



2. 核融合炉の核解析

2. Nuclear Analysis for Fusion Reactors

今野 力

KONNO Chikara

日本原子力研究開発機構 六ヶ所研究所 核融合炉材料研究部 核融合中性子工学研究グループ

(原稿受付：2015年9月16日)

本章では、核融合炉の核解析で使われる計算コード、核データライブラリについて、基礎ではあるが、意外に知られていない重要な点を中心に核融合炉の核解析の初心者だけでなく経験者にも役立つ知識を紹介する。

Keywords:

nuclear analysis, radiation transport, nuclear data, Monte Carlo code, Sn code, activation code, NJOY, ACE file, MATXS file

核融合炉の設計を行う上で、トリチウム増殖比、核発熱、遮蔽、損傷、ヘリウム生成、放射化、崩壊熱、等の計算を行う核解析は、その設計の根幹を成す重要な課題である。これまで核融合中性子工学の研究者が中心になってこの核解析は行われてきたが、作業量の増大に伴い、計測、加熱、等の研究者も新たに参入し、種々の計算が行われている。本章では、基礎ではあるが、意外に知られていない重要な点を中心に核融合炉の核解析の初心者だけでなく経験者にも役立つ知識を紹介する。複雑な核融合炉の核解析については後の章を参照していただきたい。

2.1 輸送方程式の数値解法と汎用輸送計算コード

核融合炉の核解析の大部分は、核反応断面積のデータベースである核データライブラリと放射線輸送計算コードを用いて、必要な場所での中性子及びガンマ線のエネルギースペクトルを計算することにある。中性子及びガンマ線のエネルギースペクトルが得られれば、対応するレスポンスデータを乗じることにより、トリチウム増殖比、核発熱、損傷、ヘリウム生成、等を算出することができ、また、中性子スペクトルを放射化計算コードに入力し、放射化、崩壊熱の計算をすることもできる。この節では、核融合炉の核解析で使われる主要な放射線輸送計算コード、放射化コードについて紹介する。

2.1.1 放射線輸送計算コード

放射線輸送計算コードは、中性子、ガンマ線の物質中での挙動を計算するコードで、核融合炉の核解析のために作られたコードではなく、核分裂炉物理計算や放射線遮蔽計算のために開発されたコードが核融合炉の核解析においても使用されている。また、近年では、高エネルギー加速器の遮蔽計算用に作られた放射線輸送計算コードを使用する

こともあり、様々なコードが使われている。

放射線輸送計算コードは大きく分けて二つの計算方式がある。一つは、ボルツマンの輸送方程式を種々の数値解法で解くコードで、その代表的なコードに離散座標コードがある。もう一つは、断面積データをもとにモンテカルロ法により(乱数で)多数の中性子、ガンマ線の挙動を図1のように次の動き(どの反応が起こり、どの方向に、どのエネルギーで進むか)を決め、中性子、ガンマ線を逐次追っていくことにより、結果として中性子、ガンマ線のスペクトルを求めるコードである。

2.1.2 離散座標コード

離散座標コード(Snコードとも呼ばれている)は、エネルギー、空間をメッシュに分割したボルツマン方程式を差分法により解くコードで、核融合炉の核解析で使われる代表的なコードに米国ORNL国立研究所で開発された1次元のANISN、2次元のDORT、3次元のTORTコード(これら三つのコードはDOORSコード[1]としてまとめられている)がある。同様のコードに米国Los Alamos国立研究所のDANTSYSコード[2]及びその後継コードであるPARTISNコード[3]があるが、日本の核融合炉の核解析ではほとんど使われていない。また、米国の民間会社であるVarian Medical Systems社のATTILAコード[4]もあり、米国の核融合炉の核解析で使われつつある。ATTILA

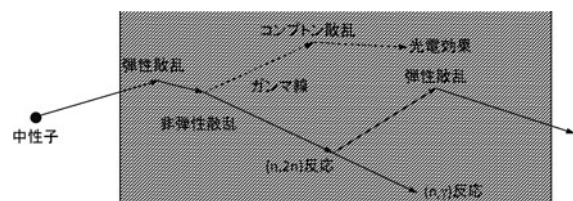


図1 モンテカルロ計算の概念図。

コードはCADデータを形状データとして使うことができるという大きな特徴を有し、その他にも多くの機能が拡張されているが、購入費が高いのが欠点である。

これらのコードではエネルギーを分割した多群核データライブラリが使われるが、反応断面積に共鳴を有する核種を含む計算モデルで計算を行う場合は、共鳴による自己遮蔽補正をした多群核データライブラリを使わないと正しい結果を得ることができない。また、2.2で述べるが、離散座標コードではPN形式のボルツマン方程式ではなく、SN形式のボルツマン方程式を解いているため、輸送近似も行う必要がある。

