

## 小特集

重イオン慣性核融合の新しい展開

# 5. 重イオン慣性核融合標的の物理

村 上 匡 且

(大阪大学レーザー核融合研究センター)

Target Physics of Heavy Ion Inertial Confinement Fusion

MURAKAMI Masakatsu

*Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan*

(Received 25 September 2000 )

### Abstract

The target physics of heavy ion inertial fusion are briefly reviewed. In particular, the design of x-ray converters embedded in a hohlraum target is a critical issue in the achievement of the highly uniform implosion of a fuel pellet. The radiation symmetrization mechanism is systematically shown. Different kinds of target designs are presented using, for example, localized compact converters and uniformly distributed foam converters. These, in turn, strongly affect accelerators' key parameters such as the total driver energy  $E_D$ , ion kinetic energy  $E_{ion}$ , focal spot radius  $r_F$ , and beam array configuration. In light of the high efficiency and reliability of heavy ion accelerators, it seems possible to create a practical power plant design in which the minimum required pellet gain can be tolerated at moderate levels ( $G \geq 50$ ) under the condition of  $E_D = 3 - 5$  MJ,  $E_{ion} = 5 - 10$  GeV, and  $r_F = 1.5 - 5$  mm.

### Keywords:

heavy ion fusion, hohlraum target, radiation symmetrization, gain curve, x-ray converter, implosion

### 5.1 はじめに

慣性核融合では、DT 燃料は極低温の氷の状態で直径約 5 mm の球状カプセルに収められる。この燃料球は、高出力レーザーあるいはイオンビームの照射によって爆縮を起こし、結果として主燃料を固体密度の数千倍にまで自己圧縮する。これと同時に、圧縮された主燃料の中心内部では点火に足る高温低密度のホットスポットを生成させる必要がある。このためには30~40倍の半径圧縮率が必要であり、優に 1% を切る照射非一様性を実現しなければならない[1]。

照射方式には大別すると直接および間接の 2 方式がある。直接照射方式ではビームを直接ペレットに照射し、プラズマの圧力によってペイロードである燃料部分の爆

縮を駆動する。もう一方の間接照射方式では、Fig. 1 に示すように、イオンビームをペレット近傍に配置された物質（X 線コンバータ）に照射し加熱することで X 線輻射を生成し、この X 線を中央部のペレットに二次的に照射することによって爆縮を駆動させる。X 線輻射を利用したこの種のターゲットはホーラム（hohlraum(独) = cavity(英) = 空洞）ターゲットと呼ばれる。直接照射方式に比べて、間接照射方式では、X 線への変換過程に加えてキャビティを経由しての燃料へのエネルギー輸送過程という全体の結合効率を低下させる二重の足枷がある。にもかかわらず現在では重イオンビーム（HIB: Heavy Ion Beam）による爆縮は間接照射方式のみが研究されている。その理由は、高い照射一様性にある。すなわち、ホー

author's e-mail: mym@ile.osaka-u.ac.jp

ラムターゲット内でX線が閉じ込められ多重反射を経験する過程で、入射ビームの非一様な強度分布が均され、結果として高一様な爆縮が実現可能となるのである。

以下では、第5.2節でホーラムターゲットのエネルギー原理ならびにX線輻射による均一化のメカニズムについて解説し、続く第5.3節では2つの典型的なX線コンバータ（円筒型と球殻型）設計とビームパラメータの関係について概観する。第5.4節では球殻型コンバータを使った場合の多重円錐照射配位の最適化について述べる。第5.5節ではエネルギー利得について触れる。第5.6節はまとめである。

## 5.2 ホーラムターゲットの物理

### 5.2.1 エネルギー輸送モデル

ここではホーラム内で近似的に黒体輻射場が成立していると仮定する。そうするとX線源から供給されるエネルギーがホーラム中を循環し、最終的にホーラム外壁と燃料カプセルのそれぞれにどう配分されるかを簡単に決定することができる[2]。Fig.2にホーラムターゲット中のエネルギーフローダイアグラムを示す。以下の議論では、物理パラメータの添え字の1, 2は、それぞれ、燃料カプセル、ホーラム外壁を、添え字のs, a, r, はそれぞれ、X線源からの供給エネルギー、正味の吸収、再放射を表すものとする。したがって、例えば、 $P_{a1}$ と $P_{r1}$ はそれぞれカプセル全体の正味の吸収パワーと再放射パワーを表す。

