重イオン核融合

村上 匡 旦

(レーザー技術総合研究所)

(1992年5月12日受理)

Heavy Ion Fusion

Masakatsu Murakami

(Received May 12, 1992)

Abstract

Hohlraum physics for heavy ion fusion is reviewed. The beam/x-ray conversion, radiation confinement, and indirectly driven implosion are studied both analytically and numerically. As a result, x-ray conversion efficiencies more than 80% under deposition powers in the order of 10^{16} W/g, radiative transfer efficiencies between 30% and 50%, hydrodynamic efficiencies of up to 20% are obtained. Overall coupling efficiencies in the range of 5-10% seem to be possible. Results concerning target gain are given. Also the mechanism of radiation symmetrization is shown systematically.

Keywords :

heavy ion fusion, hohlraum physics, beam/x-ray conversion, radiation confinement, indirectly driven implosion, high gain target design, radiation symmetrization,

1. はじめに

慣性核融合は、高出力レーザーあるいはイオンビームによって球状燃料ペレットを爆縮させ、燃料を固体密度の1000倍および1億程度にまで圧縮・加熱することにより制御熱核融合を達成しようとするものである。ここで最も重要なことは、燃料の圧縮・点火のために要求される高い爆縮一様性であり、必要とされる照射の非一様性は1%以下¹⁾とされている。しかし、燃料ペレットを直接照射する従来の方式だと、各国の現存あるいは新規計画中のいずれのレーザーシステムをもってしても、この値を達成するには必ずしも十分とはいえない。イオンビームに至っては殆ど非現実的とさえいえる。ところが近年、一旦ビームエネルギーをX線に変換し、このX線によって間接的にペレットを照射し一様爆縮させる、いわゆる間接駆動爆縮方式が注目されるようになった。特に重イオンビームは、その加速器システムの高信頼性、高繰り返し率、高効

率等^{2,3)}を考え合わせると、間接駆動方式を適用することにより慣性核融合炉の実現が十分期待できる。現に米国では慣性核融合(ICF)と磁場核融合(MCF)の双方に対しほぼ同等の予算配分がなされ、中でも重イオンビームを将来のICF炉用ドライバーとみなす答申が核融合政策諮問委員会(FPAC'90)等により提出されている。ドイツでは既に基礎実験(GSI, Darmstadt)⁴⁾が開始されている。しかし一方で、間接駆動爆縮の研究は、米仏露等の大国間では完全に機密化されており、主として日独伊といった国々が研究成果を公表し交流を図っているというのが現状である。更に、間接駆動を用いた重イオン核融合のターゲット(いわゆるホーラムターゲット)設計に対する研究報告は未だ希少であり、我が国に至っては皆無に等しい⁵⁾。従って、以下では、このホーラム(hohlraum:ドイツ語で空洞を意味する)ターゲットについて平易に解説する。

図1. ホーラムターゲット. 重イオンビームエネルギーはX線に変換され、燃料ペレットはこのX線により駆動され爆縮する。

図1にホーラムターゲットの概念図を示す。イオンエネルギー1～10GeV、ビームエネルギー10MJ程度の重イオンビームを10nsの間にX線コンバーターに照射しX線に変換する(第2章)。更に、高Z物質でできた外壁内面(半径約1cm)は、コンバーターからのX線によって加熱・膨脹すると同時に相当量の2次X線を放射し始める(第3章)。この外球内面のX線の再吸収・再放射によってキャビティ内のエネルギー密度(X線輻射温度200～300eV)は次第に高まり、低Z物質で被われた燃料ペレット(半径約3mm)を加熱し効率的にエネルギーの輸送が行われる(第4章)。こうして加熱されたペレットは、プラズマ化した外被の膨脹の反作用で内部に加速され最終的な爆縮速度は $3 \times 10^7 \text{cm/s}$ に達する(第5章)。この運動エネルギーが圧縮の過程で燃料の内部エネルギーに転換される。こうしてビームエネルギーから最終的に燃料の内部エネルギーに変換される割合(結合効率)は5～8%であり、期待されるペレット利得は100程度である(第6章)。こうした高利得を達成するためには高結合効率もさることながら、同時に高一様性が要求される。ホーラムターゲットの意義は、まさにここにある。第7章では、ホーラムターゲット中のX線輻射による非一様性緩和効果を議論し、必要とされるX線コンバーターの数およびその配位を決定する。

2. ビームにより加熱された物質からのX線輻射 (X線コンバーター)

(1) ダイナミクス

図2に示されるような軸方向に伸びたシリンダー状のX線コンバーターを考える。以下では、入射イオンビームのスポット径はコンバーター径に等しく、空間的に一様なストップパワー(阻止能 $[W/g]$)を仮定する。加熱されたコンバーターは径方向に膨脹すると共にX線を放射する。この径方向に対する1次元シミュレーションで得られた温度と単位長さ当たりのエネルギー配分の時間発展を、各々、図3aと図3bに示す。これは初期

図2. シリンダー型X線コンバーター。

半径1.5mm、初期密度 $0.3g/cm^3$ の金をコンバーターとして用い、阻止能 $3 \times 10^{16} W/g$ を持つビームを10nsの間入射したものである。この阻止能は、軸方向に多数のビームを束ねて入射させることで得られ、イオンの飛程としては $0.3g/cm^2$ を想定している(例えば10GeVのBiイオンに対応)。

X線変換過程は、次のように大きく2つの相、加熱相および輻射相に分割できる。まず最初の加熱相では、吸収されるビームエネルギーはコンバーターの加熱にのみ費やされる。約1nsの後、流体運動およびX線輻射が始まる。このとき中心温度500eV、表面温度300eV程度に達し、この温度分布はビーム照射が終了する10nsまで維持される。従って内部エネルギーもほぼ一定に保たれる。図3bからもわかるように、これはビームエネルギーが殆どX線輻射エネルギーに変換されるからである。これが輻射相である。図3の例では、コンバーターの径方向の光学的厚さは終始10程度と比較的厚く、従って中心部のエネルギーは外表

(a)

(b)

図3 a. シミュレーションにより得られた温度の時間発展。阻止能 $P=3 \times 10^{16} W/g$ および初期値 $\rho_0=0.3g/cm^3$, $r_0=1.5mm$ の金を使用。

b. 図3 aに対応したエネルギーフロー。最終的なX線変換効率は90%を越す。

面へ拡散的に輻射輸送され、表面から約 $10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ の輻射強度で放射される。この場合の最終的なX線変換効率は90%に達する。また、10nsにおいてコンバーター表面は初期径の2倍にまで膨脹するが(図3a)、コンバーター物質の大部分は初期体積内に残存しており、その運動エネルギーも微々たるものである(図3b)。これは核融合への応用の見地から非常に重要である。なぜなら、燃料ペレットの爆縮に要求される約10nsの時間内にコンバーターが膨脹により飛散してしまえば、コンバーターからの十分な輻射エネルギーの供給が断たれ、結果として燃料の高密度圧縮が不可能となるからである。それでは一体、理想的なコンバーターの材質および初期パラメータ(密度 ρ_0 、半径 r_0)、あるいはビームに要求される条件(阻止能 P 、飛程 R)はどの程度のものであろうか。以下では、これらの間に対して、X線変換効率の定量評価と物質依存性を考えてみる。

