられるモード解析が非常に困難であるため、RT 不安定性の成長率は界面にかかる加速度の大きさを直接測ることで評価した。これは、RT 不安定性の成長率が線形段階では界面にかかる加速度の平方根に比例し、非線形段階では加速度に比例するということを利用している。燃料-シェル界面の軌跡から、12 ビーム照射では界面全体で加速度の大きさに違いは現れなかったが、9 ビーム照射ではレーザーの照射されないコーン側とその反対側で加速度に大きな違いが現れた。そして、コーン側における加速度は 12 ビームの場合よりも大きく、コーン反対側では小さいという結果が得られた。9 ビーム照射の場合はコーン側のレーザーが照射されていないので、コーン側で初期にインプリントされる擾乱はほとんどない。一方で、コーン反対側では RT 不安定性の成長率が小さいので、擾乱の成長も小さくなる。結果として、12 ビーム照射の場合に比べて全体的に燃料-シェル界面の非一様性が小さくなった。

第 6 章

逆光線追跡によるレーザー吸収計算

6.1 序言

レーザー核融合ではターゲットを固体密度の 1000 倍以上に圧縮する必要があり，ターゲット表面でのレーザー吸収の一様性は燃料の高密度圧縮に大きな影響を及ぼす．その一つの原因は爆縮過程における流体力学的不安定性であり，ターゲット表面で初期にインプリントされた擾乱は爆縮中に大きく成長する．この初期にインプリントされる擾乱はレーザー照射条件やターゲット表面の粗さで決まり，これらの影響をシミュレーションにより評価することで最適な爆縮ターゲットの設計を行うことができる．

爆縮シミュレーションにおけるレーザー吸収計算は第 4 章で述べたように幾何光学近似による光線追跡法により行われる．これまで多くの爆縮シミュレーションでは屈折効果の入っていない 1 次元的な光線追跡が用いられており，多次元で正確にレーザー吸収計算を扱った例は少ない．光線追跡法ではレーザーを複数のビームレットに分割して計算するため，ビームレットの本数に起因した本質的に避けられない非物理的なノイズが発生する．それを抑えるためには膨大な数のビームレットに分割する必要があり，それが多次元での計算を困難にしている．特にレーザー爆縮はその過程が流体力学的に非常に不安定なので，このような数値的な擾乱はシミュレーション結果の正当性を阻害する．光線追跡において発生する数値的なノイズを抑えるために人工的にスムージングをかけるという方法も採られている [54, 55]．

第 6 章では，このような数値的なノイズが本質的に発生しない新しい手法を開発したので，それについて解説する．そこではビームレットをレーザー入射領域から光線追跡するのではなく，各グリッド点から入射領域に向けて逆方向に光線追跡を行い，グリッド点をちょうど通るビームレットを求める．そして，そのビームレットが持つ光強度をグリッド点におけるレーザー強度と定義し，その値を用いて吸収率を評価する．この章では，まず従来の光線追跡法とその問題点および数値的ノイズとビームレットの本数の関係について

議論する．そして新しく開発したアルゴリズムについて解説し，従来法と比較した結果について議論する．

6.2 光線追跡法

高強度レーザーが照射されるとターゲット表面は瞬時にプラズマ化し，その周囲はアブレーションプラズマで覆われる．プラズマとレーザーの相互作用はマクスウェル方程式とプラズマの運動方程式との連立方程式で表され，その性質は一様なプラズマに対してレーザー電場による電子の応答が線形の場合と非線形の場合で大きく異なる．その閾値レーザー強度は $I_L \lambda_L^2 \approx 10^{15} \text{ W-}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ である [42]．爆縮レーザーの強度は $I_L \lambda_L^2 \approx 10^{14} \text{ W-}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 程度なので考えるのは線形の領域である．線形の領域では，電子の運動はレーザー電場による加速と速度に比例する電子-イオン衝突による減速により決定される．ここでイオンは電子に比べて質量が大きいのでその運動は無視する．このレーザー吸収プロセスを衝突吸収（あるいは逆制動放射）と呼び，電子の運動方程式から電流密度と外部電場との関係式を求めることで逆制動放射過程における誘電率を得ることができる．誘電率が求まれば波数ベクトルが求まるので，その虚部を取ることで吸収係数 K が得られ，それは以下のような形で表される [56]．

$$K = \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{pe}^2/\omega_L^2}} \quad (6.1)$$

ここで， ν_{ei} ， c ， ω_{pe} ， ω_L はそれぞれ電子-イオン衝突周波数，光速，電子プラズマ周波数，レーザー周波数である．プラズマの電子密度および臨界密度をそれぞれ n_e および n_{cr} とすると， $\omega_{pe}^2/\omega_L^2 = n_e/n_{cr}$ となるので，式 (6.1) は電子密度を用いて表すことができる．

$$K = \frac{\nu_{ei}}{c} \left(\frac{n_e}{n_{cr}} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{cr}}}} \quad (6.2)$$

また，電子-イオン衝突周波数は $\nu_{ei} \propto n_e$ なので，臨界密度 n_{cr} での ν_{ei} を用いることで式 (6.2) は以下のように書き換えることができる．

$$K = \frac{\nu_{ei}^{cr}}{c} \left(\frac{n_e}{n_{cr}} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{cr}}}} \quad (6.3)$$

典型的なアブレーションプラズマの温度 ($T_e \approx 1 \text{ keV}$) ではクーロン対数はおよそ 8 となり，その場合の衝突周波数と光速の比は

$$\nu_{ei}^{cr}/c \approx \frac{25Z}{\lambda_L^2 T_e^{3/2}} \text{ cm}^{-1} \quad (6.4)$$

で表される．ここで， λ_L ， T_e ， Z はそれぞれレーザーの波長 [μm]，電子温度 [keV]，平均電離度である．

プラズマ中のレーザー伝播は，その特徴的な長さと時間から幾何光学近似で扱うことができる [44]．幾何光学近似では光（電磁波）の波面の軌跡を光線として表現し，それは以下の 2 つの式で表される [57]．

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{r}} &= \nabla_{\mathbf{k}} \omega \\ \dot{\mathbf{k}} &= \nabla \omega\end{aligned}\quad (6.5)$$

ここで， \mathbf{r} ， \mathbf{k} および ω は波面の位置，波数ベクトルおよび角周波数を表している．1 番目の式は光線の伝播速度が群速度であることを示しており，2 番目の式は波面一定の条件，つまり同位相の条件を表している．ここで， $\nabla_{\mathbf{k}}$ は \mathbf{k} 方向の微分である． ω と k の分散関係は逆制動放射過程における誘電率の実部から得られる．

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2 \quad (6.6)$$

$\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$ を光線の速度と定義し，式 (6.6) を式 (6.5) に代入すると光線に対する以下の方程式が得られる．

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{c^2}{2} \nabla \left(\frac{n_e}{n_{cr}} \right) \quad (6.7)$$

