

# 重イオンクラスター衝撃核融合の可能性

村本哲也・山村泰道\*

岡山理科大学大学院理学研究科博士課程材質理学専攻

\*岡山理科大学理学部応用物理学科

(1994年9月30日 受理)

## 要 旨

TiD<sub>2</sub> 標的上への重イオンクラスター衝撃による核融合の可能性を調べるため、時間発展型モンテカルロ・コード DYACAT によるシミュレーションを実行した。重イオンクラスターとして、(Al)<sub>N</sub>、(Ti)<sub>N</sub>、(Ag)<sub>N</sub> を考慮した。計算の結果、これら三種のクラスター衝撃により長寿命の準熱平衡状態を作り出せる事と、Al クラスター が三種の中で最も効果的に標的重水素へクラスターエネルギーを渡せる事が分かった。(Al)<sub>N</sub> 衝撃に対して、衝撃領域内の標的重水素原子の温度は  $kT = kT_0 \exp(-t/\tau)$  で表され、初期値は  $kT_0 = E_0^{1.13}/79.6[\text{eV}]$ 、冷却の時定数は  $\tau = 2.1 \times 10^2 N^{0.10}/E_0^{0.12}[\text{fs}]$  で与えられる事が判明した。ただし  $E_0$  は原子当りのクラスターエネルギー[eV]である。D(d,p)T 反応によるクラスター衝撃当り核融合収量は、50 keV/原子の (Al)<sub>200</sub> 衝撃に対して10<sup>-11</sup>のオーダーである。

## 1. 序 論

本論文でのクラスターとは、数十から数千個の原子で構成される、巨大な塊状原子集団の事である。固体表面上へのクラスター衝撃は、極く狭い衝撃領域内に粒子とエネルギーの高密度状態を作り出すので、単原子イオンビーム照射では見られない特有の非線形現象の発生が期待されている。

高エネルギーのクラスター衝撃実験として、1989年に Beuhler 達が300 keV に加速した25から1300分子の重水クラスターイオンを TiD 固体に打ち込んで、10<sup>-11</sup>~10<sup>-12</sup>程度の異常に高い核融合収量を報告した<sup>1)</sup>。1991年までに Bea 達や Beuhler 達によって報告された実験収量も同様の結果を示した<sup>2-4)</sup>。理論的研究の結果は実験結果に対して否定的だった<sup>5-10)</sup>。例えば、Carraro 達が報告した理論値は実験値の10<sup>-10</sup>程度である<sup>5)</sup>。これは加速器内で重水クラスターが壊れて発生した高エネルギー重水素原子による直接反応が原因であると、1992年に Beuhler 達が報告している<sup>11)</sup>。

最近、我々は TiD 標的上への高エネルギー重水クラスター衝撃核融合において、クラスターに含まれていた重水素原子よりも標的を構成していた重水素原子の方が重要な役割を

果す事を理論的に示した<sup>10)</sup>。即ち、クラスターに重水素が含まれている必要は無い。重イオンクラスターを用いるならば、直接反応の寄与を取り除いてクラスター効果を調べる事ができる。

本研究の目的は重イオンクラスター衝撃核融合収量を理論的に評価し、クラスター効果を予測する事である。本論文では、非晶系内での原子衝突を二体衝突近似に基づき時間発展的に追跡するモンテカルロ・コード DYACAT によるシミュレーションで、TiD<sub>2</sub> 標的の上への重イオンクラスター衝撃による衝撃領域のエネルギー特性、例えばエネルギースペクトル、標的重水素原子温度、冷却の時定数を調べ、熱核融合モデルにより核融合収量を評価した。

## 2. シミュレーション・モデル

計算機シミュレーションはクラスター衝撃現象を研究するための最も強力な手段の一つである。クラスター衝撃現象をシミュレートするには運動する粒子間の衝突、標的の時間的変化を取り扱う必要があり、現在、計算法が二つある。一つは分子動力学法<sup>8,9,12,13)</sup>で、もう一つは Yamamura によって開発された時間発展型二体衝突近似コード DYACAT<sup>10,14)</sup>である。DYACAT コードは非晶系内での原子衝突を二体衝突近似に基づき時間発展的に追跡する動力的シミュレーションのために開発された。DYACAT コードの詳細な説明は文献14) に記されているが、本節ではシミュレーション・モデルを概説する。

DYACAT コードにおいてクラスター原子と反跳原子は時間発展的な減速過程の間中、それらの運動エネルギーが既定のカットオフエネルギー  $E_c$  以下になるまで追跡される。変位しきい値エネルギーは減速が終わるまでの間は 0 とされる。しかし、もしも  $U - E_B \geq E_c$  ならば静止した標的原子はカスケードに加わる。ここで  $U$  は衝突後に標的原子へ移る運動エネルギーで、 $E_B$  はバルク結合エネルギーである。現在の計算において  $E_B$  は全ての場合で 1.0 eV と定められている。Moliere ポテンシャルが弾性散乱の原子間ポテンシャルとして用いられている。固体内での電子的エネルギー損失は Oen-Robinson の局在モデル<sup>15)</sup>を用いて評価される。その電子的阻止能公式に含まれる係数は、重イオンに対しては Lindhard の式<sup>16)</sup>から、重水素原子に対しては Ziegler の表<sup>17)</sup>から計算される。