(2) X線変換効率⁶⁾

コンバーターの加熱相・輻射相を通じてのエネルギーバランスは次式で表せる。

$$E_b = E_h + E_k + E_r \quad (1)$$

ここでビームエネルギー

$$E_b = MP t_b \quad (2)$$

はコンバーター質量 M [g]、阻止能 P [erg/(s·g)]、パルス幅 t_b [s]の積から成る。コンバーター全体が加熱相において一様な温度 T [eV]にまで加熱されるとすると、このときの内部エネルギーは

$$E_h = Me(T) \quad (3)$$

ただし、単位質量当たりの内部エネルギー $e(T)$ (比熱)は一般に密度依存性が低く、温度に対する次の比例則が適用される。

$$e(T) = e_0 T^\mu \quad (4)$$

従って加熱相の時間幅は

$$t_h = e(T)/P \quad (5)$$

となり、輻射相の時間幅は $t_r = t_b - t_h$ と表せる。更に、この輻射相においてビームエネルギーから変換される運動エネルギーと輻射エネルギーはそれぞれ

$$E_k = \rho_0 c_s^3 F t_r \quad (6)$$

$$E_r = \sigma T^4 F t_r \quad (7)$$

ただし $c_s = \{(\gamma-1)e(T)\}^{1/2}$ は音速(γ は比熱比)、 σT^4 は熱輻射束を表す。 F はコンバーターの表面積であり、今考えているシリンダー形状に対しては質量との比 $M/F = \rho_0 r_0/2$ が与えられる。

(2)-(7)式を(1)式に代入することにより、全体のエネルギーバランスは輻射相における単位長さ当たりのパワーバランスに書き換えられる。

$$\rho_0 r_0 P/2 = \rho_0 c_s^3 + \sigma T^4 \quad (8)$$

上式において左辺は入射パワーを、右辺第1, 2項は、各々、流体運動, X線輻射を表す。(8)式より、瞬間的なX線変換効率は次式で与えられる。

$$\tilde{\eta} = 2\sigma T^4 / \rho_0 r_0 P \quad (9)$$

さて以上のように、系を支配するのは、物質定数 μ [無次元], e_0 [erg/(g·eV $^\mu$)], 外部定数 ρ_0 [g/cm 3], r_0 [cm], および Stefan-Boltzmann 定数 $\sigma = 1.0 \times 10^{12}$ [erg/(s·cm 2 ·eV 4)] である。これらの定数を使った次元解析により、系に特性的な阻止能 P_0 [erg/(s·g)] を定義することができる。

$$P_0 = \frac{1}{r_0} \left(\frac{\rho_0 e_0^{4/\mu}}{\sigma} \right)^{3\mu/(8-3\mu)} \quad (10)$$

例えば, $r_0 = 1\text{mm}$, $\rho_0 = 1\text{g/cm}^3$ とすると, 金に対して $P_0 = 6 \times 10^{14}\text{W/g}$, プラスチックに対して $P_0 = 7 \times 10^{15}\text{W/g}$ となる。 P_0 を使うと条件 $\tilde{\eta} \approx 1$ は等価的に

$$P \gg P_0 \quad (11)$$

と表せる。(11)式の条件を満たすような十分高い阻止能のもとでは、図3b.にも見たように輻射相では入射ビームの殆どがX線に変換され、エネルギー損失となる本質的な因子は加熱エネルギーということになる。

この場合、時間積分された最終的な変換効率は、簡単ではあるが有用な近似として次式で与えられる。

$$\eta_{\text{con}} = 1 - t_h/t_b = 1 - E_h/E_b \quad (12)$$

(3) 物質依存性

加熱エネルギーがX線変換効率の決定因子であることが明らかとなったが、これを支配するのが物質の状態方程式(EOS)特性⁷⁾である。図4は、金とアルミニウムに対する比熱 $e(T)$ であり、図中の数字は媒介変数としての密度 [g/cm 3] である。点線はフィッティングさせた直線であり、これらは他の物質定数と共に表1にまとめる。図4より密度依存性の低さを確認できると共に、金の比熱がアルミニウムに比べて全体的に低いことがわかる。これは金の不完全電離性、即ち同じ温度のもとでは

図4. 金とアルミニウムに対する比熱 (SESAME テーブルより). 図中の数値は密度 [g/cm 3].

表1. EOS 及びオパシティパラメータ (T [eV], ρ [g/cm 3])

Material	CH	Al	Au
$e(\text{erg/g})$	$4.0 \times 10^{11} T^{1.2}$	$3.6 \times 10^{11} T^{1.2}$	$2.2 \times 10^{10} T^{1.6}$
γ	1.5	1.3	1.1
$I_R(\text{cm})$	$1.0 \times 10^{-12} T^4 \rho^{-2}$	$8.7 \times 10^{-9} T^{2.5} \rho^{-1.5}$	$6.0 \times 10^{-6} T^{1.0} \rho^{-1.0}$

常に金の方がアルミニウムに比べて単位質量当たりの電離度が低いことによる。換言すれば、アルミニウムはより多くのエネルギーを電子加熱に要するからである。上記の EOS 特性も含めて次の2つの理由から、金のような高Z物質が低Z物質よりもコンバーター材質として優れているといえる。

- ・加熱損失を低く抑えることができる。
- ・音速が低いためにコンバーターの膨張を抑えることができ、従って寿命が長い。

図5は阻止能に対する時間積分されたX線変換効率を、金(Au)、アルミニウム(Al)、プラスチック(CH)の3物質を使い、シミュレーションと理論モデルを対比させたものである。ここで初期半径 $r_0 = 0.1\text{cm}$ 、初期密度 $\rho_0 = 0.1\text{g/cm}^3$ 、パルス幅 $t_b = 10\text{ns}$ は固定した。実線で示された理論予測は、前節で述べた基本モデルに若干の補正を加えて得られたものである。明らかに、高Zの金が低Zのアルミニウムやプラスチックに比べてコンバーターとして高性能であることがわかる。更にプラスチックに関して、 $3 \times 10^{16}\text{W/g}$ 付近で変換効率がピークを持ち、それ以上の阻止能領域で急減しているが、これは以下の理由による。阻止能の増加と共に輻射温度

図5. 金(Au)、アルミニウム(Al)、プラスチック(CH)の3物質に対する時間積分されたX線変換効率。実線は理論モデルを、記号はシミュレーション結果を表す。初期パラメーター $\rho_0 = 0.1\text{g/cm}^3$ 、 $r_0 = 1\text{mm}$ 、およびパルス幅 $t_b = 10\text{ns}$ 。

が上昇し、これに伴い径方向の光学的厚さが減少することになる。ところでよく知られるように⁸⁾光学的厚さ τ の媒質に対して、一方の高温側表面が温度 T に保たれている場合、地方の表面からの輻射エネルギー束 S は近似的に

$$S \approx \sigma T^4 / \tau \quad (\tau \gg 1) \quad (13)$$

$$S \approx \sigma T^4 \cdot \tau \quad (\tau \ll 1) \quad (14)$$

と表せる。従ってプラスチックの場合、光学的に薄くなると($\tau < 1$)同時に輻射パワーも減少し、その分だけコンバーターの自己加熱により温度 T が上昇する。この τ 減少・ T 上昇の相乗効果によって、ビーム/X線変換に破綻を生じるのである。物理的には興味深いが、この現象は他の2つの物質に対してICFに適用されるパラメーター領域では起こらない。

10^{16}W/g 程度の阻止能が高X線変換効率に要求されることは図5を見てもわかるが、以下の議論からも簡単に導出できる。ICFで要求される輻射温度は300eV程度であり、図4からこの温度における金の比熱は20 MJ/gである。10MJ/10nsのパルスエネルギーのうち加熱損失を20%に抑えとすると($\eta_{\text{con}} \sim 80\%$)、コンバーターの総質量はその形状にかかわらず100mgとなる。これより直ちに、要求される阻止能は 10^{16}W/g となる。もっとも図5だけを見ると、 10^{15}W/g においても金を使って50%の許容可能なX線変換効率を得られ