近年、モンテカルロコードの隆盛に押されて、離散座標コードは使われなくなりつつあるのが現状である。しかし、2.2で述べるように、比較的簡単なモデルであれば、空間メッシュを適切に分割し、自己遮蔽補正、輸送近似をした多群ライブラリを用いることにより、モンテカルロコードよりも短時間に、モンテカルロコードと同様の計算結果を得ることができるので、核融合炉の核解析において適切に使われることを推奨する。

2.1.3 モンテカルロコード

モンテカルロコードは計算体系を詳細にモデル化でき、連続エネルギーの核データライブラリを用いているため、計算上の近似がほとんどない。その分、計算時間がかかるということで30年ほど前までは主流ではなかったが、近年の計算機の性能アップにより、離散座標コードに取って代わり、放射線輸送計算コードの主流になっている。代表的なモンテカルロコードは米国 Los Alamos 国立研究所が長年にわたり開発している MCNP コード [5] で、世界中の核融合炉の核解析で標準的に使われている。また、原子力機構が中心になって開発された高エネルギー加速器の遮蔽計算用に作られた PHITS コード [6] も JT-60SA の解析等に使われている。PHITS コードは計算結果の描画機能に優れ、一つ一つの事象をシミュレーションするイベントジェネレーターという他のコードにない有用な機能を有しているが、20 MeV 以下の中性子、ガンマ線計算に限れば、MCNP コードを基本的に踏襲しているため、MCNP コードとほとんど同じ計算結果になる。他のモンテカルロコードとしては、フランス CEA が開発している TRIPOLI [7]、中国の SuperMC [8] 等があるが、自国以外ではあまり普及していない。また、国際核融合材料照射施設 IFMIF の核解析のために、MCNP コードを重陽子入射の核データライブラリも使うことができるように改良した MCUNED コード [9] も公開されている。

モンテカルロコードを用いた計算で注意しなくてはならないことは計算結果の統計誤差である。通常10%を超える統計誤差の計算結果は信頼できないため、インポートランスやウェイトウィンドーのバイアスを適切に設定し、限られた計算時間で統計誤差を小さくできるよう工夫する必要がある。

2.1.4 放射化コード

放射化コードでは、放射線輸送計算コードで得られた中性子スペクトルに放射化断面積を乗じて生成放射性核種の

量を算出するとともに、中性子の照射シナリオに従い、照射後任意の時間での残存放射性核種の量、崩壊熱、放出ガンマ線スペクトルを計算することができる。代表的な放射化コードに日本原子力研究開発機構（以後原子力機構）が開発している ACT4 コード [10] があり、日本国内で使われている。世界的に見ると、英国 CCFE が開発をしている FISPACT コード [11] が広く使われている。このコードは、多段反応による放射化計算、陽子、重陽子による放射化計算も行うことができ、2.2で述べる極めて多数の放射化反応の断面積ライブラリ EAF [11] とともに EASY パッケージ [11] としてまとめられていることもあって、ITER の標準的な放射化コードとして使われている。また、PHITS コードに付随している DCHAIN-SP コード [6] は高エネルギー加速器を対象にしているが、20 MeV 以下の中性子による放射化計算部分は核融合炉の核解析でも十分使うことができる。

2.1.5 停止後線量評価システム

核融合炉の運転中の線量評価は放射線輸送計算コードで比較的容易に計算することができるが、核融合炉の停止中の線量評価（停止後線量）を計算することは容易ではない。というのは、核融合炉の運転中に発生する中性子によりあらゆる箇所が放射化するため、ガンマ線の発生点が極めて多数あり、それら全ての点で放射化計算を行い、その結果得られる放出ガンマ線のスペクトルを全て線源として、もう一度放射線輸送計算を行わなくてはならないからである。その際、ガンマ線の物質中での平均自由行程が中性子よりもかなり短いため、物質の表面付近でのメッシュを細かくしないと計算結果に影響がでてしまう。これらの問題を解決すべく、世界中の研究者が停止後線量評価システムを構築しつつあるが、最適なものがないのが現状である。

