資料

高エネルギー粒子による消滅処理の核データ

中村 尚司^{*1}, 庄田 勝房^{*2}, 藤原 一郎^{*3},
岸田 則生^{*4}, 中原 弘道^{*5}, 大槻 勤^{*5}, 中原 康明^{*6}

(1990年 3月30日 受理)

Nuclear Data for Transmutation by High Energy Particles

By Takashi NAKAMURA, Katsufusa SHOUDA,
Ichiro FUJIWARA, Norio KISHIDA,
Hiromichi NAKAHARA, Tsutomu OHTSUKI and Yasuaki NAKAHARA

The transmutation of high level radioactive wastes has been investigated in the OMEGA project started from 1989. In the project, the transmutation is proceeded by using thermal and fast reactors, and proton and electron accelerators. The nuclear data needed for accelerator transmutation are scarce and no evaluated data exist. The present status of these nuclear data is briefly described.

KEYWORDS: transmutation, isotope production, nuclear data, electron accelerator, proton accelerator, spallation, high energy fission products, computer codes, photonuclear reaction

I. 消滅処理の概要と核データ

核燃料サイクルの過程で生成される高レベル放射性廃棄物の処理については、1989年から始まったオメガ計画(放射性廃棄物の有効利用計画)においても、消滅処理がとり上げられ、我が国においては電力中央研究所、日本原子力研究所、動力炉・核燃料開発事業団が中心になって大学等と協同で研究開発が進められている。消滅処理の対象になる長寿命放射性核種は、 ^{137}Cs 、 ^{90}Sr などの核分裂生成物と超ウラン元素(^{237}Np 、 ^{241}Am 、 ^{243}Am 、 ^{244}Cm など)および未回収のU、Puである。これらの核種の消滅処理、つまり核反応による短寿命および安定核種への核変換には次のような方法が研究されている。

- (1) 原子炉(軽水炉や高速炉)の核分裂中性子による核分裂および中性子捕獲反応を用いる。
- (2) 陽子加速器からの陽子と2次的な中性子による核破砕反応および中性子捕獲反応を用いる。
- (3) 電子加速器からの制動放射 γ 線による光核反応および中性子捕獲反応を用いる。

このうちの(2)、(3)はいずれも加速器からの高エネルギー粒子による消滅処理であり、この研究開発を進める

にあたり、まずそのもととなる上記核反応の断面積データが不可欠である。しかし、これらの高エネルギー領域の核データは現在、非常に未整備であり、必要性の高まっているこれらの核データの現状について概説する。

(中村 尚司)

II. 電子加速器による消滅処理に必要な核データ

1. 光核反応の理論と断面積

(1) 光核反応機構

光核反応は原子核の γ 線(光子)吸収による状態変化である。この反応に強い共鳴が存在することが発見さ

^{*1} 東北大学サイクロトロンラジオアイソトープセンター (Cyclotron RI Center, Tohoku Univ.)

^{*2} 東北大学理学部原子核物理学研究施設 (Lab. of Nucl. Sci., Tohoku Univ.)

^{*3} 追手門学院大学経済学部 (School of Economics, Otemon Gakuin Univ.)

^{*4} センチュリリサーチセンタ(株) (Century Res. Center Corp.)

^{*5} 東京都立大学 理学部化学科 (Dept. of Chem., Tokyo Metropolitan Univ.)

^{*6} 日本原子力研究所 (Japan At. Energy Res. Inst.)

れたが、原子核を陽子と中性子からなる液滴と考えて理解された。陽子液滴は γ 線の振動電場に合わせて振動するが、中性子は動かない。原子核の状態変化は重心系において考える。原子核の重心は陽子の振動より小さい振幅で同位相の振動をする。したがって重心系では、陽子と中性子の液滴は逆位相で γ 線の振動数と一致した振動をする。原子核の両液滴の間に固有振動が存在すれば、 γ 線の振動数が固有振動数と一致したとき共鳴振動が起きる。これが原子核の双極巨大共鳴(GDR; Giant Dipole Resonance)である。共鳴の幅は両液滴の摩擦係数によって定まり大体4 MeVである。

原子核の振動には1方向の振動であるGDRのほか、2方向の振動である四重極振動、3方向の振動である八重極振動等があるが、実光子や前方電子散乱の仮想光子*に対してはGDRが最も強く、他の振動による巨大共鳴は非常に弱い。

原子核は液滴模型のほか殻模型によっても良く説明されている。殻模型は各核子の状態を基に原子核の状態を記述するものである。 γ 線の吸収によって核子は状態を変化するが、GDRは各核子の双極転移のコヒーレントな状態として説明できて、結果は液滴模型の結果と一致する。

γ 線を吸収して原子核が励起した結果、核粒子がしきい値以上のエネルギーを持つと原子核から粒子が放出される。陽子や重陽子、 α 粒子等の放出は原子核のクーロン障壁によって抑えられるので、一般にこれらの反応は (γ, n) 反応より断面積が小さい。この傾向は重い核ほど著しいが、軽い核ではクーロン障壁がそれほど高くないので、それぞれの反応に原子核の特性が反映される。殻模型によると、反応を核内核子の状態変化で説明できる。粒子放出の計算は複合核過程、直接過程、半直接過程等を考えて行われている。

(2) 光核反応の断面積

光核反応においては種々のタイプの反応が起きるが、反応の強さはアイソスピンにも依存する⁽¹⁾。原子核を構成する核子数を A 、陽子数を Z 、中性子数を N とすると、原子核の基底状態のアイソスピンは $T=(N-Z)/2$ で定義される。アイソスピン $T \neq 0$ の原子核では $T, T+1$ の状態に関するGDR(それぞれを $T_{<}GDR, T_{>}GDR$ と呼ぶ)が共に励起され、 $T=0$ の原子核では $T_{>}GDR$ のみが励起される。

$T \neq 0$ の場合、 $T_{>}GDR$ からは陽子放出が主で、これには (γ, p) が対応する。 $T_{<}GDR$ からは中性子、陽子が共に放出可能である。重核ではクーロン障壁が高く、陽子放出の確率が小さいので、 $T_{<}GDR$ に (γ, n) が対

応するが、軽核では $(\gamma, n), (\gamma, p)$ 共に対応する。

$T_{>}, T_{<}GDR$ の共鳴エネルギーを $E_{>}, E_{<}$ 、断面積を $\sigma_{>}, \sigma_{<}$ とすると、次のような理論の結果が得られている。

$$E_{>} - E_{<} \approx (60/A)(T+1) \text{ MeV} \quad (1)$$

$$R = \int (\sigma_{>}/E_{\gamma}) dE_{\gamma} / \int (\sigma_{<}/E_{\gamma}) dE_{\gamma} \\ = (1/T)(1 - 1.5 TA^{-2/3}) / (1 + 1.5 A^{-2/3}) \quad (2)$$

重核では R は $(\gamma, p), (\gamma, n)$ 反応断面積の比に近似できる。(2)式によると、 $^{90}\text{Sr}(T=7), ^{137}\text{Cs}(T=29/2)$ の R は0.068, 0.017となるので、 (γ, n) 反応断面積に比較して (γ, p) 反応断面積は非常に小さい。軽核においては T は $1/2, 1$ 等で、 R は必ずしも小さくない。

$(\gamma, d), (\gamma, \alpha), (\gamma, pn)$ 反応等の断面積は、一般に (γ, p) 反応の断面積より小さく重核では無視できる。 $(\gamma, 2n)$ 反応断面積はしきい値が高い場合は小さく、低い場合は大きい。重核では一般に (γ, n) 反応断面積の次に大きい。こうした (γ, Xn) 反応断面積の実験値については、Bermanらの編集がある⁽²⁾。実験によって測定された反応断面積を $^{94}\text{Zr}, ^{138}\text{Ba}, ^{235}\text{U}$ を例として、第1図に示す⁽³⁾⁻⁽⁵⁾。