この式はプラズマ中での光の伝播を表している．光線追跡法では，入射レーザーを複数のビームレットに分割し，各ビームレットを光線として表し，式 (6.7) を適用する．そして，式 (6.7) を積分して得られる軌跡上でビームレットの光強度の減衰

$$dI/ds = -KI \quad (6.8)$$

を解けばよい．ここで， s は軌跡上の位置を表す．

吸収されたエネルギーについては，計算メッシュ内でビームレットが伝播した距離からそのメッシュにデポジットされるエネルギーを計算し，それをメッシュの中心であるグリッド点における単位体積あたりの吸収エネルギーとして定義する．図 6.1 に計算空間を通るビームレットの軌跡の様子を示す．実線および青点は計算グリッドおよびグリッド点を表し，点線で囲まれた部分は計算メッシュを表しており，赤の破線はビームレットの軌跡を示している．この図からわかるように光線追跡法を用いてレーザー吸収分布を求める場合，各メッシュにおいてビームレットの通る本数が異なるため，十分な数のビームレットを用意しないと吸収分布に数値的なノイズが発生する．例えば (i,j) 番目のメッシュは 2 本のビームレットによりエネルギーがデポジットされるのに対し， $(i+1,j)$ 番目は 1 本だけである．この 2 つのメッシュを比べると，デポジットされるエネルギーの違いはおおよそ 2 倍となり，この差が吸収分布に反映されて結果として数値的なノイズとなる．

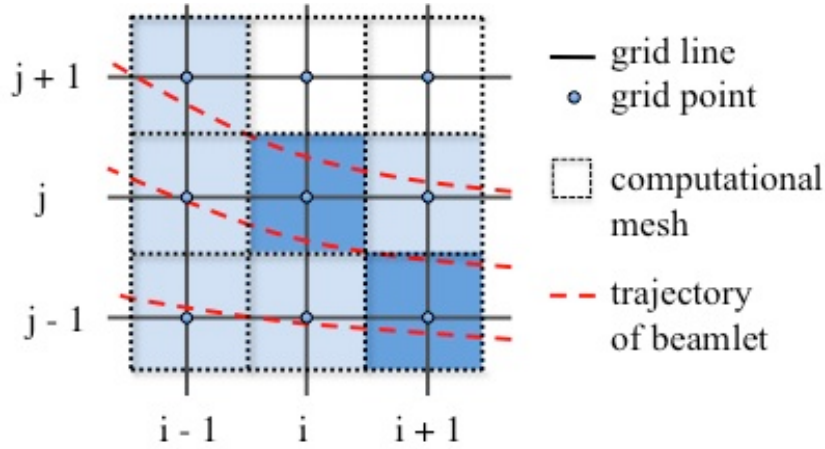


図 6.1: 計算グリッド中のビームレットの軌跡

図 6.2 に光線追跡法で数値的ノイズが発生する場合の例を示す．図 6.2(a) はスケール長 $10 \mu\text{m}$ の密度プロファイルとそのプロファイルにおいて光線追跡で得られたビームレットの軌跡を表している．見やすくするためビームレットの本数は間引いてある．密度は臨界密度で規格化されており，点線で囲まれた部分は臨界密度以上を表している．レーザーは右端から平行に入射され，強度の空間分布は一樣としている．図 6.2(b) および (c) は 100 本のビームレットおよび 10,000 本のビームレットでレーザーを表現した場合の吸収分布を表している．ここで簡単のため $\nu_{ei}^{cr}/c = 1$ として吸収計算を行った．また空間メッシュの数は 100×100 とした．この結果から少ない本数のビームレットでは明らかな数値的ノイズが発生していることがわかる．

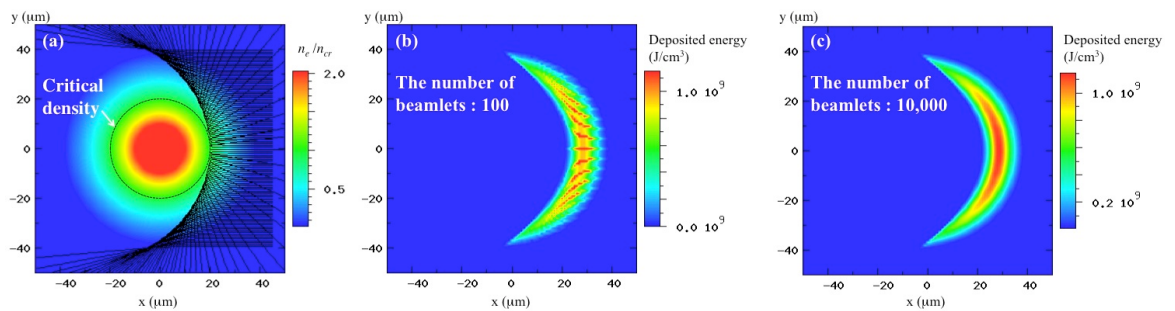


図 6.2: 左端からレーザーを平行に入射した場合の光線追跡の結果．空間メッシュの数は 100×100 ．(a) 密度プロファイルとビームレットの軌跡．(b) ビームレットの本数が 100 本の場合の吸収分布．(c) ビームレットの本数が 10,000 本の場合の吸収分布．

数値的ノイズの原因はメッシュ間におけるビームレット数の差であり，屈折などを経て現れる物理的なビームレット数の差に対して数値的な本数差をできるだけ小さくする必要

がある．そこで， x 方向にスケール長 $10\ \mu\text{m}$ を持つ 1 次元的な密度プロファイルで，メッシュ数を 50×50 として光線追跡を行い，吸収分布から 1 メッシュあたりに必要なビームレットの本数について評価した．図 6.3(a)，(b) および (c) は密度プロファイルとビームレットの軌跡，ビームレットの数が 500 本の場合の吸収分布および 5,000 本の場合の吸収分布を表している．この結果から 1 メッシュあたりビームレットがおよそ 10 本通過する (b) の場合は数値的なノイズが発生していることがわかる．図 6.4 は横軸をビームレットの本数，縦軸を x 方向に積分した y 方向の吸収分布の分散を表したもので，分散はビームレットの本数が 500 本の場合で規格化している．このグラフから規格化した分散が 1% 以下になるには 5,000 本以上のビームレットが必要であり，1 メッシュあたりに換算すると 100 本以上となる．同様の計算をメッシュ数が 100×100 および 200×200 の場合で行った．図 6.5 はそれぞれメッシュ数が 100×100 および 200×200 の場合の吸収分布の分散を表している．縦軸はそれぞれビームレットの本数が 1000 本および 2000 本の場合の分散で規格化されている．これらの結果でも規格化された分散が 1% 以下になるには 1 メッシュあたり 100 本以上のビームレットが必要であることがわかる．ここで N ， D および h をビームレットの本数，入射レーザーの直径およびメッシュ幅としたとき， $(N/D)/h = 1$ という条件を満たす場合は各メッシュを通るビームレットの数は等しくなり，ノイズが消えることに注意が必要である．

以上の解析からビームレットの本数に起因した数値的なノイズを抑えるためには 1 メッシュあたり最低 100 本のビームレットが必要であることがわかった．密度プロファイルがこのように 1 次元的でなく複雑になればさらに多くのビームレットが必要となることが予想される．