これまでに開発されたシステムは大きく分けて二つある。一つは、最初に中性子輸送計算を行い、得られた中性子スペクトルを使って放射化計算を行い、得られた放出ガンマ線のデータを線源として再度放射線輸送計算を行うシステムである。この方法は放射線輸送計算を（厳密に）2 回行うことから rigorous 2 step (R2S) 法と呼ばれている。この手法の問題は、極めて多数の放射化計算をしなければならないこと、物質中でのガンマ線の減衰を少なくするために2回目の放射線輸送計算コードのガンマ線源データを数 cm 程度の間隔で設定しなければならないことにある。この手法の代表的なものに英国 CCFE で開発された MCR2S システム [12] がある。もう一つの手法は、中性子輸送計算を行う際に、即発ガンマ線ではなく崩壊ガンマ線（放射化により生じた放射性核種からのガンマ線）を同時に計算するシステムである。この方法は、1回の放射線輸送計算の中で（直接）崩壊ガンマ線の輸送計算も行うということで、direct 1 step (DIS) 法と呼ばれている。この手法の問題は、中性子の放射化でできる全ての放射性核種からのガンマ線を考慮しているわけではない点である。この手法の代表的なものに、ITER の工学設計活動の中で、MCNP ベースで開発された direct 1 step MC システム [13]

がある。両者の手法で様々な開発が進められ、コードの相互比較、実験との比較が現在も行われ、比較的簡単なモデルであれば、両システムによる計算結果の差は数十%程度であることが知られている。

2.1.6 その他のコード

核融合炉の核解析に直接使われるわけではないが、モンテカルロコードの形状入力データをCADデータから自動的に作成するコードの開発も2000年前後から行われている。核融合炉は原子炉に比べ複雑な構造をしているため、核解析のための詳細な形状入力データをマニュアルで作成することはほとんど不可能で、ドイツ、中国、米国、日本、等でコードの開発が行われている。コード自体はかなり整備されてきているが、CADデータが必ずしも核解析に適したようには作られていない（例えば、核解析結果にほとんど影響を与えないボルトやボルト穴、等が入っている）ため、核解析に適した形にCADデータを修正する作業にかなりの時間を要することがある。また、CADデータから変換されたモンテカルロコードの形状入力データに不備があり、マニュアルで修正しなければならないことも多々あり、完全自動化にはいたっていない。詳細については3章を見ていただきたい。

この他、放射線の輸送計算とその計算結果を使った熱解析も行うことができるDOHEATコード[14]も原子力機構で開発が進められている。最新版は、2次元SnコードDORTと2次元熱解析簡易コードを組み合わせたもので、ブランケットの概略設計に威力を発揮している。このコードでは自己遮蔽補正をされていない多群ライブラリが使われているため、SUS/水構造のような自己遮蔽効果の小さい場合は問題ないが、SUSのみの遮蔽体のような自己遮蔽効果が大きい場合は正しい計算結果が得られないので注意しなければならない。

2.2 核データライブラリについて

2.2.1 核データライブラリとは

核データライブラリとは、全ての核反応について、測定データや原子核反応理論による計算等で最も妥当と評価された断面積、エネルギー角度分布をまとめたデータベースである。代表的なものに、日本のJENDL-4.0 (Japanese Evaluated Nuclear Data Library) [15]、米国のENDF/B-VII.1 (Evaluated Nuclear Data File) [16]、欧州のJEFF-3.2 (Joint Evaluated Fission and Fusion file) [17]がある。また、IAEA主導で、JENDL、ENDF/B、JEFFの中から核融合炉の核解析に適したものを核種毎に選び出して編纂したFENDL-3.0 (Fusion Evaluated Nuclear Data Library) [18]もある。最近、FENDL-3.0のデータに問題があることが報告されたため、ITERの核解析ではこのFENDL-3.0の一つ前の版FENDL-2.1[19]が標準として使われている。

核データライブラリは世界共通のENDF-6フォーマット[20]で記述され、共鳴領域の断面積やエネルギー角度分布を、それらを記述する式のパラメータを与えることにより、データの総量を少なくしている。入射粒子は中性子がメインで、400程度の核種についてデータが整備されてい

