

平成18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

粒子輸送コード PHITS を用いた IFMIF

高中性子束モジュールの核発熱解析

氏名

加来 大輔

指導教員名

渡辺 幸信 助教授

目次

1章 序論	1
1-1 研究背景	1
1-2 研究目的	3
2章 原理	6
2-1 核発熱	6
2-2 微視的相互作用	6
2-2-1 中性子と物質の相互作用	6
2-2-2 光子(線)と物質の相互作用	8
2-2-3 荷電粒子および電子と物質の相互作用	10
2-3 核発熱計算	11
2-3-1 KERMA 近似	11
2-3-2 荷電粒子平衡	12
2-3-3 KERMA 因子の導出	12
2-3-4 PHITS 内部での計算	14
3章 計算方法及び計算コード	16
3-1 計算体系	16
3-2 計算条件	17
3-3 核計算	17
3-3-1 PHITS コード	17
3-3-2 輸送計算	18
3-3-3 PHITS 計算	18
4章 計算結果と議論	22
4-1 PHITS 適用性結果	22
4-1-1 計算値算出法	22
4-1-2 FZK との比較	22
4-2 空間分布解析	24
4-3 反射体の計算	24
4-4 HFTM 解析	25

4-4-1	Eurofer の密度	25
4-4-2	中性子源位置	26
5章	考察	35
5-1	KERMA 近似の妥当性検証サイズ依存	35
5-1-1	サイズ依存性	35
5-1-2	エネルギー依存性	35
5-1-3	空間分布	36
5-2	核データライブラリーの影響	36
5-3	材料依存性	37
5-3-1	単一元素に対する解析	37
5-3-2	実材料での解析	38
5-4	中性子源項の考察	40
5-4-1	東北大実験結果との比較	40
5-4-2	QMD(Quantum Molecular Dynamics)	40
6章	結論	48
6-1	まとめ	48
6-2	今後の研究課題	49
	参考文献	50
	謝辞	52

1 章 序論

1-1 研究背景

環境汚染問題、化石燃料の枯渇、それに伴う国際政治問題などが懸念される今日、私たちは早急にこれらの問題に対する解決策を見出さなければならない。エネルギー供給は、人類の持続的発展に欠かせないものの一つであり、代替エネルギーとして自然エネルギー、水素エネルギー、原子力エネルギーが注目を浴びている。原子力エネルギーは現在も核分裂炉として世界で稼動しており、代替エネルギーとして中核を担うエネルギー源である。またその中でも核融合炉¹⁾は未来のエネルギー源として期待され、研究開発が盛んに行われている。

D-T 核融合炉の場合、核融合反応で発生したエネルギーの 20%はプラズマから光子のエネルギーや荷電粒子の運動エネルギーとして持ち去られ、残りの 80%は核融合反応で発生する中性子が運動エネルギーとして持ち去る。このような核融合炉の開発または設計において、炉構造材やブランケット中での中性子挙動を精度良く見積もる事が不可欠となる。

ブランケットの主要な機能は、1)トリチウムの生産、2)熱エネルギーの取り出し、3)中性子の遮蔽である。すなわちブランケットに要求される機能として、)耐照射性などの耐久性、)エネルギー生産に適する高温で使用できること、)廃棄物としての低放射化性、)ブランケット製作ができる製造性・加工性を持つ事があげられる。

フランスのカダラッシュに誘致が決まった国際熱核融合実験炉 ITER²⁾(International Thermonuclear Experimental Reactor)では発電実証が大きな目標である。そのためブランケット構造材は比較的開発が進んでいる低放射化フェライト鋼(F82H)を用いる予定であるが、実証炉または DEMO 炉ではブランケット核特性を満たす材料が要求される。核融合炉材料開発研究に基づき、条件を満たしうる、もしくはポテンシャルが期待できる材料として低放射化フェライト/マルテンサイト鋼(RAF/M)、バナジウム合金、SiC/SiC 複合材料の 3 種が現在主に研究されている。

Table1 ITER テストブランケット中の主要設計パラメーター(文献³より転載)

Surface heat Load	0.25 MW/m ²
Neutron wall load	0.78 MW/m ²
Discharge duration	400–2000 sec
Duty cycle	< 0.3
Number of discharges	min. 30,000 cycles
Average Neutron fluence	0.3 MWa/m ²

ITER ブランケットでの中性子や熱の負荷条件を Table1 に示す³⁾。中性子フルエンスに着目すると 0.3MWa/m² とあるが、これは将来炉の 1/20 程度と小さい。つまりブランケット構成材料の中性子照射効果に関するデータを取得する事が困難である。その上、核融合炉稼働期間に相当する中性子量を模擬できる強力な中性子源施設もない。そのため IEA (国際エネルギー機関) の元、国際協力という形で日本、米国、欧州連合およびロシアが共同で IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility) 国際核融合材料照射試験施設を計画している。Fig1.1 に施設の概観図⁴⁾を示す。IFMIF は大きく加速器系[重要ビームを加速]、ターゲット系[リチウムジェットと重陽子の核反応で中性子を生成]、テストセル系[材料の照射試験を行う]で構成されており、本研究ではターゲット系とテストセル系に関する部分を研究対象としている。また IFMIF は ITER Broad Approach の一環として行われており、現在は EVEDA(Engineering Validation and Engineering Design Activity)工学実証の段階までプロジェクトは進んでいる。

IFMIF の目的⁵⁾⁶⁾は、核融合炉の稼働期間に相当する材料照射試験に必要な強度と照射体積を有する加速器型 D-Li 中性子源を実現し、材料照射データを生産することにある。主として DEMO 炉に使用する第 1 壁材料の照射挙動と設計データベースの取得が行われる他、核分裂炉等の照射データとの相関の確立や、商用炉に向けた先進材料の開発の端緒を開く役割を担う。

IFMIF の特徴として中性子生成核反応に d+Li 反応を利用した大強度加速器中性子源が採用された事が挙げられる。この反応で発生する中性子のエネルギー範囲は 50MeV 程度までと高く、施設の核設計では核融合が対象とする “14MeV” より高いエネルギー(50MeV 程度まで)の中性子を精度よく推定する必要がある。また微小試験片実験が採用され、ミリオーダーの材料に中性子を照射することになる。

これまで施設の核設計⁷⁾は、主としてドイツ Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) 研究所にて行われてきた。Fig.1.2 に FZK が開発した IFMIF 用計算コード M^CDelicious の計算結果を示す。結果より 14MeV 以上(<55MeV)の中性子成分が確認できる。M^CDelicious コードは重陽子トリチウムの核反応シミュレーションにと粒子輸送モンテカルロコード MCNPX を組み合わせた核計算システムのことを言う。

一方、加速器駆動核変換システム研究や粒子線治療、宇宙開発などの分野では高エネルギー粒子モンテカルロ輸送計算コードが開発され広く利用されている。また近年、1999 年に公開された LA150⁸⁾に続き、高エネルギー核データライブラリー JENDL/HE-2004⁹⁾, NRG2003¹⁰⁾が新しく公開され利用可能となっている。

従来の核発熱計算では KERMA 因子というものをを用いて、中性子フラックスに KERMA 因子をかけて局所近似で発熱を計算していた。局所近似とは『核反応が起きた場所で中性子の与えるエネルギーが全て付与される』という近似であり、局所近似での発熱計算は KERMA 因子というものをを用いる。これについては 2 章および 5 章で詳しく述べる。Fig.1.3 から核データライブラリー LA150 における KERMA 因子の内訳を見ると、高エネルギー(20MeV 以上)では陽子の割合が大きい(50%以上)事がわかる。その陽子(陽子)は Fig.1.4 に示すようにそのエネルギーが高くなるにつれて飛程が大きくなる(mm のオーダー)。つまり微小試験片の核発熱計算では近似の破綻が考えられる。

以前より行われている核融合研究で 14MeV 中性子による局所近似の妥当性は証明されているが、IFMIF のような 14MeV 以上のエネルギー範囲でどの程度妥当かは検討されていない。そこで IFMIF のエネルギー範囲でカーマ近似が妥当かどうか検討する必要がある。

1-2 研究目的

当研究グループでは高エネルギー粒子・重イオン汎用モンテカルロコード (Particle and Heavy Ion Transport System) PHITS¹¹⁾を用い、IFMIF 用核計算システムの開発を目指している。計算システムとしては、重陽子入射から計算を行う事 (D-Li 核反応のシミュレーション含む)を視野に入れているが、現状では PHITS に組み込まれている核反応モデル計算 QMD(Quantum Molecular Dynamics)の重陽子