るが、ICF 応用の観点から忘れてはならないのは効率と共に輻射温度である。キャビティ内のエネルギー密度を十分高めるためには300eV 以上のコンバーターからの輻射温度が必要であり、そのためどうしても 10^{16} W/g の阻止能が要求されるのである。

(4) 重イオンビーム核融合における $r^{1.5}R$ 則⁹⁾

これまで密度、半径、阻止能等に対する1個の独立したX線コンバーターの振る舞いを見てきた。以上では、ホーラムターゲットを構成する部分としてコンバーターを設計する場合、何がその変換効率を決定する支配的パラメーターかを考えてみる。あるホーラムターゲットの構造が与えられたとすると、全体の相似的な拡大・縮小を表現するためスケール因子 λ を導入することにより、定量的には(長さ) $\sim \lambda$ 、(面積) $\sim \lambda^2$ 、(質量)および(エネルギー) $\sim \lambda^3$ の比例関係が成立する。こうしてコンバーター長 L は $E_b^{1/3}$ に比例する。更に、点火に要求される爆縮速度はほぼ一定と考えられるので、パルス幅 $t_b \sim (\text{長さ}/\text{速度}) \sim E_b^{1/3}$ の関係がある。一方、コンバーター半径(ビームスポット径) r [cm]、およびビームのストップングレンジ(飛程) R [g/cm²] は E_b と共に系の独立変数として選ぶことができ、コンバーター質量は

$$M = \pi r^2 R \quad (15)$$

と表せる。ところで飛程 R コンバーター長 L は、それぞれ入射イオン粒子のエネルギー E_{ion} とビームエネルギー E_b により決まる。従って適切なコンバーター密度は

$$\rho = R(E_{\text{ion}})/L(E_b) \quad (16)$$

の如く評価できる。(3),(12),(15)式より、一見するとX線変換率は r^2R の関数として表せそうである。ところが実際は、詳細な重イオン核融合ターゲットのシミュレーションによると、強い $r^{1.5}R$ 依存性が観測されており、しかもその物理的背景は今まで全く説明されていなかった。だが、これは以下のようにコンバーター中の輻射輸送を考慮することにより容易に導出できる。

(13)式にも示したように、十分な光学的厚さのもとでパワーバランスは簡単に次式で近似できる。

$$E_b/t_b \approx \sigma T^4 F/\tau \quad (17)$$

ここで $F = 2\pi rL$ はコンバーターの表面積であり、光学的厚さ $\tau = r/l_R$ は次式に示すRosselandの輻射平均自由行程 l_R に対する近似を使って評価できる。

$$l_R = T^\alpha / \rho^\beta \quad (18)$$

ただし、 l_0 、 α 、 β は物質定数である(表1,2)。以上よ

り、(17)式を T について解くと

$$T \approx (E_b \rho^\beta / 2\pi L t_b \sigma l_0)^{1/(4+\alpha)} \quad (19)$$

が得られる。従って $\rho = R/L$ および $e(T) = e_0 T^\mu$ を使うと変換効率は

$$\eta_{\text{con}} = 1 - Me(T)/E_b = 1 - C_0 r^2 R^{1+\mu\beta/(4+\alpha)} / E_b \quad (20)$$

表2. EOS 及びオパシティパラメーター

	Plastic	Aluminum	Gold
μ	1.2	1.2	1.6
α	4.0	2.5	1.0
β	2.0	1.5	1.0
$\mu\beta/(4+\alpha)$	0.30	0.28	0.32
$\mu(1-\beta)/(12+3\alpha)$	0.05	0.03	0.00

となる．ここで

$$C_0 = \pi e_0 (E_b / 2 \pi L^{1+\beta} t_b \sigma l_0)^{\mu/(4+\alpha)} \sim E^{\mu(1-\beta)/(12+3\alpha)} \sim \text{const} \quad (21)$$

は $L \sim E_b^{1/3}$ および $t_b \sim E_b^{1/3}$ を使い E_b の関数として表せるが，表 2 に示すように異なる 3 物質についていずれも $\mu(1-\beta)/(12+3\alpha) \approx 0$ となるため定数をみなせる．同時に表 2 より，いずれの物質に対しても $\mu\beta/(4+\alpha) \approx 0.3$ であるため， $(1-\eta_{\text{con}}) \sim r^2 R^{1.3} \sim (r^{1.54} R)^{1.3}$ となる．こうしてシミュレーションによって示唆された $r^{1.5} R$ が説明できた．上記の導出から明らかなように， $r^2 R^{1.3}$ とする方がより自然であろう．前節のコンバーターモデルを使って $C_0(Z)$ が得られ，結局，金に対する X 線変換効率は 3 つの支配パラメターを使うことにより次式で与えられる．

$$\eta_{\text{con}} \approx 1 - 350 r(\text{cm})^2 R(\text{g/cm}^2)^{1.3} / E_b(\text{MJ}) \quad (22)$$

ただし上式はホーラムターゲット内に 2 つのコンバーターを仮定した場合のものであり，任意のコンバーター数 N_c に対しては，右辺第 2 項に更に $(N_c/2)^{1-\mu/(4+\alpha)}$ を掛ける必要がある．

3. X 線の再放射と閉じ込め¹⁰⁾

(1) ダイナミクス

まず簡単のため，内球ベレットの無い空洞のホーラムターゲット中に，時間的に一定の熱輻射束 (10^{14}W/cm^2 相当) を注入する場合を考える．図 6 a は，固体の金でできたホーラム内壁面における温度の時間発展に対するシミュレーション結果である．同図の左側から入射したエネルギー束は，表面で吸収され内部へ熱輻射の拡散により輸送されてゆく．一方で，吸収されたエネルギーの一部は加熱された表面からキャビティ (ホーラム) 中に再放射され，他の内壁面を照射することになる．こうして再吸収・再放射が繰り返される

図 6 a. 固体の金に左方からエネルギー束を入射させた場合 (吸収強度 10^{14}W/cm^2) の温度の時間発展．10eV 程度の衝撃波の急速な伝播と，それに続く急峻な勾配を持った 300eV 程度の輻射熱伝導波が観測される．
b. ホーラム (空洞) および金の面素との間のエネルギー授受を表す模式図．

が、エネルギー保存則に従って結局は注入されたパワーと同量が内壁面に吸収される。またX線の再放射と共にプラズマ化した内表面は左方向に膨張を始める。図6aは質量座標を使っているため、この膨張(アブレーション)の様子は読み取れないが、アブレーションにより駆動される衝撃波が10eVの温度で右側へ急速に伝播していくのが観測できる。更に、急峻なフロントを持った輻射熱伝導波の進行速度が時間と共に遅くなっており、現象が拡散的であることを示している。

図6bは、内壁面における再吸収・再放射の様子を模式的に表したものである。 S_a は正味の吸収エネルギー束であり、 S_r は単位時間当たり壁面から再放出されたエネルギー束の和である。既述したように、 S_a は注入エネルギー束に等しく時間的に一定である。もう一方の S_r は S_a とは対照的に時間と共に増幅され、これがキャビティ内の輻射閉じ込めで最も重要な点である。例えば図6aの場合、3nsを経過した時点で内壁温度は既に300eVに達し、熱輻射エネルギー束 $10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ 程度に相当する。即ち、注入パワーの10倍もの強さの輻射束がキャビティ内を行き交っていることになる。