る。入射中性子のエネルギー範囲は 10^{-5} eVから20 MeVまでが標準で、最近では200 MeV程度まで拡張されているものもある。意外に知られていないが、核データライブラリに入っている断面積は0 Kの温度の断面積で、核融合炉の核解析では、2.2.3で述べるNJOYコード[21]で解析対象の温度の断面積にしたものを使う必要がある。ガンマ線入射の核データはENDF/B-VII.1に入っているものがほとんど全てで、JENDL-4.0やJEFF-3.2でも同じものが使われている。加速器の核解析絡みで陽子入射、重陽子入射の核データライブラリも作られつつあるが数は少ない。

モンテカルロコードを用いると計算上の近似がほとんどないため、核解析の精度は核データライブラリのデータの精度で決まる。原子力機構のDT中性子源FNSでは、30年以上にわたり核データ検証ベンチマーク実験、ITER遮蔽実験を行い、この核データライブラリの精度検証をするとともに、精度向上に貢献してきた[22]。現在の核データの精度はかなり良くなってきているが、まだ、銅のように問題のある核種もいくつか残っており[23]、今後も核データライブラリの実験による精度検証を行い、核データライブラリの精度向上を図っていくことが必要である。

2.2.2 特殊目的評価済み核データライブラリ

上記2.2.1で記載した核データライブラリは全ての核反応のデータを網羅的に含んでいるため、汎用評価済み核データライブラリと呼ばれている。汎用評価済み核データライブラリ以外にも、ある目的に限った断面積データをまとめた特殊目的評価済み核データライブラリもある。その代表が放射化コードで用いる放射化断面積ライブラリで、800以上の核種について66,000以上もの中性子入射放射化反応断面積が入っているEAF (European Activation File) [11]が世界的に有名で標準的に使われている。また、中性子場の評価に使われるドジメトリ反応の断面積をまとめた特殊目的評価済み核データライブラリもあり、日本のJENDL Dosimetry File 99[24]やIAEAが編纂したIRDF2002[25]及びその後継ファイルのIRDF[26]が使われている。

2.2.3 NJOYコード[21]

評価済み核データライブラリには、共鳴領域の断面積やエネルギー角度分布を記述する式のパラメータが入っていることが多く、そのため、評価済み核データライブラリをそのまま2.1で説明した放射線輸送計算コードで使うことはできない。米国Los Alamos国立研究所で長年にわたり開発されているNJOYコードは、評価済み核データライブラリを放射線輸送計算コードで使うことができる形式に変換できる唯一のコードと言っても過言ではない。

このコードでは2.2.4、2.2.5で述べるMCNP、PHITS用の連続エネルギーACE (A Compact ENDF) ファイル、Snコードのための汎用多群ファイルMATXSを作ることができる。最初に、共鳴領域の断面積をパラメータから計算し、核解析に用いる温度に対応するドップラー効果で断面積の共鳴ピークを広げる。次に、核反応の断面積データから、核発熱KERMA (Kinematic Energy Release in Material) 係数や損傷DPA (Displacement per Atom) 断面積を算出する。KERMA係数は、エネルギーバランス法(反応

の前後でのエネルギー差から算出)と運動学的法(反応後の反跳核や放出荷電粒子のエネルギーをエネルギー保存則と運動量保存則から算出)の2つの方法で計算され、エネルギーバランス法では、反応の前後でエネルギーが保存されていない(例えば、2次ガンマ線のデータが入っていない)と、図2のようにKERMA係数を正しく算出できないという問題がある(^{138}Ba の核データには2次ガンマ線のデータが入っていないため、エネルギーバランス法のKERMA係数が入っているENDF/B-VII.1の ^{138}Ba は、運動学的法のKERMA係数が入っているJENDL-4.0の ^{138}Ba より何桁も大きくなっている)。このような核種は多数あり、公開されているACEファイルやMATXSファイルにも、このような正しくないデータが入っていることがよくある[27]ので、できれば使っているACEファイルに入っているKERMA係数やDPA断面積を確認した上で使用していただきたい。運動学的法でKERMA係数を算出すればこの問題は回避できるので、問題のある核種のKERMA係数は運動学的法によるKERMA係数で置き換えるべきではあるが、NJOYコードではエネルギーバランス法によるKERMA係数しかACEファイルに入れることができない(JENDL-4.0の公式のACEファイルでは、NJOYコードを修正して、問題のある核種については運動学的法によるKERMA係数が入っている[28])。