の取り扱いがあまり良くない。これについては5章で述べる。そこで中性子源としては M^CDelicious コードの結果を用い、IFMIF テストセル高中性子束領域-High Flux Test Module(以下 HFTM)における、中性子束および核発熱の計算を行い、FZK の2002年の解析結果と比較し PHITS コードの適用性を確認する。

適用性を踏まえた上で、以下の3点を考察する。

- ・核発熱計算において従来より用いられてきた KERMA 近似の妥当性について IFMIF のエネルギー範囲(50MeV 以下)で検証する。

- ・近年公開された高エネルギー核データライブラリー(LA150, JENDL-HE/2004, NRG2003)を用い、核発熱の核データライブラリーに対する依存性を調べる。また材料ごとの傾向などについても論ずる。

- ・東北大学サイリックで行われた D-Li の実験値と M^CDelicious コードの結果を比較する。また入射中性子スペクトルの HFTM 核計算への寄与を調べる。

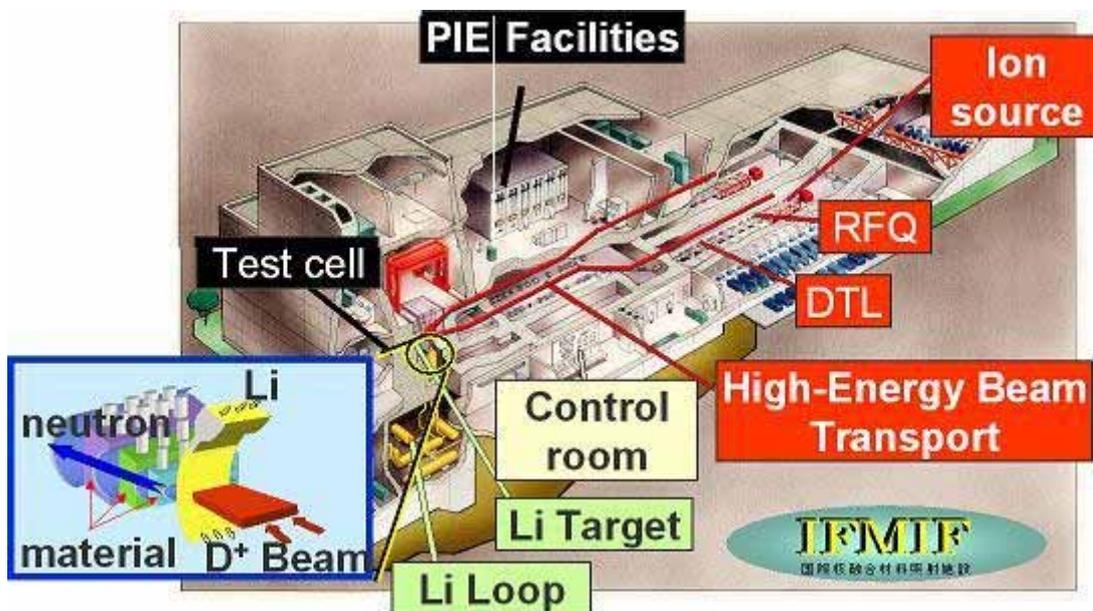


Fig.1.1 IFMIF 概観図

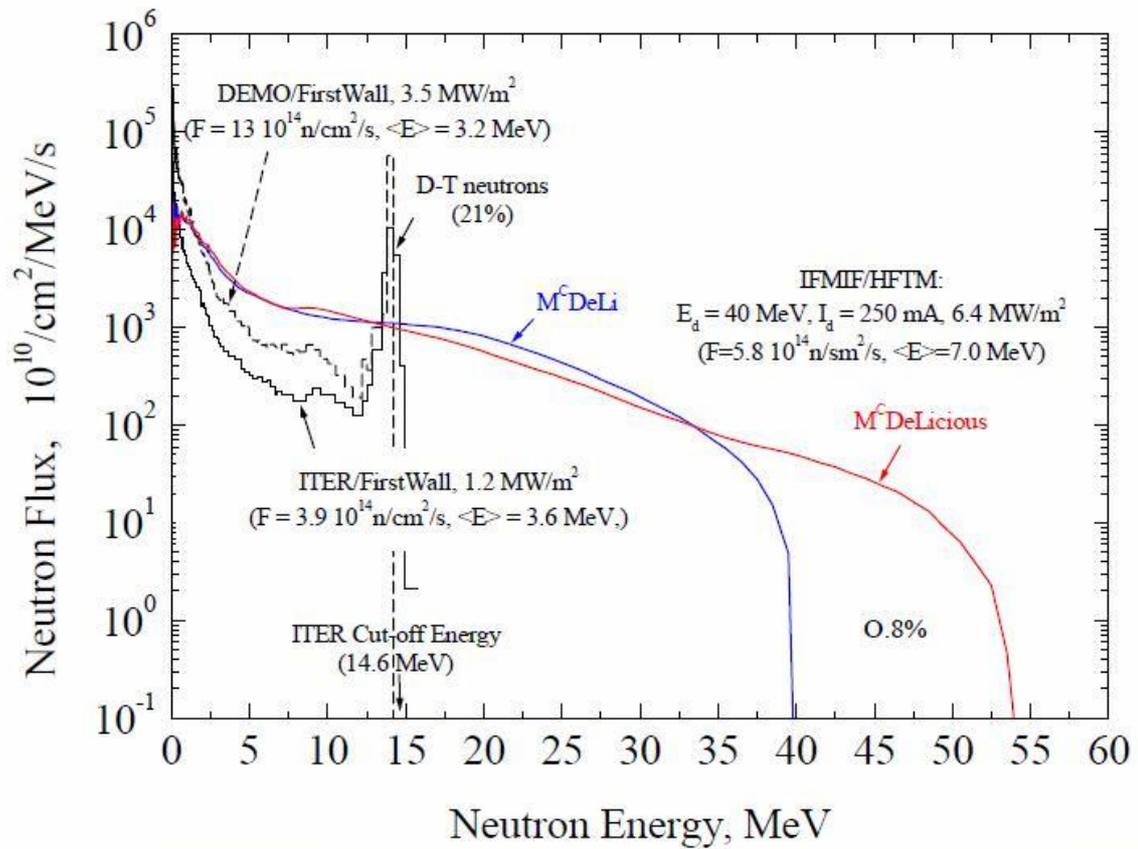


Fig.1.2 M^cDeLicious 計算結果(HFTM 内の中性子エネルギースペクトルと ITER,DEMO 炉の第一壁スペクトルの比較)

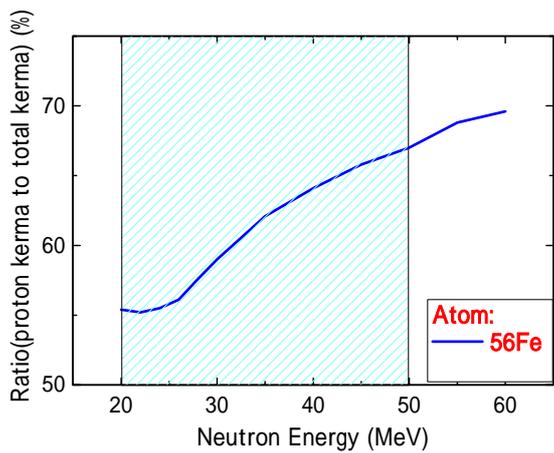


Fig.1.3 Fe 中の陽子 Kerma の割合(LA150)

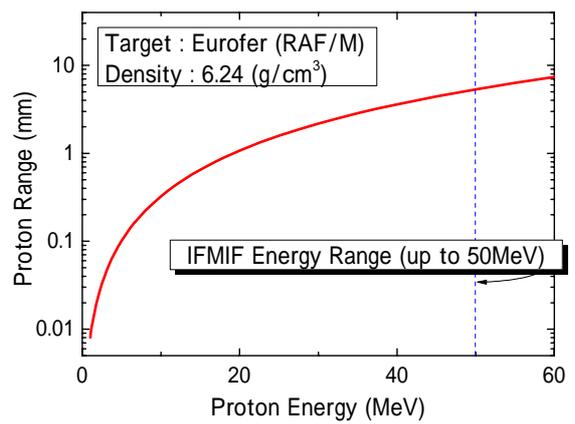


Fig.1.4 Fe 中の陽子の飛程

2 章 原理

2-1 核発熱

中性子や光子などは電荷を持たないため直接物質にエネルギーを付与することはできない。このような粒子を間接電離性粒子と呼ぶ。間接電離性粒子が物質にエネルギーを付与する過程は、大きく二段階に分けて考えることができる。まず、自身のエネルギーを物質中の荷電粒子の運動エネルギーに転移する段階(第一段階)、そしてそのエネルギーを受け取った荷電粒子が物質にエネルギーを与える段階(第二段階)である。

