

特集

核エネルギー利用技術の進歩

# 慣性核融合

## Inertial Confinement Fusion

山中龍彦\*

Tatsuhiko Yamanaka

### 1. まえがき

レーザーによる慣性核融合研究は、過去10年に急速な進展を遂げ、図-1に見るように臨界プラズマ条件の達成が目前に迫りつつある。

慣性核融合は、固体の球殻状の燃料ペレットに強力なパルスレーザーを四周より一様に照射し、燃料ペレット表面に発生した高温プラズマの真空中への噴出の反作用（ロケット作用）によりDT燃料を球の中心に圧縮（これを爆縮という）し、固体密度の千倍以上のプ

ラズマ密度を実現し、瞬時に核融合反応を完了させ、エネルギーを取り出す方式である。すなわち慣性核融合炉ではガソリンエンジンのスパークプラグに相当するパルスレーザー、この代替となる高エネルギー軽イオンビーム、重イオンビームで核融合反応を1~10 Hzで起こさせる。このため燃料ペレットとレーザーとは相補の関係にある。燃料ペレットでの核融合反応効率が高くなると、レーザーに要求される効率、出力は軽減されることになる。

慣性核融合は炉工学的に次の特徴を持つ。1) プラズマを閉じ込める磁界を必要とせず、炉とレーザー装置を完全に分離して配置出来るため、炉構造が単純となる。2) プラズマへの炉壁よりの不純物の混入が問題にならないため、炉の第一壁の内面に液体金属ブランケットが配置出来る。これによりD-T反応による14MeV中性子やプラズマ粒子、X線より第一壁が保護でき、材料面での問題は磁気閉じ込め核融合に比べて格段に軽減できる。3) 炉工学試験段階までは単パルスでの実験が可能であるばかりでなく、主装置であるレーザーは必要に応じて増幅器を設置することにより増強出来るため、研究の経済効率が高い。これらの特徴は慣性核融合が基盤とする物理、技術が磁気閉じ込め核融合と全く異なることによる。

本稿では、慣性核融合の原理を復習し、研究の現状を、今後の課題も含めて記す。

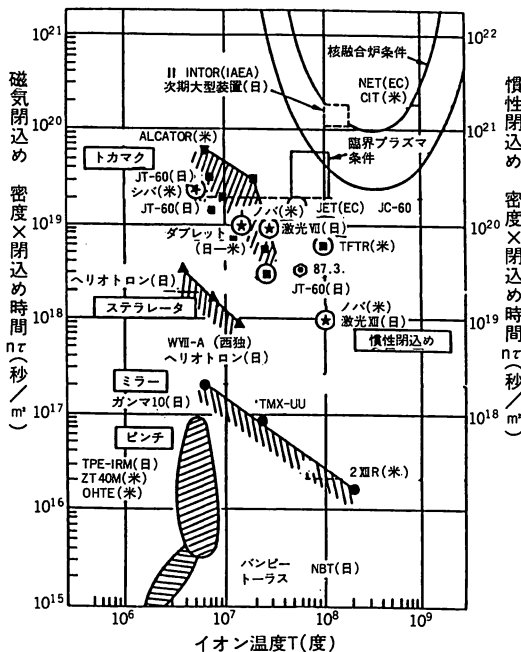
### 2. 慣性核融合の原理

均一に圧縮された図-2(a)に示すDT燃料を考える。この球燃料の半径R、質量密度ρ、温度をTとすると、熱エネルギーE<sub>th</sub>は、

$$E_{th} = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{\rho}{m_i} \cdot 2 \cdot \frac{3}{2} T$$

$$= 4 \pi \frac{(\rho R)^3}{m_i \rho^2} T \quad (1)$$

となる。ここで m<sub>i</sub> は DT の平均イオン質量 (4.2 ×

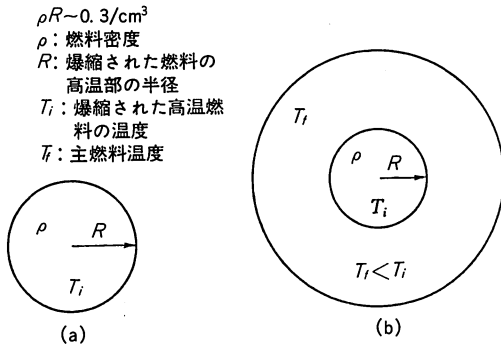


(図中激光X11, ノバが慣性核融合での達成点である。)