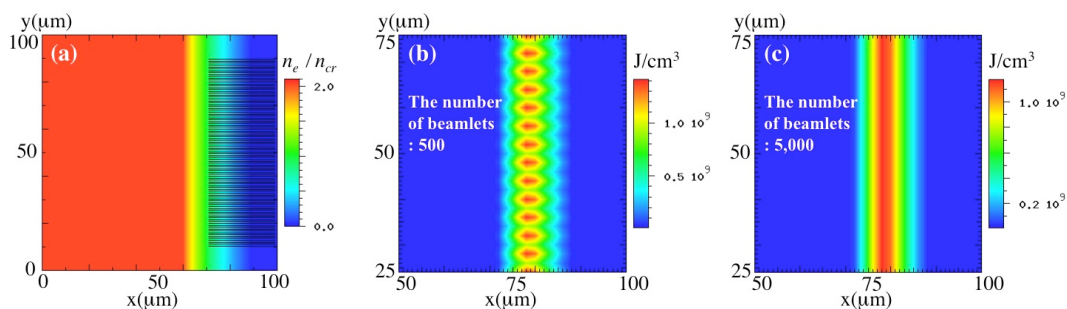


図 6.3: 1 次元的プロファイルにおける光線追跡の結果．メッシュ数は 50×50 ．(a) 密度プロファイルとビームレットの軌跡．(b) ビームレットの本数が 500 本の場合の吸収分布．(c) ビームレットの本数が 5,000 本の場合の吸収分布．吸収分布は $50 < x < 100$ および $25 < y < 75$ を取り出している．

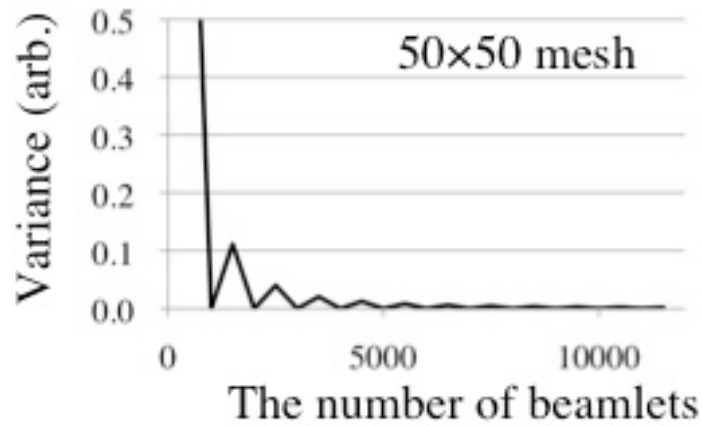


図 6.4: x 方向に積分した y 方向の吸収分布の分散とビームレットの本数の関係．縦軸はビームレットの本数が 500 本の場合で規格化している．

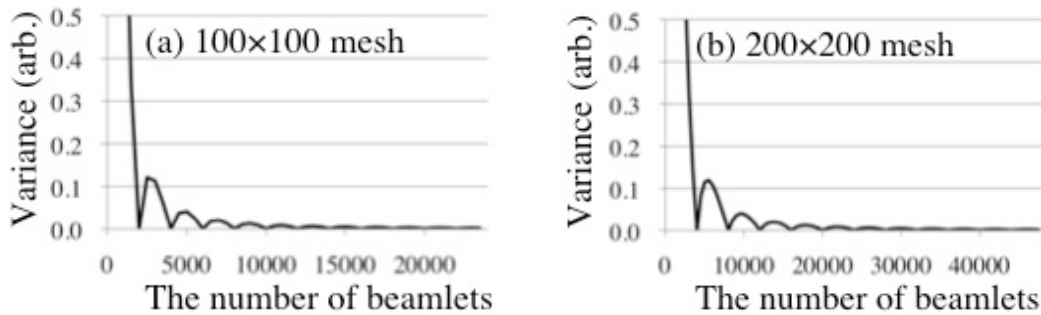


図 6.5: x 方向に積分した y 方向の吸収分布の分散とビームレットの本数の関係．(a) メッシュ数が 100×100 の場合．(b) メッシュ数が 200×200 の場合．縦軸はそれぞれビームレットの本数が 1,000 本および 2,000 本の場合で規格化している．

6.3 逆光線追跡による吸収計算

光線追跡法を用いた場合の問題点はメッシュ間でビームレットの本数に非物理的な差が発生するからである．そこで新しく開発した手法では各メッシュを通るビームレットの本数は基本的に 1 本であり，それはメッシュの中心であるグリッド点をちょうど通るビームレットとして定義している．そのようなビームレットはグリッド点から逆に光線追跡をすることで得られる．そして，得られたビームレットの軌跡を用いることでグリッド点における光強度が求まるため，それに吸収係数を掛けることでその点における単位体積あたりのデポジットエネルギーが得られる．この節ではこの方法によるレーザー吸収計算につい

て詳細に解説する．

この手法では，まずはじめにグリッド点を通るビームレットを探索する．そのためにグリッド点から複数の光線を飛ばし，その光線の中から“レーザーの入射領域に戻り”かつ“入射方向と平行”という入射条件を満たす光線を探索する．これによりそのグリッド点をちょうど通るビームレットを求めることができる．通常とは逆方向に光線を飛ばすので，このプロセスを本論文では逆光線追跡と呼ぶ．図 6.6 は逆光線追跡の様子を表したものである．レーザーの入射領域は右側で入射方向は左向きに水平としている．図中の赤の実線は入射条件を満たす光線を示しており，グリッド点をちょうど通る光線である．一方で赤の点線は入射条件に合わない光線を示している．基本的にグリッド点を通る光線は 1 本であるが，この模式図のように屈折を経ることでグリッド点をちょうど通る光線が複数になることもある．

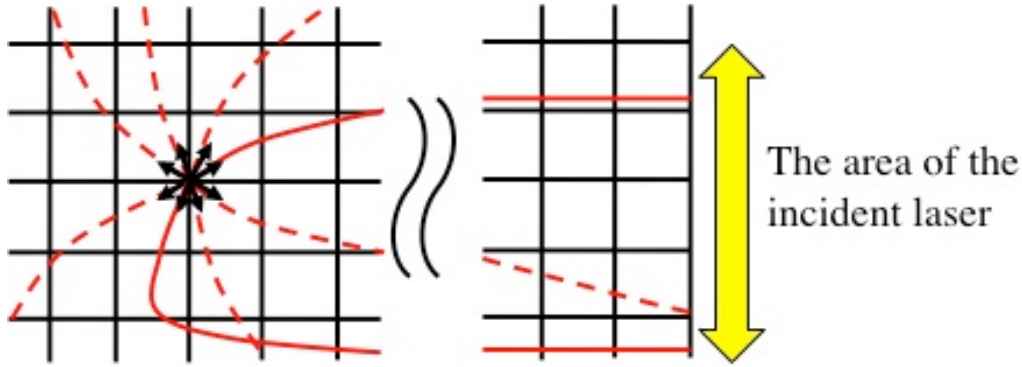


図 6.6: 逆光線追跡によるグリッド点を通る光線の探索．レーザーの入射領域は右端，入射方向は左向きに平行．赤の実線は入射条件を満たす光線，点線は満たさない光線を示している．

グリッド点から飛ばした複数の光線から入射条件を満たす光線を探すためには光線を飛ばすときの速度の大きさおよび方向がパラメータとなる．ここで速度の大きさについては，式 (6.7) が運動方程式と同形であることから以下の保存則が成り立つ．

$$\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + \frac{1}{2}c^2 \left(\frac{n}{n_{cr}} \right) = \frac{1}{2}|\mathbf{v}_0|^2 + \frac{1}{2}c^2 \left(\frac{n_0}{n_{cr}} \right) \quad (6.9)$$

