平成２０年度

九州大学大学院 総合理工学府

先端エネルギー理工学専攻

修 士 論 文

論文名

重陽子入射による厚い標的からの中性子生成量の計算

氏　名　　本岡親英

指導教員名　　渡辺幸信 准教授

目次

1. 序論 1
1.1 研究背景 1
1.2 研究目的 4
2. 重陽子入射核反応の分類 5
2.1 重陽子原子核反応 5
2.2 (d,n)核反応機構 9
2.3 反応エネルギーQ 値 9
2.4 断面積と核データ 11
2.4.1 断面積 11
2.4.2 核データ 11
3. TTY 計算方法 13
3.1 TTY 計算式 13
3.2 DDX 計算 14
3.2.1 TALYS コード 14
3.2.2 Serber モデル 15
4. 解析に使用した実験データ 19
4.1 TTY 実験データ 19
4.2 放射化断面積実験データ 21
5. 計算結果と考察 23
5.1 TTY 計算結果 23
5.2 An-Cai ポテンシャルを用いた TTY 計算結果 33
5.3 エネルギー微分断面積の計算 42
5.4 TALYS コードと Serber モデルの角度分布の考察 46
5.5 Serber モデル角度分布における標的核の質量数依存性 47
5.6 放射化断面積計算結果 53
6. 結論 59
6.1 まとめ 59
6.2 今後の研究課題 59
謝辞 60
[参考文献] 61

1.　序論

1.1　研究背景

加速器技術の発達により、加速器の使用は核物理だけでなく、材料科学・医療・放射線生物学・環境科学等、多岐にわたる分野に拡張されている。近年注目されている加速器中性子源に、重陽子入射加速器を利用した中性子源（数十 MeV 以下の中性子生成）がある。この中性子源は、国際核融合材料照射施設 IFMIF[1]における核融合炉材料健全性試験評価、悪性腫瘍のホウ素中性子捕捉療法[2]（BNCT：Boron Neutron Capture Therapy）、RI（Radioactive Isotope）製造など、中性子反応断面積の測定や生体・物質への中性子照射に使用される中性子源として、様々な中性子応用分野での活躍が期待されている。加速器中性子源施設の設計においては、核反応における知見である”核反応断面積データ”が必要不可欠である。重陽子加速器中性子源の設計においては重陽子の核データが必要であるが、重陽子に対して広い質量数範囲にわたる評価済み核データは殆どないのが現状であり、IFMIF 設計のために Li 標的に関する予備的なものが整備されている[3]程度である。IAEA 核データセクションにおいて、ITER や IFMIF を対象とした国際標準核融合核データファイルである FENDL の拡張作業が 2008 年から開始されており[4]、重陽子入射反応についての核データもデータベース化される予定である。

重陽子入射加速器では中性子源となる標的だけでなく、加速管やビームダンプといった加速器本体に重陽子ビームが当たった際の相互作用によっても中性子が生成されうる。Fig.1-1 に重陽子入射加速器内部における(d,n)反応の概略図を示す。加速器本体との相互作用においては、放射化した材料がγ線を生じる可能性があるため、材料放射化量の推定も重要になってくる。放射線安全管理・遮蔽設計の観点から、加速器構造材元素(Al、Fe、Ta 等)との重陽子反応データが必要になる。データは広いエネルギー範囲及び広い角度範囲にわたって必要であるが、核データファイルは不十分であり、広いエネルギー範囲の二次中性子に関する実験データも非常に少ない。また MCNP や PHITS を使用した輸送計算によるシミュレーションでもうまく重陽子入射実験結果を再現できていない

現状がある。Fig.1-2 に MCNPX で LA150 を用いた(p,xn)反応の計算結果[5]を示す。Fig.1-3 に汎用粒子・重イオン輸送計算コード PHITS [6]を使用したシミュレーション結果と実験結果の比較を示す。Fig.1-2 は鉄標的における(p,xn)反応の比較(入射エネルギー70MeV)、Fig.1-3 は鉄標的における(d,n)反応の比較(入射エネルギー40MeV)である。実験結果はどちらも東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターでの糸賀らによる実験データ[7]を使用している。PHITS は核反応モデル計算ルーチンを内蔵しており、Fig.1-3 のシミュレーションには重イオン入射反応でよい結果を示す核反応モデルである QMD(Quantum Molecular Dynamics)[8]を使用している。両比較結果を見ると(p,xn)反応のスペクトルはなだらかで MCNPX が実験結果をよく再現できているのに対し、(d,n)反応のスペクトルには E_n = 20MeV 付近にバンプ構造があり、PHITS 計算結果はそれを再現できていない。このバンプ構造は、重陽子が陽子と中性子が緩く結合した最小の原子核であるという特殊性から、入射エネルギーが高くなるとストリッピング反応(stripping 反応)や分解反応(break up 反応)によって中性子を放出する特質を持つことに起因する（詳細は 2 章で述べる）。これらの反応過程では特に前方に強く中性子が放出されることが知られているが、現在のところ重陽子の特徴であるバンプ構造をうまく再現できる計算手法は十分に確立されておらず、核融合や IFMIF の課題である重陽子入射による中性子生成量を推定する方法を検討する必要がある。

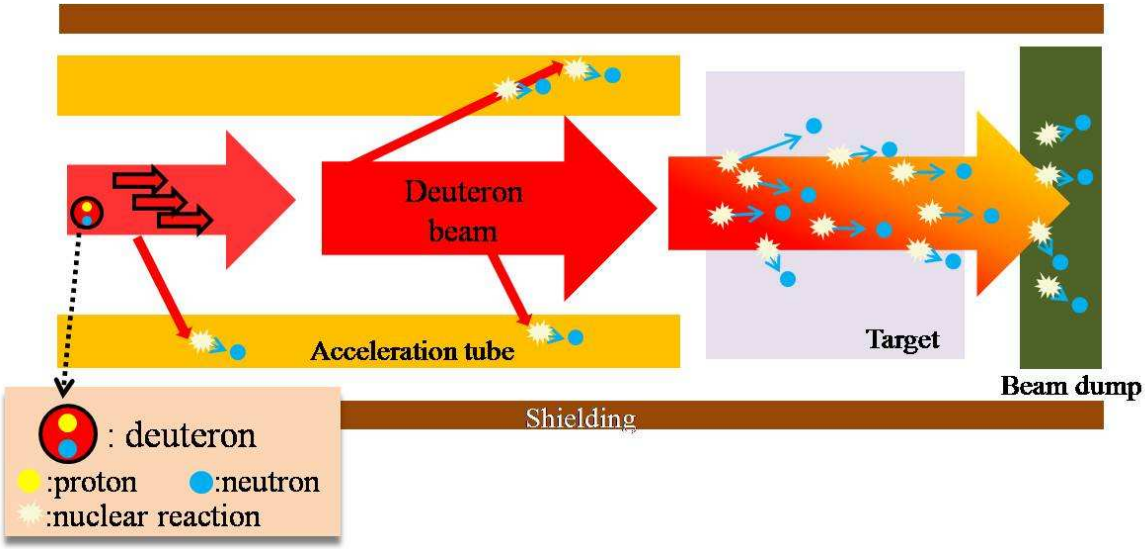


Fig.1-1　重陽子入射加速器内部における(d,n)反応の概略図

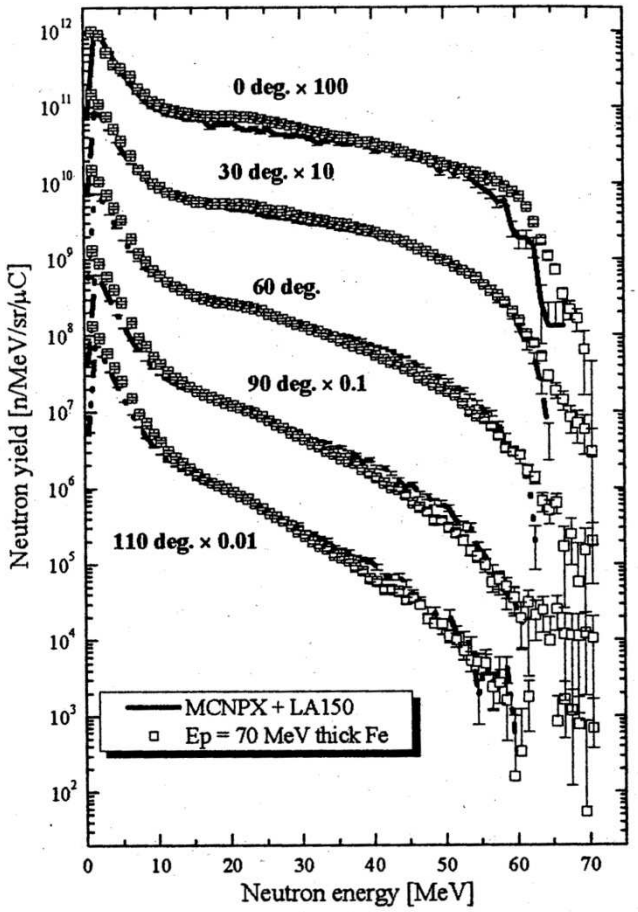


Fig.1-2　(p,xn)反応の実験結果と MCNPX 計算(LA150 使用)結果の比較図
(文献[5]より転載)

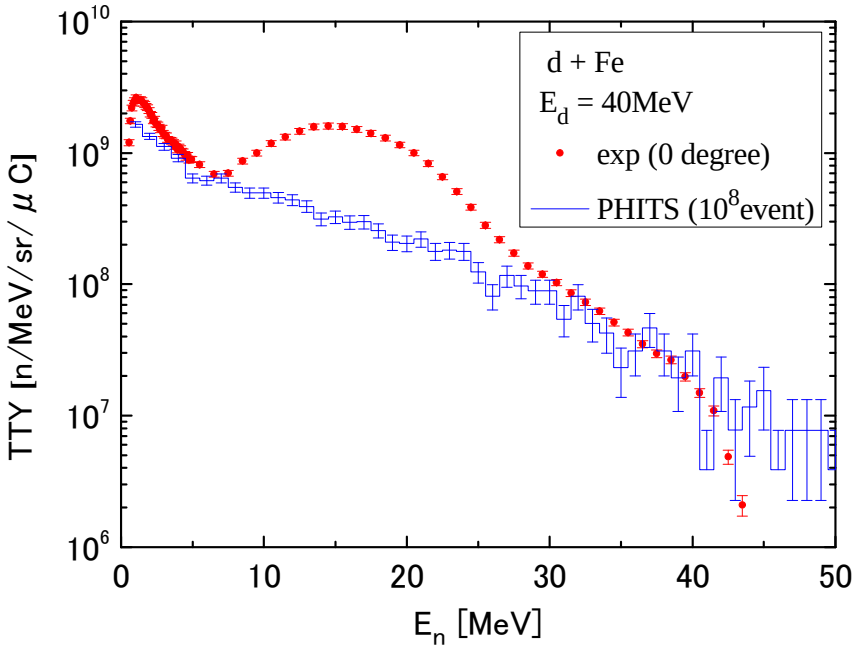


Fig.1-3　(d,n)反応の実験結果と PHITS シミュレーション結果比較図

1.2　研究目的

放射線安全設計の観点から中性子源(標的)で発生する中性子量だけでなく、重陽子ビームが加速管やビームダンプに当たって発生する中性子量についても精度良く予測する必要がある。生成中性子量の推定には、物質中での重陽子輸送を止まるまで追跡し、その間に生成する全中性子を考慮しなければならない。即ち、入射エネルギーからゼロエネルギーまでの断面積データが要求されるが、利用可能な中性子生成断面積データは殆どない。一方、飛程よりも長い“厚い標的”に対する TTY(Thick Target Yields)の実験データは幾つか入手可能である。これは、重陽子入射中性子生成に引き続いて行う中性子輸送計算のソース項として必要となる物理量である。

そこで、本研究では、重陽子入射による厚い標的からの二重微分 TTY を推定するため、重陽子入射核反応計算手法の検討や簡易 TTY 計算手法の開発を目的としている。対象標的は構造材の代表である Al、Fe、Ta とする。加えて、2008 年 9 月に九州大学タンデム加速器を使用して行った、9MeV 重陽子入射による中性子収量測定のための予備実験の結果を計算値と比較する(本測定は 2009 年度の予定)。また、放射化断面積の実験値と計算値との比較も行う。

2.　重陽子入射核反応の分類

2.1　重陽子原子核反応

重陽子は原子核と衝突することで、原子核との相互作用をする。入射エネルギーによっては複数回核反応が起こりうる。重陽子と原子核の相互作用について以下に述べる[9][10]。重陽子入射反応は散乱と反応に分類できる。

1) 散乱

散乱には弾性散乱と非弾性散乱がある。

＜弾性散乱 Elastic Scattering＞

この過程では、重陽子はほとんどの場合基底状態にある原子核と衝突する。その結果、重陽子は散乱され、衝突後の原子核は基底状態のまま留まる。つまり弾性散乱とは衝突前後でエネルギーが不変の散乱のことである。

＜非弾性散乱 Inelastic Scattering＞

この過程は弾性散乱とほぼ同じであるが、重陽子衝突後の原子核が励起状態となる点で異なる。つまり非弾性散乱とは衝突前後でエネルギーが変化し、衝突する原子核にエネルギーが与えられる散乱のことである。励起した原子核は γ 線を出して崩壊する。

2) 反応

重陽子入射による中性子生成反応には、ストリッピング反応、分解反応、吸収反応、核分裂、核融合がある。

重陽子の特徴的な反応であるストリッピング反応や分解反応は、重陽子が陽子と中性子が 2.225MeV に結合エネルギーで緩く結合した最小の原子核であることに起因する。結合エネルギーが高くないことから、重陽子内の陽子と中性子は緩く結合しており、陽子と中性子は殆どの時間を互いの相互作用の影響範囲外で過ごすことになる。運動エネルギーが重陽子の結合エネルギーよりも大きければ、重陽子と標的核の衝突時間は、重陽子内の陽子と中性子の相対運動

の時間と比較して短くなるために、衝突の瞬間に標的核の核力の領域にあった核子が標的核に捕らえられ、他方の核子は核力の領域外を素通りしていく、あるいは核力やクーロン力の影響により重陽子が崩壊して陽子と中性子を放出する。この時放出される核子の角度分布は、重陽子の重心運動の運動量と重陽子内部の運動量の和で決定され、前方で高くなる傾向を持つ。ストリッピング反応ではぎとられた陽子とそのまま飛行を続ける中性子、もしくは分解反応により放出される陽子と中性子はそれぞれおよそ 1/2 の割合でエネルギーを持つ。

以上のことから、重陽子の入射エネルギーが高くなるとこれらの反応によって中性子を特に前方に強く放出し、入射エネルギーのおよそ半分のところでエネルギースペクトルのピークが見られる。

＜ストリッピング反応 Stripping reaction＞

重陽子が標的核の端をかすめて通る場合、衝突によって得られたエネルギーが陽子に移されれば重陽子から陽子がはぎとられ、中性子はそのまま標的と衝突せずに飛行を続ける。この、重陽子から陽子がはぎとられる反応をストリッピング反応という。ストリッピング反応は 1947 年に Serber が提唱した反応[11]であり、はぎとり反応と呼ばれることもある。Serber の理論に基づくストリッピング反応計算モデルを Serber モデルという。Serber モデルは重陽子半径(R_d)と標的核半径(R_A)の関係から、中性子が核内を相互作用せずに通過する“透明型”(transparent type)と中性子は必ず核外にいるという制限を課す“不透明型”(opaque type)に分類される。標的が小さい場合($R_A \ll R_d$)は透明型、標的が大きい場合($R_d \ll R_A$)は不透明型を使用する。

このストリッピング反応の結果、中性子が生じうる。Fig.2-1(a)にストリッピング反応の模式図を示す。

＜分解反応 Break up reaction＞

重陽子が標的原子核の核半径の 2～3 倍程度離れた距離を通過する場合、核力やクーロン力の影響により重陽子が崩壊し陽子と中性子に分解される。この反応を分解反応という。Fig.2-1(b)に分解反応の模式図を示す。

＜吸収反応 Absorption＞

重陽子自身が標的に吸収されて準安定的な過程に入った場合、準安定核内で核子が衝突を繰り返し、中性子に放出可能なエネルギーが溜まれば中性子が放出される。Fig.2-1(c)に吸収反応の模式図を示す。

＜核分裂 Fission＞

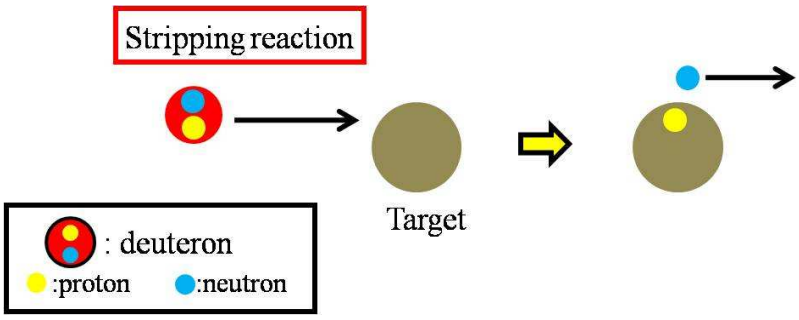
ウラン、トリウムなどの重い核は不安定であり中性子により核分裂を起こすため、重陽子入射によっても核分裂が起こりうる。1938 年、ドイツのオットー・ハーンによってウランの核分裂が発見されたときに照射されたのは重陽子ビームである。

＜核融合 Fusion＞

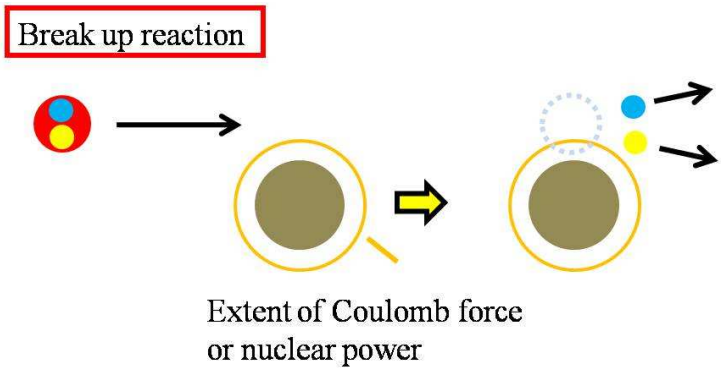
重陽子は核融合によっても中性子を放出しうる。現在実用化が見込まれている核融合炉は D-T 反応を使用したものであり、ITER においても D-T 反応による核融合が採択されている。

$$\mathrm{D} + \mathrm{T} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + \mathrm{n} \tag{2-1}$$

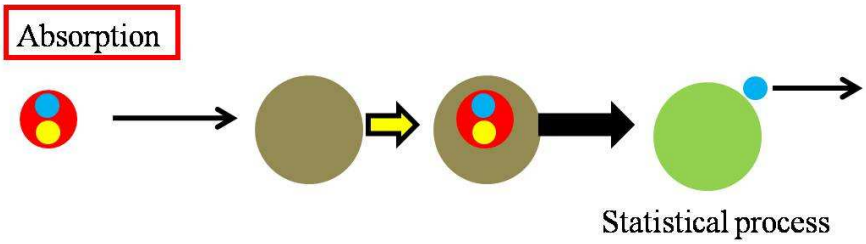
以上、重陽子入射による中性子生成反応としてストリッピング反応、分解反応、吸収、核分裂、核融合を挙げたが、加速器構造材である Al、Fe、Ta 等との反応で起こりうるのはストリッピング反応、分解反応、吸収である。とりわけストリッピング反応による中性子生成が多いと予想される。



(a) ストリッピング反応模式図



(b) 分解反応模式図



(c) 吸収反応模式図

Fig2-1. 重陽子入射による中性子生成反応

2.2　(d,n)核反応機構

原子核反応は非常に複雑であるが、入射エネルギーが非常に小さい時または非常に大きい時には適当な反応過程を仮定することで実験事実を説明できる。この両極端の模型を直接過程、複合核過程という[9]。

1)直接過程

入射エネルギーが大きい場合、重陽子は標的原子核と素早く相互作用を行って反応する。このような反応を直接過程による核反応という。素早く反応が起こるため、反応時間は短い（10^{-22}～10^{-20}sec）。前述したストリッピング反応や分解反応は直接反応の一形態である。

2)複合核過程

入射エネルギーが低い場合、重陽子は標的核表面に存在する少数の核子と強く作用しあって、そのエネルギーの大部分を核子に与えるものと考えられる。エネルギーの分配を受けた核子はさらに周囲の核子と作用し合ってそのエネルギーを分配する。このようにして入射重陽子のエネルギーは標的核全体に分散され、入射重陽子は核に捕らえられる。このような状態の核を複合核といい、複合核を作った後に崩壊が起こる過程を複合核過程という。複合核内からいずれかの粒子が放出され、核反応が終了するには一旦核内の核子に平均化されたエネルギーが衝突を繰り返し、1 つの核子に集中されなければならない。このようなことは偶然の機会を待たねばならないため、複合核の寿命は長い。これは反応時間が長いことと同義である(10^{-18}～10^{-16}sec)。ここで反応時間が長いというのは、典型的な核軌道周期は 2～3×10^{-22}[s]と比較して長い、という意味である。