クラスターの形は重イオンクラスターに対して球体と仮定される。構成原子間の結合エネルギーは無視される。なぜならば、現在注目しているエネルギーはクラスター原子の結合エネルギーよりもはるかに大きいからである。平均の格子定数はバルクの格子定数と等しく定められる。TiD<sub>x</sub> 標的の組成は通常  $x < 2$  である。しかし最近、筑波のグループが TiD<sub>2</sub> が得られるようになったと報告している<sup>18)</sup>。TiD<sub>x</sub> の密度は次式で計算される。

$$\rho_{\text{TiD}_x} = (1 - \Delta) \frac{M_{\text{Ti}} + M_{\text{D}}}{M_{\text{Ti}}} \rho_{\text{Ti}} \quad (1)$$

ここで  $M_{Ti}$  と  $M_D$  はそれぞれ Ti 原子と重水素原子の質量,  $\rho_{Ti}$  は単体 Ti の密度,  $\Delta$  は Ti 格子が  $TiD_x$  生成の間に経た膨張係数で, 我々は  $\Delta = 0.05$  を用いた。即ち,  $TiD_2$  の重水素原子数密度を  $\rho_d = 1.077 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  とした。

今回の研究目標は標的重水素原子温度, 即ちエネルギースペクトルの高エネルギー部分なので, 重水素原子の  $E_c$  は原子当りクラスターエネルギーの0.02倍と定めた。

### 3. シミュレーション結果と考察

まず,  $TiD_2$  標的に対する原子当りクラスターエネルギー10 keV での重イオンクラスター衝撃シミュレーションを実行して, 衝撃領域のエネルギー特性を調べた。重イオンクラスターとして,  $(Al)_{200}$ ,  $(Ti)_{200}$ ,  $(Ag)_{200}$  を考慮した。図1, 2, 3はクラスター衝撃後の時間  $t = 0 \sim 10 \text{ fs}$ ,  $20 \sim 30 \text{ fs}$ ,  $90 \sim 100 \text{ fs}$  でのクラスター原子, 標的 Ti 原子, 標的重水素原子の規格化されたエネルギースペクトルで, それぞれ Al, Ti, Ag クラスター衝撃に対応する。規格化とは入射原子当りのスペクトルに換算する事である。入射させたクラスターは100個である。標的重水素原子と標的 Ti 原子のエネルギースペクトルは,  $t = 20 \text{ fs}$  以降, 衝撃領域が準熱平衡状態に達する事を示す。そして, 重イオンの重水素原子に対する弾性衝突によるエネルギー移行係数  $\gamma$  が, Al, Ti, Ag 原子に対してそれぞれ0.259,