ここで \mathbf{v}_0 および n_0 はそれぞれレーザー入射領域における光線の速度およびそのときの密度である．レーザーはシミュレーションボックスの外側である真空領域から入射されるので， $|\mathbf{v}_0| = c$ および $n_0 = 0$ である．したがって，式 (6.9) は

$$|\mathbf{v}|^2 = c^2 \left(1 - \frac{n}{n_{cr}} \right) \quad (6.10)$$

と書き換えられ，この式からグリッド点における光線の速度の大きさは一義的に定まる．

光線の速度の大きさが求まったので，光線の飛ばす方向についてのみ探索を行えば良い．これは以下の手順に従う．まず，ある角度 θ 方向に式 (6.10) から得られる速さで飛ばした光線がシミュレーションボックスの外側に到達したときの速度の単位ベクトルを $\hat{v}(\theta)$ とする．レーザーの入射方向の単位ベクトルを \hat{k} として， $\hat{v}(\theta) \cdot \hat{k} = -1$ となる θ を反復法により求める．そして，得られた θ において光線が入射領域に戻る場合，その光線をグリッドをちょうど通る光線と定義する．

グリッドをちょうど通る光線を定義できたら，その光線の両側に補助的な光線を定義し，光線に幅を持たせる．こうすることで集光といった幾何学的な効果を表現することができる．その様子を図 6.7 に示す．実線はグリッド点をちょうど通るメインの光線，点線は補助的な光線を示している．メインの光線の入射点が求まっているので，入射点の両側から光線追跡を行うことで補助的な光線の軌跡が得られる．図中の d_0 および d_1 は入射点およびグリッド点における光線の幅であり， d_0 と d_1 の比は集光の度合いを表している．

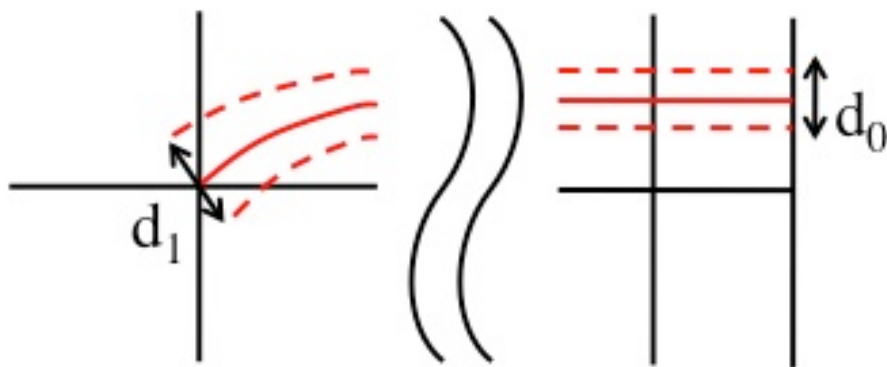


図 6.7: 補助的な光線の模式図．赤の実線はグリッド点をちょうど通る光線を示しており，点線は補助的な光線を示している． d_0 および d_1 は入射点およびグリッド点における光線の幅として定義する．

以上で必要なパラメータは揃った．あとは，光強度の減衰を表す式 (6.8) を入射点からグリッド点まで軌跡上で積分し， d_0/d_1 を掛けることでグリッド点における光強度 $I_{i,j}$ を得ることができる．得られた光強度にその点での吸収係数 $K_{i,j}$ を掛けることで，単位体積あたりのデポジットエネルギーが求まる．

$$E_{i,j} = I_{i,j} \times K_{i,j} \quad (6.11)$$

図 6.8 はこの手法を用いて図 6.2(a) と同じ密度プロファイルで吸収分布を計算した結果である．数値的なノイズの発生は現れることなく，図 6.2(c) の場合と同様の吸収分布が得られている．この手法では光線の本数は最低でもグリッド点の数である 100×100 本は必要となるが，臨界密度以上の密度を持つグリッド点においてはレーザーが侵入することがないため，逆光線追跡を行わなくてよい．この計算では最終的に用いた光線の本数は 7,565

本となった．この本数は図 6.2(c) の 100×100 本の場合に比べて少ないが，グリッド点をちょうど通るビームレットを探索するために 10 から 20 本程度の光線を各グリッド点から飛ばしているため，計算コストはおおよそ 20 倍大きくなっている．この点は反復アルゴリズムを改善することで計算コストの削減を試みる必要がある．今回は二分探索を用いたが，流体計算と結合する場合は前時間ステップの解を初期値としてニュートン法を用いることで計算コストの大幅な低減が期待できる．新しく開発した手法の大きなメリットは，本質的に数値的ノイズが発生しないことと，必要な光線の本数がグリッドの数で決まるため従来法のように入射レーザーをどれぐらいの数のビームレットで分割するかについての不確定要素がないことである．

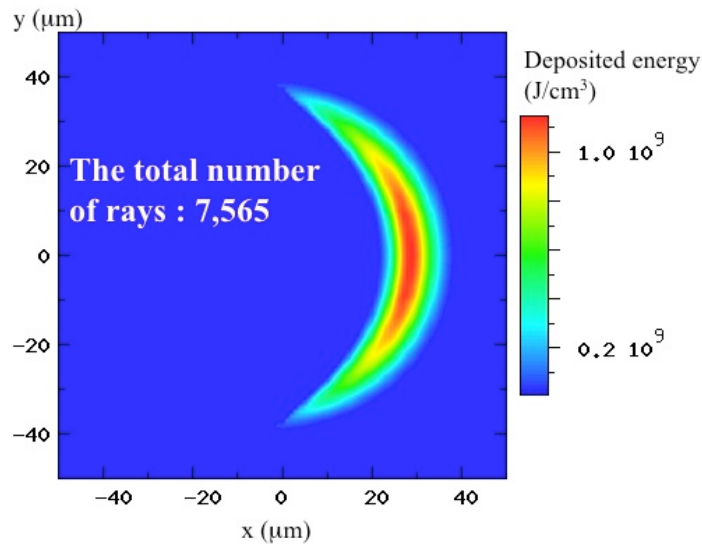


図 6.8: 逆光線追跡によるレーザー吸収計算で得られた吸収分布．密度プロファイルは図 6.2(a) と同じプロファイルを用いている．簡単のため $\nu_{ei}(n_{cr})/c = 1$ とした吸収係数を用いている．最終的に用いたビームレットの本数は 7,565 本である．

6.4 結言

これまで爆縮計算に用いられてきた光線追跡法では，数値的ノイズの発生を抑えるために最低でも 1 メッシュあたり 100 本のビームレットになるようにレーザーを分割する必要があることがわかった． x 軸に平行にレーザーを入射した場合， 100×100 メッシュの計算ではビームレットは 10,000 本必要となる．これはプラズマのプロファイルが複雑になればさらに増えると考えられる．そこで，これらの問題を解決するために数値的ノイズが本質的に発生しない新しい手法を開発した．新しい手法ではグリッド点からレーザーの入射領域に向けて逆光線追跡を行い，グリッド点をちょうど通るビームレットを探索