ホーラム外壁から再放射された $P_{r2}$ はカプセルとホーラム外壁自身に照射されることになる。この際のエネルギー分配率は、均一な黒体輻射場が成立している場合は、ホーラムの形状に依らず面積比だけで決まり、カプセル：ホーラム外壁= $a$ ： $(1-a)$ となる。ただし $a=(\text{カプセル}/\text{外壁})$ 面積比である。したがって、カプセル、外壁、系全体のパワーバランスは次の3式で表される。

$$P_{s1} + aP_{r2} = P_{a1} + P_{r1} \quad (1)$$

$$P_{s2} + P_{r1} + (1-a)P_{r2} = P_{a1} + P_{r1} \quad (2)$$

$$P_{s1} + P_{s2} = P_{a1} + P_{a2} \quad (3)$$

さて、ここで再放射係数： $N_1 = P_{r1}/P_{a1}$ ,  $N_2 = P_{r2}/P_{a2}$ を導入する。これは物質( $Z$ )と照射されるX線の履歴に依存し、ホーラムターゲットの性能を評価する上で非常に重要なパラメータである。近似的には $N \sim 0.3Z^{0.9}S_{14}^{\nu}t_{10}^{\zeta}$ で与えられる。ただし、 $S_{14}$ ,  $t_{10}$ は $10^{14}$

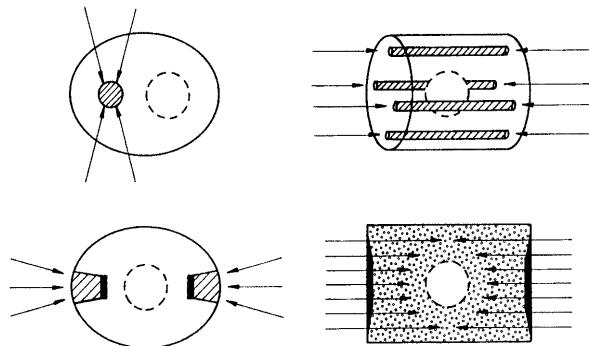


Fig. 1 Different target configurations for indirectly driven heavy ion fusion. The arrows indicate ion beams, the hatched areas represent the converter elements, the solid lines mark the confining wall of the cavity, and the dashed circles give the location of the fusion capsule.

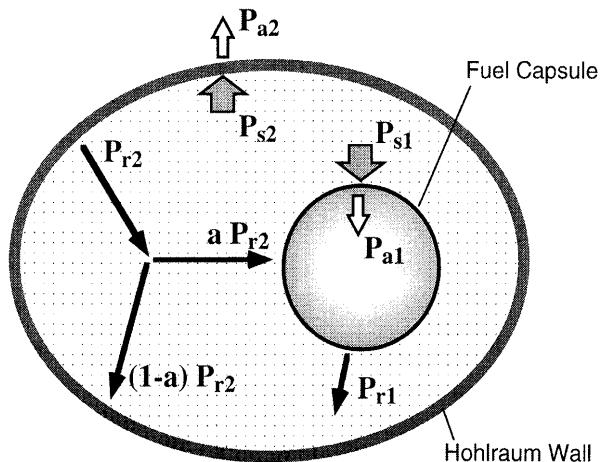


Fig. 2 Scheme of a hohlraum target, with various radiation powers defining the transfer model.

$\text{W/cm}^2, 10 \text{ ns}$ で規格した照射強度と照射時間である。また2つの定数 $\nu=0.05-0.10$ ,  $\zeta=0.4-0.5$ は原子番号 $Z$ に依らずほぼ一定の値を持つことがわかっている。結局、各表面での全吸収パワーは、

$$P_{a1} = P_{s1} + P_t \quad (4)$$

$$P_{a2} = P_{s2} - P_t \quad (5)$$

となる。 $P_t$ はホーラム外壁からカプセルへの輸送パワーであり、次式で与えられる。

$$P_t = \frac{aN_2P_{s2} - N_1P_{s1}}{1 + N_1 + aN_2} \quad (6)$$

以上のことから、エネルギー輸送効率は、

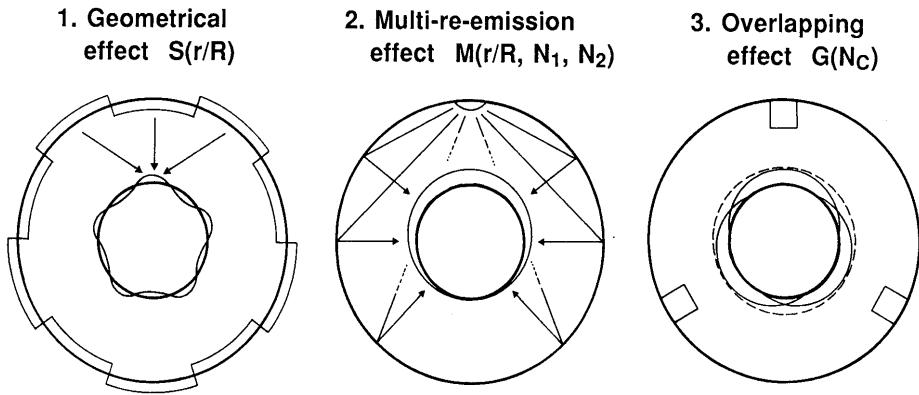


Fig. 3 Three different mechanisms of radiation symmetrization in a hohlraum target.