NJOYコードの中では、以下の式に従い、断面積の多群化も行われている。

$$\sigma_{\ell g}^{\text{PN}} = \frac{\int_g \sigma_t(E) W_\ell(E) dE}{\int_g W_\ell(E) dE} \quad (1)$$

$$\sigma_{\ell g \leftarrow g'}^{\text{PN}} = \frac{\int_{g'} dE' \int_g \sigma_\ell(E' \rightarrow E) W_\ell(E') dE}{\int_{g'} W_\ell(E') dE'} \quad (2)$$

$$W_\ell(E) = \frac{C(E)}{[\sigma_0 + \sigma_t(E)]^{\ell+1}} \quad (3)$$

ここで、 $C(E)$ は滑らかな関数、 σ_0 は他の核種からの影響を表すバックグランド断面積、 $\sigma_t(E)$ は全断面積、 $\sigma_\ell(E' \rightarrow E)$ は散乱断面積、 ℓ はルジャンドル多項式の次

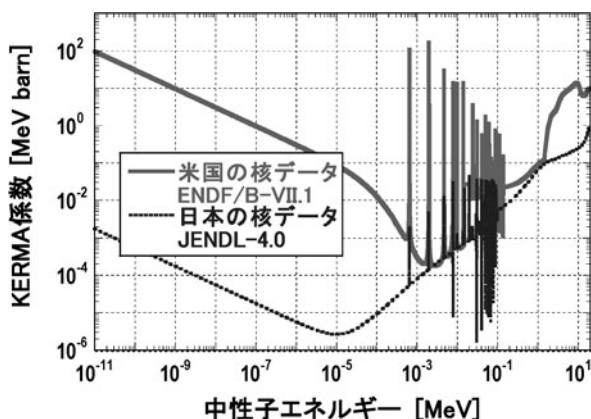


図2 ^{138}Ba のACEファイルに入っているKERMA係数。

数。この時の荷重関数 $W_\ell(E)$ は、共鳴による自己遮蔽補正をできるようにしたボンダレンコ法[26]によるもので、分母のカッコ内が $\ell+1$ 乗になっていることが重要で、これについては2.2.5で述べる。バックグランド断面積はNJOYコードの中で無限希釈に対応する $\sigma_0 = 10^{10}$ barnから 10^{-5} barn程度までの値について計算しておいた方がよい。公開されているMATXSファイルを調べると σ_0 の下限値が1あるいは0.1 barnになっているものが多いが、例えば純鉄の自己遮蔽補正をする場合、0.05程度の σ_0 の多群ライブラリが必要になり、データがないため適切な自己遮蔽補正をすることができず、正しい計算結果を得ることができなくなる[29]。

NJOYコードの最新版はNJOY2012.50で、小数点以下の数はバグを修正した回数を表している。NJOYコードは世界中で使われており、バグ報告がロスアラモス国立研究所に報告され、そのバグに対する修正が頻繁に行われている。そのため、古い版のNJOYコードを使うと、間違ったACE、MATXSファイルが作られることがあるので、どの版のNJOYコードを使ったのが重要になる。最近でも、2012年にIAEAから公開されたFENDL-3.0のACE、MATXSファイルのKERMA係数、DPA断面積にNJOYコードの古いバグに起因する問題が見つかり、急遽、改定が行われた[18]。

2.2.4 モンテカルロコード用核データファイル

モンテカルロコードでは計算上の近似を少なくするため、空間だけでなく、エネルギーについても多群化はせず、ポイントワイズの非常に多くのエネルギー点での断面積データを格納した核データファイルが使われる。代表的なものが、MCNPコードやPHITSコードで使われるACEファイルで、核データライブラリを整備(評価)している研究機関からその核データライブラリの公式のACEファイルがリリースされている。ACEファイルを使う上で注意しなければならないことは、2.2.3でも述べたKERMA係数である。核データライブラリのデータが反応の前後でエネルギーが保存されていない場合、ACEファイルには何桁も大きなKERMA係数が入っていたり(図2参照)、負の値のKERMA係数が入っていたりすることがあるので、使われるACEファイルに入っているKERMA係数をチェックし、問題がある場合は、ACEファイルに入っているKERMA係数を使うのではなく、NJOYコードで別途算出できる運動学的法のKERMA係数を使うようにした方がよい。