する．そして，そのビームレットを用いて吸収計算を行う．この方法を用いて 100×100 メッシュで吸収計算を行った結果，数値的ノイズは発生することなく，従来法で 10,000 本のビームレットを用いた場合と同様の結果が得られた．計算時間に関しては，従来法に比べて 20 倍程度かかったが，これに関しては探索アルゴリズムを改良することで計算時間の短縮が期待できる．特に流体計算と結合する場合は，前時間ステップの結果を初期値としてビームレットの探索を行うことができるため，ニュートン法が強力なツールとなる．今後の課題として，実際に流体計算と結合した場合の計算コストを従来法と比較し，この手法が効率的かどうかを明らかにする．

第 7 章

結論

コーン付ターゲットを用いる高速点火レーザー核融合では、コーンが存在することにより本質的に非対称な爆縮となる。そして、従来の球対称爆縮と比べてコーンの開き角や配置等の新たな要素が爆縮運動に影響を及ぼすものとして加わる。また、爆縮レーザーに関してもコーンを照射しないように配置が制限される。現在大阪大学レーザーエネルギー学研究センターで実施されている高速点火実証実験では、激光 XII 号レーザー装置の 12 本のビームのうち、コーン側の 3 本のビームを除いた 9 ビーム照射で爆縮実験が行われている。本論文では、このようなコーン付爆縮特有の問題に対して、流体コード IMPACT-3D を用いた 3 次元シミュレーションにより解析を行った。

以下に、本論文で得られた結果を各章ごとに総括する。

第 2 章 シミュレーション

Immersed Boundary 法と呼ばれる、計算グリッドに適合しない任意の形状の物体が埋め込まれた流体場を計算する手法を 3 次元流体コード IMPACT-3D に導入した。テスト計算として、定常流の中に球を置いたときの Mach 数と衝撃波離脱距離の関係を調べ、経験則で知られる式と傾向が一致することを確認した。

第 3 章 均一照射によるコーン付爆縮

- 1) 均一照射を仮定して、コーン付爆縮のシミュレーションを行った。その結果、コーン周りでシェルがわずかに剥離していることが確認できたが、シェルは破れることなく燃料を十分閉じ込めていた。したがって、コーンがない場合と比較して圧縮率はほとんど低下しないことがわかった。
- 2) コーンの開き角が燃料の圧縮率に及ぼす影響を調べた。開き角が大きいとコーンがターゲット内を占める体積が大きくなるため、コーン側とその反対側の流体で運動

量の不均衡が大きくなる．それにより，コーン側への流れが発生した．また，開き角が大きくなると，コーン側面の傾きはターゲットの動径方向よりも急になり，動径方向に運動を始めるシェルはコーン側面から剥がれようとする．これら 2 つの効果により，開き角が大きくなればなるほどコーン近傍のシェルは剥離を起こし易くなる．その結果，コーン近傍でシェルは燃料を十分に押さえ込むことができず，燃料は外側に膨張し，圧縮率は低下することが明らかになった．

- 3) 次に，コーンの軸方向の挿入位置に対して圧縮率を評価した．コーンをターゲット中心から遠ざけると，コーンの占める体積は減少するが，コーン側面の傾きはターゲット動径方向よりも急になるためシェルは剥離する方向に運動する．一方でコーンをターゲット中心に近づけると体積は増加するが，コーン側面の傾きはターゲット動径方向よりも緩やかになり，シェルは燃料中に侵入するように運動し，剥離が起こりにくい条件となる．コーンが占める体積が小さいと圧縮率の低下は抑えられるが，剥離が起こると圧縮率は悪化する．この 2 つの兼ね合いにより，コーンの軸方向に対する挿入位置には最適値が存在することがわかった．
- 4) そして，コーンの軸方向に対して垂直方向の挿入位置についても圧縮率を評価した．この場合，コーン軸に対して片側ではシェルの剥離が発生し，もう片側ではシェルの侵入が起こることがわかった．シェルの剥離は圧縮率の低下につながり，シェルの侵入は圧縮率の低下を抑える．垂直方向の挿入位置では，この 2 つが同時に起こる．シミュレーションではコーンをずらせばずらすほど圧縮率が低下したため，剥離の影響の方が強いことがわかった．

第 4 章 激光 XII 号照射配置におけるコーン付爆縮

- 1) 激光 XII 号の照射配置に基づいて爆縮計算を行った．そして，12 ビーム照射と 9 ビーム照射でコーン付爆縮における燃料の圧縮率を比較した．その結果，9 ビーム照射では圧縮率は 50% 低下することがわかった．
- 2) 9 ビーム照射における圧縮率の低下は，非対称な爆縮により運動エネルギーが内部エネルギーに十分変換されないことが原因であることを明らかにした．そこで，コーン反対側のレーザー強度を下げて，非対称性を低減することで圧縮率が改善されることを確認した．その結果，コーン反対側のレーザー強度を 50% 低下させた場合が最も圧縮率は改善され，最大圧縮密度はおよそ 15% 増加した．爆縮レーザーのエネルギーを下げて，非対称性が低減されれば圧縮率は改善されることが示された．
- 3) コーン軸方向だけでなく回転方向についてもパワーインバランスを評価した．回転方向の 6 面において連続した 3 面を 1 グループとして，2 グループ間で 30% のパワーインバランスを与えた場合，圧縮率はおおよそ 10% 低下した．一方で，交互の

面で 30% のパワーインバランスを与えた場合には、圧縮率の低下は高々 5% 程度であった。この結果から交互の面におけるパワーインバランスの影響はあまり大きくないことがわかった。

第 5 章 激光 XII 号照射配置における非対称爆縮の Rayleigh-Taylor 不安定性

- 1) 激光 XII 号の 12 ビーム照射および 9 ビーム照射配置においてコーン付ターゲットの爆縮シミュレーションを行い、最大圧縮時近傍における燃料-シェル界面の非一様性を比較した。その結果、9 ビーム照射の方が全体的に界面の非一様性が小さく、滑らかな形状であることがわかった。
- 2) 減速相における燃料-シェル界面の軌跡から界面にかかる加速度を計算し、その大きさから RT 不安定性の成長率を評価した。その結果、12 ビーム照射の場合は界面上で成長率はほぼ同一であったが、9 ビーム照射の場合はコーン側で 12 ビームより大きく、コーン反対側で小さいという結果が得られた。9 ビーム照射の場合はコーン側のレーザーが照射されないので、コーン側で初期にインプリントされる擾乱はほとんどない。一方で、コーン反対側では RT 不安定性の成長率が小さいので、擾乱の成長も小さくなる。結果として、12 ビーム照射の場合に比べて 9 ビーム照射の方が全体的に燃料-シェル界面の非一様性が小さくなることがわかった。燃料の圧縮率という観点からは、第 4 章の結果で示したように 12 ビーム照射の方が良いが、燃料-シェル界面の非一様性は 9 ビーム照射の方が小さいことが示された。

第 6 章 逆光線追跡によるレーザー吸収計算

- 1) 爆縮シミュレーションのレーザー吸収計算に用いられている従来の光線追跡法では、レーザーを複数のビームレットに分割するため、計算メッシュを横切るビームレットの本数が常に一定とはならず、十分なビームレット数を用意しないと吸収分布に数値的なノイズが現れる。y 方向に一樣な 1 次元的プラズマプロファイルを用いて、x 軸に平行なレーザーを入射した場合、数値的なノイズをなくするためには少なくとも計算メッシュ 1 つあたり 100 本のビームレットが通る必要があることがわかった。
- 2) 従来の光線追跡法の問題点を克服した本質的に数値的なノイズが発生しない新たな手法を開発した。新しい手法では、グリッド点からレーザーの入射領域に向けて逆光線追跡を行い、グリッド点をちょうど通るビームレットを探索する。そして、そのビームレットを用いて吸収計算を行う。この方法を用いて 100×100 メッシュで吸収計算を行った結果、数値的なノイズは発生することなく、従来法で 10,000 本のビームレットを用いた場合と同様の結果が得られた。