$$\eta_t \equiv \frac{P_{a1}}{P_{s2}} = \frac{aN_2}{1+N_1+aN_2} \quad (7)$$

上式は極めて興味深いホーラムの特性を示している。すなわち、現実的な数値  $N_1 = 1$  (for carbon),  $N_2 = 10$  (for gold) を使うと、面積比が 5 ( $a = 0.2$ ) の場合、ホーラム内に X 線として放射されたエネルギーの実に 50% がカプセルに伝達されることになる。

### 5.2.2 非一様性の緩和メカニズム

ホーラムターゲットにおける X 線変換・照射による非一様性の緩和効果は Fig. 3 にも示すように本質的に次の 3 つの効果に分解することができる。

#### (1)幾何学的緩和効果 $S$

外壁から内球への X 線輻射輸送による緩和効果であ

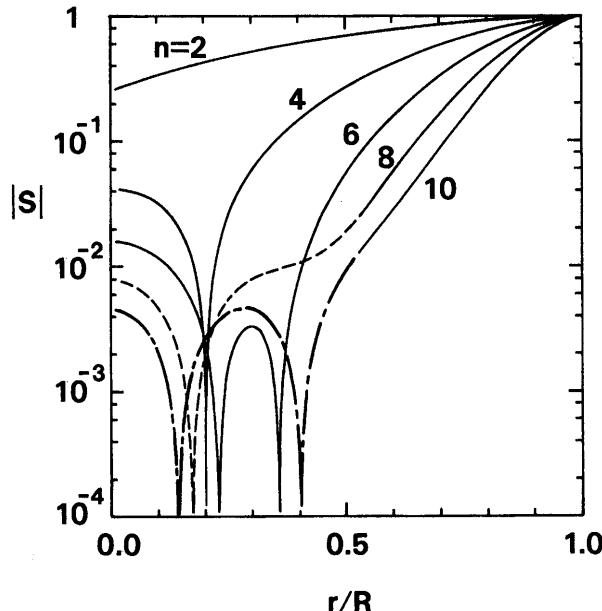


Fig. 4 The geometrical smoothing factor for even mode numbers.

り、ここでは簡単のため、球状ホーラムを考える。外球（ホーラム外壁）内面に置かれた固有モードのプロファイル（ルジャンドル関数）がキャビティを伝搬しその積分効果によってカプセル表面での同固有プロファイルの振幅が減衰を受ける[3]。Fig. 4 は  $S$  の内外球の半径比 ( $r/R$ ) 依存性を各モード数  $n$  に対してプロットしたものである。例えば  $n = 10$  の場合、 $r/R = 0.5$  で外球面上にあった非一様性はカプセル表面で 1/100 にまで減衰することがわかる。

#### (2)多重反射緩和効果 $M$

これはホーラムターゲットの持つ最も興味深い特性の一つであり、光子が内外球の両表面での吸収・反射を繰り返しキャビティ内を循環する過程を通して内在する非一様性が緩和される効果である[4, 5]。内外球が近接しないような設計の下で、モード数に依存しない次の近似式で表されることがわかっている。

$$M_n \approx \frac{1+N_1+aN_2}{(1+N_1)(1+N_2)} \quad (8)$$

#### (3)重複緩和効果 $G$

複数の X 線源（コンバータ）からの照射パターンの重ね合わせによる緩和効果を表し、その因子は次式で与えられる。

$$G_n = \left[ \sum_{j=1}^{N_X} \sum_{k=1}^{N_X} P_n(\cos \theta_{jk}) E_j E_k / E_T^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

ただし、 $N_X$  は相似形の強度分布を持つ X 線源の数、 $E_k$  は  $k$  番目の X 線源のエネルギー、 $E_T = \sum_k E_k$ 、 $\cos \theta_{jk}$  は  $j, k$  番目の 2 つの X 線源から決まる方向余弦である。直接・間接の照射方式の如何にかかわらず、X 線源（ビーム数）を増やすことによって、低次のモードを順に除く