3)前平衡過程

直接過程と複合核過程の中間の過程を前平衡過程という。

2.3　反応エネルギーQ 値

核反応後に放出、または吸収されるエネルギーを Q 値という。Q 値は反応前後の質量差に相当し、入射エネルギーに依らない。入射粒子を a、出射粒子を b、

標的核を X、残留核を Y として、Fig.2-1 のような X(a,b)Y 反応を考える。Q 値が既知であれば、運動量保存則より θ 方向に出射する粒子 b のエネルギーE_bが式(2-2)から算出される[12]。ここで M_i は各粒子の静止質量を、E_i は運動エネルギー(実験室系)を表している。Table2-1 に使用した Q 値最大値の一覧表を示す。

$$\sqrt{E_b} = \frac{\sqrt{M_a M_b E_a}}{M_Y + M_b}\cos\theta \pm \sqrt{\frac{M_a M_b M_Y}{(M_Y+M_b)^2}\cos^2\theta + \frac{M_Y}{M_Y+M_b}\left\{Q + E_a\left(1 - \frac{M_a}{M_Y}\right)\right\}} \qquad (2\text{-}2)$$

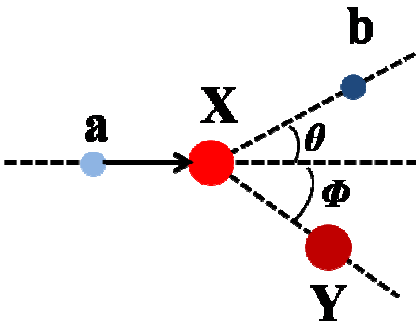


Fig.2-1　X(a,b)Y 反応模式図

Table.2-1 Q 値最大値一覧表

1000*Z+A	X	b	Y	Q [MeV]
3007	Li	n	^{8}Be	15.03
4009	Be	n	^{10}B	4.36
6012	C	n	^{13}N	-0.28
13027	Al	n	^{28}Si	9.36
26055	Fe	n	^{56}Co	3.62
26056	Fe	n	^{57}Co	3.80
26058	Fe	n	^{58}Co	5.14
29063	Cu	n	^{64}Zn	5.49
29065	Cu	n	^{66}Zn	6.70
73181	Ta	n	^{182}W	4.87

2.4　断面積と核データ

2.4.1 断面積

粒子が核と衝突して反応が起こる確率を断面積という。断面積データが重要なのは断面積が反応確率そのものだからである。

$$\sigma = \frac{\text{単位時間に核 1 個あたりに起こるイベント数[events/particles/sec]}}{\text{入射ビームのフラックス[particles/cm}^2\text{/sec]}} \tag{2-3}$$

σ は原子核 1 個当たりの断面積であり、微視的断面積と呼ばれる。単位距離当たりの断面積 Σ は巨視的断面積と呼ばれ、次式で表す。

$$\Sigma = N\sigma = \frac{\rho N_0}{A}\sigma \tag{2-4}$$

N：ターゲット原子核数 [particles/m^3]

N_0；アボガドロ数[particle/mol]

ρ：ターゲット原子密度[kg/m^3]

A：ターゲット質量[kg/mol]

衝突後、粒子が次の衝突をするまでに進む距離である平均自由行程 λ は Σ の逆数になる。

2.4.2 核データ

断面積、放射性同位元素から放出される放射線の種類やエネルギー、原子核の励起状態を表す核構造データを総称して核データと呼ぶ。これらの核データを収集・評価した物が核データファイルである。核データは基本的には実験値を基に決定される。しかし核データの測定は容易ではない。電荷を持たない中性子の発生や検出が容易でないことや、必要な全てのエネルギー領域における全ての核種の全反応を実験で追跡することは不可能なためである。また、測定した核データは即座に利用可能というわけではない。原子核反応実験は複雑な

プロセスを含むために、同じ核反応であっても測定者が異なることにより結果が違う、必要とされるエネルギーの実験データがない、といった問題が起こりうるからである。そこで、実験データに核物理の理論を用いた計算値や統計学を使用した推定値を加える等のことを行うことで最も真の値に近い値を推定し、必要とされる全てのエネルギー範囲の全ての物理量に一つの値を決定するという研究が重要になる。この核データの値を決定することを「核データの評価」といい評価された核データを「評価済み核データ」という[13]。評価済み核データファイルとしては日本（JAEA：Japan Atomic Energy Agency）の JENDL（Japanese Evaluated Nuclear Data Library）、アメリカ（BNL：Brookhaven National Lab）の ENDF（Evaluated Nuclear Data File）、ヨーロッパ（ NEA：The Nuclear Energy Agency）の JEFF（The Joint Evaluated Fission and Fusion General Purpose File）がある。ITER 計画の進行に伴い、IAEA（The International Atomic Energy Agency）により ITER 設計ツールとしての国際標準核融合核データファイルである FENDL（Fusion Evaluated Nuclear Data Library）が作成された。FENDL-1 は ENDF/B-6、JENDL3.1、EFF1 から核種毎に選択されたデータ集である。現在の version は FENDL-2.1 であり、2008 年より FENDL-3 に向けての拡張作業が進行中で、重陽子入射反応核データもデータベース化される予定になっている。二重微分中性子放出断面積があれば輸送計算が可能になるため、評価済み核データ及びそのライブラリー化が望まれている。

3.　TTY 計算方法

3.1　TTY 計算式

重陽子がエネルギーE_0で厚いターゲットに入射した場合、θ方向に放出される中性子の二重微分収量は次式で求められる。

$$\frac{d^2Y}{dE_n d\Omega_n} = N\int_0^{E_0}\left[\frac{d^2}{dE_n d\Omega_n}\right]_{(E_d,\theta_n)}\left[\frac{dE_d}{dx}\right]^{-1}\times\exp\left(-\int_{E_d}^{E_0}\sum\nolimits_{non}(E')\left[\frac{dE}{dx}\right]^{-1}dE'\right)dE_d \tag{3-1}$$

N：標的中の原子数密度

$\frac{d^2\sigma}{dE_n d\Omega_n}$：二重微分中性子生成断面積

E_d：標的中の重陽子のエネルギー

$\frac{dE_d}{dx}$：ターゲットの阻止能

$\sum_{non}(E') = N\sigma_{total}$：巨視的全反応断面積

E_d：標的中での重陽子のエネルギー

放出中性子のエネルギーE_nの最大値については Q 値及び(2-2)式から算出する。重陽子が標的原子核に近づくことで E_d、はクーロンバリアエネルギーE_c分減少すると仮定する。

$$E_c = \frac{1.0\times10^{-6}}{4\pi\varepsilon_0 e}\frac{Ze^2}{R} = 1.44\frac{Z}{R}\ [\mathrm{MeV}] \tag{3-2}$$

Z：標的原子番号

ε_0：真空の誘電率 $= 8.854\times10^{-12}$[F/m]

e：電気素量 $= 1.602\times10^{-16}$[c]

R：重陽子と標的原子核の距離[m]

R は重陽子の半径と標的原子核の半径の和としている。ここで、重陽子内の陽子と中性子との平均距離を重陽子半径と称している。Table3-1 に使用した標的の半径とクーロンバリアの一覧を示す。重陽子半径は 2.16[fm]、標的核半径は $1.5\times A^{1/3}$ [fm]を使用しており、$R = 2.16 + 1.5\times A^{1/3}$ である。

Table3-1 使用した標的の半径とクーロンバリア

Target	Z	A	R_a	E_c [MeV]
Li	3	7	2.87	0.86
C	6	12	3.43	1.54
Al	13	27	4.50	2.81
Fe	26	55.8	5.73	4.74
Cu	29	63.5	5.98	5.13
Ta	73	181	8.48	9.88

本研究においては二重微分中性子生成断面積（Double differential cross section：DDX）は TALYS コード ver1.0 [14]と Serber モデルを用いて計算する。ターゲット阻止能は SRIM コード[15]による計算結果を使用し、巨視的全反応断面積 $\Sigma_{non}(E')$は ECIS コード[16]で計算した全反応断面積 σ_{total} を用いて導出する結果を使用している。

3.2 DDX 計算

3.2.1 TALYS コード

TALYS コードは A.Koning らによって開発され、2004 年に公開された汎用核反応理論計算コードである。2009 年 2 月現在、ver1.0 がリリースされている。TALYS は直接過程に光学模型、前平衡過程に励起子モデル、複合核過程に揺らぎの補正が入った Hauser-Feshbach 理論を使用している。重陽子入射による直接過程については Kalbach の経験式[17]を利用して、ストリッピング反応と分解反応をガウス分布で近似している。Kalbach の経験式は 15～80MeV 入射の(d,p)反

応での break up ピーク測定値に基づく式である。A(a,b)B という反応の場合、break up ピーク中心のエネルギーϵ_0は(3-3)式で表され、break up ピークは(3-4)式で表されるΓを幅としたガウス分布 $G(E_n)$で表される。

$$\epsilon_0 = \frac{A_b}{A_a}\left(\epsilon_a - B_{a,b} - \frac{Z_a Z_A}{9.5}\right) + \frac{Z_b Z_B}{9.5} \tag{3-3}$$

Z_i：i 粒子の原子番号

ϵ_a：粒子 a の break up チャンネルのエネルギー

$B_{a,b}$：粒子 a の結合エネルギー

$$G(E_b) = \frac{1}{\Gamma\sqrt{2\pi}}\exp\left(\frac{-(E_b-\epsilon_0)^2}{2\Gamma^2}\right) \tag{3-4}$$

$$\Gamma = 1.15 + 0.12E_a - \frac{A_A}{140} \quad [\mathrm{MeV}]$$

E_b ：放出粒子のエネルギー

Ea：入射粒子のエネルギー

A_A：入射粒子の質量数

TALYS は計算結果を成分毎に出力可能であるが、直接成分については前平衡成分を足した結果になっている。TYY 計算には全成分び全成分から直接+前平衡成分を引いた複合核成分の DDX を用いる。TALYS コードによる計算はデフォルトの物理パラメータを使用して行った。

3.2.2 Serber モデル

ストリッピング反応による中性子スペクトルは Serber モデルに基づく半古典理論によって計算することができる。全ストリッピング反応断面積σ_sは次式で求められる。

$$\sigma_s = \frac{\pi R_A R_d}{2} \tag{3-6}$$

$R_d \ll R_A$ の時、不透明型の Serber モデルから、Stripping 反応断面積のエネルギー微分断面積$\frac{d\sigma_s}{dE_n}$は次式で与えられる。

$$\frac{d\sigma_s}{dE_n} = \frac{\pi}{4} R_A R_d \frac{B_d E_d}{[(E_n - E_d/2)^2 + E_d B_d]^{3/2}} \tag{3-7}$$

R_A：標的原子核半径 $= 1.5 \times A^{1/3}$ [fm]

R_d：重陽子半径 $= 2.16$ [fm]

B_d：重陽子の結合エネルギー $= 2.225$ [MeV]

E_n：放出中性子のエネルギー

E_d：標的中の重陽子エネルギー

角度微分断面積$\frac{d\sigma_s}{d\Omega_n}$は次式で表される[18]。

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega_n} = \frac{k_0^2}{\alpha^2}\left[\frac{R_A R_d}{\pi(1+\zeta^2)^{3/2}} \times \left\{1 - \frac{1}{2\zeta^3}\left[(1+\zeta^2)\tan^{-1}\zeta - \zeta\right]\right\}\right] \tag{3-8}$$

$$k_0 = \frac{k_d}{2} = \frac{\sqrt{E_d^2 - 2M_d E_d}}{2\hbar}$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{M_p B_d}}{\hbar}$$

$$\zeta = \frac{2k_0 \sin(\theta_n/2)}{\alpha}$$

k_0 は放出される中性子の波動ベクトル、$M_d = 1876$[MeV]、 $M_p = M_d/2$ がそれぞれ重陽子及び陽子の質量、$\hbar = 197.3$[MeV・fm]はプランク定数、θ_n は中性子が放出される角度である。$\theta_n = 0$ の時、(3-7)の中括弧$1 - \frac{1}{2\zeta^3}\left[(1+\zeta^2)\tan^{-1}\zeta - \zeta\right]$は発散する。$\zeta \to 0$ の時、

$$\tan^{-1}\zeta \to \zeta - \frac{\zeta^3}{3} + o(\zeta^2) \tag{3-9}$$

であり、これを利用すると、式(3-7)の中括弧は式(3-10)になる。

$$1-\frac{1}{2\zeta^3}\left[\left(1+\zeta^2\right)\tan^{-1}\zeta-\zeta\right]=1-\frac{\left(1+\zeta^2\right)\left(\zeta-\frac{\zeta^3}{3}\right)-\zeta}{2\zeta^3}=\frac{2}{3} \qquad (3\text{-}10)$$

0 度の$\frac{d\sigma_s}{d\Omega_n}$は(3-7)、(3-10)を使って算出する。

エネルギーと放出角度の相関を無視すると、式(3-5)、(3-7)、(3-10)を用いて、放出中性子生成 2 重微分断面積は次式で求められる。

$$\frac{d^2\sigma_s}{dE_n d\Omega_n}=\frac{1}{\sigma_s}\frac{d\sigma_s}{d\Omega_n}\frac{d\sigma_s}{dE_n} \qquad (3\text{-}11)$$

・Serber モデルの適用限界

Serber モデルにおいて、陽子は標的と距離$L=\sqrt{2R_A R_d}$で衝突する。重陽子の速度を v_d とすると、重陽子は距離 L をL/v_dの時間で通過する。陽子と中性子は$v=\sqrt{B_d/M_p}$ の速度を持つので、$v\times L/v_d<R_d$であればストリッピング反応が起きる。この関係より Serber モデルにおける入射エネルギーに関する適用下限を算出できる。次式より Serber モデルの適用下限エネルギーが $3.1A^{1/3}$ となる。

$$E_d=\frac{1}{2}M_d v_d^2 = M_p v_d^2 > M_p\left(\frac{\sqrt{B_d M_p}}{R_d}L\right)^2 = \frac{2R_A B_d}{R_d} = 3.1\times A^{1/3} \qquad (3\text{-}12)$$

使用したターゲットの適用下限エネルギーを Table3.2 に示す。また$R_d \ll R_A$の条件を変形すると次式の関係を得られる。

$$R_d \ll R_A \quad\rightarrow\quad 2.16 \ll 1.5A^{1/3} \quad\rightarrow\quad 2.99 \ll A \qquad (3\text{-}13)$$

式(3-13)から、不透明型の Serber モデルの適用限界が判断可能である。

本研究においては(3-12)(3-13)の条件を無視し、適用下限エネルギーを超えた範囲にも Serber モデルを適用して TTY 計算を行っている。

Table3-2 Serber モデル適用下限エネルギー

標的	原子番号	適用下限 [MeV]
Li	3	4.47
C	6	5.63
Al	13	7.29
Fe	26	9.18
Cu	29	9.52
Ta	73	12.96

4.　解析に使用した実験データ

4.1　TTY 実験データ

(d,n)反応の実験データは非常に少ない。収集した、数十 MeV 重陽子入射による(d,n)TTY 実験データの一覧を Table4-1 に示す。ここで E_d は重陽子の入射エネルギー、E_n-min は各実験データにおける放出中性子の最小エネルギー値である。これらの収集実験データのうち、低エネルギー領域におけるデータが充実しており、0 度方向だけでなくいくつかの角度方向における実験結果がある 40MeV 入射の実験結果(Table4-1　Hag04[19]、Ito04[7])を対象として解析を行う。これらの実験データは全て東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター（CYRIC：Cyclotron and Radioisotope Center）にて行われた実験であり、馬場、糸賀、荻原ら同一の実験グループによる実験結果である。従って実験装置・実験条件は共通であり、標的毎に厚さが異なるのみである。以後、これらの実験を総称して「東北大学実験」と称する。Table4-2 に東北大学実験で使用している標的の厚さと SRIM2008 で計算した核標的の飛程の一覧を示す。いずれも飛程よりも標的の厚さの方が長いため、入射重陽子ビームは完全に止まる。

東北大学の実験結果に加え、2008 年 9 月に九州大学タンデム加速器を使用して行った TTY 測定実験についても解析対象とした。これは 2009 年度に予定している本測定の予備実験であり、本測定は当研究グループ(九州大学総合理工学府 先端エネルギー理工学専攻 中島・渡辺研究室 渡辺グループ)と執行グループ(九州大学工学府 エネルギー量子工学部門 量子線物理計測グループ 石橋・前畑研究室 執行グループ) が共同で行う予定になっている。今回の予備実験も両研究グループの共同実験であり、タンデム加速器で発生させた 9MeV 重陽子ビームを厚い標的に照射し、(d,n)反応で発生した中性子の角度・エネルギー分布を測定した。標的は Cu 及び W、測定角度は 0 度、30 度、60 度である。中性子検出器は NE213 シンチレータを使用している。尚、0 度においては NE213 シンチレータの測定結果の検証のために BC501A シンチレータを使った測定も行っている。Table4-3 に使用した標的の厚さと SRIM2008 で計算した核標的の飛程の一覧を示す。入射ビームはパルス化されておらず、放出中性子のエネルギ

ー測定に TOF 法が使用できないため、シンチレータの応答関数を用いたアンフォールディング手法により中性子エネルギースペクトルを得た。このアンフォールディング手法については Am-Be と ^{252}Cf からの中性子測定結果を同様にアンフォールディングすることで検証し、問題ないことを確認している。以後、この実験を「タンデム予備実験」と称する。

Table4-1. (d,n)反応の TTY 実験結果一覧

E_d [MeV]	E_n-min [MeV]	Target	Angle [degree]	Ref.
40	11.5	Be C Al Cu Ag Au	0	Sch67
53.8	11.5	Be C Al Fe Co Ni Cu Nb Mo Pd Ag Ta Pt Au	0	
16	4	Be C Cu Mo Au	0	Meu75
33	4	Be C Cu Mo Ta Au	0	
50	4	Be	0 5 10 15 25 40 64	
		C Cu Ta Au	0	
35	5	Be	0	Aug76
8 12 15	1	Li	0	Nel78
16 28	1	Be	0 45	Wat79
25	1	Li Be	0 5 10 15 20 25 30 40 60 90	Aok04
40	1	Li	0 10 15 20 30 45 60 90 110	Hag03
	0.7	C Al	0 5 10 15 20 30 45 60 90 110	Hag04
	0.55	Fe Ta	0 15 30 60 90 110	Ito04

Sch67 : G. W. Schweimer , Nucl. Phys. A100 537 (1967).
Meu75 : J. P. Meulder et al., Phys. Med. Biol. Vol.20 235 (1975).
Aug76 : L.S.August et al., Phys. Med. Biol. Vol.21 931 (1976).
Nel78 : C. E. Nelson et al., Phys. Med. Biol. Vol.23 39 (1978).
Wat79 : F. M. Waterman et al., Med. Phys. Vol.6 432 (1979).
Aok04 : T. Aoki et al., J. Nucl. Sci. Tech. Vol.41 399 (2004).
Hag03 : M. Hagiwara et al., JAERI-Conf 2003-006 166 (2003).
Hag04 : M. Hagiwara et al., J. Nucl. Materials 329-333, 218 (2004).
Ito04 : T.Itoga et al., CYRIC Annual Report 2004, 33 (2004).