(3) GDRのシステマテックス

GDRは主に (γ, n) 反応で調べられているが、その特性は積分断面積 $\sigma_0 = \int \sigma dE$ 、共鳴エネルギー E_0 、共鳴幅 Γ で示される。実験によって求められたこれらの量の質量数(A)依存性を第2図に示す⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾。簡単な理論によると、 σ_0 は $60 \text{ NZ}/A \text{ mb} \cdot \text{MeV}$ で、 E_0 は $80 A^{-1/3} \text{ (MeV)}$ で与えられるので、図はこれらの理論値に対する比で表わされている。 σ_0 については積分範囲が問題となるが、巨大共鳴部分として30 MeVまでの積分を行なったものが図中の黒丸で、140 MeVまでの積分を行なったものが白四角である⁽⁶⁾。30 MeVまでの積分の場合、理論値に対する比は $A > 120$ で約1.2であるが、これは核力の交換力の寄与であることが示されている。140 MeVまでの積分値に対しては、後述するように、新しく理論が展開されている。

E_0 は $A > 120$ では $80 A^{-1/3} \text{ (MeV)}$ に一致する⁽⁷⁾。 σ_0, E_0 共に $A < 120$ では理論値と一致しなくなる。 Γ は図中に矢印で示された魔法核(すべて球形核)では4 MeVであるが、中間では広く8 MeVに達する⁽⁶⁾。中間の核は大きく変形しており、核の軸方向によって異なった

* 電磁相互作用を記述するための理論上の量子で、実光子と違って運動量とエネルギーを独立に与える。

破線は (γ, n) 、点線は $(\gamma, 2n)$ 、鎖線は光核分裂 (γ, f) 、実線は全断面積を示す。矢印は各反応のしきい値を示す。

第1図 光核反応断面積の例^{(3)~(5)}

固有振動を示すため、巨大共鳴エネルギーが異なり共鳴幅が広がるものと説明される。大きく変形した核では巨大共鳴が2つの山に分離する。第1図の ^{235}U の断面積はこの例である。

(4) 光 π 中間子生成

γ 線のエネルギーが核子における π 中間子のしきい値(π^0 , $\pi^\pm$ によって異なるが約140 MeV)を越えたと π 中間子が生成される。この場合も共鳴を示し、 Δ 共鳴と呼ばれる。共鳴の中心エネルギーは約300 MeV、幅は約150 MeVで、 $\text{H}(\gamma, \pi^\pm)\text{N}$ の場合 $\int_{140\text{MeV}}^{440\text{MeV}} \sigma_{\Delta} dE_{\gamma} \approx 90 \text{ mb} \cdot \text{MeV}$ である⁽⁹⁾。

原子核に高エネルギー γ 線を照射すると、構成核子の Δ 共鳴により γ 線を吸収する。吸収断面積は $A\sigma_{\Delta}$ で示されているが、 $\pi^\pm$ の光生成断面積は $A^{2/3}\sigma_{\Delta}$ で与えられる。 $\pi^\pm$ 中間子を放出すると、原子核は隣りのアイソバーに変化したり、核子を放出したりする。したがって、この反応によっても核変換を行うことができ、後述のように、光核破砕反応にまで進展する。

(a) 積断面積 $\sigma_0(\text{Exp})$ 、●は30 MeVまで、□は140 MeVまでの積分値
(b) 共鳴エネルギー E_0
(c) 共鳴幅

第2図 GDRのシステムアタックス^{(6)~(8)}

(5) 電子照射による光核反応

制動放射 γ 線や電子を原子核に照射する時発生する粒子の生成量 Y は、

$$Y = \int \sigma N_{\gamma} dE_{\gamma} \quad (3)$$

ここに、 N_{γ} : 制動放射 γ 線(実光子)、仮想光子のスペクトル

で与えられる。薄い物質からの制動放射や薄い標的の電子照射に対する N_{γ} は計算によって求めることができるが⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾、厚くなると電子の多重散乱や、 γ 線の $e^\pm$ ペア生成等いろいろな過程の寄与が大きくなり、シャワーの計算を行う必要がある。同様に厚い標的を電子で照射した場合も、実光子、電子散乱の仮想光子等を含めたシャワーの計算を行わねばならない。計算はモンテカルロ計算が便利であろう。

(6) ^{90}Sr , ^{137}Cs の光核反応断面積の推定

^{90}Sr , ^{137}Cs の光核反応断面積は測定されていない。したがって、他の原子核の光核反応断面積から推定する必要がある。これらの核は比較的重い核と考えてよいので、すでに述べたように、 (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ 以外の反応断面積は小さいので無視する。 (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ 反応については、測定値の存在する近隣の核データを用いる。 ^{90}Sr については ^{89}Y , $^{90}\text{Zr} \sim ^{94}\text{Zr}$, ^{93}Nb 等, ^{137}Cs については ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{140}Ce 等について断面積のデータが存在する。 (γ, n) 反応断面積は $\sim 60 \text{ NZ/A mb} \cdot \text{MeV}$ で示され、付近の原子核のデータと大きな変化はないと考えられる。 $(\gamma, 2n)$ の断面積はしきい値の大きさによって異なるので、付近の原子核のうち、しきい値のできるだけ近いもので推定する必要がある。

第1表は、 ^{90}Sr , ^{137}Cs の光核反応しきい値を示す。付近の原子核で $(\gamma, 2n)$ のしきい値が近いものは ^{94}Zr と ^{138}Ba であり、それらのデータが第1図(a), (b)に示されている。 ^{90}Sr , ^{137}Cs の断面積は ^{94}Zr , ^{138}Ba の断面積で近似して大きな誤差はないと考えられる。(2)式によれば、 (γ, p) 断面積は (γ, n) 断面積の0.068, 0.017である。 ^{235}U のデータは第1図(c)に示されている。

第1表 ^{90}Sr , ^{137}Cs のしきい値(MeV)

反 応	^{90}Sr	^{137}Cs
(γ, n)	7.812	7.927
$(\gamma, 2n)$	14.205	15.046
$(\gamma, 3n)$	25.306	23.97
(γ, p)	10.945	8.273
(γ, np)	18.666	16.272

Δ 共鳴の積分断面積はGDRの積分断面積の数倍大きい。共鳴エネルギーが高いので一般に入射 γ 線強度が弱く、生成量はそれほど大きくない。

(庄田 勝 房)

2. 光核分裂反応の断面積データ

ウランおよび超ウラン元素の光核分裂反応 (γ, f) の核データとしては、反応断面積(励起関数)、核分裂生成物FPの質量収率分布(cumulative yield, independent yield)、電荷分布、運動エネルギー分布、核分裂中性子数、核変換量などがある。これらのデータのうち消滅処理に必要な次の3つのデータについてその現状を述べる。

(1) 反応断面積(励起関数)

以前の測定では電子エネルギー E_0 を変化させて、生成する制動放射 γ 線のスペクトル、特にその上限($E_{\text{max}}=E_0$)のスペクトルを変え、測定結果をアフ

ォールディングすることによって反応断面積を求める“photon difference method”が使われていた⁽¹²⁾。その後、陽電子の飛行中消滅により単一エネルギーの γ 線が得られることを利用して、単色 γ 線による断面積測定が行われるようになり、精度が向上した。この方法で得られた断面積データの例として、 ^{238}U , ^{237}Np について第3図⁽¹³⁾に示す。

図には (γ, f) のほかに (γ, total) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ などの反応断面積も示されている。これらのデータは文献⁽¹⁴⁾にまとめられているが、 ^{241}Am より重い核種のデータについては報告されていない。図から、 (γ, f) 反応の (γ, n) 反応に対する割合は、 γ 線のエネルギーと共に増大することがわかる。また、それは、U, Np, Puと原子番号が大きくなるほど増大している。

第3図 ^{238}U , ^{237}Np の光核反応断面積 $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, f)$ と $\sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, f)$ ⁽¹³⁾

巨大共鳴領域(8~25 MeV)から上のエネルギー領域のデータは、これまでほとんどなかったが最近、単色の標識光子を利用する方法で110 MeVまでの (γ, f) 断面積データが報告された⁽¹⁵⁾。その結果の一部を