謝辞

本研究の遂行に際し、終始熱心なご指導を頂いた自然科学研究機構核融合科学研究所教授（名古屋大学大学院理学研究科客員教授）の坂上仁志先生には深謝の意を表します。また、同研究所教授の森崎友宏先生、大阪大学レーザーエネルギー学研究センター准教授の長友英夫先生、レーザー技術総合研究所理論・シミュレーションチーム副主任研究員の砂原淳先生、広島大学工学研究院准教授の城崎知至先生、摂南大学工学部電気電子工学科教授の田口俊弘先生には、研究に関する数多くのご助言を頂きました。心より御礼申し上げます。研究生を通して、常に刺激的な議論をしてくださった複雑性科学理論研究室卒業生であり先輩である畑昌育氏（現・大阪大学レーザーエネルギー学研究センター特任研究員）には深く感謝いたします。また、日頃のセミナーを有意義にして頂いた同研究室卒業生の岡田和人氏、一緒に盛り上げてくれた緒方智也氏、中村賢二氏、Amany Moustafa Gouda 氏、佐藤竜馬氏、長谷川直毅氏に深く感謝いたします。そして、核融合科学研究所において、共に切磋琢磨し合った名古屋大学大学院理学研究科卒業生の大山公治氏、蓮池祐紀氏、総合研究大学大学院の後藤涼輔氏、東京工業大学大学院の朝比祐一氏に御礼申し上げます。最後に博士課程の間、同じ部屋で研究をともにした、核融合科学研究所 COE 研究員の小田泰丈氏、名古屋大学大学院工学研究科の斉藤誠紀氏、岡村豪士氏、加島直也氏、藤田宣久氏、曽我良太氏、同志社大学大学院理工学研究科の加藤周一氏にも御礼申し上げます。

研究発表および論文

国際会議

(口頭発表)

- 1) Effects of laser absorption on implosion of cone-guided targets
T. Yanagawa, H. Sakagami, H. Nagatomo, and A. Sumahara
The 2nd International Symposium on Laser Interaction with Matter, China, September 9-12 (2012).
- 2) Simulation study on electrode of Li ion battery
T. Yanagawa, H. Sakagami, and K. Mima
Symposium on Characterization of Advanced Electrode Materials by Means of Ion Beam Analysis Technique for Next Generation Li-ion Batteries, Spain, May 20-24 (2013).
- 3) Development of Simulation Code for Analyzing Li Ion Motion in Electrode of Li-Ion Battery
T. Yanagawa, H. Sakagami, and K. Mima
The 7th Asian Conference on Electrochemical Power Sources, Japan, November 24-27 (2013).

(ポスター発表)

- 4) Three-dimensional simulation of Rayleigh-Taylor instability of imploding cone shell targets
T. Yanagawa, H. Sakagami, and H. Nagatomo
11th International Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets, China, October 17-21 (2010).
- 5) Asymmetric effects of cone-guided targets on three-dimensional implosion for fast ignition

- T. Yanagawa, H. Sakagami, and H. Nagatomo
41st Annual Anomalous Absorption Conference, USA, June 19-24 (2011).
- 6) 3D simulations of asymmetric implosion for cone guided targets
T. Yanagawa, H. Sakagami, and H. Nagatomo
7th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications,
France, September 12-16 (2011).
- 7) Implosion simulation for cone-guided targets using ray tracing
T. Yanagawa, H. Sakagami, A. Sunahara, and H. Nagatomo
12th International Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets, USA, November 5-8 (2012).
- 8) Effects of the irradiation of a finite number of laser beams on the implosion of a cone-guided target
T. Yanagawa, H. Sakagami, H. Nagatomo, and A. Sunahara
The Eighth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, Japan, September 8-13 (2013).
- 9) Implosion Simulation by Hydro Code Coupled with Laser Absorption using New Raytrace Algorithm
T. Yanagawa, H. Sakagami, A. Sunahara, and H. Nagatomo
23rd International Toki Conference (ITC-23) on Large-scale Simulation and Fusion Science, Japan, November 18-21 (2013).
- 10) The estimation of implosion characteristics with GekkoXII laser orientation by three-dimensional hydrodynamic simulation
T. Yanagawa, H. Sakagami, H. Nagatomo, and A. Sunahara
International Conference on Plasma Science and Applications 2013, Singapore, December 4-6 (2013).
- 11) Simulation analysis of deceleration phase Rayleigh-Taylor instability in asymmetric implosion appeared in GekkoXII laser orientation
T. Yanagawa, H. Sakagami, H. Nagatomo, and A. Sunahara
14th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, USA, August 31- September 5 (2014).

国内学会発表

- 1) コーン付ターゲットにおける非対称爆縮の多次元シミュレーション
日本物理学会第 66 回年次大会 新潟大学 2011 年 3 月
- 2) コーン付爆縮におけるレーザー不均一照射の影響
Plasma Conference 2011 石川県立音楽堂 2011 年 11 月
- 3) レーザー非一様照射による爆縮への影響
日本物理学会第 67 回年次大会 関西学院大学 2012 年 3 月
- 4) レーザー吸収の効果をとり入れた 3 次元流体シミュレーションによる爆縮解析
日本物理学会 2012 年秋期大会 横浜国立大学 2012 年 9 月
- 5) レーザー吸収の効果をとり入れた 3 次元流体シミュレーションによる爆縮解析 II
日本物理学会第 68 回年次大会 広島大学 2013 年 3 月
- 6) コーン付ターゲットにおける非対称爆縮のシミュレーション解析
日本物理学会 2013 年秋期大会 徳島大学 2013 年 9 月
- 7) レーザー照射強度の非一様性が爆縮に及ぼす影響
日本物理学会第 69 回年次大会 東海大学 2014 年 3 月
- 8) 内部直接加熱による高速点火核融合において現れるターゲット内面でのレーザー吸収分布の一様性の評価
Plasma Conference 2014 新潟・朱鷺メッセ 2014 年 11 月

主要論文 (査読あり)

- 1) Three-dimensional simulations of asymmetric implosion for cone-guided targets
T. Yanagawa, H. Sakagami, and H. Nagatomo
EPJ Web of Conferences, Vol. 59, 03008 (2013).
- 2) Simulation analysis of the effects of an initial cone position and opening angle on a cone-guided implosion
T. Yanagawa, H. Sakagami, and H. Nagatomo
Phys. Plasmas, Vol. 20, 102703 (2013).
- 3) Implosion Simulation by Hydro Code Coupled with Laser Absorption using New Raytrace Algorithm
T. Yanagawa, H. Sakagami, A. Sunahara, and H. Nagatomo
Plasma Fusion Res., Vol. 9, 3404090 (2014).