核発熱¹²⁾を微視的な物理現象として理解するには、中性子および光子と物質の相互作用に加え、荷電粒子および電子と物質の相互作用についての理解が不可欠となる。

2-2 微視的相互作用

核発熱を理解するための中性子、光子、荷電粒子、電子と物質の相互作用について、以下に述べる。¹³⁾¹⁴⁾¹⁵⁾

2-2-1 中性子と物質の相互作用

中性子は電荷を持たないので電子や荷電粒子と相互作用せず原子核と直接相互作用する。また中性子はエネルギーによって(a)低速中性子[0~1keV], (b)中速中性子[1keV~500keV], (c)高速中性子[0.5MeV 以上]に分けられる。(a)での主な反応は弾性散乱(n,n)、捕獲(n,)である。重い核では核分裂(n,f)が起こる。このエネルギー範囲ではさらに冷中性子(0.02eV 以下)熱中性子(~0.025eV)熱外中性子(~0.4eV 以下)共鳴中性子(~30eV 以下)に分けられる。(b)では捕獲断面積が小さくなり、散乱時に弾性散乱が主になる。また共鳴反応が多く見られる。(c)では特に 1MeV 以上で非弾性散乱が起こり始め、この領域で最も主な反応となる。(n,p),(n,)反応なども起こる。10MeV を越えると高エネルギー中性子と呼ばれ、(n,2n),(n,np)など様々な反応が起こりうる。核融合研究ならびに IFMIF で取り扱うエネルギー範囲は 50MeV 程度までと高いので、(c)の領域の中性子に対する取り扱いが重要となってくる。

中性子は以下に列挙する様式の一つないしそれ以上の課程を経て原子核と相互作用する。

<弾性散乱 Elastic Scattering>

この過程では中性子はほとんどの場合基底状態の原子核に衝突する。その結果中性子は再び原子核外に飛び出し、原子核は基底状態のまま留まる。

<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、衝突後の原子核は励起状態になる。つまり原子核にエネルギーが与えられるので明らかに吸熱反応である。非弾性散乱は核の最も低い励起エネルギーより低いエネルギーの中性子に対しては起こらない。つまり反応の起こるしきい値がある。このしきいエネルギーは軽い核や魔法数の核の場合大きい。励起した原子核は非弾性散乱線を放出し崩壊する。

<放射捕獲 Radioactive Capture>

この過程では中性子は原子核に捕獲され、複合核が励起状態となり、捕獲線と呼ばれる一つ以上の線を放出し基底状態となる。これは発熱反応である。

<荷電粒子反応 Charged-Particle Reaction>

この過程では、中性子は(n,p)(n,) (n,t)反応などの吸熱反応の結果姿を消す。場合によっては発熱反応ともなる。吸熱反応の場合はしきい値が存在する。

入射中性子のエネルギーが標的核の結合エネルギーより高い場合(n,2n)(n,3n)反応が生ずる。

<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。²³⁵U や ²³⁹Pu は熱中性子により核分裂を起こし、²³⁸U、²³³Th にはほぼ 1MeV のしきいエネルギーある。また ²⁵²Cf やさらに重い核は自発核分裂が起こる。これらの原子が核分裂すると 2 個の生成物と 2~3 個の中性子と線を放出する。

2-2-2 光子(線)と物質の相互作用

線と物質の相互作用として多くの過程が考えられるが、原子核工学の視点から以下の3つが重要となる。すなわち光電吸収(光電効果)・コンプトン散乱・対生成である。これらの過程はすべて線光子のエネルギーの一部または全部を電子のエネルギーに変換するものである。

<光電効果 The photoelectric effect>

光電吸収過程では光子は吸収物質原子と相互作用し完全に消滅する。この場合エネルギーをもった光電子(photoelectron)が原子の束縛された殻から放出される。この相互作用は原子全体との間で起こるもので、自由電子との間で起こる事はできない。十分なエネルギーを持った線は原子の中で最も強く結合している電子、すなわちK殻電子を光電子として放出する確率が最も大きい。この光電子は次のようなエネルギーを持つ。

$$E_e = h\nu - E_b \quad (2-1)$$

ここで E_b は光電子が最初存在した殻の結合エネルギーである。

光電効果は比較的低エネルギーの線、またはX線の相互作用過程として重要なものである。この過程は原子番号 Z の大きな物質で顕著となる。広範囲の E と Z について原子当たりの光電吸収確率を表す単一の解析的表示式はないが、粗い近似式としては次の式がある。

$$\tau \cong \text{定数} \times Z^n / E_\gamma^{3.5} \quad (2-2)$$

ここで指数 n は対象線のエネルギー範囲によって4と5の間を変化する。式より光電吸収確率は原子番号の Z の n 乗に比例する事が線の遮蔽に鉛などの Z の大きな物質を使用する第一の理由である。

<コンプトン散乱 The Compton scattering>

コンプトン散乱の相互作用過程は入射線光子と吸収物質中の1個の電子との間で起こる。入射線光子はコンプトン散乱によって最初の方向より角度 θ の方向へ曲げられる。この時光子はそのエネルギーの一部を最初静止していたと仮定される電子へ伝達する。この電子は反跳電子と呼ばれる。すべての角度に散乱することが可能なので電子に伝えられるエネルギーはゼロから入射線工

エネルギーに近い値まで変化しうる。この相互作用に対するエネルギー伝達と散乱角の関係を表す式はエネルギーおよび運動量の保存式から得ることが出来る。つまり、

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \phi + p \cos \theta \quad (2-3)$$

$$\frac{h\nu'}{c} \sin \phi = p \sin \theta \quad (2-4)$$

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + \sqrt{(m_0c^2)^2 + p^2c^2} \quad (2-5)$$

(2-3), (2-4), (2-5)より散乱光子のエネルギーを求めると、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (2-6)$$

が導かれる。

ここで $h\nu$ は入射光子のエネルギー、 $h\nu'$ は散乱光子のエネルギーである。 θ は光子の散乱角度であり m_0c^2 は電子の静止エネルギーである。

吸収物質中の原子あたりのコンプトン散乱確率は散乱ターゲット中の電子の数に依存する。これは Z と共に直線的に増加する。

<対生成 Pair production>

線のエネルギーが電子の質量の二倍すなわち 1.02MeV を超えると電子対生成過程がエネルギー的に可能となる。實際上この反応確率は線のエネルギーが数 MeV に近づくまでは非常に低い。したがって電子対生成は主に高エネルギー線に限られる。この相互作用は原子核のクーロン場の中で起こり、線光子は種消失して電子と陽電子対に置き換えられる。電子対を生成するのに必要な 1.02MeV 以上の余剰エネルギーは陽電子と電子に分配される。原子核当たりの電子対生成確率を表す表現式はないが、その大きさは近似的に吸収物質の原子番号の 2 乗に変化する。

2-2-3 荷電粒子および電子と物質の相互作用

荷電粒子および電子が物質を通過する時には、次の4つの物理過程によりその運動エネルギーを失う。

<原子の軌道電子との非弾性衝突 電離,励起>

荷電粒子が軌道電子と衝突してその運動エネルギーを失って、軌道電子が外側の軌道に移って、原子が励起状態になるか、または原子から電子が放出されて原子が電離する。入射粒子の運動エネルギーの一部が原子の励起エネルギー、電離エネルギーのように運動エネルギー以外のエネルギーになる事を非弾性衝突という。

<原子核との非弾性衝突 制動放射>

入射粒子が原子半径より小さく核の近くを通る時、原子核の強いクーロン場により粒子の軌道が大きく曲げられてその運動エネルギーを失い、失ったエネルギーを電磁波(X線)として放出する。これを制動放射という。これによるエネルギー損失を放射損失という。入射粒子が電子の場合、質量が小さいのでこの断面積が大きい。陽子より重い粒子では非常に小さい。また入射粒子が原子核に捕獲されずに核を励起することがあり、これをクーロン励起というが、こちらの断面積は重荷電粒子の方が大きい。

