



解説

核融合中性子の挙動を追跡する！！ ～二重微分断面積に関する最新の研究

村田 勲, 近藤恵太郎¹⁾, 宮丸広幸, 落合謙太郎¹⁾

大阪大学大学院工学研究科, ¹⁾日本原子力研究開発機構

(原稿受付: 2009年9月24日)

核融合炉の核設計に不可欠な、14 MeV 中性子と核融合炉構成材料核種との核反応断面積の高精度測定をめざし、過去約10年間に亘って、大阪大学が日本原子力研究開発機構との共同研究を通じて、2つの新しい二重微分断面積測定手法の開発を進めてきた。日本原子力研究開発機構 FNS 施設において利用可能な世界で唯一の DT 中性子ペンシルビームを用いる本測定手法により、放出中性子スペクトル測定に基づく (n, 2n) 反応断面積の直接測定、およびきわめて高精度な荷電粒子放出二重微分断面積測定が可能となった。本解説では測定手法の概要と、これまでに得られた世界初となるベリリウム、ジルコニウム、フッ素の最新の詳細断面積測定結果についてわかりやすく解説した。

Keywords:

double-differential cross section, DT neutron, nuclear reaction, FNS (Fusion Neutronics Source), (n,2n) reaction, charged particle, breakup reaction, beryllium, zirconium, fluorine

1. はじめに

現在研究開発が進められている核融合炉では、重水素 (D) と三重水素 (トリチウム (T)) を用いた以下の DT 反応を利用することが考えられている。



DT 反応によって発生するエネルギーは 17.6 MeV で、このうちおよそ 14 MeV のエネルギーが中性子に付与される。この中性子は、炉壁、ブランケット、超伝導コイルなどのプラズマ周辺機器に入射し、様々な相互作用を引き起こすことでそのエネルギーを失っていく。核融合炉とは、この中性子のエネルギーを取り出し発電に利用するシステムであり、その挙動を正確に把握することは非常に重要になる。

中性子は電荷を持たない。したがって、電磁相互作用をすることなく様々な物質を軽々と透過する。今、例としてコンクリート壁への中性子入射を考えてみる。一般に 14 MeV 中性子の中性子束強度を一桁下げするためには、およそ 25 cm の厚さの普通コンクリートを必要とすることが知られている。中性子が止まるのは、その運動エネルギーを周囲の物質に付与するためであり、この例の場合は、コンクリートを構成する元素の原子核との相互作用の結果、エネルギーをコンクリートにはほぼ一様に (あらゆる場所に) 少しずつ付与していることになる。このエネルギー移行は、中性子とコンクリートを構成する元素の原子核との核反応により行われる。

中性子による最も基本的な核反応は弾性散乱である。中

性子のエネルギーは、弾性散乱の結果反跳する原子核に、運動エネルギーとして付与される。入射中性子のエネルギーが数 100 keV を超えると非弾性散乱が起こりはじめる。非弾性散乱では原子核が励起され、中性子のエネルギーの一部は原子核の回転や振動状態のエネルギーとして蓄えられる。これらのエネルギーは、ほとんどの場合即発的にガンマ線 (光子) として放出される。数 MeV 以上の中性子では、しきいエネルギーの高い核反応が可能となり、結果として様々な 2 次粒子が生成される。たとえば、(n, 2n), (n, p) や (n, α) 反応のような原子核の組み替えによる 2 次粒子放出反応が起こるようになる。これらの核反応によって放出された 2 次粒子もエネルギーの運び手となる。ガンマ線は物質との電磁相互作用 (光電効果、コンプトン散乱、電子対生成) によって電子を生成し、その電子を介してエネルギーを付与する。荷電粒子は物質を構成する原子の軌道電子とクーロン相互作用を繰り返して、運動エネルギーを失う。荷電粒子のエネルギーが高い場合、さらに 2 次的に核反応を起こすこともあるが、結果として放出される、中性子、ガンマ線および荷電粒子は、上記と同じ過程によりやがてエネルギーを失う。

以上のように、物質に付与された中性子のエネルギーは、最終的にすべて熱に変換される。これを「核発熱」と呼ぶ。その熱を回収し発電することが核融合炉開発の第 1 の目的である。しかし、中性子には、それ以外に積極的で重要な役割がある。それはトリチウムの生産である。(1) 式の核反応に基づく DT 核融合炉では、トリチウムが燃料として必要になる。しかし、トリチウムは地上に安定に存

Tracking the Behavior of Fusion Neutrons !! - The Latest Research on the Double-Differential Cross Sections

MURATA Isao, KONDO Keitaro, MIYAMARU Hiroyuki and OCHIAI Kentaro

corresponding author's e-mail: murata@eie.eng.osaka-u.ac.jp

在しない。この反応を連鎖的に持続させるためには、トリチウムの生産が必要になる。これは現在、リチウムとの核反応により実現できることがわかっており、ブランケットにリチウムの化合物を装荷することが検討されている。また、熱回収と相補的な事柄であるが、中性子を適切に遮へいすることが核融合炉の成立上きわめて重要になる。超伝導コイルなど、炉を構成する機器を中性子照射による放射化や損傷から守らねばならないし、さらにその外側で作業する従事者に対する放射線被曝を十分抑える必要があるからである。

これらのことをきちんと実現できる核融合炉を設計するためには、上記の中性子がエネルギーを失う素過程（核反応）が、どこでどのぐらい起こり、その結果さらに（二次的に）何が起こるのかを正確に知る必要がある。その場合に必要となるのが、核反応の発生確率データ（反応断面積、もしくは核データ）である。詳細は2章に譲るが、これらは通常、データベースとして整備されており、これを用いて、実際中性子の挙動を模擬計算（輸送計算）により予測することができる。この核データは、中性子のエネルギーに対して強い依存性を持つため、あらゆる中性子エネルギーに対して準備しておく必要がある。核融合炉ではDT反応で発生する中性子はほぼ14 MeV単色のエネルギーを持つことから、14 MeV中性子に対する核データの重要性が高いことは予想できる。このような核データはDT中性子源を使用して測定することが可能であり、測定例がかなり存在する。しかし近年、ITERに代表される核融合実験機器の設計を高精度で行うため、核データにも更なる高精度化が求められており、そのためには高精度な実験データが不可欠である。このようなデータは、特に質量数の小さい元素（軽元素）については未だ十分とはいえない^a。しかも、14 MeVというエネルギーは、核分裂を利用する原子炉の設計で想定される中性子エネルギーよりもかなり高く、原子炉の設計で用いられる核データをそのまま、もしくは外挿して使用することができないという事情もある。なぜなら、上記したとおり、中性子のエネルギーが上昇すると、様々なしきい核反応チャンネルが開き、反応の結果放出される2次粒子の角度分布も非等方性が強くなるからである。このため、核融合炉設計では「二重微分断面積」と呼ばれる多少特殊な核データテーブルを準備し、それを用いた精度の高い計算を行う必要がある。これについては3章で詳しく述べる。

本解説では、核融合炉設計用核データのうち最も重要で、高精度なものが要求される14 MeV中性子核反応断面積について、過去約10年間に亘って、大阪大学が日本原子力研究開発機構（以下、原子力機構）のFNS（Fusion Neutronics Source）グループと共同研究として測定を進めてきた成果をわかりやすくまとめた。特に4章と5章においては、

a 核反応の起こり方（メカニズム）は原子核の質量数により大きく変化することが知られている。特に14 MeVという高いエネルギーの中性子との相互作用では、軽い原子核になるほど直接反応と呼ばれる、少数の核子と中性子が直接相互作用する過程が支配的となり、量子力学的な効果が強く現れる。結果として、放出される粒子の角度分布やエネルギー分布は複雑となり、測定や理論計算を困難にする。反対に、原子核の質量数が大きくなれば、多数の核子が集団的に振る舞う過程の寄与が支配的になり、統計的な扱いに基づく核反応モデルを適用することができるようになる。

FNS施設において利用可能な世界で唯一のDT中性子ペンシルビームを用いた2つの新しい二重微分断面積測定手法について詳しく述べている。これらを用いることにより、世界初となる多数のデータが測定されはじめており、今後も数多くの測定が進められると期待されているものである。

2. 中性子輸送方程式と核データ

中性子のふるまいは一種の輸送現象として理解できる。3次元空間における中性子の輸送は、ボルツマンの輸送方程式によって記述される。ボルツマン中性子輸送方程式は、微少領域内での中性子の発生、消滅および外部領域との出入りを考慮した粒子密度のバランス方程式であり、6次元（空間座標（3次元）、中性子の散乱角度（2次元）、中性子のエネルギー（1次元））の微積分方程式である。この方程式を解き、中性子束強度の分布を計算することを一般に「輸送計算」と呼んでいる。