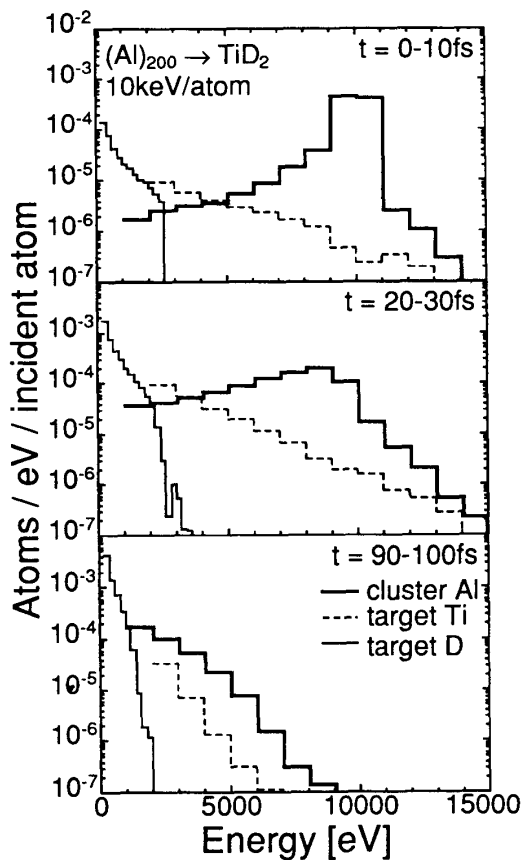


図1  $TiD_2$  標的上への Al クラスター衝撃による衝撃領域内原子のエネルギースペクトル

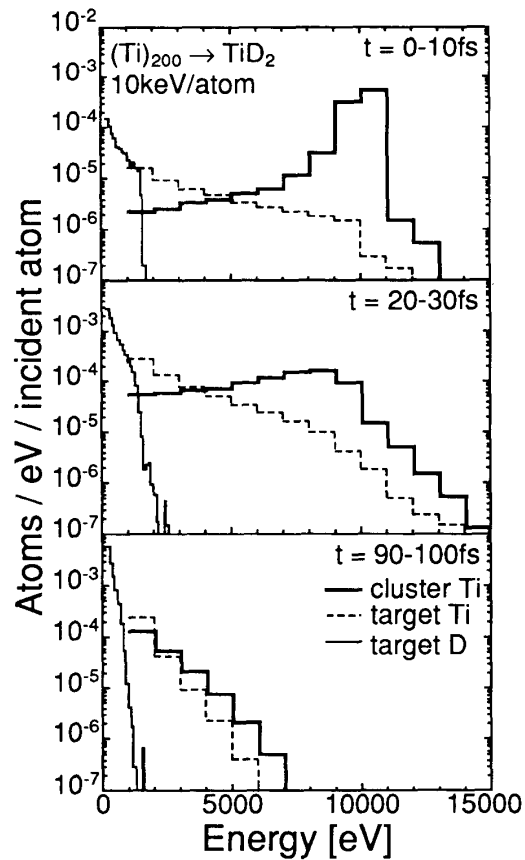


図2  $TiD_2$  標的上への Ti クラスター衝撃による衝撃領域内原子のエネルギースペクトル

0.155, 0.073なので, Al クラスター衝撃が最も高エネルギーの反跳重水素原子を作り出す。ただし最大反跳エネルギーと一次反跳エネルギー最大値との比, 即ち加速率は, 標的重水素原子においてそれぞれ1.3, 1.7, 2.2で, Ag クラスター衝撃が最大の加速効果をもたらす。加速効果とはクラスター効果の一つで, 単原子イオン衝撃では見られない高エネルギー原子がクラスター衝撃領域に現われる現象であり, 運動する原子間の衝突によって引き起こされる。Ag クラスター衝撃が最大の加速効果をもたらす理由は, Ag 原子の方が Al, Ti 原子より重水素原子に対する散乱断面積が大きく運動する重イオン-重水素原子間の衝突が起きやすい事と, Ag 原子による反跳重水素原子の方が低速なので散乱断面積が大きく運動する重水素原子間の衝突が起きやすい事である。

片対数プロットしたエネルギースペクトルの傾きから温度が定義される。図4は先に示した三種の重イオンクラスター衝撃による標的重水素原子の温度を時間の関数として示す。実線はフィッティングによって得られ, 次式で記述される。

$$kT = kT_0 \exp(-t/\tau) \quad (2)$$

初期値  $kT_0$  は Al, Ti, Ag クラスター衝撃に対してそれぞれ406 eV, 254 eV, 167 eVで, Al クラスター衝撃が最大である。また, 標的原子の冷却は主に標的に依存するので, 冷却の時定数  $\tau$  は重イオンの種類に依存せず,  $1.2 \times 10^2$  fs となった。

重水素温度が高い方が核融合収量が大きくなるので, 次に Al クラスター衝撃による衝撃領域のエネルギー特性について, クラスターエネルギー依存性とサイズ依存性を調べた。原子当りのクラスターエネルギー  $E_0$  として