- 1) トカマク (■印) では、平均温度あるいは中心 (最高) 温度の1/2を示した。他の方式では最高温度を示した。
- 2) 核融合炉条件とは磁気閉じ込めでは自己点火条件、慣性閉じ込めではペレット利得100を仮定した。

図-1 核融合研究開発の現状<sup>3)</sup>

\* 大阪大学レーザー核融合研究センター教授  
〒565 吹田市山田丘2-6



(a) 全体が一様に加熱された状態で体積点火とよばれる。  
 (b) 中心部に高温のイグナイターを持ち、周辺部は $\alpha$ 粒子によって加熱され高い利得が達成される。

図-2 爆縮された燃料の概念<sup>2)</sup>

$10^{-24}$  g) である。上式を固体 DT の密度  $\rho$  を DT の固体密度  $\rho_s = 0.213$  g の比として書き表わすと、

$$E_{th} = 1.06 \times 10^4 \frac{(\rho R)^3 T_k}{(\rho / \rho_s)^2} \quad (\text{MJ}) \quad (1')$$

となる。ここで  $T_k$  は keV で測った温度である。

慣性核融合の場合、反応時間は圧縮された燃料プラズマが音速  $C_s = (2T/m_i)^{1/2} \text{ cm s}^{-1}$  で膨張し、反応が停止するまでの時間、

$$\tau = \frac{R}{4C_s} \quad (2)$$

で与えられる。核融合反応率が小さい、すなわち  $\rho R$  が小さい場合には、核融合出力エネルギーは、

$$E_f = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{1}{4} \left(\frac{\rho}{m_i}\right)^2 \langle \bar{\sigma} v \rangle W_0 \tau$$

$$= 1.5 \times 10^{27} \frac{(\rho R)^4 \langle \bar{\sigma} v \rangle}{(\rho / \rho_s)^2 C_s} \quad (\text{MJ}) \quad (3)$$

となる。ここで  $W_0$  は反応あたりの核融合出力 17.6 MeV、 $\langle \bar{\sigma} v \rangle$  は温度で決まる反応速度である。(1')、(3)式より核融合コア利得  $G = E_f / E_{th}$  はプラズマ温度が一定であると  $\rho R$  に比例して増大し、このプラズマの熱エネルギー、すなわち、このプラズマを作るに必要なレーザーエネルギー  $E_L$  は密度  $\rho^2$  に逆比例して減少することが判る。この  $\rho R$  は磁気閉じ込め核融合でのプラズマ閉じ込め性能  $n\tau$  に相当する核融合進展の目安となる。

(1)式で表わされるプラズマをレーザー爆縮により生成するのに必要なレーザーエネルギーは、レーザーの吸収率を  $\eta_{ab}$ 、圧縮コアを生成する効率(流体力学

的效率)を  $\eta_t$  とすると、全エネルギー結合効率は  $\eta_c = \eta_{ab} \cdot \eta_t$  と書け、

$$E_L = \frac{E_{th}}{\eta_c} = \frac{E_{th}}{\eta_{ab} \cdot \eta_t} \quad (4)$$

となる。

以上の議論より、慣性核融合では所要レーザーエネルギーを低減するために、結合効率  $\eta_c$  を上げ、如何に効率よく高密度圧縮を達成するかが研究課題となる。

核融合出力が投射レーザーエネルギーに等しくなるペレット利得  $Q=1$  (ブレイクイーブン) を達成するために必要なレーザーエネルギーは、結合効率  $\eta_c = 0.1$ 、イオン温度 10keV、 $\rho / \rho_s = 1000$  とすると  $E_L = 540$  kJ となる。この時の  $\rho R$  は  $0.8 \text{ g cm}^{-2}$  である。このように  $\rho R$  が高い状態では核融合反応により発生したエネルギー 3.5MeV の  $\alpha$  粒子がプラズマ中で有効に吸収され、これによるプラズマ加熱が起り、反応率は増大する。  $T=10\text{keV}$ 、 $\rho=1000\rho_s$  プラズマ中での  $\alpha$  粒子のレンジ  $\rho \lambda_\alpha$  ( $\lambda_\alpha$ :  $\alpha$  粒子の平均自由行程) は  $\sim 0.3 \text{ g cm}^{-2}$  である<sup>1)</sup>。  $\rho=1000\rho_s$ 、 $T=\text{keV}$ 、 $\rho R=0.3 \text{ g cm}^{-2}$  の初期プラズマを形成すればブレイクイーブンが達成されていることが確かめられている。この時のレーザーエネルギーは  $E_L = 28 \text{ kJ}$  となる。しかし、現実的には、爆縮がある程度不均一であることは避けられないので 100kJ 程度のレーザーを準備する必要がある。