1章でも述べたが、この方程式に基づく輸送計算には、核反応の確率を与える「反応断面積」と呼ばれるデータが必要になる。反応断面積は核反応の起こりやすさを表す物理量で、面積の次元を持つ。これは、中性子束（フラックスとも言う）が面積の逆数の次元を持つことに対応しており、中性子束に反応断面積を乗じれば、原子核あたりに起こる反応の個数（無次元量）となる。原子核を的とする中性子から見れば、反応断面積とは「的の大きさ」のようなものであり、的の面積が大きければ反応の確率が大きくなる、というアナロジーとして理解できるだろう。

反応断面積や、核反応によって発生する二次粒子のエネルギーおよび放出角度の分布など、原子核反応に関わるデータを総称して「核データ」と呼ぶ。核データの作成は本来実験値の積み上げにより行われる。この場合の実験値とは、あるエネルギーに対する反応断面積の値であり、一般に小さなサンプルを用いた、いわゆる微分実験により得られる（これを微分実験データと呼ぶ）。しかし、これらのデータを使用しても核データの作成（評価）は、実際には困難である。実験値の中には測定誤差が含まれている上、エネルギーや放出角度に対して連続的な値が得られているわけではないためである。そこで、実験値を基に構築した現象論的な理論モデルによる計算や、統計学を利用した推定が行われる。このようにして得られた核データを評価済核データと呼ぶ。これらのデータは利用しやすいように一定の書式にしたがって電子ファイルにまとめられている。これを評価済核データライブラリと呼ぶ。

この核データライブラリを用い、ボルツマン方程式を解く（輸送計算を行う）ことで、炉内の中性子束分布、発熱分布等が計算できる。しかし、問題は簡単ではなく、6次元のボルツマン方程式を解析的に解くことはきわめて困難であることが知られている。一般的な解法としては、空間

やエネルギーを群化して数値計算によって解を求める方法 (S_N法や直接積分法, いわゆるディスクリット・オーディネート法), および粒子の輸送をありのまま模擬して統計的な収束解を得る方法 (モンテカルロ法) がある. なお, ボルツマン方程式をある適当な近似を仮定して解くと, 濃度勾配による物質の流れを取り扱う拡散方程式に帰着させることができる. 原子炉の場合は中性子のエネルギーが低く散乱の非等方向性が小さいので, 拡散方程式に基づく輸送計算でも十分精度の高い設計を行うことが可能である.

ディスクリット・オーディネート法とモンテカルロ法にはそれぞれ優劣があり, 状況に応じて相補的に使い分けられる. ディスクリット・オーディネート法の欠点としては, エネルギーや空間座標の群化に伴う誤差が避けられないこと, および空間座標を離散化するため, 複雑な計算体系に適用する際に大きな困難を伴うことが挙げられる. 一方, モンテカルロ法にはこのような欠点はないが, 非常に長い計算時間が必要となることが知られている. しかし近年, コンピュータ技術の進歩に伴い, モンテカルロ法による連続エネルギー輸送計算が実用的となり, 様々な応用分野で広く用いられるようになった. 本解説で取り上げている核融合炉施設のようなきわめて複雑な体系も, ディスクリット・オーディネートコードによって計算するには限界があることから, 連続エネルギーモンテカルロコードが用いられるようになってきており, ITERの設計ではモンテカルロコードがほぼ全面的に採用されている. なお, ここで言う連続エネルギーとは, エネルギーの取扱をディスクリット・オーディネート法や拡散法のように群化しない, という意味であり, 元々群平均データ (群定数) ではない核データ^bをほぼそのまま (精度を劣化させないで) 使用できるアドバンテージを持つ. 最も代表的なモンテカルロ輸送計算コードは米国ロスアラモス研究所で開発されたMCNP[1]である. 日本では, 原子力機構により開発されたMVP[2]がほぼ同等の機能を備えている. モンテカルロコードを用いることで, 核データの群化に伴う誤差がほぼ排除できることとなり, 核データの不確かさがそのまま計算結果に現れる. つまり, モンテカルロ計算により, いわゆる参照解が得られることを意味する. 核融合炉の設計精度の向上は結局, とりもなおさず核データの精度向上を如何に進めるかにかかっていることになる.

3. DT 中性子ビームを用いた二重微分断面測定

2章で説明したボルツマン方程式に基づくモンテカルロ輸送計算により核融合炉の設計を高精度で行うためには, 二重微分断面 (double-differential cross section, DDX) と呼ばれるデータが必要となる. 反応断面は, ある反応がおこる確率であるが, 二重微分断面は, その反応の結果放出される二次粒子が, 「どのようなエネルギーでどの方向に放出されるか」を与えるデータである. つまり, エ

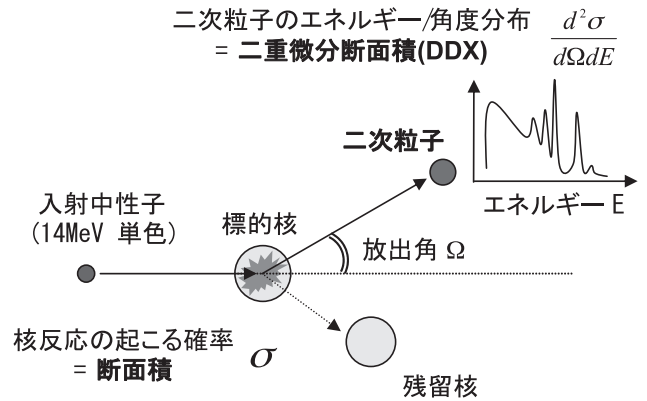


図1 二重微分断面積とは?

ネルギーと角度で微分した断面積なので二重微分断面積と呼ばれている (図1参照). 二次放出中性子に関する二重微分断面積は, 散乱後の中性子のエネルギーと角度を与えるので, 中性子輸送計算に重要なデータであるということは直感的に理解できるだろう. さらに, 中性子の核反応で二次的に生じたガンマ線や (n, p), (n, α) 反応などで生じる荷電粒子の輸送も中性子と同様にボルツマン方程式によって記述することができる. ガンマ線の計算には2次ガンマ線放出に関する二重微分断面積とガンマ線の物質との相互作用断面積が必要となる. ガンマ線は中性子と同様に電荷を持たないことから, その輸送計算は中性子に近い取扱になる. 一方, 荷電粒子は中性子やガンマ線に比べてはるかに飛程が短いため, 一般的に局所的な発熱源と考えることができる. そのため, 詳細な二重微分断面積は, 輸送計算よりはむしろ発熱量などのいくつかの物理量の正確な計算に必要となる. 局所的なエネルギー吸収量を与えるKERMA (Kinetic Energy Release in MAtter) ファクタ, 生成した荷電粒子による損傷量 DPA (Displacement Per Atom) やガス生成量などはすべて二重微分断面積に基づいて計算されている. このように, 二次放出中性子, ガンマ線および荷電粒子についての二重微分断面積は核融合炉の核特性評価のために必要不可欠な基礎データであると言える.

1970年代後半になると, 加速器型のDT中性子源を用い, 核融合炉のブランケット体系を模擬した基礎的な実験が行われはじめた. この頃は, 輸送計算による核特性の予測精度はまだきわめて低かった. これは, 二重微分断面積が核データライブラリに格納されておらず, これを利用した輸送計算が行えるコード自体も存在しなかったためである. その後, 14 MeV 中性子の輸送計算には二重微分断面積が必要であり, 核融合炉の核特性の評価にも重要であることが指摘された[3]. 二次放出中性子に対する二重微分断面積の測定が大阪大学[4]や東北大学[5]のグループにより多数行われ, 高精度の微分実験データに基づく理論解析が可能になり, 核データライブラリの精度は大きく向上した.

^b 核データでは, 離散エネルギーに対する断面積値が1対1で与えられている. ポイントワイズデータとも言われる. したがって, 離散エネルギー間の断面積はすべて内挿により求められる. これに対して, 群定数に代表されるグループワイズデータとは, エネルギーを群化し各群内の平均断面積を与えている. 平均断面積は, 通常中性子スペクトルを重みとして評価されており, 原理的に中性子スペクトルを仮定することに起因する誤差を避けられない.