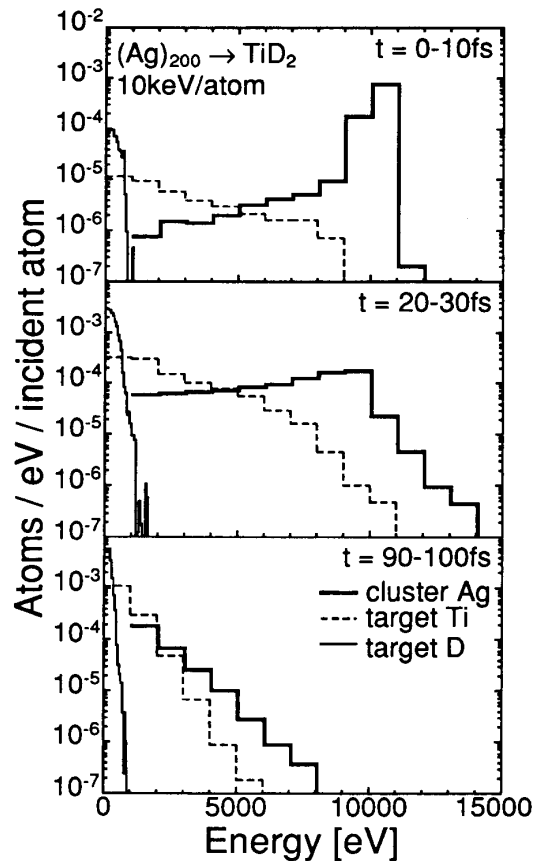


図3 TiD<sub>2</sub> 標的上への Ag クラスター衝撃による衝撃領域内原子のエネルギースペクトル

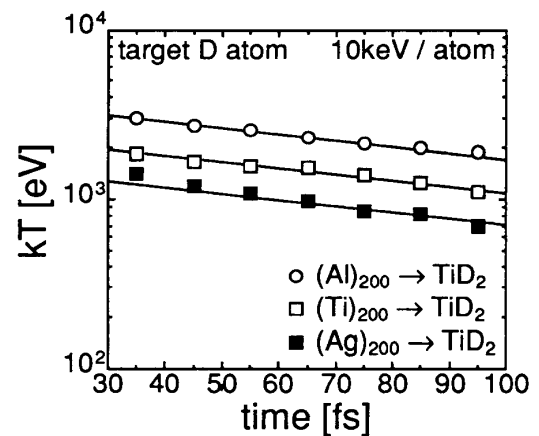


図4 標的重水素原子温度の時間依存性

10 keV, 20 keV, 50 keV を用い, クラスタサイズ  $N$  として 50, 100, 200 原子クラスターを考慮した。シミュレーションにおいて打ち込むクラスターの数が入射原子数が 20000 になるように選ばれた。

図 5 は  $E_0 = 10$  keV,  $t = 20 \sim 30$  fs での標的重水素原子のエネルギースペクトルを示す。太い実線, 細い実線, 点線はそれぞれ  $N = 50, 100, 200$  の場合に対応する。エネルギースペクトルに対する  $N$  依存性は弱く, 高エネルギー部分にだけ見られた。今の場合, 衝撃領域の体積は  $N$  に殆んど依存しないが衝撃領域内で運動する標的原子数は  $N$  に大体比例する。よって, サイズの大きい方が運動する原子の密度が高く, 運動する原子同志の衝突が起きやすいので,  $N$  の大きい方が少し大きな加速効果を受ける。4 keV 以上に見られるイベントの少ない例外は,  $N = 50$  なのでシミュレーションにおいて打ち込むクラスター数は 400 個と最も多いため現れたと推測される。

図 6 は  $N = 200$ ,  $t = 20 \sim 30$  fs での標的重水素原子のエネルギースペクトルである。太い実線, 細い実線, 点線はそれぞれ  $E_0 = 10$  keV, 20 keV, 50 keV の場合に対応する。一次反跳による加速が最も起きやすく, 一次反跳エネルギーの最大値は  $E_0$  に比例するので,  $E_0$  がエネルギースペクトルに大きな影響を与える事が示された。図 7 は図 6 の横軸を一次反跳エネルギーの最大値でスケールした図で, クラスタエネルギーの増加に伴い加速効果が少し弱くなる事を示す。この理由は, 高エネルギーでは衝突の断面積が小さいため, 運動する原子同志の衝突が起き難いからである。

核融合収量の評価において最も重要なパラ

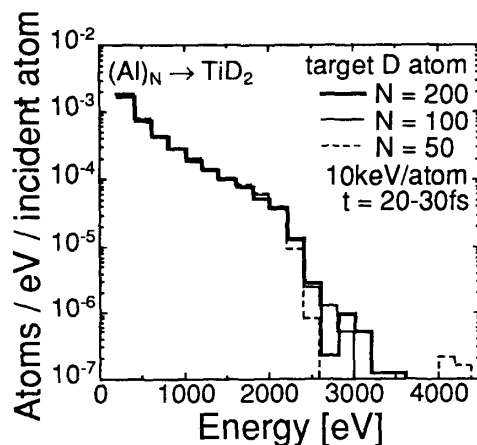


図 5 標的重水素原子のエネルギースペクトルに対するクラスターサイズ効果

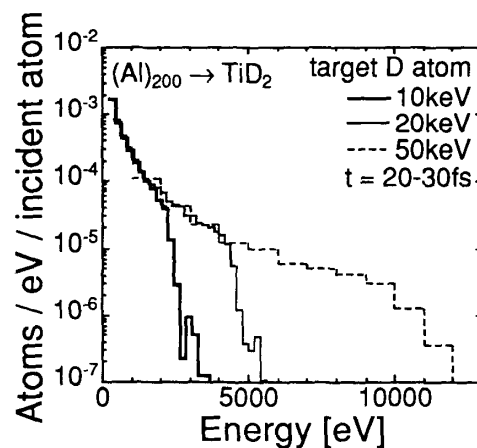


図 6 標的重水素原子のエネルギースペクトルにおけるクラスターエネルギー依存性

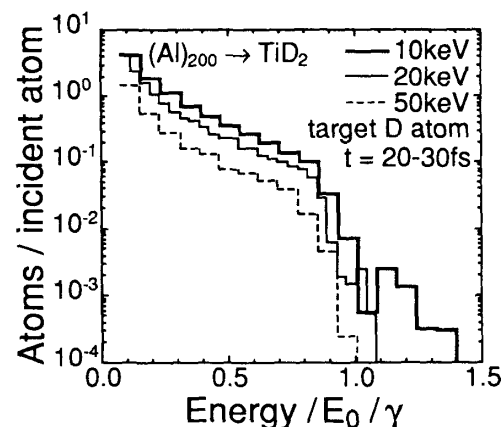


図 7 標的重水素原子の加速効果におけるクラスターエネルギー依存性

メーターである標的重水素原子温度の  $E_0$  依存性と  $N$  依存性を調べる。図 8 は 9 種の Al クラスター衝撃による標的重水素原子の温度を時間の関数として示す。図 4 と同様に式(2)でフィッティングして、表 1 に示す初期値  $kT_0$  と冷却の時定数  $\tau$  の最適値を得た。最適値の  $N$  依存性と  $E_0$  依存性を解析して、TiD<sub>2</sub> 標的上への (Al)<sub>N</sub> 衝撃に対する以下の温度公式を導いた。

