

Title	大角度中性子散乱断面積の検証を目的としたDT中性子による積分実験の研究
Author(s)	大西, 世紀
Citation	大阪大学, 2016, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/55934
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

博士学位論文

大角度中性子散乱断面積の検証を目的としたDT中性子による積分実験の研究

大西 世紀

2016年 1月

大阪大学大学院工学研究科
環境・エネルギー工学専攻

要旨

放射線相互作用の確率を与える断面積データは、実験値の取捨選択やモデル計算により評価済み核データライブラリとして整備され、放射線輸送計算等に広く用いられている。近年核データの中性子相互作用時の放出粒子角度や散乱角度分布の重要性が認識されているが、実験データは少なく、評価値も定まっていないものが多い。さらに大角度散乱が原因と思われる、計算値と実験値の乖離が報告されているベンチマーク実験も存在し、大角度散乱断面積の検証が求められている。そこで大角度散乱データ検証のために、DT(Deuteron-Triton Fusion) ビーム中性子場を整備し、ステンレス円筒体系での照射実験を行った。実験では体系内での放射化箔の反応率を測定し、実験値と計算値の比較及びモンテカルロシミュレーションでの中性子飛跡分析により、DT 核融合中性子エネルギー領域の大角度散乱断面積データに問題があることを確認した。次により大角度散乱に焦点を当てたシャドーパー実験を設計し、大阪大学 OKTAVIAN で DT 中性子照射を行った。シャドーパー実験では核データ間の差異がビーム中性子実験よりも顕著に現れ、検出器として用いたニオブ箔の放射化量を評価した場合、核データ間で計算値に最大 1.6 倍の差異が生じた。散乱角に対する感度を調べたところ大角度散乱の寄与が大きかったため、散乱角度分布の大角度部分を調整した結果、計算値間の差異は縮小した。これらの実験及び数値計算によりシャドーパー実験が従来検証できていなかった大角度散乱のベンチマーク実験となっていることを示した。

第一章では放射線、特に中性子の相互作用について整理を行い、これらの相互作用が核データ作成にあたってどのように扱われているかを既存の核データ、核データ作成コードの概説に沿ってまとめた。また社会的に重要なテーマとなっている核融合炉での核反応に対して核データが重要視されていることと、既往の研究で実施されたベンチマーク実験により提起されている問題を示し、本研究の目的について述べた。

第二章では大角度散乱データの検証を行うため、核融合中性子源でコリメータを用いたビーム中性子場を作成し、性能測定と照射実験を行った。DT 中性子とコリメータによりほぼ立体角通りのビーム径が得られ、ビーム軸上とビーム軸から 10cm 離れたオフセット位置で DT 中性子強度比は 5.1×10^3 となった。半径方向に表面から中心軸まで測定用の穴が複数設けられたステンレス円筒に対して、底面から DT 中性子ビームを照射し、測定用穴に設置したニオブ箔の $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率を測定した結果、中心から径方向に離れた位置に設置した箔ほど計算値/実験値比の 1 からの乖離が大きいという結果が得ら

れた。

第三章では中性子散乱の角度別頻度算出プログラムを用いてモンテカルロ放射線輸送計算での粒子飛跡を解析し、前章で実施した中性子ビーム実験でどのような角度の散乱が起こっているかを把握した。実験ではビーム軸から離れた位置ではビーム軸上の測定点に比べて大角度散乱が多く起こっており、実験値と計算値の不整合は大角度散乱に原因があると推定された。このためより大角度散乱に主眼をおいた実験として、シャドーバーの裏側直近で散乱線を測定するシャドーバー実験を設計した。シャドーバー実験を模擬した放射線輸送シミュレーションにおいて散乱角頻度を算出し、ビーム中性子実験よりも大角度の散乱のが発生していることを確認した。

第四章では大阪大学 OKTAVIAN でシャドーバーを用いた DT 中性子照射実験を行った。実験ではシャドーバー裏側に散乱線測定用のニオブ箔を設置し、放射化量の測定値と計算値を比較した。JEFF-3.1 及び JENDL-4.0 を用いた計算結果は実験値を良く再現したが、ENDF/B-VI を用いた場合、比較的単純な体系にもかかわらずニオブ箔放射化量を 60% 程度過大評価する、という結果が得られた。

第五章ではこの結果を受け、シャドーバー実験での散乱線測定用ニオブ箔放射化量に対する弾性散乱角度分布の感度を解析した。ニオブ箔の感度は大角度 (110~160 度) で大きくなっていたため、この高感度領域で ENDF/B-VI の ^{56}Fe 弾性散乱角度分布を調整したところ、核データ間の計算結果差が縮まり、測定値を再現する方向へと変化した。またこの調整を行った後でも、既存の積分ベンチマーク実験結果の再現性には問題が生じないことを確認し、シャドーバー実験が従来の実験では対象としていなかった領域を検証していることを示した。

第六章では結言としてこれらの成果をまとめ、シャドーバー実験が示唆する現象とその有用性について述べた。

Study of integral benchmark experiment for validation of large angle scattering cross section

Abstract

Experiments for validation of large angle scattering were conducted. First, a neutron beam was constructed at Japan Atomic Energy Agency of Fusion Neutronics Source, and its performance was confirmed. The neutrons were collimated by the cylindrical collimator so that the beam diameter became few centimeters.

In the next, neutron beam irradiation was carried out onto a stainless steel cylinder which had holes in radial direction from its side surface to the center axis. Pieces of niobium foil were set in the holes, and then the $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ reaction rate was measured by the high purity germanium (HPGe) detector. The ratios of reaction rate calculated by Monte Carlo simulation and that measured by the HPGe detector became smaller than 1 in the positions distant from the beam axis. It turned out from the analysis of particle tracks in the Monte Carlo simulation that the more the distance of the foil position from the beam axis became, the more frequently large angle (~ 90 degree) scattering occurred.

Therefore, a new experiment which emphasized on the influence of large angle scattering was planned. In the new experiment, an iron shadow-bar and an iron slab target was placed in front of the DT neutron source, and a piece of niobium foil was set behind the shadow-bar. This shadow-bar experiment was conducted at OKTAVIAN in Osaka University. The $^{92\text{m}}\text{Nb}$ production rates calculated with JEFF-3.1 or JENDL-4.0 agreed with that measured in the experiment. However, the result calculated with ENDF/B-VI became 1.6 times of that with JEFF-3.1 even though the geometry of shadow-bar experiment is rather small and simple. Because the sensitivity of $^{92\text{m}}\text{Nb}$ production rate against scattering angular distribution was large in the part where the direction cosine = $-0.9 \sim -0.4$), the scattering angular distribution there was modified. This modification resulted in the C/E being close to 1 and had little influence on the existing ordinal integral benchmark experiment.

This large angle scattering problem is important because such a situation where the neutron source was shielded enough and the contribution from scattering neutron is dominant is not rare, for example, the exit of duct.

目次

1	背景	1
1.1	中性子相互作用と断面積、核データ	1
1.2	核データ高精度化の需要	6
1.3	本研究の目的	10
2	中性子ビームを用いたベンチマーク実験	12
2.1	コリメータの設計	12
2.2	コリメータの試作及び試験	16
2.3	コリメータの延長および性能試験	28
2.4	中性子ビーム用いたベンチマーク実験	36
3	モンテカルロシミュレーションによる粒子挙動の分析と新しいベンチマーク実験	40
3.1	粒子散乱イベントの解析	40
3.2	中性子ビーム実験の粒子飛跡解析	49
3.3	シャドーバーを用いた散乱線測定実験の検討	51
4	シャドーバーを用いたベンチマーク実験	59
4.1	大阪大学強力 14MeV 中性子工学実験装置 OKTAVIAN	59
4.2	実験体系及び測定手法	60
4.3	測定結果	62
4.4	計算結果	65
5	シャドーバー実験体系での核データ比較	67
5.1	一部核種の交換による計算値への影響	67
5.2	差異を生じているデータ領域の推定	68
5.3	断面積の調整	70
5.4	既存ベンチマーク実験への影響	78
6	結言	81
	謝辞	83

参考文献	84
付録	93
付録 A ptrac ファイル	94
A.1 ヘッダ (リスト 4:1-6 行)	96
A.2 出力ファイルフォーマットブロック (リスト 4:7-10 行目)	97
A.3 イベントブロック (リスト 4:11 行目以降)	101
A.4 ptrac ファイル例	104
付録 B tallyx サブルーチン	106

1 背景

1.1 中性子相互作用と断面積、核データ

放射線とは高い運動エネルギーを持った粒子及び電磁波を指し、電荷を持ち物質を電離させるものを直接電離放射線、それ自体は電離を起こさず二次粒子により電離を起こすものを間接電離放射線と呼ぶ。間接電離放射線である γ 線及び中性子は電荷を持たないため、比較的媒質の透過力が大きく遮蔽設計を行う上で大きな問題となる。特に中性子は原子のクーロン障壁が存在しないうえに、質量が大きく原子との衝突時の運動量交換が大きいため光子、電子その他荷電粒子に比べて低エネルギーであっても相互作用を引き起こす。例えば媒質と熱平衡に達した中性子は熱中性子と呼ばれ、平均エネルギーは 10×10^{-8} MeV 程度であるが、核分裂炉において連鎖反応を維持する重要な役割を果たしている。これら中性子と原子の相互作用は体系的に研究されており、以下では既存の文献 [1] に沿ってその概要を示す。

中性子と原子の相互作用は、弾性散乱 (elastic scattering) と非弾性散乱に大別され、非弾性散乱はさらに「核反応を伴わない非弾性散乱 (inelastic scattering)」と「核反応を伴う非弾性散乱 (non-elastic scattering)」に分けられる。後者には捕獲反応、核分裂反応、核子弾き出し反応等が含まれる。これら包含関係を下図に示す。

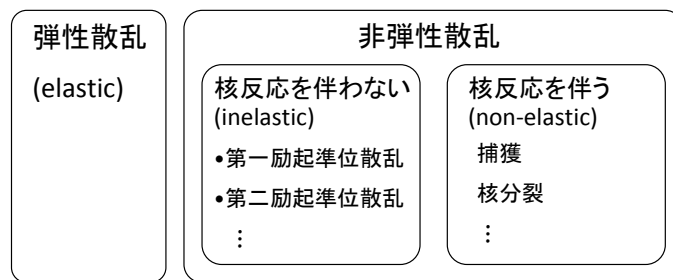


図 1: 核反応の種類と包含関係

以降では「核反応を伴わない非弾性散乱」を単に「非弾性散乱」と呼び、「核反応を伴う非弾性散乱」については直接はその語を用いず個別の核反応 (例えば (n,2n) 反応、捕獲反応) で呼び区別する。

中性子の相互作用を結果ではなく、反応機構によって分類した場合ポテンシャル散乱、直接相互作用、複合核形成に分けられる。ポテンシャル散乱は中性子が原子核の内部ある

いは周辺を運動するときに、核から受ける力によって散乱される現象であり、核の形や大きさに依存した弾性散乱 (形状弾性散乱) を起こす。直接相互作用では中性子は原子核内の核子と直接作用し、核子の励起や運動が発生する。この結果核子の弾き出しや励起核からの γ 線放出が生じる。複合核形成では入射中性子は一旦原子核に吸収され、その結果複合核の発生・崩壊が起きる。中性子の運動エネルギーの一部と中性子-原子核の結合エネルギーが付与されるため、複合核は基底状態よりも高いエネルギー状態で生成され、この複合核は γ 線を放出して基底状態へ落ちることや (捕獲反応)、再度同エネルギーの中性子を放出すること (複合弾性散乱)、残留核が励起状態で中性子を放出すること (複合非弾性散乱) で安定状態へ遷移する。また複合核の内部で核子が熱平衡に達していない段階を前平衡過程と呼び区別する。

中性子が起こす時間あたりの反応数 (反応率) は、中性子フラックス ϕ 及び標的原子数 N に比例するため、比例定数 σ を用いて

$$\text{ReactionRate} = N\sigma\phi$$

と表すことができる。ゆえにこの比例定数は

$$\sigma = \frac{\text{ReactionRate}}{N\phi}$$

と定義され、次元は長さの 2 乗すなわち面積となる。そのためこの中性子フラックスあたり、標的原子数あたりの反応率を断面積と呼ぶ。この断面積に密度を掛けたものは巨視的断面積と呼ばれ、その逆数は平均自由行程に等しい。

核融合炉、核分裂炉あるいは医療用施設等、放射線利用施設の設計・建設・運用のためには発生する放射線の挙動を十分正確に把握する必要がある、様々な手法で放射線輸送計算が行われている。輸送計算では基礎方程式として、位相空間での粒子保存を表す運動論的方程式にボルツマン型衝突項を採用し、速度を運動エネルギーと運動ベクトルで表した中性子輸送方程式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \Sigma_t \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \\ & = S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \int \int dE' d\boldsymbol{\Omega}' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}') \end{aligned} \quad (1)$$

が用いられている [2]。ここで、 \mathbf{r} :位置変数、 E :中性子エネルギー、 v :エネルギー E に対応した速度、 $\boldsymbol{\Omega}$:粒子の運動方向を示す単位ベクトル、 t :時間、 ϕ :中性子フラックス、 Σ_t :巨視的全断面積、 S :線源、 $\Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega})$:エネルギー $E' + dE'$ 方向 $\boldsymbol{\Omega}' + d\boldsymbol{\Omega}'$ に存在する粒子が $E + dE$, $\boldsymbol{\Omega} + d\boldsymbol{\Omega}$ へ散乱される確率を表す。この中で、断面積は消滅項

(左辺第3項)及び散乱による生成項(右辺第二項)に現れ、外力の作用しない中性子輸送現象において非常に重要な量となっている。

断面積は第一原理的には入射粒子と標的核核子からなる多体系での量子力学によって記述されるが輸送計算において直接これを計算することはなく、予め量子力学的相互作用の結果(核反応断面積)を核データとしてライブラリ(データベース)化しておき、必要に応じてこれを参照することにより速やかに計算を実行している。この相互作用ライブラリの中でも特に一定の手続きを経て評価されたものは評価済み核データ(evaluated nuclear data)と呼ばれ、日本で作成されている JENDL-4.0(Japanese Evaluated Nuclear Data Library)[3]、アメリカの ENDF/B-VII(Evaluated Nuclear Data File)[4]、ヨーロッパの JEFF-3.1(Joint Euro Fission and Fusion File)[5]等が世界で利用されている。核データは単に実験データを補間して作成されているわけではなく、多くの反応モデルを統合した包括的核データ計算コードで作成されており、JENDL-4.0では POD[6]及び CCONE[7]が用いられている。CCONEコードではまず、結合チャンネル光学モデル[8]により、全断面積、形状弾性散乱断面積、非弾性散乱断面積を計算し、次に歪曲波ボルン近似計算[9]によって直接相互作用反応を計算している。前平衡過程では励起子モデル計算[10]によってγ線放出率や捕獲反応が計算され、複合核過程は Hauser-Feshbach 理論[11]により解析されている。

これらのモデルでは実験的パラメータを含んでいる。例えば、光学モデルでは中性子を部分波の重ねあわせによる平面波で表現し、原子核内部を拡散・吸収・透過の起こる媒質として扱われるが、中性子波と原子核の相互作用を計算する時には原子核の形状に対応した変形パラメータ(deformation parameters)が用いられており、このパラメータは全断面積の測定値を再現するように決定される。歪曲波ボルン近似では巨大共鳴の励起確率を計算するが、共鳴の幅や位置といったパラメータも測定データを再現するように決定される。また全断面積・ポテンシャル散乱断面積は共鳴領域より高エネルギーでは光学モデルで精度よく求まるが、分離共鳴領域での断面積を計算するのは難しく、補間・推定のための測定データが必要とされる。このように核データの作成において測定値は補間及びパラメータ決定のため不可欠なものとなっている。

断面積測定実験では単一エネルギーの中性子を試料に照射し、特定の角度に置かれた検出器の計数を測定する散乱断面積測定や、試料背後で透過してくる中性子を検出する全断面積測定が行われる。この前者は放出エネルギーあたり、散乱角度あたりの断面積であり、後者は入射エネルギーあたりの断面積なので、それぞれ

$$\frac{d^2\sigma_{\text{scatter}}}{dE d\theta} \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{total}}}{dE} \quad (3)$$

と表され、ある種の微分量を求めていることになり、これらは微分実験と呼称される。断面積データは主としてこの微分実験により測定されるが、存在する核種の数、入射エネルギー、散乱方向、反応の種類(弾性散乱、非弾性散乱、捕獲、核子の叩き出し等)に対して全てを網羅して実験データを得ることは不可能であることから、実験値の存在しない領域の断面積データを求める方法が必要となる。この過程が核データ評価であり、前述の核データ計算コードによる原子核モデルを用いた計算や実験データの取捨選択、補間・推定により、放射線輸送計算に必要な核データライブラリが作成されている。図2は水素原子の全断面積及び中性子捕獲断面積の評価済み核データ(JENDL-4.0)と実験値である。同一核種であっても反応の種類に応じて存在する実験値の充実に大きな差があることがわかる。

こうして作成された評価済み核データの精度を検証するために積分実験が行われている。微分実験が単一エネルギー中性子を用いて角度あたりの散乱確率($d^2\sigma/d\theta dE$)といった微分量を求めるのに対し、積分実験では厚い媒質を用い、多数回の核反応の結果(放出粒子束、エネルギー分布、角度分布、放射化量、発熱量など)を測定する。積分実験では様々な反応、エネルギー、角度での核反応の結果を含んだ物理量を測定するため、非常に広い範囲を検証することができる。図2上の0.1 eV近傍では実験者によって異なる系統のデータが得られており、このような場合、どちらの系統を採用すべきかといった判断は微分実験データのみからは判断できず、積分実験のような総合的な検証が重要となる。さらに、反応一回あたりの差が小さい場合でも、積分実験では多数回の反応を含むため、核データの違いが顕著に表れる点も長所であると言える。また、積分実験は微分実験よりも実際の放射線利用環境の体系に近く、類似の体系の誤差推定に役立つという利点もある。

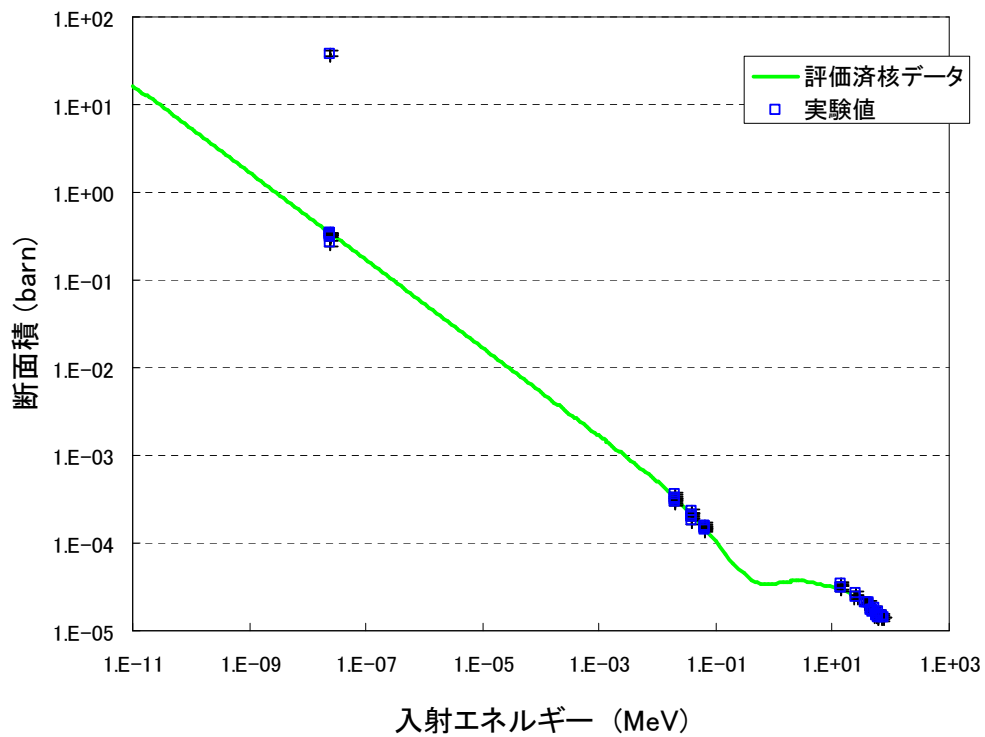
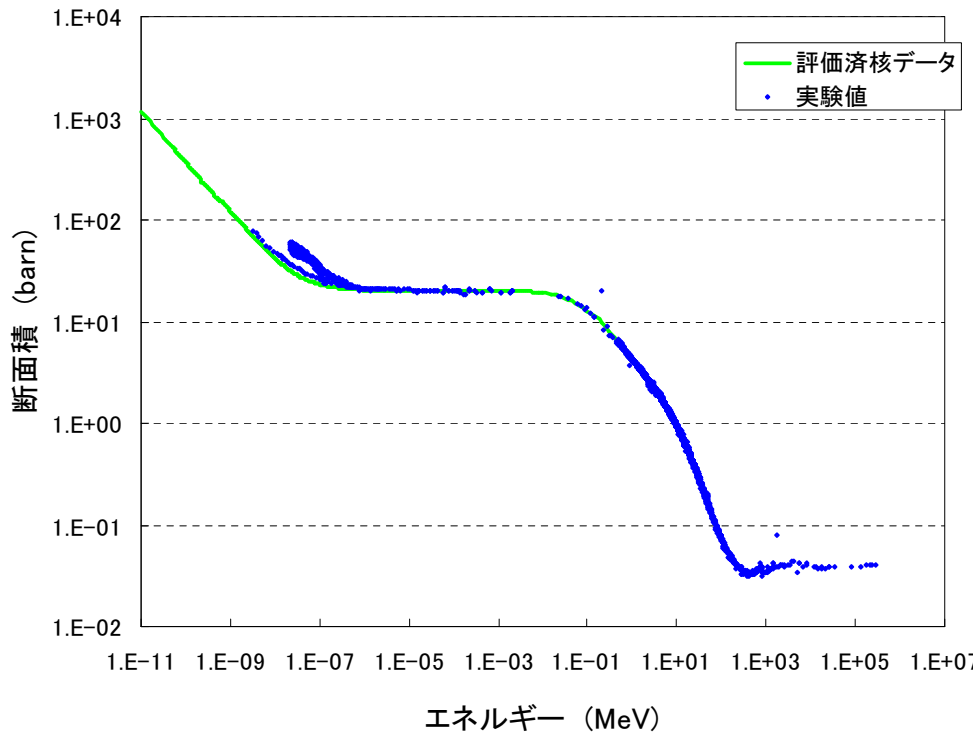


図 2: JENDL-4.0 水素原子の全断面積 (上) 及び捕獲断面積 (下) 及び実験値 [12]

1.2 核データ高精度化の需要

1.2.1 核融合炉におけるトリチウム生産

放射線・原子力施設の合理化・高度化には正確な放射線輸送計算が必要であり、このために確度の高い核データが求められている。核融合炉は将来的には燃料であるトリチウム(三重水素)の自己充足性が要求され、図3のような燃料循環系統を持つことが構想されている。

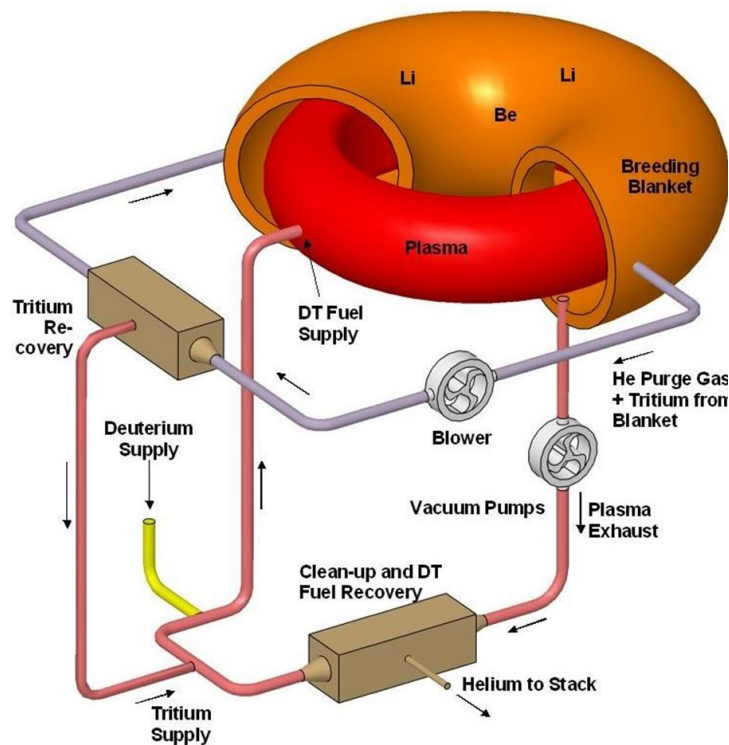
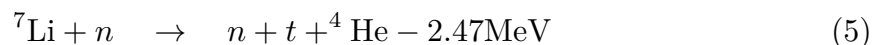


図3: 重水素・トリチウム燃料サイクル。図は ITER web[13] より引用。

ブランケットで生産されたトリチウムはヘリウムガスによるスイープで回収され、プラズマ排気から回収されたトリチウム、外部から供給される重水素と共に再度真空容器内へ供給される。トリチウム生産で現在最も有望視されている方法はリチウムによる反応



の利用である。リチウムは比較的豊富に存在する元素であり、現状では回収コストは鉍からの20倍程度[14]となっているが、海水中からの回収が実用化できればほぼ無尽蔵に

得ることができるというメリットがある。核融合炉でのトリチウム収支を示す指標がトリチウム増殖率 (Tritium Breeding Ratio, TBR) であり、DT(deuterium-tritium) 核融合中性子あたりの生成トリチウム原子数で定義される。また TBR には、ブランケット内での TBR を示す局所 TBR(Local TBR) と、プラズマ対抗壁での中性子吸収及びブランケットの被覆率を考慮した正味 TBR(Net TBR) があり、トリチウムの自己充足性を満たすためには正味 TBR > 1 が必要とされる。実際の核融合炉における正味 TBR の目標値としては回収効率などを考慮して 1.05 程度が必要とされるが、現在日本で設計されている固体増殖水冷却方式テストブランケットモジュールでは局所 TBR が 1.4 程度であり [15]、将来の核融合炉ではダイバーターやポートを除いたブランケット被覆率が 75% 程度とされている [16] ため、正味 TBR の目標値に対して裕度は極めて小さい。設計時には TBR の予測値の不確かさは裕度を下回っていることが好ましいため、確度の高い TBR 予測値が要求される。TBR 予測のためのモンテカルロ輸送計算では不確かさをもたらす原因は主に 1) 幾何形状入力の不正確さ、2) 材料組成誤差、3) 核データ誤差であるが、幾何形状は今後 CAD データからの入力システム [17, 18] 整備により設計データに近いものが得られることが期待され、材料組成は試験片等からの実測データが得られるため、要因としては核データに因る所が大きい。このような状況の下、チタン酸リチウム/ベリリウム体系でのトリチウム生成量の測定 [19] や、ブランケット体系でのトリチウム生成率予測精度の検証実験 [20] が精力的に行われている。また一方で過剰なトリチウム保持は経済性・安全性を損なうという指摘も有り、このためにも高精度な TBR 予測が必要とされている。

1.2.2 大角度散乱断面積の問題

核データの高精度化のため、従来から様々な積分実験が中性子源を持つ施設で行われてきている。しかしながら近年遮蔽体背後で線源に近い点では実験値と計算値が良く一致するものの、中性子線源方向に対して垂直な方向にずれるに従って一致が悪化する結果が得られており [21]、これは大角度散乱時の断面積データが原因ではないかと考えられている。この実験は日本原子力研究開発機構高崎量子応用研究所イオン照射研究施設 (TIARA)[22] で実施され、図 4 で示すような体系で、43MeV 陽子による ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応で発生した中性子を 220cm 厚のコンクリートでコリメートし、得られた並行中性子線束を鉄遮蔽体に照射している。検出器は鉄遮蔽体背後のビーム軸上及び 20cm, 40cm オフセットを持った位置に設置され、中性子スペクトルが測定されている。

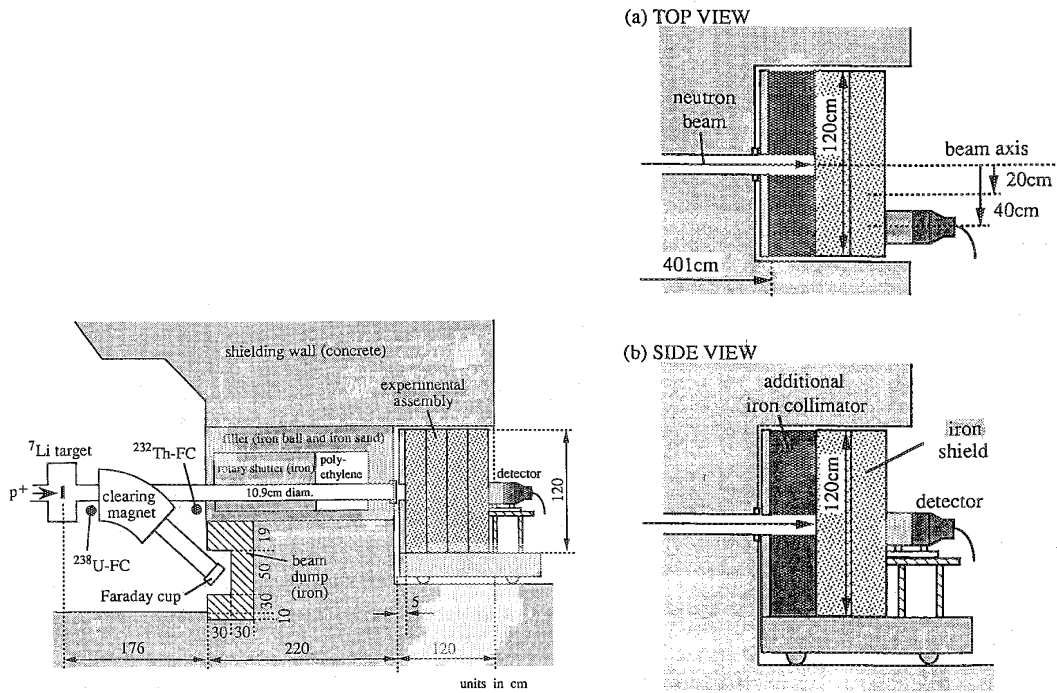


図 4: TIARA ベンチマーク実験検出器位置。左：体系全体、右：検出器位置。図は文献 [21] より引用

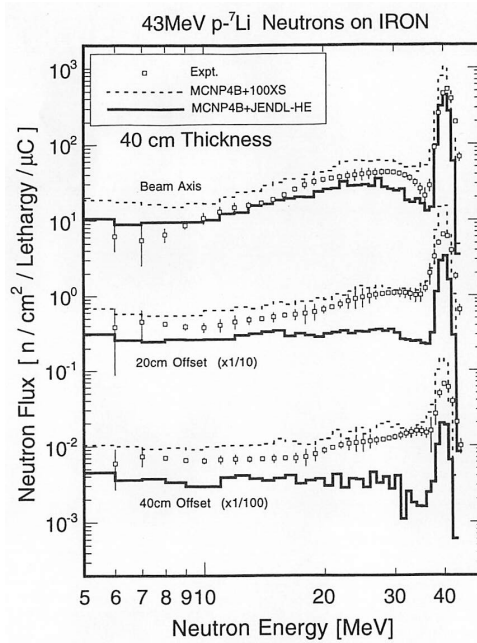


図 5: ビーム軸上及びオフセット位置での中性子スペクトル。図は文献 [23] より引用

この時の測定結果が図5の中性子スペクトルであり、ビーム軸からの距離が増加するに従って測定値と計算値の乖離が大きくなっている。ビーム軸上であれば、中性子の透過成分が重要であり全断面積の寄与が大きい。この実験ではビーム軸から離れた位置で計算値と実験値の乖離が顕著になるため、散乱時の散乱方向が影響していると考えられる。

鉄のような一般に広く利用されている主要核種においても、散乱角度分布実験データの数は限られており、主要核データ間で評価値の一致しない部分が多い。図6は鉄の45MeV角度散乱断面積であり、前方散乱断面積については核データ間で一致しているものの90°付近から差が開いていくことがわかる。

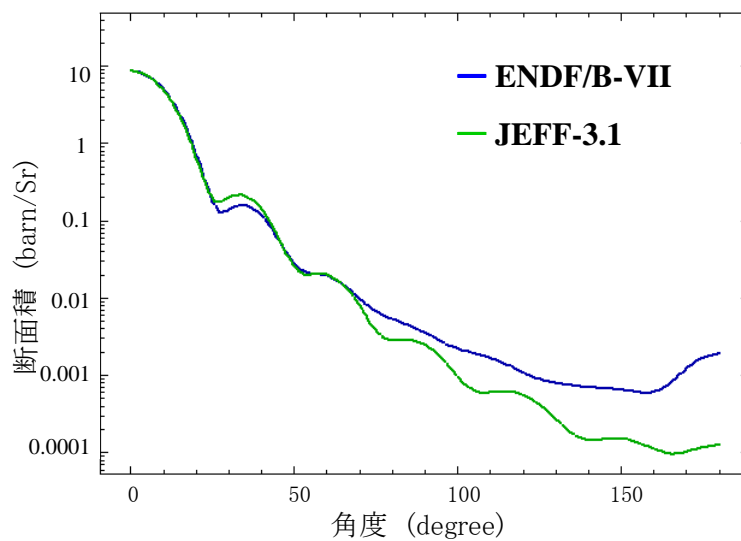


図6: ENDFB-VII、JEFF-3.1における⁵⁶Fe角度散乱断面積

共鳴領域より高エネルギーの領域では弾性散乱断面積は光学モデルで計算され、光学モデルでは中性子を $\theta = 0$ 方向へ伝播する平面波 $e^{ikr \cos \theta}$ として扱い、

$$e^{ikr \cos \theta} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l f_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (6)$$

のように極座標系で級数展開した部分波の重ねあわせで表現する。ここで k :中性子の波数、 r :半径方向変数、 P :ルジャンドルの多項式、 $f(kr)$:半径方向の分布関数である。高エネルギーになると中性子波の高次成分が散乱に寄与するようになるが $l = 0$ 以外成分の散乱は重心系でも非等方であり、その結果散乱角度分布は前方に集中し、後方では小さく複雑な構造を持つようになる。このため核データの評価が難しくなっている。

このような状況はDT核融合中性子エネルギー領域でも存在し、図7に示す14MeVの

中性子に対する ^{56}Fe の弾性散乱断面積においても前方散乱は各核データ間で差異が少ないものの、60 度以上の大角度散乱の断面積は傾向・値ともに大きく異なり、同様の問題が存在する可能性がある。

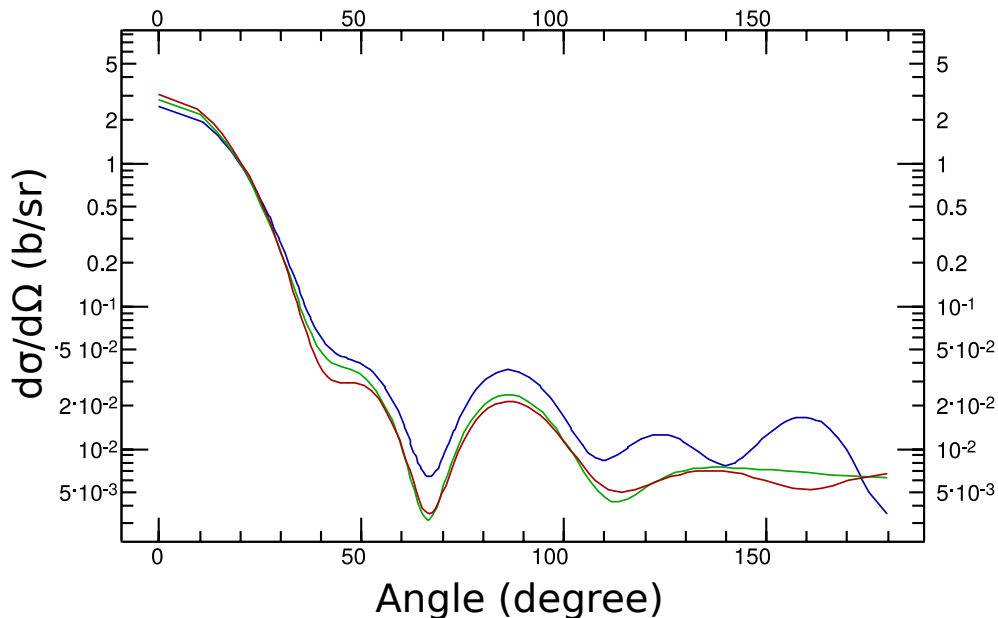


図 7: 鉄の角度弾性散乱断面積。青線: ENDF/B-VI、緑線: JEFF-3.1、赤線: JENDL-4.0

1.3 本研究の目的

従来より日本原子力研究開発機構核融合中性子源 (JAEA/FNS)[24, 25] や大阪大学 OKTAVIAN[26] では精力的にベンチマーク積分実験が行われている。これらのベンチマーク実験では直方体や、円筒形、球形の単純体系を用い、ニオブ [27]、鉄 [28]、鉛 [29]、バナジウム [30] 酸化リチウム [31, 32]、炭素・ベリリウム [31] 等の体系内及び漏洩中性子を測定することによって核データの検証を行っている。しかしながら、図 7 よりわかるように、大角度散乱断面積は前方散乱断面積に比べて 2 桁程度小さく、このため通常の単純体系では前方散乱の発生回数が圧倒的であり、体系内・体系近傍では後方散乱の影響が現れにくい。そこで本研究では新たな中性子場の構築及びそれを用いたベンチマーク実験を実施し、同時に複数種の核データによるモンテカルロシミュレーションを行い、これらの結果の比較・解析により、これまでほとんど行われてこなかった大角度散乱断面積に特化した検証手法の開発を行う。

第二章では新たな中性子場のためのコリメータ設計・構築を行い、形成された中性子

ビームにより実施した積分ベンチマークの結果について述べる。次に第三章ではこのベンチマーク実験によって洗い出された問題を考察し、さらなる実験体系の考案と最適化を行う。第四章で新たに設計したシャドーバー実験の結果について述べ、第五章ではこのシャドーバー実験結果から、核データの調整を試みる。第六章ではこれら実験・解析についての結論及び意義と今後の展望を述べる。

2 中性子ビームを用いたベンチマーク実験

従来の実験では、中性子線源が等方線源であることから、測定点へ到達する直接線と散乱線の区別が難しく、また散乱線も図 7 に示す通り、断面積の大きい前方散乱に起因するものが大半であった。そこで細い径へ絞った中性子ビームを用いることで線源から計測点へ散乱を経験せず到達する直接線の寄与を減らし、ビーム軸上からビームと直交する方向に離れた位置で複数の点で測定を行うことで、前方散乱の寄与を低減した実験を行った。

2.1 コリメータの設計

2.1.1 コリメータ材料の選定

コリメータではビームを絞り込むコリメータ孔を除き、線源で発生した DT 核融合中性子を遮蔽する必要がある。この DT 中性子を遮蔽するには、まず原子核半径が大きい重核で減衰させ、その後散乱により生じた数 MeV の高速中性子を軽核で熱化させ、最終的に中性子吸収材で吸収する、という段階を踏む。JAEA/FNS で利用可能な材料の中性子の減衰特性をみるために、連続エネルギー 3 次元汎用モンテカルロ輸送計算コード MCNP5[33] 及び JENDL-4.0 に基づく ACE フォーマット [34] のライブラリーセット [35] を用いて、材料ごとに 1MeV 及び 14MeV 中性子が透過した後のスペクトルを計算した。14MeV 中性子の減衰に利用可能な金属材料としてタングステン、ステンレス、鉛、銅、ベリリウムを、1MeV 中性子の減速に利用可能な材料としては金属材料に加えて、水、ポリエチレン、コンクリート、チタン酸リチウム ($\text{Li}_4\text{Ti}_5\text{O}_{12}$) を対象として選定し、これら材料の無限平板内で線源から 40cm 離れた位置の中性子スペクトルを計算した。計算結果を図 8 に示す。