Table4-2. 東北大学実験で使用した標的の厚さと飛程

Target	Thickness [mm]	Range [mm]
Li	20.7	19.02
C	6.0	4.21
Al	6.0	4.22
Fe	4.0	1.71
Ta	4.5	1.23

Table.4-3 予備実験に使用した標的の厚さと飛程

Target	Thickness [mm]	Range [mm]
Cu	0.2	0.131
W	0.2	0.097

4.2 放射化断面積実験データ

実験核反応データベース EXFOR[20]で収集した放射化断面積の実験データを Table4-3 に示す。ただし Nakao らのデータに関しては JAEA Research [21]に掲載されていたデータも加えている。ここで Energy-min は放射化断面積データの重陽子の最小エネルギー、Energy-max は最大エネルギー値である。Target は標的、Residual nucleus は残留核、Experimenter は実験者の 1 人、publication は公表された年、Accession#は EXFOR のデータ番号を記している。これらの実験結果を対象に TALYS で計算した放射化断面積との比較を行う。TALYS 計算はデフォルトの物理パラメータを使用して行う。

Table4-3. 放射化断面積実験結果一覧

Energy [MeV]		Target	Residual nucleus	Experimenter	publication	Accession#
min	max					
13.1	35.8	Cu	^{62}Cu	C.B.Fulmer	1970	B0121005
5.8	38.4		^{63}Zn			B0121007
5.4	38.3		^{64}Cu			B0121003
18.3	51.7	Al	^{22}Na	U.Martens	1970	B0142003
17.2	51.7		^{24}Na			B0142004
21.4	84.09	Al	^{22}Na	R.Michel	1982	A0158003
12.1	84.09		^{24}Na			A0158002
7.9	13.3	Fe	^{56}Co	P.Jung	1991	D4058035
3.58	19.891	Fe	^{52}Mn	Z.Wenrong	1995	S0044006
5.301	19.891		^{55}Co			S0044003
3.58	19.891		^{57}Co			S0044004
3.58	19.891		^{58}Co			S0044005
3.67	12.97	Fe	^{58}Co	S.Sudar	1996	D4130004
6.93	21.32	Fe	^{56}Co	S.Tácaks	1996	D4044006
0.94	21.32		^{57}Co			D4044004
12.5	48.6	Fe	^{51}Cr	A.Hermanne	2000	D4082003
6.9	48.6		^{52}Mn			
6.9	48.6		^{54}Mn			
0.2	48.6		^{55}Co			
11.5	48.6		^{57}Co			
22	49.8	Al	^{22}Na	S.Tácaks	2001	D4081002
21.7	49.8		^{24}Na			D4081003
8	50	Fe	^{56}Co			D4044006
20.62	39.44	Al	^{22}Na	M.Hagiwara	2004	E1985005
4.39	39.44		^{24}Na			E1985004
17.18	48.95	Cu	^{62}Zn	S.Tácaks	2006	D4176003
4.5	16.27		^{63}Zn			D4176002
2.95	48.95		^{64}Cu			D4176004
30.7	40.2	Al	^{22}Na	M.Nakao	2006	E1988002
19	40.2		^{24}Na			E1988003
0.83	47.27	Fe	^{51}Cr			[21]
28.54	47.27		^{52}Mn			[21]
25.98	47.27		^{54}Mn			[21]
16.2	39.6		^{55}Co			E1988004
26	39.6		^{56}Co			E1988005
15.31	47.27		57Co			[21]
0.935	39.3		^{58}Co			[21]
22.8	40.1	Cu	^{61}Cu			E1988006
20.3	40.1		^{62}Zn			E1988007
20.3	46.89		^{63}Zn			[21]
20.3	48.27		^{64}Cu			[21]
28.6	40.5	Ta	^{178}Ta			E1988008
25.4	39.6		^{180}Ta			E1988009

5.　計算結果と考察

5.1　TTY 計算結果

・東北大学実験結果との比較

TTY 計算結果と実験値の比較を Fig.5-1、Fig.5-2、Fig.5-3 に示す。Fig.5-1、Fig.5-2、Fig.5-3 はそれぞれ Al、Fe、Ta 標的での結果の比較図になっている。図中において “exp”(黒点)は東北大学の実験結果、“TALYS(all)”(緑一点鎖線)及び “TALYS(compound)”(茶色二点鎖線)は TALYS で計算した DDX(以下 TALYS-DDX と呼称)を使用した TTY 計算結果である。TALYS(all)は粒子の反跳を考慮し、実験を模した TALYS 計算の全成分 DDX である。TALYS(compound)は TALYS-DDX の複合核成分を使用した TTY 計算結果である。以降、それぞれを TTY(TALYS all)、TTY(TALYS compound)と称する。比較図中において“Serber”(青破線) は Serber モデルの DDX(以下 Serber-DDX)を使用した TTY 計算結果を表している。これを TTY(Serber)と称する。図中“sum(TALYS+Serber)”(赤線)は TTY(TALYS compound)と TTY(Serber)を加えた TTY 計算の結果を表している。以降、これを TTY(sum)と呼称する。

・TTY(TALYS all)、TTY(TALYS compound)の結果

TTY(TALYS all)は E_n = 20MeV 付近でバンプ構造を示しているが、TTY 絶対値を再現できていない。Al、Fe、Ta 全ての標的において 0 度から 15 度までは過小評価になり、15 度以上の角度では過大評価になる傾向が見られる。15 度の結果については良い一致を示すが、角度依存の傾向を再現できていない。しかし、およそ E_n < 10MeV 以下の領域については実験結果の複合核成分を全標的の全ての角度で良く再現できている。そこで TALYS の複合核成分を除いた部分を Serber モデルに置き換えることで実験値と比較した。

・TTY(Serber)、TTY(sum)の結果

TTY(Serber)は全標的・全角度において全体的によく実験結果を再現できているが、バンプ構造ピークよりも低いエネルギー領域では、再現できていない。し

かし、TTY(TALYS compound)との和を取ることでエネルギースペクトル・角度分布共に、全体的に実験結果をよく再現できるようになる。以下に標的毎の TTY 計算結果の傾向を示す。

・Al 標的

Fig.5-1(a)(b)(c)を見ると、計算結果は 0 度の実験結果を過小評価しており(バンプ構造で約 0.40 倍)、5 度及び 10 度の結果はよい一致を示す。15 度、20 度、30 度の結果についてはバンプ構造付近の領域で過大評価をしている。60 度、90 度、110 度については 5 MeV < E_n < 25 MeV の領域に僅かに過小評価をしている部分、30 MeV < E_n の領域に過大評価となる部分がある。

・Fe 標的

Fig.5-2(a)(b)より、計算結果は 0 度の実験結果バンプ構造付近を過小評価(約 0.71 倍)し、5 度の 5 MeV < E_n < 10 MeV 領域及び 15 度のバンプ構造、30 度における 15 MeV < E_n < 25 MeV 領域で若干過大評価になっていることがわかる。60 度については 10MeV < E_n の領域において僅かに過小評価している。90 度及び 110 度は 5 MeV < E_n < 25 MeV 領域に過小評価をしている部分がある。

・Ta 標的

Fig.5-3(a)(b)から、計算結果は 0 度実験結果のバンプ構造を過小評価し(約 0.77 倍)、20MeV < E_n の領域では僅かに過大評価していることがわかる。5 度では 5 MeV < E_n < 10 MeV 領域で過大評価になっており、0 度の場合と同様に 20MeV < E_n の領域で過大評価している。15 度及び 30 度の結果はよい一致を示す。60 度については 5MeV < E_n < 15MeV の領域において過小評価しており、90 度及び 110 度は 5 MeV < E_n < 25 MeV 領域には過小評価をしている部分がある。

TTY(sum)の Z 依存性を見るために Al、Fe、Ta に共通の 0 度、15 度、30 度、60 度、90 度、110 度の 3 者の結果を比較する。TTY(sum)は全体的に実験値をよく再現できているので、実験値と計算値の差がある部分の比較を行う。0 度では全ての標的で過小評価になっており、計算値と実験値の差は Al、Fe、Ta の順

に小さくなる。つまり原子番号の増加に伴い差が小さくなっている。15 度及び 30 度での差についても Al、Fe、Ta の順に小さくなっている。60 度、90 度、110 度の差については Al、Fe、Ta の順に大きくなっている。以上より計算値と実験値の差は、30 度までの角度では原子番号の増加とともに小さくなり、60 度以上の角度では原子番号の増加とともに大きくなっている。

TTY 計算結果についてまとめると、下記のようになる。

・TALYS-DDX を使用した TTY 計算結果は、全成分では実験結果を再現できないが、複合核成分はよく再現できている。

・Serber-DDX を使用した TTY 計算結果は低エネルギー領域については実験結果を再現できないが、直接過程領域ではエネルギースペクトル・角度分布共によく再現できる。

・Serber-DDX を使用した TTY と TALYS-DDX 複合核成分を使用した TTY 計算結果の和は全体的に、エネルギースペクトル・角度分布共によく再現できる。5 MeV < E_n < 25 MeV 領域に生じる計算値と実験値の差は、30 度までの角度では原子番号の増加とともに小さくなり、60 度以上の角度では原子番号の増加とともに大きくなっている。

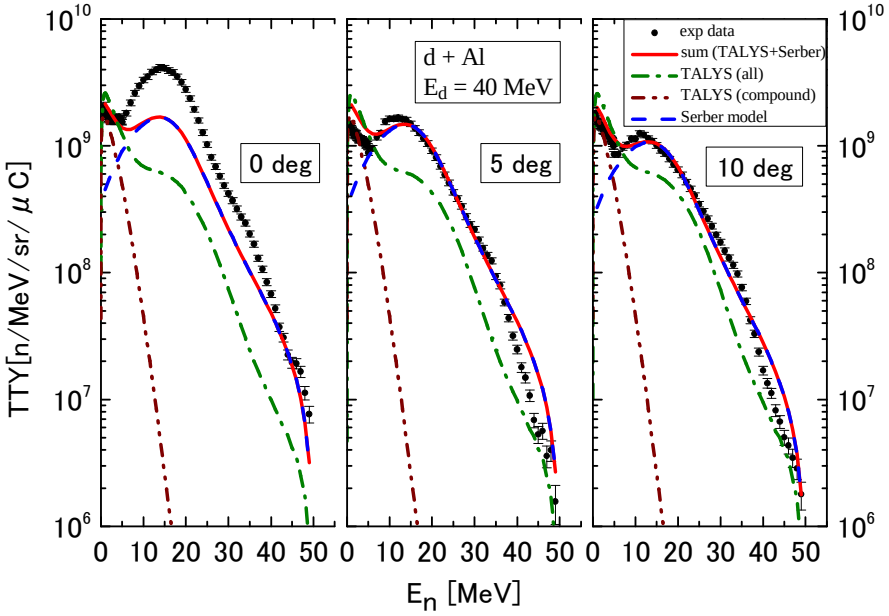


Fig.5-1(a) TTY 実験値と計算値の比較（Al 標的 0, 5, 10 度）

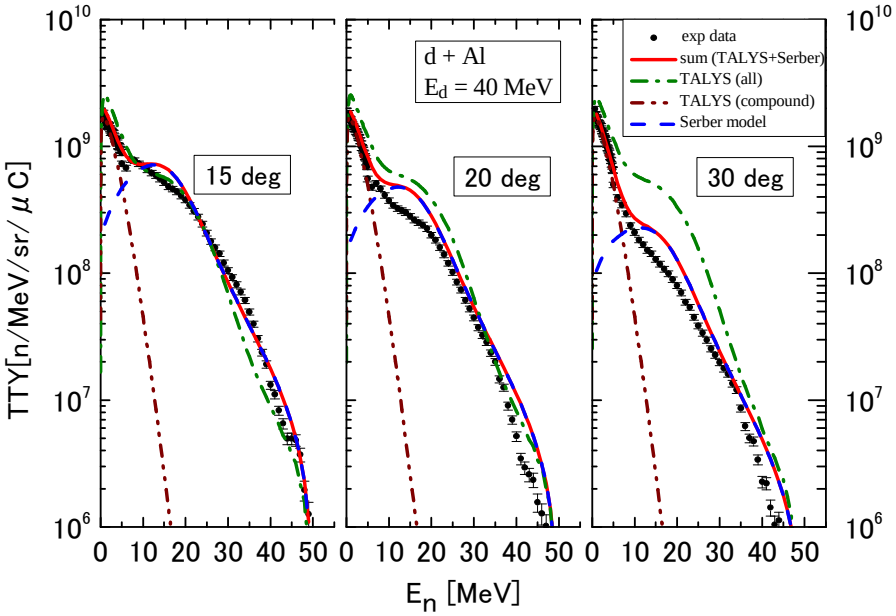


Fig.5-1(b) TTY 実験値と計算値の比較（Al 標的 15, 20, 30 度)

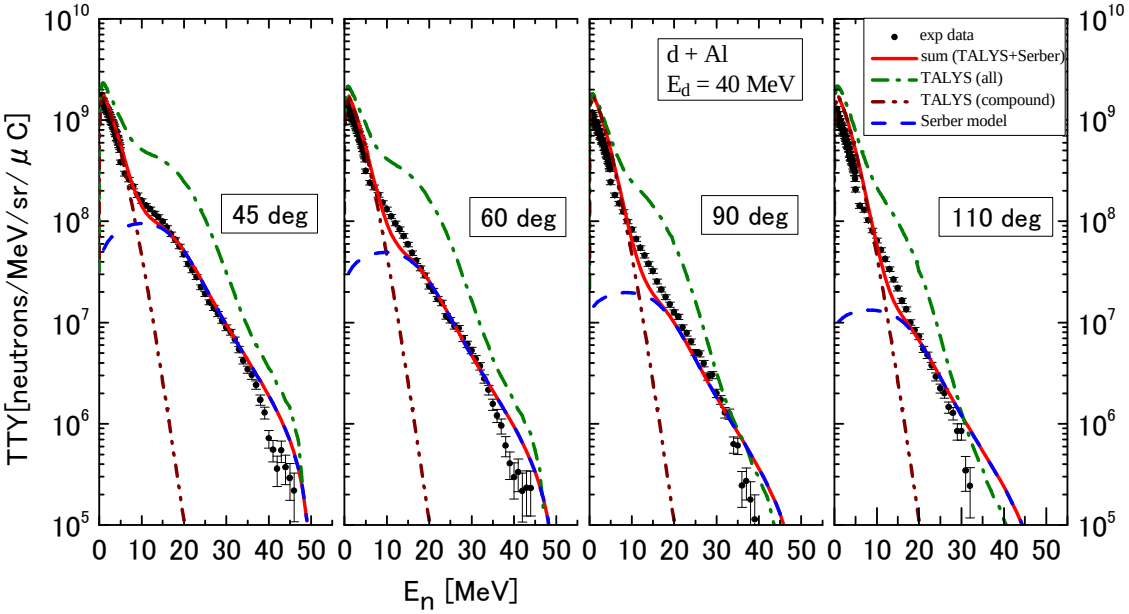


Fig.5-1(c) TTY 実験値と計算値の比較（Al 標的 45, 60, 90, 110 度)

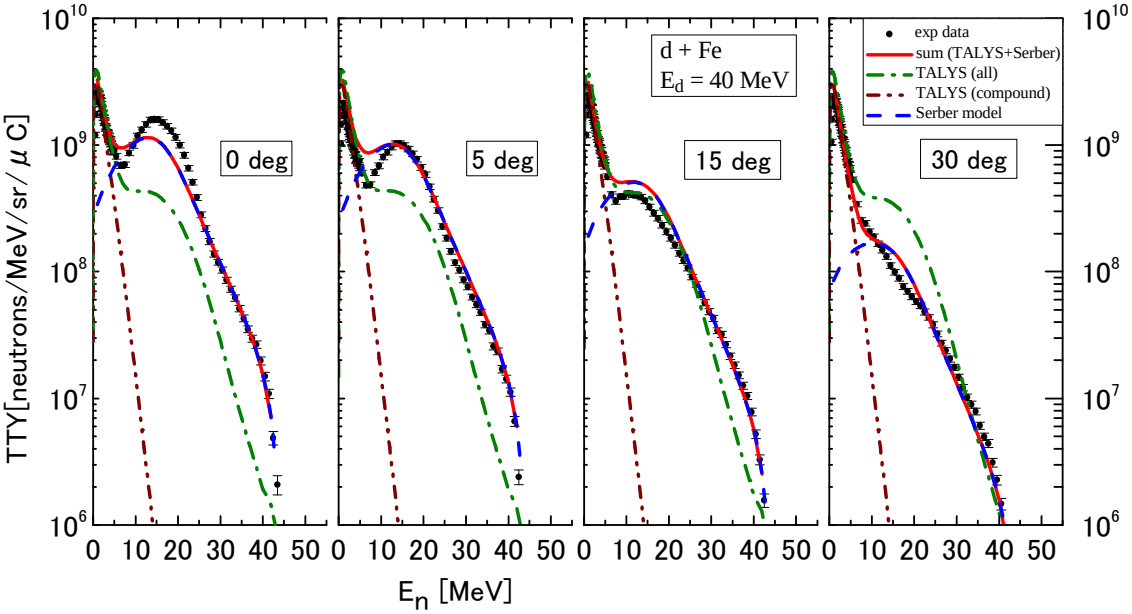


Fig.5-2(a) TTY 実験値と計算値の比較 (Fe 標的 0, 5, 10 , 15 度)

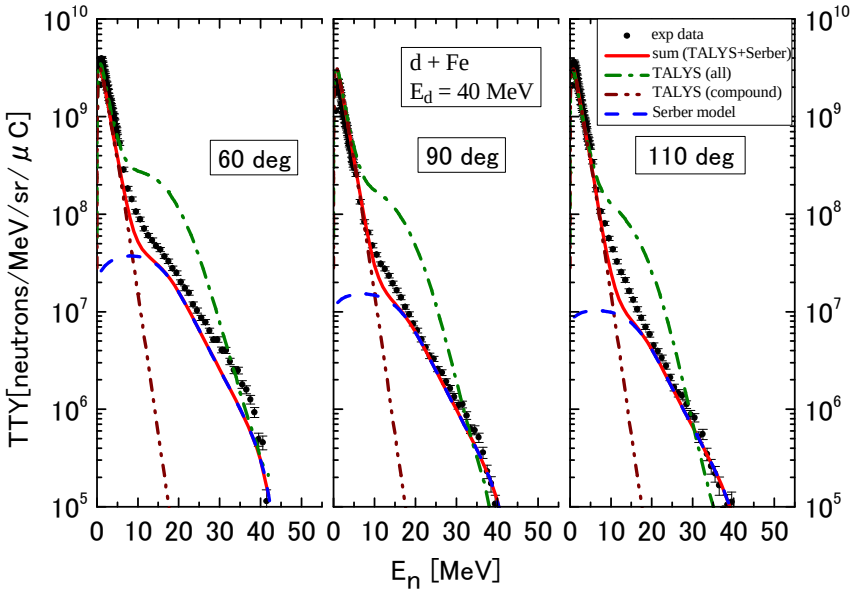


Fig.5-2(b) TTY 実験値と計算値の比較 (Fe 標的 60, 90 , 110 度)

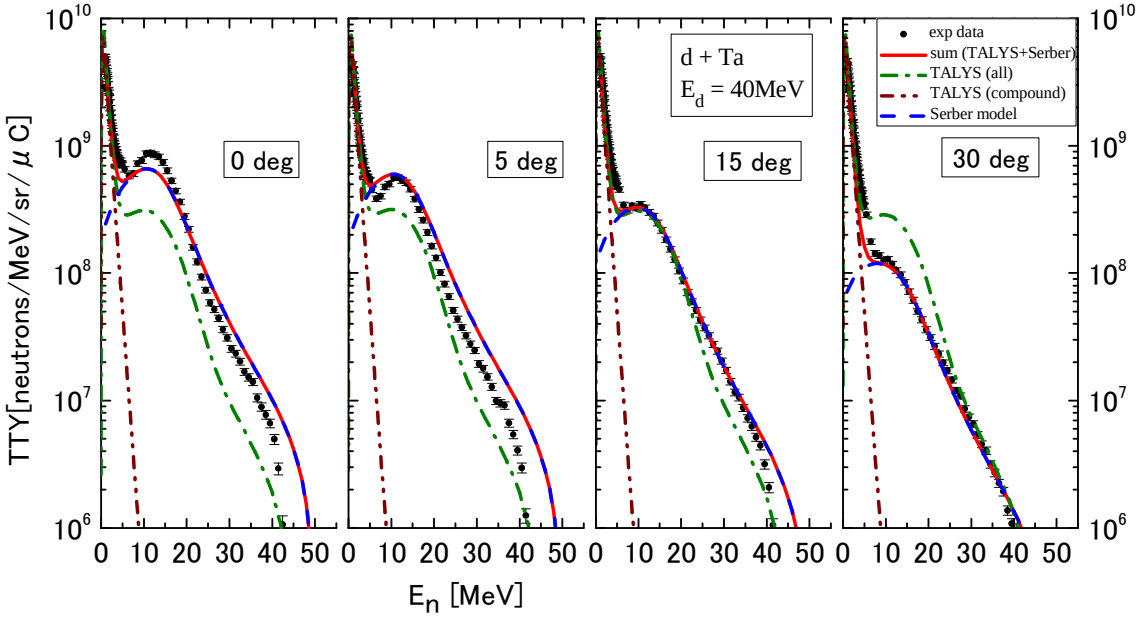


Fig.5-3(a) TTY 実験値と計算値の比較 (Ta 標的 0, 5, 10 , 15 度)

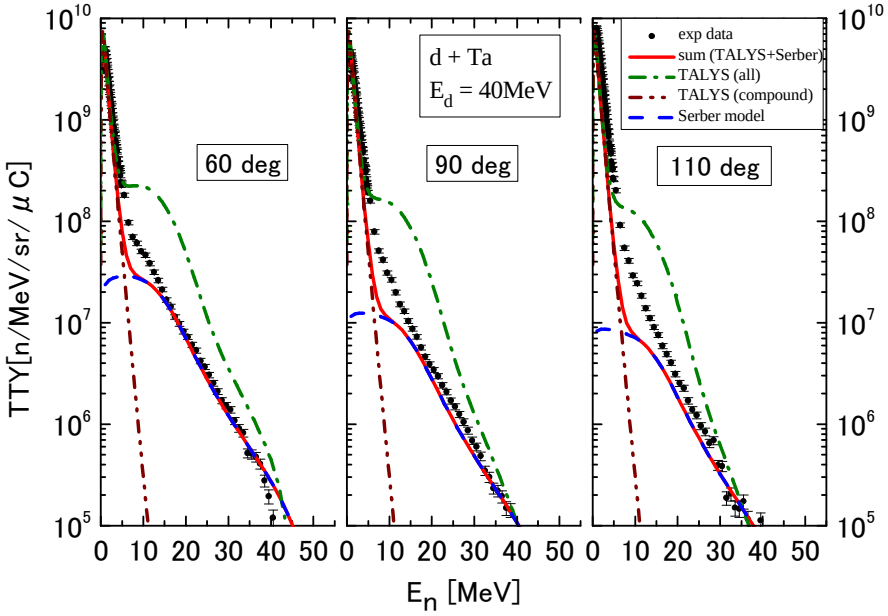


Fig.5-3(b) TTY 実験値と計算値の比較 (Ta 標的 60, 90 , 110 度)