$$kT_0 = \frac{E_0^{1.13}}{79.6} \text{ [eV]} \quad (3)$$

$$\tau = 2.1 \times 10^2 \frac{N^{0.10}}{E_0^{0.12}} \text{ [fs]} \quad (4)$$

図 5, 7 で加速効果の  $N$  依存性,  $E_0$  依存性を示したが, 加速効果が大きいとより多くの重水素原子が高いエネルギーに達し, エネルギースペクトルの高エネルギー部分の寿命が伸びる。即ち,  $\tau$  の弱い  $N$  依存性,  $E_0$  依存性は加速効果のわずかな変化の影響だと推測される。

#### 4. 核融合収量の評価と考察

温度公式(3), (4)を用いて, D(d,p)T 反応によるクラスター衝撃当り核融合収量を熱核融合モデル, 即ち次式で評価した。

$$Y = \int_{t_0}^{\infty} dt N_d(t) R(kT(t)) \quad (5)$$

ここで,  $t_0$  は衝撃領域が準熱平衡状態に達する時間であり, 10 fs とした。  $R$  は重水素原子当り核融合率,  $N_d$  は衝撃領域内の重水素原子数で, 次式によって与える。

$$N_d(t) = V_{\text{hot}}(t) \rho_d \quad (6)$$

$V_{\text{hot}}$  は衝撃領域の体積で, シミュレーションにおいて反跳原子の空間分布から決定される。今の場合,  $V_{\text{hot}}$  は時間と共に増大し一定値に近づき,  $N$  に殆んど依存しない。高エネルギー

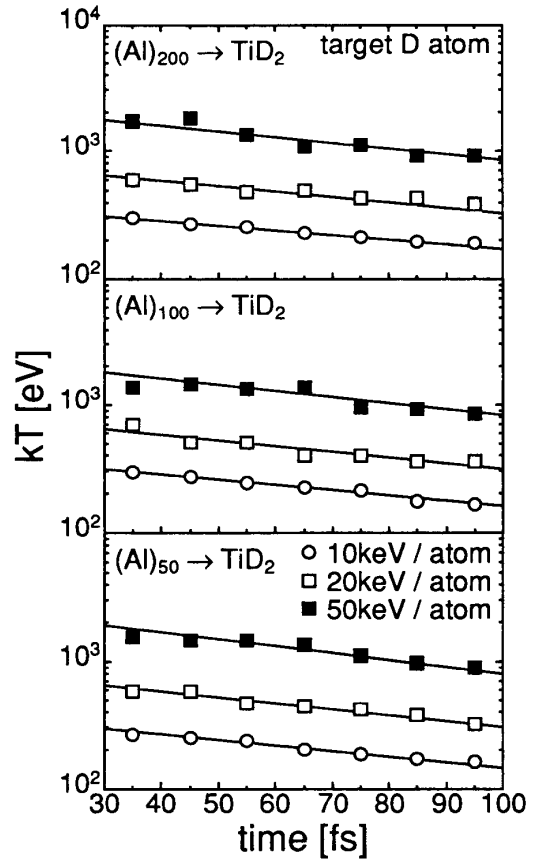


図 8 TiD<sub>2</sub> 標的上への (Al)<sub>N</sub> 衝撃に対する標的重水素原子温度の時間依存性

表 1 TiD<sub>2</sub> 標的上への (Al)<sub>N</sub> 衝撃に対する重水素原子温度のフィッティングパラメーター  $kT_0$  [eV],  $\tau$  [fs] の最適値

	$E_0$	10 keV	20 keV	50 keV
(Al) <sub>50</sub>	$kT_0$	$4.01 \times 10^2$	$8.87 \times 10^2$	$2.74 \times 10^3$
	$\tau$	$1.0 \times 10^2$	$9.2 \times 10^1$	$8.2 \times 10^1$
(Al) <sub>100</sub>	$kT_0$	$4.14 \times 10^2$	$8.62 \times 10^2$	$2.57 \times 10^3$
	$\tau$	$1.1 \times 10^2$	$9.9 \times 10^1$	$8.8 \times 10^1$
(Al) <sub>200</sub>	$kT_0$	$4.06 \times 10^2$	$8.57 \times 10^2$	$2.44 \times 10^3$
	$\tau$	$1.2 \times 10^2$	$1.1 \times 10^2$	$9.4 \times 10^1$