第4図に示す。図には過去のデータが相互比較されているが、ピーク部で20~30%違っている。

第4図 ^{235}U , ^{238}U の光核分裂反応断面積の比較⁽¹⁵⁾

(2) FPの質量収率分布

核分裂生成物の生成率を質量数の関数として表わした質量収率分布にはcumulative yield*と independent yield*がある。cumulative yieldの例として、第5図に、 ^{238}U のデータを $E_{\text{max}}=12\sim 70\text{ MeV}$ に対して示す⁽¹⁸⁾。図より質量数 $M=97$ 前後と $M=138$ 前後に2つのピークを持つ非対称核分裂 (asymmetric fission) が優勢であるが、 γ 線エネルギーの増加とともに2つのピークの谷の部分が大きくなり、対称核分裂 (symmetric fission) が増えていることがわかる。

第6図は、対称核分裂と非対称核分裂の比を γ 線エネルギーの関数として示したものである⁽¹⁹⁾。原子番号の小さい核種ほど対称核分裂の割合が大きく、 γ 線エネルギーの増加による増え方も大きい。これらの質量収率分布はすべてその積分量が200%になる相対分布として与えられていて、絶対値を与えた例はない。

(3) 核変換量

著者らは東北大学核理研の電子ライナックを用いて、 ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am の (γ, f) 反応による質量収率分布の絶対測定をキャッチャーフォイル法

第5図 ^{238}U の光核分裂反応による cumulative mass yield 分布⁽¹⁸⁾

で行い、試料に入射する γ 線束 $\phi(E)$ 当り生成された核分裂生成物の絶対質量収率分布を求めた。また、この分布を全面積にわたって積分することにより、入射 γ 線束当りの (γ, f) 反応による核変換量 Δm が実験的に求められる。この値はまた光核分裂反応断面積を用いて

$$\Delta m = m \int \sigma(E) \phi(E) dE$$

ここで、 m : ターゲットの質量
 σ : (γ, f) 反応断面積

* cumulative yield: 核分裂後の親核の崩壊によって生成される分も含めた収率(多くは β 崩壊だから質量数別にまとまる)。

independent yield: 核分裂から直接に生成される量で、核種別とアイソマー別になっている。

第6図 制動放射 γ 線エネルギーの関数としての
対称核分裂と非対称核分裂の比⁽¹⁹⁾

によっても与えられる。したがって $\phi(E)$ を計算で評価し、 $\sigma(E)$ に第3,4図に示した値を用いると計算から得られる。 Δm の実験値と計算値の比較を第2表に示す⁽²⁰⁾。 Δm の実験値は (γ, f) 断面積の積分評価になっている。この比較からどの断面積データがよいか推定できる。この表には、6 MeV以上の入射全 γ 線束 $\Phi = \int_{6\text{MeV}}^{E_0} \phi(E) dE$ 当りの核変換効率 $\Delta m/(m\Phi S)$ (S : ターゲット面積)も示されている。(中村 尚 司)

3. 光核破砕反応の断面積

核破砕反応(Nuclear spallation)は高いエネルギーの陽子と原子核の反応で良く知られている核反応で、 $(p, xny p)$ で表わされるような原子核からの多数の核子の放出を伴う反応である。生成する核種の質量数(A)分布はターゲットの質量数(A_t)以下のかなり広い範囲に及び、荷電はほぼ β 安定線を中心にして両側に分布する。高エネルギー軽イオン、重イオン、中間子でも同様の反応が起る。また高エネルギーの光子と原子核との間でも同様の反応が起り、光核破砕反応と呼ばれている。この核破砕反応は高エネルギーの核反応では最も大きい割合を占めている。

核破砕反応はSerberの2段階⁽²¹⁾モデルでうまく説

第2表 光核分裂反応による核変換量の実験値と計算値との比較⁽²⁰⁾

ターゲット	電子エネルギー $E_0(\text{MeV})$	核変換量 $\Delta m(\text{g/s})$		計算値/実験値	光子束($>6\text{ MeV}$) $\phi(\gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ $\times 10^{12}$	$\Delta m/(m\phi S)$ (γ^{-1}) $\times 10^{-25}$
		実験値 $\times 10^{-17}$	計算値 $\times 10^{-17}$			
^{235}U	30	1.14	1.06^{+1}	0.930	3.22	1.01
	30	1.14	0.909^{+2}	0.797	3.22	1.01
	60	4.94	4.57^{+1}	0.925	17.1	0.827
	60	4.94	3.95^{+2}	0.800	17.1	0.827
^{238}U	20	172	192^{+2}	1.12	0.469	0.359
	20	172	213^{+3}	1.24	0.469	0.359
	20	172	249^{+1}	1.45	0.469	0.359
	30	595	612^{+2}	1.03	1.72	0.384
	30	595	643^{+3}	1.08	1.72	0.384
	30	595	792^{+1}	1.33	1.72	0.384
	60	2,210	$2,160^{+2}$	0.977	6.74	0.352
	60	2,210	$2,190^{+3}$	0.991	6.74	0.352
	60	2,210	$2,720^{+1}$	1.23	6.74	0.352
	60	2,210	$2,720^{+1}$	1.23	6.74	0.352
^{237}Np	20	0.240	0.217	0.904	0.327	0.941
	30	0.504	0.470	0.933	1.65	0.799
	60	1.20	1.73	1.44	7.55	0.469
^{239}Pu	30	1.04	0.997	0.959	3.19	1.02
	60	4.79	3.51	0.733	13.8	0.961

$S = (1.27/2)^2 \pi = 1.27 (\text{cm}^2)$: ターゲットの面積, m : ターゲットの質量

¹¹ Caldwellらのデータを用いて計算した核変換量⁽¹⁶⁾

¹² Riesらのデータを用いて計算した核変換量⁽¹⁷⁾

¹³ Veyssiereらのデータを用いて計算した核変換量⁽¹³⁾

明される。高エネルギー陽子が原子核に入射した場合を考えると、陽子がまず核内の核子と衝突する。次いで、その核子が隣の核子と衝突するといった具合に次次衝突が起って核内カスケードが引き起こされ、その間に核子が核外にはじき出される。ここまでの第一段階であり、ごく短時間で終る。その後、第2段階として励起された残留核から粒子の蒸発が起る。これは、比較的ゆっくり時間をかけて進行する複合核過程である。このモデルで核破砕反応の核種の分布が良く理解される。光子と原子核の反応では、光子のエネルギーによって、30~140 MeV の核内準重陽子共鳴(QDR; Quasi-Deuteron Resonance)と、140 MeV 以上の Δ 共鳴で、光核破砕反応が起る。すなわち、準重陽子共鳴の場合は、準重陽子の分解によって核内カスケードが始まり、 Δ 共鳴の場合は π と核子への分解から核内カスケードが引き起こされる。しかし、陽子と光子とではカスケード反応の始まりのところに相違があり、エネルギーが同じでも全く同じ破砕反応にはならないと考えられる。

消滅処理に対する利用の面から見ると、 (γ, n) 反応による消滅処理が最近検討されているのに対し、光核破砕反応による消滅処理はまだあまり問題にされていないようである。しかし、2次粒子が利用できるので、 (γ, n) 反応を用いた方法よりも効率のよいシステムを考えることができるかもしれない。

光核破砕反応の研究は陽子の破砕反応に比べると格段に少ないが、ここではまず光核破砕反応の実験データを紹介します。次に破砕反応の生成核種の分布を良く再現するRudstam⁽²²⁾の半実験式を用いて、実験値の系統的な再現を行い、エネルギーの広い範囲で光核破砕反応の収率を推定できるパラメータの設定について説明する。核破砕反応の生成断面積の推定方法としては、2段階モデルに基づいて、モンテカルロ法でシミュレーションする方法があるが、それは次項で解説される。