二重微分断面積を格納した核データライブラリが利用可能になったことによって、輸送計算の精度も飛躍的に向上した。これらの核データライブラリは、ベンチマーク実験と呼ばれる積分的な実験によって精度の検証が行われ、評価に対するフィードバックが行われてきた[6]。2章でも述べたとおり、核データの評価のためには、微分実験データが必要である。ベンチマーク実験とは、微分実験よりかなり大きな体系を用いた実験を指し、ある特定のエネルギーに対する反応断面積をテストするのではなく、体系内で中性子が何度も核反応を起こしながら減速する物理過程を利用し、ほぼすべてのエネルギー範囲をカバーする核データ検証をめざすものである。しかし、実験で得られる測定値は、それらの効果すべてを積分した結果であり、積分実験と呼ばれる意味がそこにある。多数の微分実験と積分実験がこの30年あまりの間に実施および蓄積され、高精度な二重微分断面積データの評価とその検証が進んだ。しかし、依然として精度に問題のあるデータが残されているのも事実である。ベンチマーク実験によって評価済核データの不備が指摘されている元素は数多く存在する。さらには、データによっては微分実験データがほとんど存在せず、核データライブラリに格納されたデータに対する微分的な検証が全く行われていないものも存在する。ベンチマーク実験により、核データの不備が指摘されてはいても、それが具体的にどの部分であるかは、微分実験によらねばはつきりさせられない。これが、微分実験による高精度な二重微分断面積測定が重要視される本質的な理由である。微分実験データの蓄積が進んでいない主な理由は、測定自体が原理的に難しいことにある。特に二重微分断面積測定の困難さは、主として等方中性子源の利用に由来するものであった。微分実験では、通常小さなサンプルを使用する。そのサンプルにソース中性子が入射し、二次的に放出される粒子をサンプルの周りに設置された検出器で検出する。これが微分実験データになる。中性子源が等方の場合、発生した大部分のソース中性子はサンプルには入射しない。サンプルは一般的に中性子源から少し離れた場所に設置されるからである。このため、サンプルに入射しない中性子が大量の2次粒子を作り出し、それが検出器のバックグラウンドになる。通常は、これを避けるため、検出器は厳重に遮へいされる。必要な遮へいを施すためには、検出器はサンプルからある程度離す必要がある。したがって、測定の信号雑音比 (Signal-to-Noise (S/N) ratio, 以下 S/N 比) は必然的に著しく低下する。以上の問題は、まさに等方中性子源を使用していることによって起る。

次章以降で紹介する断面積測定では、原子力機構のFNS施設に設置されているDT中性子ビームを利用する。FNS施設は世界最高性能の加速器型のDT中性子源を有している。本研究で利用したDT中性子ビームは、今から約10年前に世界で初めてFNS施設で供用が開始された。これは、大型の回転型トリチウムターゲットで等方に発生した中性子を、厚さ2mの大型コリメータ遮蔽体で直径2cmのペンシルビーム状に整形することで実現されている。この遮蔽

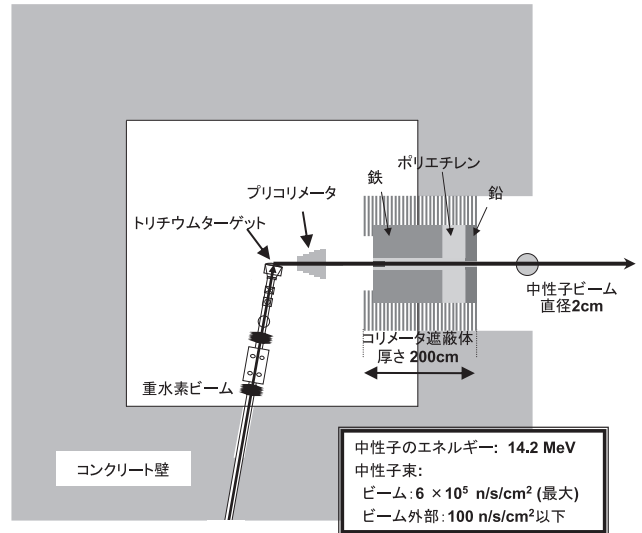


図2 原子力機構FNS施設のDT中性子ビーム。

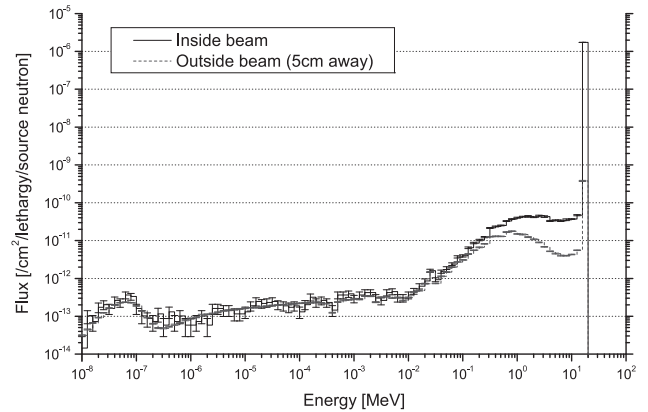


図3 DT中性子ビームのエネルギースペクトルの計算値。

体の構造および中性子源の配置を図2に示す。DT中性子ビームの性能については、モンテカルロ法による計算で評価している。得られた中性子スペクトルを図3に示す。図の2つの中性子スペクトルは、ビーム中心部分とビーム中心からビーム方向と垂直な方向に5cm離れた場所でのスペクトルである。ビーム出口でのDT中性子の中性子束強度は最大 $1 \times 10^6 / \text{cm}^2/\text{s}$ 程度であり非常に強力である。一方、この時のビーム外側の散乱中性子の高速 (14 MeV 近傍) 成分は4桁近く低く、最大で $5 \times 10^2 / \text{cm}^2/\text{s}$ 程度であり、等方中性子源を利用した場合に比べて非常に小さい。これにより、これまで不可能であった様々な断面積測定実験を高精度で行う可能性が開けた。次章以降では、このDT中性子ビームを利用した新しい二重微分断面積の測定手法について詳述する。

4. 中性子増倍反応断面積測定

4.1 (n, 2n)反応断面積測定の現状と課題

中性子増倍反応である (n, 2n) 反応は 14 MeV 中性子に対して断面積が大きいことが知られており、核融合炉の中性子輸送計算において非常に重要である。これまで、一般

的に (n, 2n) 反応断面積の測定は放射化法により行われてきた。放射化法とは (n, 2n) 反応によって生成した残留核の放射能を測定することにより、間接的に (n, 2n) 反応断面積を求める手法である。しかし、放射化法による測定は、(n, 2n) 反応により適当な不安定核が生成しない同位体については適用することができない。したがって、天然で複数の安定同位体を含む元素に対してはその一部の同位体に関する測定値しか得られないことが多い。

このような放射化法の欠点を解決する方法として、(n, 2n) 反応により放出される中性子を直接測定することが考えられる。(n, 2n) 反応により発生する中性子は同時に (厳密には全く同時ではないが、最長でも 10^{-12} s 程度の時間差内で) 放出されることから、同時計数により選択的に測定できる可能性がある。しかし、この反応は入射粒子も放出粒子も中性子であることから、サンプルから放出される中性子よりもはるかに多くの、中性子源から直接もしくは数回の散乱後に検出器に入射する中性子が大きな問題となる。3章でも述べたが、等方中性子源を用いた二重微分断面積の測定では、検出器を中性子源からできるだけ離し、かつ嚴重な遮蔽体付きコリメータを用いて、直接線の影響をできる限り減らしている。しかし、結果としてサンプルが検出器を見込む立体角は非常に小さくなる。本測定の場合、さらに相関を持って放出される2個の中性子を同時計数するため、立体角は二乗で効くことになり、測定効率はさらに著しく低下する。つまり、従来手法をそのまま

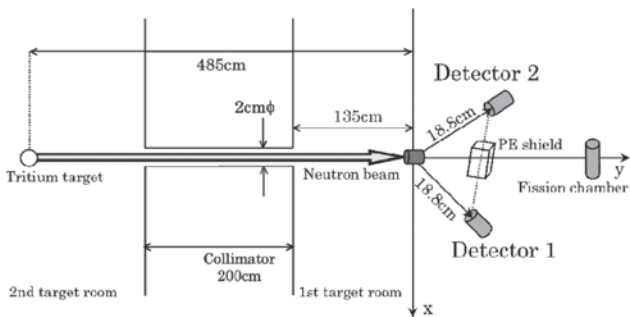


図4 DT中性子ビームを用いた (n, 2n) 断面積測定の実験配置図。

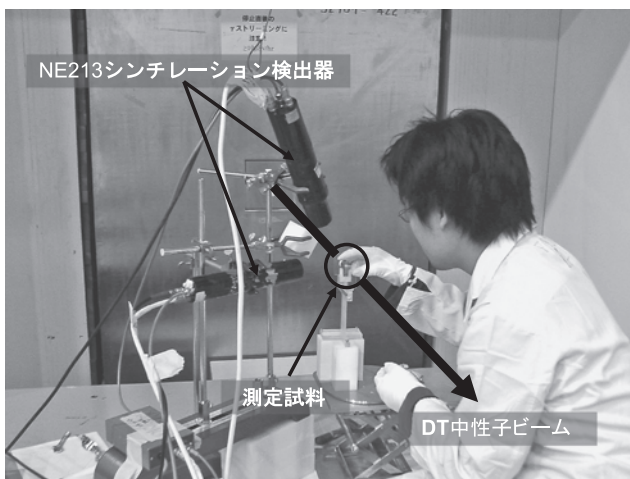


図5 DT中性子ビームを用いた (n, 2n) 断面積測定の様子。

適用したのでは現実的な測定時間での測定は絶望的である。

そこで、本研究では、点線源ではなく、ビーム状の中性子源を用いることで直接測定の実現をめざした[7]。中性子ビームが十分に細くコリメートされ、ビーム周りのバックグラウンドが低く抑えられていれば、検出器をサンプルの近くに配置できるので、2個の中性子を効率的に同時計数できる可能性が生まれるわけである。