その他の発表論文

- 1) Immersed Boundary 法を用いた複雑境界を持つ 3 次元流体シミュレーション
柳川琢省, 坂上仁志, 長友英夫
レーザーエネルギー学研究センター平成 24 年度共同利用・共同研究報告書, pp.255-256 (2013).
- 2) Immersed Boundary 法を用いた複雑境界を持つ 3 次元流体シミュレーション
柳川琢省, 坂上仁志, 長友英夫
レーザーエネルギー学研究センター平成 25 年度共同利用・共同研究報告書, pp.239-240 (2014).

参考文献

- [1] M. Heya, H. Shiraga, A. Sunahara, M. Nakasuji, M. Nishikino, H. Honda, K. Fujita, N. Izumi, N. Miyanaga, H. Nishimura, H. Azechi, S. Naruo, H. Takabe, T. Yamanaka, and K. Mima. *Laser Part. Beams*, Vol. 19, pp. 267–284, 2001.
- [2] Y. Kato, Y. Kitagawa, K.A. Tanaka, R. Kodama, H. Fujita, T. Kanabe, T. Jitsuno, H. Shiraga, H. Takabe, M. Murakami, K. Nishihara, and K. Mima. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 39, pp. A145–A151, 1997.
- [3] D.D. Meyerhofer, J.A. Delettrez, R. Epstein, V.Yu. Glebov, V.N. Goncharov, R.L. Keck, R.L. McCrory, P.W. McKenty, F.J. Marshall, P.B. Radha, S. P. Regan, S. Roberts, W. Seka, S. Skupsky, V. A. Smalyuk, C. Sorce, C. Stoeckl, J. M. Soures, R. P. J. Town, B. Yaakobi, J. D. Zuegel, J. Frenje, C. K. Li, R. D. Petrasso, F. H. Seguin, K. Fletcher, S. Padalino, C. Freeman, N. Izumi, R. Lerche, T. W. Phillips, and T. C. Sangster. Core performance and mix in direct-drive spherical implosions with high uniformity. *Phys. Plasmas*, Vol. 8, No. 5, pp. 2251–2256, 2001.
- [4] O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey, P. M. Celliers, C. Cerjan, E. L. Dewald, T. R. Dittrich, T. Doppner, D. E. Hinkel, L. F. Berzak Hopkins, J. L. Kline, S. Le Pape, T. Ma, A. G. MacPhee, J. L. Milovich, A. Pak, H.-S. Park, P. K. Patel, B. A. Remington, J. D. Salmonson, P. T. Springer, and R. Tomasini. *Nature*, Vol. 506, pp. 343–348, 2014.
- [5] P. McKenna, D. Neely, R. Bingham, and D. A. Jaroszynski, editors. *Laser-Plasma Interactions and Applications*. Springer International Publishing Switzerland, 2013.
- [6] S. W. Haan, J. D. Lindl, D. A. Callahan, D. S. Clark, J. D. Salmonson, B. A. Hammel, L. J. Atherton, R. C. Cook, M. J. Edwards, S. Glenzer, A. V. Hamza, S. P. Hatchett, M. C. Herrmannand, D. E. Hinkel, D. D. Ho, H. Huang, O. S. Jones, J. Kline, G. Kyrala, O. L. Landen, B. J. MacGowan, M. M. Marinak, D. D.

- Meyerhofer, J. L. Milovich, K. A. Moreno, E. I. Moses, D. H. Munro, A. Nikroo, R. E. Olson, K. Peterson, S. M. Pollaine, J. E. Ralph, H. F. Robey, B. K. Spears, P. T. Springer, L. J. Suter, C. A. Thomas, R. P. Town, R. Vesey, S. V. Weber, H. L. Wilkens, , and D. C Wilson. *Phys. Plasmas*, Vol. 18, p. 051001, 2011.
- [7] D. Besnard. *J. Phys.: Conf. Ser.*, Vol. 112, pp. 012004.1–012004.4, 2008.
- [8] J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger, S. G. Glendinning, S. H. Glenzer, S. W. Haan, R. L. Kauffman, O. L. Landen, and L. J. Suter. *Phys. Plasmas*, Vol. 11, pp. 339–491, 2004.
- [9] A. Casner, V. A. Smalyuk, L. Masse, I. Igumenshchev, S. Liberatore, L. Jacquet, C. Chicanne, P. Loiseau, O. Poujade, D. K. Bradley, H. S. Park, and B. A. Remington. *Phys. Plasmas*, Vol. 19, p. 082708, 2012.
- [10] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason. *Phys. Plasmas*, Vol. 1, pp. 1626–1634, 1994.
- [11] S. Atzeni. *Jpn. J. Appl. Phys*, Vol. 34, No. 4A, pp. 1980–1992, 1995.
- [12] K. Mima, K. A. Tanaka, N. Miyanaga, R. Kodama, H. Nagatomo, T. Johzaki, Y. Kitagawa H. Nishimura, H. Sakagami, and T. Taguchi. *J. Plasma Fusion Res.*, Vol. 81, Suppl., pp. 42–47, 2005.
- [13] R. Kodama, P. A. Norreys, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka, and M. Zepf. *Nature*, Vol. 412, pp. 798–802, 2001.
- [14] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Naki, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf, and T. Yamanaka. *Nature*, Vol. 418, pp. 933–934, 2002.
- [15] C.S. Peskin. *Acta. Numerica*, Vol. 11, pp. 479–517, 2002.
- [16] C.W. Hirt, A.A. Amsden, and J.L. Cook. *J. Comput. Phys.*, Vol. 14, pp. 227–253, 1974.
- [17] M. M. Marinak, R. E. Tipton, O. L. Landen, T. J. Murphy, P. Amendt, S. W. Haan, S. P. Hatchett, C. J. Keane, R. McEachern, and R. Wallace. *Phys. Plasmas*, Vol. 3, pp. 2070–2076, 1996.
- [18] H. Nagatomo, H. Takabe, N. Ohnishi, S. Kato, and K. Mima. *Fusion Engineering and Desing*, Vol. 44, pp. 187–190, 1999.