レーザー核融合炉を実現するには、電気よりレーザーへの変換効率を 10% とし、発生エネルギーの  $1/3$  でレーザーを運転する系で設計を行なうと、ペレット利得  $Q=100\sim 200$  が必要となる。これに必要なレーザーエネルギーは次のようになる。このような高利得を実現するには図-2(b)に示すような点火部と主燃料とより爆縮プラズマを実現する。この状態では反応率が非常に大きくなり(3)式は使えなくなる。  $\rho R$  が大きく、 $\alpha$  粒子加熱が起り、これにより主燃料での反応が進展する状態では、反応による燃料の減少を考慮する必要がある。この状態での反応率は、

$$f_B = \frac{\rho R}{\beta + \rho R} \quad (5)$$

で与えられる<sup>3)</sup>。ここで  $\beta = 8 m_i C_s / \langle \bar{\sigma} v \rangle$  で温度のみの関数である。理論シミュレーションの結果によると  $\alpha$  粒子加熱により、反応プラズマの温度は  $\sim 100$  keV に達する<sup>4)</sup>。これより  $T=100\text{keV}$  での  $C_s \langle \bar{\sigma} v \rangle$  を採用すると  $\beta=10$  となり、 $f_B$  は、

$$f_B = \frac{\rho R}{10 + \rho R} \quad (5')$$

となる。

これを用いると核融合出力エネルギーは、

$$E_f = \frac{4}{3} \pi \frac{(\rho R)^3}{m_i \rho^2} \cdot f_B \cdot \frac{W_0}{2}$$

$$= 3.1 \times 10^7 \frac{1}{(\rho / \rho_s)^2} \frac{(\rho R)^4}{10 + \rho R} \quad (\text{MJ}) \quad (6)$$

$(\rho / \rho_s) 1000$  で  $Q=200$  ( $G=2000$ ) を達成するために必要なレーザーエネルギー  $E_L$ ,  $\rho R$  が求まる。

$$\rho R = \frac{20T_k}{3 - 2T_k} \quad (\text{g cm}^{-2}) \quad (7)$$

$$E_L = 800 \frac{T_k^4}{(3 - 2T_k)^3} \quad (\text{MJ}) \quad (8)$$

$T_k=0.5\text{keV}$  とすると  $\rho R = 5 \text{ g cm}^{-2}$ ,  $E_L \sim 6 \text{ MJ}$  となり、核融合出力エネルギー  $E_f = 1200 \text{ MJ}$  を得る。

これを  $10\text{Hz}$  で動作させると  $L_i$  ブランケットによる  $1.67$  倍のエネルギー増倍を無視しても熱出力  $1200$  万キロワット核融合炉、電気出力  $320$  万キロワット (変換効率  $40\%$  仮定) の発電所となる。

### 3. レーザー核融合実験

前節で考察したようなレーザー核融合の炉心プラズマを実現するには次の物理、比例則を実験的に解明する必要がある。

- 1) 燃料ペレットでのレーザー光の吸収率  $\eta_{ab}$  の比例則
- 2) 固体密度の千倍の圧縮を実現するために必要な圧縮速度を得るためのプラズマの噴出圧力の達成と、その比例則
- 3) 燃料ペレット表面で吸収されたエネルギーにより爆縮を起させる流体力学的効率  $\eta_t$ , もしくは、吸収効率をも含めた全エネルギー結合効率  $\eta_c$  の比例則
- 4) 核融合点火に必要な図-2(b)のイグナイターとなる高温プラズマの実証
- 5) 主燃料となる固体DT密度の千倍以上の低温プラズマを球対称性よく実現すること。
- 6) 圧縮コアで発生した核融合反応による  $\alpha$  粒子で燃料の自己加熱 (イグニション) が起る燃料ペレット利得  $Q=1$  ( $\sim$ ブレイクイーブン状態) を実現し、核燃焼波の振舞を解明すること。
- 7) 最後に、高利得に不可欠なイグナイターと主燃料が図-1(b)の形で同時に存在する状態を相当規模