(1) 光核破砕反応の実験データ

高エネルギーの光子は単一エネルギーの光源がアイソトープの製造に使用できるほどの大強度では得られないので、一般に電子線の制動放射 γ 線が使用されている。それは電子のエネルギーを最大エネルギー $E_{\max}$ とする $1/E$ 分布の連続スペクトルを持っている。そのため単一エネルギーの反応断面積 $\sigma(E)$ を直接求めることはできない。制動放射 γ 線でターゲットを照射して、生成核の測定で得られる収率は次式のような意味を持っている。

$$\sigma_{\text{eq}}(\text{mb/equivalent quantum}) = \frac{\int_0^{E_{\max}} \sigma(E) N(E) dE}{\frac{1}{E_{\max}} \int_0^{E_{\max}} E N(E) dE} \quad (1)$$

ここで、 σ_{eq} : 最大エネルギー $E_{\max}$ の制動放射 γ 線での収率

$N(E)$: 制動放射 γ 線のエネルギー分布

光核破砕反応の実験データは実際わずかししか知られていない。ここでは坂本らによって行われた系統的な研究のデータを主として紹介する。 $^{51}\text{V}^{(23)}$, $^{\text{nat}}\text{Cu}^{(24)}$, $^{69}\text{Y}^{(23)}$, $^{127}\text{I}^{(23)}$, $^{133}\text{Cs}^{(23)}$, $^{197}\text{Au}^{(25)}$ をターゲットとして最大エネルギー1,000 MeV までの照射を行なって、多くの光核破砕反応生成物の収率を求めたもので、 $^{51}\text{V}^{(26)(27)}$, $^{127}\text{I}^{(28)}$ ではそれまでに得られていたデータとの比較を行い良い一致を見ている。第7図に、Cuの光核破砕反応生成物の収率の $E_{\max}$ に対する変化を示す⁽²⁴⁾。核破砕反応の収率はそれぞれのしきいエネルギー値から立ち上がり、急激に増加して、やがて緩やかとなり、ついに平坦に近くなる。

第7図 天然組成 Cu の光核破砕反応生成物のそれぞれのアイソトープでの励起関数⁽²⁴⁾

次にアイソトープ分布の1例として、 ^{133}Cs の $E_{\text{max}}=900\text{ MeV}$ での核破砕生成物のアイソトープ分布を第8図に示す。図中に入れられた曲線はあとで説明する。このような複雑な光核破砕反応生成物の収率を求める実験は、高分解能半導体検出器による非破壊測定が主であるが、化学的に分離してから測定する必要もしばしば起ってくる。

第8図 ^{133}Cs の $E_{\text{max}}=900\text{ MeV}$ の制動放射 γ 線による光核破砕反応でのアイソトープ分布⁽²²⁾

(2) Rudstamの式による光核破砕反応の考察

核破砕反応の収率はRudstamの半実験式で整理できる。そして実験データに適合させて決めたパラメータから荷電分布と質量分布が与えられ、また複雑な破砕反応のすべての生成の収率を再現させることができる。その式は次のようなものである。

$$\sigma_{\text{eq}}(Z, A) = \frac{\partial PR^{2/3}}{1.79(e^{PA_i} - 1)} \exp(PA - R|Z - SA + TA^2|^{1/2})$$

$\sigma_{\text{eq}}(Z, A)$ は質量数 A_i のターゲットから生成する生成物 (Z, A) の生成核の収率、 P, R, S, T, θ はパラメータで、このうち P は質量分布の傾斜を与えるパラメータ、 R は荷電分布の幅を与え、 S と T は $Z_F = SA - TA^2$ で荷電分布の最確値を与える、 θ は全非弾性収率に相当する。

この5つのパラメータは通常、実験値をRudstamの式に最小自乗法でフィッティングして求める。第8図の実線はRudstamの式で計算した荷電分布曲線である。質量数の全域にわたって、荷電分布曲線は実験値とよく一致している。したがって実験値の得られていないところは、荷電分布曲線から読み取った値で充分よい推定値が得られていると考えられる。しかし標的核が ^{133}Cs における ^{139}Cs のような標的核に極端に近い核種の収率はGDRから生成したものなので、Rudstamの

式で表わすことはできない。JonssonとLingren⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾は系統的な考察からパラメータに次のような値を推奨している。

$$P = 1.460 E_{\text{max}}^{-0.81} A_i^{-0.89} \quad E_{\text{max}} \leq 600 \text{ MeV の場合}$$

$$P = 7.66 A_i^{-0.89} \quad E_{\text{max}} > 600 \text{ MeV の場合}$$

$$\theta = (-0.81 + 0.184 \ln E) A_i^{1.13} (\text{mb/eq. q.})$$

$$R = 11.8 A^{-0.45}$$

$$S = 0.486; \quad T = 0.00038$$

P は600 MeVまでは E_{max} が大きくなるに従って小さくなるが、600 MeV以上では E_{max} に無関係に一定になってしまう。このような振舞は陽子の核破砕反応ではlimiting behaviorとして知られている。もっとも、陽子の場合、 P が一定になるのは2 GeV以上である。そして、このとき破砕反応の質量分布、荷電分布のすべてが一定になっていて、さらに陽子を π に替えてもその区別はなくなっている。Cuでの光核破砕反応とハドロンでの破砕反応での P のこの振舞の比較を第9図に示す。

第9図 ^{64}Cu のハドロンによる破砕反応(太い実線)と光核破砕反応(実験値をつなぐ細い実線)でのパラメータ P の入射エネルギーに対する依存性の比較⁽²⁴⁾

ハドロンの場合、原子核が入射粒子から受け取り得るエネルギーの量が2 GeV以上で飽和していることを示していると考えられるが、光子の場合も同様であるとする、飽和は低いエネルギー(600 MeV)から始まり、受け入れることのできるエネルギー量が小さくなっているように見える。 $^{51}\text{V}, ^{89}\text{Y}, ^{127}\text{I}, ^{133}\text{Cs}$ の場合も全く同じ傾向が見られる。他のパラメータに対しても詳しい考察が行われた結果、詳細な点で問題はあがるがJonssonとLingrenのパラメータでかなり良い光核破砕反応の収率の推定値が得られると考えられる。なお、Rudstamの式の物理的意味づけについては最近のSato⁽³¹⁾の試みがあることをつけ加える。

(藤原 一郎)

4. 光核反応断面積計算コード

電子加速器からの制動放射 γ 線による光核反応を利用した消滅処理施設の核設計と電子加速器の遮蔽設計では、核種、エネルギー、反応について、完備した評価済み光核反応断面積データファイルが必要である。したがって、本節では、消滅処理に関係する特定の原子核の光核反応断面積評価に必要な計算コードという枠にとどまることなく、評価済み光核反応断面積ファイル作成のために必要な計算コードという立場から、その現状について紹介する。各コードが採用している核反応モデルの理論的な説明については文献[32]を参考にさせて頂きたい。

(1) 計算コードの必要性

消滅処理施設を設計する際に必要となる光核反応データを考えてみる。まず1次反応による消滅処理速度を見積るためには、主として中性子放出反応断面積*が必要になる。さらに放出中性子による2次反応を考慮するためには、イールド断面積**や2次中性子のエネルギー分布、角分布なども必要になるし、より詳細な炉心設計のためには、中性子ばかりでなく他の軽粒子(陽子、重陽子、 ^3He 、 α)放出に関する断面積も必要となる。

電子加速器の遮蔽計算で必要になる光核反応データは、主に制動放射 γ 線による光中性子反応の諸断面積(イールド断面積、エネルギー分布、角分布)と施設の放射化を見積るための構造材核種に関する放射化断面積である。エネルギーとしては数 10 GeV まで要求される。

第10図 粒子-空孔モデルによるGDR領域の光核反応の時間的進展の模式図

(2) 準重陽子吸収(QDR)領域($30 \leq E_\gamma \leq 140$ MeV)

この領域では核力の相互作用半径内に存在する陽子と中性子が、あたかも重陽子(準重陽子)のように振舞い、 γ 線を吸収して光分解を起こし、エネルギーを得た2核子が他の核内核子と衝突を繰り返すという過程が主要な反応機構と考えられている(第11図参照)。この過程は核内カスケードモデル⁽³⁸⁾あるいは励起子モ