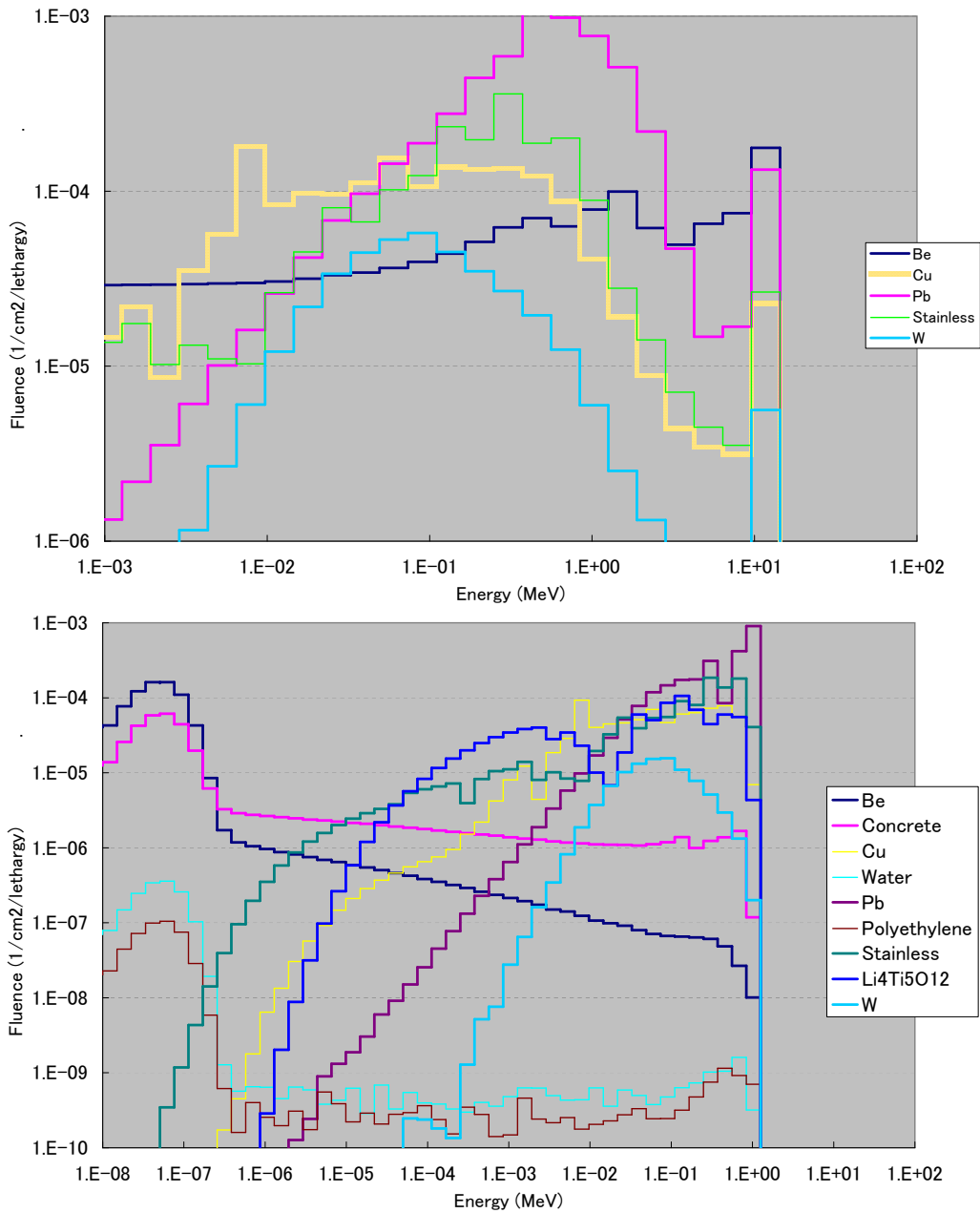


図 8: 無限平板 40cm 透過後スペクトル。上 : 14MeV 線源、下 : 1MeV 線源

この結果より、14MeV 中性子を減衰させる材料としてはタングステンが望ましく、次に、銅、ステンレスの順となっていることがわかる。FNS では銅ブロックの保有量は限られているため、コリメータの DT 線源直近では主にタングステンとステンレスで遮蔽をすることとした。中性子の熱化には水素原子による散乱が最も効果的であり、水及びポリエチレンが高い性能を示しているため、水タンクあるいはポリエチレンブロックを用いるこ

ととした。中性子吸収材としてはホウ素やガドリニウム、リチウム等が挙げられるが、化学的安定性や二次 γ 線の少なさを考慮し、チタン酸リチウムを用いることとした。また、シンチレータ等 γ 線に感度のある検出器の使用も考慮し、ビーム出口近傍は鉛で遮蔽することにした。

2.1.2 コリメータ構造の最適化

次に DT 中性子遮蔽のための重核元素と熱化のための軽核元素をどのように配置するか検討した。この段階では多数の体系を計算・検討するため、計算量が少ない 2 次元決定論的輸送計算コードと多群断面積ライブラリを用いた。輸送計算コードには DORT[36] を、多群断面積ライブラリには FENDL2.1MG[37] を用い、コリメータ体系は軸対称な円筒形で模擬した。2D 計算モデルは図 9 に示す通りである。図中“Hollow plates”で示している網掛け線領域の材料入力データを変更することで多種のコリメータ体系を模擬することが可能である。

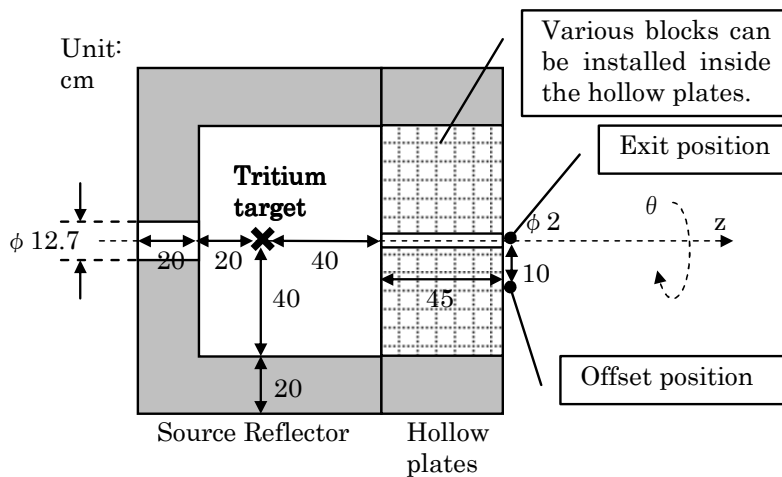


図 9: コリメータ部品 2D モデル。図は文献 [38] より引用

このコリメータ出口 (図中“Exit position”) とオフセット位置 (同“Offset position”) でどの程度中性子束が変化するかがコリメータ性能の指標となる。配置の検討では、コリメータ入口に軽核元素を設置することは明らかに効果が低いと考えられることからこのケースを除き、軽核元素の配置を中間とする場合、全体に分散させる場合、出口付近に後置する場合の合計 3 通りのコリメータ材料配置案を設定した。

これら 3 通りの体系でスペクトルを計算し、DT 中性子に相当する 12MeV 以上の部分を積分した値をビーム出口とオフセット位置で比較した。図 10 にジオメトリと計算結果

のスペクトルを示す。スペクトルの 12MeV 以上の積分値を比較したものが表 1 である。

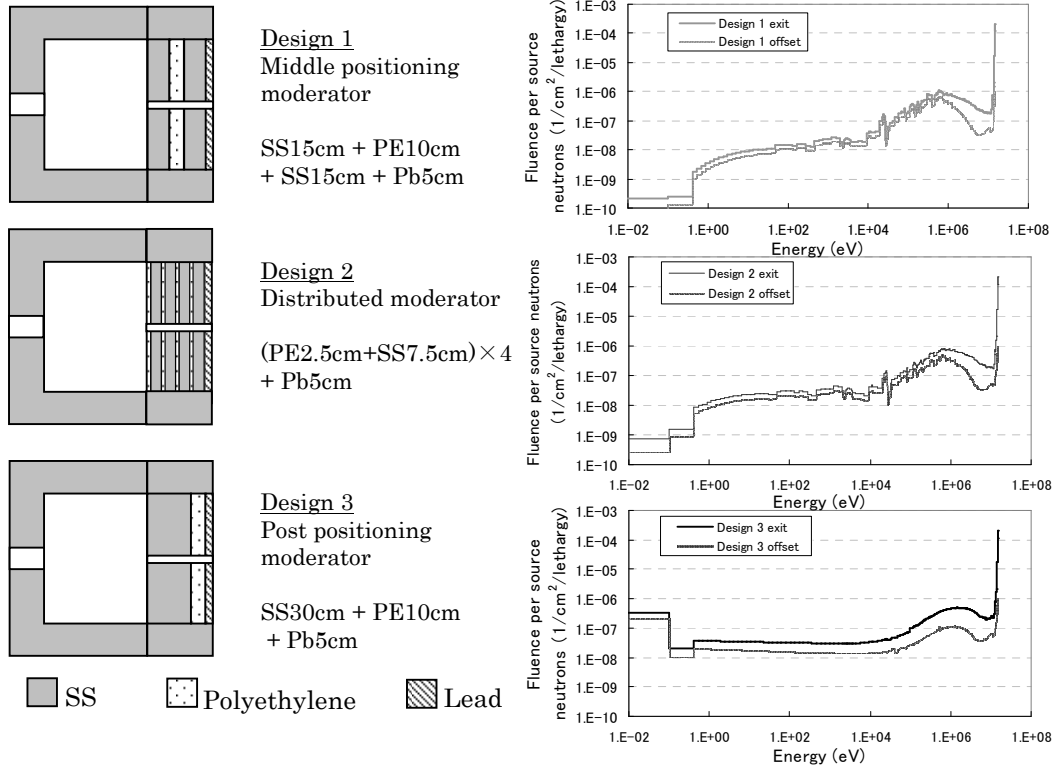


図 10: コリメータ配置 (左) と中性子スペクトル (右)。図は文献 [38] より引用

表 1: コリメータ出口とオフセット位置での 14MeV 中性子フラックス比

	Design1	Design2	Design3
比	151	152	152

表 1 より、DT 中性子ビームの生成という点では 3 デザインで優劣の無いことが読み取れるが、図 10 中スペクトルの 1MeV 近傍に着目すると、Design3 が最も優れていることがわかる。これは軽核を線源側 (中間) に配置した場合や分散して配置した場合、よりビーム下流側で発生した数 MeV 中性子に対して軽核層が機能しないためである。

最終的に、前節で選定した材料による最適配置として図 11 のような多層コリメータを設計し、そのスペクトルを計算した。この最終設計では、可能な限りコリメータ材料の鉄部分をタングステンで置き換え、減速・中性子吸収材としてポリエチレンの一部を酸化リチウムで置き換えることにより、より 14MeV 近傍に集中したスペクトルを作成してい

る。この変更により DT 中性子フラックスはそのままに、オフセット位置のスペクトルでの 1MeV 以下中性子を Design3 よりも大幅に低下させることができた。

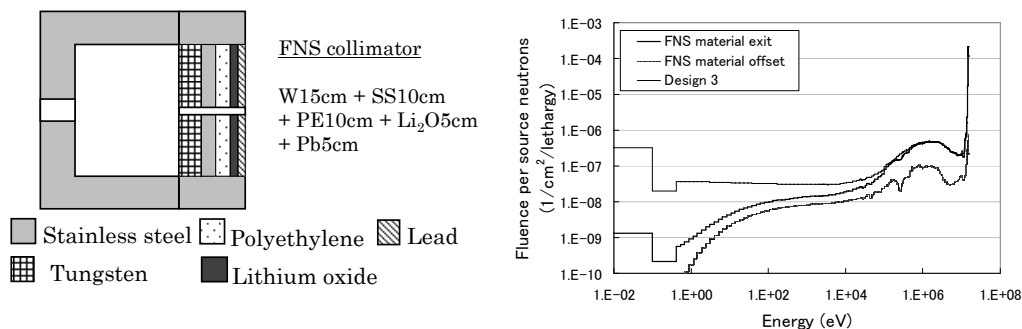


図 11: 最適化コリメータ。左：デザイン、右：スペクトル。文献 [38] より引用

2.2 コリメータの試作及び試験

2.2.1 DT 中性子線源

コリメータの試作・試験は JAEA/FNS の第一ターゲット室で行った。この第一ターゲット室ではイオン源より引き出された重水素ビームは偏向電磁石によって 80° 方向へ導かれ、トリチウムターゲットへ照射される構造となっている。最大印加電圧は 450kV、最大電流量は 3mA であり、 5×10^{11} n/s の中性子発生能力を有している。図 12 は FNS 実験室の鳥瞰図であり、80° ビームライン用水冷小型ターゲットを図 13 に示す。図中の冷却水パイプ裏側に銅製キャップ型のターゲットが装着され、銅基板表面に蒸着されたチタン層に重水素あるいはトリチウムが吸蔵されている。トリチウムターゲットを用いた場合、DT 核融合反応、



によって中性子が発生し、その発生量は随伴粒子 (${}^4\text{He}$) を真空容器内に設置されたシリコン半導体検出器で測定することにより常時モニタリングされている。中性子のスペクトル及び放出角度分布は放射化箔及びモンテカルロ輸送計算により確認されており、放出角度ごとのスペクトルは図 14 に示す通りとなっている。

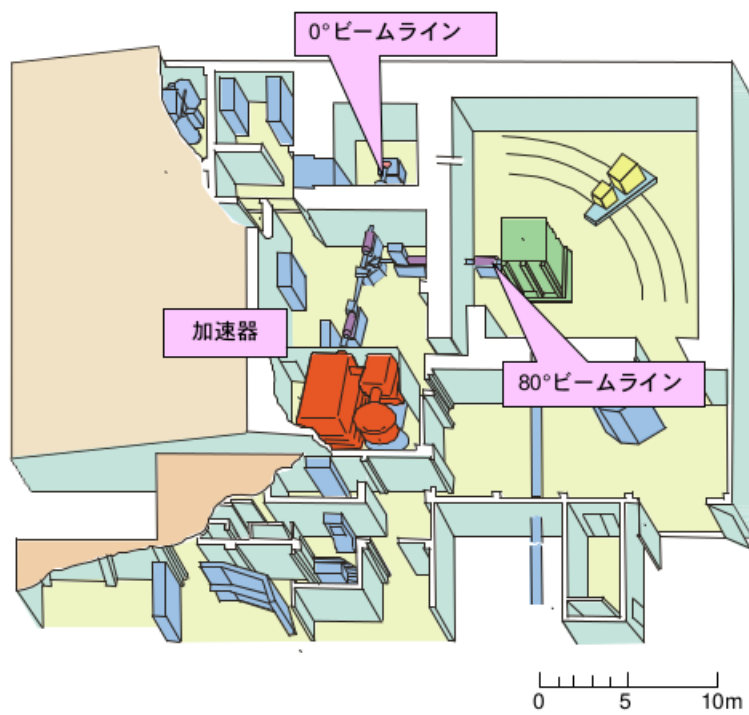


図 12: FNS 鳥瞰図。図は文献 [39] による。

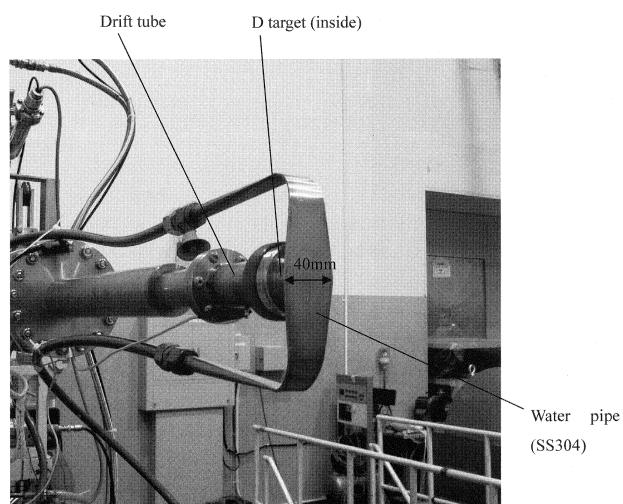


図 13: FNS80° ビームライン水冷ターゲット。図は文献 [40] による。

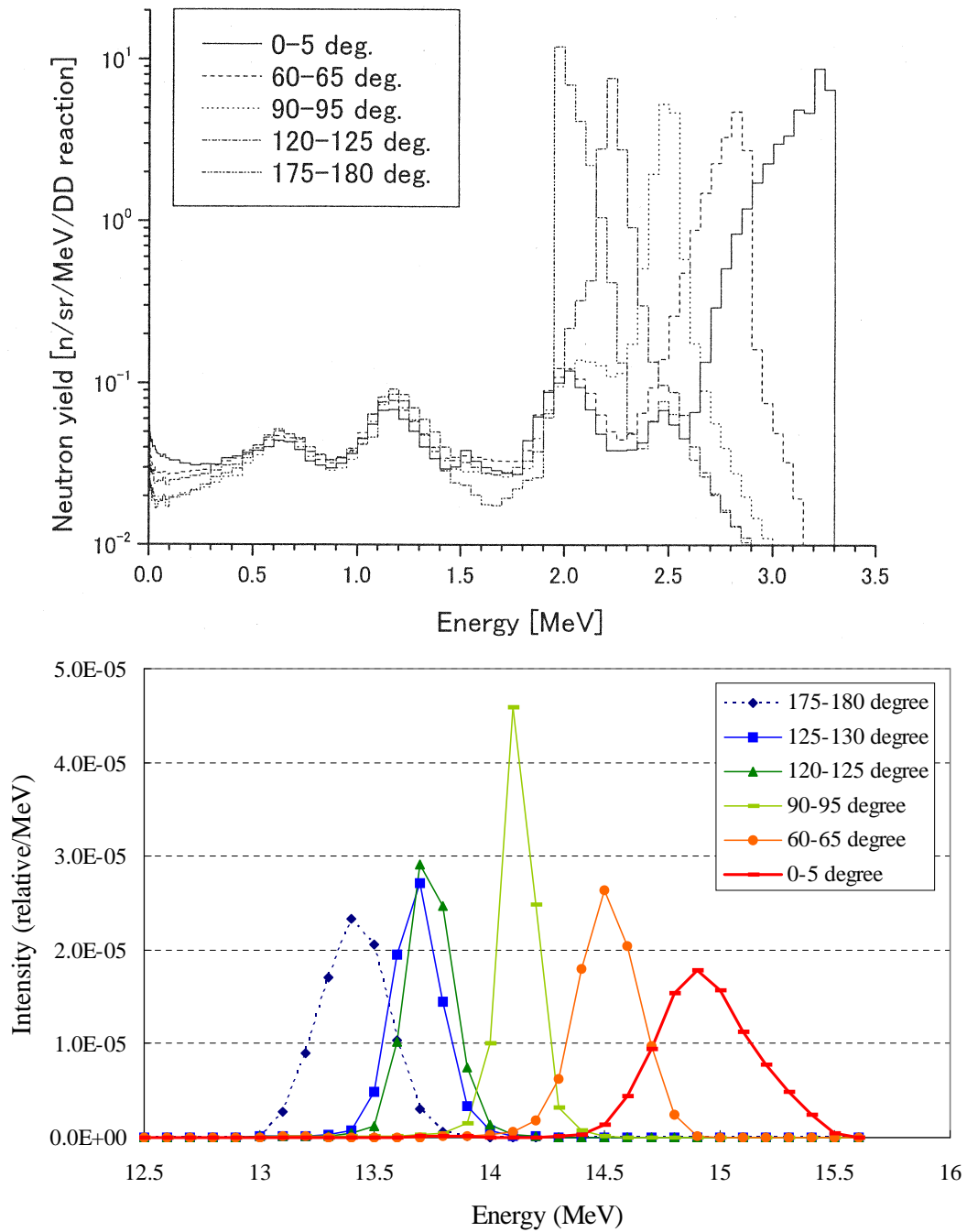


図 14: FNS 第一ターゲット室線源中性子スペクトル。上: 重水素ターゲットによる DD 反応 (図は文献 [40] より引用)、下: トリチウムターゲットによる DT 反応 [41]。

2.2.2 コリメータジオメトリ

過去の ITER 遮蔽実験 [42] で用いられた ITER 部分模擬体系を用いてコリメータを製作した。この模擬体系は真空容器を模擬した中性子反射体 (source reflector) 及びブランケットフレームを模擬した中空円盤 (hollow plates) によって構成され、異なるブランケット模型を試験できるように中空円盤には各種材料を充填可能な穴が設けられている。この ITER 部分模擬体系を図 15 に示す。

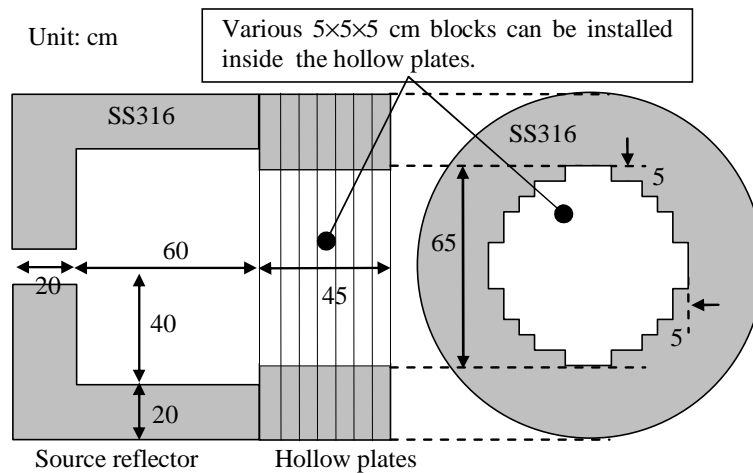


図 15: ITER 部分模擬体系。図は文献 [43] より引用

中空円盤内に充填する材料の種類及び組成は図 11 に準じ、線源側から、タングステン 15cm 厚さ、鉄 10cm、ポリエチレン 10cm、酸化リチウム 5cm、鉛 5cm とした。このコリメータの性能を測るため、測定点をコリメータ後端及び後端から 20cm 離れた位置でビーム軸上及びビーム軸から 20cm 離れたオフセット位置に測定点を設定した。これら (ビーム軸上/オフセット位置 × コリメータ後端/20cm 位置) 合計 4 通りの測定点を図 16 に示す。また、ビーム孔は図 15 の中空円盤中心に 1mm 厚の中空アルミ角パイプを装填することで形成した。製作したコリメータの側面及びコリメータ出口面を図 17 に示す。

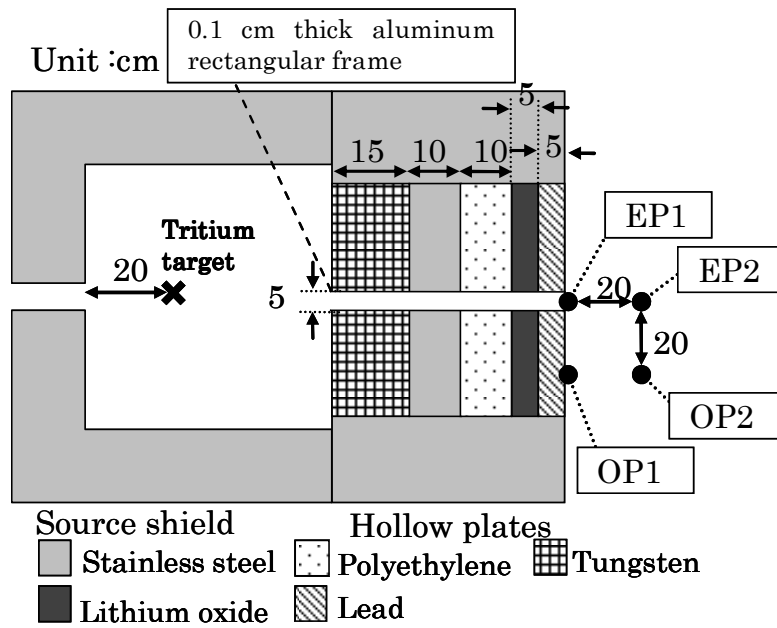


図 16: 試作コリメータ体系と測定点。図は文献 [43] による

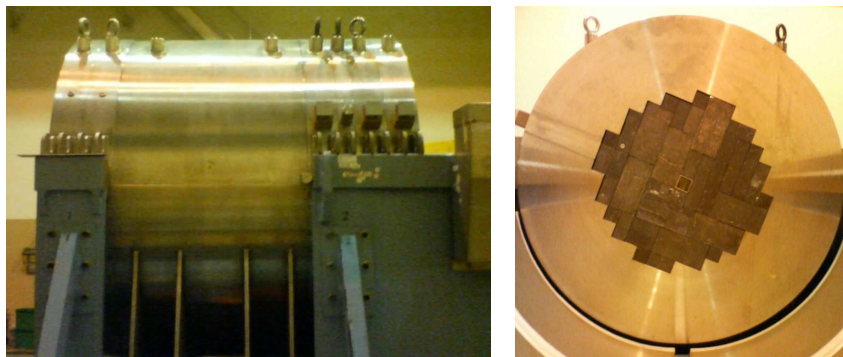


図 17: コリメータ側面及び出口面

測定では、最初にイメージングプレートでビーム形状を確認することでコリメータ性能を検証し、次に 1MeV 以上のスペクトルをシンチレーション検出器で測定しビーム性能を確認した。最後に放射化箔を用いて熱・熱外～DT 中性子までの領域のスペクトルインデックス測定を行い、それぞれのエネルギー領域での強度や計算との比較検討を行った。

2.2.3 イメージングプレートによるビーム形状測定

コリメータ孔出口近傍でのブロックの間隙によるストリーミング中性子が発生していないか、またコリメータ孔が直線的に開いているかを確認するためビーム形状の測定を行った。コリメータ後端 (図 16 の EP1) 及び後端から 20cm の位置 (同 EP2) に厚さ 1mm、幅 20cm、高さ 15cm のアルミニウム板を設置し、ビーム断面形状を測定した。アルミニウムに DT 中性子が照射されると $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ 反応により、半減期 14.96 時間の ^{24}Na が生成される。この核種は β 線 (平均 1.391MeV[44]) を放出するため、イメージングプレート (Imaging plate, IP) で容易に測定することができる。中性子照射を 4 時間行い、総中性子発生量は 4.2×10^{14} となった。照射後、IP(富士フィルム SR-1800) に密着させた状態で 2 日間静置し、その後読み取り装置にセットし吸収線量分布を測定した。図 18 は Al 板を設置した状態でコリメータ出口から線源側を撮影した図である。

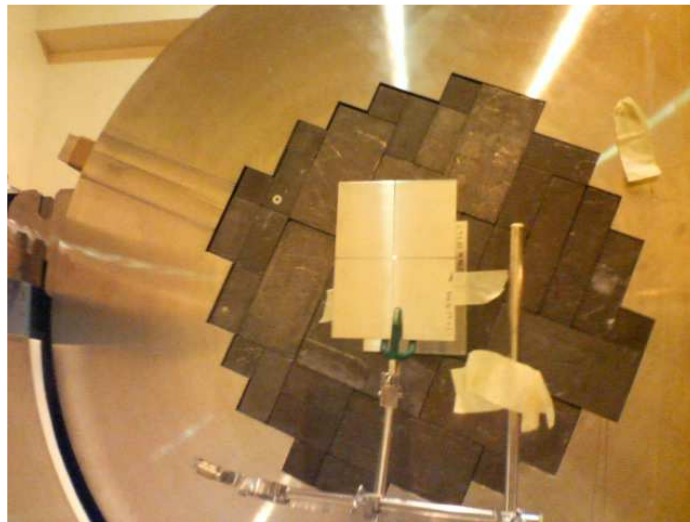


図 18: Al 板設置状態。奥のコリメータ側 Al 板が EP1 に、手前側 Al 板が EP2 に対応している。

得られた分布画像と、その断面での強度分布をそれぞれ図 19 及び図 20 に示す。

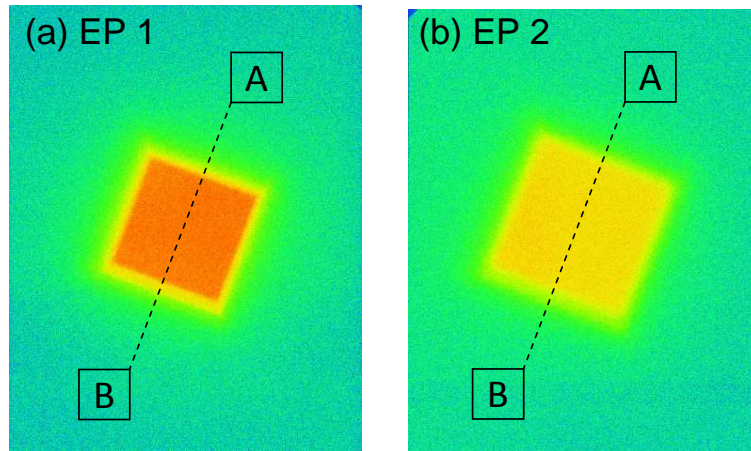


図 19: DT 中性子ビーム断面図。左：ビーム軸上コリメータ後 (EP1)、右：ビーム軸上コリメータ後端より 20cm(EP2)

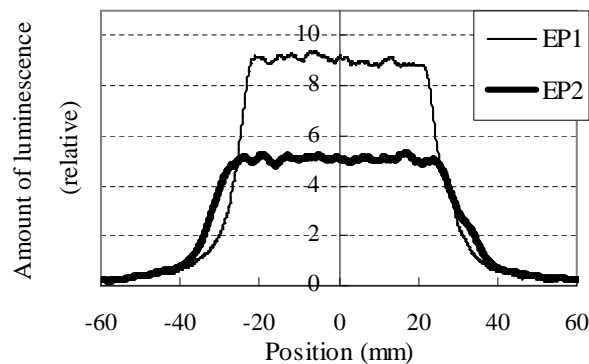


図 20: DT 中性子ビーム A-B 断面での強度分布

これらの結果を見るとビーム内での強度分布はほぼ均一であることが分かる。A-B 断面強度の半値全幅は EP1 と EP2 でそれぞれ 5.3cm と 6.4cm となった。また、 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ 反応の閾値は 3.2MeV であり、DT 中性子エネルギーより低い値であるため、IP の結果は散乱線を含んでおり、実際のビームの局所性は図 19 よりもやや優れていると考えられる。ビーム断面強度の半値全幅は立体角から期待される値とほぼ同じであり、ブロックの隙間によるストリーミング等のビーム孔以外からの中性子ビームの漏れは見られず、線源は十分にコリメートされていることが確認できた。

2.2.4 シンチレーション検出器による中性子スペクトル測定

1MeV 以上の中性子スペクトルをコリメータ後端 (位置 OP1, EP1) と、後端から 20cm(位置 OP2, EP2) で測定した。図 21 はコリメータ出口 (EP2) に検出器を設置した状態を示している。一定の中性子照射により信号パルスの波高分布を取得した後、順次他の測定点 (EP1、OP1、OP2) への移動・照射を行い、測定を繰り返した。測定には直径 40mm の球形 NE213 シンチレーション検出器を用い、応答関数の計算には SCINFUL-QMD コード [45] を、アンフォールディングには FORIST コード [46] を用いた。得られたスペクトルが図 22 である。図中の点で示したものが実験値、ヒストグラムが MCNP5 及び JENDL-4.0 による計算値である。

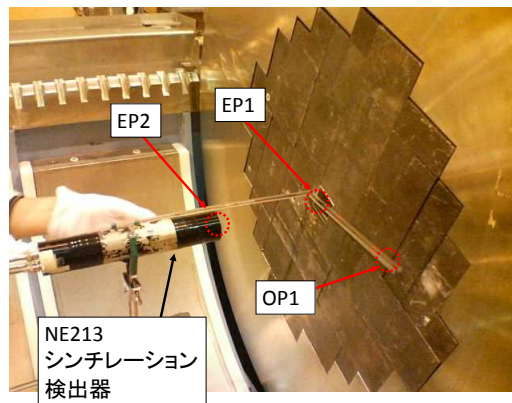


図 21: コリメータ出口 EP2 へのシンチレーション検出器設置状態

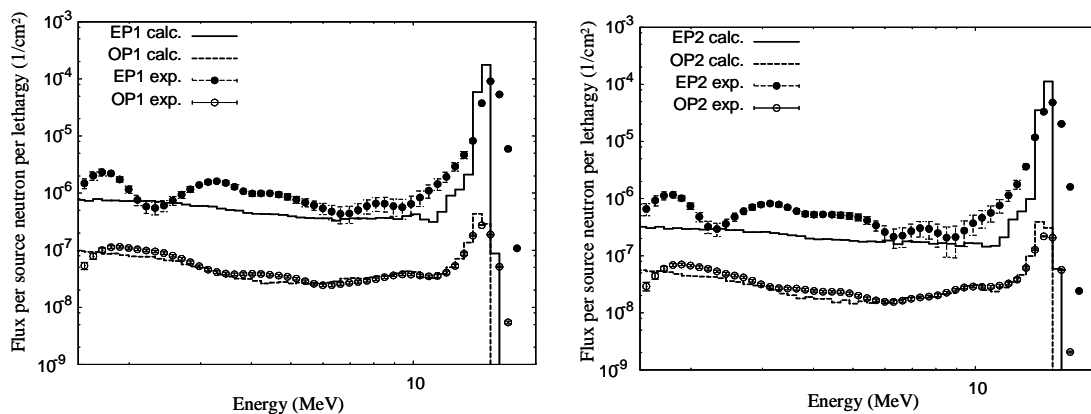


図 22: コリメータ出口での中性子スペクトル

概ねよく計算値と実測値は一致している。しかしながら、ビーム軸上の観測点 EP1、EP2 では 10MeV 以下で若干の振動が見られる。これはアンフォールディングの不安定性によるもので、線源を直視している点では DT 中性子の 14MeV ピークが大きく、スペクトルの不連続性が強いためである。計算及び実測で 12MeV 以上を積分し、ビーム軸上とオフセット位置で比をとった結果を表 2 に示す。

表 2: ビーム軸上/オフセット位置 DT 中性子強度比。括弧内は誤差 (単位: %)

比	計算値	実測値	計算/実測
EP1/OP1	235 (0.5)	233 (3.8)	1.01 (3.8)
EP2/OP2	165 (0.5)	163 (3.4)	1.01 (3.5)

コリメータ後端のビーム孔出口でビーム軸上/オフセット位置中性子強度比が 233、後端から 20cm の位置で同 163 という結果を得た。モンテカルロ輸送シミュレーションによる結果もこれとよく一致している。計算値と実験値はよく一致し、1MeV 以上のエネルギー領域において設計通りの中性子場が得られていることが確認された。

2.2.5 放射化箔による測定

放射化箔を用いて複数のエネルギー領域の中性子束測定を行った。用いた箔は、ニオブ、インジウム、金である。対象とする反応、核種を表 3 にまとめた。

表 3: 放射化箔で利用する反応

核種	反応	測定 γ 線エネルギー	半減期
Nb	$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	933 keV	10.15 日
In	$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$	336 keV	4.486 日
Au	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	412 keV	2.695 日

放射線輸送計算では輸送ライブラリには JENDL-4.0、ドシメトリライブラリには JENDL/D-99[47] を用いた。これらの放射化箔はそれぞれ DT 中性子領域、高速中性子、熱・熱外中性子領域に選択的に感度を持ち、図 23 のような断面積となっている。

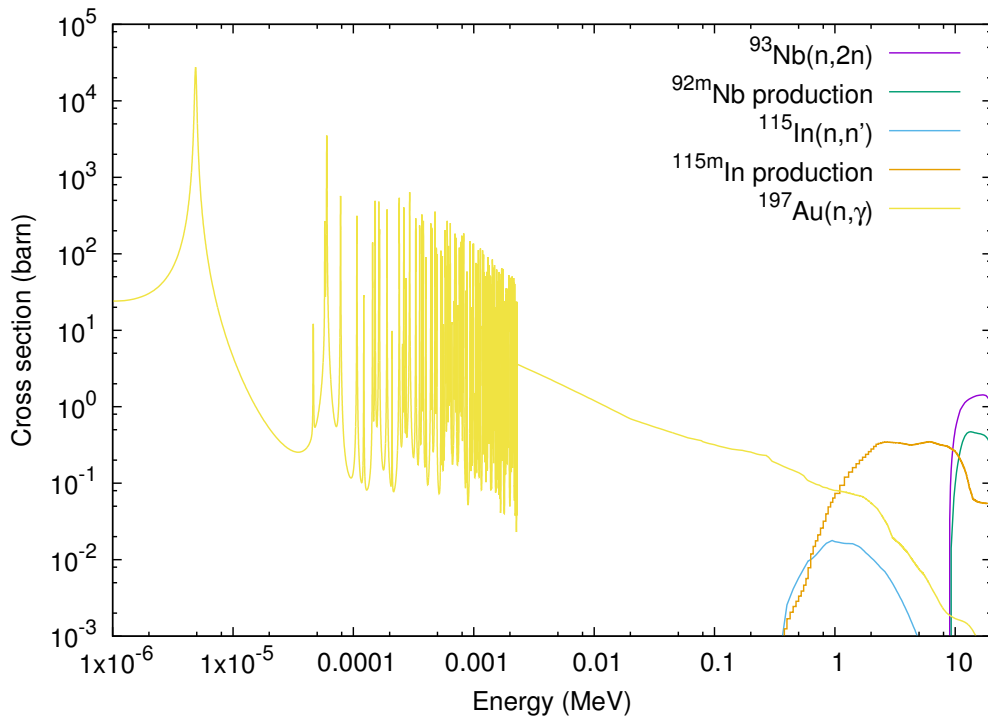


図 23: 放射化箔測定に使用した核反応の JENDL-4.0 及び JENDL/D-99 断面積評価値

ニオブの (n,2n) 反応によって生成される核種は ^{92}Nb と $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の 2 種類が存在するため、放射化箔測定で直接測定対象としている $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 生成断面積 (図 23 中緑線) はニオブの (n,2n) 断面積 (同紫線) より小さい。ENDF フォーマット [48] では (n,2n) 反応を示す番号として MT=16 が当てられているが、同じ ^{93}Nb でも汎用ライブラリとドシメトリライブラリでは異なる値が入っていることに留意する必要がある。これはインジウムについても同様で、 $^{115\text{m}}\text{In}$ 生成断面積はドシメトリライブラリでは第一励起準位非弾性散乱断面積 (MT=51) で与えられているが、直接第一励起準位を励起する場合だけでなく、他の準位から脱励起による生成も含んでいるため、輸送ライブラリの第一励起準位非弾性散乱断面積よりも大きな値となっている。これら三種類の箔を EP1, EP2, OP1, OP2 へ設置しコリメータを用いて DT 中性子ビーム照射した。各位置に設置した箔のサイズを表 4 にまとめる。

表 4: 放射化箔寸法 (単位 : cm)

種類	厚さ	幅	長さ
Nb(EP1, EP2)	0.1	1	1
Nb(OP1, OP2)	0.1	4	4
In	0.2	1	1
Au	0.00085	1	1

中性子照射は約 6 時間行い、中性子の合計発生量は 2.8×10^{15} となった。照射後のそれぞれの放射化箔の原子あたり、線源中性子あたりの反応率を表 5 に示す。