ことができる。生き残った最低モード数は近似的に  $n \approx \pi N_X^{1/2} / 2$  で与えられる[6]。

上記 3 つの緩和効果は相乗的に働き、燃料カプセル表面での X 線強度分布に対して、総合的な平均二乗偏差 (rms : root mean square) は次式で与えられる[7]。

$$\sigma_{\text{rms}} = \left[ \sum_{n=1}^{\infty} c_n^2 S_n^2 M_n^2 (G_n^2 + \sigma_p^2 / N_C) \right]^{1/2} \quad (10)$$

となる。ただし、 $c_n$  は X 線源の各モード振幅を、 $\sigma_p$  は X 線源間のエネルギー不均一に対する rms である。上式は、エネルギーードライバーや直接・間接などの照射方式に依らず一般的に成り立つ。例えば、レーザーで直接照射の場合であれば、ホーラムがないから  $S_n = M_n = 1$  とし、 $N_X$  はそのままレーザービーム総数を表す。いずれにしても最終的に  $\sigma_{\text{rms}} < 1\%$  を満たす照射一様性を確保しなければならない。そのために直接照射方式は  $S$  と  $M$  の効果が期待できないために必然的に  $G$  の効果を高める、つまりビーム数を 100 本のオーダまで増やさなければならぬのである。

### 5.3 HIB から X 線への変換

#### 5.3.1 円筒型 X 線コンバータ

イオンビームから X 線への変換過程は、まず入射されたビームの運動エネルギーが標的（コンバータ）に吸収され内部エネルギーに変換され、温度上昇とともに表面から輻射が始まるという順序で起こる。ここで重要な点は、標的内部に蓄積された内部エネルギーを、プラズマの膨張エネルギーを抑えつついかに効率良く輻射として放射させられるかということである。円筒型 X 線コンバータは、対面配位 ( $N_X = 2$ ) や正六面体配位 ( $N_X = 6$ ) で、ホーラム中に局在化させて配置される。円筒型コンバータを使ったビーム入射と X 線輻射の様子を Fig. 5 左図に示す。X 線への変換効率を高めるために半径、物質、密度等の標的パラメータと連動してスポット経、入射イオン運動エネルギー、入射エネルギー束等のビームパラメータを最適化する必要がある。

こうして最適化された一例として、Fig. 5 右図に金フォーム ( $\rho = 0.3 \text{ g/cm}^3$ ,  $r_F = 1.5 \text{ mm}$ ) に 10 GeV の Bi イオンビーム（飛程  $\sim 0.3 \text{ g/cm}^2$ 、阻止能  $\sim 3 \times 10^{16} \text{ W/g}$ ）を照射した場合のシミュレーション結果をエネルギーの時間発展として示す。最初 1 ns 付近まではほとんどが内部エネルギーの增加に費やされるが、その後、表面温度が 300 eV にまで上昇すると  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  程度のコンスタントな X 線が表面から放射され、これと入射ビームのパ

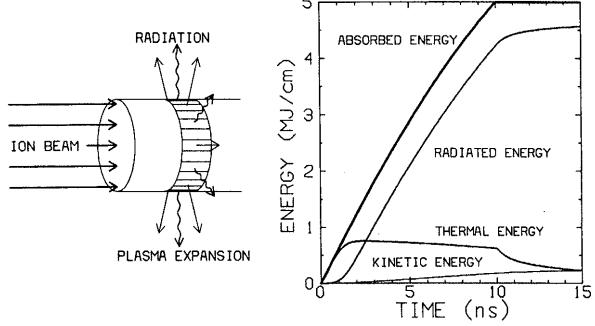


Fig. 5 Schematic view of the cylindrical converter (left) and the energy flow diagram obtained by simulation (right).

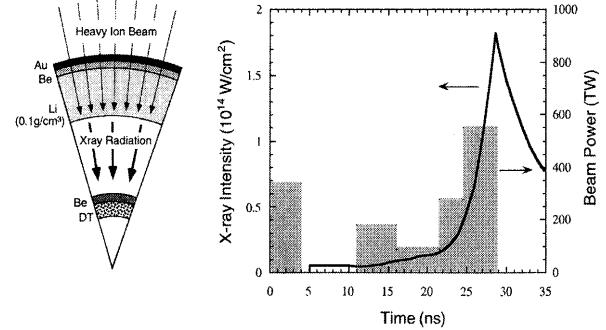


Fig. 6 Schematic view of the spherical foam converter (left) and the temporal evolutions of the x-ray intensity on the capsule and beam power (right).