(2)再放射係数

前節で述べたアブレーションを伴う輻射熱伝導波は、例えばPakula等¹¹⁾によって自己相似モデルを使い解析的に研究されている。これは定性的見地からはスマートな解法といえるが、定量的議論としては以下に述べるように実際的とはいえない。このモデルでは、状態方程式(EOS)やオバシティなどの複雑なデータをいくつもの単純な比例則で近似している。これらの近似の堆積によって最終的に得られる表現は複数のパラメーターが絡み合い、具体的数値を得る際に不確実性が増すことになる。従って、ここではより直接的な方法、つまり詳細なシミュレーションから得られる結果から比例則を得ることとする。以下のシミュレーションではEOSに対してはSESAMEテーブル⁷⁾を、オバシティに対してはTsakiris & Eidmann¹²⁾により開発されたものを使用している。また平均原子モデルおよびLTE近似を採用した。

図7aおよび図7bは、それぞれ壁面材として金と炭素を選んだ場合の再輻射強度 S_r の時間発展(シミュレーション)を示す。図中の数字は時間的に一定な吸収強度 S_a である。また直線は、これらの計算結果に対するフィッティングにより得られた比例則であり次式で与えられる。

$$S_r = 13.0 S_a^{1.05} t^{0.46} \quad (\text{Au}) \quad (23)$$

$$S_r = 1.4 S_a^{1.05} t^{0.42} \quad (\text{C}) \quad (24)$$

上式において、輻射束の単位は S_a, S_r 共に $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 、時間の単位は10nsである。さて、再輻射係数 N を次式の如く2つの輻射束の比として

$$N \equiv S_r / S_a = N_0 S_a^{\nu-1} t^{\xi} \quad (25)$$

と定義する。この再輻射係数を使うと次章以降に見るように、キャビティ内への注入X線から燃料ペレットへのエネルギー輸送効率だけでなく、X線による非一様性の緩和効果も定量的に評価できる。従って係数 N はホーラムターゲットにおいて極めて重要なパラメーターと言える。(25)式の N_0, ν, ξ は物質定数であ

図7 a. 金のホーラム(内球なし)に時間的に一定のパワーを注入した時の再輻射強度。
 図中の数値は吸収強度を表す。
 b. 炭素のホーラムに時間的に一定のパワーを注入した時の再輻射強度。

るが、(23)、(24)式からもわかるように多くの場合、 $\nu \approx 1$ 、 $\zeta \approx 0.5$ とほぼ一定である。残る係数 N_0 が強い物質依存性を示す。そこで金と炭素と同様に物質に対して比例則を求め、 N_0 の Z 依存性を示したのが図8である。図中の直線は

$$N_0 = 0.3Z^{0.9} \quad (26)$$

で与えられ、 $S_a = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ および $t = 10 \text{ ns}$ における再輻射係数である。以上の結果から、ホーラムターゲットを設計するうえで貴重な知見を得ることができる。即ち、強いX線反射体である高 Z 物質を外壁材に、良X線吸収体である低 Z 物質を燃料ペレット外被材(アブレーター)として使用することにより、高い結合効率を得られることを示唆している。例えば金と炭素は、高利得ターゲット用構造材の組み合わせとして期待できる。炭素以下の低 Z 物質のアブレーターとしての使用は、X線吸収率は高いがX線の阻止能が低いいため燃料の予備加熱を引き起こし、得策とはいえない。

図8. N_0 ((25)式)は、 $S_a = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ および $t = 10 \text{ ns}$ における再輻射係数を表す。

4. キャビティ中の輻射エネルギー輸送¹⁰⁾

(1) 輸送モデル

本章では図9に示されるようなホーラムターゲットに対する輻射輸送を考える。以下の輸送モデルは、任意の外壁形状および任意の燃料ペレットの位置について成立する。ここでキャビティ中にはX線コンバーターからの一定のパワー P_s が注入されるとし、その内 P_{s1} は燃料ペレットを、残りの P_{s2} は外壁を直接照射するものとする(吸収ではない)。以下、添字の1, 2は、各々、ペレット、外壁を表す。この際、1~2cm

のキャビティ中を光子が横切る時間は約50psであり、流体の時間スケール $\sim 10\text{ns}$ に比べると無視できる。更に、想定される輻射温度200 $\sim$ 300eVのもとでは、キャビティ中の輻射エネルギーも全投入エネルギー $\sim 10\text{MJ}$ に比べて無視できる。従って投入パワーは、ほぼ瞬間に外壁および燃料ペレットに吸収されると考えられる。このエネルギー配分は燃料ペレットと外壁間の輻射輸送によって決まり、正味の吸収パワーを、各々、 P_{a1} および P_{a2} とすると、系のパワーバランスは次式により与えられる。

$$P_s = P_{s1} + P_{s2} = P_{a1} + P_{a2} \quad (27)$$

本章における目的は、エネルギー輸送効率 $\eta_t = P_{a1}/P_s$ を決定することである。

ここで述べるモデルの本質的仮定は、ペレットと外壁が異なる2温度 T_1 および T_2 を持つということである。X線コンバーターからの照射パターンは一般に非一様であるが、これはX線の多重反射によって十分平滑化され、任意の面素の温度も急速に双方の表面平均温度に近づく。こうして各々の表面で一様な温度が成立すると、キャビティ中の熱輻射輸送により両表面に分配されるエネルギー比はキャビティ形状によらず双方の面積比(A_1/A_2)で決定できる(証明略)。つまり図9に示すように、外壁表面から再放射されるパワー P_{r2} のうち、 $(A_1/A_2)P_{r2}$ は内球ペレットを照射し、残しの $(1-A_1/A_2)P_{r2}$ は直接外壁自身を照射することになる。また、ペレットから再放射されるパワー P_{r1} は、その幾何配位より全て外壁を照射する。

図9. ホーラムターゲット中の外壁と内球ペレット間のエネルギー授受を表す模式図。

(2) 輸送効率

ペレットと外壁の両表面におけるパワーバランスは、上記の通り、それぞれ

$$P_{s1} + (A_1/A_2)P_{r2} = P_{a1} + P_{r1} \quad (28)$$

$$P_{s2} + P_{r1} + (1-A_1/A_2)P_{r2} = P_{a2} + P_{r2} \quad (29)$$

となる。ここで前節で得られた再放射係数 $N_1 = P_{r1}/P_{a1}$ および $N_2 = P_{r2}/P_{a2}$ を使うと、求める各表面の吸収パワーは

$$P_{a1} = P_{s1} + P_t \quad (30)$$

$$P_{a2} = P_{s2} - P_t \quad (31)$$

ただし P_t は正味の輸送エネルギーであり、次式で与えられる。

$$P_t = \frac{N_2 P_{s2}/A_2 - N_1 P_{s1}/A_1}{(1 + N_1)/A_1 + N_2/A_2} \quad (32)$$

従って、特に $P_{s1} = 0$ の場合、輸送効率 $a = A_2/A_1$ および $n = N_2/(1 + N_1)$ として

$$\eta_t = \frac{n}{a + n} \quad (33)$$

と簡単に表せる。Caruso¹³⁾ もこれと類似した輸送効率を導出しているが、上式における n のかわりに $n' = N_2/N_1$ としており、厳密には正しくない。特に、実際の ICF ターゲットでは $N_1 \sim 1$ 、 $N_2 \sim 10$ であるため (図 8)、 $n = 5$ と $n' = 10$ の違いは無視できない。 $n = 5$ を使うと (33) 式より

$$\eta_t \approx 1/3 \quad (a = 10) \quad (34)$$

$$\eta_t \approx 1/2 \quad (a = 5) \quad (35)$$

が得られる。

これまで瞬時的な輸送効率を議論してきたが、より重要なのは次式で与えられる時間積分された輸送効率である。

$$\eta_{tra} = \int P_{al} dt / \int P_s dt \quad (36)$$

図10a は、Au/C の組み合わせに対する瞬時的および時間積分された輸送効率、 η_t と η_{tra} の時間発展を表す。 η_{tra} は概して η_t に比べ若干低い。更に、図10b は、10ns における η_{tra} を面積比 a の関数として、モデル (図10a) とシミュレーションを対比させたものである。ただし同図には、アブレター材として炭素だけでなく外壁と同じ金を使った計算結果も示した。いずれの場合も、モデルとシミュレーションの