のレーザーで実現することである。

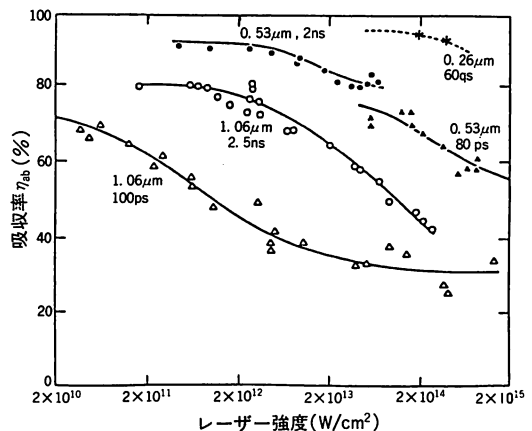
レーザー核融合研究では上記課題の 1) より順に地道な実験研究が、理論的かつ密接な連携を保ちつつ進められ、現在、5) の最終段階にまで達している。6), 7) の研究を進めるための  $100\text{kJ}$  級レーザーの建設が待たれている。

#### 3.1 レーザー吸収の比例則

吸収率のレーザー波長、レーザー強度に対する依存性を図-3に示す。図より判るように吸収率はレーザー波長が短くなるほど上昇し、強度の増加とともに減少する。波長  $0.26 \mu\text{m}$  のガラスレーザー光の  $4$  倍高調の場合、レーザー強度  $I = 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$  で  $95\%$  の吸収率が得られ、また波長  $0.53 \mu\text{m}$  の第  $2$  高調波で  $70\%$  の吸収率が得られている。これより集光レンズ等の光学素子として溶解石英が使用出来るガラスレーザーの第  $3$  高調波 (波長  $0.35 \mu\text{m}$ ) 近傍の波長が実用上適しているといえる。

この吸収機構は、プラズマ中に入射したレーザー光の電界により、電子が振動し、イオンと衝突して、そのエネルギーを熱化する逆制動放射過程<sup>6)</sup> によるもので、古典吸収と呼ばれている。しかし図-3ではプロットされていないが、レーザー強度  $I$  が  $I \lambda^2 \sim 10^{14} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$  を越すと、共鳴吸収<sup>7)</sup> が発生し、吸収率は、再び上昇する。ここで  $\lambda$  はレーザー波長である。しかし、この吸収機構では高速の電子が発生し<sup>8)</sup>、燃料の先行加熱の原因となり、高密度圧縮には適さない。このことよりも  $10.6 \mu\text{m}$  の  $\text{CO}_2$  レーザーや  $1.06 \mu\text{m}$  のガラスレーザーよりも上述の短波長レーザーがよいことがわかる。

この他、吸収と深い関わりを持つ現象として、遮断



短波長レーザーほど高い吸収率が得られる。

図-3 吸収率のレーザー波長、レーザー強度依存性<sup>3)</sup>

密度  $n_c$  以下の低密度側で発生する誘導ブリルアン散乱 (SBS) や、 $\frac{1}{4}n_c$  近傍で起る誘導ラマン散乱 (SRS)、2 プラズモン崩壊不安定性<sup>9)</sup> がある。前者はレーザー光のエネルギー損失に、後者は高速電子を発生し、先行加熱に作用する。これらの現象も、レーザー波長が短くなると抑制される。燃料ペレット直径  $\sim 1$  mm、投射レーザーエネルギー 20kJ (パルス幅 1ns) で、レーザー波長が  $0.53\mu\text{m}$  以下では、ほとんど問題にならない。この点よりも短波長レーザーが有効である。

しかし、ブレークイブ実験に用いられる比較的パルス幅の長い ( $\sim 3$  ns) 100kJ 以上のレーザーで、燃料ペレットの直径も数mmになると、噴出プラズマの密度勾配の特性長が長くなり、これらの現象が吸収効率、燃料の先行加熱に作用する可能性がある。この点に関しては、今後研究する必要がある。