4.2 DT中性子ビームを用いた (n, 2n) 反応断面積の直接測定

本測定の検出器等の配置図を図4に、実際の測定準備の様子を図5に示す。本測定では、中性子検出器として直径4cmの球形のNE213液体シンチレーション検出器を2台用いた。NE213検出器は応答パルスの立ち上がり時間の違いによるガンマ線の計数の除去 (波形弁別) が可能なことが大きな特徴である。中性子源からサンプル中心までの距離は約5m、ビーム出口からサンプル中心までの距離は135cmとした。このときサンプル位置でのビーム直径は2.8cmである。2つの検出器はサンプルから15cmと非常に近い位置にそれぞれ設置した。この距離の近さが重要な特徴であり、中性子ビームを利用することによって初めて、検出器を遮蔽することなくサンプルのごく近くに配置でき、必要な収量を短時間で得ることが可能となった。また、測定可能な中性子のエネルギー範囲を広くとるため、増幅器は異なるゲインのものを2系統使い、それぞれに対して波形弁別回路を設けた。ゲインは約1桁異なる設定とし、2系統合わせて1桁を越えるエネルギー範囲 (0.5~14 MeV) での測定をめざした。この回路を2つの検出器それぞれに対して用意し、かつそのすべての信号の同時計数を取るため、測定回路は非常に複雑なものとなった。詳細は文献[7]を参照していただきたい。

NE213検出器は、単色の中性子に対してもピークを持つ応答を示さない。一般には、中性子によってNE213シンチレータに多く含まれる水素が反跳され、その反跳陽子が検出器にエネルギーを付与することから、検出器の応答 (測定される波高スペクトル) は反跳陽子のエネルギー分布形状に近い矩形になる。このため、測定される波高スペク

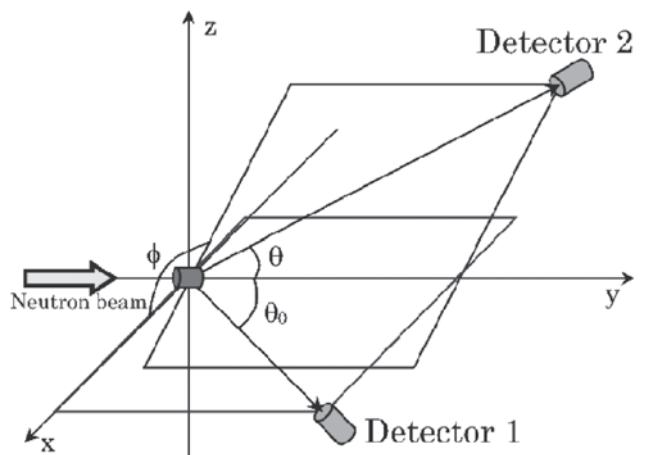


図6 (n, 2n)断面積測定における角度パラメータ θ_0, θ, ϕ の関係。

トルから中性子スペクトルを導出するには検出器の応答関数（多数の単色中性子に対する検出器応答から作成された応答行列）でアンフォールディング処理を行う必要がある。本研究ではSCINFULコード[8]を用いて計算された応答関数を用い、アンフォールディングにはFORISTコード[9]を用いた。

本測定から直接得られるのは(n, 2n)反応によって放出される2つの中性子の角度相関スペクトルである。ここで、検出器の配置位置に関して θ_0, θ, ϕ という3つの角度パラメータを定義する。サンプルと検出器の位置関係および角度パラメータの定義を図6に示す。 θ_0, θ は2nそれぞれ中性子の放出角度である。 ϕ は、検出器1をxy平面に設置したときの検出器2のビーム軸周りになす角の大きさである。 θ, ϕ はそれぞれ、ビーム軸方向を基準とし、サンプル位置を原点とした球座標系における極角と方位角に対応している。(n, 2n)反応断面積を得るためには、これら3つの角度点の組み合わせを考慮して角度相関スペクトルの測定を行い、得られたスペクトルを両方の検出器に対して 4π 方向で積分する必要がある。角度点の組み合わせは膨大な数になるが、実際の測定では検出器1と2の対称性を考慮してそれぞれの検出器を配置することで、測定回数を減らしている。また、もし方位角方向に分布がないとすると、 ϕ を1点で代表することができ、測定点をかなり減らすことができる。一般的に、中重核の(n, 2n)反応の場合、 ϕ 分布は等方であると仮定して問題はないが、軽元素の場合は ϕ 分布が生じる場合があるため注意が必要となる。

ところで、実験を進めていく過程で、これまでは注目されていなかった断面積測定を困難にする重要な事象が発見された。それは検出されたイベントのうち、検出器内の多重散乱のために1つの中性子が2つの検出器に順番に入射し同時計数されるという「検出器間散乱」である。このような事象の存在は、14 MeV中性子によって(n, 2n)反応が起こらない炭素サンプルを用いた測定によって確認され、その寄与が無視できない程度存在していることが明らかとなった。検討の結果、一部の測定を除いて2つの検出器の間に小さなポリエチレン遮蔽体を設置することでその低減を図る必要があることがわかった。また、遮蔽体によって除去しきれない寄与については計算による補正を行った。このような事象が顕著に現れたのは、検出器2台を遮へい体なしでサンプル近傍に設置したためであるが、これらを測定により特定できたのは、ビーム外での中性子のバックグラウンドがきわめて低かったためである。このことから本測定手法の高精度さを伺い知ることができる。

本測定手法を用いることで、これまでマンガン[7]、ベリリウム[10]、ジルコニウム[11]の(n, 2n)反応について、測定された角度相関スペクトルから直接反応断面積を導出することに世界で初めて成功した。このうち、マンガンは放射化法による断面積の測定値が存在している元素であり、本測定手法の妥当性の検証のために測定を行った。最終的に得られた(n, 2n)反応断面積は日本で評価されて

いる核データライブラリであるJENDL-3.3[12]の評価値とよく一致し、データ処理まで含めた本測定手法の妥当性が確認された。一方、ベリリウムとジルコニウムは、どちらも核融合炉のブランケット候補材料として重要な元素である。特にベリリウムは、核融合炉ブランケットの中性子増倍材としての使用が期待されており、(n, 2n)反応断面積はその全断面積だけではなく、エネルギー微分断面積もきわめて重要である。しかし、いずれの元素も(n, 2n)反応によって適当な放射性同位元素を生成しないことから、放射化法によって断面積を測定することができなかった。ジルコニウムについてはしかも、これまでに実施されたベンチマーク実験によって計算値と実験値の不一致が指摘されており、核データの評価に問題があるのではないかと考えられていた元素である。

4.3 ベリリウムの(n, 2n)反応断面積の測定

ベリリウムの(n, 2n)反応はかなり特殊であり、次式に示すとおり、最終的に $2n+2\alpha$ の4体の終状態に至る「4体ブレイクアップ反応」である。



14 MeV中性子によって誘起されるこのような反応は軽元素に特有のものであるが、観測する2つの中性子以外に放出される粒子が2つ存在するため、自由度が大きくなり2つの放出中性子の ϕ 分布にも相関が現れる。このため、測定ケース(θ_0, θ, ϕ の組み合わせ)はかなり多数となり、合計18点の測定を実施し(n, 2n)反応断面積を導出した。図7に、 θ と ϕ について積分を行い導出した θ_0 についての角度微分断面積(Angle-differential cross section, ADX)を示す。図には過去に大阪大学で高橋らによって測定された二重微分断面積から推定された値[13]と、日本で評価されたJENDL-3.3、米国で評価されたENDF/B-VI[14]の値を併せて示した。なお、すべてのデータは放出中性子のエネルギーに対して、今回の測定の下限エネルギーである1.2 MeV以上で積分して比較している。高橋らの