表 5: 放射化箔の標的核数あたり線源中性子あたり反応率 (括弧内は統計誤差、単位 : %)

位置	Nb	In	Au
EP1	5.87×10^{-30}	1.16×10^{-30}	1.37×10^{-28}
	(2.2)	(2.8)	(4.5)
EP2	3.73×10^{-30}	6.48×10^{-31}	6.73×10^{-29}
	(2.1)	(1.5)	(4.4)
OP1	2.45×10^{-32}	4.75×10^{-32}	5.73×10^{-29}
	(2.6)	(3.4)	(4.6)
OP2	2.28×10^{-32}	2.87×10^{-32}	5.59×10^{-29}
	(2.4)	(10.2)	(15.6)

ニオブ箔の $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 断面積は 9MeV から立ち上がり、DT 核融合中性子エネルギー領域でほぼ一定の値となるため、DT 中性子フラックスの絶対値モニタとしても利用されている。DT 中性子に対する断面積は $0.464 \text{ barn} \pm 4.2\%$ [49] と評価されており、この値を元にコリメータ出口での DT 中性子フラックスを求めた。測定値、MCNP5 コードによって求めた計算値及び計算値/測定値比 (Calculation/Experiment ratio, C/E) を表 6 に示す。

表 6: DT 中性子フラックス (単位: $s^{-1}cm^{-2}$)

位置	測定値	計算値	C/E
EP1	2.22×10^6	2.17×10^6	0.98
EP2	1.41×10^6	1.31×10^6	0.93
OP1	9.29×10^3	9.24×10^3	0.99
OP2	8.64×10^3	8.30×10^3	0.96

ほぼすべての位置で、計算値と実験値が一致し、中性子ビームの形成に成功していることがわかる。表 5 をビーム軸上/オフセット位置の比で整理し、計算値と比較したものが表 7 である。

表 7: ビーム軸上/オフセット位置放射化箔反応率比

		実験値	計算値	計算値/実験値
Nb	EP1/OP1	235 (0.5)	239 (3.4)	0.98 (3.4)
	EP2/OP2	158 (0.5)	164 (3.2)	0.96 (3.2)
In	EP1/OP1	31.7 (0.8)	24.4 (4.5)	1.3 (4.5)
	EP2/OP2	23.8 (1.1)	22.6 (10.3)	1.05 (10.4)
Au	EP1/OP1	15.4 (6.3)	2.39 (6.4)	6.44 (9.0)
	EP2/OP2	1.56 (8.6)	1.20 (16.2)	1.29 (18.4)

ニオブ箔による測定ではビーム軸上/オフセット位置の反応率比はコリメータ後端で 239 に、20cm 下流側で 164 となった。また実験値と計算値はよく一致し、NE213 での測定結果と同傾向を示した。インジウム箔では反応率の比はビーム軸上/オフセット位置で 24 程度となり、計算値もこれと同様の値となった。熱・熱外中性子は方向性をあまり持たないため、ビーム軸上とオフセット位置であまり差が生じず、その比は 2 倍程度であった。ただし金箔の場合計算値と測定値の不一致は大きく、これは照射室の壁面や室内構造物による散乱が計算で考慮されていないためと推定される。金箔は実験での反応率及び計算でのタリー効率が小さいため実験値、計算値共に統計誤差が大きいことも影響している。

これらの実験では 1MeV 以上の領域については計算と一致を示す結果となっており、コリメータによる中性子ビームの生成を確認することができた。ビーム軸上での DT 中性子強度はオフセット位置の 200 倍となり、良好な強度比を得た。通常の遮蔽実験や検出器試

験であればこの程度の強度比でも問題が生じることは少ないが、図 7 に示しているように大角度散乱断面積は前方と後方で 100 倍程度の差があるため、大角度散乱線の検証にはさらに 1 桁程度オフセット位置への直接線の寄与を減らす必要がある。このため次節ではコリメータのサイズを軸方向に延長し、遮蔽材の追加によって中性子ビームの局所性をさらに高め、その性能を確認した後、中性子ビームを用いた大角度散乱ベンチマーク実験を行う。

2.3 コリメータの延長および性能試験

2.3.1 コリメータの延長

前節で試作したコリメータではビーム軸上/オフセット位置での DT 中性子フラックス比は 200 程度であった。大角度の散乱断面積の寄与を正確に見るためには、これを少なくとも 1 桁程度は改善する必要がある。そこで新たにコリメータ体系へ中空円盤 2 枚と、図 24 に示した水タンク 15cm 及び鉄板 10cm を追加した。

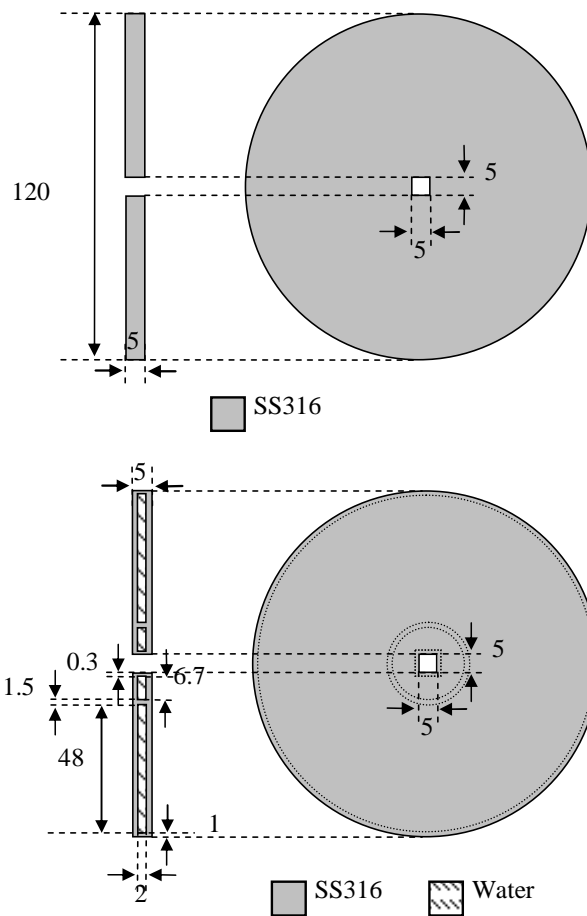


図 24: ステンレス板 (左) 及び水タンク板 (右)(図は文献 [50, 51] より)

内部にタングステン及び銅を充填した中空円盤 2 枚と、このステンレス板を 3 枚、水タンクを 3 枚追加した延長コリメータ体系が図 25 である。試作コリメータで使用していたビーム孔 (5×5cm アルミ角柱パイプ内部) には直径 3.5cm の貫通孔の空いた正方形ブロックを充填し、ビーム径を 3.5cm に縮小した。ブロックの材質は周囲の材料と似たような性質となるように、ビーム上流から順に、タングステン 5 個、ステンレス 5 個、ホウ素入りポリエチレン 4 個、鉛 1 個を用いた。

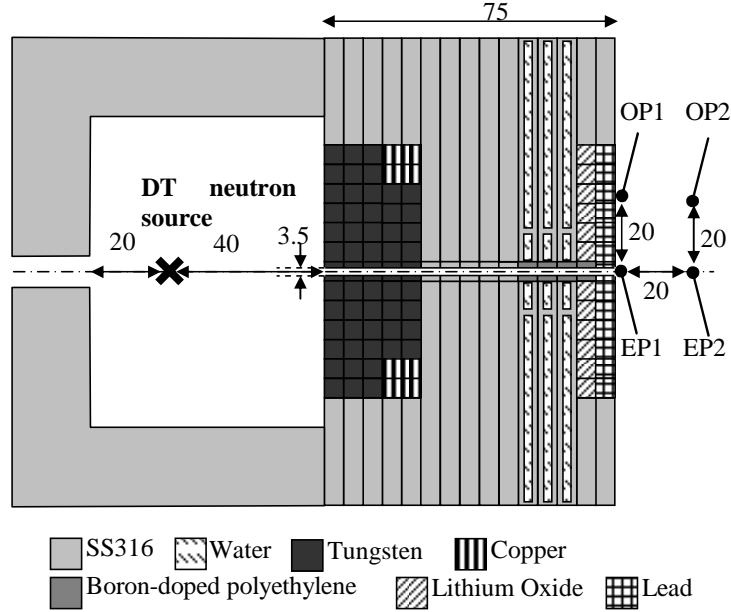


図 25: コリメータ体系

前節の試作コリメータではインジウム箔の反応率がビーム軸上とオフセット位置で 30 倍程度とあまり大きな値を示さなかったため、インジウム箔に感度のある MeV 領域中性子のオフセット位置への到達経路を、随伴中性子束を用いた空間チャンネル理論 (spatial channel theory)[52] により分析した。随伴中性子束は式 (1) の輸送方程式を時間に関して反転したような随伴ボルツマン方程式 [53]

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi^*(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) - \nabla \cdot \boldsymbol{\Omega} \phi^*(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \Sigma_t \phi^*(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \\
 & = S^*(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \int \int \Sigma_s(\mathbf{r}, E \rightarrow E', \boldsymbol{\Omega} \rightarrow \boldsymbol{\Omega}') \phi^*(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) dE' d\boldsymbol{\Omega}' \quad (8)
 \end{aligned}$$

を解くことにより求まる。ここで ϕ^* は随伴中性子束、 S^* は想定する検出器の応答である。中性子-光子連生解析を含まない場合、チャンネル理論では空間応答 (spacial response) ρ_c が単純に中性子束と随伴中性子束の積の積分値により下式

$$\rho_c(\mathbf{r}, t) = \int \int \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \phi^*(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) dE d\boldsymbol{\Omega} \quad (9)$$

のように得られ、この分布が検出器への寄与経路を示す。中性子束は MCNP5 のメッシュタリー機能 [54] で、随伴線束は MCNP5 のメッシュベースウェイトウィンドウジェネレータを用いて求めた。ウェイトウィンドウジェネレータは随伴計算をすること無くセル

のインポートランスを決定する [55] ため、ウェイトウィンドウ推定値の逆数により随伴中性子束の相対値が求まり、一度の計算で両者を得ることができる。インジウム箔への寄与を評価するため、ウェイトウィンドウジェネレータの対象タリーには $^{115\text{m}}\text{In}$ 生成断面積を掛けあわせ (式 (8) 中の S^* に $^{115\text{m}}\text{In}$ 生成断面積を用いることに相当) 式 (9) のエネルギー積分範囲は 0 から 2MeV とした。図 26 は上から順に、中性子束、随伴線束、両者の積である。

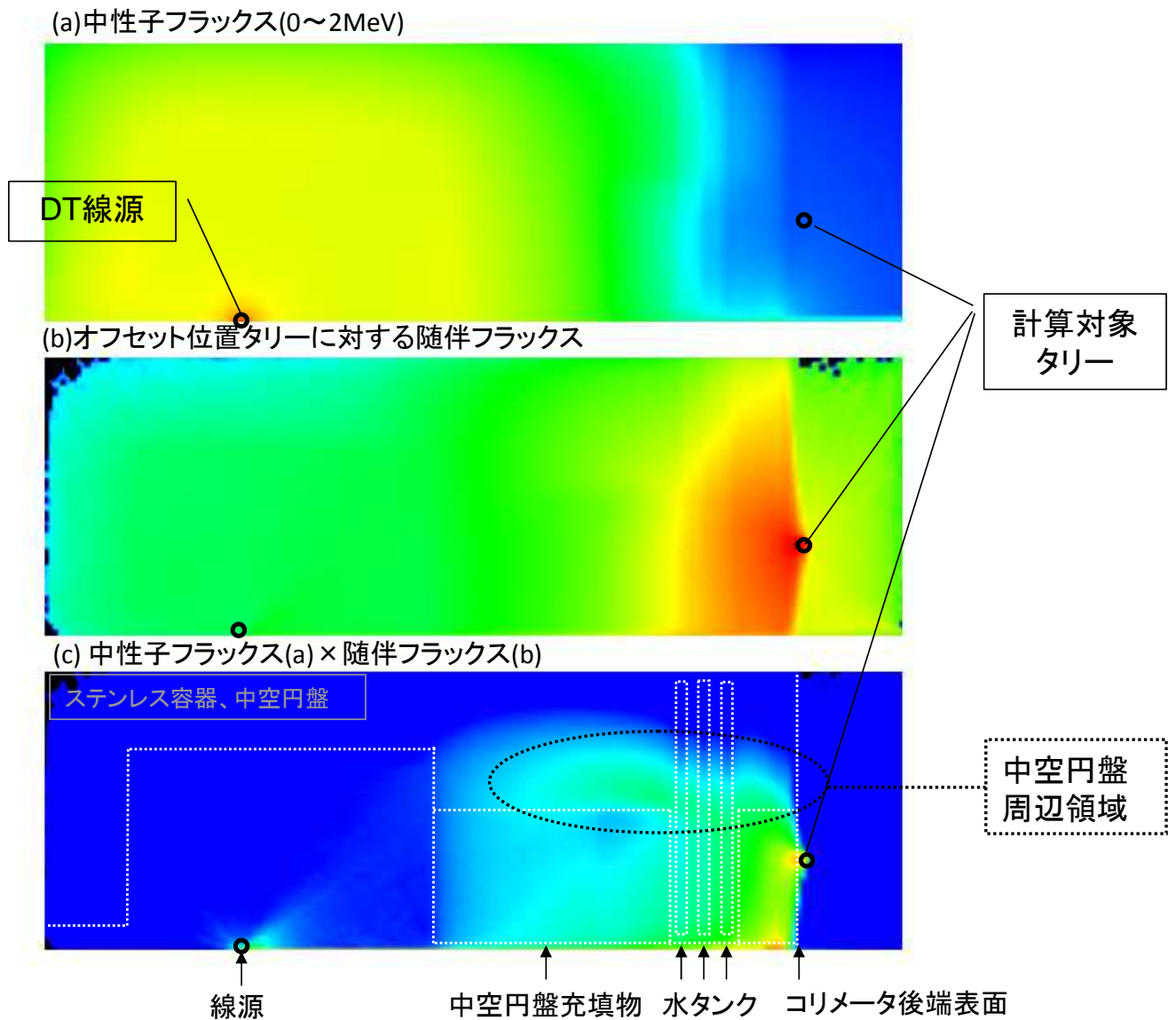


図 26: 中性子フラックス及び随伴フラックスによるタリー位置への寄与。色等高線はいずれも対数表示である

中性子束は反射体および中空円盤・充填物で遮蔽されるため、線源周りに分布し、随伴線束は検出器への寄与に相当するのでオフセット位置に設定したタリー周りに分布し、両者の積のエネルギー積分によって線源からタリー (オフセット位置検出器) への到達経路を知ることができる。図 26(a) をみると 3 枚ある水タンクの位置で 0 ~ 2MeV 中性子フラックスが低下し、効果的に遮蔽できていることが示されている。一方、図 26(c) をみると中空円盤充填物部分 (図 25 中タングステン・銅充填部分) を通過してタリーへ寄与する成分は減少しているが、中空円盤部分 (図 26(c) 点線内部) を通ってタリーへ到達している成分が無視できなくなっていることがわかる。このように充填物 (タングステン・銅) を迂回してタリーへ寄与する経路を遮蔽するため、水タンクの追加によるコリメータの延長は効果的であることが確認できた。

2.3.2 延長コリメータの性能試験

前節 2.2 と同様アルミニウム板及びイメージングプレートでのビーム形状測定を行った。厚さ 1mm、幅 20cm、高さ 15cm のアルミニウム板をコリメータ出口 (図 25EP1) 及び 20cm 離れた位置 (同 EP2) に設置し、DT 中性子を照射した。照射は 2 時間行い、合計中性子発生量は 3.7×10^{11} となった。照射後アルミニウム板を暗所で IP に 2 日間密着させ、撮影した画像が図 27 であり、その断面分布が図 28 である。ビーム孔を 3.5cm まで絞ったためビーム径もそれに応じて縮小し、立体角から期待されるビーム系とほぼ同様の形状を示している。またブロック隙間によるストリーミングの発生はなく、ビーム孔が直線的に開口していることが確認できた。

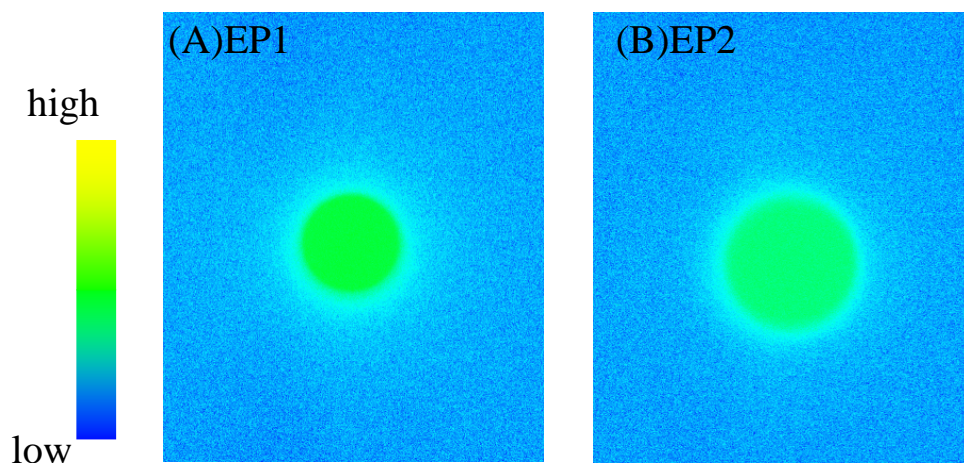


図 27: 中性子ビーム断面

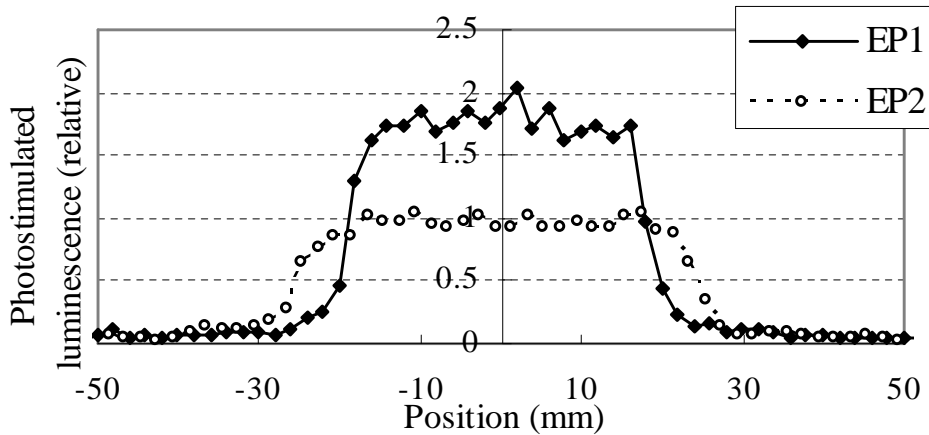


図 28: 中性子ビーム断面での一次元分布

次に広いエネルギー領域を検証するためにニオブ箔、インジウム箔、金箔による反応率測定を行った。測定結果が表 8 である。

表 8: 放射化箔の標的核数あたり線源中性子あたりの反応率 (括弧内は統計誤差、単位: %)。N.D は検出下限以下を示す

位置	Nb	In	Au
EP1	2.97×10^{-30} (2.0)	4.86×10^{-31} (3.4)	3.50×10^{-29} (3.5)
EP2	2.09×10^{-30} (2.0)	3.43×10^{-31} (3.6)	3.08×10^{-29} (3.1)
OP1	5.82×10^{-34} (9.1)	3.26×10^{-33} (16.1)	2.80×10^{-29} (2.8)
OP2	1.52×10^{-33} (9.1)	N.D.	3.19×10^{-29} (3.2)

この結果から、ニオブ箔で測定した DT 中性子フラックスが表 9 であり、ビーム軸上とオフセット位置での強度比は表 10 のようになった。DT 中性子領域、高速中性子領域ともに良好な中性子ビームが得られていることがわかる。特に延長前の性能 (表 7 のビーム軸上/オフセット位置反応率比) と比較すると 10 倍程度の DT 中性子強度比が得られていることがわかった。

表 9: Nb 箔による DT 中性子フラックス (単位 : $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) 括弧内は誤差 (%)

	EP1	EP2	OP1	OP2
DT 中性子フラックス	1.08×10^6 (4.5)	7.60×10^5 (5.0)	2.12×10^2 (9.9)	5.53×10^2 (9.9)

表 10: DT 中性子強度比。括弧内は誤差 (%)

	EP1/OP1	EP2/OP2
ビーム軸上/オフセット位置 フラックス比	5.11×10^3 (9.3)	1.37×10^3 (9.3)

この測定値を MCNP5 及び JENDL-4 による計算と比較したものが図 31 である。

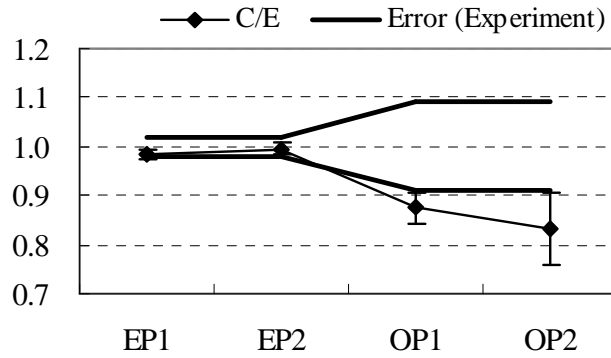


図 29: $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ 反応の計算値/実験値比

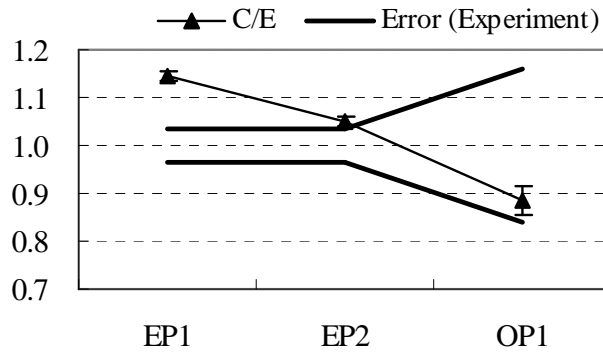


図 30: $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ 反応の計算値/実験値比

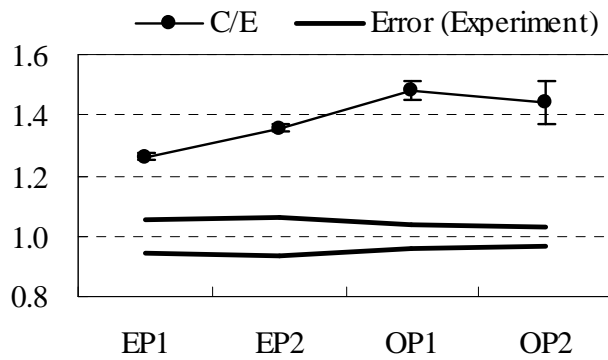


図 31: $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ 反応の計算値/実験値比

オフセット位置での C/E がやや小さくなっているが、概ね誤差の範囲であり、設計通りにビームが生成されていると言える。今回の計算では計算時に照射室壁を考慮したため、金箔の放射化量は 2.2.5 項の計算値はより実験値に近づいている。しかしながらそれでも 20~40% 程度の過大評価となっており、これは室内の構造物による影響と考えられ

る。このような構造物を全て考慮して計算することは不可能であるため、以降の中性子ビーム実験では熱・熱外中性子を測定対象から外すこととした。

2.4 中性子ビーム用いたベンチマーク実験

前節 2.3 で作成したコリメータを用いて中性子ビームによるベンチマーク実験を行った。実験ではステンレスタarget内部にビーム軸に対して直角(径方向)に設けられた穴内に、距離を変えてニオブ箔(寸法 $4 \times 4 \times 0.6$ cm)を設置し、コリメータによって形成した DT 中性子ビームを照射した後、放射化量を測定した。測定点及びステンレスタargetを図 32 に示す。

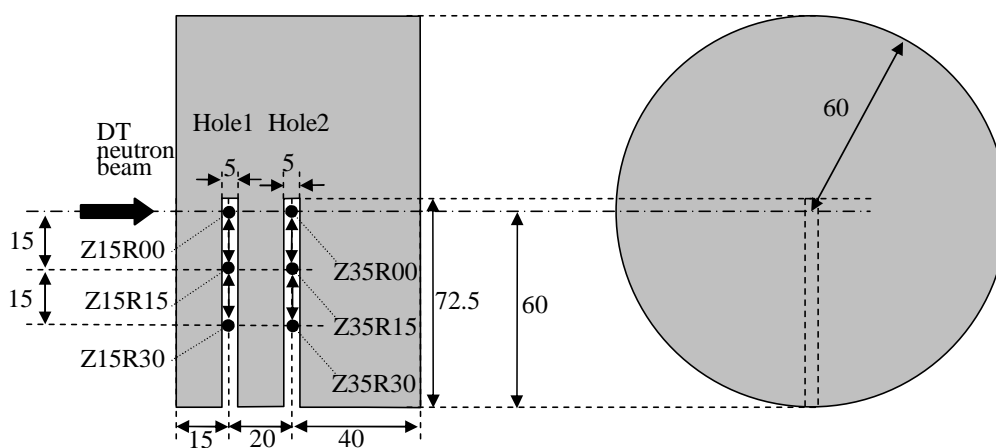


図 32: ステンレスタargetと測定点

測定時にはこの測定孔にはステンレス棒が挿入され、孔内部はステンレスで満たされる。このステンレス棒を図 33 に示す。放射化箔はこの棒に設けられたスリット内に装着される。

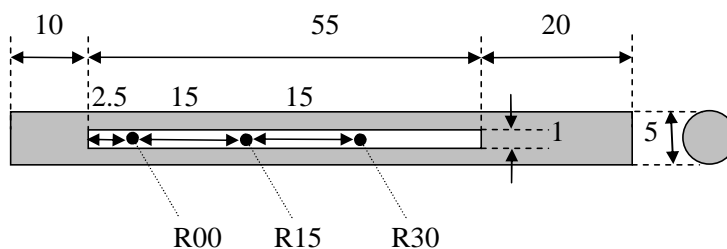


図 33: ステンレスタarget棒

測定点は「ターゲット表面からの位置」と「ビーム軸からの距離」で識別し、例えば、ターゲット表面から 15cm、ビーム軸から径方向に 30cm 離れた位置は「Z15R30」と名づけた。ステンレスターゲット孔はビーム入射表面から 15cm の位置と 35cm の位置に存在し、それぞれの孔内にビーム軸上から 15cm 間隔に 3 点放射化箔を設置したため、測定点は Z15R00、Z15R15、Z15R30、Z35R00、Z35R15、Z35R30 の合計 6 点となった。測定時には図 32 に示すステンレスターゲット孔 (Hole1 及び Hole2) に図 33 のステンレス棒が挿入される。コリメータ、ステンレスターゲット及びステンレス棒を設置した、中性子ビーム照射時の体系全体を図 34 にまとめた。

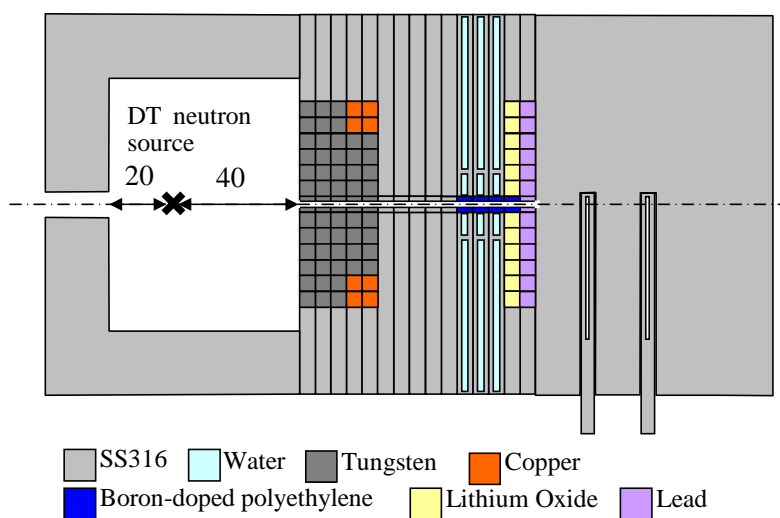


図 34: 中性子ビームをステンレス実験体系

設置されたステンレス体系へ DT ビーム中性子の照射を行った。照射は 7 時間行い、中性子発生量は 3.88×10^{15} となった。得られた放射化量と MCNP5 及び JENDL-4.0 による計算値、C/E(Calculation/Experiment 比) を表 11 に示す。

表 11: ニオブ放射化量と計算値。括弧内は誤差 (単位: %)。Z30R30 位置では放射化量が小さく検出下限以下となった

位置	実験値	計算値	C/E
Z15R00	1.48×10^{-31} (2.0)	1.58×10^{-31} (0.07)	1.06 (2.0)
Z15R15	6.25×10^{-34} (2.7)	5.95×10^{-34} (0.15)	0.951 (2.7)
Z15R30	6.65×10^{-35} (10.4)	4.65×10^{-35} (0.5)	0.699 (10.4)
Z30R00	2.90×10^{-33} (2.6)	2.68×10^{-33} (0.07)	0.922 (2.63)
Z30R15	1.61×10^{-34} (11)	1.28×10^{-33} (0.1)	0.794 (11.2)

比較のため異なる核データで計算を行い C/E 比をまとめたものが図 35 である。計算には ENDF/B-VI、JEFF-3.1、JENDL-4.0 を用いた。

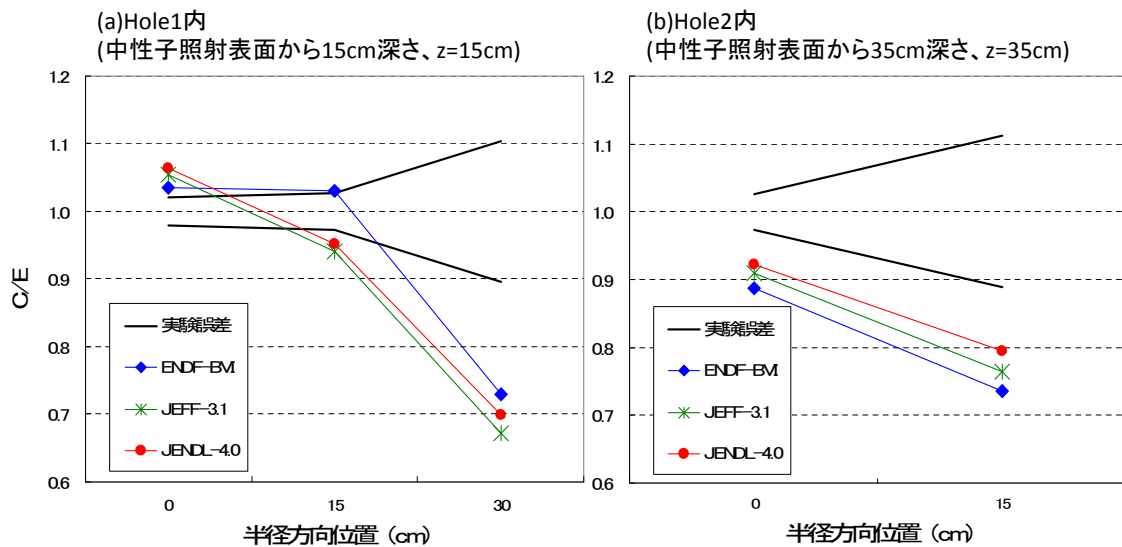


図 35: 各核データによるニオブ箔の実験値と計算値の比較。左: Hole1 内 ($z=15\text{cm}$) のニオブ箔反応 C/E、右: Hole2 内 ($z=35\text{cm}$) 同 C/E。計算値の統計誤差は十分小さいため ($< 1\%$) 省略している。

これを見ると、どの断面積ライブラリによる結果も概ね同傾向を示したが、JENDL-4.0 と JEFF-3.1 の計算結果が似た値となり、ENDF/B-VI を用いた場合はそれらとやや異なる値となった。C/E の値は、ビーム軸から離れるに従い 1 より小さくなっており、また (中性子ビームが入射する) ステンレス体系表面からの距離が大きくなるにつれても同様に C/E は 1 より小さくなるという結果となった。

ビーム軸上では線源からの直接線の寄与が主であり、ニオブ箔の反応率には全断面積が大きな影響を持つが、ビーム軸から離れた位置の検出器では直接線の寄与は相対的に小さくなり、散乱線の影響が大きくなる。ステンレス体系への中性子ビーム入射点と測定点の位置関係から考えると、ビーム軸から半径方向へ離れた検出器に中性子が到達するには大角度散乱あるいは複数回の小角散乱を経る必要がある。しかしながらニオブの $^{93}\text{Nb}(n,2n)$ 反応閾エネルギーは 8.9MeV であり、多数回の散乱を繰り返した中性子の $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 生成への寄与は比較的小さくなるため、半径方向に外れた位置に設置されたニオブ箔には散乱線、特に大角度散乱の影響が出ていると考えられる。そこで次章では実際にどのような角度の散乱がどの程度の頻度で発生しているかを解析し、このベンチマーク実験で発生している事象を分析する。

3 モンテカルロシミュレーションによる粒子挙動の分析と新しいベンチマーク実験

2章ではDT中性子ビームを用いた積分ベンチマーク実験を行い、ビームから離れるに連れC/Eが1より大きく低下する、という結果を得た。そこで次にモンテカルロ・シミュレーションを行い、シミュレーション中の粒子飛跡を解析することによりこの実験でどのような散乱が発生しているかを調べる。

3.1 粒子散乱イベントの解析

MCNPには粒子の生成、衝突、消滅の詳細情報を逐次記録する機能があり、入力ファイルでPTRACカードを入力するとこれらのイベントがファイル(ptracファイル、文献[54] 附録I 参照)へ記録される。そこで積分実験においてどのような角度の散乱が起こっているかを検証するため、ptracファイルを分析するプログラムを作成した。この分析は2段階で行った。まず第一段階でタリーへ寄与した粒子の生成-消滅までの間に衝突イベントを抽出し、次の段階で散乱粒子の衝突イベントを衝突核種ごとに集計し、ヒストグラムを作成した。

以下、粒子衝突履歴解析の手順について説明する。例として図36のような体系を設定し、セル1で粒子が発生した場合を考える。セル1からセル2、セル2からセル3へ移動するにつれ粒子はインポートランスに応じて分割され、散乱体領域3で散乱・タリーされた後、体系から外に出たとする。図中矢印のように粒子が飛行した場合、ptracに記録されたイベントは図37のツリーのようになり、プログラムはこの結果から図38のヒストグラムを作成する。粒子飛跡解析及びヒストグラム作成の目的は、積分実験がどの散乱角度の断面積を評価しているかを知ることにあるので、タリーに寄与しない散乱は無視する必要がある。具体的には粒子生成からタリーセル入射までのターゲット材料内での散乱のみを考慮し、タリーセルから外れた後の散乱は(再度タリーへ入射しない限り)全て無視している。MCNPでは特に設定しないかぎり暗黙吸収(implicit capture)が有効化されているため、ヒストグラム作成時に「衝突発生回数」ではなく「衝突発生回数×衝突発生時の粒子ウェイト」を集計した。この扱いにより分散低減時に発生する粒子分割(splitting)にも対応した。

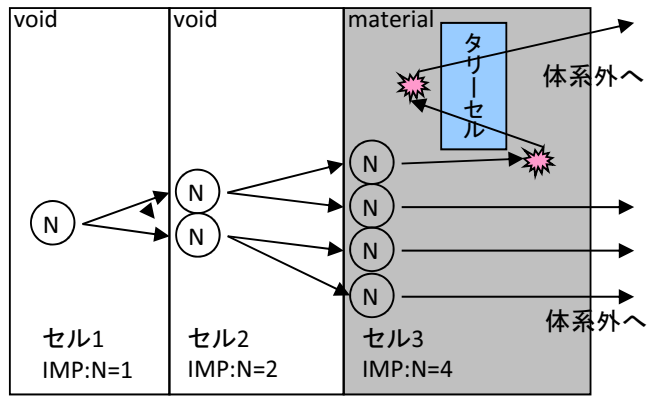


図 36: 粒子衝突履歴追跡例ジオメトリ

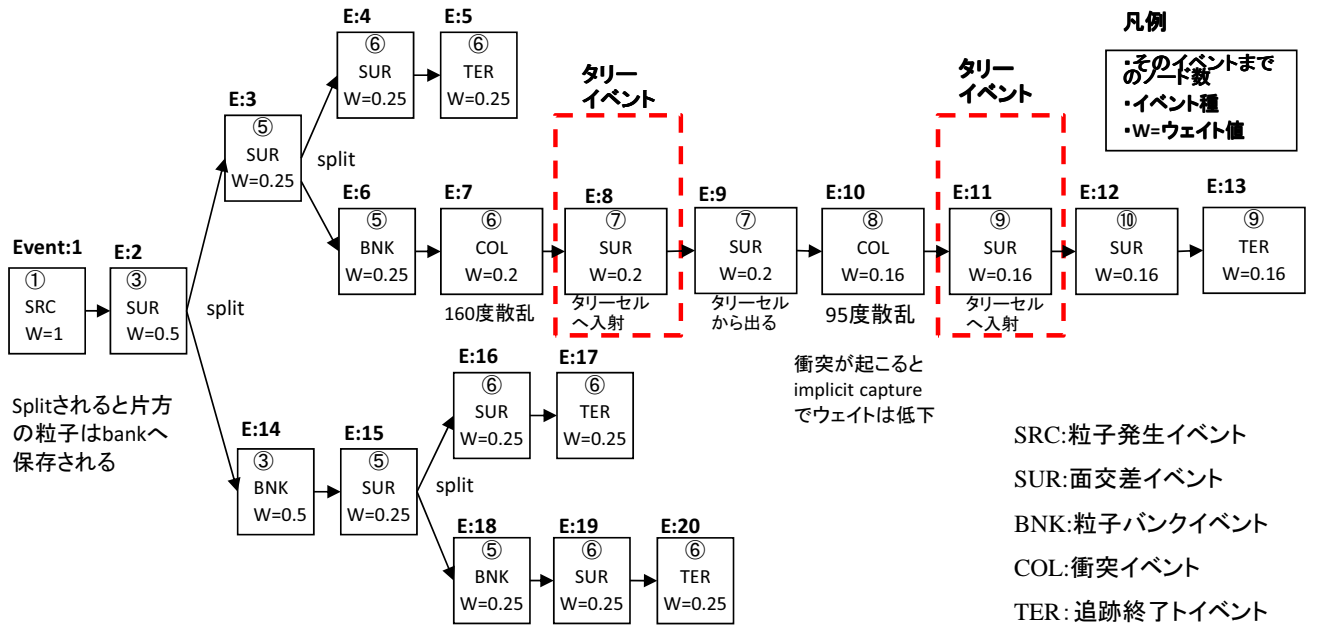


図 37: 粒子衝突履歴追跡例イベントツリー

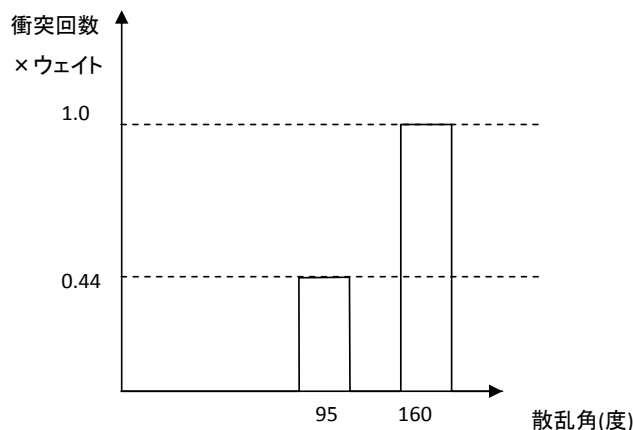


図 38: 粒子衝突履歴追跡例の出力ヒストグラム

図 37 では、イベントにそれぞれ番号をつけて区別している。この番号は ptrac ファイルに記録される順番であり、以後 Event1 を E:1 のように表記する。図をみるとタリーイベントが E:8 と E:11 で発生している。まず E:8 でタリーセルへ入射すると、それまでに発生していた 160 度散乱 (weight=0.2) を記録する。次に E:10 の 95 度散乱イベントを起こしたあと E:11 で再度タリーへ入射すると、その粒子がそれまでに経験した全ての散乱イベント (95 度、160 度、weight=0.16) を記録する。最後に合計タリー入射ウェイト=0.36 で規格化し、衝突頻度ヒストグラムは図 38 の通りとなる。暗黙吸収・スプリッティングを用いた非アナログモンテカルロ輸送過程では粒子は分割可能な粒子塊のように扱われるため、このように粒子個数ではなくウェイトで重み付けして記録する必要がある。粒子を生成・消滅履歴に従ってを分割するとより直接的な理解が得られる。即ち、図 37 の一連のイベントは