・タンデム予備実験との比較

TTY 計算結果とタンデム予備実験結果の比較を Fig.5-4、Fig.5-5 に示す。Fig.5-4、Fig.5-5 はそれぞれ Cu、W 標的での結果比較図である。各図中において、“exp(NE213)” (黒点)は NE213 シンチレータの測定結果、“exp(BC501A)” (橙点)は BC501A シンチレータの測定結果、“TALYS(all)”(緑一点鎖線) は TTY(TALYS)、“TALYS(compound)” (茶色二点鎖)は TTY(TALYS compound)、“Serber”(青破線) は TTY(Serber)、“sum(TALYS+Serber)”(赤線)は TTY(sum)である。NE213 シンチレータ及び BC501A シンチレータの測定結果は概ね一致しており、測定は問題なく行われたものと考えられる。以下、Cu 標的及び W 標的の比較結果について述べる。

・Cu 標的

Cu への 9MeV 重陽子入射は、Serber モデルの適用限界を 5%程度超えているが(Table3-2 参照)、本計算ではこれを無視して TTY 計算を行った。Fig.5-4 の 0 度の比較図を見ると、実験結果の E_n = 5MeV 付近及び TTY(Serber)の 1MeV 付近にバンプ構造が確認できる。このバンプ構造ピーク位置のずれは Serber モデルを限界を超えて適用していることに起因すると考えられる。また、0 度の比較図から TTY(TALYS)が若干過小評価になるもののエネルギースペクトルの傾向を再現できていることがわかる。これは E_n = 5MeV 程度までは複合核成分が支配的であり、ストリッピング反応成分の寄与が少ないことから TALYS 全成分の計算が比較的信頼できるものになっているためと考えられる。TTY(sum)は 8MeV 程度までは TTY(TALYS)とほぼ一致しており、それ以上のエネルギーでは両者の差は大きくなり、12MeV での両結果は 3.5 倍程度異なる。30 度、60 度の比較図を見ると、角度の増加に伴い TTY(sum)及び TTY(TALYS)は実験結果に近づく傾向がある。

・W 標的

d+W 実験結果と Ta 標的を対象とした計算結果の比較を行った。これは W と比較して Ta が安定な元素であるため計算が容易であることと、Ta は周期表で W の隣にあるため W の代替としても問題はないと考えたためである。Ta 標的

への 9MeV 重陽子入射は、Serber モデルの適用限界を 30%程度超えており(Table3-2 参照)、かつ Ta のクーロンバリアエネルギーが約 10MeV であるため(Table3-1 参照)、重陽子はクーロンバリアを越えられないが、本計算ではこれらを無視して TTY 計算を行った。クーロンバリアエネルギーについては計算値の 0.8 倍の値で代用した。0 度の比較図を見ると、TTY(TALYS)は実験結果を全く再現できていない。また、実験結果の E_n = 5MeV 及び TTY(Serber)の 0MeV 付近にバンプ構造が確認できる。両結果のピーク位置のずれは Serber モデルを限界を超えて適用していることに起因すると考えられる。一方、TTY(sum)は絶対値こそ再現できていないもののエネルギースペクトルの形状は概ね再現できている。30 度、60 度の比較図からも 0 度の比較図と同様に TALYS(all)が実験結果を全く再現できていないこと、TTY(sum)がエネルギースペクトルの形状を概ね再現できていることがわかる。特に 30 度の TTY(sum)結果は、エネルギースペクトルの形状を非常に良く再現できている。60 度の結果については E_n=6MeV 以上の領域では過大評価を与えている。

TTY(TALYS compound)が信頼できると考えると、実験結果との差が大きいことから、直接成分の寄与が大きいことが予想される。クーロンバリアエネルギーが約 10MeV であるため、入射する 9MeV 重陽子はクーロン力による分解反応により中性子を放出する可能性が高い。本計算手法は実験結果をある程度再現できているがクーロン力による分解は考慮していない。本測定までには、クーロン分解を考慮した TTY 計算法に改善することが望ましい。

TTY 計算結果とタンデム予備実験結果の比較から、以下のことが言える。

・9MeV 重陽子入射による TTY は Cu 標的であれば TALYS-DDX、あるいは TALYS-DDX と Serber-DDX を使用した TTY 計算で推定できる。

・TALYS は全成分の角度分布として複合核成分の角度分布を用いている可能性がある。

・適用下限を超えた範囲においても Serber モデルで(d,n)反応をある程度推測できる。

・重い核ではクーロン力による分解反応を考慮する必要がある。

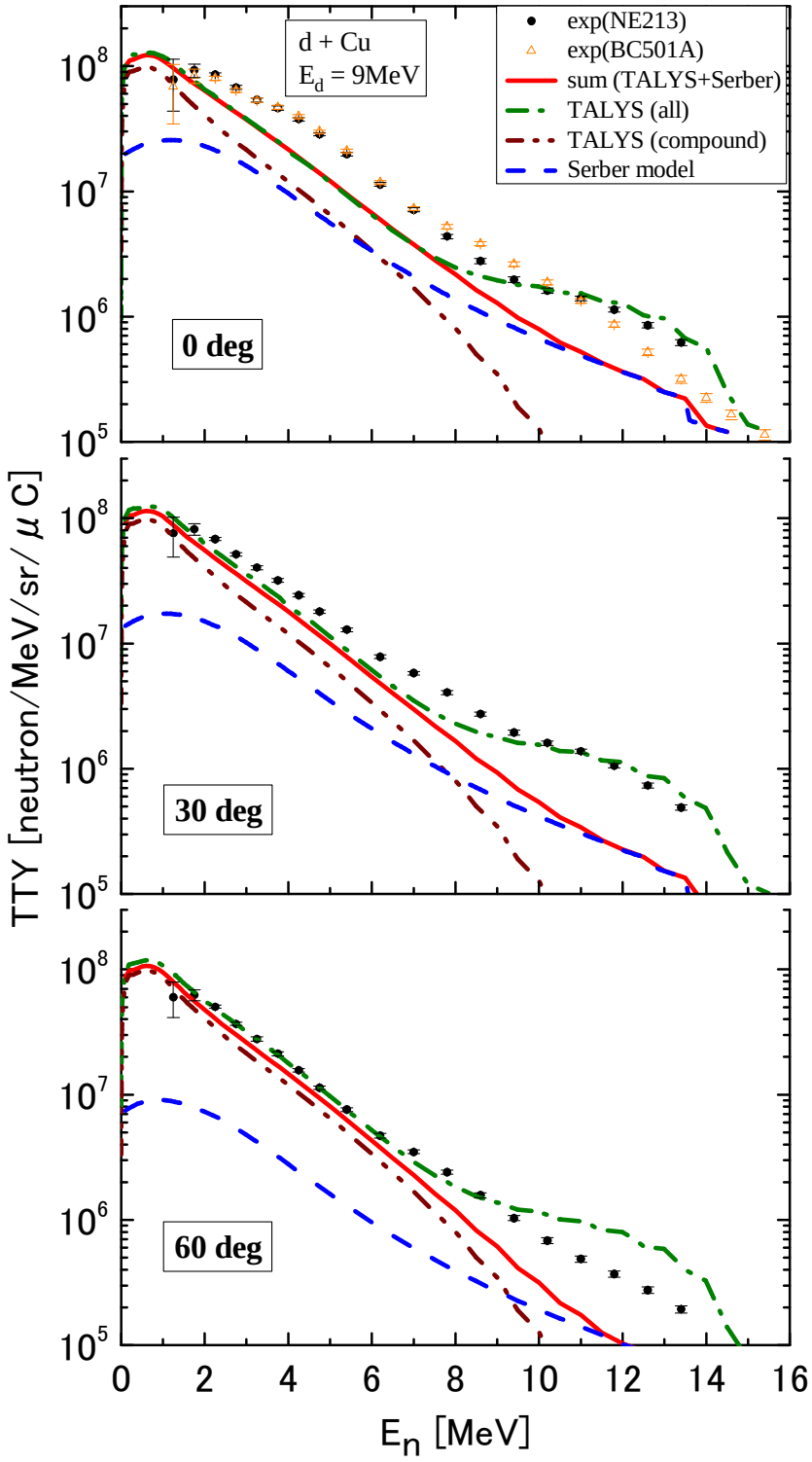


Fig.5-4 タンデム予備実験結果との TTY 比較(Cu 標的 0, 30, 60 度)

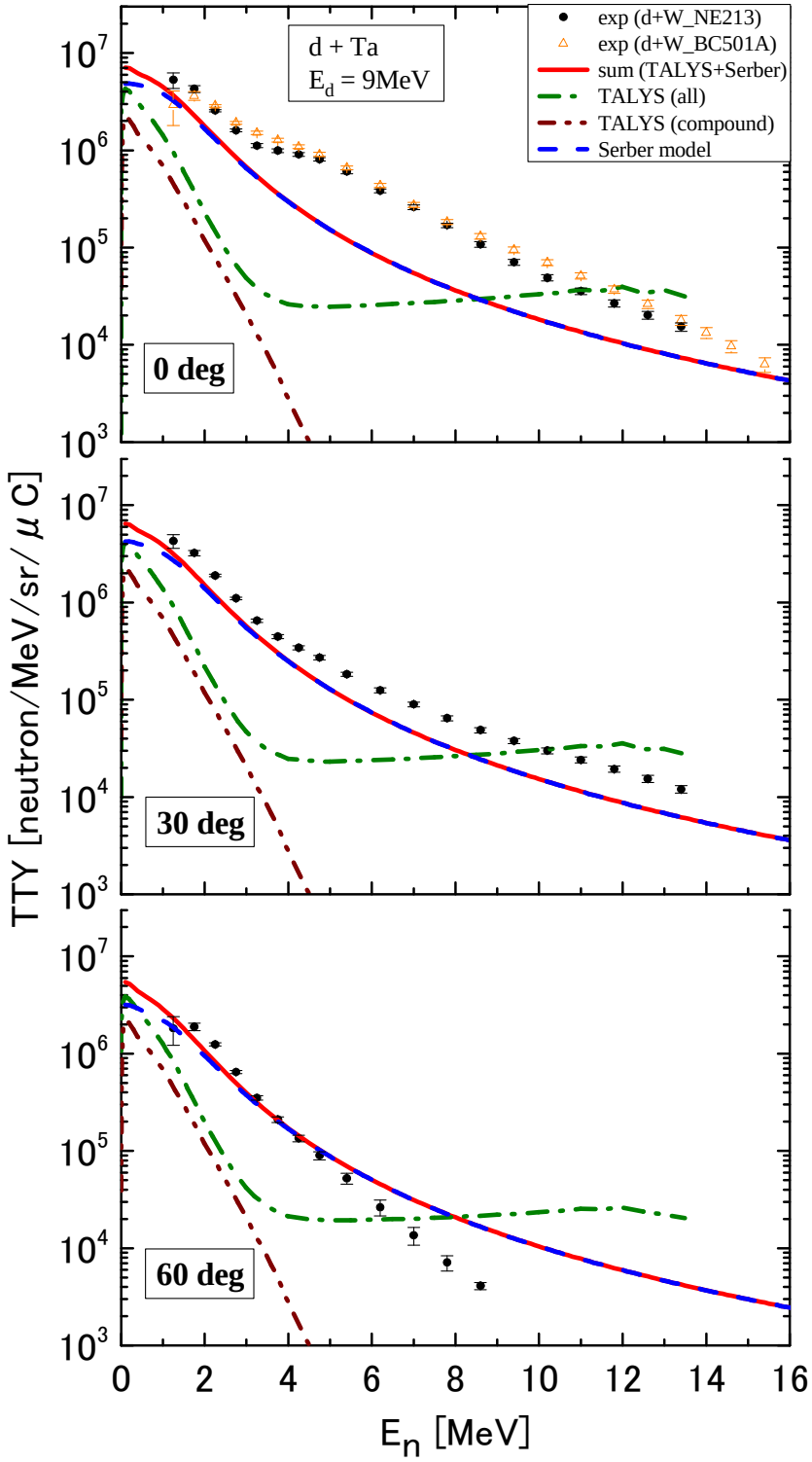


Fig.5-5 タンデム予備実験結果との TTY 比較(W 標的 0, 30, 60 度)

(計算結果は Ta 標的)

5.2　An-Cai ポテンシャルを用いた TTY 計算結果

TALYS で使用されている重陽子のポテンシャルは、Watanabe[22][23]の簡易フォールディングに基づいた光学模型のポテンシャル(Optical Model Potential)である。これを An-Cai のポテンシャル[24]と入れ替えて TALYS 計算を行い、実験結果及び本計算手法との比較を行った。

An-Cai のポテンシャルは重陽子入射による弾性散乱の角度分布と全反応断面積等の非弾性散乱の断面積の実験データに基づいて、Haxia An と Chonghai Cai が改良 APMN コード[24][25]を用いて作成した重陽子入射ポテンシャルである。まず、重陽子入射による全反応断面積について実験結果と TALYS 計算結果の比較を行った。実験データは EXFOR を使用して収集したデータを使用している。Table5-1 は収集した実験データの表である。尚、実験データ収集に関しては本研究に関係した数十 MeV 入射の Al、Fe、Cu、Ta 標的に限定している。表中において Target は標的、Experimenter は第 1 著者である実験者、Publication は実験データが公表された年を意味している。Fig.5-6 に実験結果と TALYS 計算結果の比較図を示す。比較図中において点は実験結果、“TALYS(all_default)”(黒線)はデフォルトの光学模型ポテンシャルを使用した計算結果、“TALYS(all_An-Cai)”(赤線)は An-Cai にポテンシャルを使用した計算結果である。Fig.5-6 より、Mayo らの ^{nat}Cu 標的、^{nat}Ta 標的を除いては、実験データが An-Cai のポテンシャルを支持していることがわかる。Cu 標的に関しては Dubar らの実験結果は An-Cai のポテンシャルを支持していると言える。Ta 標的については実験結果が 1 点のみであり、かつ両計算結果の間に位置するためどちらのポテンシャルを支持しているかを断定できない。

An-Cai ポテンシャルを用いた TALYS 計算結果、及び前節で述べた TALYS 計算による複合核成分に Serber モデル計算を加える計算手法による TTY 計算結果と実験結果との比較を行った。Fig.5-7、Fig.5-8、Fig.5-9 に東北大学実験結果との比較図を、Fig.5-10、Fig.5-11 にタンデム予備実験との比較図を示す。比較図中において、“sum1(TALYS+Serber)”(赤線)は前節で提案した計算手法による TTY 計算結果、“sum2(TALYS+Serber)”(紫鎖線)は TTY(sum)の手法を An-Cai ポテンシャルを使用した計算に適用し、TTY(TALYS An-Cai)複合核成分と TTY(Serber)を足し合わせた計算結果である。“TALYS(all_default)”(緑一点鎖線)

はデフォルトのポテンシャルを使用した TALYS-DDX による TTY 計算結果、“TALYS(all_An-Cai)”(青破線)は An-Cai ポテンシャルを使用した TALYS-DDX による TTY 計算結果である。以下、各計算結果を TTY(sum1)、TTY(sum2)、TTY(TALYS)、TTY(TALYS An-Cai)と称する。

・東北大学実験との比較

An-Cai ポテンシャルを使用することで、全ての標的に対して TALYS 結果は上方修正されるが、エネルギースペクトルの形状はほとんど変わらない。東北大学実験との比較図を見ると、複合核領域においては過大評価になっているが、エネルギーの高い領域では両ポテンシャルの差は小さい。また TTY(TALYS)はポテンシャル変更に伴い、バンプ構造ピーク時の En の直前のエネルギーの領域におよそ 1.2～1.4 倍になっている部分が存在する。この上方修正に伴い、バンプ構造付近では TTY(sum1)よりも TTY(sum2)の方が僅かに実験結果とよい一致を示している。

・タンデム予備実験との比較

An-Cai ポテンシャルを使用することで、両標的に対して TALYS 結果は上方修正されるが、エネルギースペクトルの形状はほとんど変わらない。タンデム予備実験との比較を見ると、エネルギーが増加するにつれて両ポテンシャルの差は小さくなる傾向が見られる。Cu 標的に関しては 0 度、30 度の結果は TTY(TALYS An-Cai)が実験結果と良い一致を見せる。TTY(sum2)も E_n=8MeV 程度までは実験結果とよい一致を示す。60 度に関しては An-Cai のポテンシャルに変更することで、TTY(TALYS An-Cai)、TTY(sum2)共に過大評価になる。W 標的に関しては、前節で述べたように直接成分の寄与が大きく、TALYS 計算のみでは実験結果を再現できない。TTY(TALYS An-Cai)の結果も実験結果を再現できていない。

・ポテンシャル変更の影響

An-Cai ポテンシャルを使用することで TALYS 結果は、エネルギースペクトルの形状はほとんど変わらずに上方修正される。両実験結果を対象とした計算

における TTY(TALYS)と TTY(TALYS An-Cai)との比を Fig.5-12 に示す。40MeV 入射の Al、Fe、Ta 標的及び 9MeV 入射の Cu 標的に関しては、TTY(TALYS)と TTY(TALYS An-Cai)の比が 2 以内に収まっているが、9MeV 入射 W 標的に関しては 3～8 と両者の差が著しく大きくなっている。Fig.5-6 から両ポテンシャルの差がこれ程大きくなるとは予想し難い。この差は An-Cai ポテンシャルの適用限界に起因するものと考えられる。しかし、適用限界に関しては論文[24]には明記されていない。

An-Cai ポテンシャルを用いた TALYS 計算結果についてまとめると、下記のようになる。

・TTY(TALYS An-Cai)が複合核成分を過大評価する。

・TTY(sum)は An-Cai ポテンシャルを使用することでバンプ構造付近が僅かに上方修正される。

・Cu 標的のタンデム予備実験に関しては、TTY(TALYS An-Cai)が 0 度、30 度の実験結果を良く再現している。ただし 60 度の結果では過大評価になっている。W 標的では 30 度、60 度で TTY(TALYS An-Cai)と TTY(Serber)の和が比較的よい一致を示すが、0 度の結果に関しては過小評価になる。

Table5-1 全反応断面積実験データ

Target	Experimenter	Publication	Accession#
^{27}Al	S.Mayo	1965	D0223005
^{nat}Fe			D0223008
^{nat}Cu			D0223011
^{nat}Ta			D0223017
^{27}Al	L.V.Dubar	1974	F0579002
^{nat}Fe			F0579003
^{63}Cu			F0579008
^{65}Cu			F0579009

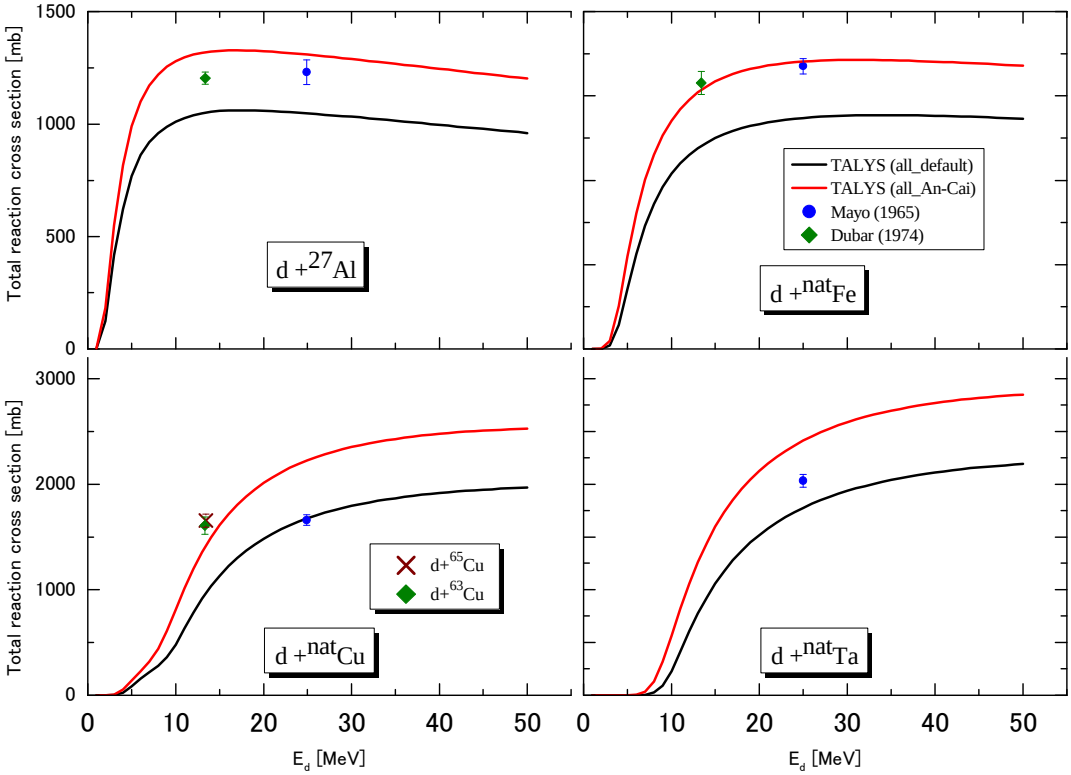


Fig.5-6 全反応断面積の実験結果と TALYS 計算結果の比較

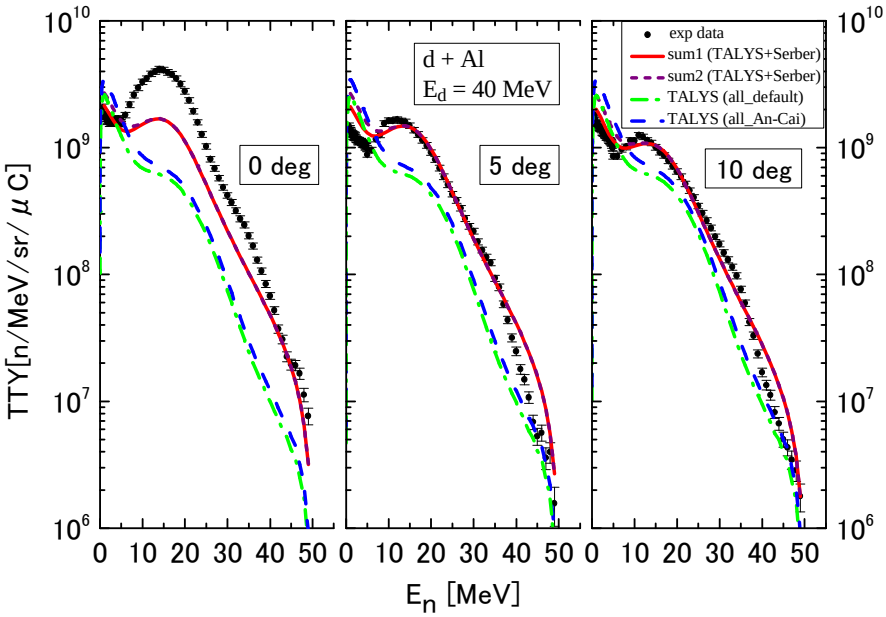


Fig.5-7(a) 東北大学実験結果と計算結果の比較 (Al 標的 0, 5, 10 度)