### 3.2 プラズマの噴出圧力とエネルギー輸送

爆縮の流体力学的効率  $\eta_f$  を高くとるためには球殻状の燃料ペレットが適している。この構造の燃料ペレットを爆縮し、固体密度の千倍の密度を達成するには、 $\sim 4 \times 10^7 \text{cm s}^{-1}$  の圧縮速度を実現する必要がある。この圧縮速度を燃料ペレットの表面に発生したプラズマの噴出の反作用 (ロケット作用) で、ロケットと同様にプラズマの噴出という形で質量を減らしながら得るには、噴出圧力として 10Mbar (千万気圧) 以上が必要である。

この噴出圧力は、レーザーの吸収領域から固体密度領域へ電子熱伝導によりエネルギーが運ばれ、両領域の間にディフラグレーション (deflagration) と呼ばれる領域が形成され、亜音速流でプラズマが噴出することにより生ずる。固体密度領域とレーザー吸収の遮断密度点の距離は、レーザー波長が短くなるほど近づくことになり、噴出圧力も増大する。図-4に波

長  $1.05\mu\text{m}$  のガラスレーザー光と、その第2高調波である  $0.53\mu\text{m}$  光に対する噴出圧力の吸収レーザー強度に対する依存性を示す。波長  $0.53\mu\text{m}$  光に対して  $10^{14} \text{Wcm}^{-2}$  で 10Mbar が得られていることが判る。

この噴出圧力を決める電子熱伝導機構の解明は、シミュレーションにより実験で得られた結果を正しく記述し、爆縮のダイナミクスを解析するために重要である。電子熱流速は、温度勾配の特性長が、電子の平均自由行程よりも長い場合には、よく知られた Spitzer の表式で与えられる。レーザープラズマの場合には、加熱が局所的に起り急峻な温度勾配を持ち、Spitzer の表示で記述出来ないことが実験的に示されている。シミュレーションと実験の比較の結果、自由流速  $Q = n_e v_e T_e$  ( $n_e$ : 電子密度、 $v_e$ : 電子速度、 $T_e$ : 電子温度) にある制限係数  $f$  を乗じた値となることが明らかになっている。この  $f$  値はターゲットプラズマの荷電数  $Z$  により多少異なるが  $0.03 \sim 0.1$  となることが、多くの実験、理論研究で示されている。

その後、実験的に決定される熱流速制限係数  $f$  を用いなくて記述する努力が理論的になされた。プラズマを構成している個々の電子の寄与が計算出来る Fokker-Plank 方程式を不均一プラズマ中で解くことにより、吸収領域で加熱された電子の高エネルギーテール部は低温部まで達するという、非局所加熱効果が示された<sup>10)</sup>。Fokker-Plank 方程式を導入すれば、熱流速を正しく計算することが出来るが、レーザー爆縮の全シナリオをシミュレーションすることは困難であるため、非局所加熱効果を取り入れた表示の研究がなされ、Spitzer の表式に高次微分効果を導入する方式<sup>11)</sup> や、Spitzer の表示をベースとした積分表示方式<sup>12)</sup> が提案され、実験とよい一致を得ている。

しかし、最近になって実験が行なわれるようになった高密度爆縮に用いられる低荷電プラズマ ( $Z = 1 \sim 4$ ) のプラズマでは、爆縮の流体運動は前述の取り扱いで正しく記述されているが、爆縮されたコアプラズマで相異が生ずることが発見された。この原因を明らかにするために再度、Fokker-Plank 方程式による解析が行なわれた結果、レーザー吸収領域で生成された Maxwell 分布をした電子の高エネルギーテールが燃料の先行加熱に作用している可能性が見い出された。<sup>13)</sup> この結果、電子分布をエネルギーの異なる多くのグループに分割して電子熱伝導を計算する試みが行なわれている。