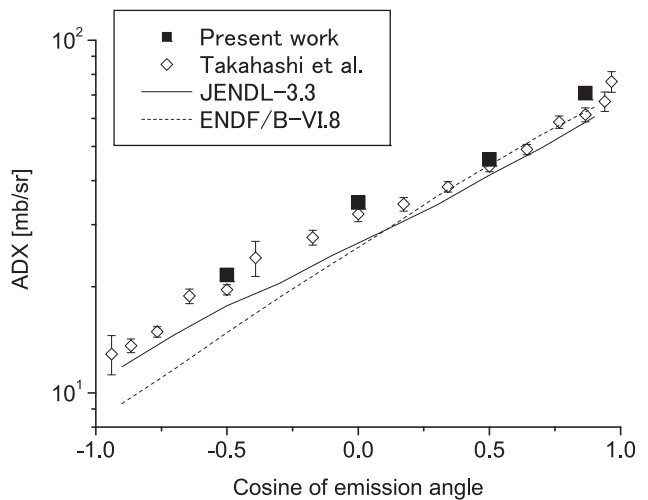


図7 ${}^9\text{Be}(n, 2n)$ 反応の角度微分断面積の測定値。

c つまり、得られるスペクトルは、両方の検出器の立体角あたりの中性子束となるため、単位としては、n/MeV/sr/srとなり、いわゆる三重微分断面積 (Triple-differential cross section, TDX) となる。詳細については、文献[7]に詳しい。

データは厳密には $(n, 2n)$ 反応断面積の直接測定から得られたものではなく、非弾性散乱による中性子の二重微分断面積の測定結果からの推定値である。この測定結果から $(n, 2n)$ 反応断面積を導出できるのは、ベリリウムの非弾性散乱によって励起された原子核は不安定で、すべて $2n+2\alpha$ に崩壊すると考えられているからである。今回の測定値と高橋らの測定値は非常に良く一致しており、このような仮定が妥当であることの裏付けともなっている。一方、評価済核データライブラリとの比較では、前方では ENDF/B-VI が、後方では JENDL-3.3 の方が妥当な結果を与えていることがわかる。この ADX を指数関数でフィッティングして積分し、 $(n, 2n)$ 反応断面積を導出した。評価済核データライブラリとの比較を表 1 に示す。放出中性子のエネルギー 1.2 MeV 以上で比較すると、双方のライブラリとも 10~15% 程度の過小評価であった。図 7 における不一致とも考え合わせると、これは放出中性子スペクトルの評価に用いられている核反応モデルに若干の問題があることを示唆する結果である。

4.4 天然ジルコニウムの $(n, 2n)$ 反応断面積の測定

ジルコニウムは核融合炉ブランケットのトリチウム増殖材の候補の一つであるリチウムジルコネート Li_2ZrO_3 の構成元素である。過去に日本原子力研究所[15]、京都大学[16]および大阪大学[17]において個々に行われたジルコニウムの核データベンチマーク実験の結果は、いずれも中性子スペクトルの計算値が大きな過大評価を示すことを指摘していた。本測定では、 θ_0, θ のみの組み合わせで合計 8 点の測定を実施し、放出中性子のエネルギーが 1 MeV 以上の断面積を得た。測定値は JENDL-3.3 の評価値より少し大きく、これは過去のベンチマーク実験の結果と逆の傾向であった。しかし、測定されていない放出中性子のエネルギー 1 MeV 以下のスペクトル部分の影響が不明だったため、いくつかの核温度を仮定した蒸発スペクトルで外挿し $(n, 2n)$ 反応全断面積を評価した。これは、特に中重核では、 $(n, 2n)$ 反応により放出される中性子のスペクトルが蒸発スペクトル ($\propto E_n \cdot \exp(-E_n/T)$, ここで E_n は中性子のエネルギー) で与えられることが知られているためであり、 T (MeV) が、中性子の放出 (蒸発) の度合いを決める核温度になる。核温度付近にスペクトルのピークが現れるため、 T の設定により 1 MeV 以下の断面積寄与が大きく変化する可能性がある。評価の結果、核温度が 1 MeV の場合に、唯一存在する微分実験データ^d[18]と一致するほか、過去に京都大学のグループによって指摘された、JENDL の $(n, 2n)$ 反応断面積が 10% 程度過大評価、 $(n, 2n)$ 反応によ

表 1 ${}^9\text{Be}(n, 2n)$ 反応断面積の比較 ($E_n \geq 1.2$ MeV).

Present work	387 ± 11 mb
JENDL-3.3	344 mb
ENDF/B-VI	340 mb

^d 天然 Zr には同位体が複数個存在し、 $(n, 2n)$ 反応によりすべての同位体が適当な放射性同位元素を生成するわけではないので、その全断面積を放射化法で決定することは不可能である。しかし、Frehaut らは、大きなシンチレータタンクを用い、中性子の増倍度を測定することで、間接的に $(n, 2n)$ 反応断面積の決定を可能とした。

る 1 MeV 以下のスペクトル成分が 20% 程度過大評価という指摘とも整合性のある結果であった。断面積値だけを見ると、外挿の結果は JENDL-3.3 よりもやや小さく、ENDF/B-VI の評価値とほぼ一致した。以上から、過去に報告されたベンチマーク実験における不一致の原因は、核データ評価の際の不適切な核温度の採用によるものであることが示唆された。具体的には、JENDL-3.3 の核温度は少し低く、ENDF/B-VI の核温度は少し高めではないかと推測される。これまで、 $(n, 2n)$ 反応からの放出中性子スペクトルのみを選択的に測定した例はなかったため、このような検証はなされておらず、本研究によって初めて明らかになったものである。

5. 軽元素の中性子誘起荷電粒子放出断面積測定

5.1 荷電粒子放出二重微分断面積 (DDXc) 測定の現状と課題

1 章で述べたように、核融合炉材料と中性子の相互作用によって放出される荷電粒子は核発熱や材料の損傷を引き起こす。荷電粒子放出に関する二重微分断面積 (DDX for emitted charged particles, DDXc) はこれらの物理量を見積もるための基礎データであり、精度の高いデータが求められている。しかし、中性子入射による DDXc の測定は困難で、実験例は非常に少ない。DDXc 測定の場合、放出される二次荷電粒子は飛程が非常に短いため、測定には十分薄い試料を用いなければならない。当然、薄い試料を用いることで得られる収量が少なくなってしまうというジレンマが存在する。国内では 1990 年代以降、大阪大学[19]や東北大学[20]において測定が試みられ、中・重元素の DDXc 測定については一定の成果が得られた。しかし、原子量が 20 以下の軽元素については、測定例がほとんど存在しない。軽元素はアルファ粒子 (α) や重陽子 (d) などがゆるく結合したクラスター構造を有していることが多く、それが中性子入射によりバラバラに破壊されるブレイクアップ反応がしばしば誘発されるからである。このため、測定されるスペクトルはかなり複雑になることが予想される。ブレイクアップを伴う核反応は多体反応となるため、理論モデルによる計算も困難であり、そのモデルを確立するためにはまず詳細な測定データが必要となる。しかし、これまでは測定エネルギー分解能、角度分解能とも、その要求を満たすほどではなかった。加えて、測定バックグラウンドが大きいという避けられない問題があった。このため、世界的に見ても系統的な測定データは存在せず、評価済核データライブラリの評価も困難だった。JENDL-3.3 においても、軽元素の DDXc は格納されていないものが大半であり、格納されていたとしても微分実験データに基づく検証が行われていないものが多いのが現状である。

そこで、4 章同様 DT 中性子ビームを利用した実験手法の開発を行った[21]。従来の測定手法の問題点を克服するため、高性能の半導体検出器を使用し、それらを遮蔽体な

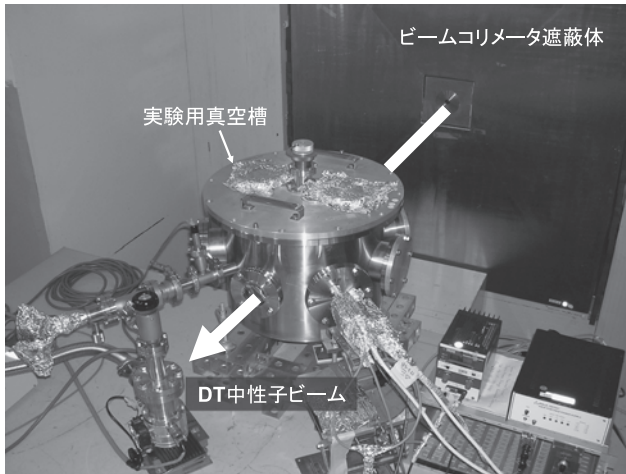


図8 DT中性子ビームを用いた荷電粒子放出二重微分断面面積測定の様子。

しでサンプルの近傍に設置した。これにより、高いS/N比、良好なエネルギー分解能および角度分解能、広い測定エネルギー範囲、優れた粒子弁別能並びに現実的な測定時間（収量）がすべて達成された。この手法を用いれば、特に核融合炉の候補材料として重要でありながら、これまで測定例の少なかった軽元素を中心とした様々な材料のDDXcを高精度で測定することが可能となる。現在までにベリリウム[22]、炭素[23]、フッ素[24]に対する詳細な測定に成功している。本解説では特にベリリウムとフッ素のDDXc測定について解説する。