図10 a. 瞬時的な輸送効率 (点線) と時間積分された輸送効率 (実線)。 a は面積比、外壁/Au および内球/C を使用。

b. $t=10\text{ns}$ における時間積分された輸送効率。外壁/Au、内球/C および Au を使用。

間には良い一致が見られる。

図11は、この輸送モデルから得られる別の例であり、注入パワー P_s で規格化された各パワーの時間発展である。ただし $a=4$ 及び $P_{s1}=0$ であり、これまでと同様 Au/C の物質の組み合わせを使った。図11はホーラムターゲット中のエネルギーの流れを詳細に表している。極初期においては、入射パワーは殆ど外壁に吸収されるが、時間と共にキャビティ中のX線閉じ込めが急速に進み、燃料カプセルによる吸収が増加する。10nsの時点で、面積比にして4倍も小さいカプセルの吸収パワー P_{a1} は、注入パワー P_s の60%に達する。また同時

刻で、キャビティ内を循環している輻射強度 P_{r2} は、入射強度 P_s の5倍以上に増幅されている。この外壁での反射強度 P_{r2} は外壁温度 T_2 を反映しており、燃料ペレット温度 T_1 との比も輸送モデルから導出できる。

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{A_1 P_{r2}}{A_2 P_{r1}} \right)^{1/4} = \left(\frac{1 + N_1}{N_1} \right)^{1/4} \quad (37)$$

上式で表された温度比は、面白いことに外壁の再輻射係数 N_2 にも面積比 a にも依存せず、 N_1 だけで表される。例えば、ICF に典型的な値として $P_s=10^{15}\text{W}$, $A_1=1\text{cm}^2$, $A_2=10\text{cm}^2$, $N_1=1$, $N_2=10$ を使うと $T_1=240\text{eV}$ および $T_2=286\text{eV}$ となる。

5. X線輻射駆動爆縮

本章では、ペレット爆縮に対する理論モデルを紹介し、併せて総合的なホーラムターゲットのシミュレーション結果を概観する。

(1) ロケットモデルと流体力学的効率¹⁴⁾

図12は、燃料ペレットの基本的構造と、X線によって駆動され爆縮する様子を模式的に表したものである。直径5～7mmのペレットは、5～10mgの固体DT燃料層とそれを被うアブレター層から成る。このアブレター層は、パイロード

図11. 注入パワーで規格化された各パワーの時間発展。ただし外壁/Au, 内球/C, および $a=4$ 。

図12. 内球ペレットは、DT燃料とアブレターから成り、X線輻射によるロケット作用で爆縮する。

を加速するための噴出材であると同時に、X線によるDT燃料の直接加熱を防ぐためのX線シールドでもある。燃料層加速の原理はロケットと同じである。前章で述べたように、輻射閉じ込めによりキャビティ中の輻射温度は200~300eV、対応する輻射強度は $10^{14} \sim 10^{15} \text{W/cm}^2$ となる。この輻射場中に置かれたペレットは、アブレター外表面のX線による加熱・膨張の反作用として生じる $10^7 \sim 10^8$ 気圧のアブレーション圧力 P_a によって駆動される。アブレターがX線により加熱される様子は図6aと同様であるが、低Z物質が使用されるため、熱波のフロントには拡散的に伝播してくるX線と同程度のキャビティX線が直接到達する^{15,16)}。

加熱・膨張して剥がれ去るアブレター量 $M_a(t)$ は時間と共に増加し、等温プラズマとしてキャビティ内に拡がってゆく。一方、燃料と未加熱のアブレター部分は一体となり、ペイロード $M_p(t)$ として内部に加速される。これら2つの質量和は初期質量 $M_0 = M_a(t) + M_p(t)$ に等しい。こうして加速されたペイロードの爆縮速度 v_i は、膨張プラズマの音速 c_s および規格化されたペイロード質量 $\tilde{M}_p = M_p(t)/M_0$ を使い次式で与えられる。

$$v_i = \chi c_s \ln \tilde{M}_p \quad (38)$$

ただし $\chi = P_a / \dot{m} c_s$ ($\dot{m}$ は単位面積当たりの質量噴出率)は加速様式に依存する無次元定数で理論的には $1 < \chi < 2$ の領域の値をとるが、多くのシミュレーション結果によると、吸収強度、材質、照射方式(直接・間接)に依らずほぼ一定値 $\chi \approx 1.5$ であることがわかっている。

ロケットモデルに基づいて、ペレットの爆縮性能の指標とも言える流体力学的効率 η_{hyd} を評価することができる。 η_{hyd} は爆縮するペイロードの運動エネルギーと膨張プラズマも含めたペレットの全エネルギーとの比として定義される。この全エネルギーには、噴出プラズマの運動エネルギー、内部エネルギー、イオン化エネルギー等全ての要素を考慮しなければならない。こうして得られる流体力学的効率は次式で与えられる。

$$\eta_{\text{hyd}} = \frac{(9/2) \tilde{M}_p (\ln \tilde{M}_p)^2}{(15 + 4q_{\text{ion}}) \tilde{M}_a + 3 \tilde{M}_p \ln \tilde{M}_p} \quad (39)$$

ただし $\tilde{M}_a = M_a(t)/M_0$ および

$$q_{\text{ion}} = Z_{\text{eff}}^2 I_H / 3T \quad (40)$$

は、イオン化に伴うエネルギー損失を表す無次元パラメーターであり、 Z_{eff} は実効電離度、 $I_H = 13.6 \text{eV}$ は水素原子電離ポテンシャル、 $T [\text{eV}]$ は等温膨張プラズマの温度である。

図13は、規格化された噴出質量 $\tilde{M}_a$ に対する、流体力学効率 η_{hyd} および音速で規格化した爆縮速度 v_i/c_s (マッハ数)である。同図より、 $q_{\text{ion}} \leq 1$ を満たす低Z物質を使った場合、 $\tilde{M}_a = 0.6 \sim 0.9$ に対して15~20%の流体力学的効率が得られることがわかる。また $\tilde{M}_a \rightarrow 1$ の極

図13. 総噴出質量 M_a に対する流体力学的効率 η_{hyd} および爆縮マッハ数 v_i/c_s . $Z_{\text{eff}}^2 I_H / 3T$ はイオン化エネルギー損失を表す。

限で v_i は増加するが, η_{hyd} は急激に減少する. 200~300eV の温度における音速 $c_s \approx 10^7 \text{ cm/s}$ および要求される爆縮速度 $v_i \sim 3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ を考え合わせると, 以下に示す数値がターゲット設計の指標となろう.

$$v_i = 3c_s, \tilde{M}_a = 86\%, \eta_{\text{hyd}} = 18 \sim 20\% \quad (41)$$

(2) ホーラムターゲットの爆縮シミュレーション¹⁰⁾

本節の目次は, 燃料の点火・燃焼に対する詳細な計算ではない. むしろ, ホーラムターゲットの爆縮シミュレーションによって輻射駆動爆縮に与えるエネルギーバランスおよび効率といった側面に視点を置くことにある. 更に, これまで述べてきた理論モデルとの比較も行う.