ワーバランスが成立する。最終的に、プラズマ膨張が顕著になる 10 ns までに投入されたエネルギーの 90% が X 線に変換されたことが読みとれる。金に対する円筒型コンバータの X 線変換効率は近似的に次式で与えられる[8]。

$$\eta_{\text{con}} = 1 - 3.5 r_F [\text{mm}]^2 R [\text{g/cm}^2]^{1.3} / E_d [\text{MJ}] \quad (11)$$

ただしコンバータの対面配位 ( $N_X = 2$ ) を仮定した。

#### 5.3.2 球殻型 X 線コンバータ

円筒型コンバータを使ったホーラム設計では、X 線源（コンバータ）が局在化していたため再放射体（ホーラム壁）と役割を分担する構造となっていた。これに対して、Fig. 6 左図に示した球殻型コンバータは構造上 X 線コンバータと再放射体が一体化したものであり、円筒型コンバータに比べて設計がシンプルになる[9, 10]。が、その代償として、一様性確保のために多数のビームを使つた複雑な照射配位となる。その最適化については後で簡単に触れる。この種のターゲットは Fig. 1 右下図の改良版とも考えられるが、キャビティを中間層として保持しているためエネルギー輸送は純粹に X 線輻射のみであ

り、電子熱伝導やプラズマの影響を受けない点が原理的に大きく異なる[11, 12]。Fig. 6左図中のLiは低密度フォームとなっており、Au/Be/Liのそれぞれの厚みがHIBの飛程に合わせて調整される。温度上昇とともにHIBの飛程は短くなり、プラグピークが初期のLi/cavity境界から温度ピーク時のBe/Li境界付近へと後退する。しかし、熱輻射によって吸収エネルギーは効率良く輸送されホーラム温度を高温に保つとともに燃料カプセルの爆縮を駆動する。Liフォーム層の重要な役割の一つは、プラグピーク近傍での圧力上昇に伴う流体運動を抑制することにより、X線輻射への変換とその輸送の効率化を図ることである。

ここで大雑把ではあるがX線コンバータとビームパラメータに課せられる条件について考えてみよう。今、ドライバーエネルギー  $E_D = 5\text{ MJ}$  に対し、ホーラムターゲットのほぼ全体が稼働温度  $T = 250\text{ eV}$  までいったん加熱されるとする。ここで Li, CH, Al 等の低  $Z$  物質に対して近似的に成立する状態方程式  $e [\text{MJ/g}] = 4 \times 10^{-2} T [\text{eV}]^{1.2}$  を使うと、コンバータ質量は  $M \approx 5\text{ MJ} / (30\text{ MJ/g}) \approx 160\text{ mg}$  と求まる。さらに、燃料カプセルの半径を  $2.5\text{ mm}$  程度とする(紙面が足りないためなぜそうなるのかは割愛する)。一様性と結合効率の双方をある程度満足させるホーラム半径としてカプセルの2倍の  $r = 5\text{ mm}$  を選ぶと  $M = 4\pi r^2 R$  ( $R[\text{g/cm}^2]$  は HIB の飛程) より  $R = 50\text{ mg}$  となる。質量数  $A \sim 200$  のイオンを考えた場合、これに対応するイオンエネルギーは  $E_{\text{ion}} \sim 5\text{ GeV}$  となる。

Fig. 6右図に入射ビームパワーとカプセル上での輻射強度に対するシミュレーション結果を示す。5段の矩形の入射波形を使った中レベルの最適化ではあるが、カプセルが受け取るX線輻射強度は滑らかに増大しているのがわかる。こうしたパルス波形の最適化は燃料の断熱圧縮には必要不可欠のものである[13]。

#### 5.4 同軸円錐系における照射配位の最適化

前節で見た円筒型コンバータの場合、2個を使った対面配位だと本質的に  $P_2$ (二次のルジャンドル)モードが生き残っているため、ターゲットおよびビームパラメータの最適値からのわずかなずれが著しく一様性を劣化させ、結果としてペレット利得の激減につながる。コンバータを6~8個に増加させると  $P_2, P_4$  といった低次モードを安定して除去することが可能となる[5, 14]。このように、ホーラム内に局在化したX線コンバータを使うとターゲット設計は複雑になるが、加速器設計はそれ程複雑化しない。これとは逆に、球殻型コンバータを使うとターゲット設計はシンプルになるが、フォーム球殻を一様に加熱する必要から必然的にビーム数の増加と照射配位の複雑化を伴う。が、ビーム配位の複雑化という代償を払って見合うだけの高一様性の達成を期待することができる。