5.2 DT中性子ビームを用いた測定手法の開発

荷電粒子は大気圧中では直ちにエネルギーを失い停止してしまうので、測定は真空状態で行う必要がある。本測定では、図2のコリメータ遮蔽体の右側に真空チェンバーを配置し、この中に測定サンプルと荷電粒子検出器を取りつけた。実際の測定の様子を図8に示す。本研究では荷電粒子検出器としてシリコン半導体検出器を用いた。シリコン半導体検出器の利用により、従来の測定手法に比べ高いエネルギー分解能が得られる。しかし、シリコン半導体検出器は中性子損傷に弱く、中性子場においてはSi(n, xp), Si(n, xα)反応によって生じるバックグラウンド荷電粒子が大きな問題となる。本測定手法ではDT中性子ビームの利用によって中性子のバックグラウンドレベルはかなり低減されているが、中性子ビームコリメータの出口付近から小角散乱で飛来する中性子がこれらのバックグラウンド荷電粒子をもたらすことが判明したため、真空チェンバーをビーム出口から離すことにした。詳細なモンテカルロ計算による解析の結果、およそ1m離すことで、散乱中性子由来のバックグラウンド荷電粒子を十分に低減できることがわかった。結果的に、検出器を遮蔽することなくサンプルのごく近くに配置できたので、比較的短時間で十分な収量が得られるようになった。これ以外にも、実験を開始した当初はなお無視できない程度の陽子のバックグラウンドが存在していた。予備実験と計算による解析の結果、このバックグラウンド陽子の大半はチェンバー外から飛来しており、水蒸気等に含まれる水素が発生源となっていること

が判明した。このようなバックグラウンド源には従来あまり注意が払われていなかったが、本測定手法は非常にバックグラウンドレベルが低いため、微量のバックグラウンド源に対しても十分な対策が必要であった。これらの対策を行った結果、バックグラウンドとなる荷電粒子はほぼ完全に抑制され、点線源を用いた場合に比べてきわめて高いS/N比が実現された。

シリコン半導体検出器は、ほとんどすべての荷電粒子に対して測定感度がある。本測定では、競合する核反応によって放出される複数の種類の荷電粒子（陽子(p)、重陽子(d)、三重陽子(t)、アルファ粒子(α)など)を弁別して測定するために、ΔE-Eカウンターテレスコープと呼ばれる手法を用いた。これは、荷電粒子の物質中での阻止能が、その荷電粒子の質量と電荷に依存して異なることを利用し、厚さの異なる二つの検出器に付与するエネルギーの割合の違いを測定することによって、荷電粒子を弁別する手法である。この場合、粒子が透過できる阻止能の小さな検出器（エネルギーの一部を付与するためΔE検出器と呼ばれる）と、残りのエネルギーが付与される後方の検出器（E検出器と呼ばれる）を組み合わせて同時計数を行い、テレスコープとする。本測定では2組の異なった厚さのΔE検出器からなるテレスコープを用いた。アルファ粒子についてはできる限り低いエネルギーまで測定を行うため、ORTEC社製の結晶厚さ9.6μmのきわめて薄いΔE検出器を用いている。なお、従来のDDXc測定では、測定下限エネルギーは3~4 MeV程度が限界であった。9.6μmのΔE検出器を用いた場合、アルファ粒子に対しての測定下限エネルギーは2.5 MeV程度であり、従来手法より広い測定エネルギー範囲を実現している。さらに、本研究ではΔE検出器を透過できない低エネルギーアルファ粒子のスペクトルを測定するために、ΔE検出器のアンチコインシデンス（反同時計数）スペクトルを利用した。これにより、アルファ粒子の測定下限エネルギーをおよそ1 MeVまで引き下げることに成功した。これは、やはりバックグラウンド中性子がきわめて少ないために可能となったことであり、ΔE検出器で測定される信号のうち、コインシデンス信号以外の1 MeV以上の信号がほぼアルファ粒子に起因するものである、という事実に基づいている。

開発した測定手法の妥当性は、放射化法による全断面面積の測定例が多いアルミニウムのアルファ粒子放出DDXの測定および標準断面面積として広く用いられている水素の弾性散乱の角度微分断面面積（ADX）の測定によって検証した。いずれも過去の測定値および評価済核データとよく一致し、本測定手法をDDXcの測定に適用できることを実証した[21]。

5.3 ベリリウムのアルファ粒子放出二重微分断面面積の測定と解析

すでに述べたとおり、ベリリウムは核融合炉の構成材料として最も重要な元素の1つである。ベリリウムと14 MeV中性子との相互作用は(2)式で表され、反応断面面積が大きい。この反応は、最終的に2個の中性子と2個のアルファ粒子の4体の終状態に至るブレイクアップ反応で、中

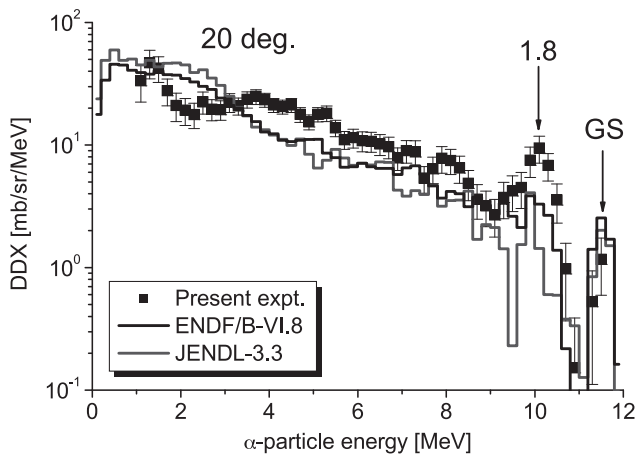


図9 放出角20度におけるベリリウムのアルファ粒子放出 DDX の実験値と評価値.

中性子とアルファ粒子の両方を放出することから、中性子輸送計算と核発熱計算の両方にとってとても重要である。4章では、この反応を $(n, 2n)$ 反応とみて、放出される中性子のスペクトル測定結果を紹介した。ここでは、同じ反応で放出されるアルファ粒子の測定について説明する。 ${}^9\text{Be}(n, 2n+2\alpha)$ 反応は、その途中に中間状態として不安定核である ${}^8\text{Be}^*$, ${}^9\text{Be}^*$, ${}^5\text{He}^*$, ${}^6\text{He}^*$ (*は励起状態を表す) を経由することができるため、多くの経路を持つ非常に複雑な反応である。これらの経路はすべて競合する過程であり、放出される中性子およびアルファ粒子のスペクトルはこれらの放出スペクトルの重ね合わせとなる。DDX の導出にはそれぞれの経路の断面積の絶対値を計算する必要があるが、これを純粋な理論計算のみで行うのは難しい。そこで、実験値からそれぞれの経路への分岐比を推定することができれば、断面積評価の大きな助けとなるだけでなく、 ${}^9\text{Be}(n, 2n+2\alpha)$ 反応の機構についての知見を得る

こともできる。

本研究における放出アルファ粒子の DDX の測定は放出角15度から135度までの9点について行った。測定に用いた試料は厚さ 20 μm の金属箔である。測定下限エネルギーは 1.0 MeV であり、このような広い角度とエネルギー範囲に亘る詳細データは世界で初めて得られたものである。測定された DDX の例を図9に示す。図には JENDL-3.3 および ENDF/B-VI の評価済核データも一緒に示した。実験値と評価済核データとの比較では、評価済核データが高エネルギー成分を大きく過小評価していることがわかる。このような過小評価は特に前方角において顕著に見られることがわかった。これは4.3節と同様、評価に用いられている核反応モデルに問題があることを示唆する結果である。