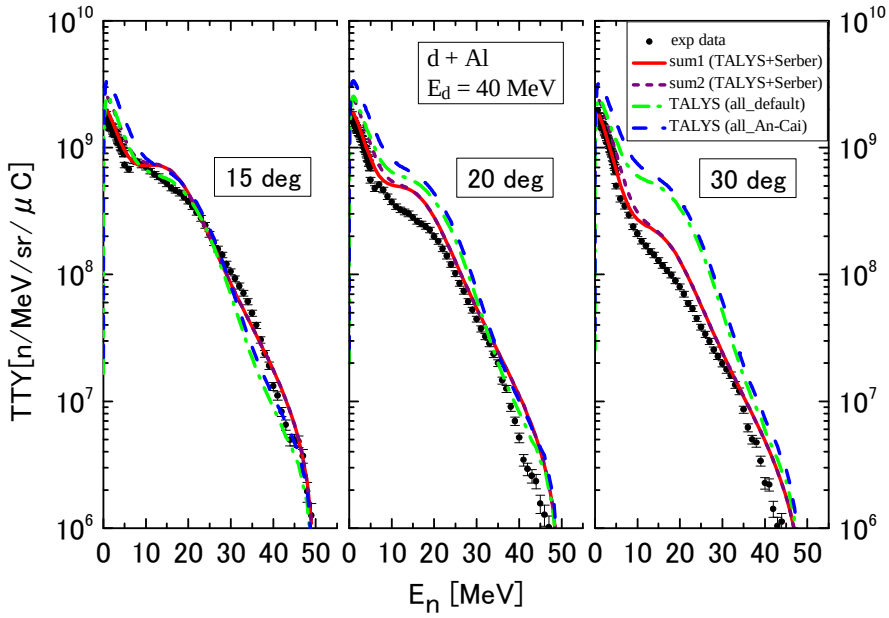


Fig.5-7(b) 東北大学実験結果と計算結果の比較（Al 標的 15, 20, 30 度)

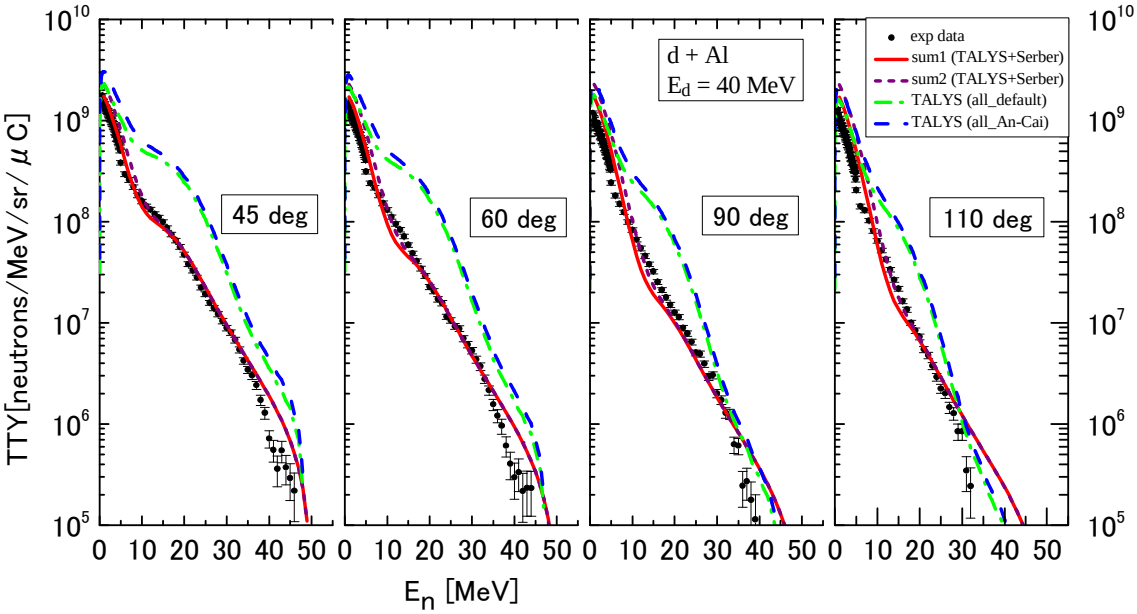


Fig.5-7(c) 東北大学実験結果と計算結果の比較（Al 標的 45, 60, 90, 110 度)

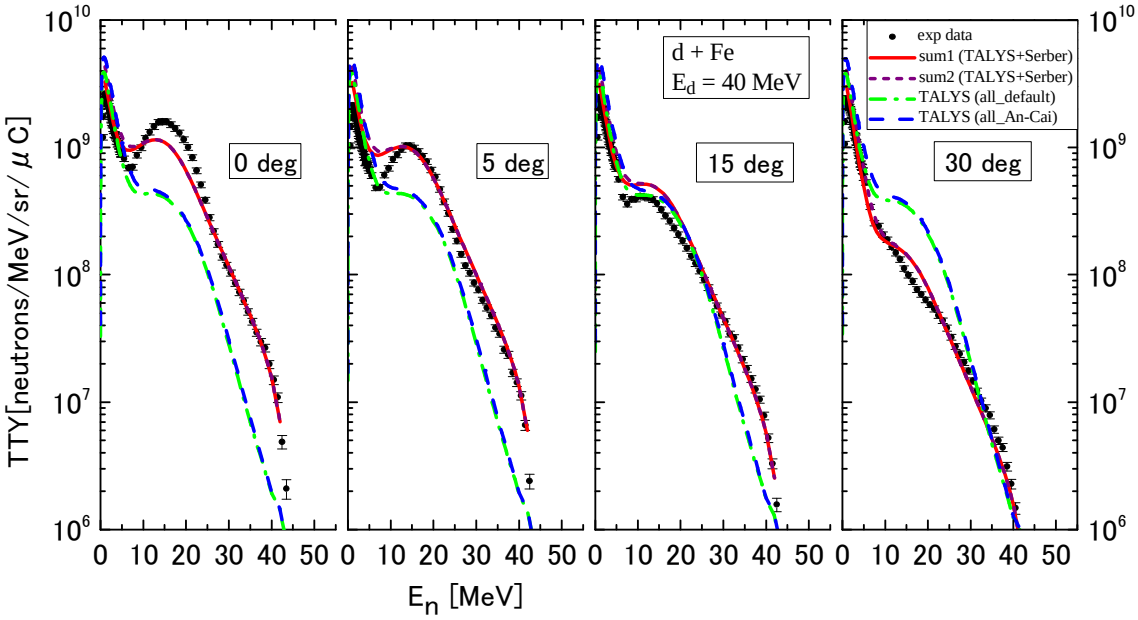


Fig.5-8(a) 東北大学実験結果と計算結果の比較 (Fe 標的 0, 5, 15, 30 度)

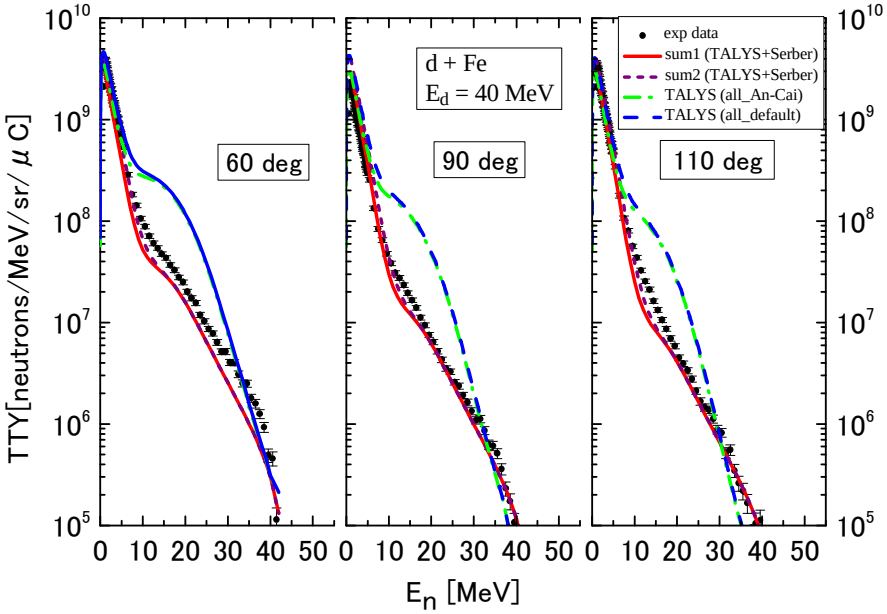


Fig.5-8(b) 東北大学実験結果と計算結果の比較 (Fe 標的 60, 90, 110 度)

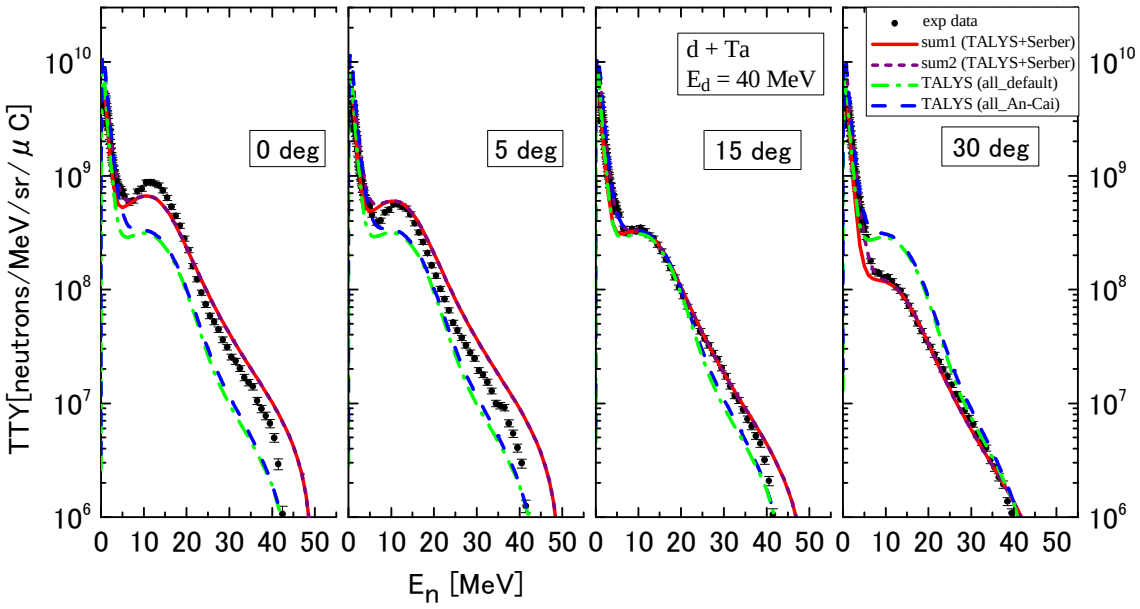


Fig.5-9(a) 東北大学実験結果と計算結果の比較 (Ta 標的 0, 5, 15, 30 度)

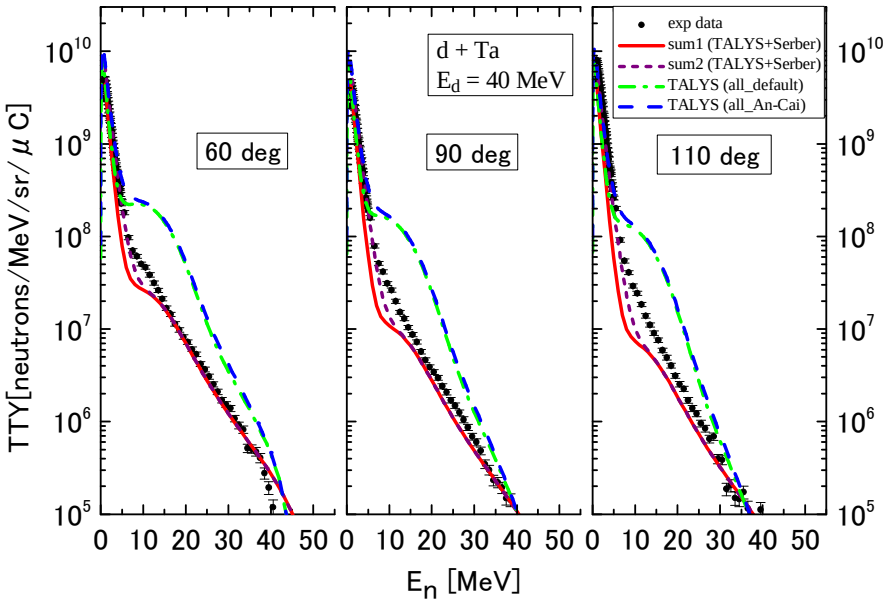


Fig.5-9(b) 東北大学実験結果と計算結果の比較 (Ta 標的 60, 90, 110 度)

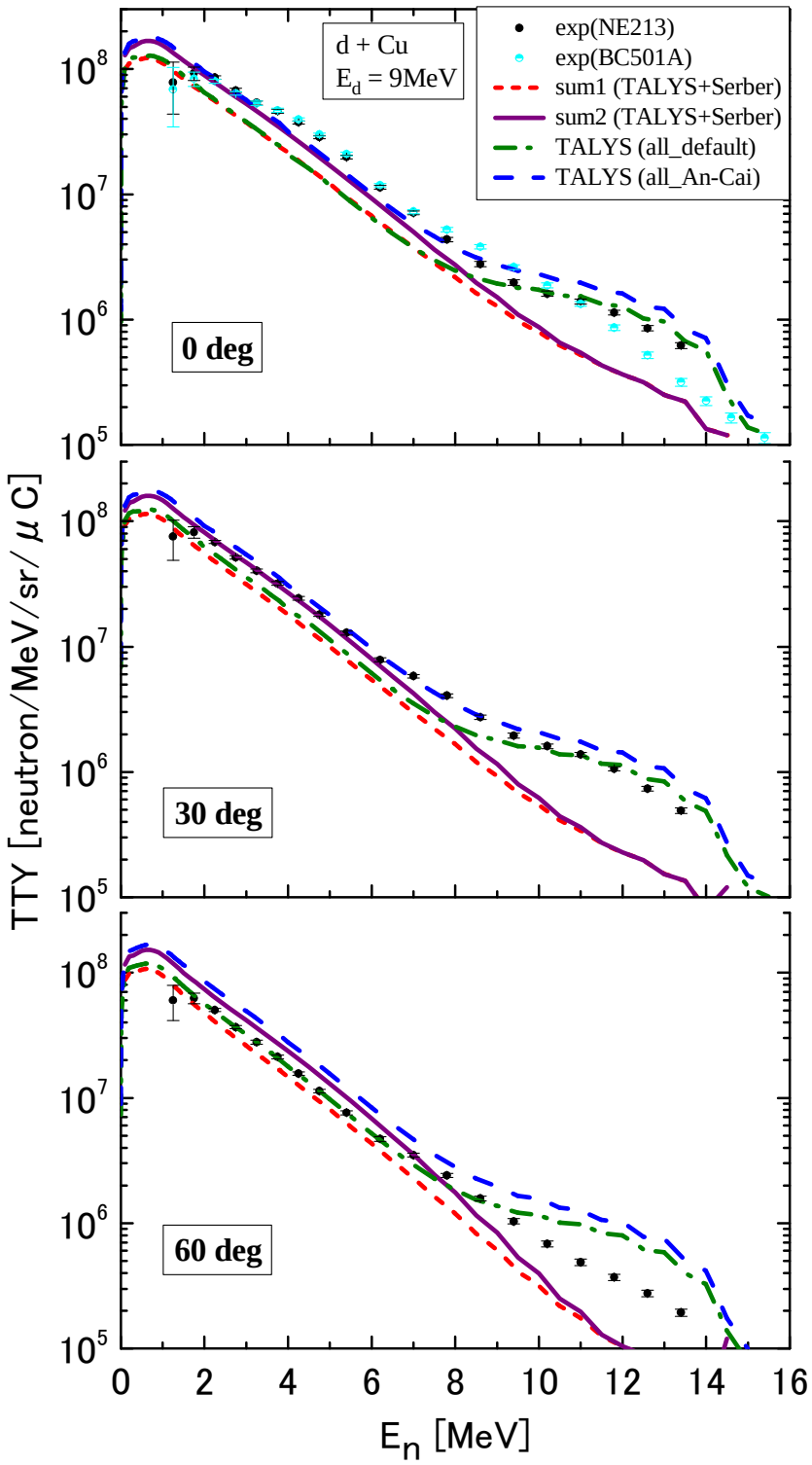


Fig.5-10 タンデム予備実験結果と計算結果の比較（Cu 標的 0, 30, 60 度)

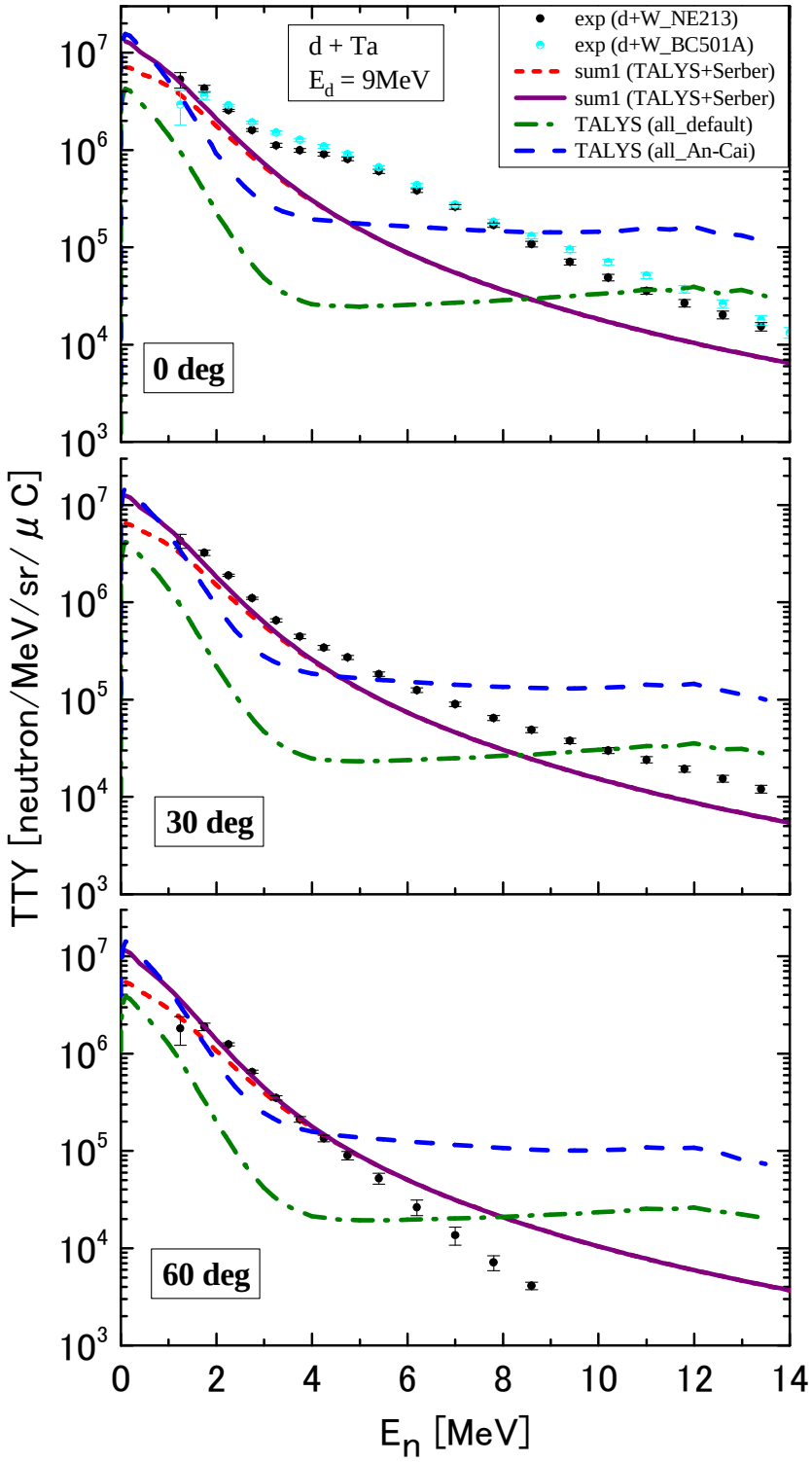


Fig.5-11 タンデム予備実験結果と計算結果の比較（W 標的 0, 30, 60 度)