図14a は, 外壁に金, アブレーターに炭素を用いた場合の流体運動に対するシミュレーション結果である. 表3の(a)に詳細な初期値と計算結果を示す. 表3の他の2つは, (a)を標準として, 面積比を変えたのが(b), エネルギーを変えたのが(c)である. いずれの場合もX線変換効率は75%と仮定した. また, 本シミュレーションでは, 簡単のためパルス波形の最適化を行わず矩形パルスを採用している. 図14b は, 図14aに対応した密度分布の時間発展である. 20nsの直後に最大圧縮密度 100 g/cm^3 が得られ, 極めて粗い矩形パルスで既に500倍圧縮が可能であることを示している.

各効率と理論モデルとの比較により, 両者に良い一致が見られる. まず輸送効率に関しては図10bとの比較により, モデルでは $a=9$ で $\eta_{\text{tra}}=30\%$, $a=4$ で $\eta_{\text{tra}}=50\%$ となり, 表3(a), (b)の結果を再現している. (c)については時間スケール(従って再輻射係数)が大きく異なり, 図10bのケースとは比較できない. まだ流体力学的効率は, (a)~(c)のいずれの場合も85%程度の質量噴出率に対して $\eta_{\text{hyd}}=18 \sim 20\%$ となりモデル予測とも符号している. ここで, キャビティの輻射温度 $\approx T_2$ と爆縮速度 v_i との間に $v_i \sim T_2^{1/2}$ の関係があることに注意したい. 最終的な結合効率

図14a. ホーラムターゲットの爆縮シミュレーション.
b. 図14aに対応する密度プロファイルの時間発展.

表 3. ホーラムターゲットの爆縮シミュレーション, 初期値と結果.

Initial parameters	(a)	(b)	(c)
Area ratio A_2/A_1	9	4	9
Pulse energy	10 MJ	10 MJ	100 kJ
Pulse duration	18 ns	18 ns	3.9 ns
Pulse power	555 TW	555 TW	26 TW
D T fuel mass (0.2 g/cm ³)	7 mg	11 mg	0.07 mg
Inner radius	3.0 mm	2.9 mm	0.65 mm
Thickness	282 μ m	448 μ m	61 μ m
Carbon mass (1.5 g/cm ³)	43 mg	74 mg	0.43 mg
Thickness	199 μ m	307 μ m	43 μ m
Gold mass (19.3 g/cm ³)	2.6 g	1.3 g	0.026 g
Inner radius	1.04 cm	0.731 cm	0.224 cm
Thickness	100 μ m	100 μ m	22 μ m
Implosion results			
Conversion efficiency η_{con}	75%	75%	75%
Transfer efficiency η_{tra}	33%	53%	25%
Hydrodynamic efficiency η_{hyd}	18%	20%	18%
Coupling efficiency η_c	4.5%	8.0%	3.4%
Mass ablation $\tilde{M}_a$	85%	86%	86%
Implosion velocity v_i	3.2×10^7 cm/s	3.5×10^7 cm/s	2.9×10^7 cm/s
Peak wall temperature T_2	275 eV	325 eV	230 eV
Fuel ρR	1.2 g/cm ²	1.4 g/cm ²	0.29 g/cm ²
Fuel isentrope α	5.2	9.0	4.1

$$\eta_c = \eta_{con} \cdot \eta_{tra} \cdot \eta_{hyd} \quad (42)$$

は10MJ の場合(a), (b)それぞれについて4.5%, 8%が得られ, これらの値は高利得に対して十分許容範囲内にある.

6. 重イオン核融合における利得

ターゲット利得は, 核融合反応による解放エネルギーと投入したビームエネルギーの比として定義される. 利得はビームパラメータやターゲット設計に強く依存し, 従って高精度のシミュレーションを慎重に行う必要がある. しかしながら, こうした総合シミュレーションの結果を, ここで紹介する簡単な理論モデルにより再現することも可能である. しかも支配変数が少ないが故に, その物理的本質を把握する上で非常に有用と言える.

図15に, 最大圧縮時を想定した点火・燃焼のための燃料構造を示す. モデルの詳細は文献(17)に記載されているが, 重要な仮定および支配パラメータは以下の通りである. 燃料全体は, 中心の高温低密度領域とそれを取り巻く低温高密度領域の様な2領域に分割され, 双方とも共通の圧力の下で静止状態に達している. また, 中心の高温領域(スパーク)での点火および α 粒子による自己加熱を保証するための必要条件は, スパークの温度 $T_s \approx 5\text{keV}$, 面密度 $\rho_s R_s \approx 0.3\text{g/cm}^2$ である. 以上の仮定と共に, 次の3つの独立変数により

系は完全に決定される。

i) 結合効率 $\eta_c = (\text{点火時の燃料エネルギー}) / (\text{全投入エネルギー})$

ii) 燃料全体に共通な圧力 p

iii) エントロピーパラメーター $\alpha = p/p_{\text{deg}}$ (p_{deg} : 縮退電子圧力)

ここで重要なのは独立変数の個数が3個という点であり、必ずしも上記3個を採用する必要はない。従って何を変数にとるかは爆縮様式にも依存し、結果としての利得曲線も若干異なったものになる。とは言っても、主従変数は互いに絡み合っているため、利得曲線の存在領域は自ずと制限される。極言すれば、1kJのみのエネルギーで点火できたり、一気に利得1000を得ることはない。

図15. 点火・燃焼に要求される最大圧縮時の燃料構造。

図16. ターゲット利得に対する、理論モデル(実線)とシミュレーション(破線)との比較。点線は100%のX線変換効率を仮定した場合のモデル予測。ビームのスポット半径 r [cm]、イオンの飛程 R [g/cm²]。

図16は、この理論モデル(実線)⁹⁾と総合シミュレーション(破線)^{18,19)}を比較した利得曲線である。ただしモデルでは、前章までに得られた典型的な数値、 $\eta_{\text{tra}}=0.35$ 、 $\eta_{\text{hyd}}=0.20$ および η_{con} は(22)式を使い、 $p=0.2\text{Tbar}$ 、 $\alpha=3.5$ を使った。同図のシミュレーション結果は、米国リバモア研究所により発表されたものであるが、これまでその物理背景は不明であった。 $r^{3/2}R$ 則については2-4節で解説した通りである。点線で示された包絡線は $\eta_{\text{con}}=100\%$ に対応する利得曲線である。この図からもわかるように、1～2MJで点火を起こし、10MJ程度で利得100が期待される。

7. X線輻射による均一効果²⁰⁾

キャビティ中にX線を閉じ込め増幅することにより、相当量のエネルギーを内球ペレットに吸収させられることは第4章でも述べた。同時に、このキャビティ内を循環するX線によって、コンバーターから放射されるソースX線の持つ非一様性は大幅に緩和され、ペレットの均一爆縮を可能とする。それでは具体的に、

1%の一様性を確保するためには、どれだけのコンバーター数が要求されるのだろうか。このコンバーターの数とその配位は、加速器設計にも大きく影響を与える。既に、詳細な数値計算²¹⁾の結果、1個のコンバーターでは高一様性は得られず、2個の場合は可能ではあるが非常に狭いパラメーター領域に限られるため現実的でないことがわかっている。