<原子核との弾性衝突 - クーロン散乱>

原子核のクーロン場との相互作用によって入射粒子は曲げられるが放射線の放出も核の励起も行わない場合で、これを弾性衝突という。入射粒子が電子の場合はこの確率が高く、その軌道は大きく曲げられる。ラザフォード散乱という。

<軌道電子との弾性衝突>

入射粒子が電子の時は、軌道電子との弾性衝突によっても散乱され軌道が曲げられる。

2-3 核発熱計算

核発熱を実際に計算する際に必要となってくる KERMA 近似についてここで述べる。また PHITS コードを使用して核発熱計算を行うプロセスについても言及する¹⁶⁾。

2-3-1 KERMA 近似

KERMA とは光子(線)や中性子などの間接電離性粒子が物質にエネルギーを与える 2 段階を強調するために導入されたものである。KERMA は放射線量の一つで、線、中性子等、電荷を持たない放射線に適用される。

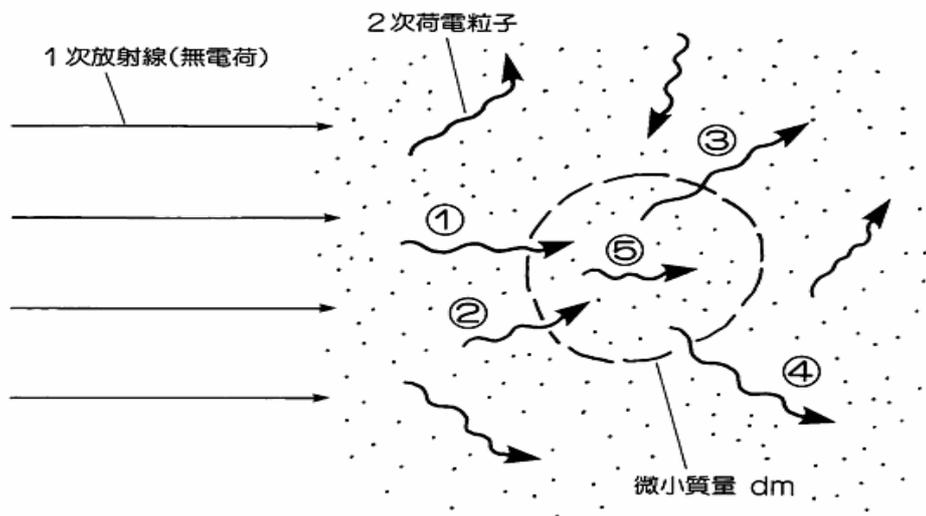


Fig.2.1 KERMA 概念図(文献¹⁶⁾から転載)

Fig.2.1 に KERMA の概念図¹⁶⁾を示す。ここで KERMA はあくま局部近似だということをもう一度述べておく。つまり、間接電離性粒子が荷電粒子に運動エネルギーを与えた場合、荷電粒子はそこに全エネルギーを付与するという近似である。しかし実際荷電粒子は飛跡に沿ってエネルギーを与える。荷電粒子の飛程以上の構造材で議論する場合、この一点近似では不都合が生じる可能性は否めない。

2-3-2 荷電粒子平衡

2次粒子に与えられたエネルギーは、粒子の移動に伴い微小質量 dm の外へ流出する。また、微小質量の外部で生じた2次粒子が逆に入り込むことによりエネルギーの流入がある。これらによるエネルギーの流入と流出が等しい時 (Fig2.1 の $+ = +$)、荷電粒子平衡が成り立っているという。この場合、2次荷電粒子が再び非荷電粒子を生み出す現象 (制動放射等) の影響が無視できることを前提に、KERMA と発熱量は等しくなる。

2-3-3 KERMA 因子の導出

核発熱を計算するには、中性子束・線束の他に核発熱定数(KERMA 因子)が必要となってくる。発熱 $H(\vec{r})$ は物質中の中性子束を $\phi(E, \vec{r})$ 、KERMA 因子を $K(E_n)$ とすれば、

$$H(r) = \int_{E_n} K(E_n) \times \phi(E_n, \vec{r}) dE_n \quad (2-7)$$

となる。KERMA 因子は以下の方法で算出される¹⁷⁾。

エネルギー E_n を持った中性子が標的核と核反応 X を起こし、反跳荷電粒子、及び放出荷電粒子が物質にエネルギーを付与する過程を考える。この場合カーマ因子 $K(E_n)$ は次式で表される。

$$K(E_n) = \sum_X \int_{\varepsilon_c} \int_{\Omega} (E_C + E_P) * \sigma_X^{CM}(E_R, \varepsilon_C, \theta_C) d\varepsilon_C d\Omega_C \quad (2-8)$$

ただし、

- E_n : LAB 系での入射中性子エネルギー
- ε_c : 重心系での第一放出粒子のエネルギー
- E_C : LAB 系での荷電粒子エネルギー
- θ_C : 重心系での第一放出粒子の放出角
- E_P : LAB 系での反跳エネルギー
- Ω_C : 重心系での立体角
- σ_X^{CM} : 重心系での反応 X の断面積
- E_R : 相対運動エネルギー

である。

反応における LAB 系での荷電粒子および反跳エネルギーは運動学から計算できる。またカーマ因子は放出粒子の角度に依存するので、反応断面積は重心系での放出角度とエネルギーに関する二重断面積を用いる。ただし中性子が放出される反応では、その放出エネルギーはカーマ因子の計算には入れない。(2-8)式において $E_C + E_P$ は物質に付与されるエネルギーであり、 E_{total} とすることができる。またエネルギーと角度で積分した反応断面積を $\sigma_X(E_R)$ とすると、

$$\sigma_X(E_R) = \iint \sigma_X^{CM}(E_R, \varepsilon_C, \theta_C) d\varepsilon_C d\Omega_C \quad (2-9)$$

さらに付与されるエネルギーを反応断面積で平均すると、

$$\overline{E_{total}} = \frac{\iint E_{total} * \sigma_X^{CM}(E_R, \varepsilon_C, \theta_C) d\varepsilon_C d\Omega_C}{\iint \sigma_X^{CM}(E_R, \varepsilon_C, \theta_C) d\varepsilon_C d\Omega_C} \quad (2-10)$$

、式より、カーマ因子は次式で表される。

$$K(E_n) = \sum_X \overline{E_{total}} * \sigma_X(E_R) \quad (2-11)$$

KERMA 近似は反応が起きる一点で全エネルギーを付与すると仮定した局所近似であるため、対象の物質は十分な統計精度を得られるだけの大きさが必要である。序論でも述べたように IFMIF では発生する中性子のエネルギーが高く、また HFTM での試験体の大きさがミリオーダーと微小であるので、反跳二次粒子(主に陽子が問題となる)が核反応位置ですべてエネルギーを与えるとは言い切れない。ゆえに局所近似が破綻する可能性もありうる。

2-3-4 PHITS 内部での核発熱計算

核データライブラリーの中には Heating number というものが格納されており、発熱を局所近似(KERMA 近似)で行う場合、この Heating number が適宜抽出され使われる。3 章で述べるが、PHITS には 20MeV 以下の輸送計算として MCNP4C コードが組み込まれており、その中で行われる核発熱計算手法を以下に示す。

$$Heating_{n,p} = \frac{\rho_a}{\rho_g} \int_V \int_t \int_E H(E) \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} \quad (2-12)$$

a = 原子密度(atoms/barn-cm)

g = 質量密度(grams/cm³)

H(E)= heating response

ここで H(E)は以下の式で与えられる。

$$H(E) = \sigma_{total} \times H_{avg}(E) \quad (2-13)$$

H_{avg}(E) が先ほど述べた Heating number であり、それは以下の式で与えられる。

$$H_{avg}(E) = E - \sum_i p_i(E) \left[\overline{E_{out}}(E) + Q_i - \overline{E_{\gamma_i}}(E) \right] \quad (2-14)$$