これらの核データの実験値は、数 10 MeV までの中性子放出断面積と中性子イールド断面積が測られているに過ぎず、単色 γ 線を用いた2次中性子のエネルギー分布や角分布の測定は皆無に近い状況である。このように測定データだけでは実用に耐えうる評価済みファイルを完成できないのは明らかである。最近完成した 20 MeV 以下の中性子断面積に対する JENDL-3 の作成において理論計算コードが大きな役割を果たしたが、光核反応断面積ファイル作成でも同様のことが期待される。

本節では現在までに光核反応断面積の解析に使用された4つのコード、すなわちMCPNC⁽³³⁾、PREQEC⁽³⁴⁾、ALICE⁽³⁵⁾、PICA⁽³⁶⁾の簡単な紹介を行う。

(2) 光核反応機構

光核反応の全体像については、すでに第II-1節で解説されているので、本節では計算コードが仮定している光核反応の描像についてのごく簡単な紹介を行う。

(1) 巨大共鳴(GDR)領域($E_\gamma \leq 30$ MeV)

巨大共鳴の微視的構造理論によれば、この状態は粒子-空孔状態の重ね合わせで記述される⁽³⁷⁾。その反応は第10図に示すが、最初の入射 γ 線と核子が相互作用して1粒子-1空孔状態から核子-核子相互作用により複雑な多粒子-多空孔状態を通して、熱平衡にある複合核状態に至り、最後は粒子放出を伴って一連の反応が終了する。 γ 線のエネルギーが粒子の束縛エネルギーよりかなり大きい場合は、複合核へ達する前に粒子放出が起こる前平衡粒子放出過程もあり、これを記述するのが各種の励起子モデル⁽³⁸⁾である。

デル⁽³⁸⁾で模擬可能である。

(3) Δ 共鳴領域($140 \leq E_\gamma \leq 350$ MeV)

この領域では、核子が直接 γ 線を吸収して π 中間子

* $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, np)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, p2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$ ……

** 反応1回当りの中性子収量で $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 2\sigma(\gamma, p2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$ で定義される。

第11図 QDR 領域における
光核反応の模式図

を放出する反応と QDR 過程とが競合する。エネルギーを得た核子と π 中間子は他核子と相互作用して反応が進む。 π 中間子と核子の反応過程は詳しく分析されているので、核内カスケードモデルが適用可能である。

(3) 計算コード

本項では、第Ⅱ-4(2)項で記した4つのコードの機能と使用条件等ごく簡単な紹介を行うが、各コードが採用している理論モデルまで解説する余裕はないので、個々の文献を参考にして頂きたい。

(1) MCPNC コード

MCPNC コード⁽³³⁾は、GDR 領域と QDR 領域の計算が可能なモンテカルロ法のコードである。前平衡過程にはランダムウォーク励起子モデル⁽³⁹⁾が採用され、平衡過程には蒸発モデル⁽⁴⁰⁾が使用されている。その特徴は複合粒子放出と多段階前平衡放出過程の取扱いが最も厳密なことで、モンテカルロ計算のヒストリーファイルを保存しておけば、どのような断面積も計算可能なことである。

このコードは断面積を計算したい原子核の原子番号と質量数以外の入力値には、すべてデフォルト値を設定する機能を有しており、ユーザーは核種を指定する入力さえ行えば計算は実行される。ただし、入力により単位密度、励起子遷移強度、核半径等の変更も可能である。

第12図に、励起曲線の計算例を示す。 $(\gamma, 1n)$ と $(\gamma, 2n)$ 反応の強度について測定値がきれいに再現されているのがわかる。

(2) PREQEC コード

PREQEC コード⁽³⁴⁾は、マスター方程式励起子モデル⁽³⁵⁾を採用した QDR 領域用のコードである。平衡過程には通常の蒸発モデル⁽⁴⁰⁾が使用されている。このコードにより光核反応に対する励起子モデルの適用可能性が初めて実証された。角分布の計算ができないのと多段階前平衡放出過程を考慮してないのがこのコードの不備な点である。

本コードは未公開コードのため、入力パラメータの詳細に関しては不明である。

(3) ALICE コード

ALICE コード⁽³⁵⁾は、前平衡過程に Geometry De-

第12図 ^{75}As の光中性子放出反応の励起曲線の
実験値⁽²⁾と MCPNC コードによる
計算値(実線)との比較

pendent Hybridモデル⁽³⁵⁾を採用した QDR 領域用のコードである。本来、核子入射反応評価のために開発されたコードであるが、光核反応断面積計算のためにわずかな修正が行われた⁽⁴¹⁾。平衡過程にはやはり蒸発モデル⁽⁴⁰⁾が使用されている。またコード内で核子放出の逆反応断面積を光学モデルを用いて計算している点、他のコードにはない特徴である。このコードからもほとんどあらゆる断面積の出力が得られる。

本コードへの入力パラメータは多いが、大部分デフォルト値を持っているので、核種と入射エネルギーさえ指定すれば計算は可能である。しかし各オプションを使いこなすには、核物理に対するある程度の知識が要求される。文献⁽⁴¹⁾を見ると、10中性子放出が起こるエネルギー領域までの励起曲線を正しく再現しており、かなり利用価値が高いコードである。

(4) PICA コード

PICA コード⁽³⁶⁾は、核内カスケードモデルと蒸発モデルを組み合わせた QDR 領域と Δ 共鳴領域用のモンテカルロコードである。現在のところ、 Δ 共鳴領域の計算はこのコードでしかできない。

第13図に、 ^{118}Sn の光核反応による中性子スペクトルの計算と実験との比較⁽⁴²⁾を示す。実験との一致はかなり良いといえるが、最近の精度の高い実験データで適用性の再評価をすべきである。

(4) おわりに

低励起状態の残留核を生ずる GDR 領域の計算では、

第13図 ^{118}Sn の光核反応で 67.5° 方向に放出された中性子のエネルギーベクトルの実験値と PICA コードによる計算値(実線)の比較⁽⁴²⁾

連続準位を仮定する蒸発モデルより、離散準位を用いる Hauser-Feshbach 理論⁽³²⁾の方が、より自然に近い。本項で紹介したコードはすべて蒸発モデルを採用しているの、Hauser-Feshbach 理論を採用したコードの出現が望まれる。高エネルギー中性子反応計算コードを光核反応に直すことは極めて容易であるので、SINCROSS-II⁽⁴³⁾などが候補の筆頭に挙げられよう。

なお、ALICE と MCPNC コードは光核分裂過程も取り入れていることを付記しておく。

各計算コードの妥当性の検証は測定値との比較でなされるが、そのために利用できる文献としては以下のものがある。単色 γ 線による光中性子反応断面積の測定値を集めたものとしては、Dietrich と Berman による文献⁽²⁾がある。また広い意味での光核反応((γ, n) , (p, γ) , (e, γ) , (e, e') , $(e, e'p)$ 反応等)の抄録集として、Fuller と Gerstenberg の文献⁽⁴⁴⁾がある。

(岸 田 則 生)

Ⅲ. 陽子加速器による消滅処理に必要な核データ

1. 中性子・陽子による核分裂反応データ

(1) 核分裂断面積

中性子、陽子によって誘起されるアクチノイド核種の核分裂現象は、入射粒子のエネルギーによって、低・中・高エネルギー核分裂の3つに大別して考えることができる。～40 MeV 以下の低エネルギー反応では、入射粒子がターゲット核にはほぼ完全に吸収されて複合

核を形成する。励起した複合核は、主として中性子放出と核分裂の競合過程によって安定化する⁽⁴⁵⁾。第14図に、 ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{242}Pu , ^{244}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am の陽子核分裂励起関数を示す。

第14図 アクチノイド核種の低エネルギー陽子誘起核分裂の励起関数⁽⁴⁵⁾

入射エネルギーが高くなると、入射粒子のド・ブロイ波長が短くなり(約 200 MeV で 2×10^{-13} cm になる)、ターゲット核全体というよりも、むしろターゲット核内の少数の核子との相互作用がまず起る。入射粒子が衝突の際にあまりエネルギーを失わず、そのために核内での平均自由行程が長ければ、再度の衝突を起さずに原子核から飛び出してしまう。入射粒子からエネルギーをもらった核子は、平均自由行程が短い場合が多く、核内で何度か他の核子と衝突を繰り返してその励起エネルギーを多数の核子間に分散する。このような過程を核内カスケード過程というが、カスケード過程直後に核分裂を起すのか、まず多数の中性子放出が起きて励起エネルギーの低い状態になってから核分裂を起すのか、についてはまだよくわかっていない。