以下では、球形ホーラムにおける非一様性の均一効果を要素分解することにより、その働きを明らかにする。燃料ペレットのX線吸収分布に対する二乗平均偏差(root mean square deviation) σ_{rms} は、この吸収分布を球面調和関数により展開した場合、その直交性を利用して以下の如く各モードの成分和として表せる。

$$\sigma_{\text{rms}} = \left(\sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n^2 \right)^{1/2} \quad (43)$$

ここで n 番目成分は、更に

$$\sigma_n = G_n \cdot S_n \cdot M_n \cdot C_n \quad (44)$$

のように分解できる。 C_n はコンバーターから外壁表面に照射される非一様X線源分布の成分であり、残る3要素は次の異なる働きを持つ緩和係数である。

- ・ G_n (幾何学的緩和効果) : ビームの重ね合わせによる緩和効果
- ・ S_n (単一輸送緩和効果) : 外壁から内球ペレットへの単一放射輸送による緩和効果
- ・ M_n (多重反射緩和効果) : キャビティ内のX線循環による緩和効果

(1) 幾何学的緩和効果²²⁾ G_n

G_n は、コンバーターの数 N_c 、配位、エネルギーの情報を含み、ビームの重ね合わせによる効果を表す。

$$G_n = \left[\sum_{k=1}^{N_c} \sum_{k'=1}^{N_c} P_n(\cos \theta_{kk'}) E_k E_{k'} / E_T^2 \right]^{1/2} \quad (45)$$

ただし、 E_k は k 番目コンバーターの放射エネルギー、 $\cos \theta_{kk'}$ は k および k' 番目コンバーターの方位ベクトルの内積、および $E_T = \sum E_k$ である。

図17は、全てのコンバーターが等エネルギーを持つ場合の N_c と n に対する G_n を表す。ここで重要なことは、 N_c の増加と共に低次モード側から振幅ゼロの G_n が現われてくることである。直接・間接の照射方式に依らず、ビーム数・コンバーター数を増加することによる御利益は、まさにここにある。この時、有限振幅を持った最低モード数 $n_{\min}$ は、近似的に $n_{\min} = \pi \sqrt{N_c} / 2$ で与えられる(図17中の白丸)²³⁾。

(2) 単一輸送緩和効果²⁴⁾ S_n

S_n は、外壁からの不均一なX線放射がキャビティ中の単一輸送によりペレット表面に到達した際に、他の壁面部分からの放射との重ね合わせの結果、非一様性が平滑化される効果を表す。この場合、キャビティ

図17. 幾何学的緩和係数.

図18a. 単一輸送緩和係数(奇数モード).
b. 単一輸送緩和係数(偶数モード).

という空間自体が均一作用の媒体となる。また、系の線形性から、ある単一モードのX線分布を外壁上に置いた時、内球表面での吸収分布も同一のモード数と対称軸を有することになる。このときの外球・内球の分布の振幅比が S_n として定義される。

図18a および図18b は、各々、奇数および偶数モードに対する S_n である。横軸は外球半径 R で規格化された内球半径 r である。各所がスパイク状に深く落ち込んでいるのが見られるが、これは r/R の減少と共に重畳効果によりベレット表面で完全に非一様性が消失する点($S_n = 0$)に対応する。更に r/R を小さくしてゆくとパターンが反転し S_n は負値を持って再び増加する。ターゲット設計の観点から重要なのは、

$n \leq 5$ かつ $r/R \leq 0.3$ において、外球上での不均一性が輻射輸送の結果、ペレット上で約100分の1以下にまで減衰するということである。

(3) 多重反射緩和係数 M_n

M_n は、光子が外球・内球の両表面での吸収・反射を繰り返しキャビティ中を飛び回る過程で、非一様性が均一化される効果を表す。これはホールムターゲットの持つ最も興味深い特性の一つである。以下では、 M_n を簡単なモデルを使って導出してみよう。

図19は、 $r/R \rightarrow 0$ の極限における球状ホールムである。こうすると、内球は外壁からのエネルギー束は受け取るが外球へ影響を及ぼすことはない。図のように上部の微小立体角 $\Delta\Omega$ の領域に単

図19. 多重反射緩和効果の原理。

位パワーを照射する。再輻射係数 N_2 の外壁は、このうち $1/(1+N_2)$ を吸収し残りの $N_2/(1+N_2)$ をキャビティ中に再放射する。この再放射X線は一様に散らばり、球という幾何形状の下では、任意の面素が受け取る単位面積当たりのエネルギー束分布は完全一様である。更に、各面素は第2、第3の吸収・反射を繰り返してゆくが、上述のように、一様に再分配されることになる。こうして最終的には、入射エネルギーは全て外壁に吸収されるが、その単位立体角当たりの強度分布は図19に示した通りである。 $\Delta\Omega \rightarrow 0$ の極限操作により、直ちにこの系における Green 関数を得ることができる。こうして任意の方向 Ω に対して、外球内面へのX線源分布を $I_s(\Omega)$ 、その平均値を $\bar{I}_s$ とすると、得られる吸収分布は

$$I_a(\Omega) = \frac{I_s(\Omega) + N_2 \bar{I}_s}{1 + N_2} \quad (46)$$

となる。明らかにX線源分布は $1/(1+N_2)$ だけ均されていることがわかり、これが $r/R = 0$ における M の値である。中心のペレット上では更に S_n (図18a, 18b) の緩和係数が掛けられる。

内球が有限の大きさを持つ場合には、 M は上記のように簡単には求まらない。ところで、(46)式に表される $(1+N_2)$ は、後で見るように再輻射係数 N_2 を持つキャビティ内 ($r/R = 0$) の光子の平均循環回数 N_{cir} に等しい。そこで、 $r/R \neq 0$ の場合も非一様性は光子の平均循環回数だけ減衰されると予想される。この N_{cir} も、次のように簡単に評価できる。まず、今まで見てきたように内球および外球表面での1回の入射に関する吸収は、各々

$$\eta_1 = 1/(1+N_1) \quad (47)$$

$$\eta_2 = 1/(1+N_2) \quad (48)$$

である。最初の外壁への入射で $(1-\eta_2)$ がキャビティ中へ反射され、この内 $\epsilon_{2 \rightarrow 1} = (1-\eta_2)/a$ が内球を照射し、残りの $\epsilon_{2 \rightarrow 2} = (1-\eta_2)(1-1/a)$ が直接外球自身を照射する。一方、内球を照射する $\epsilon_{2 \rightarrow 1}$ のうち、 $\epsilon_{2 \rightarrow 1 \rightarrow 2} = (1-\eta_1)\epsilon_{2 \rightarrow 1}$ が再び反射され外壁を照射する。こうして1回の循環(サイクル)の後、外壁に返ってくる割合は

$$\epsilon = \epsilon_{2 \rightarrow 2} + \epsilon_{2 \rightarrow 1 \rightarrow 2} = (1-\eta_2)(1-\eta_1/a) \quad (49)$$

となる。こうして ϵ の割合で等比級数的にキャビティ中の光子量は減少する。従って平均循環回数は次式によって評価される。

$$N_{\text{cir}} = \frac{\sum_{m=1}^{\infty} m \epsilon^m}{\sum_{m=1}^{\infty} \epsilon^m} = \frac{a(1+N_1)(1+N_2)}{a(1+N_1)+N_2} \quad (50)$$

図20は、詳細な数値計算により得られた多重反射緩和係数と(50)式を使った $1/N_{\text{cir}}$ との比較である。 $N_1 = 0$ の場合、両者は完全に一致する。一方、 $N_1 = 1, 10$ の場合、モード数依存性およびモデルとの差が $r/R \rightarrow 1$ で顕著となるが、モード数の増加と共に漸的にモデル曲線に収束する。更に、ターゲット設計の観点から興味ある領域は $0.3 \leq r/R < 0.5$ であるため、結局、

$$M = 1/N_{\text{cir}} \quad (51)$$

と結論できる。

(4) コンバーター数と照射一様性

図21は、ある典型的なコンバーターからのX線源を利用し、コンバーター数 N_c を媒介変数とした場合の照射一様性の時間発展を示す。ただし面積比 $a=10$ およびAu/Cの材質構成である。 $N_c = 2$ は対向ビームを表し、他の3つは正多面体配位と同じである。点線は、多重反射による緩和効果を除外してあり、実線からの

図20. 多重反射緩和係数.