一では飛程が伸びるので  $V_{\text{hot}}$ ,  $N_d$  は大きくなる。例えば  $N_d(100 \text{ fs})$  は,  $E_0 = 10 \text{ keV}$  の場合約  $2 \times 10^5$ ,  $E_0 = 50 \text{ keV}$  の場合約  $3 \times 10^6$  である。

$R$  の一般式は  $R = \rho_d \langle v_r \sigma \rangle / 2$ , ここで  $v_r$  は重水素原子対の相対速度,  $\sigma$  は核融合断面積である。 $N_d$  の内, 温度  $kT$  で分布する動的重水素原子数  $N_d^{(a)}$  と, 室温で分布する静的重水素原子数  $N_d^{(s)}$  を考慮すると  $R$  は次式で表現できる。

$$\begin{aligned} R &\cong \frac{1}{2} \rho_d \left\{ \frac{N_d^{(a)2}}{N_d^2} \langle v_r \sigma \rangle_{aa} + \frac{N_d^{(a)} N_d^{(s)}}{N_d^2} \langle v_r \sigma \rangle_{as} + \frac{N_d^{(a)} N_d^{(s)}}{N_d^2} \langle v_r \sigma \rangle_{sa} + \frac{N_d^{(s)2}}{N_d^2} \langle v_r \sigma \rangle_{ss} \right\} \\ &\cong \frac{1}{2} \rho_d \left\{ \frac{N_d^{(a)2}}{N_d^2} \langle v_r \sigma \rangle_{aa} + \frac{2N_d^{(a)} N_d^{(s)}}{N_d^2} \langle v_r \sigma \rangle_{sa} \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで,  $N_d = N_d^{(s)} + N_d^{(a)}$  である。 $N_d^{(a)}$  はシミュレーションにおいて運動中と見做された重水素原子の数  $N_{\text{sim}}$  から, 次式によって与えられる。

$$N_d^{(a)} = N_{\text{sim}} \exp(E_c/kT) \quad (8)$$

今の場合,  $N_d^{(a)}$  は時間と共に増大し  $N$  にほぼ比例する。 $N_d^{(a)}/N_d$  は,  $E_0 = 10 \text{ keV}$ ,  $N = 200$  の場合  $0.8 \sim 10^{-3}$ ,  $E_0 = 50 \text{ keV}$ ,  $N = 100$  の場合  $10^{-2} \sim 10^{-4}$  で, 高エネルギーの方が衝突の断面積が小さいため少ない。動的重水素原子間の相対速度分布は Maxwell-Boltzmann 分布関数で次のように与えられる。

$$F(\mathbf{v}_r; kT) d^3 \mathbf{v}_r = \left( \frac{\mu}{2\pi kT} \right)^3 \exp\left[ -\frac{E_r}{kT} \right] d^3 \mathbf{v}_r \quad (9)$$

ここで  $E_r$  は重水素原子対の相対運動エネルギー,  $\mu$  は換算質量である。動的-静的重水素原子間の相対速度分布は  $F(\mathbf{v}_r; kT/2)$  で与えられる。重水素ガス標的に対する実験的核融合断面積は次式で表される<sup>19)</sup>。

$$\sigma_f(E_r) = \frac{S}{E_r} \exp\left[ -\frac{A}{\sqrt{E_r}} \right] \quad (10)$$

ここで  $S(E_r) \cong 5.4 \times 10^{-23} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ ,  $A = 31.39 \text{ keV}^{1/2}$  である。本論文では式(10)に,  $\text{TiD}_2$  固体内での遮蔽の有無による Gamow 因子<sup>20)</sup>の比  $f(E_r)$  を乗じた断面積を用いる。

以上の式を用いて  $R$  は次式で得られる。

$$R(kT) \cong \left( \frac{N_d^{(a)}}{N_d} \right)^2 R_0(kT) + 2 \frac{N_d^{(a)}}{N_d} R_0(kT/2) \quad (11)$$

ここで,

$$R_0(kT) = \frac{S \rho_d}{kT^{3/2}} \sqrt{\frac{2}{\pi \mu}} \int_0^\infty dE_r f(E_r) \exp\left[ -\frac{E_r}{kT} - \frac{A}{\sqrt{E_r}} \right] \quad (12)$$

表2 TiD<sub>2</sub> 標的上への (Al)<sub>N</sub> 衝撃に対するクラスター衝撃当り核融合収量

	10 keV	20 keV	50 keV
(Al) <sub>100</sub>	$1.4 \times 10^{-15}$	$4.8 \times 10^{-14}$	$5.8 \times 10^{-12}$
(Al) <sub>200</sub>	$5.6 \times 10^{-15}$	$1.6 \times 10^{-13}$	$1.4 \times 10^{-11}$

であり、 $kT$  が比較的大きいとき  $R_0(kT) > R_0(kT/2)$ ,  $kT$  が比較的小さいとき  $R_0(kT) \gg R_0(kT/2)$  である。式(11)の右辺第一項は動的重水素原子間の反応からの寄与で、第二項は動的-静的重水素原子間の反応からの寄与である。