第15図に、 ^{238}U の陽子核分裂の励起関数を低エネルギーから 700 MeV までの広い入射エネルギー範囲にわたって示す⁽⁴⁶⁾。この核分裂については多数の報告があり、文献⁽⁴⁶⁾に良く整理されている。

第16図には、 ^{238}U と ^{237}Np の中性子核分裂の励起関数を示す⁽⁴⁷⁾。 ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th の陽子核分裂では、入射エネルギー 100～350 MeV の間で σ_f/σ_R の比(全反応断面積に対する核分裂断面積の比)がほぼ一定になることがわかっている。中性子誘起の核分裂については、単色の高エネルギー中性子を得ることが困難なために実験データが少ないが、最近、米国ロスアラモス研究所の LAMPF で第16図に示すデータが測定された。図

図中の各データ点の出所については文献(46)参照。
第15図 ^{238}U の陽子誘起核分裂の励起関数⁽⁴⁶⁾

中の実線は GNASH コード⁽⁴⁸⁾(pre-equilibrium-statistical modelコード)で計算した核分裂断面積の予測値である。実験値を良く再現している。

入射エネルギーが400 MeV以上になると、ターゲット核内での π 中間子生成が多くなり、カスケード(蒸発過程や上記の前平衡)統計模型では説明できない fragmentation という現象が起る。 π 中間子が生成されてそれが核内で吸収されると、多量の励起エネルギーが局所的に発生し、核分裂過程のような遅い集団運動ではなくて、瞬時に原子核がちぎれるような現象が起ると考えられている。fragmentation は入射粒子が1 GeV以上になると顕著になり、核分裂現象だけを単純に区別して見分けるのが困難になる⁽⁴⁹⁾。

(2) 質量収率曲線

UやThの核分裂片質量収率曲線は低エネルギー核分裂では、非対称質量分割が対称質量分割よりも優勢で、良く知られている2つ山の分布を示す。しかし、エネルギーが高くなるに従って対称質量分割が急激に増加し、150 MeVぐらいで2つ山の谷が完全に埋まって、頂上が平坦な曲線になる。また、入射エネルギーが高くなるに従って、核分裂する前に多数の中性子が放出されたり、核分裂後に分裂片から多くの中性子が放出されるので、質量収率曲線の平均質量数が小さくなるとともに、曲線の低質量側のスロープがなだらかなり、高質量側のスロープが急になる。質量収率曲

第16図 ^{237}Np と ^{238}U の中性子誘起核分裂の励起関数⁽⁴⁷⁾

線は入射エネルギー数 MeV から 400 MeV ぐらいまで本質的には変わらないといつてよい。

第17図に、陽子エネルギー12 MeVで誘起されるアクチノイド核種の収率曲線を示す⁽⁵⁰⁾。分裂する原子核によって収率曲線が微妙に異なるが、2つ山の重い質量数のピーク位置はすべての反応系でほぼ同じであり、分裂核の質量数が大きくなると軽い質量数のピーク位置が高質量数側にずれてくる。第18図に、陽子エネルギー10~340 MeVの ^{238}U の核分裂収率曲線を示す⁽⁴⁹⁾。

中性子誘起核分裂の質量収率曲線に関するデータは、熱中性子によるものを除くと少ないが、文献を第3表(a), (b)に示す。第3表(a)は炉中性子を使ったデータであり、第3表(b)は単色中性子によるデータである。分裂する原子核が同じで、励起エネルギーも同じであれば、陽子誘起と中性子誘起の核分裂は同じ質量収率曲線を与えるはずである。

第18図からもわかるように、入射エネルギーが100 MeV以上になると、対称質量分割が優勢になる。また、各核分裂生成物の収率を入射エネルギーの関数として詳しく調べてみると、一般には、入射エネルギーが増加すると中性子過剰の生成物の収率は減少し、中性子不足の生成物の収率が増加する。

第17図 アクチノイド核種の 12 MeV 陽子誘起核分裂における質量収率曲線⁽⁵⁰⁾

第18図 ^{238}U の陽子誘起核分裂における質量収率曲線の入射エネルギー依存性⁽⁴⁹⁾

第3表(a) 原子炉中性子誘起核分裂に関する文献

複合核	N	Z^2/A	文献
^{228}Ac	139	34.74	(51)
^{232}Pa	141	35.69	(51)(52)
^{232}Th	143	34.76	(51)(53)(54)(55)
^{234}U	142	36.17	(51)(55)
^{238}U	144	35.86	(51)(55)
^{238}Np	145	36.34	(51)(56)
^{239}U	147	35.41	(51)(55)
^{240}Pu	146	36.82	(51)(55)
^{242}Am	147	37.29	(57)(58)

(b) 単色中性子誘起核分裂に関する文献

複合核	N	Z^2/A	中性子エネルギー(MeV) (文献)
^{232}Pa	141	35.69	14 ⁽⁵¹⁾ , 11 ⁽⁵¹⁾ , 3 ⁽⁵¹⁾
^{232}Th	143	34.76	14 ⁽⁵¹⁾⁽⁵⁹⁾ , 3 ⁽⁵¹⁾ , 2~8 ⁽⁶⁰⁾
^{234}U	142	36.17	14 ⁽⁵¹⁾
^{238}U	144	35.86	14 ⁽⁵¹⁾⁽⁶¹⁾ , 0.17~8.1 ⁽⁶²⁾
^{238}Np	145	36.34	14 ⁽⁵¹⁾ , 1.1 ⁽⁵¹⁾
^{239}U	147	35.41	14 ⁽⁵¹⁾⁽⁵⁹⁾⁽⁶³⁾ , 3 ⁽⁵¹⁾ , 1.5~7.7 ⁽⁶⁴⁾
^{240}Pu	146	36.82	14 ⁽⁵¹⁾⁽⁶¹⁾ , 0.17~7.9 ⁽⁶⁵⁾
^{243}Pu	149	36.36	15.1 ⁽⁶⁶⁾

入射エネルギーがGeV領域になると, fragmentation による生成物と fission による生成物が混在するようになり, 核分裂の質量収率曲線というべきものが判然と区別できなくなる。Uなどのアクチノイド核にGeV以上のエネルギーの陽子を照射した場合に, 生成物の収率が質量数の関数としてどのように変わるかを調べた実験データは断片的なものしかなく, 今後の研究成果が期待される。しかし, 恐らく, ^{209}Bi ターゲットで観測されている質量収率分布⁽⁴⁹⁾と同様なものが得られると思われる。

以上, アクチノイド核種の陽子, 中性子誘起核分裂について, 核分裂反応断面積と質量収率曲線の2つの側面から簡単に概観したが, 結論としては, 断面積については入射エネルギー数100 MeVまでならモデル計算による予測が可能であるが, 質量収率曲線と各生成物の収率については, 予測が難しく, 特に, GeV領域での反応については実験データが甚しく不足しているのが現状であるといえる。(中原 弘道, 大槻 勤)

2. 中性子・陽子による核破砕反応データ

核破砕反応を含む中高エネルギー核データについては, 未だに測定例が少なく, また測定値間のバラツキが大きいのが現状である。1986年にBNL NNDCのS.

Pearlsteinを中心としてMENDWG(中高エネルギー核データワーキンググループ)が非公式に編成され、測定値の比較的多い ^{56}Fe を取り上げて、1.0 GeVまでの陽子、中性子データの評価作業が行われ、筆者もそれに参加した。その成果はPearlsteinによってまとめられ⁽⁶⁶⁾、また評価済みデータはENDF/B-VI 高エネルギー

核データライブラリーとしての一般公開が1990年1月に開始された。収納されている核データの種類は次の通りである。(数字はENDFのセクション番号)

1. 全断面積, 2. 弾性散乱断面積, 3. 弾性散乱外断面積, 核種・核子生成断面積, すなわち, 5. 核破砕生成核種, 201. 中性子, 202. 光子, 203. 陽子, 204.