σ_T = 中性子全断面積

E = 入射中性子エネルギー

$\overline{E_{\gamma_i}}$ = 反応 i の放出線の平均エネルギー

P_i(E) = 反応 i の確率

$\overline{E_{out}}$ = 反応 i の平均放出中性子エネルギー

Q_i = 反応 i の Q 値

Heating number(MeV/collision)は核反応 i あたりに付与される平均エネルギーである。前節で導き出した KERMA 因子 K(E)と MCNP 中の計算との関係は

$$H(E) = K(E) \quad (2-15)$$

となる。

また 線(Photon)に関しても同様にエネルギー付与値を計算できる。光子より電子に転移されたすべてのエネルギーは局所的にエネルギーを付与すると仮定すると(KERMA 近似)、heating number は以下で与えられる。

$$H_{avg}(E) = \sum_{i=1}^3 p_i(E) * (E - \bar{E}_{out}) \quad (2-16)$$

i = 1 コンプトン散乱

i = 2 対生成

i = 3 光電効果

Heating number 以外は中性子の計算と同様であるので省略する。

本研究で用いる PHITS コードは中性子起因による核発熱を求める際に KERMA 近似を用いない。簡単に説明すると、核反応で発生する主な軽イオンである陽子、ヘリウム等については厳密な輸送をし、荷電粒子の ionization loss からエネルギー付与値を求める。しかし KERMA 近似の妥当性を確認するためには KERMA 因子を用いて発熱を計算する必要があるため、本研究では PHITS 内部を少し変更し、中性子起因の全ての発熱をカーマ近似で計算ができるようにした(以後 PHITS-KERMA と呼ぶ)。KERMA 近似の妥当性については 5 章で議論する。光子に関しては PHITS の計算オプションで電子の ionization loss から計算させる事も可能だが、発生する Photon のエネルギーがそこまで高くないこと(平均エネルギー数 MeV 程度)から、光子の KERMA 因子を用いて計算を行った。

3章 計算方法および計算コード

3-1 計算体系

本研究で用いる IFMIF の HFTM 計算体系図を Fig.3.1 に示す。また反射体を含めた三次元模式図を Fig.3.2 に示す。Fig.3.2 はわかりやすいように体系を切り出して示している。Fig.3.1 より液体リチウムジェットに 125mA,40MeV の 2 本の重陽子ビームが入射し Li(d,xn)反応により中性子を発生させる。Li(d,x)反応も起こるが、FZK の解析⁷⁾より寄与が小さいと仮定して本計算では考慮していない。重陽子ビームは各々xz 平面から 10° 傾きを持った平行ビームである。生成中性子のエネルギー・角度分布および強度は M^CDelicious コードの計算結果⁴⁾を用いた。なお、中性子源の位置は図示しているように重陽子の Li における飛程(完全にエネルギーを失い止まる所)位置に仮定した。中性子源は断面積(5 × 20cm²)の平面線源である。

HFTM は 20 × 5 × 5(cm³)の直方体ブロックであり、低放射化フェライト鋼の Eurofer で構成されている。質量密度は 6.24g/cm³である。この密度は空隙率を考慮して Eurofer の 80%の密度としたものである。HFTM を取り囲むように配置される反射体のサイズなどの詳細は table3.1 に示す。材料は HFTM と同じ Eurofer だが密度が各位置で異なる。また HFTM の後方に置かれるモジュールは Medium Flux Test Module(MFTM)と呼ばれ、様々な減速材を入れることで低エネルギー中性子成分を高め、それを利用したブランケット機能試験(トリチウム生成など)が提案されている。

Li Target Back Plate (以下 BP とする)は Li ループの背後に置かれる。断面は 20 × 5cm²、厚さは 0.18cm である。HFTM と同じく Eurofer で構成されており質量密度は 7.8g/cm³である。

本計算では数種の核データライブラリーを使用するが FZK との比較計算で用いた核データライブラリーは LA150 である。

Table 3.1 各々の反射体のサイズおよび密度

Reflector's Part	Size(x×y×z), (cm)	Volume, (cm ³)	Density, (g/cm ³)
Top Plate	20×10×15	3000	4.58
Bottom Plate	20×10×15	3000	4.58
Left Plate	10×25×15	3750	7.02
Right Plate	10×25×15	3750	7.02
Rear Plate (MHTM)	20×5×10	1000	6.24
sum		145000	

3-2 計算条件

M^CDelicious コードで計算された D-Li 反応による生成中性子の TTY スペクトルを Fig.3.3 に示す。また本研究で比較する FZK の結果は 2002 年のものであるが、以降発行されている FZK による論文¹⁸⁾では重陽子の入射方向が異なっている事をここで述べておく。本研究では()2002 年の FZK 報告との比較計算(4-1 節で示す)では xz 平面に対し ±10° 傾いたものを用い、()それ以外の計算では特に注意しない限り yz 平面に対し ±10° 傾くように変更したもの(現在の基本設計)を用いて計算した。

3-3 核計算

3-3-1 PHITSコード

本研究では高度情報科学技術研究機構および日本原子力機構で開発された粒子・重イオン輸送連続エネルギーモンテカルロコード PHITS¹¹⁾ (Particle and Heavy Ion Transport Code System)を使用した。PHITS は ORNL の NMTC コードに端を発しており、それに改良を加えまた、数 GeV 以上の核反応コードに JAM、20MeV 以下の中性子と 1keV ~ 1GeV までの光子と電子の輸送に MCNP4C コードを取り入れ、核データライブラリーに関しては使用者によって適宜入れ替えが可能である。

この PHITS の代表的な特徴として(1)MCNP などの炉物理で用いられている粒子輸送モンテカルロコードと比較して高エネルギー粒子及び重イオン(原子核)の輸送を取り扱える事。(2) 入射核反応項に QMD(Quantum Molecular Dynamics)モデルを用いることが出来、原理的には IFMIF の D-Li シミュレーションも出来る事。(3)核発熱計算では核反応生成軽粒子に関して厳密な輸送を考慮できる事等が本研究と関連付けて挙げられる。

PHITS 応用分野¹⁹⁾²⁰⁾としては、原子炉はもとより加速器工学分野、また有人宇宙飛行や航空機の搭乗員の宇宙線被爆などの航空宇宙分野、放射線による癌治療などの医療分野、高エネルギー物理などで広く利用されている。本研究は PHITS コードの核融合中性子工学への新たな応用という意味合いも含んでいる。

3-3-2 輸送計算

PHITS コードは名前にもあるようにモンテカルロ計算¹⁵⁾²¹⁾コードである。モンテカルロとはカジノで有名なモナコのモンテカルロにちなんでルーレットの連想からフォンノイマンによって名づけられたものである。特徴は物理現象を確率的に捉え、確率過程を記述する確率変数を導き、その過程を乱数を発生させて追跡するものである。

本研究での PHITS 計算の流れを説明する。中性子源から HFTM に中性子を入射させるが、このときモンテカルロ法によって反応をサンプリングする。反応が起こらない場合は次の計算に移るが、反応が起こった場合は反応の種類、生成粒子のエネルギーや放出角度について同様にモンテカルロによって計算を行う。本研究では反応の確率は核データライブラリーを用いる事にしている。LA150 では 150MeV までの中性子入射に対するデータを格納している。中性子輸送は設定したボイドに中性子が飛散するまで続ける事になる。

3-3-3 PHITS計算

Fig.3.4 に PHITS コードの簡易化した計算フローチャートを示す。PHITS に入力するものとしては各種計算パラメータの他に、中性子源(source)、材料(materials)、計算体系(geometry)、などがある。出力としては様々なものが用意されているが、本研究で使用するタリーは Track, Heat および Dpa である。

Track タリーでは、名の通り Track Length での粒子の Flux を求める事ができる。

また 2次元の粒子飛跡を時間(ns オーダー)で追うこともできる。

Heat タリーでは、原則として KERMA を用いずに発熱を計算できる。また光子に関しては2章でも述べたが光子の KERMA 因子を用いる場合と電子の ionization loss から求める事ができる。

DPA タリーでは DPA を計算する事ができる。DPA を計算するには DPA ライブラリーが必要であり、これは所謂、核発熱の局所近似と同じように反応後の荷電粒子を輸送せずに DPA を求めている。