図21. コンバーター数 N_c に対する照射一様性の時間発展. 外壁/Au, 内球/Cおよび $a=10$.

ずれが M の増加を意味している。同図からもわかるように、常に 1% 以下の一様性を確保するためには、最低 6 個のコンバーターが必要である。無論、X 線源分布に対し不安定ではあるが、2 個でも解は存在する。実際、米国リバモア研究所の間接照射用 Nova Upgrade システムは多数のビームは使用するものの、その照射系を見る限り本質的には 2 方向照射 ($N_c = 2$) と考えられる。

8. おわりに

現在、日本(レーザー核融合研究センター: ILE)および米国(ローレンスリバモア研究所: LLNL)の 2 国が牽引的な役割を果たし、世界の ICF 研究をリードしている。ILE では、激光 X II 号ガラスレーザーシステム (15kJ/1ns, 波長 0.35/0.53 μm) を使った直接照射実験で固体密度の 600 倍という高密度圧縮²⁵⁾を達成し、 10^{13} 個の高中性子数も記録された。次期計画として、100kJ 級ガラスレーザーシステムを使って点火・燃焼の検証を図るべく、「金剛」計画が推進されている。一方、LLNL では、Nova ガラスレーザーシステム (70kJ/2.5ns, 波長 0.35 μm) を使った間接照射実験で、やはり 10^{13} を上回る中性子数、燃焼ベレットの半径圧縮率 35 等を達成している。また、燃料の閉じ込めに関しては $n\tau = 2 \sim 4 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{s}/\text{cm}^3$ を記録しており、これは磁場閉じ込めにおける最高データにも匹敵する。LLNL の次期計画として、一気に MJ 級ドライバー Nova Upgrade を建設し利得 ≤ 30 程度を達成しようとする計画²⁶⁾が進められている。近い将来、こうした強力な高出力レーザーの出現により間違いなく点火・ブレイクイーブンが実証されるはずである。

最終的な商用炉として見た場合、はじめにも述べたように重イオンビームがドライバーの第一候補として浮上してくる。その高効率・高繰り返し率故に、特に RF または誘導加速器が注目されているが、未だ高出力パルスあるいは ICF 研究のための本格的な重イオンビーム加速器は存在していない。しかしながら、長い年月にわたる高エネルギー物理の研究を通して培われた加速器技術から、ICF 研究が得るところは大である。従って加速器は重イオンビーム核融合の命運を決すると言っても過言ではない訳で、その関連研究者の方々の関心を高める意味においても浅学非才を顧みず本稿を起こした。図らずも第 2 章の X 線コンバーターの紙面が増えたのはこうした経緯にもよる。ここで、改めて重イオン核融合に要求されるビーム条件を記しておく。

イオンエネルギー	1 ~ 10 GeV
ビームパワー	$\sim 10 \text{ MJ}/10 \text{ ns} = 10^{15} \text{ W}$
阻止能	$\geq 10^{16} \text{ W/g}$

上記の 10^{16} W/g という阻止能は、例えば、かつてドイツチームにより作成された HIBALL 設計(直接照射方式)²⁷⁾あるいは日本チームによる HIBLIC 設計²⁸⁾で想定された 10^{15} W/g を一桁上回る値であり、現状の加速器技術による達成は非常に困難である。これに対し C. Rubbia (CERN) 等²⁾のグループは、ノン・リューベリアン・スタッキングなる新方式を提唱し、その実現を目指している。

参 考 文 献

- 1) S. Atzeni : *Europhys. Lett.* **11** (1990) 639.
- 2) C. Rubbia : *Proc. IAEA Technical Meeting*, April 15-19, 1990, Osaka.
- 3) I. Hofmann : *Proc. IAEA Technical Meeting*, April 15-19, 1991, Osaka.
- 4) J. Meyer-ter-Vehn, S. Witkowski, R. Bock, D.H.H. Hoffmann, I. Hofmann, R.W. Mueller, R. Arnold and P. Mulser : *Phys. Fluids* **B2** (1990) 1313.
- 5) レーザーを使った間接照射ターゲット設計に関しては, 例えば K. Nishihara, T. Yuchi : *ILE Q. Prog. Repts.*, Osaka Univ. ILE-QPR-83-5 (1983) p.24 ; 中島秀紀, 中根佳弘, 神田幸則, 高部英明 : *核融合 研究* **64** (1990) 408.
- 6) M. Murakami, J. Meyer-ter-Vehn and R. Ramis : *J. X-ray Sci. Technol.* **2** (1990) 127.
- 7) B.I. Bennett, J.D. Johnson, G.I. Kerley, G.T. Rood : Los Alamos National Laboratory Report LA-7130, 1978.
- 8) Ya. B. Zel'dovich and Yu.P. Raizer : *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press, New York, 1966).
- 9) J. Meyer-ter-Vehn and M. Murakami : *Particle Accelerators* **37-38** (1992) 519.
- 10) M. Murakami and J. Meyer-ter-Vehn : *Nucl. Fusion* **31** (1991) 1315.
- 11) R. Pakula and R. Siegel : *Phys. Fluids* **28** (1985) 232.
- 12) G.D. Tsakiris and K. Eidmann : *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **38** (1987) 353.
- 13) A. Caruso : in *Inertial Confinement Fusion (Proc. Course and Workshop Varenna, 1988)*, Editrice Compositori, Bologna (1988) 139.
- 14) M. Murakami and K. Nishihara : *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** (1987) 1132.
- 15) K. Nozaki, K. Nishihara : *J. Phys. Soc. Jpn.* **48** (1980) 993.
- 16) N.W. Kaiser, J. Meyer-ter-Vehn : *Laser & Particle Beams* **9** (1991) 759.
- 17) J. Meyer-ter-Vehn : *Nucl. Fusion* **22** (1982) 561.
- 18) R.O. Bangerter, J.W. Mark and A.R. Thiessen : *Phys. Lett.* **A88** (1982) 225.
- 19) J.D. Lindl, R.O. Bangerter, J.W. Mark and Yu-Lipan : *Fusion Technol.* **13** (1988) 348.
- 20) M. Murakami : to be published in *Nucl. Fusion*.
- 21) M. Murakami and J. Meyer-ter-Vehn : *Nucl. Fusion* **31** (1991) 1333.
- 22) S. Skupsky and K. Lee : *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 3662.
- 23) R. Kidder : *Nucl. Fusion* **16** (1976) 1.
- 24) M. Murakami and K. Nishihara : *Jpn. J. Appl. Phys.* **25** (1986) 242.
- 25) H. Azechi *et al.* : *Laser & Particle Beams* **9** (1991) (2).
- 26) E. Storm *et al.* : *Proc. IAEA Technical Meeting*, April 15-19, 1991, Osaka.
- 27) D. Boehne *et al.* : *Nucl. Eng. Des.* **73** (1982) 195.
- 28) T. Katayama *et al.* : *Proc. INS Int. Symposium*, Jan 23-27, 1984, Tokyo.