(計算結果は Ta 標的)

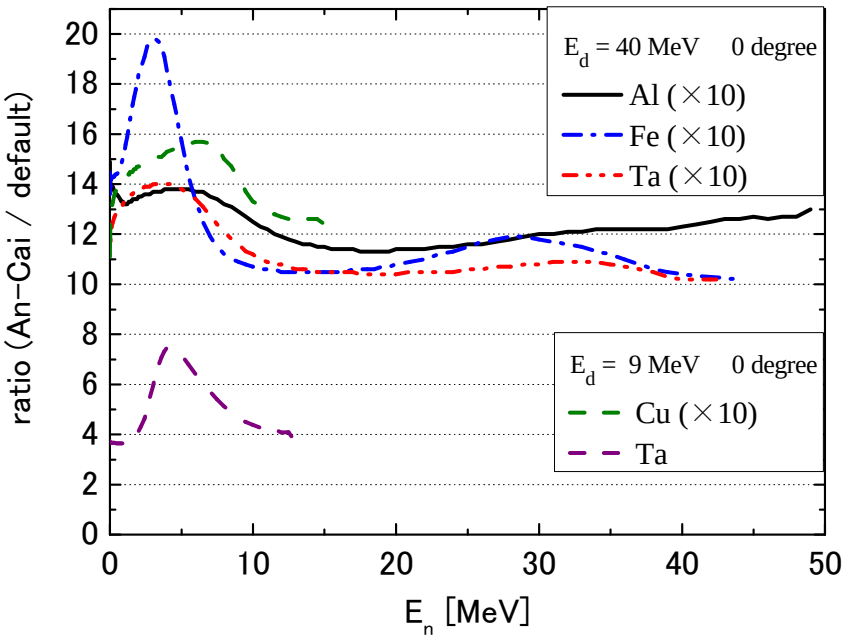


Fig.5-12 TTY(TALYS)と TTY(TALYS An-Cai)の比

5.3 エネルギー微分断面積の計算

S.I.Al-Quraishi らが行った、^{27}Al 及び ^{56}Fe を対象とした(d,n)及び(d,p)反応断面積の実験データ[26]について TALYS で解析を行った。入射エネルギーは 5MeV、7MeV である。この実験結果の断面積をエネルギー間隔の平均値で割ったものと TALYS 計算結果の比較図を Fig.5-13、Fig.5-14 に示す。TALYS 計算はデフォルトの光学模型のポテンシャルと An-Cai のポテンシャルを使用してエネルギー微分断面積を計算しており、図中 TALYS(default)及び TALYS(An-cai)がそれぞれの計算結果に対応している。Fig.5-13 は(d,n)反応の実験データと計算結果の比較である。5MeV 重陽子入射の Al 標的結果では E_n = 3MeV 程度までは両計算結果共に過小評価である。計算結果は、実験データのエネルギー依存性は再現しているが、実験データに見られるピーク位置にずれが生じている。7MeV 重陽子入射の Al 標的結果では、E_n = 6MeV 程度までは TALYS(An-Cai)が実験結果と概ねよい一致を示すが、それ以上のエネルギー領域では過大評価になっている。

また、実験データに見られるピーク位置に関しては概ね再現できている。5MeV 重陽子入射の Fe 標的結果では計算結果が実験データの形状を概ね再現できている。この結果では、9MeV 程度までは実験データが TALYS(default)と TALYS(An-Cai)に挟まれる形になっており、実験データがどちらのポテンシャルを支持するかは判断できない。実験データに見られるピーク位置はおおよそ再現できているが 0.5MeV 程度のずれが生じている。7MeV 重陽子入射の Fe 標的結果では TALYS(default)が実験データを非常に良く再現できている。Fig.5-14 は(d,p)反応の実験データと計算結果の比較である。Fig.5-14 に示す 4 つの比較結果から、計算結果が実験データを概ね再現できていることがわかる。特に 7MeV 重陽子入射結果はよく再現できている。また、Fe 標的の 7MeV 重陽子入射結果では TALYS(default)の方が実験データを再現できており、(d,n)反応と同じく光学模型のポテンシャルを支持する結果となった。

以上のことから、5MeV や 7MeV といった低エネルギー領域において TALYS はある程度妥当な断面積を計算可能であると言える。

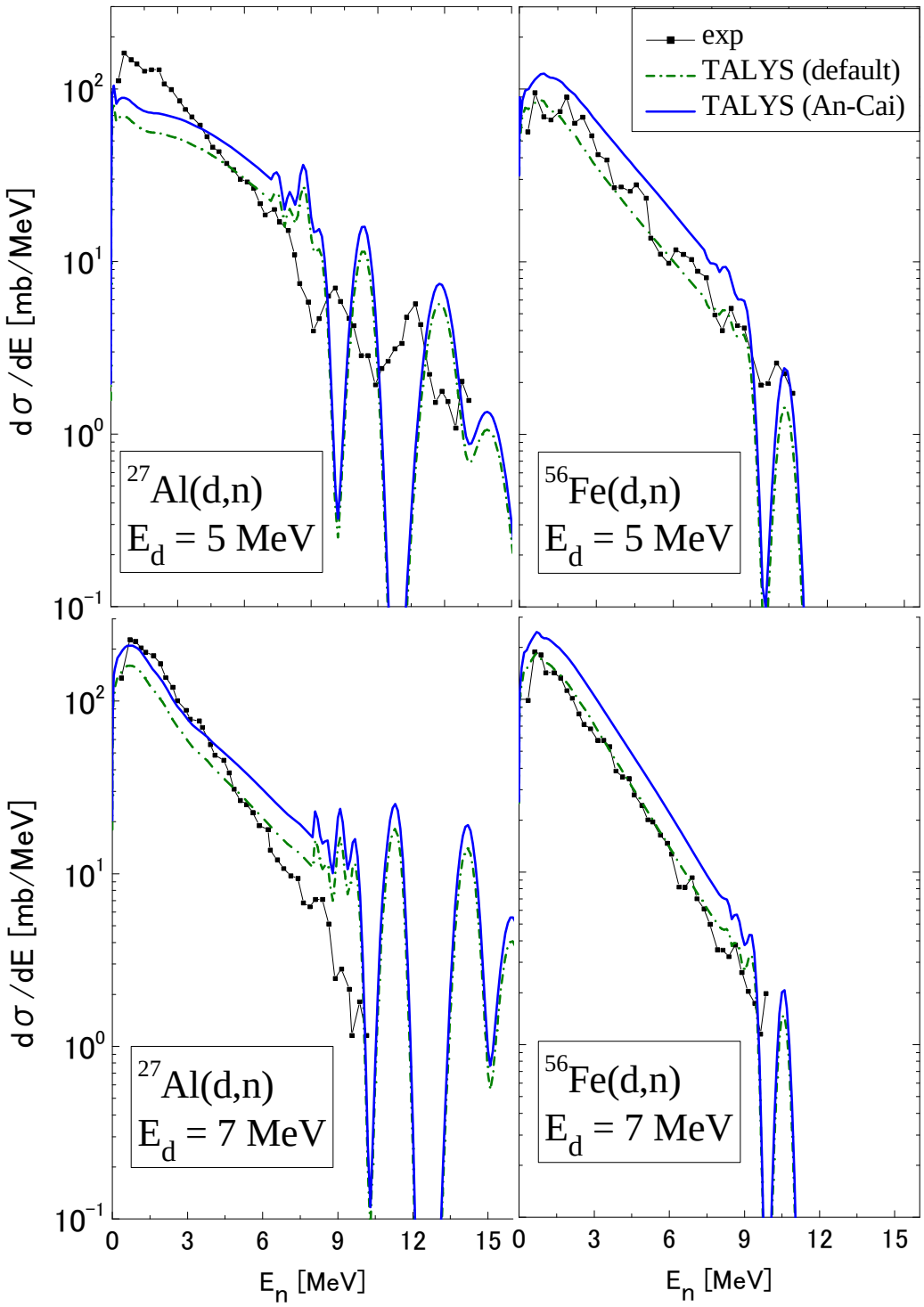


Fig.5-13 (d,n)反応のエネルギー微分断面積結果比較 (Al, Fe 標的)

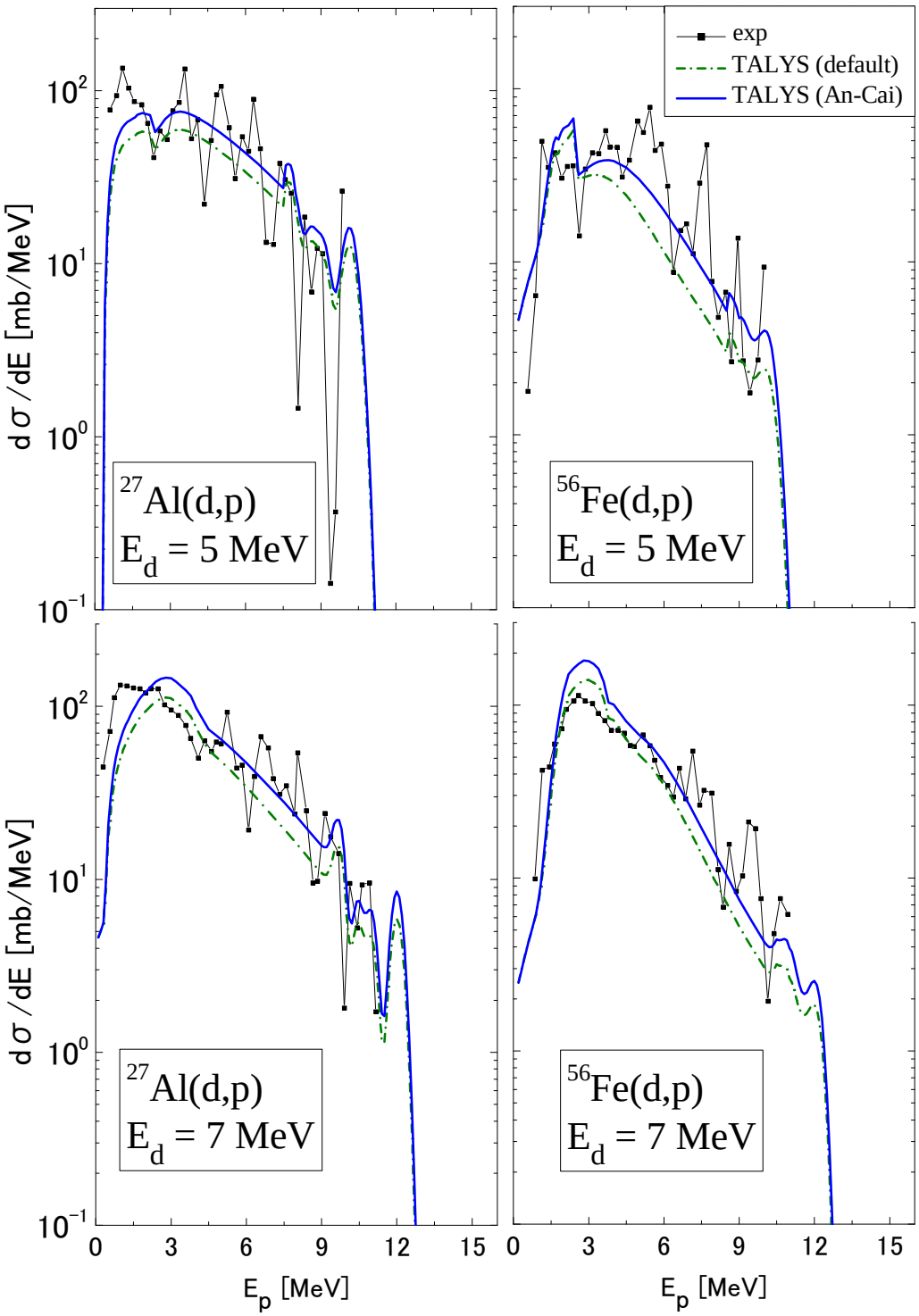


Fig.5-14 (d,p)反応のエネルギー微分断面積結果比較 (Al, Fe 標的)

5.4　TALYS コードと Serber モデルの角度分布の考察

TALYS-DDX は複合核成分については実験結果非常に良く再現できるものの、全成分では実験結果及びその角度傾向を再現できないことが判明した。この原因を考察した。

TALYS-DDX 全成分から複合核成分を引くと、前平衡成分と直接成分の DDX の和になる。これを TALYS-DDX(Pre-equiv)と呼称し、DDX-Serber と比較した。0 から 110 度までの 40MeV 入射の DDX を使用し、DDX のピーク値を角度毎にプロットした結果を Fig.5-15 に示す。Fig.5-15 を見ると Serber モデルの角度分布に対して TALYS の角度分布はなだらかであることがわかる。この TALYS の角度分布はストリッピング反応による前方性の高さに反する結果になっており、TALYS が実験結果を再現できない要因である可能性が高い。

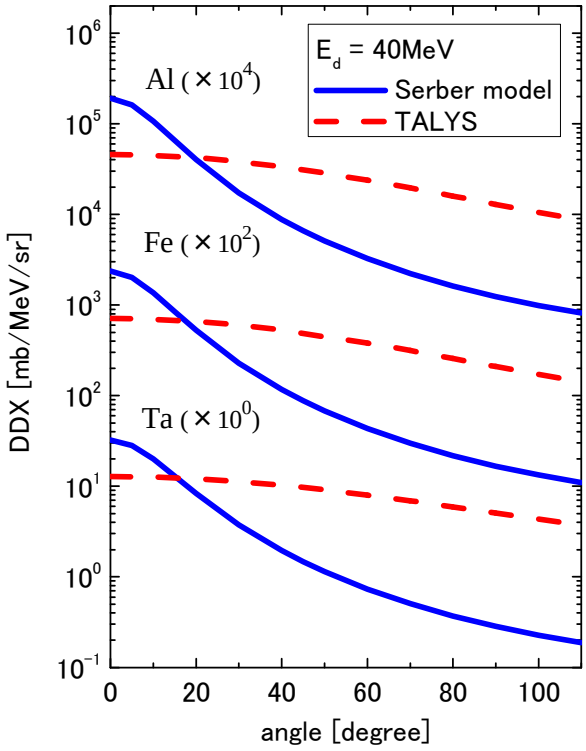


Fig.5-15 Serber モデルと TALYS の DDX 比較図

5.5　Serber モデル角度分布における標的核の質量数依存性

Serber モデルの角度分布依存性を見るために、東北大学の実験結果と Serber モデルの計算結果を比較する。Li、C、Al、Fe、Ta の 5 標的で共通な角度における東北大学の実験結果を Fig.5-16 に示す。各種標的の東北大学実験結果について Serber モデルで計算した TTY と実験値の比較を Fig.5-17 から Fig.5-21 に示す。これらの図から Serber モデルによる計算結果は 0 度の結果は全ての標的に対して過小評価になり、原子番号の増加とともに実験値に近づく傾向が見える。また、Li 標的に関しては、Serber モデルによる計算結果が全ての角度で過小評価になっている。これは Li のサイズが小さく(Table3-1 参照)、重陽子のサイズとさほど変わらないために、不透明型 Serber モデルの条件 $R_d \ll R_a$ を十分に満たしていないことに起因する可能性が高い。

式(3-1)で与えられる TTY 簡易計算式において、重陽子の減衰項を無視し、$d^2\sigma/dE_n d\Omega_n$ を DDX と表記すると以下のような変形が可能である。

$$\frac{d^2Y}{dE_n d\Omega_n} = N\int_0^{E_0} DDX\left[\frac{dE_d}{dx}\right]^{-1} dE_d$$

$$= N\int_0^{E_0} DDX\frac{dE_d}{\left[\frac{dE_d}{dx}\right]}$$

$$= N\int_0^{R} DDX\,dx$$

$$= \frac{\rho N_0}{A}R\langle DDX\rangle$$

ここで ρ は標的の密度、N_0 はアボガドロ数、A は標的の質量数、$\langle DDX\rangle = \frac{\int DDX\,dx}{R}$ は飛程内での DDX 平均値である。Serber モデルでは

$$DDX \propto \frac{\pi}{2}R_A R_d \propto A^{1/3}$$

であるため、

$$\mathrm{TTY} \propto \frac{\rho N_0}{A} R A^{1/3} \propto \rho R A^{-2/3}$$

の関係が導かれる。標的毎にこの関係をまとめると Table5-2 になる。ここで表中の ratio は Ta 標的の TTY を 1.0 とした時の核標的の TTY の割合である。

Table5-2　Serber モデルの TTY 比

Target	A	ρ[g/cm3]	R [cm]	$A^{-2/3}$	$\rho R A^{-2/3}$	ratio
Li	7	0.534	1.9	0.273	0.277	4.3
C	12	2.250	0.421	0.191	0.181	2.8
Al	27	2.700	0.422	0.111	0.127	2.0
Fe	56	7.874	0.171	0.068	0.092	1.4
Ta	181	16.654	0.123	0.031	0.064	1.0

Fig.5-16 における 30 度までの実験結果の、バンプ構造ピーク付近での実験値をまとめると Table5-3 のようになる。表中の ratio は Ta 標的の TTY を 1.0 とした時の核標的の TTY の割合である。

Table5-3　東北大学実験結果の TTY 比

	0		15		30	
Target	data(10^9)	ratio	data(10^9)	ratio	data(10^9)	ratio
Li	26	29.5	4.23	12.1	2.6	20.0
C	5.6	6.4	1.05	3.0	0.36	2.8
Al	4.2	4.8	0.7	2.0	0.21	1.6
Fe	1.6	1.8	0.42	1.2	0.19	1.5
Ta	0.88	1.0	0.35	1.0	0.13	1.0

Table5-2 と Table5-3 の ratio を比較した結果を Fig.5-22 に示す。横軸は各物質の質量数、縦軸は ratio となっている。Fig.5-22 より Li を除いて、15 度、30 度における物質毎の実験値の TTY 比は Serber モデルの TTY 比と非常に近くなっていることがわかる。Li については中性子を放出しやすいという特性のため Serber モデルの TTY 比を超過した結果比を示すものと推測される。15 度の結果は Serber モデルの比と最大 20%しか差がなく、30 度の結果は Al に 40%、鉄に 10%の差があるのみである。このことから Al 以降の重い標的に対して、Serber モデルの角度分布は、0 度を除き実験結果の角度傾向を再現可能と判明した。