本研究ではさらに、4体ブレイクアップ反応の核反応モデルの構築をめざし、反応に寄与する経路を特定し、それぞれの経路への分岐比を推定するため、運動学的な解析を行った。この反応では、上記したとおり、途中に経由する中間状態とその崩壊経路の違いによって多くの経路が考えられる。各々の経路では、4つの放出粒子それぞれのエネルギーと放出角がフリーパラメータとなる。これらのパラメータについて、実験値や無理のない仮定に基づいた分布を与え、モンテカルロ法によってサンプリングしながら運動学に基づく解析計算を行うと、最終的にそれぞれの経路から放出される粒子のエネルギー分布を求めることができる。得られた経路毎のエネルギー分布を、測定された放出アルファ粒子の DDX および過去に大阪大学で測定された放出中性子の DDX [13] に同時にフィッティングすることで、分岐比を決定した。これまで放出アルファ粒子の DDX は測定例が1例しか存在せず [25]、しかもあまり詳細なデータではなかったため、このような解析は主に放出中性子の DDX のみを用いて行われてきた。このことは寄与す

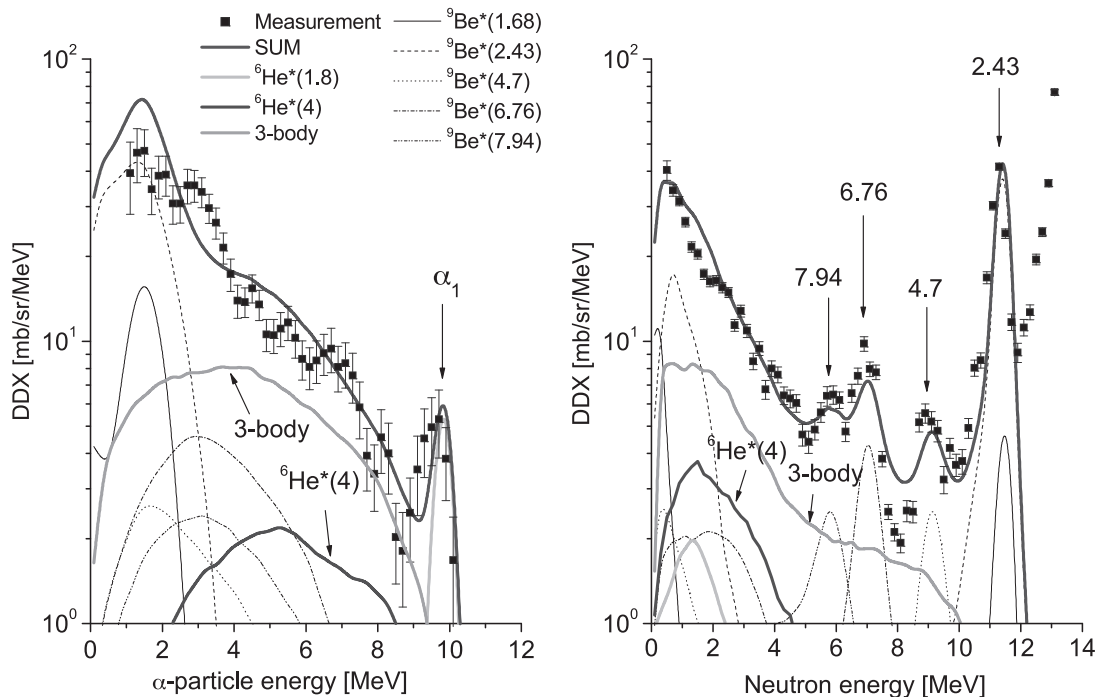


図10 放出角30度における ${}^9\text{Be}(n, 2n+2\alpha)$ 反応に対する DDX の測定値と計算値.

表2 フッ素と 14 MeV 中性子の相互作用により開く荷電粒子放出反応のチャンネル.

Reaction	Q-value [MeV]	Threshold [MeV]	Cross section evaluated in JENDL-3.3 [mb]
$^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$	-1.52	1.61	21.1
$^{19}\text{F}(n, n'+\alpha)^{15}\text{N}$	-4.01	4.23	353.7
$^{19}\text{F}(n, p)^{19}\text{O}$	-4.04	4.25	14.4
$^{19}\text{F}(n, d)^{18}\text{O}$	-5.77	6.08	34.9
$^{19}\text{F}(n, t)^{17}\text{O}$	-7.56	7.96	15.5
$^{19}\text{F}(n, n'+p)^{18}\text{O}$	-7.99	8.42	45.5

る経路の特定に不確定な要素を残す原因になっていた。図10は本解析の結果得られた分岐比を用いて計算したアルファ粒子DDXおよび中性子DDXを実験結果と比較したもので、それぞれの経路がどの程度それぞれのDDXに寄与しているかも併せて示している。特に重要な寄与として、 $^9\text{Be}(n, \alpha)^6\text{He}^*(_{\geq 1.8\text{MeV}})$ 反応チャンネルが挙げられる。詳細は文献[22]に譲るが、強い前方性を持った高エネルギーアルファ粒子成分は、最初にアルファ粒子がはじき出される反応モデル以外では説明が難しい。これは、存在が良く知られている ^6He の1.8 MeVの励起準位(図10左の α_1 に相当)より高いエネルギーの連続的な励起準位を経由する寄与が存在する可能性を示唆している(同図左の $^6\text{He}^*$ (4)に相当し、これを考慮することで、エネルギー分布が比較的よく再現できる)。計算結果は放出アルファ粒子のDDXだけではなく放出中性子のDDXの低エネルギー部分も良好に再現しており、このモデルの妥当性を示している。この寄与を放出中性子のDDXの測定値のみから特定することは難しく、本研究で得られた放出アルファ粒子のDDXによって初めてこの寄与を定量的に示すことができた。

5.4 フッ素の荷電粒子放出二重微分断面積の測定

フッ素は核融合炉の構成材料としては用途が限られてはいるが、液体ブランケットで利用が検討されている溶融塩FLiBe (Li_2BeF_4)の構成元素である。表2にフッ素と14 MeV 中性子との相互作用で開く荷電粒子放出反応チャンネルの一覧を示す。表には併せて反応のQ値、しきいエネルギーおよび評価済核データライブラリJENDL-3.3に格納されている反応断面積を示した。14 MeV 中性子との相互作用ではブレイクアップ反応は起こらないが、(n, p), (n, d), (n, t), (n, α)など多くの荷電粒子放出反応のチャンネルが開く典型的な軽元素の核反応と言える。これらの反応のうち、太字で示した残留核は安定同位元素である。すなわち、これらの反応は放射化法による測定では断面積を得ることができないことを意味している。本手法による測定値はこれらの反応についても反応断面積を与えることができる。

本研究では、放出角30度から150度までの7点で二重微分断面積の測定を行った。2組の ΔE -E テレスコープを用い、p, d, tおよびアルファ粒子に対する二重微分断面積を同時に取得した。測定試料としてはテフロン(CF_2)_nを用いた。テフロンには構成元素としてフッ素の他に炭素が含ま

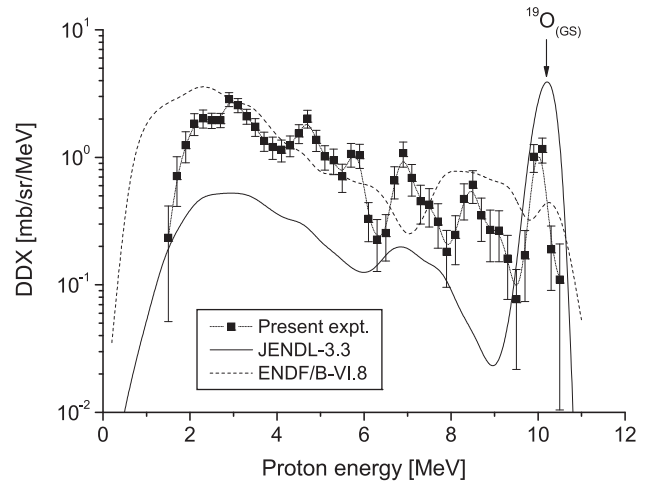


図11 放出角30度におけるフッ素の陽子放出 DDX の実験値と評価値.