- (a) 0.75 個 : タリーで計数されずに (E:5、E:17、E:20 で) 体系外へ出る
- (b) 0.16 個 : 95 度で 1 回、160 度で 1 回散乱を経験し、その後 (E:13 で) 体系外へ出る
- (c) 0.04 個 : 160 度で 1 回散乱を経験した後 E:10 の衝突で捕獲吸収される
- (d) 0.05 個 : E:7 の衝突時に捕獲吸収される

の重ねあわせであるといえる。このうち (b) 粒子が 2 回、(c) 粒子が 1 回タリーで検出されるのでタリー合計ウェイト=0.36 で規格化を行っている。ptrac ファイルの解析目的はベンチマーク実験でどの角度領域が実験結果に寄与しているかを調べることにあるため、衝突頻度の相対分布が得られれば十分であるが、規格化を行わなければ衝突回数はヒストリに対して単純増加し、異なる体系での比較が行えないためタリーセル入射ウェイトで規

格化を行っている。

3.1.1 collist プログラム

collist プログラムは分析の第一段階として、ptrac ファイルから衝突を起こした粒子ヒストリのみを抽出する。collist プログラムの入力は ptrac ファイルであり、出力の書式は表 12 の通りである。プログラムは ANSI 標準 C++11[56] と Boost[57] ライブラリで作成されている。ptrac ファイルの概要は付録 A で解説する。

表 12: collist 出力フォーマット

列番号	1	2	3	4	5	6	7	8	9
データ	x	y	z	エネルギー	ウェイト	衝突核種	反応番号	セル番号	散乱角余弦

衝突イベント出力はソース粒子ごとに分割され、「NPS=ヒストリ番号」のヘッダ行が 1 行入った後に、出力が衝突回数分続く。オプション「-E エネルギー閾値」でエネルギーカットオフを、「-t タリーセル番号」で最後のタリーイベント後の粒子追跡打ち切り指定を行うことができる。このタリーイベント後の打ち切りを行わなければ、例えばニオブ箔を放射化した後も粒子追跡・散乱角の記録は続きその結果熱中性子化するまでの散乱までもが記録されてしまう。エネルギー閾値が設定された場合、それ以下のエネルギーでの散乱イベントは無視され、タリーセルが指定されると最後のタリーカウント以後の衝突イベントは無視され、“TALEND”の文字で終端される。PTRAC カードには様々な機能、オプションがありパラメータを与えることで設定が可能であるが、collist プログラムの解析では ptrac ファイル作成時に、表 13 の入力パラメータが必須となる。

表 13: PTRAC カードで指定する必要がある入力パラメータ

パラメータ	パラメータ引数	意味
FILE	asc	テキストファイルへ書き出す
WRITE	all	粒子の位置以外も書き出す
EVENT	src, sur, bnk, col, ter	ptrac に記録するデータの種類 collist では全種類指定する
TALLY	タリーセル	タリーに寄与した粒子のみを出力する

3.1.2 colhist プログラム

colhist プログラムはcollist プログラムの出力ファイルを読み取り、粒子イベントを解析して散乱のエネルギー・角度・衝突核種別ヒストグラムを生成する。群構造はcolhist.conf(ファイル名固定) ファイルで設定し、エネルギー、方向余弦はそれぞれ“energy-group =”、“angle-group =” キーワードに続いて空白区切りで群境界を入力する。リスト 1 に、エネルギー群を 10MeV 以下は 2.5MeV 間隔に、10MeV 以上は 1MeV 間隔に区切り、方向余弦はビン幅 0.2 の等間隔ビンに区切った場合の例を示す。また、collist プログラムのデータ出力行書式は表 14 に示した。

リスト 1: colhist.conf

```
1 energy-group = 0 2.5 5 7.5 10 11 12 13 14 15 16
2 angle-group = -1 -0.8 -0.6 -0.4 -0.2 0 0.2 0.4 0.6 0.8 1
```

表 14: Colhist 出力フォーマット

1 列目	2 列目	3 列目	4 列目	5 列目	6 列目
エネルギー 群下限 (MeV)	エネルギー 群上限 (MeV)	角度余弦 群下限	角度余弦 群上限	合計タリーウエイトで 規格化された粒子ウエイト	標準偏差

出力ファイル名は「phist.ZAID.MT」であり、ZAID は原子番号× 1000+ 質量数、MT は ENDF フォーマットで定められている反応番号である。データ行はエネルギー、角度の順に整列され、エネルギー群が変わる位置では空白行区切りで分割される。

3.1.3 プログラムの検証 1 : 1 回散乱

プログラムの検証のため図 39 のような体系を設置し、放射線輸送計算を行って得られた ptrac ファイルをcollist、colhist プログラムで解析した。

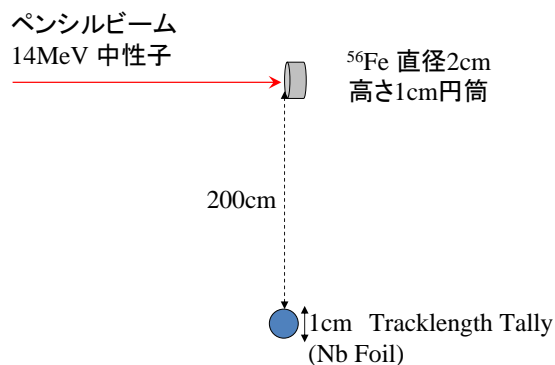


図 39: プログラム検証用体系

用いた MCNP 入力データをリスト 2 に、タリーされた粒子の散乱回数ヒストグラムを図 40 に示す。

リスト 2: MCNP 入力ファイル

```

1 Simple geometry for collist, colhist
2 c #####
3 c CELL CARD
4   1   1 -7.8   -1           $ sample
5   10   0       -99   1   90 $ atmosphere
6   90   0       -90           $ tally
7   99   0         99           $ outerzone
8
9 c #####
10 c SURFACE CARD
11   1  RCC 0 0 0   1 0 0   1 $ Target.
12  90  SPH  0 -200 0 0.5   $ Tally cell
13  99  SO  500                $ Geometry boundary
14
15 c #####
16 c DATA CARD
17 MODE N
18 c ##### Source
19 SDEF VEC=1 0 0 DIR=1 POS=-50 0 0
20 c ##### Tally
21 c Nb
22 F4:N 90
23 FC4 "Tally for Nb(n,2n)"
24 FM4 1 103 16 $ Nb n,2n
25 c ##### Material
26 M1 26056.50c 1 $ Fe-56 JENDL4
27 M103 41093.39y 1 $ Nb-93 dosimetry file
28 c ##### importance
29 IMP:N 1 1 1 0
30 c ##### ptrac configuration
31 PTRAC
32   BUFFER=1000000
33   FILE=asc
34   MAX=-1000000000
35   WRITE=all
36   EVENT=src,sur,bnk,col,ter
37   TALLY=4

```

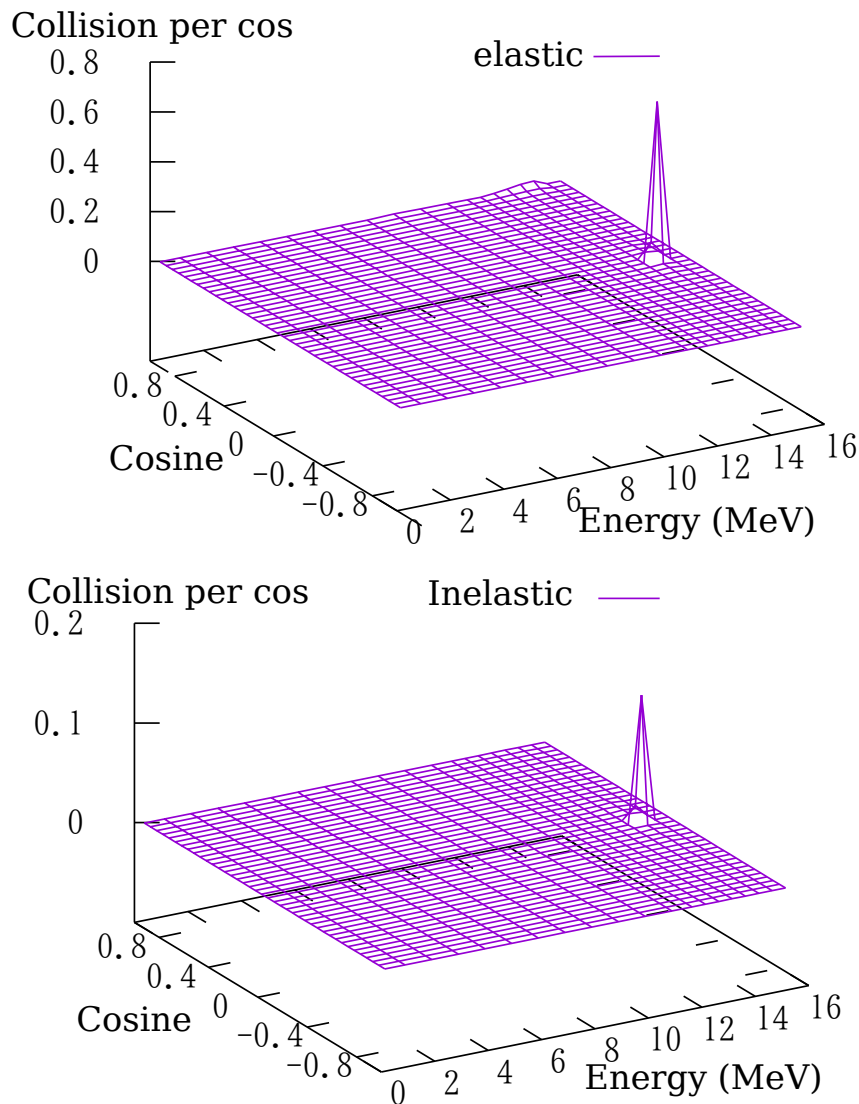


図 40: 散乱角ヒストグラム

この検証用体系ではビーム線源の先にターゲットを置き、その 90° 方向に検出器を設置している。このためタリーに計数される粒子は必ず 90° 方向の散乱を受け、その後無衝突あるいはターゲット内での前方散乱を経験していることになる。

次に複数回散乱が正しく捉えられているかを検証するため、ターゲットのサイズを直径 10cm、高さ 10cm に拡大し、同様の解析を行った。この時の衝突角度・エネルギーヒストグラムを図 41 に示す。ターゲットが大きくなると内部で散乱が増え、その結果前方散乱断面積が大きいいため前方成分が増加する効果が見られる。一方非弾性散乱はほぼ等方的なので前方だけが突出して増加する現象は起こらないことが確認できた。

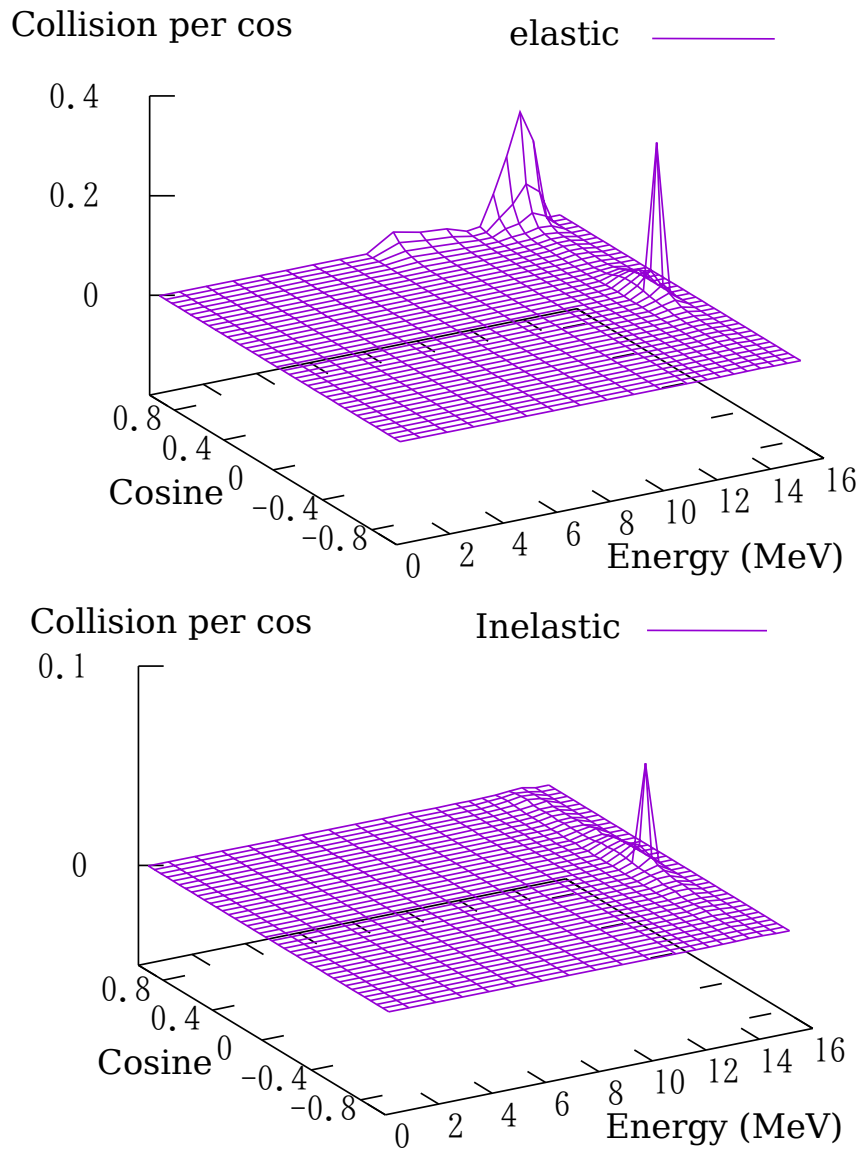


図 41: 散乱角ヒストグラム。上: 弾性散乱、下: 非弾性散乱

3.1.4 プログラムの検証 2: 2 回散乱

次に 2 回散乱の計算を行った。図 42 のように、ターゲットから 90° 方向に散乱体を置き、その斜め前方にタリーを設定した。散乱の効果がわかりやすいように、ターゲットとタリーの間には完全吸収体を置き、散乱体経由でタリーへ到達する粒子のみを記録した。

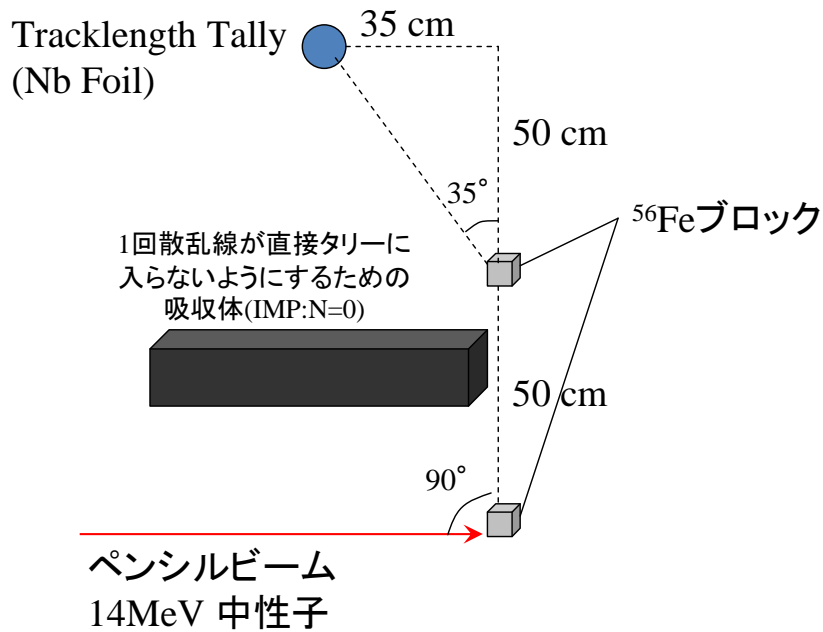


図 42: 2 回散乱体系

図 43 に、MCNP5 及び JENDL-4.0 を用いて計算し、ptrac ファイルを解析した結果作成された散乱回数ヒストグラムを示す。このヒストグラムをエネルギー方向に積分し 1 次元で表示した結果を図 44 に示す。

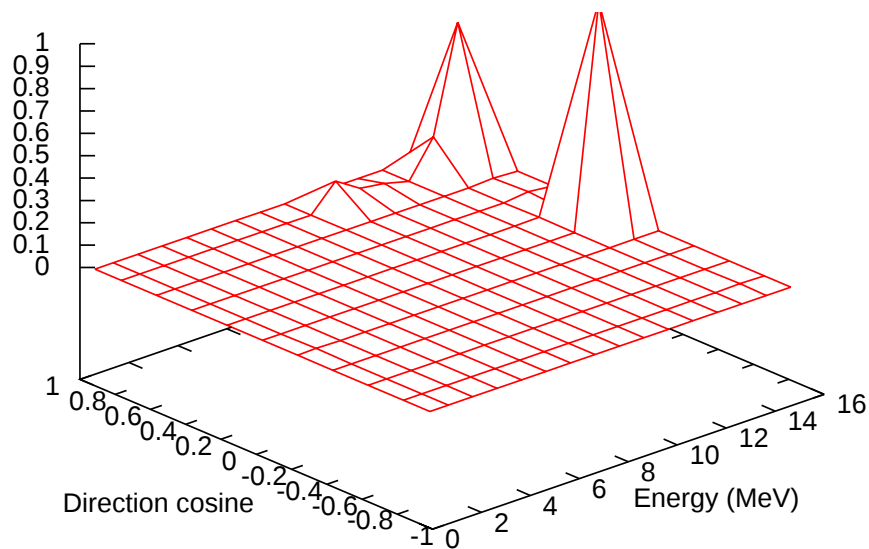


図 43: 2 回散乱体系での散乱角度ヒストグラム

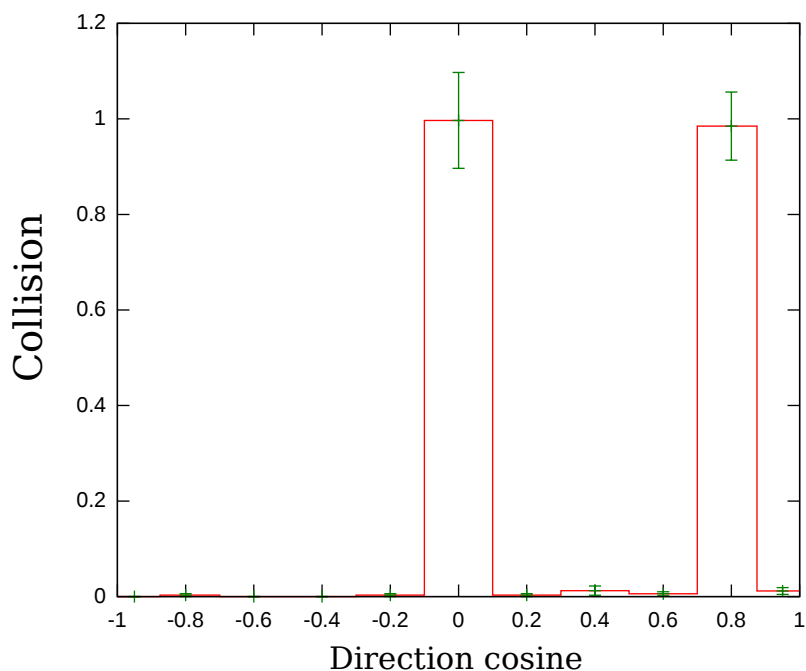


図 44: エネルギー方向に積分した 2 回散乱体系での散乱角度ヒストグラム

これを見ると 90° 、 35° で 1 回ずつ散乱し、タリーへ到達している現象が起こっていることがわかる。このように collist、colhist プログラムが期待された通りの動作を行っていることを確認した。

3.2 中性子ビーム実験の粒子飛跡解析

collist、colhist プログラムを用いて 2.4 節で実施した中性子ビームによるステンレス体系でのベンチマーク実験を解析した。単純のため、体系のコリメータ部分は省略し、ビーム状中性子を図 32 のステンレスターゲットへ照射した場合の中性子輸送を MCNP5 及び JENDL-4.0 により計算し、作成された ptrac ファイルを解析した。

colhist プログラムでは核種別、反応別のファイルを作成できるため、最初にステンレス中での衝突核種別の衝突頻度を算出した。図 32 の Z15R00 タリーで計数された中性子の核種別衝突頻度が図 45 である。

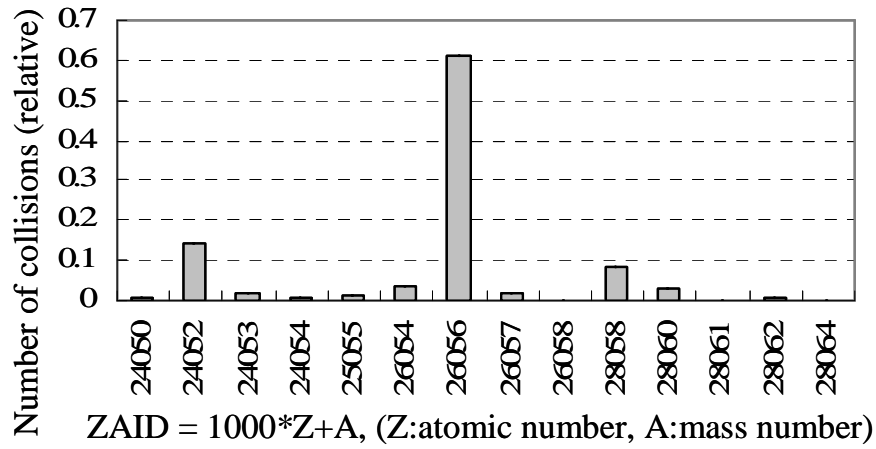


図 45: 核種別中性子散乱回数

概ねステンレスの組成と比例しており、 ^{56}Fe による散乱が最も多いことがわかる。ターゲットの組成は均質なので、この衝突頻度にタリー位置による差は見られなかった。ptrac ファイルより抽出した、タリー計数された粒子の経験散乱角度ヒストグラムが図 46 である。

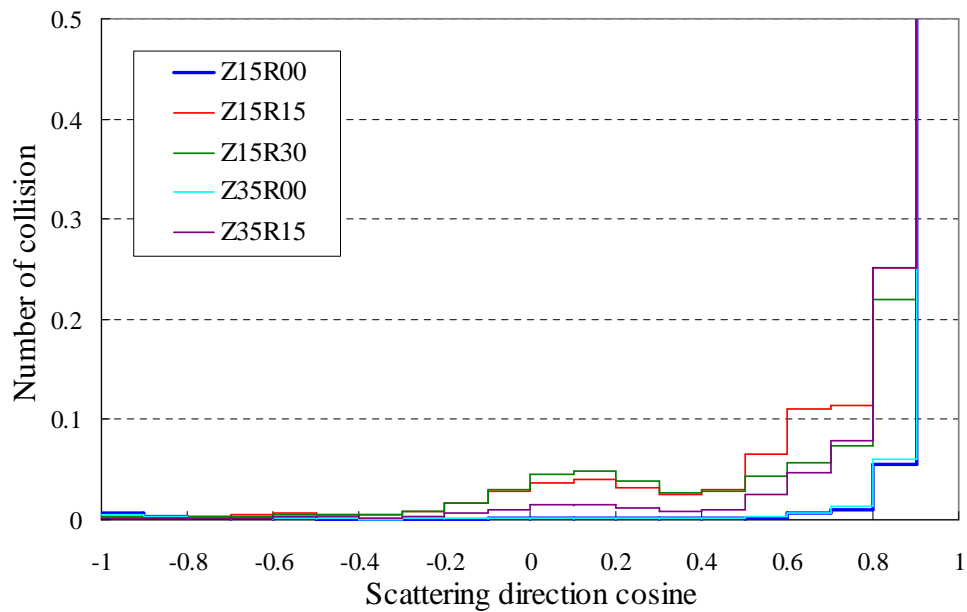


図 46: 中性子ビーム照射時のステンレスターゲット内タリーで計数された粒子の衝突角度ヒストグラム

ここでは比較のため、最も散乱回数の大きい前方散乱を 1 に規格化している。Z15R00、Z35R00 はビーム軸上にあるタリーなので、計数粒子の散乱角度は最も前方に集中し、ほぼ同一の分布になっている。他のタリーでも断面積の大きさを反映して、前方散乱が最も多いという結果になったが、2.4 節で最も C/E の悪かった Z15R30 では 90° よりやや前方のところにピークができ、 90° 散乱の回数はビーム軸上の Z15R00 タリーの約 70 倍となっている。

図 45 の結果より、散乱の圧倒的多数は ^{56}Fe が標的核となっていることが確認され、図 46 により、ビーム軸から離れた位置のタリーへ入射した中性子は、ビーム軸上のタリーへ入射した中性子の数十倍の大角度散乱を経験していることがわかった。前方散乱断面積の影響は大きいですが、鉄の場合従来の多数の積分実験 [28, 58, 59] や遮蔽実験 [42] によって散乱断面積の前方成分は十分確認されているため、大角度散乱断面積データが計算結果に影響を与えていると考えられる。

3.3 シャドーバーを用いた散乱線測定実験の検討

3.2 節では計数された粒子の散乱角度・回数履歴を調べることで断面積のどの部分の検証にあたるかを解析した。DT 中性子ビーム及びステンレスターゲットでは体系が大きく、中性子の入射した点からタリー (=検出器) 位置までの距離が長いため、タリーへ到達するまでの経路上で散乱が起こり、全てのタリーで前方散乱の頻度が上昇していた。そこで散乱角ヒストグラムをより後方にシフトさせるため、散乱体となるターゲットを縮小し、より小さな体系での大角度散乱検証実験の可能性を検討した。

3.3.1 仮想実験の体系・解析条件

DT 中性子ビーム及びステンレスターゲットでは体系が大きく、タリーまでの距離が長いことにより、途中で前方散乱が発生し、大角度散乱の影響が相対的に小さくなっていた。そこで新たな実験では、ターゲットの照射方向厚さを平均自由行程 (mean free path、以後 MFP と略) の 2 倍以下にして前方多重散乱を抑えながら、検出器をターゲットよりも線源側に設置することで後方散乱された中性子が検出器に入射するようにした。また、線源からの直接線が問題となるので、検出器と線源の間にはシャドーバーを設置し、直接線を遮蔽する配置を採用した。この実験体系の概要を図 47 に示す。この実験体系は線源、鉄製シャドーバー、鉄ターゲット及び検出器で構成される。

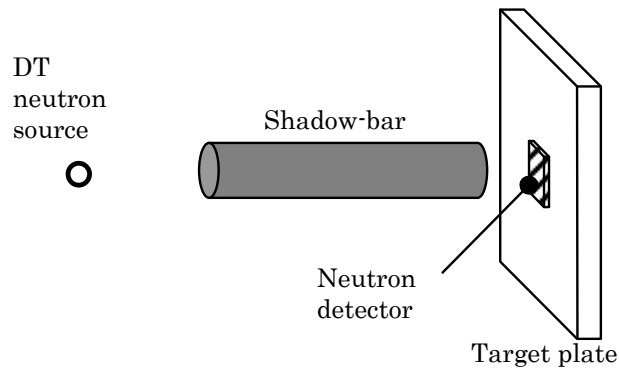


図 47: シャドーバーによる実験体系概念図。図は文献 [60] より引用

次に検出器の位置とターゲットの角度をパラメータとして、最適化を実施した。検出器の位置としては、ターゲット中心かターゲット端部かを検討し、ターゲット角度としてはシャドーバーに対して正対、 22.5° 、 45° の角度をつけた場合の検討を行った。図 48 が検出器をターゲット中心に置いた場合、図 49 が端部に置いた場合の体系図である。

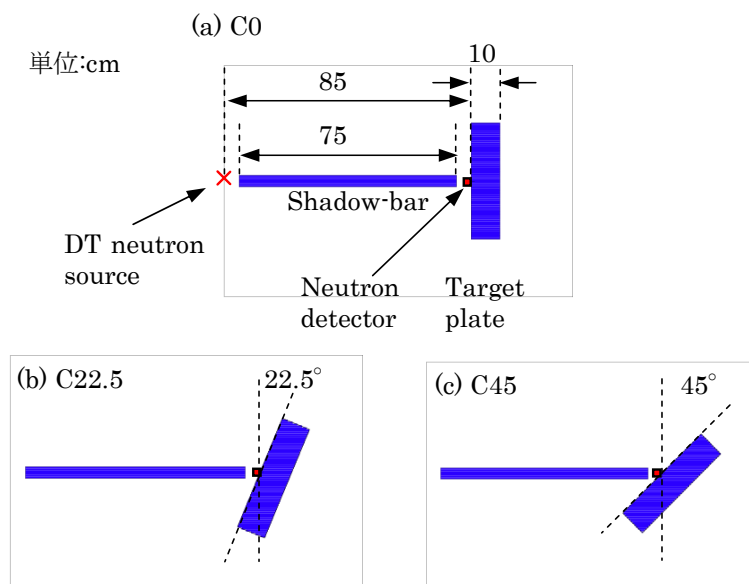


図 48: 検出器をターゲット中心に置いた場合の体系。図は文献 [60] より引用

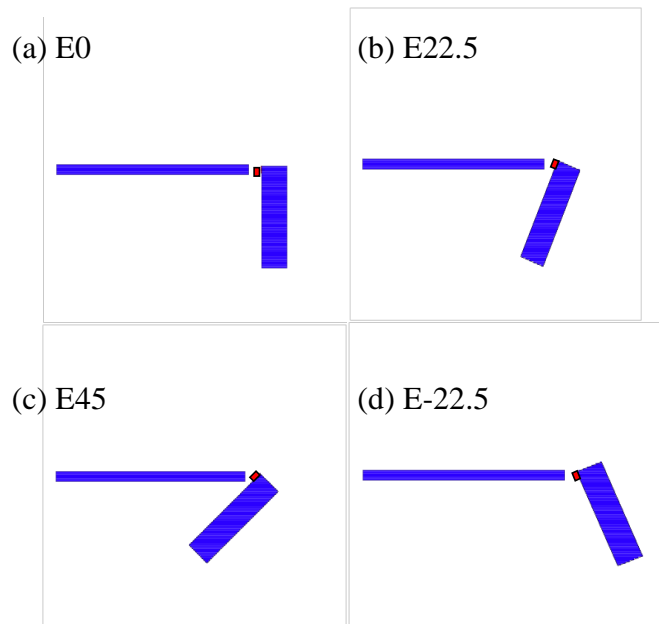


図 49: 検出器をターゲット端部に置いた場合の体系。図は文献 [60] より引用

これら各ケースの体系はアルファベットと番号で区別する。検出器をターゲット中心に置くケースは「C」、端部に置くものは「E」を頭文字とし、次にシャドーバーに正対する場合を 0° と設定して角度を定義する。例えば C22.5 は検出器をターゲット中心に設置し、 22.5° の角度をつけたケース (図 48 中 (b)) を表す。典型的な値としてターゲットの大きさは $40 \times 40 \times 10$ cm に設定し、中性子検出器には $3 \times 3 \times 0.2$ cm のニオブ箔を想定した。鉄中での 14MeV 中性子平均自由行程は 5cm 程度なので、このターゲット厚さは 2MFP 相当となっている。上記条件で、モンテカルロ放射線輸送計算を行い、大角度散乱が多く発生する体系を調べる。大角度散乱を頻繁に起こす体系が理想的であるが、検出限界や統計誤差を考えると箔放射化量もなるべく多いほうが望ましく、これらを両立できる体系を選定する必要がある。

3.3.2 解析結果

解析には MCNP5 と JENDL-4.0 を用いた。PTRAC カードで粒子の輸送イベントを ptrac ファイルに書き出し、collist、colhist プログラムで散乱イベントの抽出及びヒストグラムの作成を行った。得られた結果をターゲット設置角度別に比較したものが図 50 である。

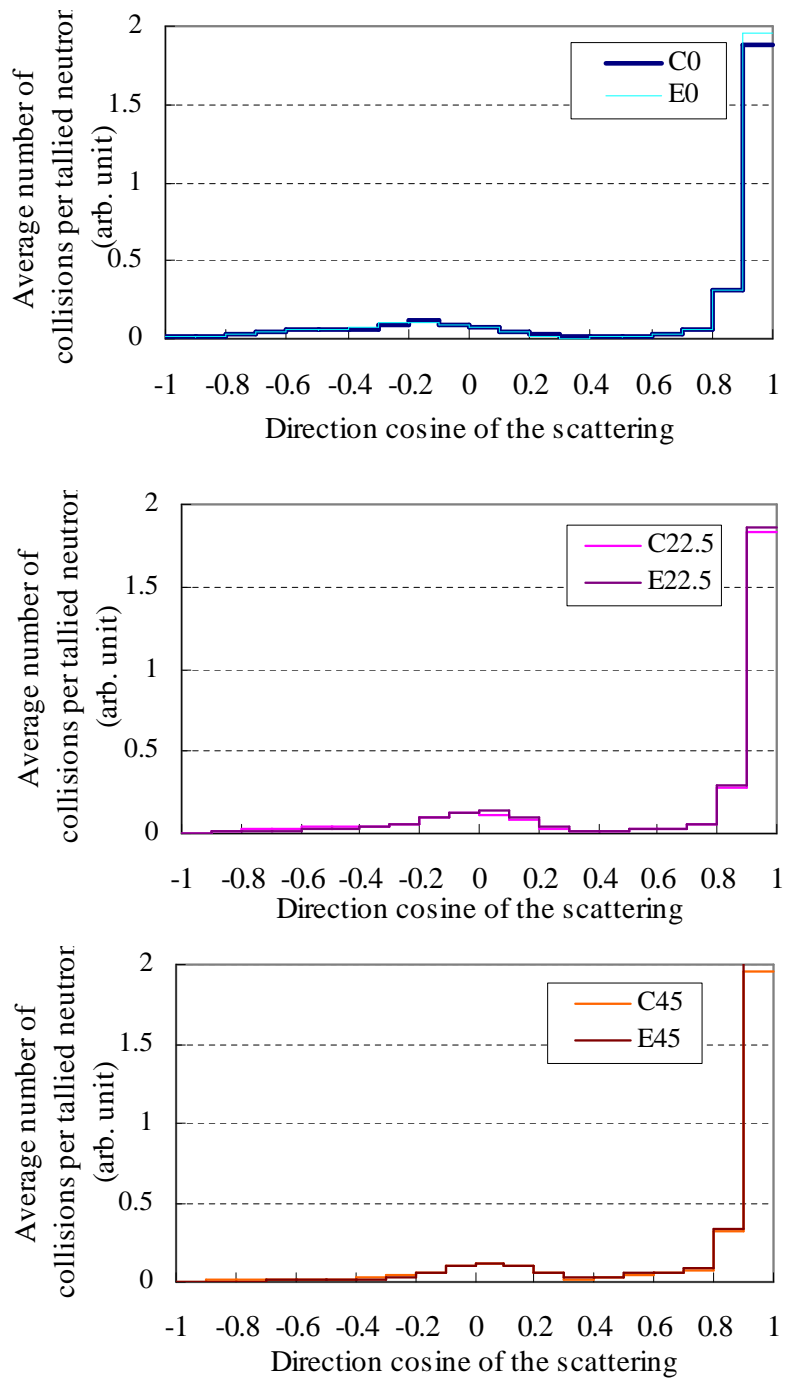


図 50: ターゲット角度別タリー粒子衝突角度ヒストグラム。図は文献 [60] から引用。

これらの結果より、衝突角の分布は検出器の位置に依らないということが分かった。しかしながらこの時のニオブ箔の反応率は表 15 に示した通りであり、検出器 (ニオブ箔) を中心に置いたケースのほうが反応率が 2~3 倍大きくなっている。従って検出器を端部に

置く必要性は無いと結論付けられる。

表 15: それぞれの配置における放射化箔の反応率計算値

ケース名	ターゲットの角度 (度)	反応率 (reaction/source)
C0	0	6.22×10^{-33}
C22.5	22.5	7.96×10^{-33}
C45	45	7.87×10^{-33}
E0	0	2.24×10^{-33}
E22.5	22.5	4.22×10^{-33}
E45	45	4.95×10^{-33}
E-22.5	-22.5	1.49×10^{-33}

解析結果を検出器位置ごとにまとめ直した結果をが図 51 に示す。

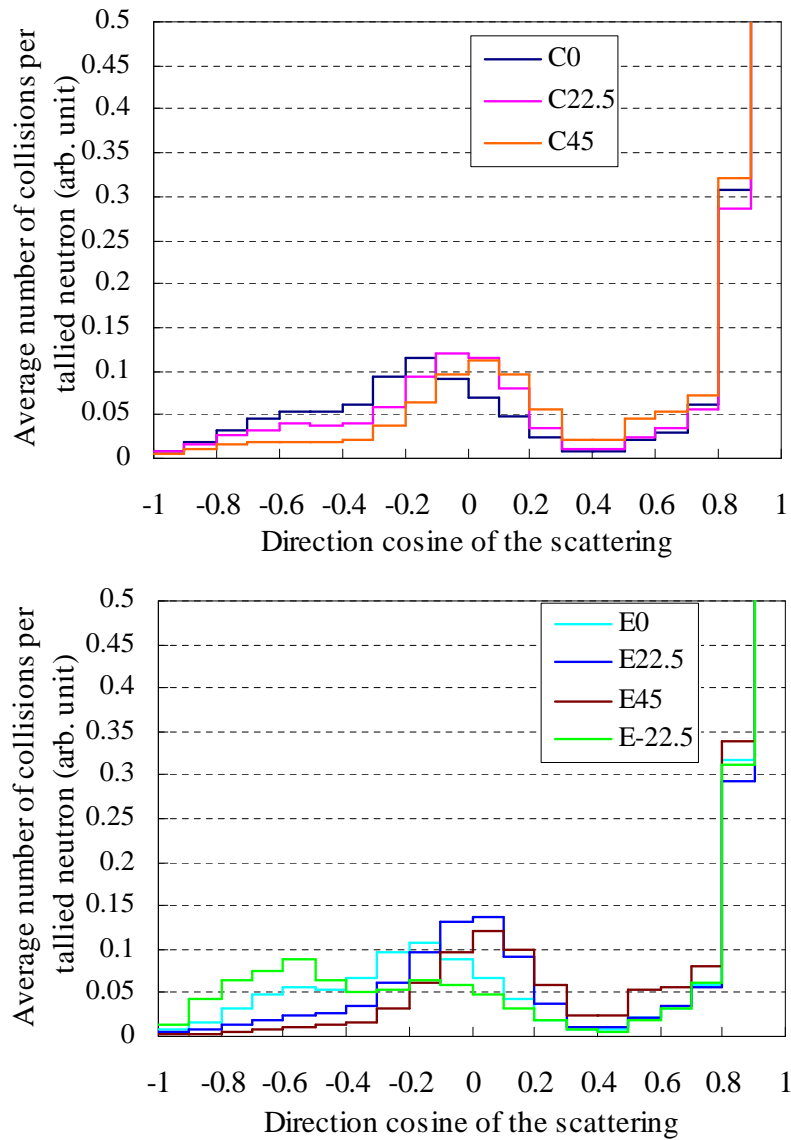


図 51: 検出器位置別の散乱角度ヒストグラム。図は文献 [60] より引用。

この結果をみると、シャドーバーに正対させた場合 (C0, E0) に比べて、ターゲットとシャドーバーの間に角度をつけて設置した場合大きくした場合 (C22.5, C45 あるいは E22.5, E45)、大角度部分に見られるピークが前方にシフトしていることがわかる。これは以下のようなメカニズムで説明される。ターゲットをシャドーバーに対して斜めに設置した場合、ターゲットの一端 (前端) は線源に近づき、逆側端部 (後端) は線源から離れる。中性子がこの前端部分で散乱されて検出器に入射する場合、散乱角は正対した場合に比べて小さくなり、逆に後端部分で散乱されて検出器に入射する場合、散乱角は大きくなる。