第4表 原子核破砕および消滅処理プロセスのシミュレーション・コード(我が国で開発改良されたもの)

コード名	計算問題	物理過程	使用されている核および核子データ
NUCLEUS ⁽⁶⁷⁾	<ul style="list-style-type: none"> 1個の原子核の核破砕 入射粒子: 陽子, 中性子, π中間子 ターゲット核の制限 $A=1, 6 \leq A \leq 250$ 入射粒子エネルギーの上限: 3.5 GeV π中間子に対しては 2.5 GeV 	<ul style="list-style-type: none"> 核内核子カスケード 粒子蒸発($n, p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$) 高エネルギー核分裂 	<ul style="list-style-type: none"> 核半径 核内核子密度分布 フェルミ・エネルギー分布 核子・核子散乱断面積(p, p) (n, p)に対しては弾性散乱断面積, 微分散乱断面積, 弾性散乱外断面積(1πおよび2π生成) (π^-, p), (π^0, p), (π^+, p), (π^0, n)に対しては, 弾性散乱断面積, 荷電交換断面積, 微分散乱断面積, 吸収断面積, 弾性散乱外断面積(1π生成)
NMTC/JAERI ⁽⁶⁸⁾	<ul style="list-style-type: none"> 非均質な巨視的体系内での高エネルギー(≥ 20 MeV)核子輸送および核反応 	<ul style="list-style-type: none"> 原子核の核破砕 (NUCLEUSと同じ) 核外核子輸送 	<ul style="list-style-type: none"> 核および核子データは NUCLEUSと同じ 巨視的幾何形状データ
NMTA/JAERI ⁽⁶⁹⁾	<ul style="list-style-type: none"> NMTC/JAERI 出力の編集: 核破砕生成物分布, 発熱分布 	<ul style="list-style-type: none"> 荷電粒子の減速 反跳核の運動エネルギー 残留核の励起エネルギー 	<ul style="list-style-type: none"> NMTC/JAERIの出力
ACCEL ⁽⁷⁰⁾	<ul style="list-style-type: none"> アクテニド消滅処理および核分裂性核種増殖用加速器ターゲット・ブランケット体系の設計用計算コードシステム 	<ul style="list-style-type: none"> 核子輸送計算(≥ 20 MeV) (NMTC/JAERI) 中性子輸送計算(≤ 20 MeV) (MORSE-DD, TWOTRAN-II, 等) 	<ul style="list-style-type: none"> NMTC/JAERIと同じ 中性子輸送計算コードと同じ
DCHAIN-SF ⁽⁷¹⁾	<ul style="list-style-type: none"> 核破砕生成核種および核分裂生成核種の個数密度の時間変化 	<ul style="list-style-type: none"> 核破砕生成物および核分裂生成物の生成・崩壊 	<ul style="list-style-type: none"> 核分裂生成核種についてのデータ 核破砕生成核種については NUCLEUSおよびSPDで算出する
SPD ⁽⁷²⁾	<ul style="list-style-type: none"> 核破砕生成核種の半減期の計算 β崩壊, γ崩壊のエネルギー 	<ul style="list-style-type: none"> β^-崩壊 β^+崩壊 γ崩壊 	<ul style="list-style-type: none"> 質量公式: 宇野・山田 Myers & Swiatecki Wapstra & Cameron
HETC-3 STEP ⁽⁷³⁾	<ul style="list-style-type: none"> 非均質な巨視的体系内での高エネルギー核子輸送および核反応 	<ul style="list-style-type: none"> 核内核子カスケード 前平衡状態からの粒子放出(HETCでは考慮されていない) 粒子蒸発 	<ul style="list-style-type: none"> HETC⁽⁷⁶⁾と同じ

d , 205. t , 206. ${}^3\text{He}$, 207. α 。

このように現在に至るもエネルギーは消滅処理に最適とされる入射陽子エネルギー 1.5 GeV に達しておらず、消滅処理の対象となる超ウラン核種の核破砕データも極めて少ない。このような状況の中で核破砕を利用する消滅処理プロセスの解析のために、第4, 5表にリストしたようなコード群が開発されてきた。核破砕反応は、第4表 NUCLEUS の項に示されているように、核構造データと核子・核子データのみを用いて、種々の核反応の複合競争過程としてモンテカルロ法によるシミュレーション計算で取り扱われるのが一般的である。

核内カスケード計算においては、しかしながら、未だに1950年代の測定値に基づいた核子・核子データライブラリーが用いられており、SIN やロスアラモス研究所などでのその後の測定データの調査を行い、データの再評価を行うべき時期に来ている。

核破砕反応では、 π 中間子も生成される。 π 中間子の生成量そのものは、中性子や陽子に比較して小さいが、 π 中間子と陽子の相互作用には 100~200 MeV で顕著な共鳴の存在が知られており、 π 中間子に対する核データも重要である。

20 MeV 以上の領域における核反応断面積の測定は散発的に行われているに過ぎず、また測定データの系統的な収集・評価作業も本格化していない。数10 MeV ~ 数GeV 領域の核データの調査は1984年に塚田によって行われたが⁽⁸¹⁾、その後は中断したままになっている。また消滅処理においては、核破砕の結果どんな核種がどれだけ生成されるかを評価することが重要である。核破砕生成物分布に関しては、中原・西田の調査報告⁽⁸²⁾があるが、核破砕反応メカニズムそのものにもまだ物理的に解明されていない現象があるので、系統的な実験計画に基づいた測定の集積を計る必要がある。(中原 康明)

第5表 高エネルギー核反応・核子輸送シミュレーション・コード(外国で開発・改良されたもの)

コード名	開発機関	特 徴
NMTC ⁽⁷⁴⁾	ORNL	NMTC/JAERI の原型版。ただし、 ・扱える核種: $A=1, 8 \leq A \leq 239$ ・高エネルギー核分裂は考慮されていない。
NMTC/BNL ⁽⁷⁵⁾	BNL	高エネルギー核分裂を考慮
HETC ⁽⁷⁶⁾	ORNL	・NMTCをさらに高エネルギー領域(1 TeV)まで拡張したもの ・3 GeV 以上における弾性散乱断面積は 3 GeV 付近から外挿する。
HETC-H ⁽⁷⁷⁾	KFA	・エネルギー上限を 20 GeV まで拡張 ・高エネルギー核分裂を考慮 ・蒸発粒子を $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$, 重粒子 $A < 20$ に拡張
HETC-F ⁽⁷⁸⁾	CEA	・エネルギー上限を数 100 GeV まで拡張 ・高エネルギー核分裂を考慮 ・入射粒子を $A \leq 8$ まで拡張
PNEM ⁽⁷⁹⁾	BNL	高エネルギー入射陽子および中性子に対する中性子生成に関する諸断面積を求める。 ・核種の範囲: $6 \leq A \leq 265$ ・核データのシステマティクスに基づくパラメータ・フィット
ALICE ⁽³⁵⁾	LLNL	ALICE/LIVERMORE 85(LLNL)版 ・前複合核および複合核の崩壊を粒子蒸発(n, p, d, α)と核分裂の競争過程として取り扱う。 ・複合核の励起エネルギーの上限: 200 MeV
ALICE-P ⁽⁸⁰⁾	BNL	ALICE/LIVERMORE 85(LLNL)の拡張版 ・蒸発粒子に $t, {}^3\text{He}$ を含む ・複合核の励起エネルギーの上限: 1 GeV