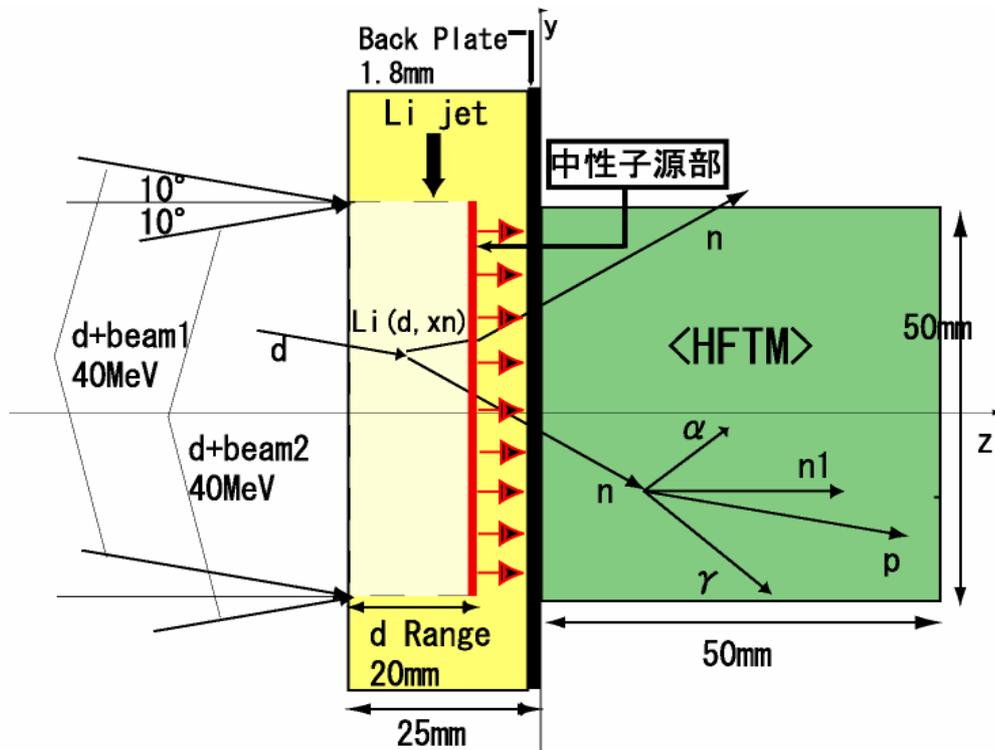


Fig.3.1 HFTM 計算体系図

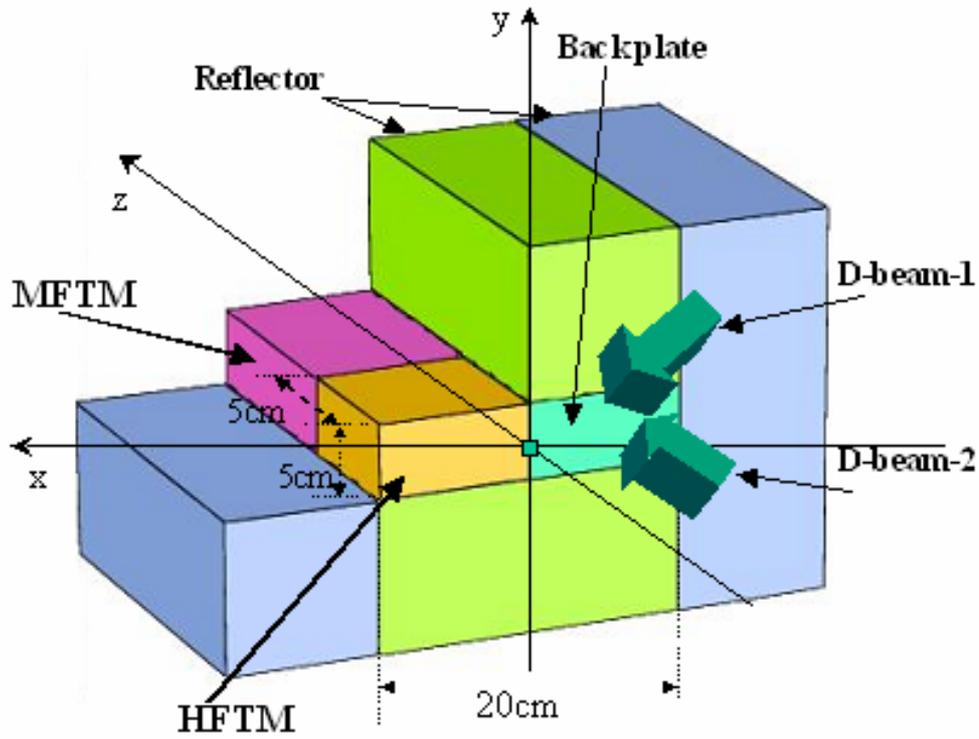


Fig.3.2 反射体を含む 3次元計算体系図(y 軸に対し対称であるので、左半分を切り出した図で示す。)

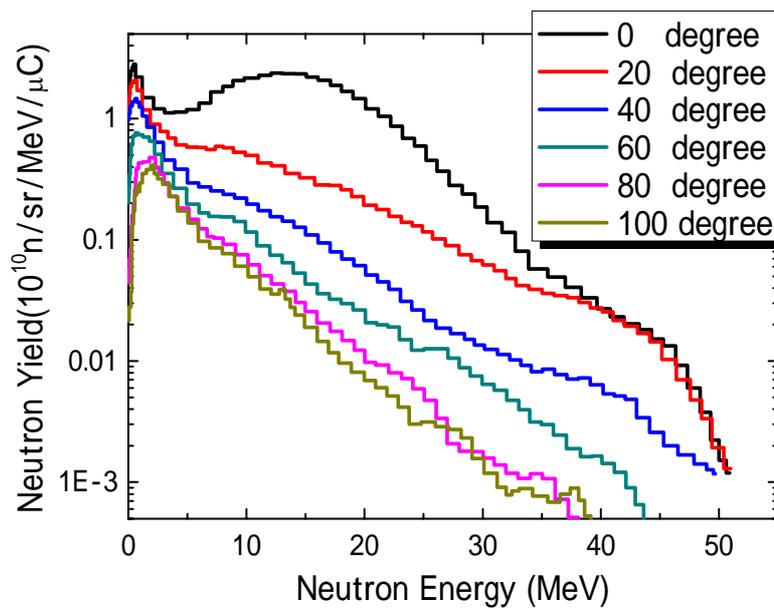


Fig.3.3 M^CDelicious コード結果(中性子 TTY スペクトル)

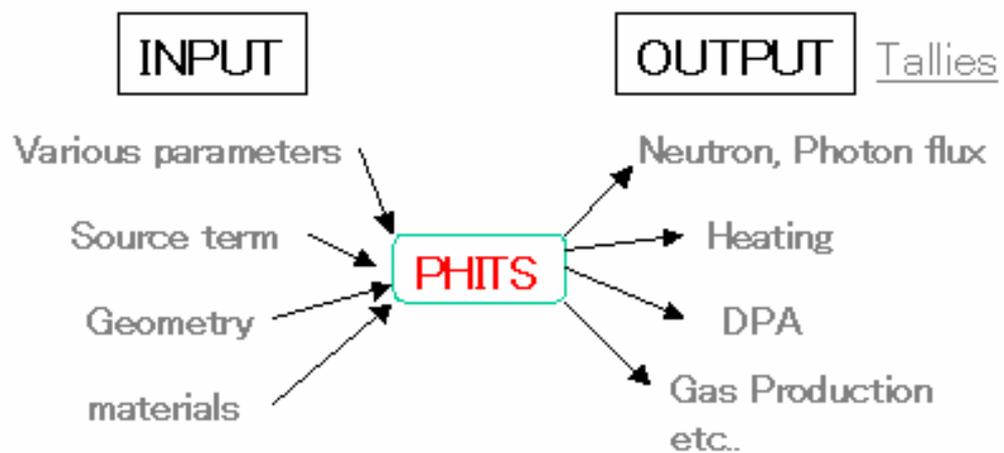


Fig.3.4 PHITS コード入出力図

4 章 計算結果と議論

本章では高中性子束テストモジュール(HFTM)内の核計算の結果を議論する。はじめに FZK の 2002 年の代表的な核計算の結果と比較する事で PHITS コードの適用性を調べ、後に反射体を含めた HFTM の核計算結果を議論する。

4-1 PHITS 適用性結果

4-1-1 計算値算出方法

3章で述べたが、IFMIF では 2 本の 125mA,40MeV 重陽子ビームが 3-2 節で述べた()の条件で $\pm 10^\circ$ の角度を持って入射する。計算でも $\pm 10^\circ$ の 2 回にわけて計算を行う必要があるが、HFTM の平均的な物理量を議論する際に両者は同じ結果を示す事を確認している(Fig.4.1 参照)。そのために特に注釈をつけない場合は $+10^\circ$ の角度で入射した結果を 250mA で換算して用いている。