しかしながらターゲット前端とターゲット後端では、前端部分の方が線源に近くいため中性子フラックスが大きく、全体では前端で散乱される中性子の (散乱角が小さくなる) 効果が上回り、衝突頻度のピークは前方へ移動する。

散乱角の偏りを定量的に見るため、 $\cos\theta = 0.6$ 以上を小角度散乱、未満を大角度散乱として、小角度散乱と大角度散乱の発生回数比を求めた。この比を表 16 に表す。この結果では C0 及び C22.5 が優れていることがわかる。

表 16: 大角度散乱/小角度散乱比

配置	大角度/小角度比
C0	0.33
C22.5	0.34
C45	0.28
E0	0.31
E22.5	0.32
E45	0.25
E-22.5	0.30

いずれの配置でも前方散乱が最も多いという結果になっている。この原因を調べるため C0 配置においてタリーで計数された粒子の散乱位置を、ptrac ファイルのcollist プログラム出力結果から集計した。この散乱位置 1000 点を表示したものが図 52 である。

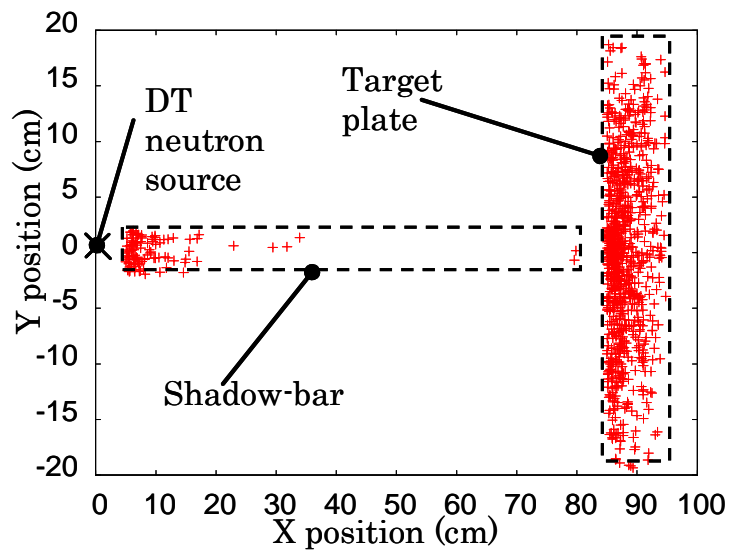


図 52: 計数された粒子の散乱イベント発生点。図は文献 [60] による。

この図では“タリーで計数された中性子”のみの散乱点が表示されているにもかかわらずシャドーバー内部での散乱が確認されている。すなわちシャドーバー内部での前方散乱を経験した中性子がターゲットで散乱され、検出器へ入射しているということがわかる。従って大角度散乱実験ではシャドーバーの線源側は検出器を見込む立体角の外の部分は削除し、シャドーバー内部での散乱を抑制する必要がある。

これら表 15、図 51、表 16 をまとめると、箔放射化量が大きく、散乱角度ヒストグラムがより後方に集中している C0 実験体系、すなわち検出器はターゲット中心に設置し、ターゲットはシャドーバーに対して正対させる配置が最も優れていることが分かった。また図 52 では円筒形シャドーバー前端で散乱された粒子の一部がターゲットに入射・散乱された後に検出器に入射していることが確認された。内部で散乱された粒子を確実に遮蔽し、また不要な散乱を起こさないためには、円錐形シャドーバーを頂点に線源が重なるよう設置することが望ましいといえる。

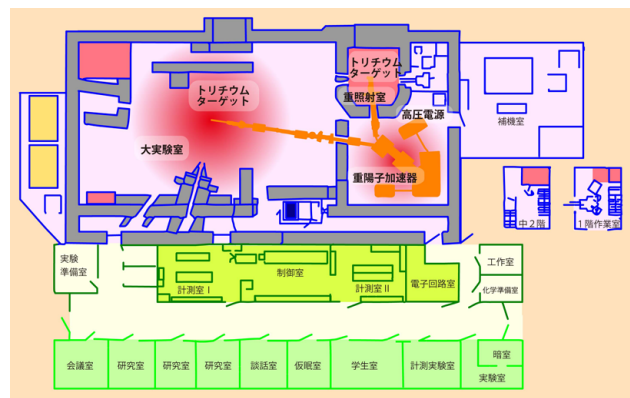
4 シャドーバーを用いたベンチマーク実験

4.1 大阪大学強力 14MeV 中性子工学実験装置 OKTAVIAN

3.3 節の解析結果に基づき、鉄シャドーバー実験体系を大阪大学強力 14MeV 中性子工学実験装置 OKTAVIAN が設置されている図 53 の大実験室に構築し、DT 中性子照射実験を行った。OKTAVIAN には重水素加速用にコッククロフト・ワルトン型加速装置が設置され 100~300kV の印加電圧により最大 80mA のビーム電流が駆動される。OKTAVIAN 諸元 (公称値) を表 17 に、平面図を図 53 に示す。

表 17: OKTAVIAN 特性。Web サイト [26] より引用

型式	コッククロフト・ワルトン型加速装置
高圧電源	20kHz 高周波コッククロフト 100-300kV \pm 0.1%, 80mA
イオン源	デュオプラズマトロン (D+ 35mA)
加速管	12 段、1200mm 長 ビーム電流及び
中性子発生量	パルスライン (-30° ライン) 時間平均 20 μ A、 1×10^9 n/sec
パルス化性能	ビーム幅 2 \times 10 ⁻⁹ sec, 可変周波数 2MHz-1kHz



オクタビアン施設建屋 平面図

図 53: OKTAVIAN 平面図。Web サイト [26] より引用

実験体系は図 53 中央上部に位置する重照射室に構築した。現在の重照射ビームラインには固定式水冷ターゲットが装着されており、中性子発生量は $\sim 1 \times 10^{10}$ n/s となっている。

4.2 実験体系及び測定手法

実験では鉄製のシャドーバー及び平板状鉄ターゲットを用い、シャドーバー両端にニオブ箔を設置した。実験体系を図 54 及び図 55 に示す。シャドーバーにはテーパーがつけられ、円錐台形状になっており頂点が線源に来るように設置されている。内部での前方散乱を抑制するため鉄ターゲットの厚さは 2MFP 相当の 10cm に設定し、幅、高さは照射室架台の大きさ、耐荷重を考慮して 60×40 cm 程度とした。シャドーバーの線源側端部 (上底) には線源強度モニタリングのための小型ニオブ箔 ($\phi 1 \times 0.06$ cm) が、鉄ターゲット側端部 (下底) にはターゲットからの散乱線測定用の大型ニオブ箔 ($3.3 \times 3.3 \times 0.6$ cm) が設置されている。

トリチウムターゲットは 2.2.1 項で述べた JAEA/FNS 第一ターゲット室で用いられている小型水冷トリチウムターゲット [61] と同型のものであり、深さ 2cm 直径 3cm のキャップ状容器底部にトリチウムが吸着されている。実験ではこのトリチウムターゲットを用いてシャドーバー実験体系へ DT 中性子を照射し、ニオブ箔の $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率を測定した。照射室壁及び室内構造物による散乱線の影響を測定するため、最初に図 54 の体系で照射を行った後、鉄ターゲットを除去し再度照射・測定を行った。

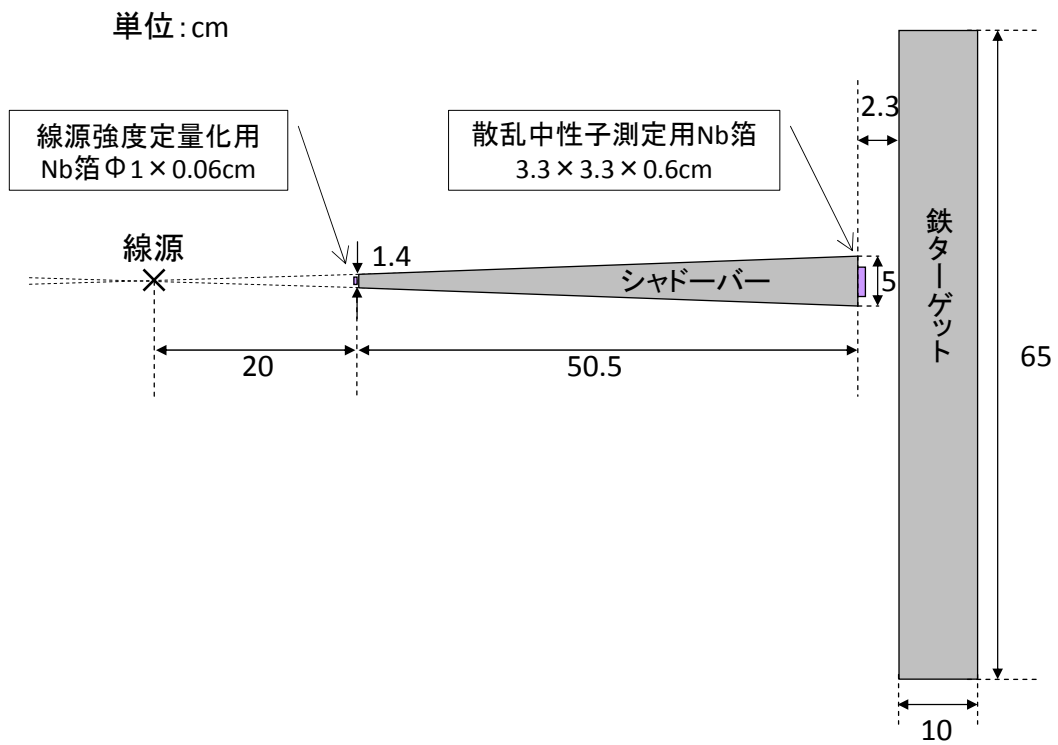


図 54: シャドーバー実験体系側面図

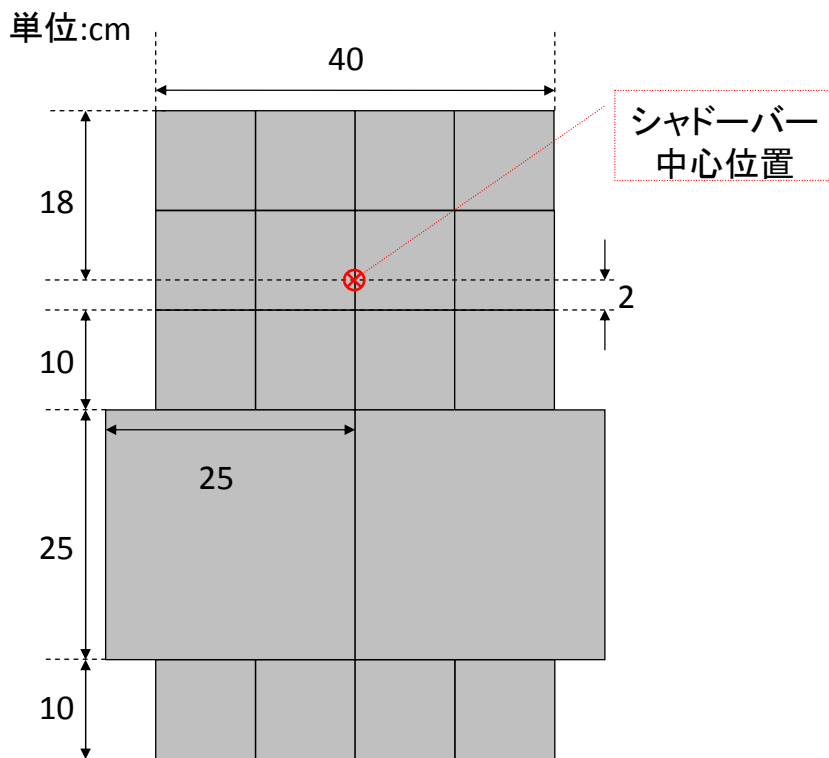


図 55: シャドーバー実験体系背面図

4.3 測定結果

シャドーバー実験体系で2通りの条件(鉄ターゲットを設置した状態及び撤去した状態)でDT中性子を照射し、ニオブ箔の放射化量を測定した。最初に鉄ターゲット設置状態でDT中性子照射を行い、その後ニオブ箔を取り出して高純度ゲルマニウム (high purity germanium, HPGe) 検出器で放射化量を測定した。OKTAVIANでは真空容器内に半導体検出器が設置されておらず、随伴粒子による中性子発生量モニタリングができないため、中性子源強度はシャドーバー上底に設置したモニタリング用小型 Nb 箔で算出した。得られた中性子発生量により原子あたり線源中性子発生量あたりの $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率を算出した。次に鉄ターゲットを撤去し、再度 Nb 箔を設置した後に同様の DT 中性子照射及び放射化量測定を行った。鉄ターゲット設置時及び鉄ターゲット撤去時の DT 中性子照射時間はそれぞれ 6.7 時間及び 6.3 時間であり、モニタリング用 Nb 箔により算出した中性子発生量は 1.49×10^{14} 及び 1.39×10^{14} となった。また、照射時のエリアモニタ出力を図 56 に示す。この経時変化よりほぼ一定の中性子発生量が得られていることを確認した。また、この時の電流量は平均 $290 \mu\text{A}$ 程度となった。

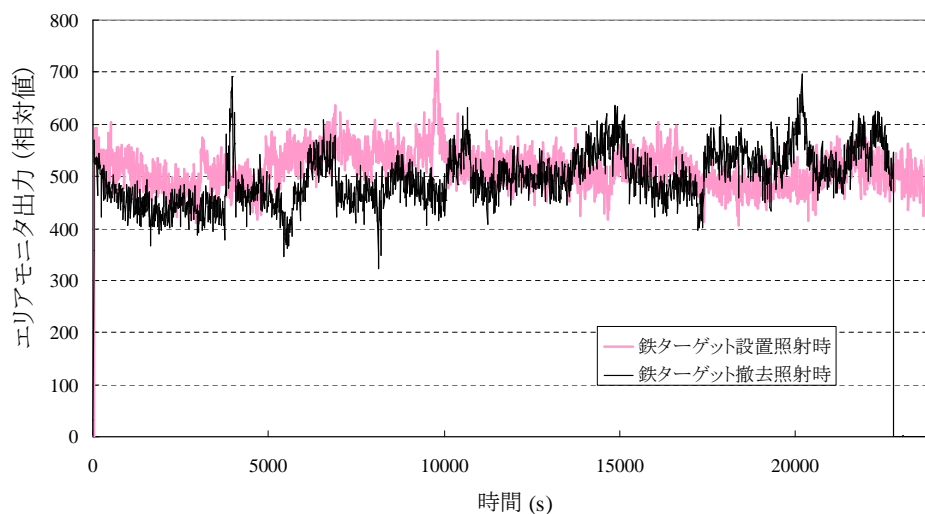


図 56: 照射時の重水素ビーム電流経時変化

測定で得られた散乱線測定用ニオブ箔の $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率を表 18 に示す。照射中の $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の減衰は、図 56 より中性子発生量が時間的に均一であると近似して補正を行った。

表 18: シャドーバー体系での散乱線測定用箔の原子あたり中性子発生量あたりの $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率。括弧内は誤差 (単位:%) であり、統計誤差と HPGe 検出効率の誤差 (典型値として 6%) を含んでいる

体系	反応率
鉄ターゲット有り	3.01×10^{-31} (9.0)
鉄ターゲット無し	1.59×10^{-31} (9.2)
差 (ターゲット有り - ターゲット無し)	1.42×10^{-31} (21.6)

ターゲット有りの場合からターゲット無しの場合の反応率を引いたものが、壁面や室内構造物の影響を除いた正味の反応率であり、シャドーバー実験における、散乱線測定用ニオブ箔の原子あたり中性子発生量あたりの $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率は 1.42×10^{-31} となった。

ここでモニタリング用箔の放射化量から、単位時間あたり中性子発生率 C への換算は、照射開始時刻を $t = 0$ として、

$$n(t_e) = \frac{S}{I\epsilon(1 - e^{-\lambda\Delta t})} \quad (10)$$

で表される照射終了時刻 $t = t_e$ における放射化原子数 $n(t = t_e)$ を含んだ、

$$C = \frac{4\pi r^2 \lambda n(t_e)}{N\langle\sigma\rangle(1 - e^{-\lambda t_e})} \quad (11)$$

という関係式が用いられている。但し S :光電ピーク計数、 I : γ 線放出率、 ϵ :光電ピーク検出効率、 Δt :ゲルマニウム検出器測定時間、 r :線源からモニタリング箔の距離、 λ : $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 崩壊定数、 N :放射化箔原子数、 $\langle\sigma\rangle$:DT核融合中性子に対する $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 断面積 (0.464 barn \pm 4.2%[49]) である。このフラックスモニタ箔によって得られた中性子発生率 C を用いて、ターゲット散乱線測定用大型 Nb 箔の $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率 R は

$$R = \frac{\lambda n(t_e)}{CN(1 - e^{-\lambda t_e})} \quad (12)$$

と求められている。式 (11) ではモニタリング箔設置位置における DT 中性子フラックス ϕ を $\phi = C/4\pi r^2$ なる等方線源からの直接線フラックスとして近似している。しかしながら、線源は実際には図 57 に示すような非等方性を有しており、またモニタリング箔はシャドーバー上底に設置しているためシャドーバーからの後方散乱の寄与が含まれ、実際の中性子束は $C/4\pi r^2$ よりも大きい。このため ϕ は過小評価され、中性子発生量は過大評

価されることになる。 $\phi = C/4\pi r^2$ という近似を採用した場合、線源強度を決定する手続きでは、モニタリング箱の反応率を常に $\phi\langle\sigma\rangle/C = \langle\sigma\rangle/4\pi r^2 = 9.23 \times 10^{-29}$ とみなし、 $\phi\langle\sigma\rangle$ を HPGe 検出器で測定して C を決定することになるが、次節に述べるモンテカルロ計算の結果ではモニタリング箱の反応率は 9.5×10^{-29} であり、等方直接線近似により 3% 程度の乖離が生じていることがわかる。

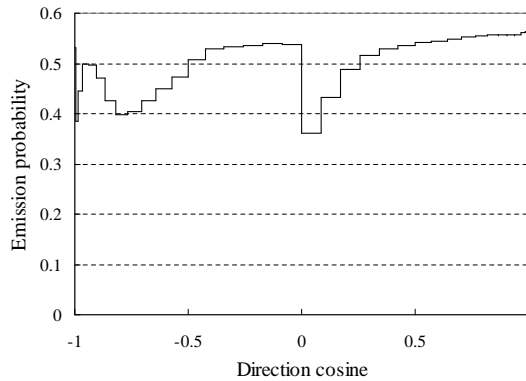


図 57: JAEA/FNS 水冷小型トリチウムターゲットによる中性子角度分布 [41]

この影響を取り除くため、計算値との比較時には線源中性子発生量を算出せずに、「箱原子数あたり中性子発生量あたりの $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率」の代わりに散乱線用箱放射化量をモニタリング用箱放射化量で規格化した、規格化放射化量を用いることとした。この規格化放射化量は

$$\text{規格化放射化量} \equiv \frac{\text{散乱線用ニオブ箱の原子数あたり放射化原子数}}{\text{モニタリング用ニオブ箱の原子数あたり放射化原子数}} \quad (13)$$

と定義される。表 19 に、HPGe 検出器で測定した照射終了時刻の Nb 箱放射化原子数と規格化放射化量を示す。この規格化により、線源強度の過大評価を取り除くことができる。また、同一のゲルマニウム検出器を用いた場合検出効率の系統誤差を相殺できるという利点もある。

表 19: 箔原子数あたり放射化原子数と規格化放射化量。括弧内は誤差 (単位:%) であり、統計誤差と HPGe 検出効率の誤差 (典型値として 5%) を含んでいる。

	モニタリング Nb 箔	散乱線測定用 Nb 箔	規格化放射化量 (散乱線/モニタリング比)
鉄ターゲット有り	1.40×10^{-28} (5.5)	4.46×10^{-31} (5.6)	3.19×10^{-3} (7.9)
鉄ターゲット無し	1.31×10^{-28} (5.4)	2.20×10^{-31} (6.2)	1.68×10^{-3} (8.2)
差			1.51×10^{-3} (19.1)

以上により、ターゲット有りの場合からターゲットなしの場合を差し引いた正味の規格化放射化量は 1.51×10^{-3} と結論付けられた。

4.4 計算結果

次に同シャドーバー体系でモンテカルロ放射線輸送シミュレーションを行い、測定値と計算値との比較を行った。大阪大学 OKTAVIAN の重照射用固定ターゲットは JAEA/FNS80 度ビームラインターゲットと同型であるため、線源データには 2.2.1 項で述べた FNS における DT 実験の線源データ [41] と同様の値を用いた。このデータは FNS における DD(Deuterium-Deuterium) 核融合線源の実験・解析 [40] と同様にトリチウムターゲット周りの構造及び荷電粒子の動力的条件を考慮した非等方線源となっている。FNS でのイメージングプレートによるトリチウム分布測定結果 [62] よりトリチウムターゲット上で DT 中性子の発生する範囲は、ビーム軸を中心とした直径 2.4cm の円盤領域とした。計算コードには MCNP5 を、輸送ライブラリには ENDF/B-VI、JEFF-3.1 及び JENDL-4.0 を、 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応のドシメトリライブラリは JENDL/D-99 を用いた。これらの計算による、モニタリング用 Nb 箔及び散乱線測定用 Nb 箔の $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率を表 20 に、規格化放射化量の計算値と実験値の比較を表 21 に示す。

表 20: シャドーバー体系での原子数あたり中性子発生量あたりの $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率計算結果。括弧内は統計誤差 (単位:%)

核データライブラリ	モニタリング用箔	散乱線測定用箔	規格化放射化量
ENDF/B-VI	9.56×10^{-29} (0.03)	2.28×10^{-31} (0.37)	2.38×10^{-3} (0.37)
JEFF-3.1	9.53×10^{-29} (0.03)	1.44×10^{-31} (0.46)	1.51×10^{-3} (0.46)
JENDL-4.0	9.53×10^{-29} (0.03)	1.51×10^{-31} (0.44)	1.59×10^{-3} (0.44)

表 21: 規格化放射化量の比較。括弧内は誤差 (単位:%) である。

	規格化放射化量	C/E
実験値	1.51×10^{-3} (19.1)	-
ENDF/B-VI 計算値	2.38×10^{-3} (0.37)	1.57 (19.1)
JEFF-3.1 計算値	1.51×10^{-3} (0.46)	1.00 (19.1)
JENDL-4.0 計算値	1.59×10^{-3} (0.44)	1.05 (19.1)

表 21 よりわかるように、JEFF-3.1 及び JENDL-4.0 を用いた場合の計算結果は実験値によく一致し、ENDF/B-VI の場合 57% の過大評価をすることが分かった。実験値はバックグラウンドとなる実験室壁からの散乱線寄与を引いているため、19% という比較的大きな誤差 (標準偏差) を持っているが、ENDF/B-VI を用いた場合の過大評価は誤差の 3 倍程度となり明らかに有意である。鉄のように比較的良好に利用されている核種で、シャドーバー実験体系のような単純な体系の計算結果に 1.6 倍もの差が出ることは極めて特異であると言える。

5 シャドーバー実験体系での核データ比較

5.1 一部核種の交換による計算値への影響

天然組成の鉄中同位体では ^{56}Fe が 91.8%[63] と最も多く、そのため計算結果への影響も最も大きいと考えられる。そこで、ENDF/B-VI の ^{56}Fe データを JENDL-4.0 のデータで置き換え、4.4 節と同様に $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 規格化放射化量を計算した。計算結果が表 22 であり、規格化放射化量と C/E の比較を表 23 に示す。

表 22: ^{56}Fe のデータを JENDL-4.0 に交換して計算したニオブ箔の原子あたり中性子発生量あたり $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率と規格化放射化量の計算結果

核データ	モニタリング用 Nb 箔反応率	散乱線用 Nb 箔反応率	規格化放射化量
ENDF/B-VI	9.56×10^{-29} (0.03)	2.28×10^{-31} (0.31)	2.38×10^{-3} (0.37)
ENDF/B-VI (^{56}Fe 差し替え)	9.54×10^{-29} (0.06)	1.56×10^{-31} (1.0)	1.63×10^{-3} (1.1)

表 23: ENDF/B-VI、ENDF/B-VI(^{56}Fe データを JENDL-4.0 に差し替え) 及び JENDL-4.0 による計算結果の比較

核データ	規格化放射化量	C/E
ENDF/B-VI	2.38×10^{-3} (0.37)	1.57(19.1)
ENDV/B-VI(^{56}Fe 差し替え)	1.63×10^{-3} (1.1)	1.08(19.1)
JENDL-4.0	1.59×10^{-3} (0.44)	1.05(19.1)

^{56}Fe を JENDL-4 のデータに差し替えた場合、計算結果は JENDL-4 の計算結果にほぼ等しくなる。従って、計算結果の差は ^{56}Fe の核データ差によるものであることが推測される。

5.2 差異を生じているデータ領域の推定

次に差異を生じているエネルギー領域を推定するため、ENDF/B-VI、JEFF-3.2、JENDL-4.0 を使ってシャドーバー体系 (図 54) でエネルギー別 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ を計算した。計算結果を図 58 に示す。

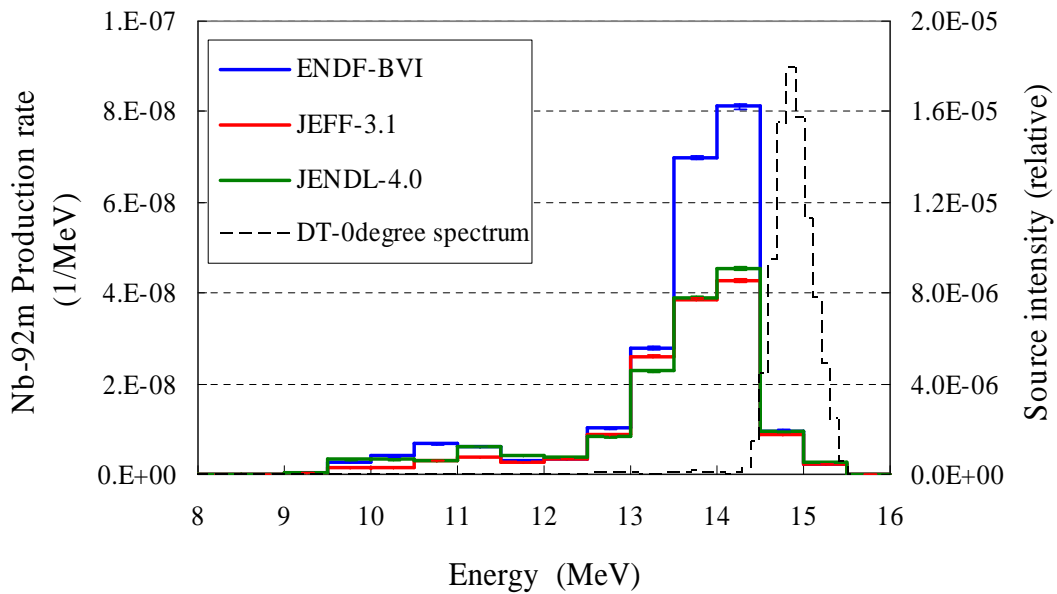


図 58: エネルギー別 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率。エラーバーは統計誤差を表す。

散乱によるエネルギーの変化を定式化するため、古典的描像による 2 体衝突を考えると、エネルギー E 、運動量 \mathbf{p} の保存は式以下のようなになる。

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4 \quad (14)$$

$$\frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_1}{m_1} + 2Q = \frac{\mathbf{p}_3 \cdot \mathbf{p}_3}{m_3} + \frac{\mathbf{p}_4 \cdot \mathbf{p}_4}{m_4} \quad (15)$$

ここで入射粒子を添字 1、ターゲット粒子を添字 2、生成粒子を添字 3 と 4 で表す。この状況を図示すると下図のようになる。

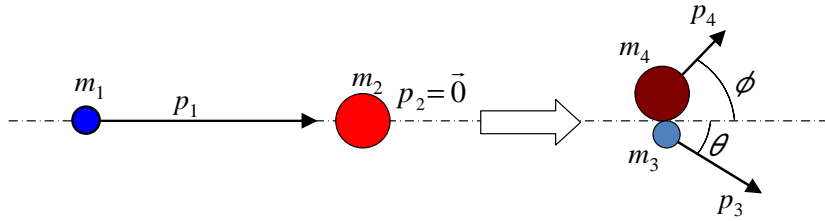


図 59: 古典的二体衝突

入射運動量 p_1 を既知とし、生成粒子 3 を中性子と考えて、その運動量を得るため式 (14) と式 (15) を使って p_4 を消去すると、

$$\begin{aligned}
 p_3 &= b \pm \sqrt{b^2 - c} \\
 b &= \frac{m_3}{m_3 + m_4} p_1 \cos \theta \\
 c &= \frac{m_3(m_1 - m_4)}{m_1(m_3 + m_4)} p_1^2 - \frac{2m_3m_4}{m_3 + m_4} Q
 \end{aligned} \tag{16}$$

を得る。例えば、加速電圧 300kV の DT 反応の場合 1: 重陽子、2: 三重陽子、3: 中性子、4: α 粒子として 質量、エネルギーの単位を MeV とすると、

$$Q = 17.6, \quad m_1 = 1875.6, \quad m_3 = 939.573, \quad m_4 = 3733, \quad p_1 = 1125.4 \tag{17}$$

であるので、中性子が加速重陽子と同方向に出る場合 ($\theta = 0$) $E_3 = 15.4$ がエネルギーの最大値となることがわかる。図 58 中の点線は DT 線源の 0 度成分であり、14.7 MeV 近傍で極大値を取っている。この値は計算上得られるエネルギー最大値よりも小さいが、これは重水素ビームがトリチウムを保持しているチタン合金内で減速するためであり、また発生した中性子がトリチウムターゲット構造材で散乱される効果も含まれている。

二体反応の式 (16) より、 ^{56}Fe を標的核とした 14.7MeV 中性子の弾性散乱 ($m_1 = m_3 = 1, m_4 = 56, Q = 0$) のエネルギーと散乱角方向余弦の関係を図 60 に示す。

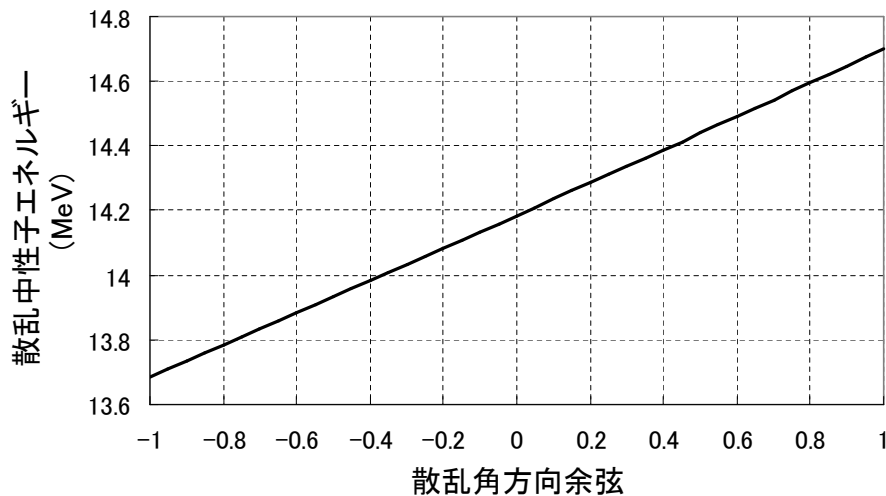


図 60: 14.7MeV 中性子の ^{56}Fe による弾性散乱時の方向余弦とエネルギーの関係

散乱中性子エネルギーは方向余弦 $\cos\theta$ の 2 次式で表されるが、1 次の係数が大きい
ため、ここではほぼ直線になっている。図 58 の $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ 反応率のピークはお
およそ 13.5MeV から 14MeV の間に存在し、この反応率のピーク部分で ENDF/B-VI
と JEFF-3.1・JENDL-4.0 の乖離が大きくなっている。14.7MeV 中性子のエネルギーが
14MeV 以下になる弾性散乱の散乱角は図 60 より、角度余弦-0.4 以下、即ち 110° より大
きな角度の散乱に対応しており、計算値の差異は散乱角度分布データのこの部分に起因す
るものと推定される。

5.3 断面積の調整

シャドーバー実験では C/E の乖離と、核データの違いによる計算結果の大きな差異を
確認することができた。ここでは積分実験結果から、実験結果と合致するような核デー
タの数値調整を試みる。前節の各核データを用いた計算結果から、比較的計算値が実験値に
近い JENDL-4.0 を基準にし、MCNP5 のサブルーチンを用いて簡単な感度解析を行い、
その結果を基に断面積の数値を調整した。図 58 のエネルギー別 $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$ 反応
と線源エネルギースペクトルを考えると 15MeV 近傍中性子の角度散乱の寄与が主たる
ものであると推定され、また鉄のように主要な核種では、既存の積分ベンチマーク実験で
全断面積や吸収断面積は十分検証されていると考えられるため、調整対象は 15MeV 弾性
散乱断面積の散乱角度分布とした。

断面積の調整を行うには、まずどの角度領域がどの程度測定結果に対して感度を持つか
知る必要がある。MCNP5 の PERT カード [33] では密度や各核反応の断面積に擾乱を加

えて感度を解析することができるが、散乱角度分布には対応していない。SUSD コードの改良版である SUSD-FNS[64] や SUSD3D[65] は DORT、TORT[2] といった決定論的輸送コードと組み合わせることにより、核反応やエネルギー領域ごとに感度を算出することができる [66] が、本研究では対象核種、反応を既に限定しており、空間やエネルギーの離散化誤差や角度分点の設定を考慮しなくて良い MCNP5 コードのサブルーチンを改造することで簡易的に求めることにした。

5.3.1 MCNP ポイントディテクターと角度散乱断面積の関係

散乱角度分布は MCNP 等で利用される ACE フォーマット [34, 67] のファイルでは方向余弦あたりの確率密度関数 (probability distribution function, PDF) 及び累積分布関数 (cumulative distribution function, CDF) の形で格納されている。図 61 及び図 62 はそれぞれ 15MeV 中性子に対する ^{56}Fe の弾性散乱確率密度関数及び第一励起準位非弾性散乱確率密度関数である。

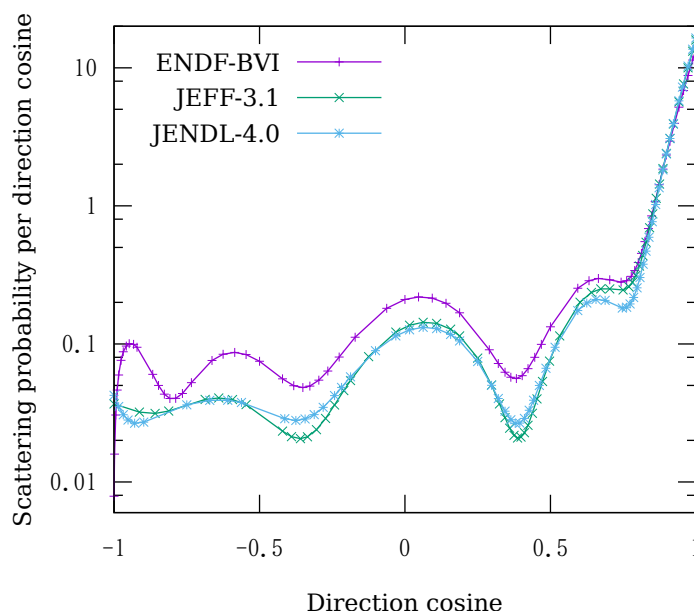


図 61: ENDF、JEFF、JENDL の ACE ファイルに含まれる ^{56}Fe の 15MeV 散乱確率密度関数

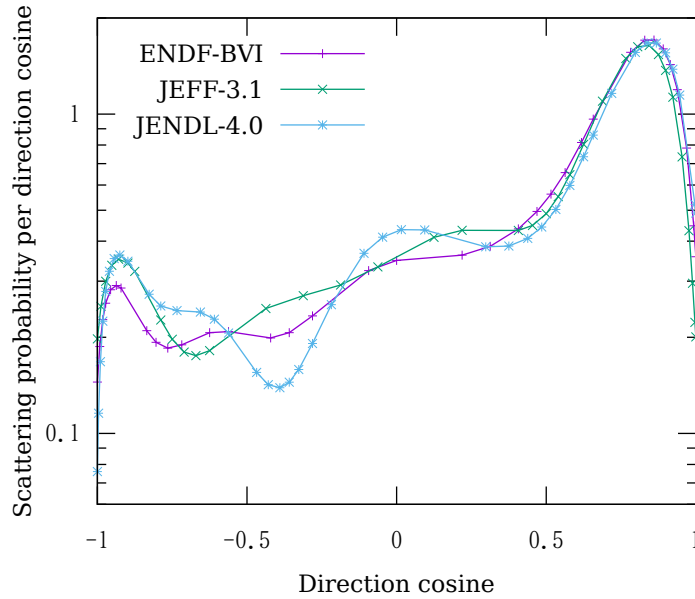


図 62: ENDF、JEFF、JENDL の ACE ファイルに含まれる ^{56}Fe の 15MeV 第一励起準位非弾性散乱確率密度関数

これらの図を見ると、非弾性散乱確率では三者三様の確度分布を示すのに対し、弾性散乱確率では JENDL-4.0 と JEFF-3.1 が同様の値で ENDF/B-VI 別系統、というシャドーバー実験結果と同じ傾向を示していることがわかる。この傾向からも非弾性散乱確率ではなく、弾性散乱角率の調整が妥当であると考えられる。

方向余弦 μ への散乱確率密度 $p(\mu)$ は角度散乱断面積と、

$$p(\mu) = \frac{\sigma_s(\mu)}{\int_{-1}^1 \sigma_s(\mu) d\mu} \quad (18)$$

という関係にある。一方、MCNP のポイントディテクター (point detector) では以下の式 [33] でフラックスの推定量 (estimator) を取得している。

$$F = w \frac{p(\mu)}{2\pi R^2} e^{-\int_0^R \Sigma_t(s) ds} \quad (19)$$

ここで、 μ :衝突前粒子の速度ベクトルと散乱点からタリー点への位置ベクトルが成す方向余弦、 F :衝突あたりのタリー寄与、 w :粒子ウェイト、 R :衝突点からタリーまでの距離、 Σ_t : 巨視的断面積、 s : 衝突点からタリーまでの軌道に沿った位置である。フラックス推