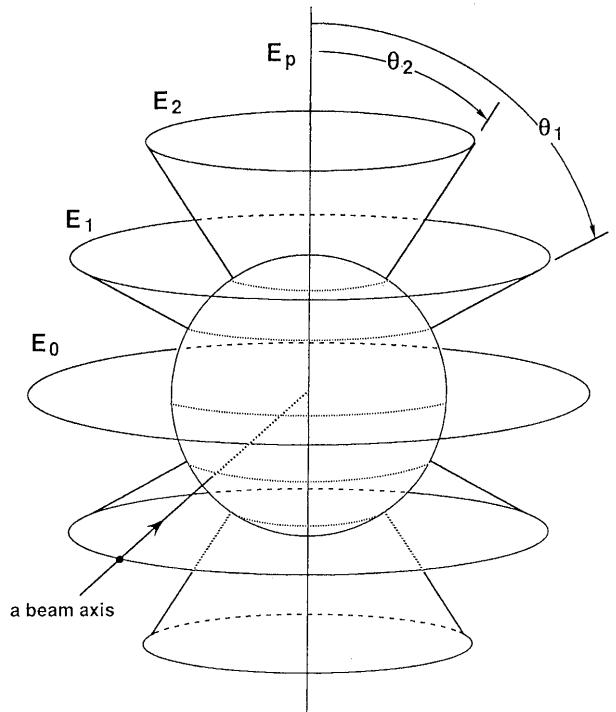


Fig. 7 Schematic view of the conic irradiation system for  $N_c = 5$ . The beam axes pointing the target center are arranged on the cone surfaces.

以下では、Fig. 7に示すような同軸円錐における照射配位の最適化について解説する[15, 16]。多数のビームは、円錐面上に個々のビーム軸を沿わせるようにして照射される。各円錐は中心軸からの角  $\theta_i$  と総エネルギー  $E_i$  の2つの基本パラメータで特性づけられる。添え字の  $i = 0$  は赤道面に対応し、 $i = 1, 2, \dots$  は、赤道面以外の円錐群を指し、上下両半球に対称に配置される。今、解こうとしているのは、 $N_c$  個の円錐 (Fig. 7 では  $N_c = 5$ ) を使っていかに多くの低次モードを除去できるかという問題であり、Fig. 7 の配位について言うと、(9)式の重複緩和係数が  $G_n = 0$  となるような  $(\theta_i, E_i)$  の組み合わせを求める固有値問題に帰着する。Fig. 7 の配位に対して、(9)式は

$$G_n = \sum_{i=1}^{N_c} E_i P_n(\cos \theta_i) / \sum_{i=1}^{N_c} E_i \quad (12)$$

と書き換えられる。すべてのビームについて球心対称な

Table 1 Optimized irradiation conditions.

$N_C$	Cone Angle (degree)	Energy (arbitrary unit)
2	$\theta_1 = 54.736$	$E_1 = 1$
3	$\theta_0 = 90$ $\theta_1 = 39.232$	$E_0 = 1$ $E_1 = 5/8$
4	$\theta_1 = 70.124$ $\theta_2 = 30.556$	$E_1 = 1$ $E_2 = 0.53340$
5	$\theta_0 = 90$ $\theta_1 = 57.421$ $\theta_2 = 25.017$	$E_0 = 1$ $E_1 = 0.84134$ $E_2 = 0.41647$
6	$\theta_1 = 76.195$ $\theta_2 = 48.608$ $\theta_3 = 21.177$	$E_1 = 1$ $E_2 = 0.77100$ $E_3 = 0.36615$
7	$\theta_0 = 90$ $\theta_1 = 66.056$ $\theta_2 = 42.138$ $\theta_3 = 18.358$	$E_0 = 1$ $E_1 = 0.91356$ $E_2 = 0.66922$ $E_3 = 0.30980$
8	$\theta_1 = 79.430$ $\theta_2 = 58.296$ $\theta_3 = 37.187$ $\theta_4 = 16.201$	$E_1 = 1$ $E_2 = 0.86496$ $E_3 = 0.61315$ $E_4 = 0.27911$

相手のビームが存在すれば、恒等的にすべての奇数モードに対して  $G = 0$  となる。結局、偶数モードに関して

$$G_2 = G_4 = \dots = G_{N_c} = 0 \quad (13)$$

という連立方程式を解けばよい。数値計算によって得られた最適化された円錐群の角度  $\theta$  とエネルギー  $E$  を  $N_C = 8$  まで Table 1 にまとめておく。これと併せて各円錐面上に配分されるべきビームの可能な最少数  $M_i$  も求まっている。例えば  $N_C = 3 : M_0 = 6, M_1 = 5 (N_B = 16)$ ,  $N_C = 4 : M_1 = M_2 = 7 (N_B = 28)$ ,  $N_C = 5 : M_0 = 10, M_1 = 9, M_2 = 8 (N_B = 44)$  などである(ただし  $N_B = \sum_i M_i$ )。