以下に換算式を示す。 $+10^\circ$ (125mA)での計算結果を総称して F_1 、 -10° (125mA) の計算結果を総称して F_2 とする。PHITS 計算結果は中性子当たり [1/neutron]で出力される。両者の計算結果に差が無いことがわかっているので、

$$F_1 \cong F_2 \quad (4.2)$$

となり、合計 250mA の計算結果は

$$F_1 + F_2 \cong 2F_1 \quad (4.3)$$

となる。電流 $I_d[A]$ で単位時間[sec]当たり入射する重陽子の数 $N_d[1/sec]$ は

$$N_d[1/sec] = \frac{I_d[A]}{1.6 \times 10^{-19}[C]} \quad (4.1)$$

であり、また FZK の報告⁷⁾より重陽子入射に対する中性子発生率は 0.072 とわかっているため、単位時間当たりの計算値は $N_d \times 0.072 \times F_1, F_2$ で求められる。

4-1-2 FZK との比較

では以下に FZK との比較結果を示す。最初に HFTM 内の平均中性子エネルギー Spektrum を Fig.4.2 に示す。グラフより 10 ~ 25MeV 領域で PHITS 計算が過大評価しているが、概ね FZK の結果を再現できた。また Table4.1 は代表的な

HFTM と Lithium target Back Plate(BP)での計算結果の比較である。平均核発熱、中性子束および DPA は 10%以内で FZK と一致した。10%の差異は、中性子源位置を重陽子の Li のおける飛程の位置に近似した事が原因と考えられる。

以上の結果を考察して PHITS コードの IFMIF 核計算への適用性を確かめる事が出来た。

Table 4.1 Nuclear Parameter on HFTM

Parameter	Value(FZK work)	Value(present work)
Lithium Target Back Plate(BP)		
Size	20×5×0.18cm ³	
Volume	18cm ³	
Material	Eurofer(Fe-88.9%, Cr-9.6%, C-4.9%,...)	
Material Density	7.8g/cm ³	
Average Neutron Flux	11.7×10 ¹⁴ n/cm ² /s	14.1×10 ¹⁴ n/cm ² /s
Average Neutron Energy	8.1MeV	
Average Gamma-ray Flux	2.22×10 ¹⁴ γ/cm ² /s	2.74×10 ¹⁴ γ/cm ² /s
Average dpa-rate	54dpa/fpy	
Total Heat Production	414W	505W
Average Heat Production Density	23W/cm ³	28W/cm ³
High Flux Test Module(HFTM)		
Size	20×5×0.18cm ³	
Volume	500cm ³	
Material	Eurofer(Fe-88.9%, Cr-9.6%, C-4.9%,...)	
Material Density	6.24g/cm ³	
Average Neutron Flux	5.86×10 ¹⁴ n/cm ² /s	6.40×10 ¹⁴ n/cm ² /s
Average Neutron Energy	7MeV	7MeV
Average Gamma-ray Flux	2.33×10 ¹⁴ γ/cm ² /s	2.63×10 ¹⁴ γ/cm ² /s
Average dpa-rate	29dpa/fpy	31dpa/fpy
Total Heat Production	7.0kW	7.5kW
Average Heat Production Density	14W/cm ³	15W/cm ³

4-2 空間分布解析

ここでは HFTM 内の空間分布に関して計算を行い、その考察を行う。まず中性子入射軸である z 方向の発熱分布 Fig.4.3 に示す。

Fig.4.3 より中性子による発熱は単調に減衰するが、ガンマ線は中性子と構造材の核反応により発生するために発熱は HFTM の内部でピークを持つような分布を示す。また HFTM の内部ではガンマ線による発熱が中性子より大きくなることがわかった。これにより 線による発熱も HFTM の核設計上、重要になる事が言える。

次に 3 次元図による計算結果を示す。計算は中性子束、核発熱、DPA において行った。メッシュ幅は 0.5cm とした。また HFTM 計算体系は y 軸に対して左右対称の分布を示すので x 方向に半分に切った図で示す。Fig4.4 は核発熱、Fig.4.5 は中性子束、Fig4.6 は DPA の結果である。また 3 次元の図と合わせて、 $z=0, 2.5, 5$ で輪切りにした 2 次元 xy の分布を示す。

発熱の結果より単位体積あたり最大 27W 程度の発熱があることがわかった。また深さ方向に進むにつれて発熱が減衰している事が視覚的に見て取れる。また 2 次元図より HFTM の端のほうは発熱が小さく、また温度勾配も大きくなっていることがわかる。中性子束は発熱及び DPA に影響を与える物理量であるので、発熱と同様な分布を示した。DPA も同様である。

4-3 反射体の計算

次に反射体を考慮した体系での計算結果を示す。まず、HFTM の z 軸(重陽子入射方向)および x, y 各軸での中性子束分布、核発熱分布を反射体ありなしで比較した。反射体に期待される効果として、HFTM の中性子束量の増加および損傷の増加があり、また材料試験で重要となってくる温度勾配の緩和も期待できる。具体的には 1cm あたり 10% 以内に抑える事が技術目標として挙げられている。結果を Fig.4.7 に示す。また各反射体における発熱量などの計算パラメータをまとめた表を Table4.2 に示す。

Fig.4.8 の結果より反射体の効果が各軸の中性子束分布及び核発熱分布に顕著に見られた。ここでは特に z 方向の発熱分布に注目するために、縦軸を W 単位で描いている。1cm 当たり 10% 以内という目標まではいかないが、反射体が無

いときよりも減衰の傾きが緩やかになっている事がわかる。また Table4.2 より HFTM の核発熱量がおよそ 18% 増えている事がわかった。

Table 4.2 反射体計算パラメータ

Reflector's Part	Size(x×y×z), cm	Volume, cm ³	Density, g/cm ³	Heat Density W/cm ³	Heating, kW
Top Plate	20×10×15	3000	4.58	2.42	7.26
Bottom Plate	20×10×15	3000	4.58	1.72	5.16
Left Plate	10×25×15	3750	7.02	1.06	3.98
Right Plate	10×25×15	3750	7.02	1.06	3.97
Rear Plate (MHTM)	20×5×10	1000	6.24	5.66	5.66
HFTM	20 × 5 × 5	500	6.24	17.8(+18%)	8.91(+18%)

*括弧内は反射体なしの時と比べた増加率

4-4 HFTM 核解析

4-4-1 Eurofer の密度

次に核発熱の Eurofer 密度に対する依存性結果を示す。HFTM の構造材である Eurofer について、FZK では標準密度 7.8(g/cm³) に空隙率を考慮した 80% として計算を行っていた。しかし発熱およびその他核計算結果は材料の密度に大きく依存すると考えられるため、密度依存性を計算し影響を調べた。密度に関しては 100% から 50% まで 10% ずつ計算した。また参考として密度 0% つまり真空とした計算も行った。結果を Fig.4.8, Fig.4.9 および Table4.3 に示す。

Table4.3 密度依存性結果

Heat(W)							
density	100%	90%	80%	70%	60%	50%	0%
total	9.91	8.73	7.56	6.41	5.29	4.2	0
neutron	4.01	3.68	3.33	2.98	2.6	2.21	0
photon	5.9	5.05	4.23	3.43	2.69	1.99	0
flux (n/cm ² /s)							
density	100%	90%	80%	70%	60%	50%	0%
neutron	6.49E+14	6.46E+14	6.42E+14	6.38E+14	6.35E+14	6.30E+14	6.08E+14
photon	3.07E+14	2.87E+14	2.65E+14	2.42E+14	2.16E+14	1.86E+14	1.595E+13

Fig.4.8 および Fig.4.9 の中性子および γ 線のエネルギースペクトルの結果より、中性子に関してはほとんど変化がなかった。これに関しては密度 0 の結果からもわかるように一回以上の散乱がほとんど起こさないことが原因と考えられる。そこで Fe における平均 20MeV 程度の中性子の平均自由行程を考えると、6~7cm となる。HFTM の厚さ 5cm であるので、多重散乱が起きる確率は小さいと考えられる。ゆえに HFTM 内の平均中性子エネルギースペクトルは中性子源からの入射スペクトルの形を大きく変えることはないと予想される。

一方 γ 線のエネルギースペクトルは密度に関して影響が見られる。これは photon の発生が中性子と Fe などの元素との核反応に起因するものであるからと考えられる。

また Table4.3 より平均核発熱をみると、中性子より γ 線による発熱の方が減衰が大きい。これは table より平均中性子、ガンマ線束をみると中性子束に変化が無いのに対し、 γ 線は大きく減衰していることが原因であると考えられる。中性子束に変化が無いにもかかわらず中性子による発熱が減衰しているのは標的核(ここでは Eurofer)の個数が減った事が原因であり、これは γ 線にもいえることである。