れるが、炭素と14 MeV 中性子の相互作用ではアルファ粒子以外の荷電粒子が放出されないため、アルファ粒子以外の荷電粒子については測定データをそのままフッ素の断面積導出に利用できる。アルファ粒子については、別途取得した炭素の測定データ[23]を利用し、炭素の寄与を差し引くことでフッ素のみの寄与を求めた後、断面積を導出した。例として(n, xp)反応について得られたDDXと評価済核データとの比較の例を図11に示す。JENDL-3.3の評価値と非常に大きな差が見られる。JENDL-3.3は ^{19}O の基底状態への遷移をかなり過大評価しており、細かいエネルギー構造も再現されていない。ENDF/B-VIの評価値も同様であり、エネルギー構造を再現できていない。この結果は、計算に用いている理論モデルを再検討する必要性を示している。このように評価済核データライブラリとの間に大きな差が残されている原因は、これまで詳細な実験値が存在せず、実験値が存在していない他の軽元素についても、同様の問題点が残されている可能性を示唆している。

6. まとめ

以上、日本原子力研究開発機構に世界で初めて設置されたDT中性子ペンシルビームを用い、大阪大学グループが原子力機構FNSグループと共同で実施した、14 MeV 中性子による高精度二重微分断面積(DDX)測定結果について簡単に紹介した。きわめてバックグラウンドの低いDT中性子ペンシルビームを利用することにより、これまで困難だった2つのDDX測定を実現した。1つは、核融合炉開発ではきわめて重要な(n, 2n)反応から放出される、2個の中性子の直接同時計数による角度相関中性子スペクトル測定であり、もう1つは、シリコン半導体検出器を用いた ΔE -E カウンターテレスコープによる、放出荷電粒子の二重微分断面積(DDXc)測定である。これらはいずれも、DT中性子ペンシルビームを用いることで、遮へい体の助けを借りずに検出器を測定サンプルに近づけられ、高いS/N比下での測定が可能になったことによって実現された。前者の測定の著しい特徴としては、同時計数で必然的に生

じる「検出器間散乱」を防ぐと同時に、必要に応じて補正を加えたことで、精度の高い角度相関スペクトルを得ることができた点にある。後者の荷電粒子測定については、低バックグラウンド下でなければ使用が難しいシリコン半導体検出器を用いた高エネルギー分解能測定を実現したこと、および測定下限エネルギーを測定対象となるすべての荷電粒子について1 MeV程度まで下げられたことが挙げられる。これらの方法の実現により、(n, 2n)反応断面積については、スペクトル測定がこれまでできなかった多くの元素（特に放出中性子スペクトルが蒸発スペクトルからずれると考えられる軽元素）についての詳細な測定が期待される。また、DDXcについては、様々な理由により測定が難しかったすべての元素についての測定が可能となった。特に、軽核については、本手法でなければここまで高精度測定は不可能であり、ブレイクアップ反応を伴うものについて、複雑な反応チャンネルの分岐比を実験的に決めることができるなど、きわめて将来性の高い測定手法といえる。

本研究で実現された手法により測定されたデータは、いずれもほぼ世界初の高精度データであるが、これらのデータの主な波及効果としては以下の2つが考えられる。1つは、核データの高精度化であり、これは、特に14 MeVの場合、核融合炉設計の高精度化と直結するものと言える。もう1つは、核物理学への貢献である。本測定データは広い放出角度と測定エネルギー範囲をカバーしているが、これほど広い範囲をカバーしている実験データは貴重であり、核反応理論の発展、核反応機構の解明や核モデルの構築など、核物理分野での重要な参照測定データとなり得る。このことは、結局は評価済核データの精度向上に貢献し、核融合炉設計の高精度化に資することとなる。

本解説は、DT核融合炉実現のため、14 MeV中性子核データの高精度化をめざし、ここ約10年に亘って進めてきた最新の微分断面積測定手法の開発および測定結果を包括的にまとめ、紹介したものである。本測定システムおよびそのシステムを利用して得られた結果は、核融合炉研究開発へ大きく資することはもちろんであるが、中性子ビームを用いた反応断面積測定の優位性を明確に示すものと言える。これは、14 MeV中性子源だけではなく、それ以外のエネルギーの中性子源に対しても応用可能な汎用的な断面積測定手法になり得ることを意味しており、そのような多方面への貢献についても今後検討を進める必要があると考えている。

なお最後に、原子力機構FNS施設のDT中性子源を用いた測定の今後については、以下のように考えている。(n, 2n)反応断面積については、未測定もしくは核融合炉開発上重要な元素(Si, Ti, Sn, Wなど)についての測定を進めていく。DDXcについては、軽核(Li, Oなど)を測定し終えた後は、やはり核融合炉開発上重要な元素についての測定を進めていく予定である。

謝 辞

本研究の実施にあたり、常に安定なFNS運転を提供いただいた原子力機構核融合中性子工学研究グループの杳掛忠三、田中滋、阿部雄一、関正和、荻沼義和、川邊勝の各氏に感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] F.B. Brown *et al.*, *Trans. Am. Nucl. Soc.* **87**, 273 (2002).
- [2] Y. Nagaya *et al.*, MVP/GMVP II: General Purpose Monte Carlo Codes for Neutron and Photon Transport Calculations based on Continuous Energy and Multigroup Methods, JAERI 1348, Japan Atomic Energy Research Institute (2005).
- [3] 高橋亮人:日本原子力学会誌 **21**, 903 (1979).
- [4] A. Takahashi *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **25**, 215 (1988).
- [5] M. Baba *et al.*, *Radiation Effects and Defects in Solids* **92**, 223 (1986).
- [6] 例え、F. Maekawa *et al.*, JAERI-Data/Code 98-024 (1998)にはこれまでに蓄積された多くの実験データがまとめられている。
- [7] I. Murata *et al.*, *Nucl. Instrum. Method A* **595**, 439 (2008).
- [8] J.K. Dickens, A Monte Carlo based computer program to determine a scintillator full energy response to neutron detector for En between 0.1 and 80 MeV: user's manual and FORTRAN program listing, ORNL-6462, 1988.
- [9] R.H. Johnson, FORIST: neutron spectrum unfolding code - iterative smoothing technique, PSR-92, ORNL/RSIC, 1975.
- [10] I. Murata *et al.*, *Proc. Inter. Conf. Nucl. Data Sci. Technol.*, April 22-27, 2007, Nice, France, Ed. O. Bersillon *et al.*, EDP Sciences, 2008, pp. 999-1002.
- [11] I. Murata *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **84**, 1376 (2009).
- [12] K. Shibata *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **39**, 1125 (2002).
- [13] A. Takahashi *et al.*, OKTAVIAN Report A-87-03, Osaka University (1987).
- [14] P.F. Rose(Ed.), ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation, BNL-NCS-17541, fourth ed., 1991.
- [15] F. Maekawa, *private communication* (2008).
- [16] C. Ichihara *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **40**, 417 (2003).
- [17] I. Murata *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **51-52**, 821 (2000).
- [18] W. Frehaut and G. Mosinski, *Proc. 5th Inter. Symp. Interactions of Fast Neutrons with Nuclei*, November 17-21, 1975, Gaussig, GDR, 1976, pp. 17-21.
- [19] Kokoo *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.* **132**, 16 (1999).
- [20] N. Ito *et al.*, *Nucl. Instrum. Method A* **337**, 474 (1994).
- [21] K. Kondo *et al.*, *Nucl. Instrum. Method A* **568**, 723 (2006).
- [22] K. Kondo *et al.*, *Proc. Inter. Conf. Nucl. Data Sci. Technol.*, April 22-27, 2007, Nice, France, Ed. O. Bersillon *et al.*, EDP Sciences, 2008, pp. 407-410.
- [23] K. Kondo *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **45**, 103 (2008).
- [24] K. Kondo *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **82**, 2786 (2007).
- [25] D. Ferenc *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.* **101**, 1 (1989).



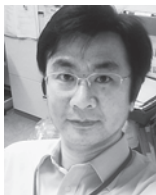
むら た いきお
村田 勲

大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻准教授。専門は核融合中性子工学，中性子科学。特にDT中性子による核データ測定やベンチマーク実験を行ってきた。核融合・核分裂ハイブリッド炉についての研究も行っている。得意分野は，Monte Carlo 理論と Unfolding 理論。特に分散低減法についてはWWG理論と10年ほど争ってきた経験がある。最近は，加速器 BNCT の実現に取り組んでいる。趣味はテニスと斑入植物収集。



こん どう けい た ろう
近藤 恵太郎

日本原子力研究開発機構博士研究員。2008年大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻博士後期課程修了。博士(工学)。研究分野は核融合中性子工学。現職ではITERテストブランケットモジュールの核特性の研究に従事しています。趣味は音楽，車，旅など。最近，野菜作りを始めました。水遣りと蝶の幼虫の撃退に励む毎日です。



みや まる ひろ ゆき
宮丸 広幸

大阪大学大学院工学研究科，助教，博士(工学)。加速器による放射線物理，放射線計測の研究に従事。近年は，現有するOK-TAVIAN施設を利用したホウ素中性子捕捉療法(BNCT)に関する実験に加え，計算コードを用いた治療放射線場の最適化等を研究中。様々な分野において核物理の応用範囲が広がっていることを実感しています。



おち あい けん た ろう
落合 謙太郎

日本原子力研究開発機構核融合研究開発部門核融合中性子工学研究グループ研究副主幹，大阪大学大学院工学研究科博士後期課程修了(博士(工学))。専門は核・放射線工学。現在は核融合中性子工学の実験的研究に従事。最近，あまりの無趣味ぶりに気づき，娘(6歳)と一緒に楽しめるものはないかと考え中。