-
- [19] H. Sakagami and K. Nishihara. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 65, pp. 432–435, 1990.
 - [20] A. Harten, B. Engquist, S. Osher, and S.R. Chakravarthy. *J. Comput. Phys.*, Vol. 71, pp. 231–303, 1987.
 - [21] P.L. Roe. *J. Comput. Phys.*, Vol. 43, pp. 357–372, 1981.
 - [22] 藤井康文. 流体コードの高精度化に関する研究. 姫路工業大学大学院修士論文, 2002.
 - [23] C.S. Peskin. *J. Comput. Phys.*, Vol. 10, pp. 252–271, 1972.
 - [24] J. H. Seo and R. Mittal. *J. Comput. Phys.*, Vol. 230, pp. 1000–1019, 2011.
 - [25] P. De Palma, M.D. de Tullio, G. Pascazio, and M. Napolitano. *Comput. Fluids.*, Vol. 35, pp. 639–702, 2006.
 - [26] X.Y. Hu, B.C. Khoo, N.A. Adams, and F.L. Huang. *J. Comput. Phys.*, Vol. 219, pp. 553–578, 2006.
 - [27] J. Liu, N. Zhao, and O. Hu. *Adv. Appl. Math. Mech.*, Vol. 1, pp. 664–682, 2009.
 - [28] A. Chaudhuri, A. Hadjadj, and A. Chinnayya. *J. Comput. Phys.*, Vol. 230, pp. 1731–1748, 2011.
 - [29] R. Mittal and G. Iaccarino. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 37, pp. 239–261, 2005.
 - [30] J. Lee and D. You. *J. Comput. Phys.*, Vol. 233, pp. 295–314, 2013.
 - [31] R. Franke. *Math. Comp.*, Vol. 38, pp. 181–200, 1982.
 - [32] F.S. Billig. *J. Spacecraft Rockets*, Vol. 4, pp. 822–823, 1967.
 - [33] R. B. Stephens, S. P. Hatchett, R. E. Turner, K. A. Tanaka, and R. Kodama. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 91, pp. 185001–4, 2003.
 - [34] R. B. Stephens, S. P. Hatchett, M. Tabak, C. Stoeckl, H. Shiraga, S. Fujioka, M. Bonino, A. Nikroo, R. Petrasso, T. C. Sangster, J. Smith, and K. A. Tanaka. *Phys. Plasmas*, Vol. 12, p. 056312, 2005.
 - [35] H. Nagatomo, T. Johzaki, N. Ohnishi, S. Yamada, K. Mima, K. Nishihara, K. Sawada, and H. Takabe. Numerical analysis of non-spherical implosion for fast ignition using newly developed integrated implosion code. In *The proceedings of the 19th International Conference on Fusion Energy 2002*, 2002.
 - [36] H. Nagatomo, T. Johzaki, T. Nakamura, H. Sakagami, A. Sunahara, and K. Mima. *Phys. Plasmas*, Vol. 14, p. 056303, 2007.
 - [37] H. Nagatomo, T. Johzaki, H. Sakagami, Y. Sentoku, A. Sunahara, T. Taguchi, H. Shiraga, H. Azechi, and K. Mima. *Nucl. Fusion*, Vol. 49, p. 075028, 2009.
 - [38] C. Stoeckl, T. R. Boehly, J. A. Delettrez, S. P. Hatchett, J. A. Frenje, V. Yu. Glebov, C. K. Li, J. E. Miller, R. D. Petrasso, F. H. Seguin, V. A. Smalyuk, R. B. Stephens, W. Theobald, B. Yaakobi, and T. C. Sangster. *Plasma Phys. Control. Fusion*, Vol. 47, pp. B859–B867, 2005.

- [39] C. Stoeckl, T. R. Boehly, J. A. Delettrez, S. P. Hatchett, J. A. Frenje, V. Yu. Glebov, C. K. Li, J. E. Miller, R. D. Petrasso, F. H. Seguin, V. A. Smalyuk, R. B. Stephens, W. Theobald, B. Yaakobi, and T. C. Sangster. *Phys. Plasmas*, Vol. 14, p. 112702, 2007.
- [40] W. Theobald, A. A. Solodov, C. Stoeckl, K. S. Anderson, R. Betti, T. R. Boehly, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, C. Dorrer, J. A. Frenje, V. Yu. Glebov, H. Habara, K. A. Tanaka, J. P. Knauer, R. Lauck, F. J. Marshall, K. L. Marshall, D. D. Meyerhofer, P. M. Nilson, P. K. Patel, H. Chen, T. C. Sangster, W. Seka, N. Sinenian, T. Ma, F. N. Beg, E. Giraldez, and R. B. Stephens. *Phys. Plasmas*, Vol. 18, p. 056305, 2011.
- [41] H. D. Shay, P. Amendt, D. Clark, D. Ho, M. Key, J. Koning, M. Marinak, D. Strozzi, and M. Tabak. *Phys. Plasmas*, Vol. 19, p. 092706, 2012.
- [42] S. Atzeni and J. Meyer ter Vehn. *The physics of inertial fusion*. Oxford University Press, 2004.
- [43] H. Azechi, K. Mima, S. Shiraga, S. Fujioka, H. Nagatomo, T. Johzaki, T. Jitsuno, M. Key, R. Kodama, M. Koga, K. Kondo, J. Kawanaka, N. Miyanaga, M. Murakami, K. Nagai, M. Nakai, H. Nakamura, T. Nakamura, T. Nakazato, Y. Nakao, K. Nishihara, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. Norreys, T. Ozaki, J. Pasley, H. Sakagami, Y. Sakawa, N. Sarukura, K. Shigemori, T. Shimizu, A. Sunahara, T. Taguchi, K. Tanaka, K. Tsubakimoto, Y. Fujimoto, H. Homma, and A. Iwamoto. *Nucl. Fusion*, Vol. 53, p. 104021, 2013.
- [44] S. Atzeni. *Comput. Phys. Commun.*, Vol. 43, pp. 107–124, 1986.
- [45] M. Koga, H. Shiraga, H. Nagatomo, T. Ozaki, H. Azechi, and FIREX experiment team. *J. Phys.: Conf. Ser.* (submitted).
- [46] G. Taylor. *Proc. R. Soc. Lond. A*, Vol. 201, pp. 192–196, 1950.
- [47] T. Ma, P. K. Patel, N. Izumi, P. T. Springer, M. H. Key, L. J. Atherton, L. R. Benedetti, D. K. Bradley, D. A. Callahan, P. M. Celliers, C. J. Cerjan, D. S. Clark, E. L. Dewald, S. N. Dixit, T. Doppner, D. H. Edgell, R. Epstein, S. Glenn, G. Grim, S. W. Haan, B. A. Hammel, D. Hicks, W. W. Hsing, O. S. Jones, S. F. Khan, J. D. Kilkenny, J. L. Kline, G. A. Kyrala, O. L. Landen, S. Le Pape, B. J. MacGowan, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, N. B. Meezan, J. D. Moody, A. Pak, T. Parham, H.-S. Park, J. E. Ralph, S. P. Regan, B. A. Remington, H. F. Robey, J. S. Ross, B. K. Spears, V. Smalyuk, L. J. Suter, R. Tommasini, R. P. Town, S. V. Weber, J. D. Lindl, M. J. Edwards, S. H. Glenzer, , and E. I. Moses. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 111, pp. 085004–5, 2013.

-
- [48] S.E. Bordner. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 33, No. 13, pp. 761–764, 1974.
 - [49] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth, and R.L. Morse. *Phys. Fluids*, Vol. 28, pp. 3676–3682, 1985.
 - [50] M. Tabak, D.H. Munro, and J.D. Lindl. *Phys. Fluids B*, Vol. 2, pp. 1007–1014, 1990.
 - [51] H. Sakagami and K. Nishihara. *Phys. Fluids B*, Vol. 2, pp. 2715–2730, 1990.
 - [52] V. Lobatchev and R. Betti. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 85, No. 21, pp. 4522–4525, 2000.
 - [53] Z. Fan, S. Zhu, W. Pei, W. Ye, M. Li, X. Xu, J. Wu, Z. Dai, and L. Wang. *EPL*, Vol. 99, No. 6, p. 65003, 2012.
 - [54] A. J. Schmitt and J. Bates. Raytrace implementation for polar direct-drive target. In *54th Am. Phys. Soc. Conf, Rhode Island*, 2012.
 - [55] A. Sunahara. personal communication.
 - [56] S. Eliezer. *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. Institute of Physics Publishing, 2002.
 - [57] M. Born and E. Wolf. *Principle of Optics*. Pergamon, Oxford, 1964.