定量は、この F の全ての衝突の和を取ることによって求められている。従ってポイントディテクターの計算するフラックスの散乱角度分布に対する感度は、式 (19) を p で偏微分して、

$$\frac{\partial F}{\partial p} = \frac{w}{2\pi R^2} e^{-\int_0^R \Sigma_t(s) ds} \quad (20)$$

と求まる。ここで陽的には現れていないが、粒子の衝突位置は散乱断面積に依存するため、 R も陰には散乱断面積 (散乱角度分布) に依存する。ゆえに上式 (20) は線源から放出された中性子の一回散乱に対しては厳密に正しいが、その後散乱回数が増えるにつれて近似的にしか成り立たないことに留意する必要がある。

5.3.2 Tallyx によるシャドーバー体系での感度解析と断面積の調節

MCNP には tallyx[54] というサブルーチンがあり、FU カードで引数を与えると、このサブルーチンはタリーイベント発生時に必ず実行される。デフォルトでは tallyx サブルーチンは空になっており、ユーザーが実装・再コンパイルすることでタリーイベント時にユーザー定義ルーチンを実行することができる。この機能を利用して 5.3.1 項で整理した角度散乱断面積に対する式 (20) に従い、ポイントディテクターに対する感度を算出するルーチンを作成した。tallyx の Fortran ソースコード及び tallyx から呼んでいる C++ サブルーチンのソースを付録付録 B に収録した。なおこのルーチンは MPI-2[68] を利用した並列計算が可能である。

次に tallyx を有効化した MCNP5 を用いてシャドーバー体系で計算を行い、散乱角度分布に対する散乱線測定用放射化箔の感度を解析した。計算では図 54 体系中のシャドーバー下底の散乱線測定用ニオブ箔位置にポイントディテクターを設置し、tallyx サブルーチンで式 (20) の散乱角度分布に対する角度別の感度を計算した。対象とするタリーには JENDL/D-99 ドシメトリライブラリの ^{92m}Nb 発生率を適用し、中性子フラックスから ^{92m}Nb 発生量へ変換した。また、図 58 の核データ間での差異が大きい領域にタリー計数を限定するため 13MeV 以下の中性子追跡は打ち切った。計算によって求めた感度を図 63 に示す。

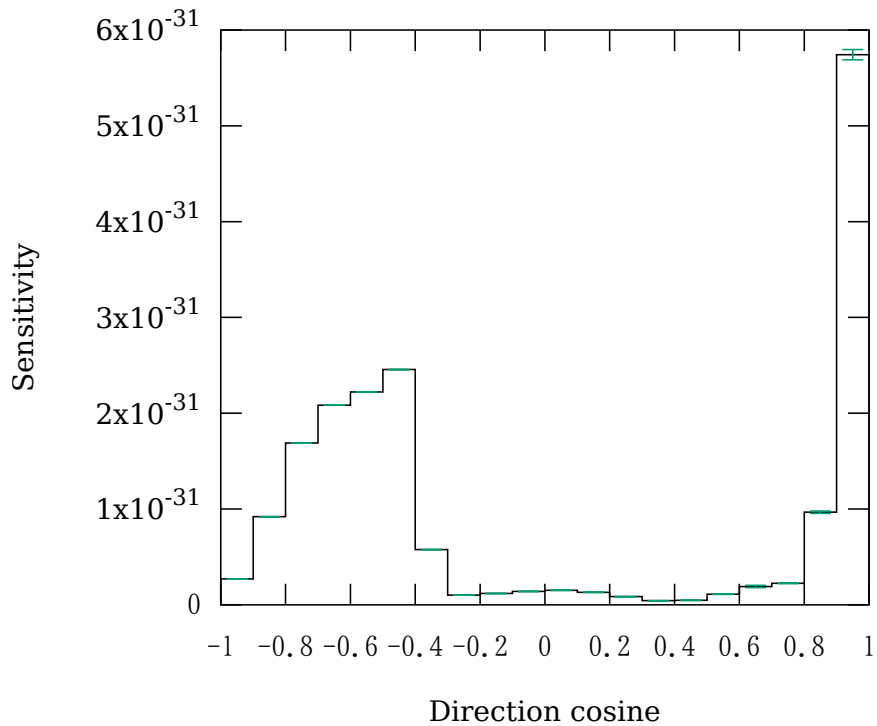


図 63: シャドーバー体系での散乱線測定用ニオブ箔反応率の散乱角度分布に対する感度

これを見ると前方の狭い領域と $\mu < -0.4$ の後方の散乱確率に対して感度が大きいことがわかる。図 61 を見ると、この角度領域 ($\mu < -0.4$) の散乱角度分布は JENDL-4.0 と JEFF-3.2 が同程度の値で ENDF/B-VI が別系統になっており、ニオブ箔放射化量の計算結果と同じ (JENDL-4.0、JEFF-3.1 が同値、ENDF/B-VI が異なる) 傾向を示している。このため弾性散乱角度分布の大角度成分を調整対象として選定した。

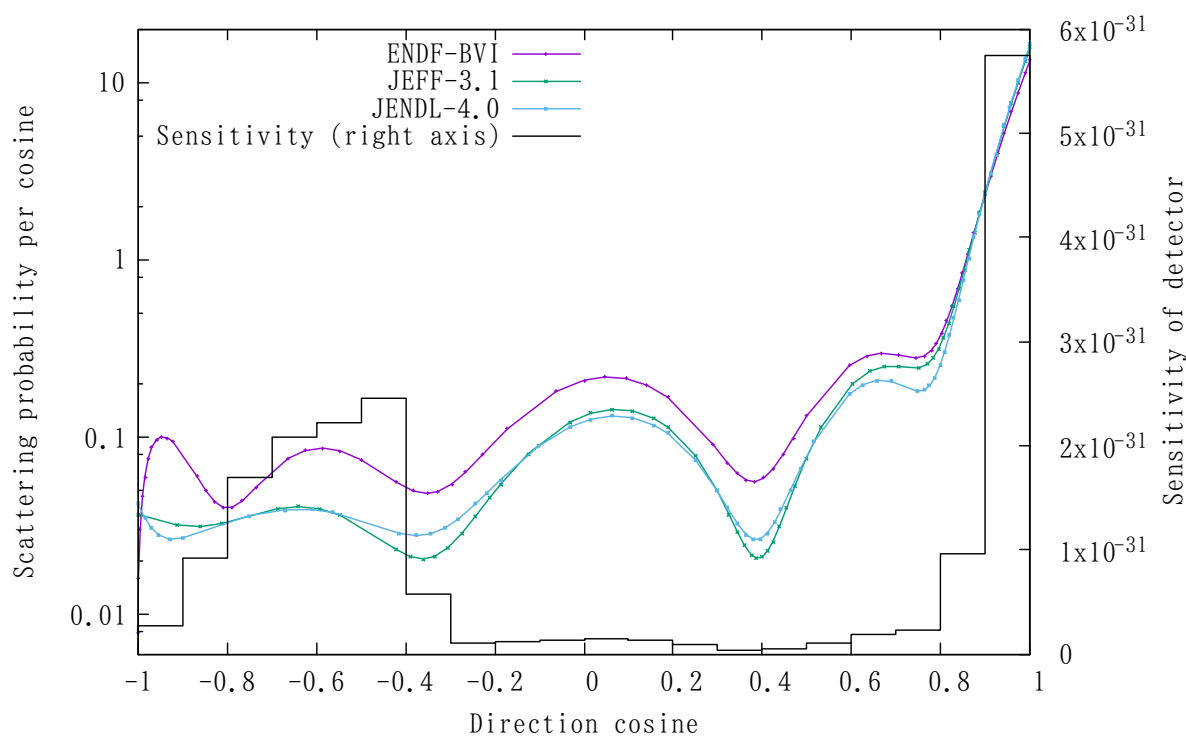


図 64: 15MeV 中性子に対する ^{56}Fe 散乱角度分布およびシャドーバー実験ニオブ箔の散乱角度分布に対する感度

データの調整は ENDF/B-VI の 15MeV 散乱角度分布データの一部あるいは全体を JENDL-4 のデータで置き換えることで作成した。調整する角度範囲は大角度領域 ($-0.9 < \mu < -0.4$) 及び全角度領域 ($-1 < \mu < 1$) の 2 通りとした。調整した散乱角度分布を図 65 に示す。

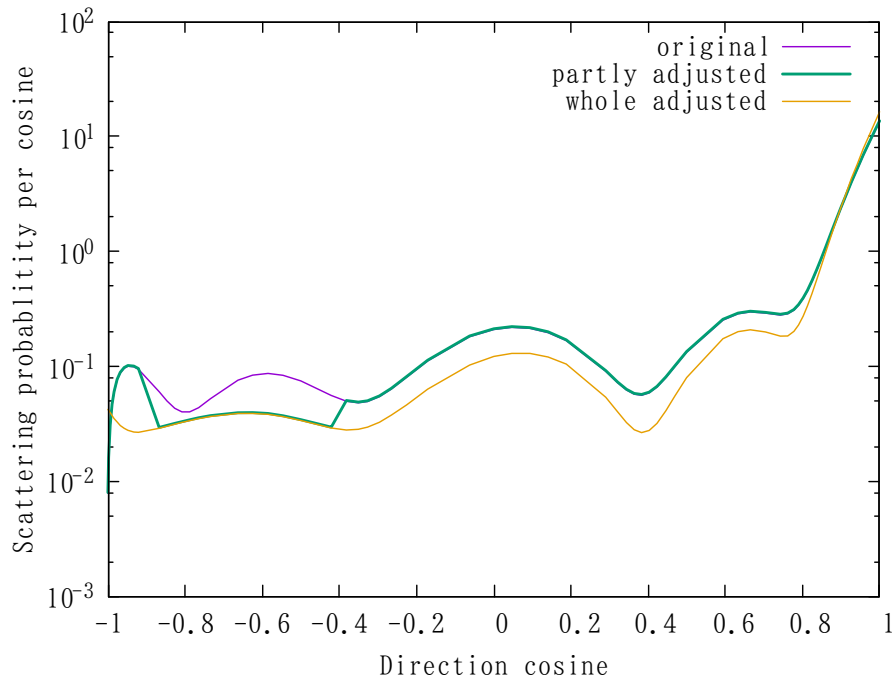


図 65: ^{56}Fe 調整前及び調整後散乱確率。original:オリジナルの ENDF/B-VI データ、partly adjusted:($-0.9 < \mu < -0.4$) 範囲を JENDL-4.0 に差し替えたデータ、whole adjusted:全角度領域を JENDL-4.0 データで置き換えたデータ

この (1) オリジナルデータ、(2) 全角度領域を調整したデータ (以下 ENDF/B-VI 全体調整と呼称)、(3) $-0.9 < \mu < -0.4$ 領域を調整したデータ (同 ENDF/B-VI 部分調整) を用いてシャドーバー体系でのニオブ箔反応率を計算した。エネルギー別の散乱線測定用箔 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率を図 66 に、モニタリング用箔及び散乱線測定用箔の反応率を表 24 に、規格化放射化量及び C/E を表 25 に示す。

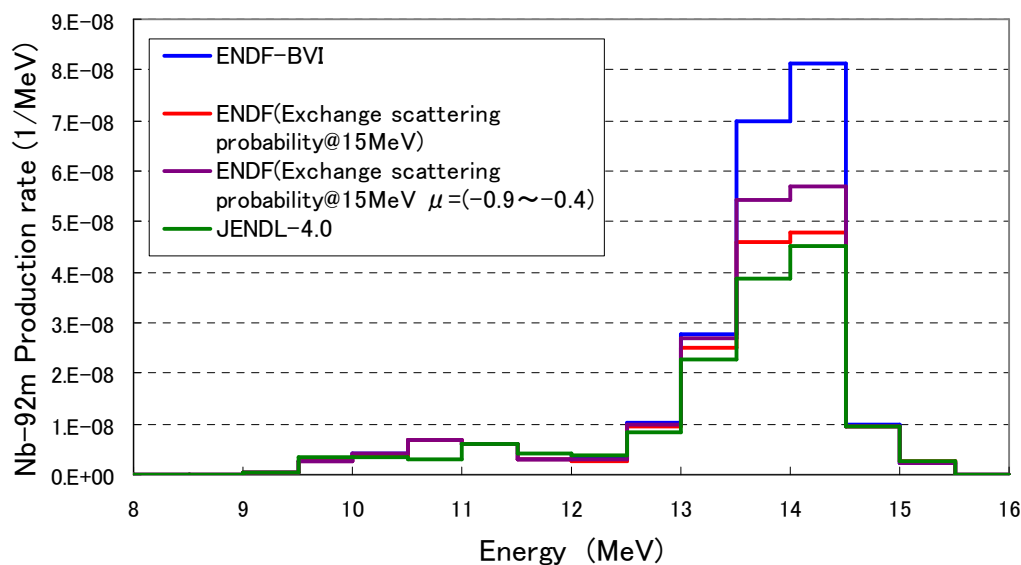


図 66: ^{56}Fe 調整を行った断面積データによる計算結果

表 24: 調整済み核データを用いた、シャドーバー体系での原子数あたり中性子発生量あたりの $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ 反応率計算結果。括弧内は統計誤差 (単位:%)

核データライブラリ	モニタリング用箱	散乱線測定用箱	規格化放射化量
ENDF/B-VI	9.56×10^{-29} (0.03)	2.28×10^{-31} (0.37)	2.38×10^{-3} (0.37)
ENDF/B-VI 全体調整	9.54×10^{-29} (0.04)	1.66×10^{-31} (0.64)	1.74×10^{-3} (0.64)
ENDF/B-VI 部分調整	9.55×10^{-29} (0.04)	1.86×10^{-31} (0.61)	1.94×10^{-3} (0.61)

表 25: $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ 規格化放射化量。括弧内は実験値の系統・統計誤差及び計算値の統計誤差を含む

	反応率	C/E
実験値	1.51×10^{-3} (19.1)	-
ENDF/B-VI	2.38×10^{-3} (0.37)	1.58 (19.1)
ENDF/B-VI 全体調整	1.74×10^{-3} (0.64)	1.15 (19.1)
ENDF/B-VI 部分調整	1.94×10^{-3} (0.61)	1.28 (19.1)

いずれの調整によっても、計算結果は実験値を再現する方向へ大きく動いた。部分調整

の場合、計算結果の変化量は感度より予想される量よりもやや小さくなった。これは図 65 に示した散乱角度分布は確率密度関数であり、全角度領域で積分すると 1 になるように再度規格化されるため、方向余弦区間 (-0.4, -0.9) で断面積を減少させると、それを補うように他の角度領域で散乱確率が増加することが原因である。部分調整の場合、特に散乱角度分布の前方成分が僅かに増加するため、全角度領域を JENDL-4.0 で置き換えた場合よりも調整の影響は小さくなる。

5.4 既存ベンチマーク実験への影響

5.3 節では実験データを元に、断面積の調整を試みた。ENDF/B-VI の中性子散乱角度分布全体を JENDL-4.0 のもので置き換えた場合、後方の一部のみを置き換えた場合、共に目標通り実験値の再現性を向上させることができた。シャドーバー実験体系において、核データの一部を変更し計算結果を実験値に近づける場合、調整する領域や値の組み合わせは無数に存在する。しかしながら、このような調整のうち既存のベンチマーク実験結果を再現できない調整は明らかに不適切な調整であると言える。そこで最後に既存の球体系ベンチマーク問題に調整済み核データを適用し、従来の実験結果を再現できるか確認する。

用いたベンチマーク実験は IPPE(Institute for Physics and Power Engineering) による鉄球の透過スペクトル測定 [69], である。実験では図 67 のような半径 12.5cm の球殻中心に DT 中性子源を置き、漏洩中性子スペクトルを ToF(Time of Flight) 法により測定している。

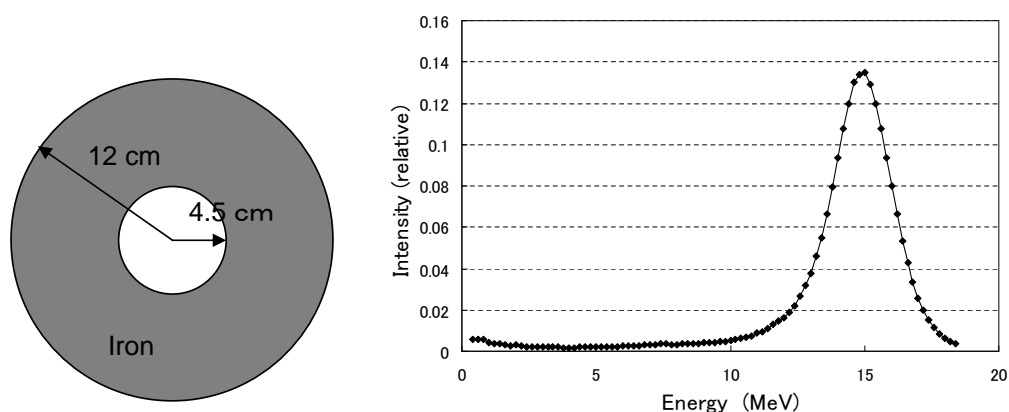


図 67: IPPE 鉄球体系ベンチマーク実験体系 (左) 及び線源スペクトル (右)

線源スペクトルは図 67 右のように構造材などの影響によりピークが広がった形を持つ

ている。この体系で ENDF/B-VI、及び調整済みデータで計算を行い、鉄球表面でのスペクトルを計算した。計算結果及び実験結果を示したものが図 68、69 である。図 68 では計算した 3 ケース (ENDF: オリジナルの ENDF/B-VI、whole adjusted: 弾性散乱角度分布を JENDL-4.0 に差し替えたもの、partly adjusted: 後方成分のみを JENDL-4.0 に差し替えたもの) は全て一致し、図中では重なってほぼ一本の線で表示されている。次に“whole adjusted”, “partially adjusted” の計算結果を ENDF/B-VI の計算結果で割ったものが図 69 であり、これを見ると弾性散乱角度分布全体を JENDL-4.0 に差し替えた場合 (whole adjusted) 線源エネルギー近傍で少し値が大きくなり、その 1MeV ほど下で逆に値が小さくなっている。これは JENDL-4.0 の弾性散乱角度分布の 0 度成分が ENDF/B-VI より若干大きいため、線源から方向を変えずに鉄球表面まで出てくる中性子の量が増加するためと考えられる。しかしながらこの増加は最大で 4% と僅かである。弾性散乱角度分布の後方成分のみを ENDF から JENDL-4.0 に差し替えた場合 (partially adjusted) ENDF/B-VI との差はさらに小さく、15MeV 近傍で最大で 1.4% 程度になる。これは、図 65 のように後方成分のみを JENDL-4.0 に差し替えて小さくした場合でも $\mu = 0$ での累積分布関数が 1 になるように再度規格化するため、この場合でも弾性散乱角度分布の前方成分が僅かに増加するためである。しかしながら、これらの変化は微小であり、調整済みデータでも既存の球体系ベンチマーク実験をよく再現できることが確認できた。

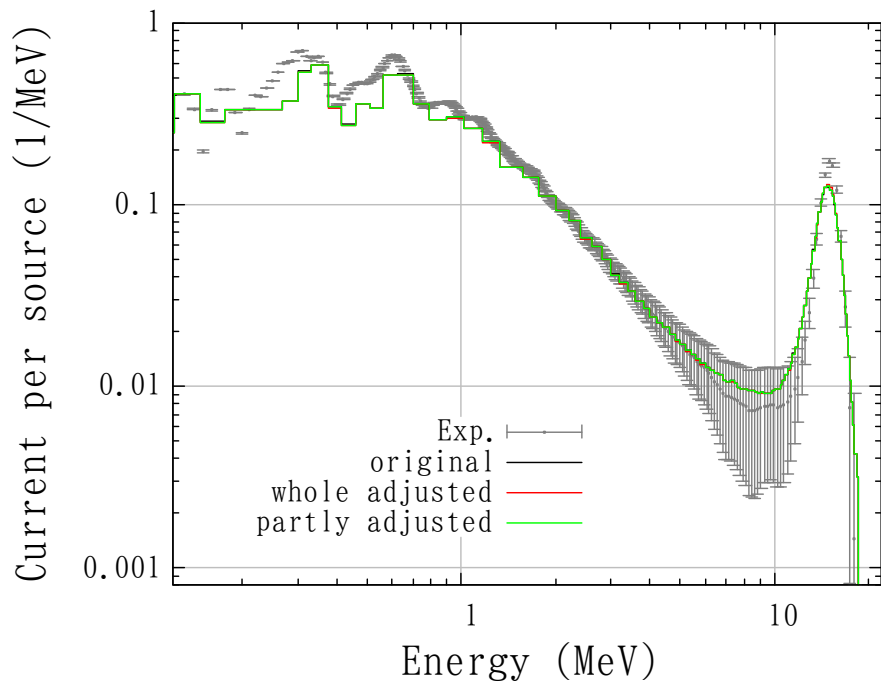


図 68: IPPE 鉄球体系ベンチマーク実験鉄球表面スペクトル計算値及び実験値)

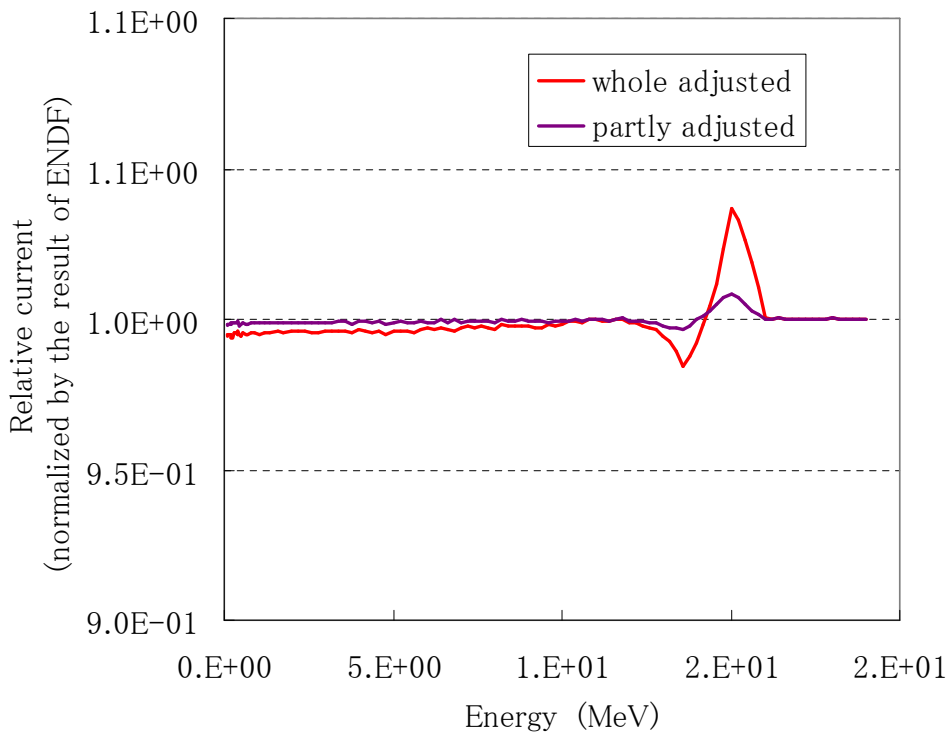


図 69: 鉄球表面スペクトル対 ENDF 計算結果比

6 結言

JAEA/FNS で大角度散乱断面積検証のためのコリメータを設計・製作し、ビーム中性子場を構築した。大角度散乱断面積検証実験ではビーム中性子をステンレス体系へ照射し、体系内軸方向及び径方向に複数の検出器を設置して中性子を測定した。測定の結果、ビーム軸と直交する方向(ビーム径方向)にビーム軸から離れるに従い計算値/実験値の比が悪化する、という現象が確認された。次にモンテカルロ輸送シミュレーションを実施し、検出器に入射した中性子の粒子飛跡を解析することで散乱角別の散乱頻度ヒストグラムを作成した。ヒストグラムでは径方向に離れた位置で大角度散乱の頻度が増えており、大角度散乱断面積に問題がある可能性が示された。そこで、より大角度散乱に主眼をおいたシャドーバー実験を設計・最適化し大阪大学 OKTAVIAN で DT 中性子照射実験を行った。実験ではシャドーバー裏側に散乱線測定用のニオブ箔を設置し、ニオブ箔の放射化量の測定値と計算値を比較した。その結果、JEFF-3.1 あるいは JENDL-4.0 を用いた計算では実験値を非常によく再現するものの、ENDF/B-VI を用いた場合 60% 近い過大評価をすることが分かった。MCNP コードを改造しシャドーバー実験を対象とした感度解析をおこなった結果、散乱線測定用ニオブ箔は弾性散乱角度分布の大角度(方向余弦 = -0.9~0.4)成分に対して大きな感度を持つという結果が得られた。このため、この感度の大きい領域で ^{56}Fe 弾性散乱角度分布の後方成分を調整したところ、核データ間の計算結果差が縮まり、計算値は測定値を再現する方向へ変化した。また、この調整が既存の積分ベンチマーク実験結果の再現性に悪影響を与えるものではないことも確認した。但し、実際の弾性散乱角度分布はモデルを用いた計算によって求められおり、このような修正は非物理的であることには留意する必要がある。例えば、JENDL-4.0 の ^{56}Fe データでは MF=4, MT=2,51-77 に中性子散乱角度分布は Hauser-Feshbach 統計モデル及びチャンネル結合光学モデルで計算されていることが述べられている [70]。

本研究では、鉄のような比較的良好に用いられている材料であっても大角度散乱断面積には核データ間に大きな差があり、実験で大きな差が出ることを示した。また、実験値の再現性を向上させるような核データの調整を行い、その調整が既存ベンチマーク実験に与える影響は限定的であることも確認した。鉄シャドーバー体系という比較的単純な体系にもかかわらず、比較的新しい ENDF/B-VI、JEFF-3.1、JENDL-4.0 それぞれの核データを用いた計算結果で最大 1.6 倍の差が生じることは極めて特異な現象であり、本研究はシャドーバー実験により、従来のベンチマーク実験で検証できていなかった領域を明らかにし、実験値が JENDL-4.0 及び JEFF-3.1 を支持することを実証した。

従来の積分実験は核データが正しいかどうかを判定するだけであり、(積分実験を元にした)核データの調整は経験的手法によるところが大きかった。しかしながら本研究ではシャドーバー実験で特定領域に検証領域を絞り込み、検出器の散乱角度分布への感度分布を求めることによって、一定の物理的根拠を与えて断面積を調整することができた。また、十分なトリチウムターゲットとマシンタイムを充てることができれば、今回対象としなかった体系(シャドーバー実験でターゲットに角度をつけて配置した場合、C22.5, C45配置等)においても実験を行うことができ、これらは本研究で計算したものと異なる感度分布を示すと考えられる。式(19)及び(20)に着目すると、感度フラックス推定量 F は散乱確率 $p(\mu)$ と感度 $\frac{\partial F}{\partial p}$ との積で表されるため、異なる感度分布を行ベクトルとして整理させることで感度行列を作成し、Nb箔放射化量を右辺ベクトルとすると線形な方程式系が成立し、その逆解析により散乱角度分布を得ることができる。これが可能となれば積分実験からの核データへの直接的フィードバックが可能となる。本研究ではこの端緒を開いたと言える。

当研究で問題を明らかにした大角度散乱が重要となる現象として、中性子ストリーミング現象が挙げられる。ITERでは超電導コイルが燃焼プラズマにより発生するDT核融合中性子に晒され、核発熱及び損傷による抵抗の増加やクエンチングが問題となる。コイル遮蔽のため真空容器には遮蔽ブランケットが装着されるが、ブランケット間には数cm程度の隙間が存在するため、隙間(ギャップ)を通過するギャップストリーミング中性子が発生する。ギャップストリーミングの予測精度を把握するためITERストリーミング実験[71]が実施されているが、この実験でも中性子ビーム実験同様、ストリーミング孔直上よりも孔を直視しないオフセット位置の方が計算による再現性が良くないという結果が出ている。ITERストリーミング実験では、計算による予測精度は30%程度であり現在の設計ではトラス中心部コイルの遮蔽裕度はほぼ無い、と結論付けられている。

トカマクのインボード側(トラス内側)はアウトボード側よりも面積が小さいため面積あたりの中性子負荷が大きい上、センターソレノイドコイルやトロイダル磁場コイルが場所を占めるため遮蔽は最低限となり、遮蔽設計の最適化は不可欠である。設計の最適化には予測精度の向上が必要であり、このためには核データの、特に大角度散乱断面積の高精度化が必要であり、当研究で実施したシャドーバー実験は今後のストリーミング体系での数値計算の高精度化に資するものであると考えられる。

材料という観点から見ると、将来の核融合炉ではオーステナイト/フェライト鉄系材料に加えて、先進的ブランケット材料として、バナジウム合金[72]や炭化ケイ素[73]、リチウム-鉛合金冷却材[74]等の採用が計画されているが、これら先進材料の核的検証実験はまだ少なく、従来の直方体や球体系でのベンチマーク実験[75]は実施されているが大角

度散乱データに対する検証実験は不足している。このため大型炭化ケイ素構造体でのストリーミング計算 [76] のように複雑体系の計算例が先行する形となっており、今後の大角度散乱断面積の評価によっては計算結果が大きく変わる可能性がある。先進材料に関しては未だベンチマーク実験データが不足しており、核融合炉のための数値シミュレーションの高精度化には本研究で確立したような大角度散乱実験による核データ検証が必要である。

また、ITER ではトムソン散乱による高速イオン測定 [77] 用のポート、加熱用 NBI(Neutral Beam Injection)、ECH(Electron Cyclotron Heating)、ICH(Ion Cyclotron Heating)[78] ポートなどは 3.2m という非常に厚い ITER 生体遮蔽 [79] を貫通して設けられ、またその目的上運転中に開放状態となる。これらのポート開口部近くでは直接線の寄与が非常に小さく、大角度散乱線の寄与が大きいというシャドーバー実験に比較的近い状態になるため、安全や機器の遮蔽といった観点からも散乱確度分布の高精度評価が必要であり、今後の大角度散乱検証実験データの充実が望まれる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、非常に多くの方々のお世話になりました。ここに深く感謝の念を表します。お忙しい中、実験の構成や方針等研究指導全般に渡り手厚いご指導を賜りました大阪大学 大学院工学研究科 環境・エネルギー工学専攻 村田勲教授に謝意を表します。論文の審査に際しましては福田武司教授、北田孝典教授より示唆に富んだご指摘を頂き、深く感謝申し上げます。佐藤文信准教授には誤りの訂正等論文の完成に御助力頂き誠にありがとうございました。

本研究は日本原子力研究開発機構 核融合中性子施設 (FNS) の実験に始まりました。施設へ受け入れて頂き、また問題の提起と実験の機会を与えて頂いた同機構 核融合研究開発部門 核融合中性子工学研究グループ 今野力グループリーダー、実験機器の取り扱いやデータの処理方法、管理区域での行動、東海村での生活等広く御助言頂いた飯田浩正博士、佐藤聡主幹、落合謙太郎研究副主幹、近藤恵太郎研究員に深く感謝致します。FNS の運転を担当していただいた、同機構 原子力科学研究所の杓掛忠三氏、田中滋氏、阿部雄一氏、川邊勝氏、荻沼義和氏、高倉耕佑氏、中性子工学研究グループ皆様の手厚いご支援がなければ実験を行うことはできませんでした。

大阪大学 OKTAVIAN の実験に際しましては、私の要望に応じて貴重なトリチウムターゲットを消費し、加速器を運転していただいた伊達道淳技官、杉本久司技官に深く感謝申し上げます。OKTAVIAN での活動全般をサポートしてくれた真鍋正伸さん、ネットワーク設定やゲルマニウム検出器の操作に助力してくれた玉置真悟君、重照射室での実験体系設置や資材の調達に協力してくれた大谷祐貴君、大澤佑太君、上原圭太君、林直哉君、本当にありがとうございました。村田研究室の皆様には色々親切にして頂き短い間でしたが楽しい時間を送ることができ、研究室の明るい雰囲気は研究に従事する上で大変励みになりました。

また、原子力機構への出向や研究所外での活動に様々な便宜を図って頂いた海上技術安全研究所 海洋リスク評価系 小田野直光系長、研究所業務と大学での研究の両立に際し心遣い頂きました高荷道雄グループ長、放射線輸送計算について有意義な議論をして頂いた浅見光史主任研究員、論作成に集中できるよう業務の時間調整等に協力をして頂いた鎌田創主任研究員に深く感謝申し上げます。

最後に研究期間中、物的精神的に私を支えてくれた妻の未帆と我が子覚人に感謝し謝辞を結びます。

参考文献

- [1] J. R. Lamarsh. 原子炉の初等理論 上巻. 吉岡書店, 京都, June 1974.
- [2] W. A. Rhoades and D. B. Simpson. THE TORT THREE-DIMENSIONAL DISCRETE ORDINATES NEUTRON/PHOTON TRANSPORT CODE (TORT version 3). Technical Report ORNL-TM-13221, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, October 1997.
- [3] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohasawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, and J. Katakura. JENDL-4.0 A New Library for Nuclear Science and Engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 48(1):1–30, January 2011.
- [4] M.B. Chadwick, P. Obložinský, M. Herman, N.M. Greene, R.D. McKnight, D.L. Smith, P.G. Young, R.E. MacFarlane, G.M. Hale, S.C. Frankle, A.C. Kahler, T. Kawano, R.C. Little, D.G. Madland, P. Moller, R.D. Mosteller, P.R. Page, P. Talou, H. Trellue, M.C. White, W.B. Wilson, R. Arcilla, C.L. Dunford, S.F. Mughabghab, B. Pritychenko, D. Rochman, A.A. Sonzogni, C.R. Lubitz, T.H. Trumbull, J.P. Weinman, D.A. Brown, D.E. Cullen, D.P. Heinrichs, D.P. McNabb, H. Derrien, M.E. Dunn, N.M. Larson, L.C. Leal, A.D. Carlson, R.C. Block, J.B. Briggs, E.T. Cheng, H.C. Huria, M.L. Zerkle, K.S. Koziar, A. Courcelle, V. Pronyaev, and S.C. van der Marck. ENDF/B-VII.0 Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology. *Nuclear Data Sheets*, 107(12):2931–3060, December 2006.
- [5] A. J. Koning, M. Avrigeanu, V. Avrigeanu, P. Batistoni, E. Bauge, M.M. Bé, P. Bem, D. Bernard, O. Bersillon, A. Bidaud, O. Bouland, A. Courcelle, C. J. Dean, P. Dos-Santos-Uzarralde, B. Duchemin, I. Duhamel, M. C. Duijvestijn, E. Dupont, U. Fischer, R. A. Forrest, F. Gunsing, W. Haeck, H. Henriksson, A. Hogenbirk, T. D. Huynh, R. Jacqmin, C. Jouanne, J. Keinert, M. A. Kellett, I. Kodeli, J. Kopecky, H. Leeb, D. Leichtle, J. Leppanen, O. Litaize, M. J. Lopez Jimenez, M. Mattes, E. Menapace, R. W. Mills, B. Morillon, C. Mounier, A. L. Nichols, G. Noguere, C. Nordborg, A. Nouri, R. L. Perel, P. Pereslavl'tsev, R. J. Perry, M. Pescarini, M. Pillon, A. J.M. Plompen, D. Ridikas, P. Romain,

- Y. Rugama, P. Rullhusen, C. de Saint Jean, A. Santamarina, E. Sartori, K. Seidel, O. Serot, S. Simakov, J.Ch. Sublet, S. Tagesen, A. Trkov, S. C. van der Marck, and H. Vonach. The JEFF evaluated nuclear data project. In *Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007*, page 6. EDP Sciences, 2007.
- [6] A. Ichihara, O. Iwamoto, S. Chiba, S. Kunieda, and K. Shibata. Program POD; A Computer code to calculate cross sections for neutron-induced nuclear reactions. JAEA-Data/Code 2007-012, Japan Atomic Energy Agency, Tokai, Ibaraki, March 2007.
- [7] O. Iwamoto. Development of a Comprehensive Code for Nuclear Data Evaluation, CCONE, and Validation Using Neutron-Induced Cross Sections for Uranium Isotopes. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44(5):687–697, May 2007.
- [8] T. Tamura. Analyses of the Scattering of Nuclear Particles by Collective Nuclei in Terms of the Coupled-Channel Calculation. *Reviews of Modern Physics*, 37(4):679–708, October 1965.
- [9] G. R. Satchler. The distorted-waves theory of direct nuclear reactions with spin-orbit effects. *Nuclear Physics*, 55:1–33, June 1964.
- [10] C. Kalbach. Two-component exciton model: Basic formalism away from shell closures. *Physical Review C*, 33(3):818–833, March 1986.
- [11] W. Hauser and H. Feshbach. The Inelastic Scattering of Neutrons. *Physical Review*, 87(2):366–373, July 1952.
- [12] N. Otuka, E. Dupont, V. Semkova, B. Pritychenko, A.I. Blokhin, M. Aikawa, S. Babykina, M. Bossant, G. Chen, S. Dunaeva, R.A. Forrest, T. Fukahori, N. Furutachi, S. Ganesan, Z. Ge, O.O. Gritzay, M. Herman, S. Hlavač, K. Katō, B. Lalremruata, Y.O. Lee, A. Makinaga, K. Matsumoto, M. Mikhaylyukova, G. Pikulina, V.G. Pronyaev, A. Saxena, O. Schwerer, S.P. Simakov, N. Soppera, R. Suzuki, S. Takács, X. Tao, S. Taova, F. Tárkányi, V.V. Varlamov, J. Wang, S.C. Yang, V. Zerkin, and Y. Zhuang. Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC). *Nuclear Data Sheets*, 120:272–276, June 2014.
- [13] ITER Organization. Fuel Cycle, 2015. <https://www.iter.org/mach/fuelcycle>.