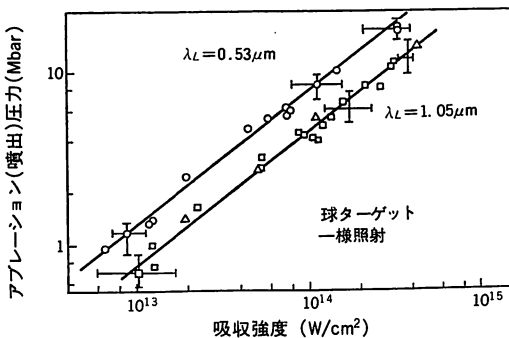
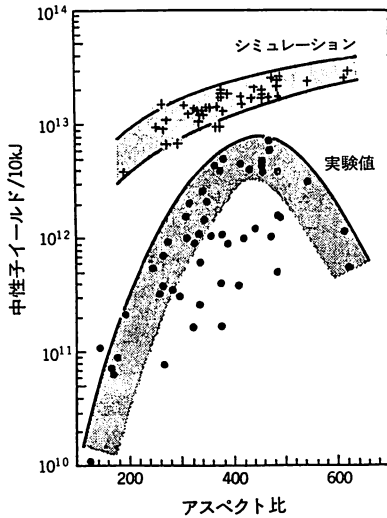


図-4 噴出圧力の吸収レーザー強度依存性<sup>3)</sup> (阪大)



アスペクト比450付近でスタグネーションフリーの爆縮が実現され、中性子発生数が一次元シミュレーション値に近い最大値が得られる。(阪大)

図-5 中性子発生量と燃料ペレットのアスペクト比との関係

### 3.3 高中性子イールド実験

イグナイターとなる高温で、高い核融合反応率が得られる状態を実現するためにガラス球殻 (GMB) に DTガスを充填した燃料ペレットをターゲットとして実施された。ごく最近までは、圧縮時の流体力学的不安定性によるGMBのブレイクアップを避けるためにGMBの半径 $R$ と壁厚 $\Delta R$ の比 $R/\Delta R$  (アスペクト比) が比較的小さいペレットが用いられた。しかし、この実験で得られた核融合反応率 (中性子数) は一次元のシミュレーション結果と2桁程度の差が常に見られた。大阪大学のグループは、この相異が爆縮の最終時 (スタグネーション相) でのDT燃料とピストン (プッシャー) として働くGMBプラズマとの混合によることを突きとめた。この混合はGMBプラズマの前を走るDT燃料中の衝撃波が、燃料ペレットの中心 (球の中心) で反射した後にGMBプラズマと衝突する際に生ずる。この混合を回避するには、衝撃波の反射がスタグネーション相で起るように爆縮を実行すればよいこと (スタグネーションフリー状態) を提案した。これが可能な燃料ペレットとレーザー波形を調整した実験を実施し、図-5に示すように一次元シミュレーションと係数2以内で中性子発生数が一致することを見いだした。実験ではスタグネーションフリー状態はアスペクト比が400~500で実現され、中性子発生数 $10^{13}$ /ショット、燃料ペレット利得 $Q=0.2\%$ が達成さ

れた。<sup>14)</sup> この $Q=0.2$ は10kJ級レーザーで得られた世界最高値である。実験に用いられたレーザーは波長 $0.53\ \mu\text{m}$ の激光Ⅻ号ガラスレーザーで、投射レーザーエネルギーは15kJであった。燃料ペレットは直径 $1.2\ \mu\text{m}$ 、壁厚 $1.3\ \mu\text{m}$ のGMBにDTを6.2気圧充填した大直径高アスペクト比 (LHART) である。

アスペクト比が500よりも大きい所で中性子発生数が減少するのは、プッシャーが燃えつきてなくなることによる。

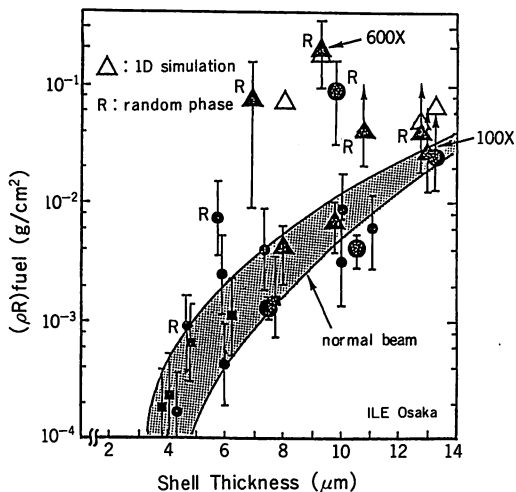
GMBにDT燃料を充填したペレットに直接レーザー照射して爆縮を行なう直接照射方式によりイグナイターとなる高温の高核融合反応コアが形成出来ることが明らかになったと言える。