## 5.5 HIF ゲインカーブ

これまで異なるターゲット設計について解説してきたが、最後に重イオン核融合で期待されるエネルギー利得がどの程度のものであるか概観してみる。Fig. 8 は利得  $G$  のドライバーエネルギー  $E_D$  依存性を示したものである。実線は円筒型コンバータを使った場合に理論モデルから得られるカーブで、ビームのスポット半径  $r_F$  [mm] およびイオンの飛程  $R$  [g/cm<sup>2</sup>] の結合変数  $r_F^{3/2}R$  を媒介変数としている[17]。ただしモデルの中で仮定した定数は、理想的な断熱圧縮からどれだけ逸脱しているかを表すエントロピーパラメータ  $\alpha = p/p_{deg} = 2$  およびエネルギー結合効率  $\eta = \eta_t \eta_{hyd} \eta_{con}$  における X 線輸送効率  $\eta_t = 0.35$  と流体力学的効率  $\eta_{hyd} = 0.2$  である。X 線変換効率には(11)式を用いた。一方、各シンボルで表した点は、

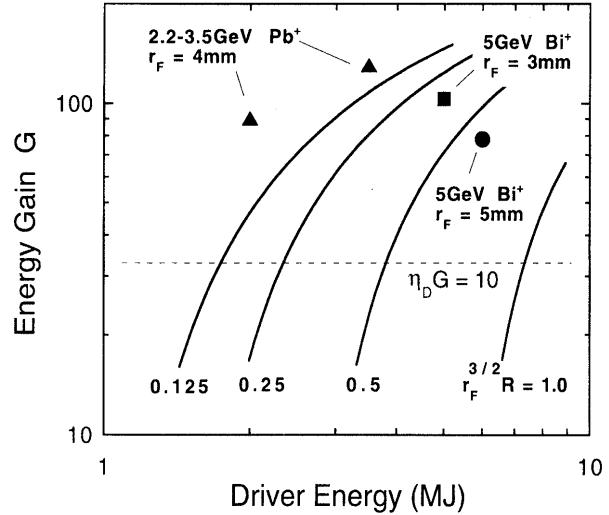


Fig. 8 The gain curves versus the driver energy. The Solid curves are obtained the analytical model using cylindrical converters, where  $r_F$  and  $R$  denote respectively the focal spot radius and the beam stopping range. The symbols are the results obtained by radiation hydrodynamics simulations.

シミュレーションによるポイントデータをプロットしたものである。●はBasko[10]による球殻型コンバータを使った結果である。■は欧州のワーキンググループの設計によるもので[18, 19]、多ビームを使っているが本質的に対面照射配位である。▲は米国ローレンスリバモア国立研究所グループによるもので[20, 21]、円筒状ホーラム中に“パッチワーク”状に複数の物質の詰め物をしてX線変換効率とエネルギー効率を高めようとしたものであるが一様性の評価は必ずしも十分とは言えない。また、同図中に波線で示したのはドライバー効率  $\eta_D$  と利得  $G$  の積で、実用炉に対して要請される必要条件の一つである  $\eta_D G > 10$  を改めて強調したものである。ただしここでは  $\eta_D = 30\%$  を仮定している。ドライバーがレーザーの場合には  $\eta_D = 10\%$  程度が達成目標値であり、この場合は最低  $G = 100$  の実現が要請されることになる。

## 5.6 おわりに

現在、米国の NIF (国立点火施設)、フランスの LMJ (レーザーメガジュール) という慣性核融合における両巨大プロジェクトが進行中である。これらは、21世紀初頭に 2 メガジュール程度のガラスレーザーシステムを構築し、核融合点火を達成しようというものである。では、NIF が西暦2010年頃までに当初の計画どおり点火・燃焼の実証をしたとして、その後はどうなるのか。確かに、ガラスレーザーがエネルギードライバーとして点火実証に最短距離にあることは周知の事実である。が、将来の

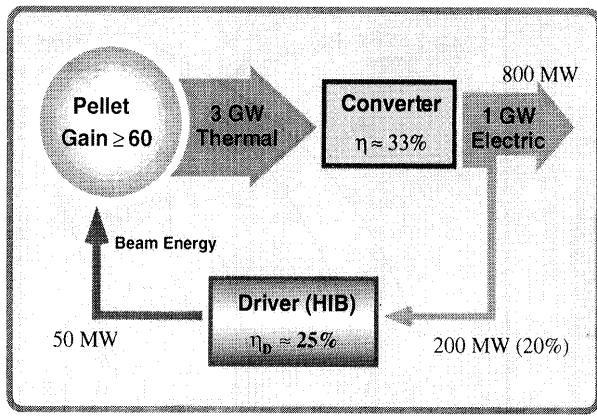


Fig. 9 The energy flow diagram of a HIF power plant. The high driver efficiency as high as 30% significantly reduces the required pellet gain, and this makes it easy to draw different kinds of target design on a wide range.