計算の結果、表2に示す核融合収量が得られた。 $N = 200$ の場合を  $N = 100$ の場合と比較すると、 $E_0 = 50$  keV で約2倍、 $E_0 = 10$  keV

で約4倍である。即ち、高エネルギーでは  $R_0(kT) > R_0(kT/2)$  で  $N_d^{(a)} \ll N_d$  なので式(11)の第二項が支配的で収量はサイズに比例し、低エネルギーでは  $R_0(kT) \gg R_0(kT/2)$  で  $N_d^{(a)} < N_d$  なので第一項が支配的で収量はサイズの2乗に比例すると推測される。

図9は収量を入射原子当りに換算して  $E_0$  の関数として示す。比較のため、D<sub>2</sub>O 固体上への (H<sub>2</sub>O)<sub>N</sub>H<sup>+</sup> 衝撃 ( $N < 10$ ) による最近の Bea 達による実験値<sup>21)</sup>を  $N = 6$ の場合についてO原子当りクラスターエネルギーの関数として示した。我々の計算値は実験値と定性的に一致する。実験値の方が大きいのは、O原子の方がAl原子よりも重水素原子に対する  $\gamma$  が大きいことに起因すると推測される。さらに、Carraro 達の Knock-on モデル<sup>5)</sup>をAlクラスター照射に適用して計算した収量を太い実線で示した。反跳重水素原子当り核融合収量は Thick-target モデル<sup>5)</sup>によって次式のように記述される。

$$Y_{\text{Tr}}(U) = \rho_d \int_0^U dE \left( \frac{dE}{dx} \right)_D^{-1} f(E/2) \sigma_f(E/2) \quad (13)$$

式(13)を用いて、Knock-on 収量  $Y_{\text{KO}}$  は次式で評価できる。

$$Y_{\text{KO}} = N \rho_d \int_0^{E_0} dE \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{Al}}^{-1} \int_0^{U_{\text{max}}(E)} dU Y_{\text{Tr}}(U) \frac{d\sigma_{\text{col}}(U, E)}{dU} \quad (14)$$

ここで  $d\sigma_{\text{col}}(U, E)/dU$  はエネルギー  $E$  の Al 原子が静止した標的重水素原子をエネルギー  $U$  に反跳する微分散乱断面積、 $(dE/dx)_D$ ,  $(dE/dx)_{\text{Al}}$  は TiD<sub>2</sub> 固体内での重水素, Al 原子の全阻止能である。数値計算によって得られた  $Y_{\text{KO}}$  は次式で近似できる。

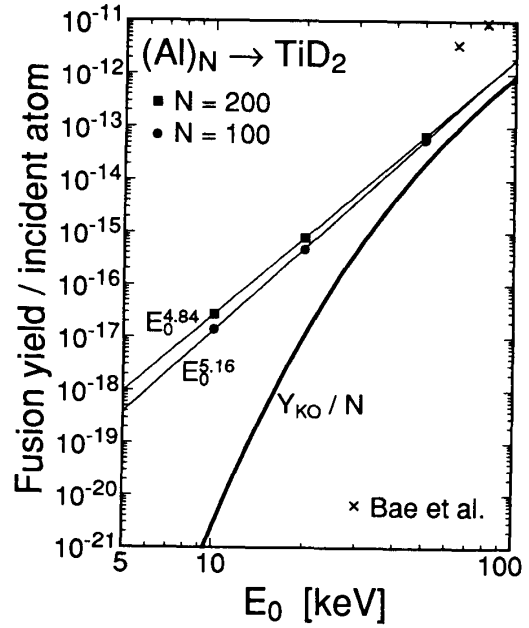


図9 TiD<sub>2</sub> 標の上への (Al)<sub>N</sub> 衝撃に対する入射原子当り核融合収量の  $E_0$  依存性



$$Y_{\text{ko}} \cong 1.98 \times 10^{-9} N E_0^{1/4} \exp \left[ -\frac{38.4}{\sqrt{E_0}} \right] \quad (15)$$

$Y_{\text{ko}}$  は単原子イオン照射の重ね合わせで、クラスター効果が入らない。高エネルギーで収量の  $E_0$  依存性が  $Y_{\text{ko}}$  と同じなのは動的重水素原子と静的重水素原子の間の反応が支配的だからである。低エネルギーでは加速効果と動的重水素原子間の反応のため、 $Y_{\text{ko}}$  と比べて  $E_0$  依存性が大きく異なる。