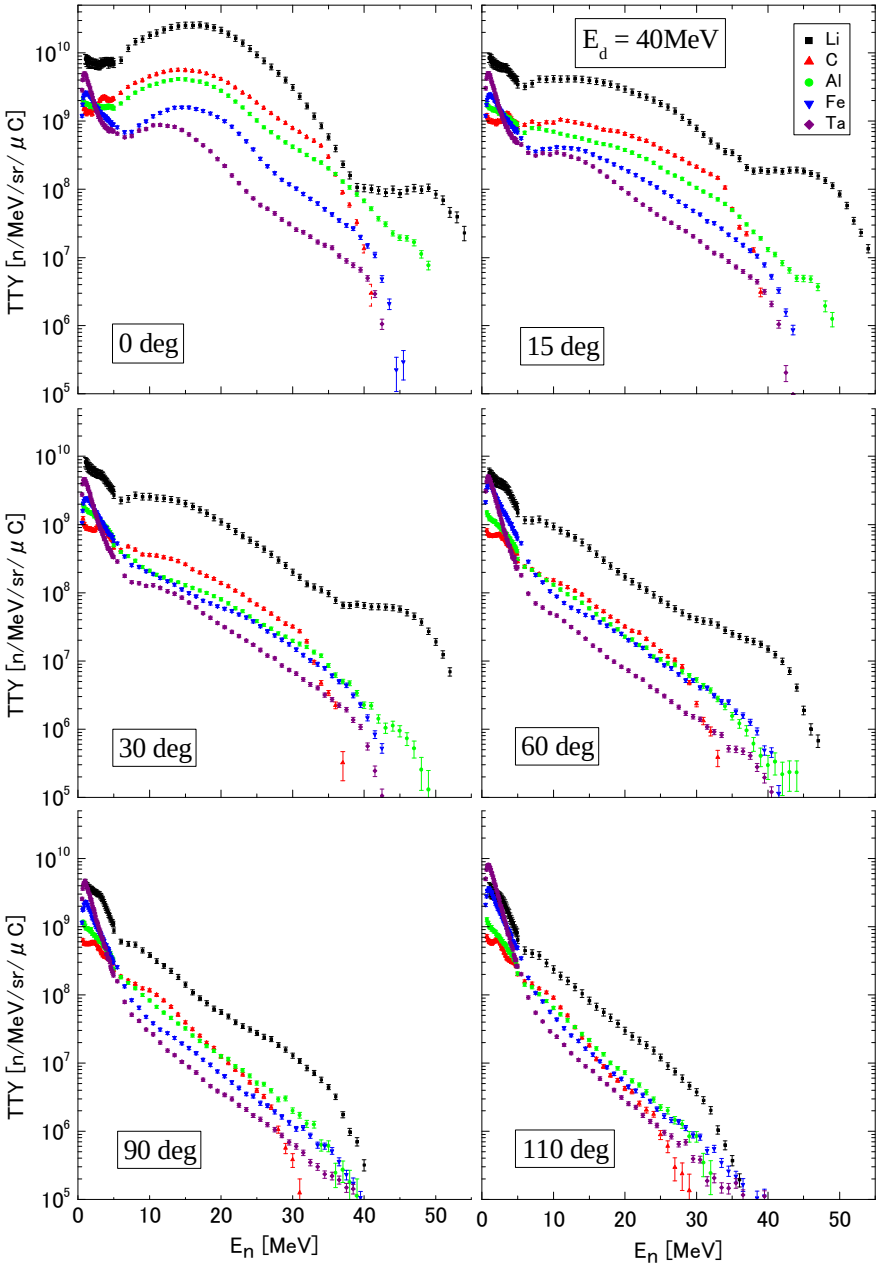


Fig.5-16 東北大学実験結果一覧

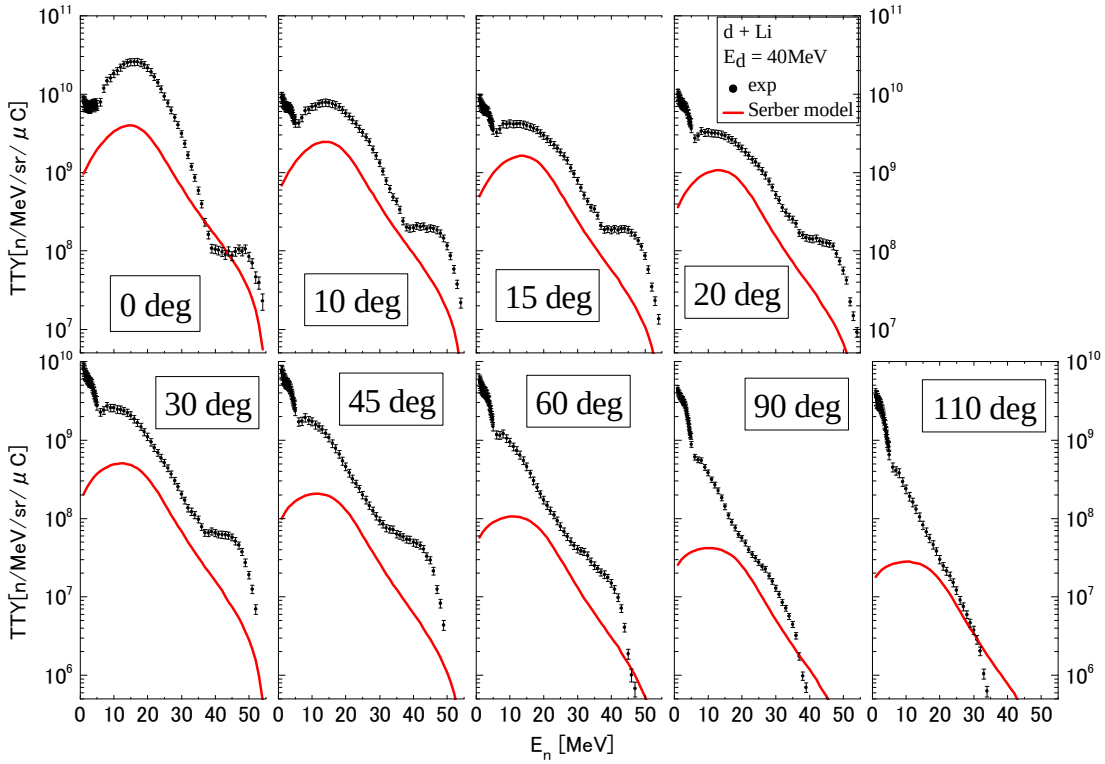


Fig.5-17 Serber モデル計算結果と東北大学実験結果 (Li 標的)

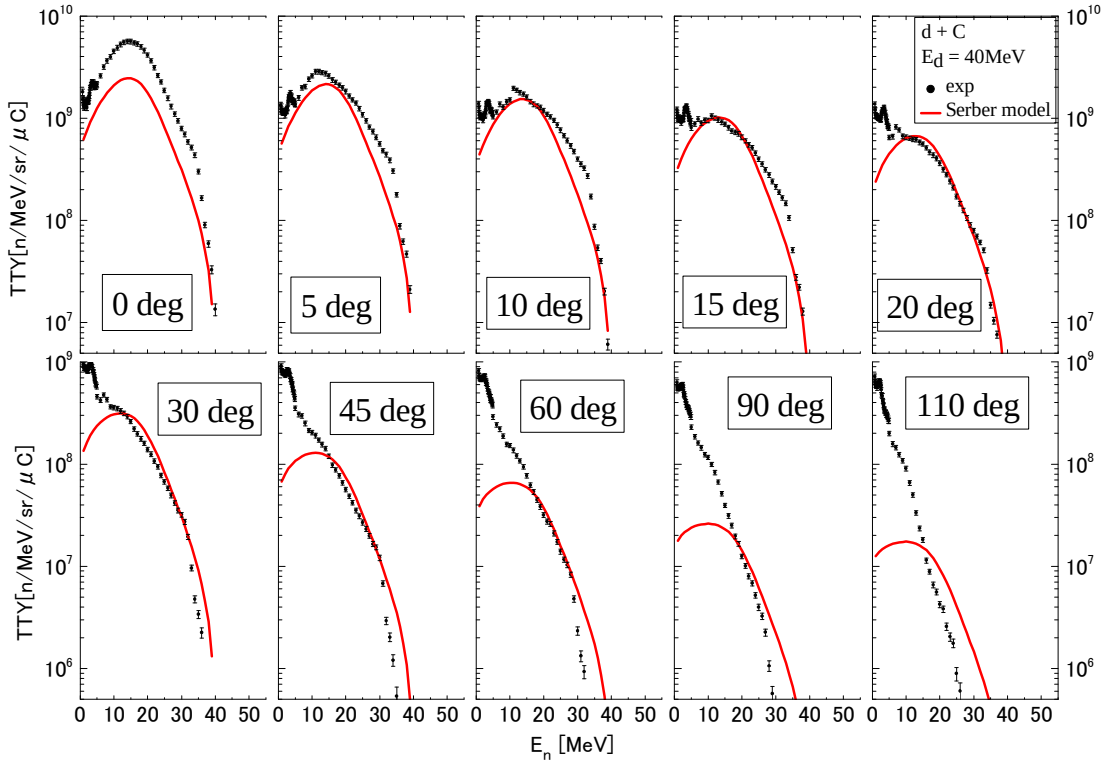


Fig.5-18 Serber モデル計算結果と東北大学実験結果 (C 標的)

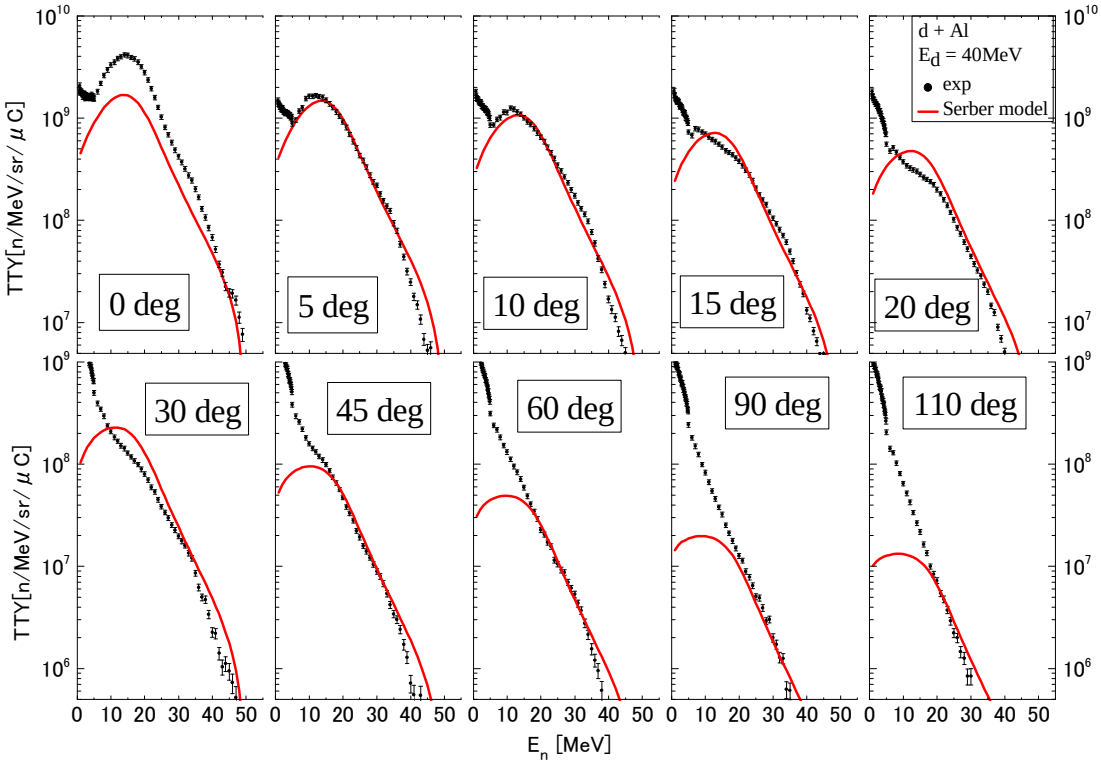


Fig.5-19 Serber モデル計算結果と東北大学実験結果 (Al 標的)

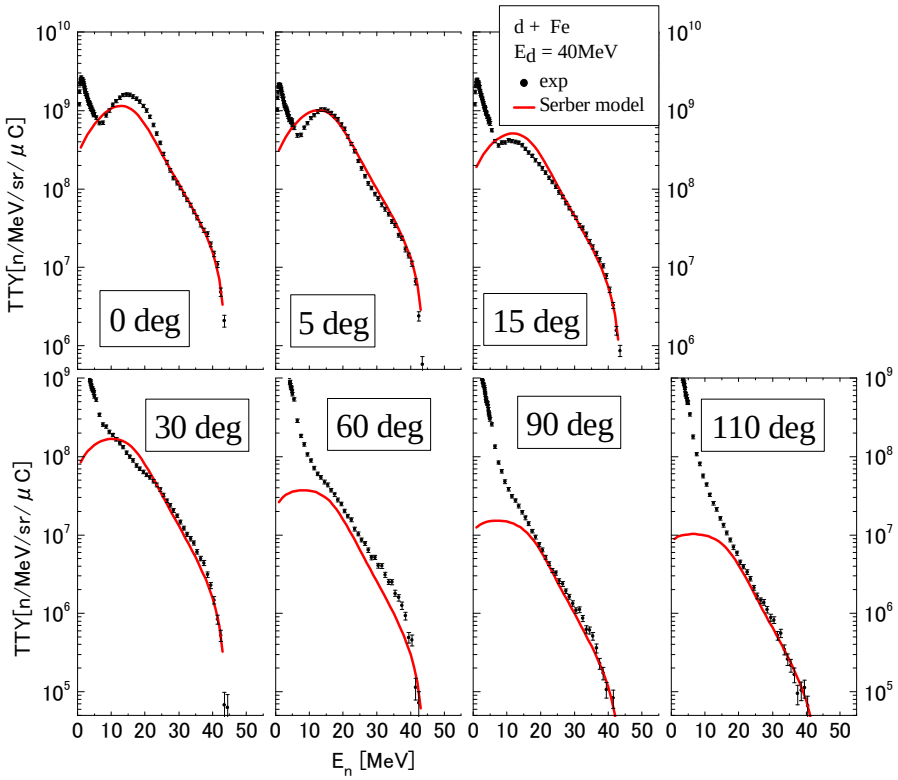


Fig.5-20 Serber モデル計算結果と東北大学実験結果 (Fe 標的)

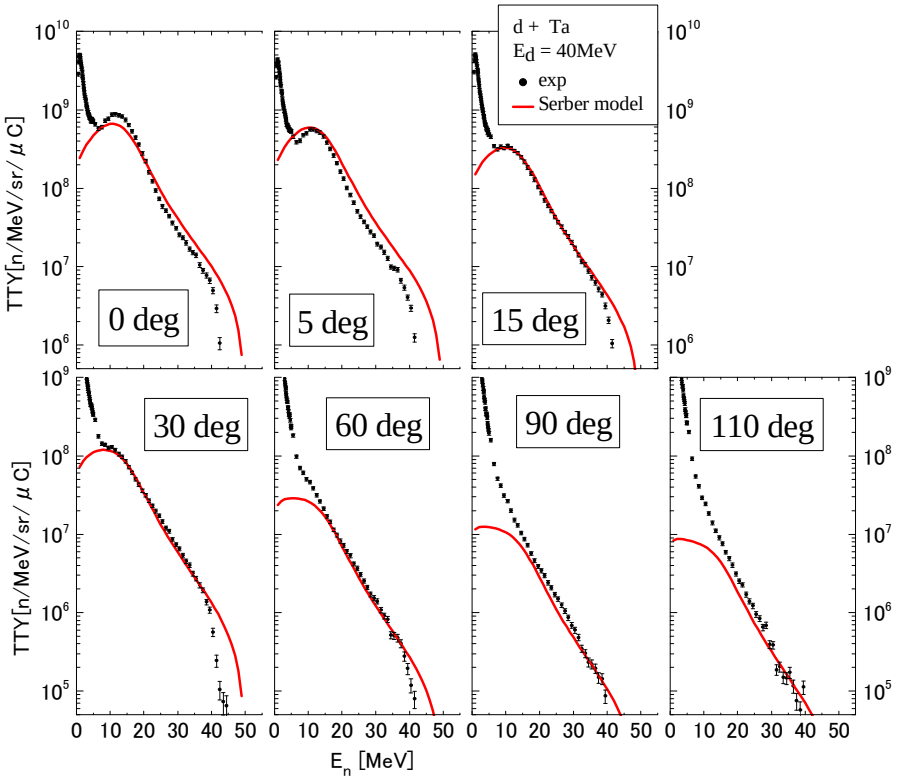


Fig.5-21 Serber モデル計算結果と東北大学実験結果 (Ta 標的)

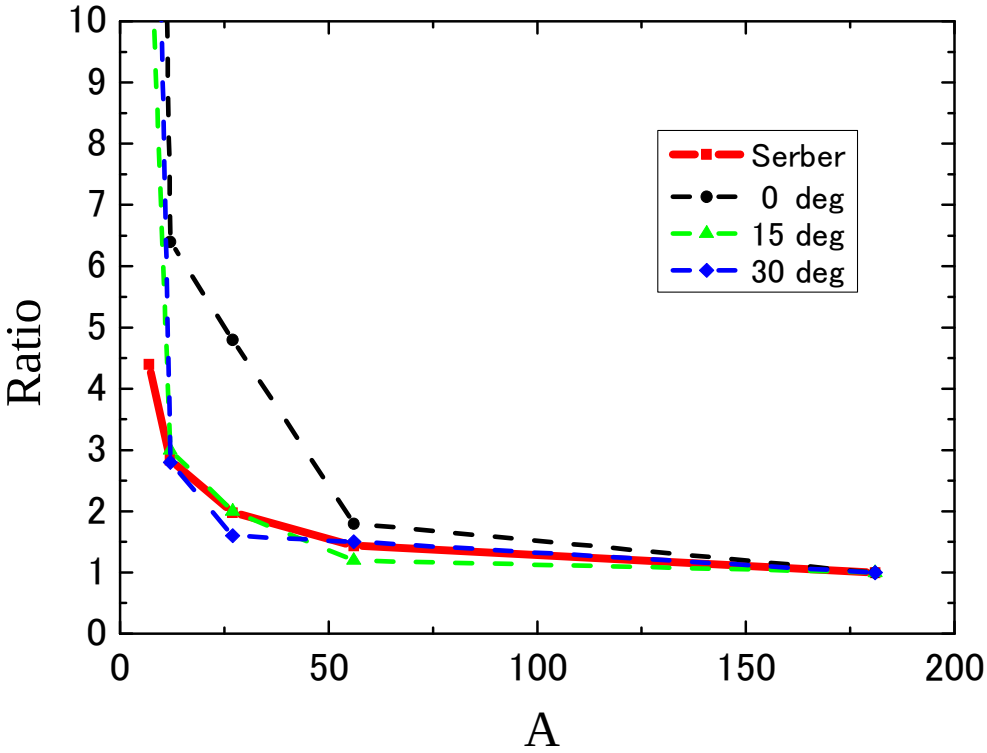


Fig.5-22 実験結果と Serber モデルの TTY 割合比

5.6　放射化断面積計算結果

TALYS を使用した放射化断面積の計算結果と実験結果の比較図を Fig.5-23、Fig.5-24、Fig.5-25、Fig.5-26 に示す。図中において横軸は重陽子エネルギー[MeV]、縦軸は放射化断面積[mb]である。

TALYS 計算のポテンシャルはデフォルトの光学模型ポテンシャルと An-Cai のポテンシャルを用い、両結果の比較も行った。デフォルトの光学模型ポテンシャルを用いた計算結果を TALYS(default)、An-Cai のポテンシャルを用いた計算結果を TALYS(An-Cai)と呼称する。

・Al 標的

Fig.5-23 は ^{27}Al(d,x)^{22}Na、^{27}Al(d,x)^{24}Na 反応断面積の比較図である。^{22}Na 生成断面積については、TALYS(default)、TALYS(An-Cai)共に実験結果の形状は再現できているが、過小評価になっている。^{24}Na 生成断面積は TALYS(An-Cai)が E_d=20MeV 程度までは実験値を再現できているがそれ以上のエネルギー領域においては過小評価になっている。

・Fe 標的

Fig.5-24(a)は ^{nat}Fe(d,x)^{51}Cr、 ^{nat}Fe(d,x)^{52}Mn、^{nat}Fe(d,x)^{54}Mn 反応断面積の比較図である。TALYS(default)は ^{51}Cr 生成断面積の形状は概ね再現できているが絶対値は大きく過小評価している。TALYS(An-Cai)は TALYS(default)よりも実験値に近い値を示し、特に E_d=35MeV 以上の領域では実験値の傾向を良く再現できている。^{52}Mn 生成断面積は、TALYS(default)では 5 MeV < E_d < 15 MeV 領域に過大評価を与えている部分があるものの、30MeV 程度までは実験結果をよく再現できており、30MeV 以上では過小評価になっている。TALYS(An-Cai)では E_d=33 MeV 程度までは過大評価を与え、それ以降のエネルギー領域では実験結果に合致する結果となっている。^{54}Mn 生成断面積は TALYS(default)では過小評価を与えるが、TALYS(An-Cai)では非常によく実験結果を再現できている。

Fig.5-24(b)は ^{nat}Fe(d,x)^{55}Co、^{nat}Fe(d,x)^{56}Co、^{nat}Fe(d,x)^{57}Co、^{nat}Fe(d,x)^{58}Co 反応断

面積の比較図である。Fe の組成は ^{56}Fe : 91.72%、^{54}Fe : 5.8%、^{57}Fe : 2.2%、^{58}Fe : 0.28%であるため、(d,n)反応における放射化断面積は ^{nat}Fe(d,n)^{57}Co が最重要である。計算結果は、TALYS(default)では ^{55}Co 生成断面積の形状は概ね再現できているが絶対値の再現できていない。^{56}Co 生成断面積は、両計算結果共に非常に良く再現できているが、15MeV < E_d < 20 MeV 領域付近の実験結果は両計算結果の間にあるため、どちらの計算結果がよいかは断言できない。^{57}Co 生成断面積は Wenrong の実験結果を支持した場合 TALYS(default)が E_d=10MeV 程度まで良い一致を示すが、Heremanne の実験値を支持した場合、TALYS(An-Cai)の方が実験結果に近い値を示す。いずれにせよ、E_d < 15MeV 領域の実験結果と比較した場合は両結果共に過小評価になる。^{58}Co 生成断面積については Wenrong と Nakao の実験結果は近い値を示しているが、両者の実験結果と Sudar の実験結果に大きな差がある。Wenrong と Nakao の実験結果を支持すると、TALYS(An-Cai)が E_d=20MeV 程度までは実験結果を良く再現し、それ以上のエネルギー領域では過小評価になっている。

・Cu 標的

Fig.5-25 に ^{nat}Cu(d,x)^{61}Cu、^{nat}Cu(d,x)^{62}Zn、^{nat}Cu(d,x)^{63}Zn、^{nat}Cu(d,x)^{64}Cu 反応断面積の比較図を示す。Cu の組成は ^{63}Cu : 69.17%、^{65}Cu : 30.83%であるため、(d,n)反応における放射化断面積は ^{nat}Cu(d,n)^{64}Cu が最重要である。^{61}Cu 生成断面積は、30MeV < E_d < 35MeV 領域付近に過大評価となる部分が存在するものの、TALYS(An-Cai)が実験結果とよく一致している。^{62}Cu 生成断面積は、30MeV < E_d < 40 MeV 領域付近で 2/3 程度の過小評価になる部分が存在するものの、その領域を除けば TALYS(An-Cai)が概ね実験結果を再現している。^{63}Cu 生成断面積は、30MeV < E_d < 40 MeV 領域付近で 1/2 程度の過小評価になる部分が存在するものの、TALYS(An-Cai)が概ね実験結果を再現している。^{64}Cu 生成断面積は、TALYS(An-Cai)が 20MeV < E_d の領域でよく実験結果を再現できている。20MeV 程度までのエネルギー領域では 0.2～0.5 程の大きな過小評価を示している。特定領域を除けば TALYS(An-Cai)は ^{nat}Cu の放射化断面積を比較的良く再現できていると言える。