実用炉を担うドライバーの筆頭候補として、米国エネルギー省は HIB を念頭に置いている。重イオン加速器システムの持つ高信頼性、高繰り返し率、高効率、高安定性といった優れた特性には他のドライバーの追随を許さないほどの完成度がある [22, 23]。特に、ドライバー効率  $\eta_D = 25 - 35\%$  という高い数値ゆえに Fig. 9 に示すようにエネルギー利得がたとえ  $G = 50$  でも十分魅力的な発電システムの設計が期待できる。高利得ターゲット設計をする上で一つの目安は最終目標値としての  $G = 100$  であるが、要請値を 100 から 50 に下げるときわざかファクタ 2 であるがターゲット設計の自由度は相当広くなり、安全ファクタを見込んだ設計が容易になってくる。もちろん、HIB だけでなく DPSSL (Diode Pumped Solid State Laser) やパルスパワーといった他のドライバー候補にも留意する必要があろう。特に、近年高速点火 [24] と呼ばれる新たな点火方式が注目され、我が国では大阪大学レーザー核融合研究センターがペタワットレーザーの開発を完了し世界に先駆けて爆縮実験に着手しようとしている。この高速点火方式は HIB を使っても原理的に成立するはずであり、我が国でも今後のターゲットおよび加速器設計における要検討事項と考えられる。いずれにしても米国では今後これらの研究開発動向を見据えた上で最終的な選択は 2020 年以降となる見込みである。慣性核融合は炉心とドライバーに対する研究開発が互いに分離して推進できる点が磁場方式にはない利点でもあるが、それぞれが全く独立独歩に進んでいけるわけでもない。

重イオン加速器が本来持つ高エネルギー指向と HIF ターゲット設計のための低エネルギー指向との折り合うトータルな最適設計を構築しなくてはならない。

## 参考文献

- [1] J.D. Lindl, *Inertial Confinement Fusion* (AIP Press, New York, 1988).
- [2] M. Murakami and J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Fusion 31, 1315 (1991).
- [3] M. Murakami and K. Nishihara, Jpn. J. Appl. Phys. 25, 242 (1986).
- [4] M. Murakami and J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Fusion 31, 1333 (1991).
- [5] M. Murakami, Nucl. Fusion 32, 1715 (1992).
- [6] S. Skupsky and K. Lee, J. Appl. Phys. 54, 3662 (1983).
- [7] M. Murakami, K. Nishihara and H. Azechi, J. Appl. Phys. 74, 802 (1993).
- [8] M. Murakami, J. Meyer-ter-Vehn and R. Ramis, J. X-Ray Sci. Technol. 2, 127 (1990).
- [9] K. Imasaki *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 25, L83 (1984).
- [10] M.M. Basko, Nucl. Fusion 39, 1031 (1999).
- [11] M.M. Basko, Nucl. Fusion 33, 615 (1993).
- [12] M.M. Basko and J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Fusion 33, 601 (1993).
- [13] R. Kidder, Nucl. Fusion 16, 1 (1976).
- [14] S. Atzeni, Nucl. Fusion 32, 557 (1992).
- [15] M. Murakami, Fusion Eng. Des. 44, 111 (1999).
- [16] J. Mark, Phys. Lett. A 114, 458 (1986).
- [17] J. Meyer-ter-Vehn and M. Murakami, Part. Accel. 37-38, 519 (1992).
- [18] The HIDIF-Study, Report of the European Study Group on Heavy Ion Driven Inertial Fusion for the period 1995-1998, Rep.GSI-98-06, Gesellschaft fuer Schwerionenforschung, Darmstadt (1998).
- [19] R. Ramis *et al.*, *Proceedings of the 1st International Conference on Inertial Fusion Science and Applications*, Bordeaux, France (1999).
- [20] D.D.-M. Ho, J.D. Lindl, and M. Tabak, Nucl. Fusion 34, 1081 (1994).
- [21] D.A. Callahan-Miller and M. Tabak, Nucl. Fusion 39, 1547 (1999).
- [22] R.C. Arnold and J. Meyer-ter-Vehn, Rep. Prog. Phys. 50, 559 (1987).
- [23] J.D. Lindl, Phys. Plasmas 2, 3933 (1995).
- [24] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas 1, 1626 (1994).