- [14] 吉塚 和治. 海水からの実用的リチウム回収. 日本イオン交換学会誌, 23(3):59–65, 2012.
- [15] 関 洋治, 谷川 尚, 榎枝 幹男, 秋場 真人, 江里 幸一郎, 丹澤貞光, 西 宏, 廣瀬 貴規, 本間 隆, and 毛利 憲介. 核熱解析による固体増殖水冷却方式テストブランケットモジュールのトリチウム増殖比に関する検討. JAEA-Technology 2007-067, 日本原子力研究開発機構, 東海村、茨城県, January 2008.
- [16] K. Tobita, S. Nishio, M. Enoeda, H. Kawashima, G. Kurita, H. Tanigawa, H. Nakamura, M. Honda, A. Saito, S. Sato, T. Hayashi, N. Asakura, S. Sakurai, T. Nishitani, T. Ozeki, M. Ando, K. Ezato, K. Hamamatsu, T. Hirose, T. Hoshino, S. Ide, T. Inoue, T. Isono, C. Liu, S. Kakudate, Y. Kawamura, S. Mori, M. Nakamichi, H. Nishi, T. Nozawa, K. Ochiai, H. Ogiwara, N. Oyama, K. Sakamoto, Y. Sakamoto, Y. Seki, Y. Shibama, K. Shimizu, S. Suzuki, K. Takahashi, H. Tanigawa, D. Tsuru, T. Yamanishi, and T. Yoshida. Compact DEMO, SlimCS: design progress and issues. *Nuclear Fusion*, 49(7):075029, 2009.
- [17] S. Sato, H. Iida, K. Ochiai, C. Konno, T. Nishitani, H. Morota, H. Nashif, M. Yamada, F. Masuda, S. Tamamizu, and H. Maesaka. Development of CAD-to-MCNP model conversion system and its application to ITER. In *Nuclear Technology*, volume 168 (3), pages 843–847, Callaway Gardens, December 2009. American Nuclear Society.
- [18] L. Lu, H. Iida, Y. Li, A. Ding, Q. Zeng, C. Huang, and Y. Wu. Application of MCNP interface code MCAM to generate Monte Carlo model for nuclear analysis of ITER port limiter. In *Proceedings of 8th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-8)*, Heidelberg, Germany, September 2007.
- [19] K. Kondo, Y. Tatebe, K. Ochiai, S. Sato, K. Takakura, S. Ohnishi, and C. Konno. Measurement of TPR distribution in natural $\text{Li}_2\text{TiO}_3/\text{Be}$ assembly with DT neutrons. *Fusion Engineering and Design*, 85(7-9):1229–1233, December 2010.
- [20] K. Kondo, T. Yagi, K. Ochiai, S. Sato, K. Takakura, S. Ohnishi, and C. Konno. Investigation on the TPR prediction accuracy in blanket neutronics experiments with reflector at JAEA/FNS. *Fusion Engineering and Design*, 86(9-11):2184–2187, October 2011.
- [21] H. Nakashima, N. Nakao, S. Tanaka, T. Nakamura, K. Shin, S. Tanaka, S. Meigo, Y. Nakane, H. Takada, Y. Sakamoto, and M. Baba. Experiments on iron shield transmission of quasi-monoenergetic neutrons generated by 43 and 68MeV pro-

- tons via the ${}^7\text{Li}(p,n)$ reaction. JAERI-Data/Code 96-005, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki, March 1996.
- [22] 日本原子力研究開発機構 高崎量子応用研究所. イオン照射研究施設 (TIARA) の概要, 2012. http://www.taka.jaea.go.jp/tiara/tiara/j_home/facilities.html.
- [23] F. Maekawa and M. Wada. Results of Benchmark Test with MCNP Code. In *Proceedings of the Third Specialists' Meeting on High Energy Nuclear Data JAERI-Conf 98-016*, Tokai, Ibaraki, March 1998. Japan Atomic Energy Research Institute.
- [24] M. Seki, M. Ogawa, H. Kawamura, H. Maekawa, and K. Sanokawa. Water-Cooled Target of 14 MeV Neutron Source: Design and Experiment. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 16(11):838–846, November 1979.
- [25] 日本原子力研究開発機構 那珂核融合研究所. 核融合中性子源施設 (FNS) の概要, 2008. http://www.naka.jaea.go.jp/etc/h20/gaiyou_fns.html.
- [26] 村田 勲. オクタビアン (OKTAVIAN) の紹介. <http://www.see.eng.osaka-u.ac.jp/seeqr/seeqr/facility.html>.
- [27] C. Ichihara, S. A. Hayashi, I. Kimura, J. Yamamoto, and A. Takahashi. Measurement of Leakage Neutron Spectra from a Spherical Pile of Niobium Bombarded with 14mev Neutrons and Validation of Its Nuclear Data. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 38(11):959–966, November 2001.
- [28] K. Sumita, A. Takahashi, H. Hashikura, Y. Oka, and S. An. Measurements of Neutron Leakage Spectra from 50.32 cm Radius Iron Sphere. OKTAVIAN Report A-83-07, Osaka University, Suita, Osaka, 1983.
- [29] K. Ochiai, K. Kondo, S. Ohnishi, K. Takakura, S. Sato, Y. Abe, C. Konno, C. Suzuki, and T. Yagi. DT Neutronics Benchmark Experiment on Lead at JAEA-FNS. *Journal of the Korean Physical Society*, 59(23):1953, August 2011.
- [30] F. Maekawa, Y. Kasugai, C. Konno, I. Murata, Kokoo, M. Wada, Y. Oyama, Y. Ikeda, and A. Takahashi. Benchmark Experiment on Vanadium with D-T Neutrons and Validation of Evaluated Nuclear Data Libraries by Analysis of the Experiment. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 36(3):242–249, March 1999.
- [31] Y. Oyama, S. Yamaguchi, and H. Maekawa. EXPERIMENTAL RESULT OF ANGULAR NEUTRON FLUX SPECTRA LEAKING FROM SLABS OF FUSION REACTOR CANDIDATE MATERIALS(I). JAERI-M 90-092, Japan

- Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki, June 1990.
- [32] H. Maekawa, Y. Ikeda, Y. Oyama, S. Yamaguchi, K. Tsuda, T. Fukumoto, K. Kosako, M. Yosizawa, and T. Nakamura. Fusion Blanket Benchmark Experiments on a 60 cm-Thick Lithium Oxide Cylindrical Assembly. JAERI-M 86-182, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki, December 1986.
- [33] X-5 Monte Carlo Team. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Volume I Overview and Theory. Technical Report LA-UR-03-1987, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, April 2003.
- [34] L. J. Conlin, B. F. Brown, A. C. Kahler, M. B. Lee, D. K. Parsons, and C. M. White. Version 2.0.0 of ACE Tables Header Format. Technical Report LA-UR-12-25177, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, September 2012.
- [35] 羽倉 洋行, 奥村 啓介, 岩元 洋介, and 永瀬 文久. JENDL-4.0 に基づく PHITS 用中性子・光子・電子ライブラリ,. In 日本原子力学会「2012年秋の大会」要旨集, page I28, 広島, 2012.
- [36] J. O. Johnson, M. B. Emmett, W. A. Rhoades, R. L. Childs, W. H. Scott Jr, and J. A. Stoddard. A USER'S MANUAL FOR MASH 1.0 - A MONTE CARLO ADJOINT SHIELDING CODE SYSTEM. Technical Report ORNL/TM-11778, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, March 1992.
- [37] A. D. Lopez and A. Trkov. FENDL-2.1, Update of an evaluated nuclear data library for fusion applications. INDC(NDS) 467, International Atomic Energy Agency, Vienna, December 2004.
- [38] S. Ohnishi, S. Sato, K. Ochiai, K. Takakura, K. Kondo, and C. Konno. Collimator system design for a DT neutron beam at the first target room of JAEA/FNS. In *PROGRESS IN NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGY Proceedings of the Fifth International Symposium on Radiation Safety and Detection Technology*, volume 1, pages 73–76, Kitakyushu, Japan, February 2011.
- [39] 今野 力. 核融合研究開発における核融合中性子源 FNS の果たしてきた役割. 核データニュース, 93:33–37, 2009.
- [40] K. Kondo, K. Ochiai, C. Kutsukake, and C. Konno. Characterization of the DD-neutron source for the 80 degrees beam line of the Fusion Neutronics Source (FNS). Technical Report JAEA-Technology 2008-088, Japan Atomic Energy Agency, Ibaraki, March 2009.
- [41] K. Kondo. private communication, 2009.

- [42] C. Konno, F. Maekawa, Y. Oyama, Y. Ikeda, K. Kosako, and H. Maekawa. Bulk shielding experiments on large SS316 assemblies bombarded by D-T neutrons, volume I Experiment. JAERI-Research 94-093, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki, December 1994.
- [43] S. Ohnishi, K. Kondo, S. Sato, K. Ochiai, K. Takakura, C. Konno, and I. Murata. Implimentation of a Collimated DT Neutron Beam at the 1st Target Room of JAEA/FNS for New Integral Benchmark Experiments. *Journal of the Korean Physical Society*, 59(23):1949, August 2011.
- [44] R. B. Firestone and C. M. Baglin. *Table of isotopes*. A Wiley-Interscience publication. Wiley, New York, 8. ed edition, 1999.
- [45] D. Satoh, T. Sato, N. Shigyo, and K. Ishibashi. SCINFUL-QMD Monte Carlo based computer code to calculate response function and detection efficiency of a liquid organic scintillator for neutron energies up to 3 GeV. JAEA-DATA/Code 2006-023, Japan Atomic Energy Agency, Tokai, Ibaraki, November 2006.
- [46] R. H. Jhonson. A User's Manual for COOLC and FORIST. Technical Report PNE-75-107, Purdue University, West Lafayette, Indiana, December 1975.
- [47] K. Kobayashi, T. Iguchi, S. Iwasaki, T. Aoyama, S. Shimakawa, Y. Ikeda, N. Odano, K. Sakurai, K. Shibata, T. Nakagawa, and M. Nakazawa. JENDL Dosimetry File 99. JAERI 1344, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki, January 2002.
- [48] Members of the Cross Sections Evaluation Working Group. ENDF-6 Formats Manual. Report BNL-90365-2009 Rev.1, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, July 2010.
- [49] Y. Ikeda, C. Konno, K. Ohishi, T. Nakamura, H. Miyade, K. Kawade, H. Yamamoto, and T. Kato. Activation cross section measurements on fusion reactor structural materials at neutron energy from 13.3 to 15.0 MeV using FNS facility. JAERI 1312, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki, March 1998.
- [50] C. Konno, F. Maekawa, Y. Oyama, Y. Ikeda, Y. Uno, Y. Verzilov, M. Wada, and H. Maekawa. Bulk shielding experiment on a large SS316/water assembly bombarded by D-T neutrons, volume I; Experiment. JAERI-Research 95-017, Japan Atomic Energy Agency, Tokai, Ibaraki, March 1995.
- [51] S. Ohnishi, K. Kondo, T. Azuma, S. Sato, K. Ochiai, K. Takakura, I. Murata,

- and C. Konno. New integral experiments for large angle scattering cross section data benchmarking with DT neutron beam at JAEA/FNS. *Fusion Engineering and Design*, 87(5-6):695–699, August 2012.
- [52] M. L. Williams and W. W. Engle. SPATIAL CHANNEL THEORY - A TECHNIQUE FOR DETERMINING THE DIRECTIONAL FLOW OF RADIATION THROUGH REACTOR SYSTEMS. In *Proceedings of Fifth International Conference on Reactor Shielding, CONF-770401-13*, page 5, Knoxville, Tennessee, April 1977. Oak Ridge National Laboratory.
- [53] 山本 俊弘. モンテカルロ計算の基礎理論. JAERI-Review 2002-004, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki, March 2002.
- [54] X-5 Monte Carlo Team. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Volume II User’s Guide. Technical Report LA-CP-03-0245, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, April 2003.
- [55] T. E. Booth and J. S. Hendricks. Importance Estimation in Forward Monte Carlo Calculations. *Fusion Science and Technology*, 5(1):90–100, January 1984.
- [56] ISO and IEC. Working Draft, Standard for Programming Language C ++. Technical Report N3337, International Organization for Standardization and International Electrotechnical Commission, January 2012.
- [57] B. Dawes, D. Abrahams, and R. Rivera. Boost C++ Libraries, 1998. <http://www.boost.org/>.
- [58] C. Konno, K. Ochiai, M. Wada, K. Takakura, and S. Sato. Detail analysis of fusion neutronics benchmark experiment for iron. *Fusion Engineering and Design*, 84(7-11):1095–1098, June 2009.
- [59] C. Konno, M. Wada, K. Kondo, S. Ohnishi, K. Takakura, K. Ochiai, and S. Sato. Detailed benchmark test of JENDL-4.0 iron data for fusion applications. *Fusion Engineering and Design*, 86(9-11):2682–2685, October 2011.
- [60] S. Ohnishi and I. Murata. Design of a new integral benchmark experiment for large angle scattering using shadow bar and DT neutron source. *Progress in Nuclear Science and Technology*, 4:610–613, 2014.
- [61] C. Kutsukake, S. Tanaka, M. Kawabe, T. Suzuki, M. Yamada, T. Yamanishi, and C. Konno. Prototype Manufacturing of Small Tritium Target inside JAEA. In *Proceedings of the 7th General Scientific Assembly of the Asia Plasma and Fusion Association in 2009 (APFA2009) and Asia-Pacific Plasma Theory Conference in*

- 2009 (APPTC2009), volume 9, pages 338–341, Aomori, August 2010. The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research.
- [62] C. Kustukake, M. Seki, S. Tanaka, Y. Oginuma, Y. Abe, and M. Yamauchi. Tritium distribution measurement of FNS tritium targets by imaging plate. In *Proceedings of 6th International Conference on Tritium Science and Technology (Tritium 2001)*, volume 41, pages 555–559, Tsukuba, May 2002. American Nuclear Society.
- [63] K. J. R. Rosman and P. D. P. Taylor. Isotopic compositions of the elements 1997 (Technical Report). *Pure and Applied Chemistry*, 70(1), January 1998.
- [64] K. Kosako, C. Konno, and H. Takeuchi. SUSDFNS: A cross-section sensitivity and uncertainty analysis code. In *Proceedings of the Fourth International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications*, Tokyo, September 2000. Japan Atomic Energy Research.
- [65] I. Kodeli. Multidimensional Deterministic Nuclear Data Sensitivity and Uncertainty Code System: Method and Application. *Nuclear Science and Engineering*, 138(1):45–66, May 2001.
- [66] U. Fischer, I. Kodeli, C. Konno, and R. L. Perel. Sensitivity analysis for a 14MeV neutron benchmark using Monte Carlo and deterministic computational methods. *Fusion Engineering and Design*, 70(3):221–232, July 2004.
- [67] X-5 Monte Carlo Team. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Volume III Developer’s Guide. Technical Report LA-CP-03-0245, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, April 2003.
- [68] Message Passing Interface Forum. MPI-2: Extensions to the Message-Passing Interface. Technical report, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee, November 2003.
- [69] S. P. Shimakov, A. A. Androsenko, P. A. Androsenko, B. V. Devkin, M. G. Kobozev, A. A. Lychagin, V. V. Sinitca, V. A. Talalaev, D. Yu. Chuvilin, A. A. Borisov, and V. A. Zagryadsky. 14 MeV Facility and Research in IPPE - talk presented at International Workshop on Fusion Neutronics Experiments. In *Proceedings of International Workshop, Fusion neutronics experiments INDC(CCP)-351*, Frascati, Italy, July 1993. International Atomic Energy Agency.
- [70] Nuclear Data Center, Japan Atomic Energy Agency. JENDL-4.0, August 2014.

- <http://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/j40/j40f03.html>.
- [71] 落合 謙太郎, 飯田 浩正, 佐藤 聡, 高倉 耕佑, and 今野 力. ITER 中性子ストリーミング研究の現状. プラズマ・核融合学会誌, 84(9):594–599, September 2008.
- [72] F. Najmabadi. Overview of ARIES-RS tokamak fusion power plant. *Fusion Engineering and Design*, 41(1-4):365–370, September 1998.
- [73] 西尾 敏. 簡易保守トカマク核融合炉 : DREAM (特集核融合エネルギーの社会的受容性と科学的見通し III). プラズマ・核融合学会誌, 74(9):927–933, September 1998.
- [74] A. R. Raffray, R. Jones, G. Aiello, M. Billone, L. Giancarli, H. Golfier, A. Hasegawa, Y. Katoh, A. Kohyama, S. Nishio, B. Riccardi, and M. S. Tillack. Design and material issues for high performance SiCf/SiC-based fusion power cores. *Fusion Engineering and Design*, 55(1):55–95, May 2001.
- [75] T. Nishitani, K. Ochiai, F. Maekawa, K. Shibata, M. Wada, and I. Murata. Integral benchmark experiments of the Japanese Evaluated Nuclear Data Library (JENDL)-3.3 for the fusion reactor design. In *IAEA-CN-116/FT/P1-22*, Vilamoura, Portugal, November 2004. International Atomic Energy Agency.
- [76] Y. Seki, S. Mori, S. Nishio, S. Ueda, and R. Kurihara. Neutron Streaming Evaluation for the DREAM Fusion Power Reactor. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 37(sup1):268–275, March 2000.
- [77] F. Meo, H. Bindslev, and S. B. Korsholm. *ITER fast ion collective Thomson scattering: conceptual design of 60 GHz system*. Risø National Laboratory, Roskilde, 2007.
- [78] ITER Organization. External Heating Systems, 2015. <https://www.iter.org/mach/heating>.
- [79] 日本原子力研究開発機構. ITER建設サイトの状況 (2015年10月現在), October 2015. <http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/io/201510.php>.

付録 A ptrac ファイル

ptrac ファイルは MCNP コードによって作成される、粒子イベントを記録したファイルである。collist プログラムで解析可能な ptrac ファイルを作成するためには、PTRAC カードに本文の表 13 でまとめたパラメータを指定する必要がある。この付録では ptrac ファイルの概要を文献 [54] に沿って解説する。リスト 3 に MCNP 入力ファイルを、リスト 4 にその入力ファイルによって生成された ptrac ファイル出力例 (先頭から 30 行) を記す。ptrac ファイルは 3 つの部分、

1. ヘッダ
2. 出力ファイルフォーマットブロック
3. イベントブロック

から成り立っており、データの各要素は空白スペースあるいは改行によって区切られている。以下ではこの各部分ごとにフォーマットを解説する。

リスト 3: 入力ファイル例

```
1 title
2 C ##### CELL
3   1 0 -1
4 101 91 -10.00001 -100 -101 901
5 102 91 -10.00001 -100 101 -102 901
6 103 0 -100 102 901
7 901 0 -901
8 999 0 1 100
9
10 C ##### SURF
11 1 RCC 0 0 0 -2.5 0 0 50
12 100 RCC 0 0 0 30 0 0 50
13 101 PX 5
14 102 PX 10
15 103 PX 15
16 104 PX 20
17 105 PX 25
18 901 1 RCC 0 0 0 1 0 0 5
19
20 C ##### DATA
21 TR1 12.5 15 0
22 SDEF ERG=14 POS=-1.5 0 0 DIR=1 VEC=1 0 0
23 M91 26057 1 26058 1
24 F4:N 901
25 IMP:N 1 2.0m 2.0m r 3.375 0
26 PTRAC BUFFER=100000
27 FILE=asc
28 MAX=1000000000
29 WRITE=all
30 EVENT=src,bnk,sur,col,ter
31 TALLY=4
```


A.1 ヘッダ (リスト 4:1-6 行)

ptrac ファイルはヘッダで始まる。

- 1 行目には必ず「-1」が、
- 2 行目には「プログラム名」「バージョン」「実行日時」「実行時刻」が
- 3 行目にはタイトル (MCNP 入力ファイルの 1 行目) が
- 4 行目からはデータ数が可変の PTRAC カードで指定したパラメータの情報が

出力される。4 行目の入力パラメータ情報は最初に固定値「13」が出力され、以降は「パラメータ数とパラメータ」のセットが 13 セット出力される。パラメータ数データを n 、パラメータデータを V とすると、このセットは

$$n \quad V_1 \quad V_2 \quad V_3 \quad \cdots V_n \quad (21)$$

という $n + 1$ 個の数値で表される。ここで $n = 0$ の場合パラメータ値 V は省略される。入力パラメータ情報ではこのセットが 13 セット続くのでそれぞれを上付き文字で区別すると

$$(n^1 V_1^1 V_2^1 \cdots V_{n^1}^1) \quad (n^2 V_1^2 V_2^2 \cdots V_{n^2}^2) \cdots \cdots (n^{13} V_1^{13} V_2^{13} \cdots V_{n^{13}}^{13})$$

と表現され、 $\sum_{i=1}^{13} (n_i + 1)$ 個の数値が出力されている。ここで括弧 () は整理のため付与しているが実際の ptrac ファイルには含まれていない。この 1 から 13 のデータセットは PTRAC カードで指定可能な 13 種類のパラメータに対応しており、式 (21) の値 V はパラメータの引数を表している。データセット番号と (PTRAC カードで指定する) パラメータのキーワードの対応を表 26 に示す。

表 26: データセットと PTRAC カードパラメータの対応 (パラメータの意味については MCNP5 ユーザーマニュアル [54] 参照)

番号	キーワード	番号	キーワード
1	BUFFER	8	NPS
2	CELL	9	SURFACE
3	EVENT	10	TALLY
4	FILE	11	TYPE
5	FILTER	12	VALUE
6	MAX	13	WRITE
7	MENP		

例では入力ファイル (リスト 3) の PTRAC カードで BUFFER=10000 を指定しているため、ptrac ファイル (リスト 4)4 行目 2 番目データより始まるデータセットで $n^1 = 1$ $V_1^1 = 10000$ となっていることが確認できる。以下同様に、CELL パラメータは指定していないので $n^2 = 0$ で V^2 は存在せず、その次に EVENT パラメータの入力数 $n^3 = 5$ が続いていることがわかる。このパラメータ情報は 6 行目まで続いている。

A.2 出力ファイルフォーマットブロック (リスト 4:7-10 行目)

ヘッダブロックの次の行から出力ファイルフォーマットブロックが始まる。このブロックではイベント発生時のデータ出力フォーマットが記録されている。ptrac ファイルは単体で自己完結できるように、このブロックでイベントデータの出力フォーマットが記録されている。しかしながら ptrac ファイルのフォーマットは MCNP 入力ファイルによって決まり、このブロックのデータを読み取らなくても、SDEF・MODE・PTRAC カードの入力内容からイベント出力フォーマット把握することは可能である。このため collist プログラムではこの出力ファイルフォーマットブロックは読み飛ばしている。出力ファイルフォーマットブロックは 2 つの部分、出力データ個数を記録した行 (以後 N 行と呼ぶ) と出力データの種類を ID 番号で示した行 (ID 行) で構成されている。

A.2.1 N 行

N 行 (リスト 4:7 行目) の 20 個のデータ ($N_1 \sim N_{20}$) はイベント発生時のデータ出力数を記録している。この N 行のデータ一覧を表 27 に示す。I 行、J 行、P 行の内容について

ては次 A.3 節で説明する。

表 27: $N_1 \sim N_{20}$ データ

データ	意味	データ	意味
N_1	I 行のデータ数	N_8	col イベント J 行データ数
N_2	src イベント J 行データ数	N_9	col イベント P 行データ数
N_3	src イベント P 行データ数	N_{10}	ter イベント J 行データ数
N_4	bnk イベント J 行データ数	N_{11}	ter イベント P 行データ数
N_5	bnk イベント P 行データ数	N_{12}	粒子種番号
N_6	sur イベント J 行データ数	N_{13}	浮動小数点数のバイト数
N_7	sur イベント P 行データ数	$N_{14} \sim N_{20}$	不使用

A.2.2 ID 行

出力ファイルフォーマットブロックの 21 個目以降の ($\sum_{i=1}^{11} N_i$) 個のデータは ID 行であり、イベント発生時に出力されるデータの種別を ID 番号で示している。ID 行のフォーマットを表 28 に、ID 番号を表 29 に示す。表 28 中の $N_1 \sim N_{11}$ は N 行に記録された値である。

表 28: 21 番目以降のデータ

データ 起点位置	データ 終点位置	データ 個数	内容
21	$M_1 = 21 + N_1 - 1$	N_1	I 行で出力されるデータの ID
$M_1 + 1$	$M_2 = M_1 + N_2 + N_3 - 1$	$N_2 + N_3$	src イベント出力データの ID
$M_2 + 1$	$M_3 = M_2 + N_4 + N_5 - 1$	$N_4 + N_5$	bnk イベント出力データの ID
$M_3 + 1$	$M_4 = M_3 + N_6 + N_7 - 1$	$N_6 + N_7$	sur イベント出力データの ID
$M_4 + 1$	$M_5 = M_4 + N_8 + N_9 - 1$	$N_8 + N_9$	col イベント出力データの ID
$M_5 + 1$	$M_6 = M_5 + N_{10} + N_{11} - 1$	$N_{10} + N_{11}$	ter イベント出力データの ID

表 29: データ ID 一覧

ID	意味	ID	意味
1	ヒストリ番号	15	分岐番号
2	最初のイベント種番号 ^{*a}	16	粒子種類番号
3	セル番号	17	セル番号
4	面番号 (I 行で使用)	18	材料番号
5	タリー番号	19	飛跡あたり衝突回数
6	TFC でのタリー値	20	x 位置
7	次のイベント種番号 ^{*a}	21	y 位置
8	ノード数	22	z 位置
9	線源タイプ番号	23	方向ベクトル x 成分
10	標的核 ZAID	24	方向ベクトル y 成分
11	散乱種類番号 ^{*b}	25	方向ベクトル z 成分
12	面番号 (J 行で使用)	26	エネルギー
13	面入射角	27	ウェイト
14	消滅種類番号 ^{*c}	28	時間

^a イベント種類番号は表 30 参照

^b 散乱種類番号は表 32 参照。col イベント時には単に MT 番号が用いられる。

^c 消滅種類番号は表 33 参照

線源タイプ番号は SDEF による固定線源問題では 40 が与えられる。ヒストリ内で粒子分割、核反応等新たな粒子発生がなければ分岐番号は 1 となる。ここでいう「飛跡あたり衝突回数」の飛跡 (track) とは本文図 37 に示す樹形図の起点から終点までの経路を意味し、「飛跡あたり衝突回数」は起点から枝をたどり、終点に至るまで衝突ごとに加算される。MCNP では時間に依存しない定常問題においても、内部的には時間を計算しており、線源発生からの時間が shakes(10^{-8} s) 単位で記録されている。ID=11 の散乱種類番号はイベントによって定義が異なり、バンクイベント (bnk) では表 32 に示した散乱種類番号が用いられ、衝突イベント (col) では ENDF フォーマット [48] で規定されている MT 番号が記録される。イベント種番号の定義は表 30 に示す。この表 30 の「略称」は PTRAC カードの EVENT パラメータで指定する文字列に対応しており、以後付録でもイベントの略称としてこれらの表現を用いる。

表 30: イベント種類と対応する整数値。m は後述の粒子発生原因

イベント	略称	対応値
線源からの発生	src	1000
バンクへ粒子を一時保存	bnk	2000+m ^{*a}
面交差	sur	3000
衝突	col	4000
(捕獲等による) 消滅	ter	5000
ヒストリ終了		9000

^a 粒子発生原因 m は表 31 参照

線源からの粒子発生が src に対応し、ヒストリ内でのその他の粒子発生は全て bnk イベントとして処理される。この bnk イベントで扱う粒子発生は非物理的粒子発生 (ウェイトウインドウやインポートランスによる粒子分割による新粒子発生) と物理的粒子発生 (核子弾き出しや核分裂) 両者を含んでおり、粒子発生原因に対応した整数 m を bnk イベントを意味する整数 2000 に加算することで、bnk 事由を識別している。中性子輸送計算時のイベントで整数値 m が取りうる値を表 31 に示す。

表 31: 粒子発生原因。文献 [54] より中性子に対応する部分のみ抜粋。

m 値	原因
1	DXTRAN
2	エネルギーによる分割
3	面交差時のウェイトウインドウによる分割
4	衝突時ウェイトウインドウによる分割
5	強制衝突による非衝突部分粒子発生
6	インポートランスによる分割
7	中性子による中性子発生 (n,xn)(n,fission)

例えば、核分裂や (n,2n) 反応によって発生した中性子を粒子バンクに保存した場合にはイベント番号は 2007 となる。散乱種類番号の定義を表 32 に消滅種類番号の定義を表 33 に示す。

表 32: 中性子の散乱種類番号

番号	反応
1	$S(\alpha, \beta)$ 非弾性散乱
2	$S(\alpha, \beta)$ 弾性散乱
-99	弾性散乱
>5	非弾性散乱

表 33: 中性子の消滅種類番号

番号	反応種類	番号	反応種類
1	体系からの流出	8	DXTRAN
2	エネルギーカットオフ	9	強制衝突
3	時間カットオフ	10	指数変換
4	ウェイトウインドウ	11	下方散乱
5	セルインポートランス	12	捕獲
6	ウェイトカットオフ	13	(n,xn) 反応で消費
7	エネルギーインポートランス	14	核分裂反応で消費

この消滅種類番号 2 から 10 はモンテカルロ輸送計算での分散低減テクニックによる非物理的な反応である。また反応 13、14 は中性子増倍反応であるが、中性子消滅として扱われる。これらの過程では、入射中性子は反応で消滅し、新たに複数個の中性子が発生する、という扱いになっているためである。

A.3 イベントブロック (リスト 4:11 行目以降)

ptrac ファイル (リスト 4) では 11 行目から実際のイベント記録が始まっている。イベントはヒストリごとに記録され、1 ヒストリのイベント記録は I 行、J 行、P 行によって構成されている。つまり ptrac ファイル内には、IJP 行のセットが記録ヒストリ数に等しい数だけ存在する。I 行は 1 ヒストリに 1 つ存在し、ヒストリ共通情報が記録される。P 行 J 行は発生イベント数分だけ存在し、J 行には発生イベントの種類等が記録され、P 行には粒子のデータが記録される。

A.3.1 I行

I行には最大6個のデータが存在する。それぞれの意味を以下の表34に示す。

表 34: I行データ一覧

データ	意味
I_1	ヒストリ番号 (nps)
I_2	最初に発生するイベント種類
I_3	PTRAC カードでCELL パラメータを設定している場合は フィルタするセル番号
I_4	SURFACE パラメータを設定している場合はフィルタする面番号
I_5	TALLY パラメータを設定している場合はフィルタするタリー番号
I_6	TALLY パラメータを設定している場合は TFC でのタリー値

設定されていないパラメータに関しては省略されるため、I行に含まれるデータの数は入力ファイルに応じて可変となる。どのデータが省略され、どのデータが残存しているかを知るには ID 行の先頭から N_1 個のデータ ID を参照すれば良い。ptrac ファイル例 (リスト 4) では $N_1 = 4$, $(ID_1, ID_2, \dots, ID_{N_1}) = (1, 2, 5, 6)$ となっているので、ID 番号 1, 2, 5, 6 の意味を表 29 から読み取り、同リスト 11 行目のデータは

- I_1 ヒストリ番号 = 1007、
- I_2 最初のイベント = 1000 = src、
- I_3, I_4 設定なしのため省略、
- I_5 フィルタータリー番号 = 4、
- I_6 タリー値 = 4.44×10^{-3}

となっていることがわかる。また、入力ファイル (リスト 3) の PTRAC カードでどのパラメータが設定されているかを調べることで、I行のデータを判別することも可能である。

A.3.2 J行

J行にはイベントの付加的情報が記録されており、指し示す対象はイベント及び入力データによって変化する。以下では SDEF カードを用いた固定線源で単一粒子種 (中性子) 輸送シミュレーションを行った場合の J行データを解説する。各イベント (src、bnk、

sur、col、ter) の J 行データ形式を表 35 にまとめた。

表 35: イベント別の J 行データ要素

	src	bnk	col	sur	ter
J_1	次のイベント種類 ^{*a}	同左	同左	同左	同左
J_2	現在までのノード数	同左	同左	同左	同左
J_3	線源タイプ	標的核 ZAID	同左	面番号	消滅種類番号 ^{*c}
J_4	イベント発生セル番号	散乱種類番号 ^{*b}	MT 番号	入射角	分岐番号
J_5	セルの材料番号	セル番号	同左	同左	
J_6	飛跡での衝突回数	材料番号	同左	同左	
J_7		飛跡での衝突回数	同左	同左	

^a イベント種類番号は表 30 参照

^b 散乱種類番号は表 32 参照

^c 消滅種類番号は表 33 参照

ここで注意すべきは J 行最初のデータ J_1 は“次の”イベント種類を示すものであり、直下の P 行データではなく、3 行下の P 行データのイベント種類を示す、ということである。具体的には、ptrac ファイル例で最初の J 行、 J^1 (リスト 4、12 行目) の最初のエントリ J_1^1 は 3000(=sur) が記録されているが、これは最初の P 行、 P^1 (同 13 行目) ではなく、次の P 行、 P^2 (同 15 行目) が sur イベントである、ということを示している。ウェイトウィンドウ等の非物理的粒子発生に起因する bnk イベントでは標的核 ZAID、散乱種類番号は共に 0 が記録され (n,2n) 反応の散乱種類番号には「2」が適用される。消滅種類番号、反応種類番号はそれぞれ前掲の表 33 及び表 32 に示している。

A.3.3 P 行

P 行にはイベントが発生した時の粒子データが記録されており、PTRAC の WRITE パラメータによって行内のデータ数は変化する。WRITE パラメータに応じた P 行データ要素を表 36 に表す。

表 36: P 行のデータ

	データの意味 (WRITE=all 指定時)	データの意味 (WRITE=pos 指定時)
P_1	x 位置	同左
P_2	y 位置	同左
P_3	z 位置	同左
P_4	粒子方向ベクトル x 成分	
P_5	粒子方向ベクトル y 成分	
P_6	粒子方向ベクトル z 成分	
P_7	エネルギー	
P_8	ウェイト	
P_9	時間	

A.4 ptrac ファイル例

最後に注釈を入れた ptrac ファイル例を記載する。

付録 B tallyx サブルーチン

リスト 5: tallyx.F90

```
1  !+ $Id: tallyx.F90,v 1.1 2004/03/20 00:31:52 jsweezy Exp $
2  ! Copyright LANL/UC/DOE - see file COPYRIGHT_INFO
3
4  ! TallyX routine implimented at 2010/12/10 by OHNISHI Seiki ohnishi@nmri.go.jp
5  #define MAX_TAL 20
6  #define MAX_NUC 64
7  #define MAX_COS 256
8  #define FNAME_LEN 9
9  #define SMALL_DOUBLE 1.D-20
10
11
12
13  ! ##### 補助関数
14
15  ! 二つの倍精度実数がSMALL_DOUBLEの範囲で一致するか調べる。
16  logical function is_same_double(darg1, darg2)
17      use mcnp_global
18      implicit none
19      real(dknd)::darg1
20      real(dknd)::darg2
21
22      if ( abs(darg1-darg2) < SMALL_DOUBLE ) then
23          is_same_double = .true.
24      else
25          is_same_double = .false.
26      endif
27      return
28  end
29
30  ! darrayが昇順になっているかチェック。昇順ならtrue、それ以外ならfalse
31  ! na は配列の要素数
32  ! darray は配列
33  logical function is_ascendant_order( darray, na )
34      use mcnp_global
35      implicit none
36      real(dknd)::darray(na)
37      integer(i8knd)::na
38      integer      ::i
39
40      is_ascendant_order = .true.
41      do i=1,na-1
42          if( darray(i) .ge. darray(i+1) )then
43              is_ascendant_order = .false.
44              return
45          endif
46      enddo
47      return
48  end
49
50  ! コサインビン情報のエラーチェック
51  subroutine check_cosine( cosines_tmp, ng )
52      use mcnp_global
53      implicit none
54      real(dknd)::cosines_tmp(ng+1)
55      integer(i8knd)::ng
56      integer      ::i
```

```

57 | logical is_same_double, is_ascendant_order
58 |
59 | !  $\mu$ ビン下限は-1でなければならない
60 | if( is_same_double( cosines_tmp(1), -1.D0 ) .eq. .false. ) then
61 |   write(6,*)"ERROR! 1st entry of RDUM should be -1! Current=", cosines_tmp(1)
62 |   call abort ("program abort.")
63 | !  $\mu$ ビン上限は1でなければならない
64 | else if ( is_same_double( cosines_tmp(ng+1), 1.D0 ) .eq. .false. ) then
65 |   write(6,*)"ERROR! Last entry of RDUM should be 1! Current=", cosines_tmp(ng+1)
66 |   call abort ("program abort.")
67 | !  $\mu$ ビンの並びは昇順でなければならない
68 | else if ( is_ascendant_order( cosines_tmp, ng+1 ) .eq. .false. ) then
69 |   write(6,*)"ERROR! Cosine bin bounds are not ascendant order!, current ="
70 |   write(6,*)(cosines_tmp(i),i=1,ng+1 )
71 |   call abort ("program abort.")
72 | endif
73 |
74 | return
75 | end subroutine check_cosine
76 |
77 |
78 | ! 不等間隔群で $\mu$ に応じた配列インデックスを取得する
79 | integer(i8knd) function get_myu_index(myu, cosbounds, ng)
80 |   use mcnp_global
81 |   implicit none
82 |   integer(i8knd) :: i
83 |   real(dknd)    :: myu          !  $\mu$ 
84 |   integer(i8knd) :: ng          ! コサイン群数
85 |   real(dknd)    :: cosbounds(ng+1) ! コサイン群境界値
86 |
87 |   ! 逆順の線形探索を採用。おそらく前方散乱が多いから。
88 |   do i=ng+1, 2, -1
89 |     if( (cosbounds(i) .ge. myu) .and. (myu .ge. cosbounds(i-1)) ) then
90 |       get_myu_index = i-1
91 |       exit
92 |     endif
93 |   enddo
94 |   return
95 | end
96 |
97 | ! ##### 補助関数終わり
98 |
99 |
100 |
101 | ! ##### TALLYクラスの設定
102 | ! タリークラス
103 | module tallyx_class
104 |
105 |   use mcnp_global
106 |   use mcnp_debug
107 |   implicit none
108 |
109 |   ! タリー構造体の定義
110 |   type Tally_class
111 |     integer(i8knd)                :: num_groups      ! 群数
112 |     integer(i8knd)                :: num_nucs       ! 対象核種数
113 |     real(dknd), dimension(:), allocatable :: cosines   !  $\mu$ 群構造
114 |     integer(i8knd), dimension(:), allocatable :: nuc_names ! 対象核種ZAIDリスト
115 |     integer(i8knd), dimension(:,,:), allocatable :: counts ! 散乱：核種・ビンごと
116 |     real(dknd), dimension(:,,:), allocatable :: values ! 散乱：群ごとの計数値
117 |     real(dknd), dimension(:,,:), allocatable :: square_values ! 散乱：誤差算出用の群
118 |     integer(i8knd)                :: src_counts      ! 線源：イベント回

```

```

119     real(dknd)                                ::src_values          ! 線源：計数値
120     real(dknd)                                ::src_square_values ! 線源：誤差算出用
        の二乗計数値
121     integer(i8knd), dimension(:), allocatable ::src_2nd_counts      ! 二次線源：核
        種ごとのイベント回数
122     real(dknd), dimension(:), allocatable ::src_2nd_values         ! 二次線源：核
        種ごとの計数値
123     real(dknd), dimension(:), allocatable ::src_2nd_square_values ! 二次線源：核
        種ごとの誤差算出用の二乗計数値
124 end type Tally_class
125
126 end module
127
128
129
130
131 ! タリー構造体の初期化。具体的には群数の代入と配列の確保
132 subroutine init_tally_class(ng, nt, targs, cosb, talc)
133     use tallyx_class
134     implicit none
135
136     integer(i8knd)::ng                ! 引数1:群数
137     integer(i8knd)::nt                ! 引数2:対象核種数
138     integer(i8knd),dimension(nt)::targs ! 引数3:対象核種リスト
139     real(dknd),dimension(ng+1) ::cosb  ! 引数4:μ群境界値
140     type(Tally_class)::talc           ! 引数5:初期化したいタリー構造体
141
142     integer(i8knd)::i,j !ループカウンタ
143
144
145     ! メモリ割り当て。
146     talc%num_groups = ng
147     talc%num_nucs   = nt
148     allocate( talc%cosines      (1:talc%num_groups+1) )
149     allocate( talc%nuc_names    (1:talc%num_nucs+1) )
150     allocate( talc%counts       (1:talc%num_nucs+1, 1:talc%num_groups) )
151     allocate( talc%values       (1:talc%num_nucs+1, 1:talc%num_groups) )
152     allocate( talc%square_values (1:talc%num_nucs+1, 1:talc%num_groups) )
153
154     allocate( talc%src_2nd_counts      (1:talc%num_nucs+1) )
155     allocate( talc%src_2nd_values     (1:talc%num_nucs+1) )
156     allocate( talc%src_2nd_square_values(1:talc%num_nucs+1) )
157
158     ! 代入あるいは初期化
159     do j=1, talc%num_groups+1
160         talc%cosines(j) = cosb(j)
161     enddo
162
163     do i=1,talc%num_nucs+1
164         talc%nuc_names(i) = targs(i)
165         do j=1, talc%num_groups
166             talc%counts(i,j)      = 0.0
167             talc%values(i,j)      = 0.0
168             talc%square_values(i,j) = 0.0
169         enddo
170         talc%src_2nd_counts(i) = 0.0
171         talc%src_2nd_values(i) = 0.0
172         talc%src_2nd_square_values(i) = 0.0
173     enddo
174     talc%src_counts = 0.0
175     talc%src_values = 0.0
176     talc%src_square_values = 0.0
177
178 end subroutine init_tally_class
179