### 3.4 高密度圧縮とエネルギー結合効率

高密度圧縮を実現するには、燃料ペレット表面での噴出圧力の非一様性に原因する圧縮途中での変形や流体力学的不安定性 (レーリー-テラー不安定性) を排除し、シェル状燃料ペレットを爆縮する必要がある。直接照射方式では、照射レーザー光の非一様性が重要で、レーザー強度にして3%以内の非一様性を確保する必要があることが理論的に指摘されている。直接照射の場合、幾何学的配置の関係上、ビーム数が有限となるため、射照光学系に工夫が必要となる。この問題を排除するために考察された方式が間接照射方式である。レーザー光を燃料ペレットを内部に持つ空洞 (キャピティ) で軟X線に変換し、それにより燃料ペレットを爆縮する。大阪大学で提案されたのがキャノンボールターゲットで、米国リバモア国立研究所 (LLNL) で提案されたのが Hohlraum ターゲットである。

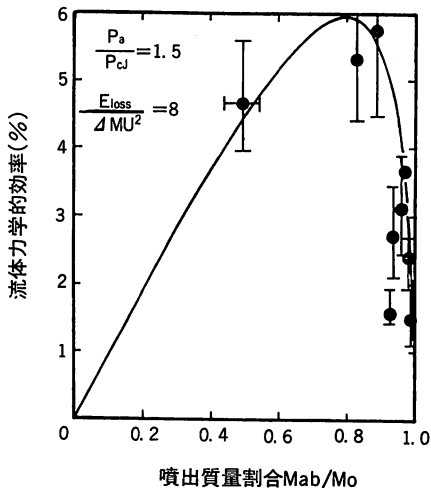
直接照射による高密度圧縮実験は1988年に急速な進展を遂げ重水素化ポリエチレン (CD) 球殻燃料ペレットを用いた激光Ⅻ号実験 (波長 $0.53\ \mu\text{m}$ 、エネルギー8kJ) で、爆縮コアでの重水素 (D) のみの密度で、固体密度の600倍、 $\rho R$ 値で $0.1\ \text{g cm}^{-2}$ 以上が達成された。<sup>15)</sup> これらの値は現在までに得られた最高の値で、Dと1対1で含まれているCをも考慮すると、慣性核融合研究が目標とする固体密度の1000倍以上の密度が実証されたと考えてよい状態に達している。今後の課題は、純粋のDTまたは $D_2$ 燃料ペレットを用い、1000倍の爆縮密度を確認するとともにレーザーエネルギーの増強を図り、課題の6) 7) の研究を進めることである。

この固体密度の600倍の圧縮は図-6に示すように、レーザー光の位相を空間的に乱す大阪大学で考案され



Rはランダム位相光によりレーザー照射の一様性が改善されたデーターで直径0.5mm、壁厚さ9μmで固体D密度の600倍がえられている。

図-6 CD球殻燃料ペレットによる高密度圧縮実験



実線はロケットモデルによる倫理値である。

図-7 レーザーより圧縮プラズマへの流体力学的効率η<sub>i</sub>と噴出質量の関係

ランダム位相板をレーザーの集光レンズの前者に配置し、燃料ペレット上でのレーザー光の強度分布の一様性を改良したことによる。この実験により得られたρR値は一次元シミュレーション値とも良い一致を示すが、発生中性子数はシミュレーション値より3桁余り小さい。これは最大圧縮時に運動エネルギーが熱エネルギーに100%変換されていないことや、爆縮コアの非対称性が存在している等の原因が考えられる。今後の研究課題である。

この他、米国ロチェスター大学では波長0.35μm、エネルギー1~1.5kJ、24ビームのランダム位相光をGMB内面に固体DT層を配した燃料ペレットに照射することにより100倍の圧縮を達成している。<sup>16)</sup> 大阪大学ではCD球殻燃料ペレットの次の段階の燃料ペレットとしてスポンジ状のフォームシェルに固体重水素を充填した球殻燃料ペレットでも実験が行なわれている。現在の所、ペレットの球対称性に問題があり高い圧縮密度は得られていないが、今後の研究にとって重要な方法である。