— 参考文献 —

- (1) SHODA, K.: *Phys. Rep.*, **53**, 341 (1979).
- (2) DIETRICH, S., et al.: *At. Data Nucl. Data Tables*, **38**, 199 (1988).
- (3) BERMAN, B.L., et al.: *Phys. Rev.*, **162**, 1098 (1967); *Rev. Mod. Phys.* **47**, 713 (1975).
- (4) BERMAN, B.L., et al.: *Phys. Rev.*, **C2**, 2318 (1970).
- (5) BOWMAN, C.D., et al.: *ibid.*, **133B**, 676 (1964).
- (6) FULLER, G.E.: *Proc. Int. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications*, (ed. BERMAN, B.L.), LLL, USA., p. 1201 (1973).
- (7) HAYWARD, E.: "Photonuclear Reactions, Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions", (ed. MacDONALD, N.), p. 142 (1965), Oliver & Boyd.
- (8) CARLOS, P., et al.: *Nucl. Phys.*, **A219**, 61 (1974).
- (9) Tables of particle properties, *Rev. Mod. Phys.*, **48**, 821 (1976).
- (10) SCHIFF, L.I.: *Phys. Rev.*, **83**, 252 (1951).
- (11) TIATOR, L., et al.: *Nucl. Phys.*, **A379**, 407 (1982).
- (12) KATZ, L., et al.: *Proc. 2nd Geneva Conf.*, Vol. 15, 184 (1958).
- (13) VEYSSIÈRE, A., et al.: *Nucl. Phys.*, **A199**, 45 (1973).
- (14) DIETRICH, S.S., et al.: *UCRL-94820*, (1986).
- (15) LEPRÊTRE, A., et al.: *Nucl. Phys.*, **A472**, 533 (1987).
- (16) CALDWELL, J.T., et al.: *Phys. Rev.*, **C21**, 1215 (1980).
- (17) RIES, H., et al.: *ibid.*, **C29**, 2346 (1984).
- (18) JACOBS, E., et al.: *ibid.*, **C19**, 422 (1979).
- (19) GÜNTHER, W., et al.: *Z. Phys.*, **A295**, 333 (1980).
- (20) 加瀬 健: 東北大学研究科修士論文, (1989).
- (21) SERBER, R.: *Phys. Rev.*, **72**, 1114 (1947).
- (22) RUDSTAM, G.: *Z. Naturforsch.*, **21a**, 1027 (1966).
- (23) 坂本 浩, 他: 核理研報, **18**, 290 (1985).
- (24) SIBATA, S., et al.: *Phys. Rev.*, **C35**, 254 (1987).
- (25) 深沢拓司, 他: 第31回放射化学討論会予稿集, **1A01**, (1986).
- (26) NAPOLI, di V., et al.: *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **40**, 175 (1978).
- (27) BÜLOW, S., et al.: *Z. Phys.*, **A278**, 89 (1976).
- (28) JONSSON, G.G., et al.: *Nucl. Phys.*, **A153**, 32 (1970).
- (29) JONSSON, G.G., et al.: *Phys. Scripta*, **7**, 49 (1973).
- (30) *idem.*: *ibid.*, **15**, 308 (1977).
- (31) SATO, S.: *Phys. Rev.*, **C37**, 2902 (1988).
- (32) 五十嵐信一, 原田吉之助: 原子力誌, **22**(4), 213; **22**(5), 289 (1980).
- (33) 岸田則生, 角谷浩享: 近日中に *JAERI-memo* 公表予定。
- (34) WU, J.R., et al.: *Phys. Rev.*, **C16**(5), 1812 (1977).
- (35) BLANN, M., et al.: *UCID-19614*, (1982).
- (36) GABRIEL, T.A., et al.: *ORNL-4687*, (1971).
- (37) 鈴木敏男: "原子核の巨大共鳴状態", 物理学最前線19, (大槻義彦編), **2** (1988), 共立出版。
- (38) BLANN, M.: *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, **25**, 123 (1975).
- (39) GUDIMA, K.K., et al.: *Yad. Fiz.*, **21**, 260 (1975).
- (40) WEISSKOPF, V.F.: *Phys. Rev.*, **57**, 472 (1937).
- (41) BLANN, M., et al.: *ibid.*, **C28**(6), 2286 (1983).
- (42) GABRIEL, T.A., et al.: *ibid.*, **182**, 1035 (1969).
- (43) YAMAMURO, N.: *JAERI-M* 90-006, (1990).
- (44) FULLER, E.G., et al.: *NBSIR* 83-2742, (1984).
- (45) OHTSUKI, T.: Systematic study of low-energy proton-induced fission of actinides, Ph. D. Thesis, Tokyo Metropolitan Univ. (1990).
- (46) BABA, S., UMEZAWA, K., BABA, H.: *Nucl. Phys.*, **A175**, 177 (1971).
- (47) ARTHUR, E.D., et al.: "50 Years with Nuclear Fission", p. 931~938 (1989), ANS.
- (48) YOUNG, P.G., et al.: *LA-6947* (1977); *LAUR-88-382*, (1988).
- (49) HYDE, E.K.: "The Nuclear Properties of the Heavy Elements", II Fission phenomena, (1964), Prentice-Hall.
- (50) OHTSUKI, T., HANAJIMA, Y., SUEKI, K., NAKAHARA, H.: *Phys. Rev.*, **C40**, 2144 (1989).
- (51) CROUCH, E.A.C.: *At. Data Nucl. Data Tables*, **19**, 19 (1977).
- (52) KEMMER, J., et al.: *Radiochim. Acta*, **13**, 181 (1970).
- (53) CHUNG, C., et al.: *ibid.*, **38**, 173 (1985).
- (54) IYER, R.H., et al.: *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **25**, 465 (1963).
- (55) Flynn, K.F., et al.: *ANL-7749*, (1970).
- (56) NAMBOODIRI, M.N., et al.: *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **30**, 2305 (1968).
- (57) CUNINGHAME, J.G.: *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **4**, 1 (1957).
- (58) SIGG, R.A., et al.: *Phys. Rev.*, **C27**, 245 (1983).
- (59) GEVAERT, L.H., et al.: *Can. J. Chem.*, **48**, 641 (1970).
- (60) GLENDENIN, L.E., et al.: *Phys. Rev.* **C22**, 152 (1980).
- (61) RIDER, B.F.: *NEDO-12154-3(B)*, (1980).
- (62) GLENDENIN, L.E., et al.: *Phys. Rev.* **C24**, 2600 (1981).
- (63) ADAMS, D.E., et al.: *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **37**, 419 (1975).
- (64) NAGY, S., et al.: *Phys. Rev.* **C17**, 163 (1978).
- (65) GINDLER, J.E., et al.: *ibid.*, **C27**, 2058 (1983).
- (66) PEARLSTEIN, S.: *Astrophys. J.*, **346**, 1049 (1989).
- (67) 西田雄彦, 中原康明, 筒井恒夫: *JAERI-M* 86-116, (1986); *JAERI-M* 87-088, (1987).
- (68) 中原康明, 筒井恒夫: *JAERI-M* 82-198, (1982).
- (69) 西田雄彦, 中原康明: *JAERI-M* 84-154, (1984).
- (70) 中原康明, 筒井恒夫, 田次邑吉: *JAERI-memo* 9502, (1981).
- (71) 西田雄彦, 中原康明: 未公開。核破砕生成核種も扱えるようにDCHAINZコード (cf. TASAKA, K.: *JAERI-M* 8727 (1980)) を拡張したものである。
- (72) 西田雄彦, 中原康明: 未公開。
- (73) ISHIBASHI, K., et al.: *Proc. Nucl. Data for Sci. Technol.*, 1988, *Mito*, 1143 (1988); NAKAHARA, Y., NISHIDA, T.: *JAERI-M* 86-074, (1986).
- (74) COLEMAN, W.A., et al.: *ORNL-4606*, (1970).
- (75) TAKAHASHI, H.: *BNL-NCS-51245*, (1980).
- (76) CHANDLER, K.C., et al.: *ORNL-4744*, (1972).
- (77) CLOTH, P., et al.: *Jül-Spez-196*, (1983).
- (78) PHILIS, C.: 未公開。
- (79) PEARLSTEIN, S.: *Nucl. Sci. Eng.*, **95**, 116 (1987).
- (80) PEARLSTEIN, S.: 未公開 (cf. Ref. 60).
- (81) 原子力学会「中性子ターゲットシステム」専門委: "スボレーション中性子工学", (1984).
- (82) 中原康明, 西田雄彦: *JAERI-memo* 59-270, (1984).