2.2.5 Snコード用核データファイル

Snコード用核データファイルは多群ライブラリとも呼ばれ、これまでにいろいろな種類の多群ライブラリが作られてきたが、自己遮蔽補正、輸送近似を正しく行っている多群ライブラリはNJOYで作られたMATXSファイルからTRANSXコード[30]で計算体系の核種組成に対応して作られた多群ライブラリのみで、これを用いないと正しい計算結果を得ることができない[29]。このことはほとんど知られていないので、以下に簡単に説明する(詳細はTRANSXコードのマニュアル参照)。

Sn コードが解いているのは、以下の(4)式(簡単のため1次元にしてある)のPN形式のボルツマン方程式ではなく、以下の(5)式のSN形式のボルツマン方程式である。

$$\mu \frac{\partial}{\partial x} \varphi_g(\mu, x) + \sum_{\ell=0}^N P_{\ell}(\mu) \sigma_{\ell g}^{\text{PN}}(x) \varphi_{\ell g} = \sum_{\ell=0}^N P_{\ell}(\mu) \sum_{g'} \sigma_{\ell g \leftarrow g'}^{\text{PN}}(x) \varphi_{\ell g'} + S_g(\mu, x) \quad (4)$$

$$\mu \frac{\partial}{\partial x} \phi_g(\mu, x) + \sigma_g^{\text{SN}}(x) \phi_g(\mu, x) = \sum_{\ell=0}^N P_{\ell}(\mu) \sum_{g'} \sigma_{\ell g \leftarrow g'}^{\text{SN}}(x) \phi_{\ell g'} + S_g(\mu, x) \quad (5)$$

ここで、 μ は散乱角の余弦、 $P_{\ell}(\mu)$ はルジャンドル多項式、 $\varphi_g(\mu, x)$ 、 $\phi_g(\mu, x)$ は g 群での角度フラックス、 $\varphi_{\ell g}$ 、 $\phi_{\ell g}$ は g 群でのルジャンドルフラックス、 $S_g(\mu, x)$ は外部線源項、 $\sigma_{\ell g}^{\text{PN}}(x)$ と $\sigma_{\ell g \leftarrow g'}^{\text{PN}}(x)$ はそれぞれ(1)、(2)式で計算されるものである。(5)式で問題になるのがSN形式の断面積で、NJOYで作られたMATXSファイルに格納されているPN形式の断面積と以下の関係がある。

$$\sigma_{\ell g \leftarrow g'}^{\text{SN}} = \sigma_{\ell g \leftarrow g'}^{\text{PN}} \quad \text{for } g \neq g', \quad (6)$$

$$\sigma_{\ell g \leftarrow g}^{\text{SN}} = \sigma_{\ell g \leftarrow g}^{\text{PN}} - (\sigma_{\ell g}^{\text{PN}} - \sigma_{0g}^{\text{PN}}) - \Delta_g^N, \quad (7)$$

$$\sigma_g^{\text{SN}} = \sigma_{0g}^{\text{PN}} - \Delta_g^N, \quad (8)$$

自群散乱断面積以外の散乱断面積はPN形式とSN形式は同じであるが、荷重関数が(2)式のように散乱次数 ℓ で変わる場合、PN形式とSN形式の自群散乱断面積は同じにならないことに注意が必要である。 Δ_g^N は一意的に決まらず、どのように選ぶかが「輸送近似」と呼ばれている。輸送近似には1) consistent-P approximation, 2) inconsistent-P approximation, 3) diagonal transport approximation, 4) extended transport approximation, 5) inflow transport approximation の五つのオプションがある。TRANSX コードでは extended transport approximation が推奨されているが、inflow transport approximation 以外はほとんど同じ結果になるので、 Δ_g^N を0にする一番簡単な consistent-P approximation を選ばれると良い。ただし、(7)式を無視して、自群散乱断面積についてもPN形式の断面積をそのままSN形式の断面積として使うと、ボンダレンコ法の自己遮蔽補正をしたとしても、中性子輸送計算で正しい計算結果を得ることはできない[31]。例えば、半径50 cmの鉄球の中心に20 MeVの中性子源がある非常に簡単なモデルで鉄球の中心から30 cmの位置での中性子スペクトルをMCNP, ANISNコードで計算すると、(7)式のSN形式の断面積を用いたANISN計算の結果はMCNP計算の結果と良く一致するが、PN形式の断面積をそのままSN形式の断面積として使ったANISN計算の結果は、MCNP計算の結果と数十%もずれてしまう(図3参照)。モンテカルロ計算をされている方の中には、Snコードによる計算には近似