またLLNLではDTガス燃料を有する燃料ペレットを持つ Hohlraum ターゲットにより半径比で30倍の安定な圧縮を達成している。<sup>17)</sup>

レーザーより爆縮コアへの全エネルギー結合効率に関しては、激光Ⅻ号0.53μmレーザーで詳細に研究され、図-7に示すように流体力学的効率6%が得られている。

#### 4. むすび

本稿では紙面の都合上、爆縮に用いられるレーザーをはじめとするエネルギードライバー、燃料ペレット、爆縮プラズマの診断技術については割愛した。しかしこれら核融合研究の成果は、レーザー技術、燃料ペレット技術、診断技術の目ざましい進展による所が大である。

レーザー技術に関しては、大阪大学の出力30kJ激光Ⅻ号12ビームガラスレーザーで、12ビーム間のエネルギーバランス精度98%が得られている。短波長化のための高調波発生効率では~70%が達成され、これらの成果が爆縮核融合実験に大きく寄与した。ブレイクイブロン実験用の100kJシステムの設計が既に完了し、高利得実験用の10MJガラスレーザーシステム Athena<sup>19)</sup>の設計も進んでいる。炉用レーザーとしては高繰返し半導体レーザー励起の固体レーザーの研究が既に開始されており、有望視されている。この他KrFレーザー、自由電子レーザーの研究も精力的に行なわれ、次世代レーザーとして期待されている。

燃料ペレットに関しては、先に述べた低密度フォームシェル(ρ:50mgcm<sup>-3</sup>)に固体DTを均一に充填する技術開発が進んでいる。この燃料ペレットは炉用燃料として実用化されるであろう。

診断技術としては、核融合反応計測、燃料中に充填したトレーサーを発生した中性子で放射化し、その放射化量によりρRを計測する技術が開発され、実験で

達成された高い密度と $\rho R$ の計測が可能になった。また核融合反応時間(～数100ps)を時間分解能～50psで計測出来る中性子ストリークカメラが開発され、<sup>20)</sup>今後の研究に大きく寄与するのであろう。

レーザー技術、診断技術に関しては文献2)を参照されたい。

今後の慣性核融合研究に関しては、固体DT密度の1000倍以上を安定に実現するための爆縮の対称性に関する比例則、核燃焼波の振舞を詳細に研究し、高温のイグナイターと低温の主燃料が同時に存在する図-2(b)の状態を効率よく実現する方法を研究すると共に高繰返し高効率エネルギードライバーの技術開発を強力に進める必要があろう。

#### 参 考 文 献

- 0) 中井；エネルギー・資源9, No4 346 (1988, 7月号)
- 1) G.S.Fraley, et al；Phys. Fluids 17, 474 (1944)
- 2) 山中(4)；電子情報通信学会誌71, 697 (1988)
- 3) S.E.Bodner；J. Fusion Energy 1, 211 (1981)
- 4) 高部；私信
- 5) C.G.Labooune et al；Rapport d'Activite 1979, GRECO Interaction Laser-Mative (Ecole Polytechnique, Palaiseau, France)
- 6) 山中(千)監著；「レーザー工学」P109コロナ社(1981)

- 7) V.L.Ginburg "The Propagation of Electro magnetic Waves in Plasmas" P260 Pergamon Press (1970)
- 8) K.Estabrook & W.L.Kruer；Phys. Rev. Lett, 40, 42 (1978)
- 9) K.Tanaka, et al；Phys. Rev. Lett, 48, 1179 (1982)
- 10) J.Albritton；Phys. Rev. Lett, 57, 2078 (1983)
- 11) Y.Kishimoto & K.Mima；J Phys. Soc, Jpn. 52, 3389 (1983)
- 12) J.F.Luciani, et al；Phys. Rev. Lett, 51, 1664 (1983)
- 13) K.Mima, et al；12th Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nuclear Fusion Research B-III-2, (1988) Nice, France.
- 14) C.Yamanaka & S.Nakai；Natuve 319, 757 (1986)
- 15) K.Mima；30th Ann. Meet. DPP of APS, 214 (1988)
- 16) R.McCrory et al；12th Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nuclear Fusion Research B-II-2, (1988) Nice, France.
- 17) E.Storm et al；12th Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nuclear Fusion Research B-I-3, (1988) Nice, France.
- 18) S.Nakai, et al；12th Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nuclear Fusion Research B-I-1, (1988) Nice, France.
- 19) J.Hogan；International symposium on Fusion Nuclear Technology, MO-14, April 10-15 (1988)
- 20) 山中(龍)；応用物理58, 143 (1989)