```

```

180 ! ##### TALLYクラスの設定終わり
181
182
183 subroutine tallyx(t,ib)
184 ! dummy for user-supplied tallyx subroutine.
185 ! t is the input and output tally score value.
186 ! ib controls scoring. see the user's manual.
187 use mcnp_global
188 use mcnp_debug
189 ! ユーザー定義クラス
190 use tallyx_class
191
192
193 implicit none
194 external dump_tally_cpp ! 書き出しルーチン(CPP)
195
196
197 integer :: ib
198 real(dknd) :: t
199
200
201 type(Tally_class),save :: f5tally(MAX_TAL)
202 integer(i8knd) :: nuc_index ! target_nu の対応ZAIDへのインデックス
203
204 ! ユーザー定義変数
205 real(dknd) :: myu !  $\mu = \cos \theta$ 
206 integer(i8knd) :: imyu !  $\cos \theta$  に対応したコサイン群番号
207 integer(i8knd) :: i,j ! ループカウンタ
208 integer(i8knd), save :: num_myu_group ! コサインビン数
209 integer(i8knd), save :: dump_interval, sub_interval ! ファイルに書き出すイベント
210 ! インターバル数
211 integer(i8knd), save :: num_targets ! 対象核種の数
212 integer(i8knd), save :: target_nuc(MAX_NUC) ! 対象核種のZAID とりあえ
213 ! ずmax64核種で決め打ち
214 integer(i8knd) :: collide_nuc ! 衝突した核種
215 integer(i8knd), save :: num_called=0 ! tallyxが呼ばれた回数=タリー
216 ! イベント数
217 integer(i8knd) :: n_per_tal ! tallyxが呼ばれた回数=タリー
218 ! イベント数/タリー数
219 character(FNAME_LEN),save :: filename(MAX_TAL) ! ダンプファイル名
220 character(3) :: myrank_char="000" ! 並列計算時のmyrankを将来的
221 ! に充てる
222 character(2) :: idet_char ! タリー番号を文字列化したもの
223 logical :: is_target_nuc ! 衝突した核種が対象核種ならtrue
224 integer(i8knd) :: num_detector ! F5タリーの数
225 character(10) :: date, time, zone
226 integer(i8knd) :: timevalues(1:8)
227 integer(i8knd) :: subcounter=0
228 integer(i8knd) :: sub_dump_interbal ! 主にdump_intervalの1/10で現在
229 ! 状況を出すためのもの。
230 logical,save :: is_equally_spaced=.false. !  $\mu$ 群が等幅かどうかフラグ
231 logical,save :: is_divided_by_psc=.false. ! 出力を $p(\mu)$ で割るかどうかフラグ
232 integer,save :: myrank=0 ! MPI並列時のmyrank
233 integer :: IERROR ! MPI関数のerror回収変数
234 integer :: ipsc_type ! IPSCの分類 0:散乱 1:1次粒子源 2:二次粒子源
235 ! logical :: is_inside_R=.false. ! 除外球内部かどうかのフラグ
236
237 integer :: tmpint, tmpint2 ! 適当な一時変数 FORTRANではその場宣言で
238 ! きないのでここで宣言しているだけ。

```

```

232 | real(dknd),dimension(:),allocatable,save  ::cosines_tmp      ! 入力ファイル読み取り持
      |   に使う一時的なμ群構造
233 | logical                                :: tmplogic ! 適当な一時変数
234 |
235 |
236 |
237 |
238 | ! 関数の型宣言
239 | logical                                :: is_same_double, is_ascendant_order
240 | integer(i8knd)                        :: get_myu_index
241 |
242 | !
243 | !!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!11 ここから
244 | ! TODO
245 | ! 線源からのdirect contributionは無視する
246 | ! 但し(n,2n)反応からの直接寄与は考慮しないとoutpのフラックスと合わない
247 | ! (n,2n)反応の寄与の場合、角度はどのように定義されるべきか?あるいは別枠にするか?
248 | !
249 | ! 集計分類
250 | !   ・散乱 IPSC=4,5,9,15
251 | !   ・二次粒子 (n,2n)IPSC=16
252 | !   ・線源からの直接寄与 IPSC=3,10
253 | ! >>>> ipsc=3 -- particle from type 0 source. (SRCDXルーチン)
254 | ! >>>> ipsc=4 -- neutron from collision with moving target.
255 | ! >>>> ipsc=5 -- neutron from collision with stationary target.
256 | ! >>>> ipsc=6 -- photon from coherent scattering.
257 | ! >>>> ipsc=7 -- photon from incoherent scattering.
258 | ! >>>> ipsc=8 -- photon from neutron collision.
259 | ! >>>> ipsc=9 -- neutron from s(a,b) collision.
260 | ! >>>> ipsc=10 -- particle from general source.
261 | ! >>>> ipsc=11 -- monodirectional particle from general source.
262 | ! >>>> ipsc=12 -- particle from surface source
263 | ! >>>> ipsc=13 -- bremsstrahlung photon.
264 | ! >>>> ipsc=14 -- neutron from kalbach-87 endf/b-vi coupled energy-angle collision (
      |   law 44).
265 | ! >>>> ipsc=15 -- neutron from inelastic law 67 (endf/b-vi law 7).
266 | ! >>>> ipsc=16 -- neutron from law 61 (tabulated energies / angles).
267 | ! >>>> ipsc=17 -- photonuclear kalbach-87 endf/b-vi coupled energyangle collision (
      |   law 44).
268 | ! >>>> ipsc=18 -- photonuclear particle from angular distribution.
269 | !   ipsc=101もソース
270 | !
271 | !
272 | ! 衝突種による分類フラグ設定
273 | ! if( ipsc .eq. 3 ) return ! ipsc=3はソース
274 | ! if( (ipsc .ge. 10) .or. (ipsc .eq. 3) ) return
275 | ! write(6,*)"ipsc=",ipsc
276 |
277 |   select case (ipsc)
278 |     case(4,5,9,14,15)
279 |       ipsc_type = 0 ! 散乱
280 |     case(3,10,11,12,101)
281 |       ipsc_type = 1 ! ソース
282 |     case(16,18)
283 |       ipsc_type = 2 ! ソース(二次粒子源)
284 |     case default
285 |       write(6,*)"WARNING! This tallyx routine cannot handle this ipsc,IPSC=",ipsc
286 |   end select
287 |
288 | !write(6,*)"ipsctype=",ipsc_type
289 |
290 | ! F5 タリー以外は警告を出して、無視・リターンする。
291 | if( jptal(2,ital) .ne. 5 )then
292 |   write(6,"(A55,1X,I2)")"WARNING This tallyx is only for F5. Current tally type=",
      |     jptal(2,ital)

```

```

293     return
294 endif
295
296 ! 除外半径判定
297 ! if( ddet .le. tds( idet*5 ) ) then
298 ! write(6,*)"Inside RO!!!!!! R=",tds( idet*5)
299 !   is_inside_R = .true.
300 ! endif
301
302
303 ! 毎回必ず実行する必要がある作業
304 num_called = num_called + 1
305 num_detector = ndet(1)
306 collide_nuc = IDUM(50) ! colidn.F90でIDUM(50)=に衝突核種ZAIDを代入している。
307 #ifdef MPI
308 call DOTCOMMI_GET_PENUM( myrank, IERROR )
309 #endif
310
311
312
313 ! ##### 初回のみ初期化・エラーチェック処理
314 if( num_called == 1 ) then
315
316 ! IDUMからのインポート。
317 ! IDUM(1) : cos  $\theta$  群数 負の数で入力した場合等幅になる。
318 ! IDUM(2) : 出力間隔(tallyxイベント数)
319 ! IDUM(3) : 対象核種数
320 ! IDUM(4以上) : 対象核種のZAID
321 !
322 ! IDUM(1)
323 if( IDUM(1) < 0 ) then
324 num_myu_group = -1*IDUM(1)
325 is_equally_spaced = .true.
326 else
327 num_myu_group = IDUM(1)
328 is_equally_spaced = .false.
329 endif
330 !
331 ! IDUM(2)
332 if( IDUM(2) < 0 ) then
333 dump_interval = -1*IDUM(2)
334 is_divided_by_psc = .true.
335 else
336 dump_interval = IDUM(2)
337 endif
338
339 if( dump_interval .lt. 9 ) then
340 sub_interval = 1
341 else
342 sub_interval = dump_interval/10
343 endif
344 !
345 ! IDUM(3)
346 num_targets = IDUM(3)
347 do i=1,num_targets
348 target_nuc(i)=IDUM(3+i)
349 enddo
350
351
352
353 ! RDUMからのインポート
354 ! RDUM(i) : cos  $\theta$  群境界値。下限から順に。
355 ! RDUM(1)は必ず"-1"
356 ! RDUM( IDUM(1)+1 ) は必ず"1"
357 allocate( cosines_tmp (1:num_myu_group+1) )

```



```

358 ! 等幅コサインビン
359 if( is_equally_spaced .eq. .true. ) then
360   write(6,"(I3,A44)")num_myu_group," equally spaced cosine group was selected."
361   do i=1, num_myu_group+1
362     cosines_tmp(i) = -1.0 + real(i-1)*2.0/num_myu_group ! 等幅μ群の場合
363   enddo
364 ! user-defined なコサインビン
365 else
366   do i=1, num_myu_group+1
367     cosines_tmp(i) = RDUM(i)
368   enddo
369   write(6,*)"User defined bin set was selected"
370 endif
371 call check_cosine( cosines_tmp, num_myu_group )
372
373
374
375 ! タリークラスの初期化とタリーごとのファイル名作成
376 do i=1,num_detector
377   call init_tally_class(num_myu_group, num_targets, target_nuc, cosines_tmp, f5tally
378     (i))
379
380   ! ファイル名はcb_NN_MMM NN:タリー番号、 MMM: 並列計算時のrank(プロセス番号)
381   write(idet_char,"(I2.2)")i
382   filename(i)="det"//idet_char//"_ "//myrank_char
383 enddo
384
385 ! エラー処理
386 if ( MAX_NUC < num_targets ) then
387   write(6,*)"ERROR! Number of target nuclides is too large."
388   write(6,*)"MAX=", MAX_NUC, "current=",num_targets
389   call abort("PROGRAM ABORT")
390 endif
391
392 ! 最初だけ入力内容をエコーバックする。
393 if( myrank .eq. 0 ) then
394   write(6,*)"##### Tally dump routine #####"
395   do i=1, num_detector
396     write(6,*)"Filename = ",filename(i)
397   enddo
398   write(6,*)"Dump interval (tallyx call) =",dump_interval
399   write(6,*)"Number of cosine groups =",num_myu_group
400   write(6,*)"Number of target nuclides =",num_targets
401   write(6,*)"List of output ZAIDS =",(target_nuc(i),i=1,num_targets)
402   write(6,*)"Cosine bin bounds ="
403   write(6,*)(cosines_tmp(i),i=1,num_myu_group),1.D0
404   write(6,*)"##### END Tally dump routine #####"
405 endif
406
407 endif
408 ! ##### 初回エラーチェック終了
409
410
411
412
413 ! 毎回必要な初期化その2 (RDUM IDUMに依存する部分)
414 nuc_index = num_targets+1 ! num_targets+1は" その他" others を意味する。nuc_indexのデ
415   フォルト値はothers
416
417 ! 最初にμを計算しておく
418 myu=uuu*uold(1)+vvv*uold(2)+www*uold(3)
419
420 ! μに対応したインデックスを得る

```

```

421 ! 等幅の場合
422 if( is_equally_spaced .eq. .true. ) then
423     imyu = idint( num_myu_group*(myu+1)*0.5 ) + 1           ! Fortran配列は1から始まるの
        で+1
424 else
425     ! 不等間隔コサインピンの場合
426     imyu = get_myu_index(myu, cosines_tmp, num_myu_group)
427 endif
428
429 ! 衝突した核種が対象核種か判定。対象外なら下記ifブロックには入らずデフォルト値：others(=
        num_targets+1)のまま。
430 do i=1, num_targets
431     if( collide_nuc == target_nuc(i) ) then
432         nuc_index = i
433     endif
434 enddo
435
436
437 ! 該当ピンへ足しあわせ
438 if( ipsc_type .eq. 0 ) then ! 散乱の場合
439     f5tally(idet)%counts      (nuc_index,imy) = f5tally(idet)%counts      (nuc_index,
        imyu) + 1
440     if( is_divided_by_psc .eq. .true. ) then
441         f5tally(idet)%values  (nuc_index,imy) = f5tally(idet)%values  (
        nuc_index, imyu) + t/psc
442         f5tally(idet)%square_values(nuc_index,imy) = f5tally(idet)%square_values(
        nuc_index, imyu) + (t/psc)**2
443     else
444         f5tally(idet)%values  (nuc_index,imy) = f5tally(idet)%values  (
        nuc_index, imyu) + t
445         f5tally(idet)%square_values(nuc_index,imy) = f5tally(idet)%square_values(
        nuc_index, imyu) + t**2
446     endif
447 else if ( ipsc_type .eq. 1 ) then ! 1次線源の直接寄与=uncolided
448     f5tally(idet)%src_counts  = f5tally(idet)%src_counts +1
449     f5tally(idet)%src_values  = f5tally(idet)%src_values +t
450     f5tally(idet)%src_square_values = f5tally(idet)%src_square_values +t**2
451 else if ( ipsc_type .eq. 2 ) then ! 2次線源の直接寄与 (n,2n)等.
452     f5tally(idet)%src_2nd_counts(nuc_index)      = f5tally(idet)%src_2nd_counts(
        nuc_index) +1
453     f5tally(idet)%src_2nd_values(nuc_index)      = f5tally(idet)%src_2nd_values(
        nuc_index) +t
454     f5tally(idet)%src_2nd_square_values(nuc_index) = f5tally(idet)%src_2nd_square_values
        (nuc_index) +t**2
455 endif
456
457
458
459 n_per_tal = num_called/num_detector
460 ! 設定した回数の1/10で 一応生存中ということを出力する。 dump間隔が10以下なら何も出力しな
        い
461 ! mod(n_per_tal, sub_interval)だと dump_intervalに到達すると、num_detector回呼ばれてしま
        う。
462 if ( mod(n_per_tal, sub_interval) == 0 ) then           ! sub_intervalに到達したら
463     ! n_per_tal は num_calledが N*num_detector+1, +2, ... +(num_detector-1) まで同じなの
        で sub_interval丁度の時のみに絞る
464     if( mod(num_called, num_detector) .eq. 0 ) then
465         call date_and_time(date, time, zone, timevalues)
466         if( mod(n_per_tal, dump_interval) == 0 )then
467             write(6,"(A4,I3, A6,A15, I14,A2, I4,A1, I2,A1, I2,A1, I2,A1, I2,A1, I2 )") &
468                 "RANK",myrank,"DUMP", &
469                 " current event=",n_per_tal," @",timevalues(1)," ", &
470                 timevalues(2),"/",timevalues(3)," ",timevalues(5),":",timevalues(6),":",
                    timevalues(7)
471         else

```

```

472     tmpint = n_per_tal/(sub_interval)/10
473     tmpint2 = mod(n_per_tal/(sub_interval),10)
474     write(6,"(A4,I3,I4,A1,I1,A15, I14,A2, I4,A1, I2,A1, I2,A1, I2,A1, I2,A1, I2 )")
         &
475     "RANK",myrank,tmpint,".",tmpint2,&
476     " current event=",n_per_tal," @",timevalues(1)," ", &
477     timevalues(2),"/",timevalues(3)," ",timevalues(5),":",timevalues(6),":",
         timevalues(7)
478     endif
479     endif
480 endif
481
482
483
484 ! 設定した回数ごとにダンプ関数を呼ぶ
485 if( mod(n_per_tal, dump_interval) == 0 ) then
486
487 !   integer(i8knd)                ::num_groups      ! 群数
488 !   integer(i8knd)                ::num_nucs       ! 対象核種数
489 !   real(dknd), dimension(:),      allocatable     ::cosines        ! μ群構造
490 !   integer(i8knd), dimension(:),  allocatable     ::nuc_names      ! 対象核種ZAIDリス
         ト
491 !   integer(i8knd) dimension(:,:), allocatable     ::counts        ! 核種・コサイン
         ごとの計数回数
492 !   real(dknd), dimension(:,:),    allocatable     ::values         ! 群ごとの計数値
493 !   real(dknd), dimension(:,:),    allocatable     ::square_values  ! 誤差算出用の群ご
         との二乗計数値
494
495 ! write(6,*)"nuc="(f5tally(1)%nuc_names),"end"
496
497     do i=1, num_detector
498         call tally_dump_cpp( nps,                &
499             filename(i),                        &
500             FNAME_LEN,                          &
501             n_per_tal,                          &
502             f5tally(i)%num_groups,              &
503             f5tally(i)%num_nucs,                &
504             f5tally(i)%cosines,                 &
505             f5tally(i)%nuc_names,               &
506             f5tally(i)%counts,                  &
507             f5tally(i)%values,                  &
508             f5tally(i)%square_values,           &
509             f5tally(i)%src_counts,              &
510             f5tally(i)%src_values,              &
511             f5tally(i)%src_square_values,       &
512             f5tally(i)%src_2nd_counts,         &
513             f5tally(i)%src_2nd_values,         &
514             f5tally(i)%src_2nd_square_values   &
515             )
516     enddo
517 !     write(6,*)"End dump"
518 endif
519
520
521
522 !
523 ! print a warning the first time this dummy tallyx is called.
524 if(jtlx == 0)call errprn(1,jtlx,0,zero,zero,' ',' ',&
525     & 'a tallyx subroutine is ordinarily needed with fu cards.')
526 !
527
528
529     return
530 end subroutine tallyx

```

リスト 6: tallyx_dump_cpp.cpp

```

1
2 #include <iostream>
3 #include <string>
4 #include <vector>
5 #include <fstream>
6 #include <iomanip>
7 #include <sstream>
8 #include <cmath>
9 #include <cstdlib>
10 #include <numeric>
11 #include <limits>
12 #include <map>
13
14 #ifdef MCNP_MPI
15     #include <mpi.h>
16 #else
17 // PVM版は未実装
18 #endif
19
20 // Fortranから受け取る変数のFortranでの型
21 //! integer :: num_groups ! 群数
22 //! integer :: num_nucs ! 対象核種数
23 //! real(dknd), dimension(:), allocatable :: cosines ! μ群構造
24 //! integer, dimension(:), allocatable :: nuc_names ! 対象核種ZAIDリスト
25 //! real(dknd), dimension(:,,:), allocatable :: values ! 群ごとの計数値
26 //! real(dknd), dimension(:,,:), allocatable :: square_values ! 誤差算出用の群ごとの二
    乗計数値
27
28 using namespace std;
29
30 const double PI = 6*asin( 0.5 );
31 const int DW=11; // 標準データ幅
32 const int DW2=8; // 狭いデータ幅
33 const int DP=3; // 標準データ精度
34 const int DP2=2; // 短いデータ精度
35 const string SP2=" ";
36
37
38 #define COS_FORMAT scientific <<setw(DW) << setprecision(DP) << showpos
39 #define THETA_FORMAT fixed <<setw(DW2) << setprecision(DP2) << noshowpos <<
    showpoint
40 #define DATA_FORMAT scientific <<setw(DW) << setprecision(DP) << noshowpos
41 #define FSD_FORMAT fixed <<setw(DW) << setprecision(DP2+1) << noshowpos <<
    showpoint
42
43 inline string SPACE( const unsigned int& num)
44 {
45     return string(num, ' ');
46 }
47
48 // 任意の型をstring型に変換
49 template <class T>
50 string AtoS( const T& any_data )
51 {
52     stringstream ss;
53     ss<<any_data;
54     return ss.str();
55 }
56
57 // 任意の型をstring型に変換する。文字数、埋まらなかった場合の充填文字を指定できる。
58 template <class T>
59 string AtoS( const T& any_data, const int width, const char fill_char )

```

```

60 {
61     stringstream ss;
62     ss << setw(width) << setfill(fill_char) << any_data;
63     return ss.str();
64 }
65
66 // Fortranの文字列をC++のstd::stringへ変換する
67 string Fchar_to_CPPstr( const char* fstr, int len )
68 {
69     char *fname_C = new char[len];
70     for( unsigned int i=0; i< len; i++)
71     {
72         fname_C[i]=fstr[i];
73     }
74     fname_C[len] = '\0';
75     std::string retStr = std::string(fname_C);
76     delete fname_C;
77     return retStr;
78 }
79
80 // vector要素の和を取る。
81 template <class T>
82 T get_add_vec( const vector<T>& svec )
83 {
84     T tmp=T(0);
85     for( unsigned int i=0; i<svec.size(); i++)
86     {
87         tmp += svec[i];
88     }
89
90     return tmp;
91 }
92
93 /*!
94 * vector<vector<double> svec[i][j]
95 * のiについての和をとった1次元ベクトルを返す。
96 */
97 template <class T>
98 vector<T> get_add_1st_vec( const vector< vector<T> >& svec )
99 {
100     vector<T> retvec;
101     for( unsigned int j=0; j<svec.at(0).size(); j++)
102     {
103         T sum=T(0);
104
105         for( unsigned int i=0; i<svec.size(); i++)
106         {
107             if( svec.at(i).size() != svec.at(0).size() )
108             {
109                 cerr<<"ERROR! size of vectors are not homogenous!"<<endl;
110                 abort();
111             }
112             sum += svec.at(i).at(j);
113         }
114         retvec.push_back(sum);
115     }
116     return retvec;
117 }
118
119
120
121 /*!
122 * vector<vector<double> svec[i][j]
123 * のjについての和をとった1次元ベクトルを返す。
124 */

```

```

125 vector<double> get_add_2nd_vec( const vector< vector<double> >& svec )
126 {
127     vector<double> retvec;
128     double sum=0;
129     for( unsigned int i=0; svec.size(); i++)
130     {
131         retvec.push_back( accumulate( svec.at(i).begin(), svec.at(i).end(),0.0 ) );
132     }
133     return retvec;
134 }
135
136
137 inline double calc_FSD( const double& val, const double& sq_val, const long int& cts )
138 {
139     if( cts == 0 || abs(val) <= 1/numeric_limits<double>::max() )
140     {
141         return 0.0;
142     }
143     else if ( cts == 1 )
144     {
145         return 1.0;
146     }
147     else
148     {
149         double sqrt_arg = sq_val/(val*val) - 1.0/static_cast<double>(cts) ;
150
151         if( sqrt_arg < 0 )
152         {
153             return 0;
154         }
155         else
156         {
157
158             return sqrt( sqrt_arg ); // 標本分散によるFSD
159         }
160     }
161 }
162
163
164 // !注意
165 // ここは機種依存するので注意。Fortran側がオプションでinteger(i8knd)を何ビットとしている
166 // か、と
167 // C++側でlong int が何ビットか、が一致しないとうまく動かない。
168 // ただし、結局intelコンパイラの場合mcnpは -i8ですべて64bit整数になっている場合がほとん
169 // どで、
170 // 64bit整数が使える環境では、long int はほぼ確実に64bit。
171 typedef long int INT_Fi8;
172
173 extern "C"{
174 void tally_dump_cpp_(
175     const INT_Fi8* nps_F, // NPS
176     const char* fname_F, // 保存ファイル名
177     const INT_Fi8* fname_len_F, // ファイル名の長さ
178     const INT_Fi8* num_events_F, // 記録するイベントが起きた回数=
179     // tallyxが呼ばれた回数
180     const INT_Fi8* num_groups_F, // コサイン群数
181     const INT_Fi8* num_nucs_F, // 核種数
182     const double* cosines_F, // コサイン群構造(境界値)
183     const INT_Fi8* nuc_names_F, // 対象核種リスト
184     const INT_Fi8* counts_F, // 核種・ピンごとのカウント数(イベン
185     // ト)
186     const double* values_F, // 計数值
187     const double* square_values_F, // 二乗計数值

```

```

186         const double*   sens_F,                // 計数值
187         const double*   square_sens_F,         // 二乗計数值
188         const INT_Fi8*  src_counts_F,         // 線源からの直接寄与カウント
189         const double*   src_values_F,         // 線源からの直接寄与
190         const double*   src_square_values_F,   // 線源からの直接寄与二乗値
191         const INT_Fi8*  src_2nd_counts_F,     // 二次線源からの直接寄与カウント
192         const double*   src_2nd_values_F,     // 二次線源からの直接寄与値
193         const double*   src_2nd_square_values_F // 二次線源からの直接寄与二乗値
194     )
195 {
196     // ##### 引数値の確認
197     // cout<<"##### Enter CPP dump routine #####"<<endl;
198     // cout<<"Number of histry ="<<*nps_F<<endl;
199     // cout<<"Number of filename chars="<<*fname_len_F<<endl;
200     // cout<<"Save filename =\"<<*fname_F;
201     // for( unsigned int i=1; i<*fname_len_F; i++)
202     // {
203     //     cout<<*(fname_F+i);
204     // }
205     // cout<<"\"<<endl;
206     // cout<<"Number of tallyx events ="<<*num_events_F<<endl;
207     // cout<<"Number of cosine groups ="<<*num_groups_F<<endl;
208     // cout<<"Cosine bounds ="<<*cosines_F;
209     // for( unsigned int i=1; i<*num_groups_F+1; i++)
210     // {
211     //     cout<<" " <<*(cosines_F+i);
212     // }
213     // cout<<endl;
214     //
215     // cout<<"Number of target nuclides ="<<*num_nucs_F<<endl;
216     // cout<<"Target nuclides ="<<*nuc_names_F;
217     // for( unsigned int i=1; i<*num_nucs_F; i++)
218     // {
219     //     cout<<" " <<*(nuc_names_F+i);
220     // }
221     // cout<<endl;
222
223
224
225     // ##### FORTRAN ルーチンからの変数受け渡し
226     // #####
227     long int num_particles = *nps_F;                // NPSの受け渡し
228     string  filename      = Fchar_to_CPPstr( fname_F, *fname_len_F ); // ファイル名の
229     // 受け渡し。 Fortran文字列には終端処理が必要。
230     long int num_events   = *num_events_F;         // イベント数の
231     // 受け渡し
232     int     num_groups    = *num_groups_F;         // コサイン群数
233     // の受け渡し
234
235     // コサイン群構造の受け渡し
236     vector<double> cos_bounds; //! コサインビン境界値
237     for( int i=0; i<num_groups+1; i++) // cos_boundsは境界値なので群数+1個の成分
238     {
239         cos_bounds.push_back(cosines_F[i]);
240     }
241
242     // 核種リストの受け渡し
243     vector<string> ZAIDs; //! 核種リストvector
244     for( int i=0; i<*num_nucs_F; i++)
245     {
246         ZAIDs.push_back( AtoS( nuc_names_F[i] ) );
247         // cout<<"i="<<i<<" " <<nuc_c="<<*(nucs_c+i)<<endl;
248     }
249     ZAIDs.push_back("others");
250

```

```

247 // 計数値二次元配列からのコピー。fortranとC++で並び順に注意。
248 // fortran の A(nuc,cos)配列はメモリ上では
249 // A(nuc1,cos1), A(nuc2, cos1) . . . の順に並んでいるので、核種ループを先に回す必要が
    ある。
250 vector<vector<long int> >counts      ( ZAIDs.size(), vector<long int>(cos_bounds.size
    (-1, 0) )); //! 核・μ別イベント数
251 vector<vector<double> >values      ( ZAIDs.size(), vector<double>(cos_bounds.size
    (-1, 0.0) )); //! 計数値vector
252 vector<vector<double> >square_values( ZAIDs.size(), vector<double>(cos_bounds.size
    (-1, 0.0) )); //! 二乗計数値vector
253 vector<vector<double> >sens        ( ZAIDs.size(), vector<double>(cos_bounds.size
    (-1, 0.0) )); //! 計数値vector
254 vector<vector<double> >square_sens ( ZAIDs.size(), vector<double>(cos_bounds.size
    (-1, 0.0) )); //! 二乗計数値vector

255
256 for( int j=0; j<cos_bounds.size()-1; j++)// コサインループ
257 {
258     for( int i=0; i<ZAIDs.size(); i++) //核種ループ
259     {
260         counts.at(i).at(j)          = *counts_F;
261         values.at(i).at(j)          = *values_F;
262         square_values.at(i).at(j)   = *square_values_F;
263         sens.at(i).at(j)            = *sens_F;
264         square_sens.at(i).at(j)     = *square_sens_F;
265         counts_F++;
266         values_F++;
267         square_values_F++;
268     }
269 }

270
271 // 線源・二次線源の直接寄与はコサイン群別していないので1次元配列orスカラ。
272 // 線源の直接寄与を受け渡し
273 long int src_counts      = *src_counts_F;
274 double src_values       = *src_values_F;
275 double src_square_values = *src_square_values_F;
276
277 vector<long int>  src_2nd_counts( ZAIDs.size() );
278 vector<double>   src_2nd_values( ZAIDs.size() ), src_2nd_square_values( ZAIDs.size()
    );
279 for( int i=0; i<ZAIDs.size(); i++)
280 {
281     // 二次線源の直接寄与を受け渡し
282     src_2nd_counts.at(i)      = *src_2nd_counts_F;
283     src_2nd_values.at(i)      = *src_2nd_values_F;
284     src_2nd_square_values.at(i) = *src_2nd_square_values_F;
285
286     // 配列なのでインクリメント
287     src_2nd_counts_F++;
288     src_2nd_values_F++;
289     src_2nd_square_values_F++;
290 }

291
292 // total値の算出して末尾に追加する。
293 ZAIDs.push_back("total");
294 counts.push_back      ( get_add_1st_vec(counts      ) );
295 values.push_back      ( get_add_1st_vec(values      ) );
296 square_values.push_back( get_add_1st_vec(square_values) );
297 sens.push_back        ( get_add_1st_vec(sens        ) );
298 square_sens.push_back( get_add_1st_vec(square_sens) );
299 src_2nd_counts.push_back( get_add_vec( src_2nd_counts ) );
300 src_2nd_values.push_back( get_add_vec( src_2nd_values ) );
301 src_2nd_square_values.push_back( get_add_vec( src_2nd_square_values ) );
302 double total_value = get_add_vec(get_add_1st_vec(values)); // 計数値の合計。つまり普
    通のF5タリー集計
303 // ##### FORTRANからの変数受け渡し終わり。#####

```



```

304
305
306
307
308
309 // #####ここから合算・出力開始
310 int myrank = 0;
311 #ifdef MCNP_MPI
312 myrank = MPI::COMM_WORLD.Get_rank();
313 #else
314 // PVM版はどうせ動かない。
315 // #ifdef PVM
316 // myrank=pvm_mytid();
317 // #endif
318 #endif
319
320 filename = filename.substr(0,filename.size()-3) + AtoS(myrank,3,'0'); // ファイル名に
    MPIのmyrankを付加
321 /* 複数point detectorがあるばあい、複数ファイルに書きこむことになるので、
322 * 単に静的変数を使って
323 * static int num_called=0; // このルーチンの呼び出し回数
324 * num_called++; // 呼びだされたら回数を+1する
325 * ではだめ。
326 * このルーチンが呼ばれた回数を保存するために
327 * filenameをキーにしたmapを使う (myrankをキーにしても良い)
328 */
329 static map<string, long int> num_called_map;
330 map<string,long int>::iterator it = num_called_map.find( filename );
331 if( it == num_called_map.end() )
332 {
333 // filenameが一度も登録されていない場合。はfilename と 1 のペアを挿入
334 num_called_map.insert( pair<string, long int>( filename, 1 ) );
335 }
336 else
337 {
338 it->second = it->second + 1;
339 }
340
341 // ここから出力開始。
342 /*
343 * 以後使う変数
344 *
345 * string filename : 出力ファイル名
346 * vector<double> cos_bounds : コサインビン境界 群数+1個
347 * vector<double> ZAIDs : ZAIDリスト 対象核数+2個
348 * vector<vector<double> valuess[nuc][cos] : 計数值 核種数×群数個
349 * vector<vector<double> square_values[nuc][cos] : 二乗計数值 核種数×群数個
350 * vector<vector<double> sens[nuc][cos] : 感度 核種数×群数個
351 * vector<vector<double> square_sens[nuc][cos] : 二乗感度値 核種数×群数個
352 * long int num_events : タリーイベント数
353 *
354 *
355 */
356
357 ofstream ofs;
358
359 // 最初の一回目のみの入力内容反復
360 if( num_called_map[filename] == 1 ){
361 ofs.open( filename.c_str(), ios::trunc ); //一回目のファイルオープンは置き換えで。
362 ofs<<"# Caution! cos  $\theta$  と  $\theta$  はビン群上限値。 target等は  $\Delta \theta$  で規格化しては「いけない」
    "<<endl;
363 //最初だけ入力内容をエコーバックする。
364 ofs<<"#<<"##### Tally dump routine #####<<endl;
365 ofs<<"#<<" Filename="<<filename<<endl;
366 ofs<<"#<<" Dump interval (tallyx call) every ="<<num_events<<endl;

```

```

367     ofs<<"#<<" Number of cosine groups ="<<cos_bounds.size()-1<<endl;
368     ofs<<"#<<" Number of target nuclides ="<<ZAIDs.size()-2<<endl;
369     ofs<<"#<<" List of output ZAIDS =";
370     for( unsigned int i=0; i<ZAIDs.size()-2; i++){
371         ofs<<ZAIDs.at(i) <<SP2;
372     }ofs<<endl;
373     ofs<<"#<<"##### END Tally dump config #####<<endl;
374 }
375 else
376 {
377     ofs.open( filename.c_str(), ios::app ); //二回目以降のファイルオープン は追記モード
378     // で。
379
380
381
382
383 // ここから出力開始
384 ofs.setf(ios::left);
385 //コメント行1
386 ofs<<"#<<endl;
387 ofs<<"# DUMP at number of events ="<<num_events<< ", NPS="<<num_particles<<endl;
388
389 //コメント行2
390 ofs<<"#<<setw(DW-1)<<"  NUCLIDE"<<SPACE(DW);
391 for( unsigned int i=0; i<ZAIDs.size();i++)
392 {
393     ofs<<setw(DW*4+SP2.size())<<ZAIDs.at(i);
394 }
395 ofs<<endl;
396
397 //コメント行3
398 ofs<<setw(DW)<<"#cos_lower"<<setw(DW)<<"cos_upper";
399 for( unsigned int i=0; i<ZAIDs.size(); i++)
400 {
401     ofs<<setw(DW)<<"values"<<setw(DW)<<"val/mu"<<setw(DW)<<"absErr/mu"<<setw(DW)<<"FSD"
402         <<SP2;
403 }
404 ofs<<endl;
405
406 /* 出力データ形式まとめ
407 *  $\mu$  : 指数、幅11、精度3、符号常に表示
408 *  $\theta$  : 固定、幅8、精度2、符合なし
409 * データ: 指数、幅11、精度3、符合なし
410 * 核種間区切り: 空白2
411 * DW=11 DP=3
412 * DW2=8 DP2=2
413 */
414 //ここから出力開始
415 // 基本的にデータは左寄せで、  まず一行目は群下限とゼロデータ。
416
417 vector<double> val_totals( ZAIDs.size(), 0.0 );
418 vector<double> cts_totals( ZAIDs.size(), 0.0 );
419 vector<double> sqval_totals( ZAIDs.size(), 0.0 );
420 // 実質データ行開始。
421 for( unsigned int imyu=0; imyu<cos_bounds.size()-1; imyu++)
422 {
423     ofs<<COS_FORMAT << cos_bounds.at(imyu );
424     ofs<<COS_FORMAT << cos_bounds.at(imyu+1);
425     for( unsigned int nuc=0; nuc<ZAIDs.size(); nuc++)
426     {
427 //         double val = values.at(nuc).at(imyu);
428 //         double sq_val = square_values.at(nuc).at(imyu);
429         double val = values.at(nuc).at(imyu);

```

```

430     double   sq_val = square_values.at(nuc).at(imyu);
431 //     double   val   = sens.at(nuc).at(imyu)/total_value;
432 //     double   sq_val = square_sens.at(nuc).at(imyu)/total_value;
433     long int  cts    = counts.at(nuc).at(imyu);
434     double   fsd    = calc_FSD(val, sq_val, cts );
435
436     // // 線源で発生ウェイトを調整していないこと前提。
437     ofs<<DATA_FORMAT << val/static_cast<double>(num_particles);           //群計
        数値
438     ofs<<DATA_FORMAT << val/( cos_bounds.at(imyu+1)-cos_bounds.at(imyu) )/static_cast<
        double>(num_particles);           // 群幅で規格化した計数值
439     ofs<<DATA_FORMAT << val/( cos_bounds.at(imyu+1)-cos_bounds.at(imyu) )*fsd; // ↑の
        統計誤差
440     ofs<<FSD_FORMAT << fsd;
441     ofs<<SP2;
442
443     val_totals.at(nuc) += val;
444     cts_totals.at(nuc) += cts;
445     sqval_totals.at(nuc) += sq_val;
446 }
447     ofs<<endl;
448 }
449
450 // 群合計
451 ofs<<COS_FORMAT<<"# TOTAL " <<COS_FORMAT<<" ";
452 for( unsigned int nuc=0; nuc<ZAIDs.size(); nuc++)
453 {
454     ofs<<DATA_FORMAT << val_totals.at(nuc);
455     ofs<<DATA_FORMAT <<" ";
456     ofs<<DATA_FORMAT <<" ";
457     ofs<<FSD_FORMAT << calc_FSD( val_totals.at(nuc), sqval_totals.at(nuc), cts_totals.
        at(nuc) );
458     ofs<<SP2;
459 }
460 ofs<<endl;
461
462 // 二次線源からの直接寄与
463 ofs<<COS_FORMAT<<"# 2ND.SRC" <<COS_FORMAT<<" CONTRIB";
464 for( unsigned int nuc=0; nuc<ZAIDs.size(); nuc++)
465 {
466     ofs<<DATA_FORMAT << src_2nd_values.at(nuc);
467     ofs<<DATA_FORMAT <<" ";
468     ofs<<DATA_FORMAT <<" ";
469     ofs<<FSD_FORMAT << calc_FSD(src_2nd_values.at(nuc), src_2nd_square_values.at(nuc),
        src_2nd_counts.at(nuc) );
470     ofs<<SP2;
471 }
472 ofs<<endl;
473
474 // 一次線源からの直接寄与
475 ofs<<COS_FORMAT<<"# PRI.SRC" <<COS_FORMAT<<" CONTRIB";
476 // 一次線源からの寄与は核種別に分けられないので飛ばす(空白出力)。
477 for( unsigned int nuc=0; nuc<ZAIDs.size()-1; nuc++)
478 {
479     ofs<<DATA_FORMAT <<" "; ofs<<DATA_FORMAT <<" "; ofs<<DATA_FORMAT <<" ";
480     ofs<<FSD_FORMAT <<" "; ofs<<SP2;
481 }
482 ofs<<DATA_FORMAT << src_values;
483 ofs<<DATA_FORMAT <<" ";
484 ofs<<DATA_FORMAT <<" ";
485 ofs<<FSD_FORMAT << calc_FSD(src_values, src_square_values, src_counts );
486 ofs<<SP2;
487 ofs<<endl;
488 ofs.close();
489 }

```

```
490  
491 }// extern "C" 終わり。
```