・Ta 標的

Fig.5-26 に ^{nat}Ta(d,x)^{178}Ta、^{nat}Ta(d,x)^{180}Ta 反応断面積の比較図を示す。両反応とも Nakao の実験結果のみとの比較となっており、実験データ不足の事実は否めないが計算結果との比較について述べる。TALYS(default)、TALYS(An-Cai)の差が非常に小さいため両計算結果を統括して計算結果と称する。^{178}Ta 生成断面積については、計算結果が形状を再現できているが若干過大評価になっている。^{180}Ta 生成断面積については、大きく過大評価している。

TALYS による放射化断面積の計算結果をまとめると、以下のようになる。

・TALYS 計算結果は全体的に放射化断面積実験結果の傾向を再現できる傾向がある。

・^{nat}Fe(d,x)^{54}Mn 放射化断面積、^{nat}Fe(d,x)^{56}Co 放射化断面積、^{nat}Cu(d,x)^{61}Cu 放射化断面積、^{nat}Cu(d,x)^{62}Zn の TALYS 計算結果は実験結果をよく再現できる。しかし、TALYS(default)と TALYS(An-Cai)の間に存在する実験結果が少なくないため　いずれのポテンシャルが適しているかを断定することは難しい。

・^{27}Al(d,x)^{22}Na 放射化断面積は全くの過小評価、 ^{nat}Ta(d,x)^{178}Ta 反応断面積、^{nat}Ta(d,x)^{180}Ta 反応断面積はいずれも全くの過大評価となる。

・上記の 7 反応断面積を除けば、計算結果が部分的には実験結果をよく再現可能であり、特定の部分では過大もしくは過小評価になる。

また、5.1 節で TALYS のストリッピング反応計算部分に問題があることが判明したが、これは放射化断面積の計算にも影響を与えると考えるのが妥当である。この部分を改良することや物理パラメータを調整することによって TALYS 放射化断面積計算の精度を上げることは可能と考えられる。

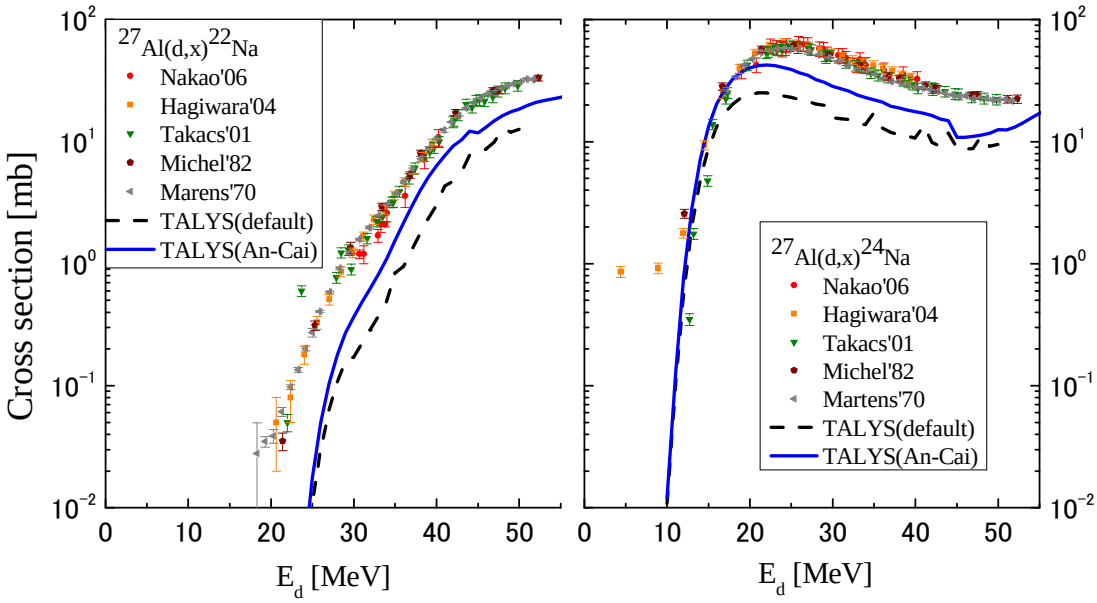


Fig.5-23　^{27}Al(d,x)Na の放射化断面積比較図

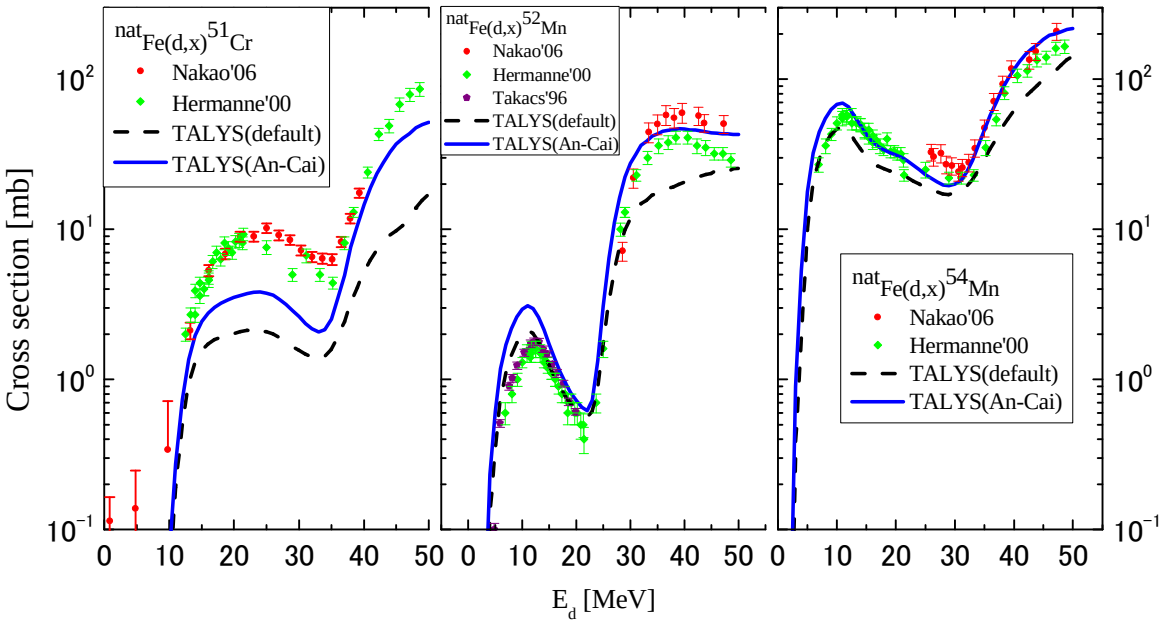


Fig.5-24(a)　^{nat}Fe(d,x)Cr　^{nat}Fe(d,x)Mn の放射化断面積比較図

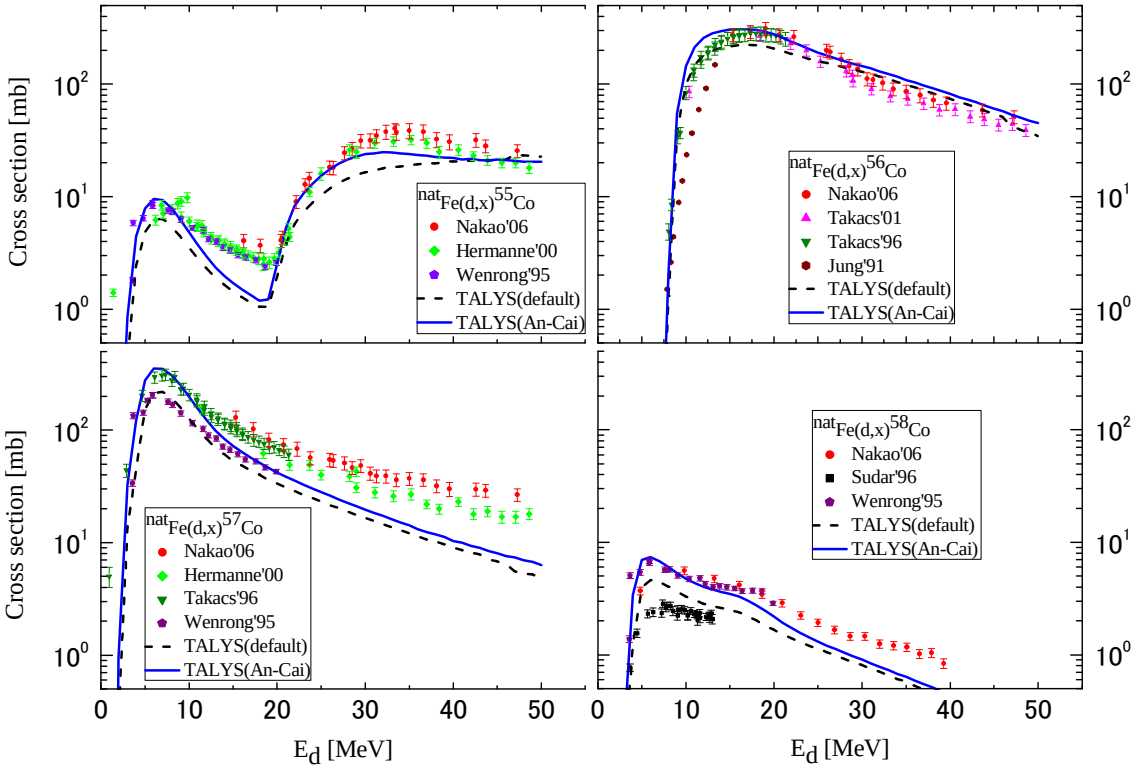


Fig5-24(b)　^{nat}Fe(d,x)Co の放射化断面積比較図

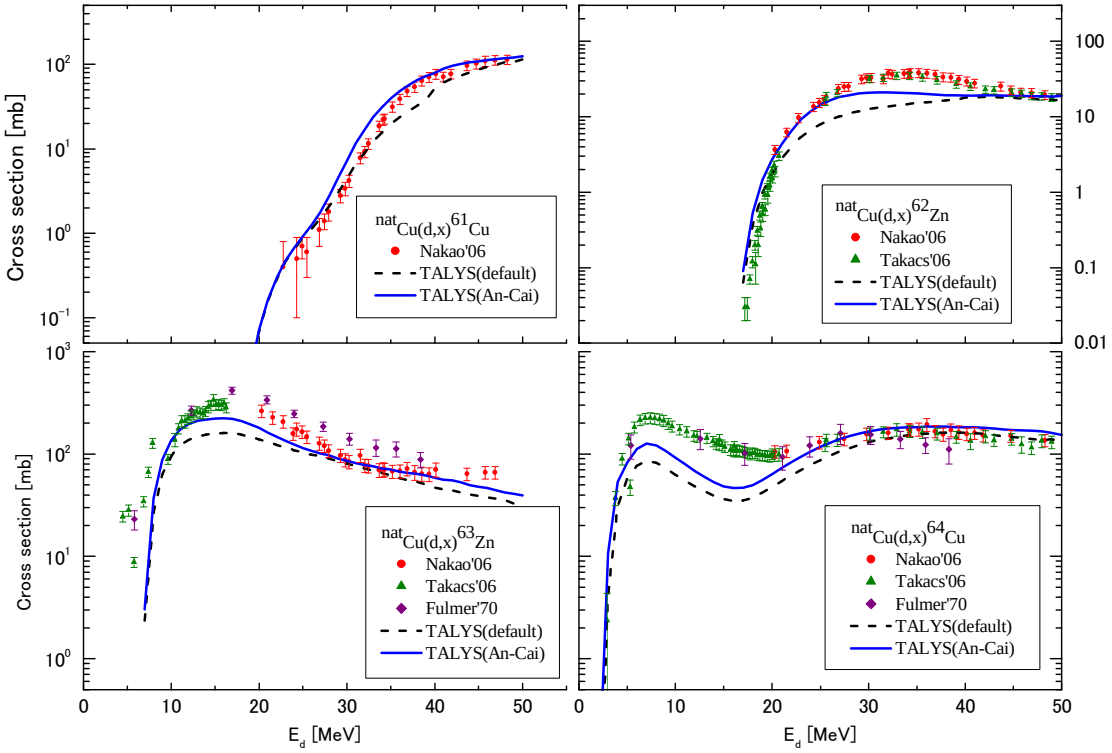


Fig.5-25　^{nat}Cu(d,x)Cu、^{nat}Cu(d,x)Zn の放射化断面積比較図

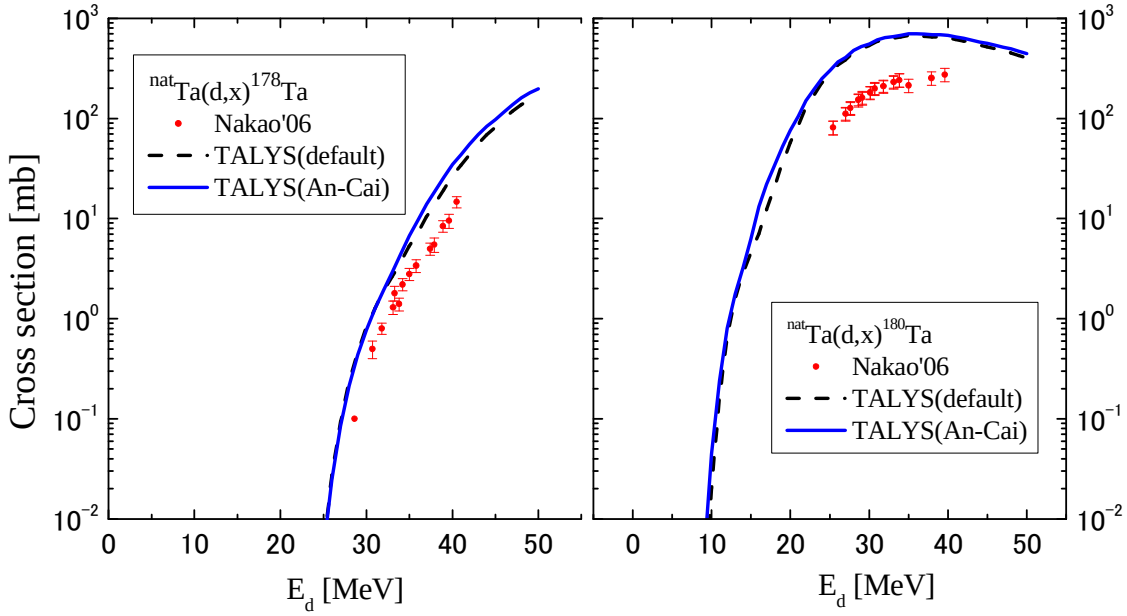


Fig.5-26　^{nat}Ta(d,x)Ta の放射化断面積比較図

6.　結論

6.1　まとめ

放射線安全設計の観点から、中性子源だけでなく重陽子ビームが加速管やビームダンプに当たって発生する中性子生成量を精度良く予測する必要がある。重陽子入射加速器を利用した中性子源において、重陽子入射による生成中性子の輸送計算を行うためにはソース項となる物理量である､厚い(飛程よりも長い)標的に対する二重微分中性子収量(Thick Target Yields)が必要である。東北大学CYRIC における、40MeV 重陽子入射中性子生成実験結果を対象として、汎用核反応理論計算コード TALYS で TTY 計算を行ったところ、複合核成分の実験結果はよく再現できるが全成分における実験結果は再現できなかった。これは TALYS のストリッピング反応成分の取扱い及び TALYS の角度分布に問題があるためである。そこでストリッピング反応を記述する半古典理論モデルである Serber モデルを用いて TTY 計算を行い、Serber モデルがストリッピング反応成分を良く再現できることを確認した｡そして､TALYS 計算の複合核成分に Serber モデル計算を加えるという計算手法を提案し、その有効性を示した。また、低エネルギー入射における計算手法の適用性を検証するために、九州大学タンデム加速器を使用した、9MeV 重陽子入射による生成中性子収量測定予備実験結果と本計算手法による計算結果を比較し､おおよそ再現可能なことを確認した。

次に､放射化断面積をデフォルトの物理量を使用した TALYS で計算したところ、計算結果は実験結果の入射エネルギー依存性については殆どの対象で良く再現できたものの、絶対値まで再現できているものはあまりないという結果になった。TALYS ストリッピング反応成分の取扱いが不十分なことがその要因の一つと考えられる。ストリッピング反応成分の改善や物理パラメータを調整することで TALYS による放射化断面積の推定は可能になると考えられる。

6.2　今後の研究課題

今後は TALYS のような核反応計算コードの重陽子ストリッピング反応計算部分を改良する、あるいは最近の量子力学的モデルである連続状態離散化結合チャンネル法や Glauber モデルによる計算を組み込むといった改良が望まれる。

謝辞

本研究を行うにあたり、数多くの方々にお世話になりました。

中島秀紀教授には研究の場を与えて頂きましたことに心から感謝致します。渡辺幸信准教授には本研究を進めるにあたって丁寧かつ熱心な御指導を賜りました。研究のみならず社会生活を営む上での心構えの数々を、叱咤激励を交えながらご教授下さった先生の御厚意に心から感謝致します。3 年間の御指導、本当にありがとうございました。類稀なるバイタリティーで研究室を牽引していた山本直嗣助教に心から感謝致します。研究室を笑顔で癒す存在であった大神めぐみ秘書に感謝致します。

解析対象となる実験データを提供して下さった東北大学の馬場護先生、糸賀俊明氏、荻原雅之氏にはこの場を借りて篤く御礼申し上げます。タンデム予備実験の際にお世話になりました相良建至教授、執行信寛助教、中村泰博氏、隈部正洋氏、日高浩介氏、森口大輔氏には深く感謝しております。

本研究を進める上で、同研究グループの皆様には大変お世話になりました。叶涛氏には研究を進める上で貴重な助言を幾度となく頂きました。私の些細な質問にも即座に丁寧に回答して下さった叶氏に心より感謝致します。渡邊健人氏、蘭長林氏にはタンデム予備実験の解析でお世話になりました。安部晋一郎氏には計算に関する助言を度々頂きました。計算機管理はやりがいのある仕事だと思うので頑張って下さい。内藤有紀氏及び平山嵩祐氏は研究グループに新たな風を運んでくれたと感じています。昨年度までに在籍されていた先輩方、林真照氏、加来大輔氏、西嶋康太氏、Kadrev Dimtre Nikolov 氏には大変感謝しています。皆様のご助力なしにはこの研究は完遂しなかったと思います。グループは異なりましたが松田伸夫氏、鶴哲平氏、永田英隆氏、大宅将史氏、小谷優介氏、新谷將氏、前野旭弘氏、江﨑徹氏、西山貴章氏、花屋倫生氏には日頃の研究生活で色々とお世話になりました。皆様のあたたかい雰囲気には日々救われました。

本研究に際してお世話になった皆様方にこの場を借りて御礼申し上げます。最後に、常日頃から誰よりも私を祝福してくれる両親に心より感謝いたします。

[参考文献]

[1] H. Matsui, in Proceedings of the 23rd Symposium on Fusion Technology, Venice, Italy, 20-24 September 2004.

[2] S.Agosteo et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A476 106 (2002).

[3] P.Pereslavtsev et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B266 3501 (2008).

[4] FENDL3-1 HP http://www-nds.iaea.org/fendl3/

[5] T.Itoga.et al., JAERI-Conf 2005 003 176 (2005).

[6] H.Iwase, et al., J. Nucl. Sci. and Technol. 139, 1142 (2002).

[7] T.Itoga et al., CYRIC Annual Report 2004, 33 (2004).

[8] Koji Niita et al., Phys.Rev.C52 5 2620 (1995).

[9] 中村尚司, “放射線物理と加速器安全の工学”, 第 2 版, 地人書館(1995).

[10] ジョン・R・ラマーシュ　アンソニー・J・バラッタ著　澤田哲生訳

[11] 原子核工学入門(上)　PEASON EDUCATION JAPAN (2003).

[12] R. Serber, Phys. Rev. 72, 1008 (1947).

[13] 影山誠三郎　原子核物理　朝倉書店 (1973).

[14] 日本原子力研究所　エネルギーシステム研究部　核データセンター “核データ　明日の原子力利用のために” (2000).

[15] TALYS-1.0, http://www.talys.eu/

[16] SRIM-2008, http://www.srim.org/

[17] J. Raynal, in Proceedings of the Specialists’ Meeting on the Nucleon Nucleus Optical Model up to 200 MeV, Bruyres-le-Chatel, France, November 13-15, 1996.

[18] TALYS1.0 USER MANUAL p69 (2007).

[19] Yu.A. et al., Nucl. Phys. A556, 453 (1993).

[20] M. Hagiwara et al., J. Nucl. Materials 329-333, 218 (2004).

[21] EXFOR HP http://www3.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm

[22] M.Nakao et al., JAEA Research 2006 071 (2006).

[23] S.Watanabe, Nucl.Phys.8 484(1958).

[24] D.G. Madland, in Proceedings of a Specialists' Meeting on preequilibrium nuclear reactions, Semmering,Austria, February 10-12, 103 (1988).

[25] H. An and C. Cai, Phys. Rev. C 73, 054605 (2006).

[26] Quing-Biao Shen, Nucl.Sci.Eng.141, 78 (2002).

[27] S.I.Al-Quraishi et al., Phys. Rev.C62 044616 (2000).