## 5. ま と め

TiD<sub>2</sub> 標の上への重イオンクラスター衝撃による核融合の可能性を調べるため、時間発展型モンテカルロ・コード DYACAT によるシミュレーションを実行した。計算の結果、原子当りクラスターエネルギー  $E_0 = 10$  keV、クラスターサイズ  $N = 200$  での Al, Ti, Ag クラスター衝撃では、衝撃後 20 fs までに衝撃領域が準熱平衡状態に達する事と、Al クラスター衝撃が衝撃領域内重水素原子の温度を最も高くし、冷却の時定数は重イオンの種類に依存しない事が分かった。(Al)<sub>N</sub> 衝撃に対して、衝撃領域内の標的重水素原子の温度は  $kT = kT_0 \exp(-t/\tau)$  によって表され、初期値は  $kT_0 = E_0^{1/3}/79.6[\text{eV}]$ 、冷却の時定数は  $\tau = 2.1 \times 10^2 N^{0.10}/E_0^{0.12}[\text{fs}]$  で与えられる事が判明した。熱核融合モデルによる計算の結果、D(d, p)T 反応によるクラスター衝撃当り核融合収量は、 $E_0 = 50$  keV、 $N = 200$  の Al クラスター衝撃に対して  $10^{-11}$  のオーダーであり、クラスター効果は  $E_0 < 20$  keV の低エネルギーで現れる事が分かった。

## 参考文献

- 1) R. J. Beuhler, G. Friedlander and L. Friedman : Phys. Rev. Lett. **63**, 1292 (1989)
- 2) R. J. Beuhler, Y. Y. Chu, G. Friedlander, L. Friedman and W. Kunmann : J. Phys. Chem. **94**, 7665 (1990)
- 3) Y. K. Bea, D. C. Lorents and S. E. Young : Phys. Rev. **A44**, R4091 (1991)
- 4) R. J. Beuhler, Y. Y. Chu, G. Friedlander, L. Friedman, J. G. Alessi, V. LoDestro and J. P. Thomas : Phys. Rev. Lett. **67**, 473 (1991)
- 5) C. Carraro, B. Q. Chen, S. Schramm and S. E. Koonin : Phys. Rev. **A42**, 1379 (1990)
- 6) M. Hautala, Z. Pan and P. Sigmund : Phys. Rev. **A44**, 7428 (1991)
- 7) O. H. Crawford : Radiat. Eff. Defect. Solid. **117**, 43 (1991)
- 8) S. Valkealahti, M. Manninen and E. Hammarén : Z. Phys. **D22**, 547 (1992)
- 9) M. I. Haftel : Z. Phys. **D24**, 385 (1992)
- 10) Y. Yamamura and T. Muramoto : Nucl. Instr. Meth. **B93**, 26 (1994)
- 11) R. J. Beuhler, G. Friedlander and L. Friedman : Phys. Rev. Lett. **68**, 2108 (1992)
- 12) M. H. Shapiro and T. A. Tombrello : Phys. Rev. Lett. **65**, 92 (1990)
- 13) V. I. Shulga and P. Sigmund : Nucl. Instr. Meth. **B47**, 236 (1990)
- 14) Y. Yamamura : Nucl. Instr. Meth. **B62**, 181 (1991)
- 15) O. S. Oen and M. T. Robinson : Nucl. Instr. Meth. **132**, 647 (1976)
- 16) J. Lindhard and M. Scharff : Phys. Rev. **124**, 128 (1961)

- 17) H. H. Andersen and J. F. Ziegler : *The Stopping and Ranges of Ions in Matter* **3** (Pergamon, New York, 1977)
- 18) S. Lee and T. Mizota : private communication.
- 19) A. Krauss, H. W. Becker, H. P. Trautvetter, C. Rolfs and K. Brand : *Nucl. Phys.* **A465**, 150 (1987)
- 20) N. R. Arista, A. Gras-Mati and R. A. Batagiola : *Phys. Rev.* **A40**, 6873 (1989)
- 21) Y. K. Bea, R. J. Beuhler, Y. Y. Chu, G. Friedlander and L. Friedman : *Phys. Rev.* **A48**, 4461 (1993)

## Simulation of Heavy-Ion Cluster Impact Fusion

Tetsuya MURAMOTO and Yasunori YAMAMURA

*Department of Applied physics,  
Okayama University of Science,  
Ridai-cho 1-1, Okayama 700, Japan  
(Received September 30, 1994)*

The computer simulation by the time-evolution Monte Carlo code DYACAT has been performed in order to investigate the possibility of fusion due to heavy-ion cluster impacts on a  $\text{TiD}_2$  target. As a heavy-ion cluster,  $(\text{Al})_N$ ,  $(\text{Ti})_N$  and  $(\text{Ag})_N$  are considered. These three cluster impacts can produce the long-lived quasi-equilibrium state. It is found that Al clusters can transfer their energies to target deuterium atoms most efficiently among these three clusters. For the  $(\text{Al})_N$  impacts, the temperature of target deuterium atoms in the impact region is well represented by  $kT = kT_0 \exp(-t/\tau)$ , where  $kT_0$  is written as  $kT_0 = E_0^{1.13}/79.6$  eV,  $E_0$  is the cluster energy per an atom in eV, and  $\tau$  is the cooling time constant which is given as  $\tau = 2.1 \times 10^2 N^{0.10}/E_0^{0.12}$  fs. The fusion yield per cluster impact due to the D(d, p)T reaction is of the order of  $10^{-11}$  for 50 keV/atom  $(\text{Al})_{200}$  impacts.