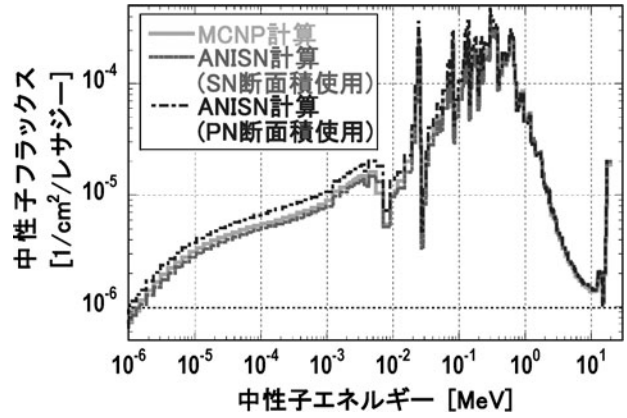


図3 半径50 cmの鉄球の中心に20 MeVの点中性子源がある時の、鉄球の中心から30 cmでの中性子スペクトル(核データライブラリはJENDL-4.0を使用)。

が多いので精度が悪いと言われる方がおられるが、適切な多群ライブラリを用いたSn計算の結果がほとんど報告されていないためと思われる。

参考文献

- [1] RSICC CODE PACKAGE CCC-650, DOORS3.2 (1998).
- [2] RSICC CODE PACKAGE CCC-547, DANTSYS (1997).
- [3] RSICC CODE PACKAGE CCC-760, PARTISN (2009).
- [4] <http://www.transpireinc.com/html/attila/>
- [5] RSICC CODE PACKAGE CCC-810, MCNP6.1 (2013).
- [6] <http://phits.jaea.go.jp/indexj.html>
- [7] RSICC CODE PACKAGE CCC-806, TRIPOLI (2013).
- [8] <http://www.supermc.org/>
- [9] RSICC CODE PACKAGE CCC-804, MCUNED (2013).
- [10] Y. Seki *et al.*, JAEA1301 (1986).
- [11] RSICC CODE PACKAGE CCC-735, EASY-2010 (2013).
- [12] T. Eade *et al.*, CCFE-PR (15) 01 (2015).
- [13] D. Valenza *et al.*, Fusin Eng. Des. **55**, 411 (2001).
- [14] 谷川 尚他: 2015原子力学会秋の大会 N48 (2015).
- [15] K. Shibata *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. **48**, 1 (2010).
- [16] M.B. Chadwick *et al.*, Nucl Data Sheets. **112**, 2887 (2011).
- [17] <https://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/eva-tapes/jeff sub size 6 down 10 32/>
- [18] <https://www.nds.iaea.org/fendl/>
- [19] <https://www.nds.iaea.org/fendl21/>
- [20] M. Herman and A. Trkov, BNL-90365-2009 (2009).
- [21] A.C. Kahler *et al.*, LA-UR-12-27079 (2012).
- [22] C. Konno *et al.*, Prog. in Nucl. Sci. Technol. **2**, 346 (2011).
- [23] S. Kwon *et al.*, to be published to JAEA/Conf (2015).
- [24] K. Kobayashi *et al.*, JAERI 1344 (2002).
- [25] O. Bersillon *et al.*, Technical Reports Series No. 452 (2006).
- [26] M. Zsolnay *et al.*, NDC(NDS)-0616 (2012).
- [27] C. Konno *et al.*, Nucl Data Sheets. **118**, 450 (2014).
- [28] <http://prodas.jaea.go.jp/?AceLibJ40> (日本語)
- [29] C. Konno *et al.*, Progress in Nucl. Sci. Technol. **2**, 341 (2011).
- [30] R. E. MacFarlane, LA-12312-MS (1993).
- [31] C. Konno *et al.*, Progress in Nucl. Sci. Technol. **1**, 32 (2011).