4-4-2 中性子源位置

最後に本研究では中性子源位置を重陽子の Li での飛程の位置に近似していたが、実際には中性子は重陽子が Li 原子核との相互作用でエネルギーを失う過程で発生するため、中性子源は分布を持った体積線源になる。しかし PHITS コードで D-Li 核反応シミュレーションを行うことが現状では難しいために平面線源と仮定するが、その位置依存性について本項で調べた。計算については平均中性子束を比較した。結果を Fig.4.10 に示す。

結果は横軸を Bp からの距離で示している(0.5 の位置が本研究で仮定した重陽子の Li 中の飛程位置である)。青のラインが FZK の解析結果である。FZK の結果と一致するのは Li 中の飛程の位置ではなく、少し手前の位置であることがわかった。これは中性子が HFTM に入射する立体角が BP より遠ざかるほど小さくなることも原因になり得るため、一意にこの位置が正しい近時の位置と言いきれる結果ではない。最終的には D-Li のシミュレーションから計算を行える方

が望ましい。

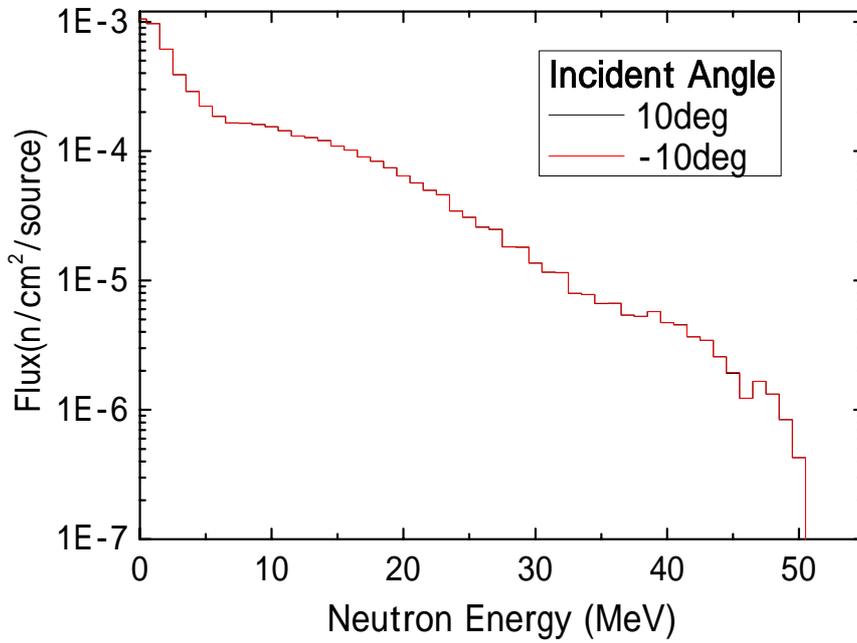


Fig.4.1 入射角度 ± 10 ° の中性子スペクトルによる HFTM 解析結果比較 (HFTM 平均中性子エネルギースペクトル)

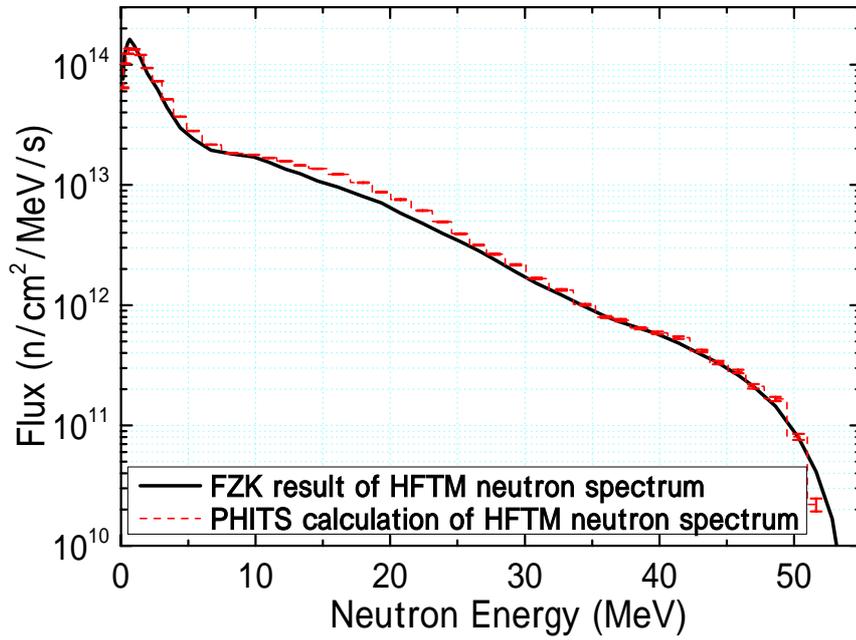


Fig.4.2 本 PHITS 計算と FZK での解析結果の比較

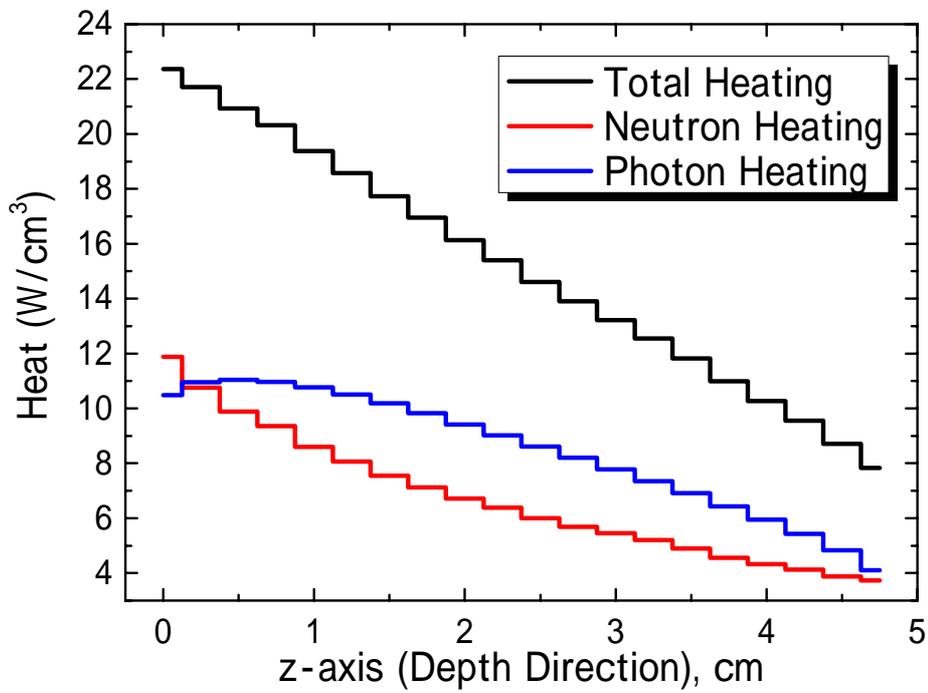


Fig.4.3 核発熱の z 方向分布

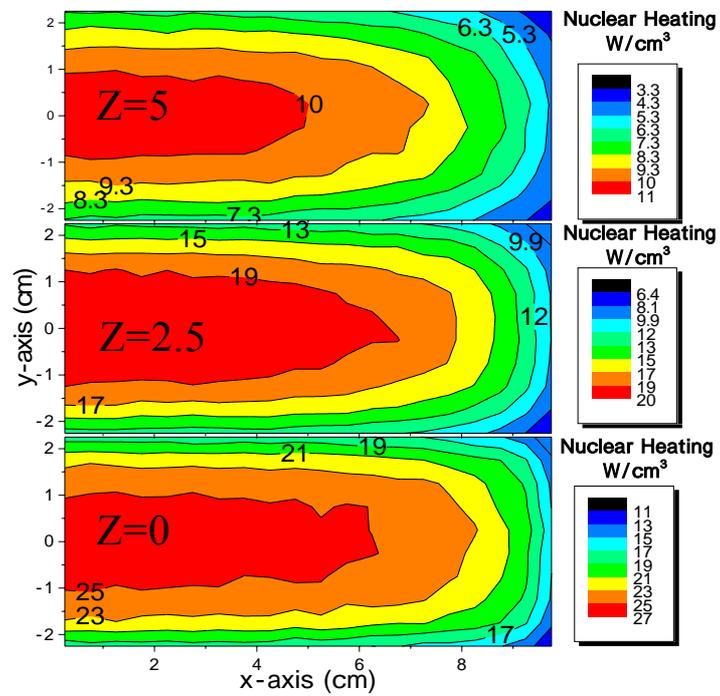
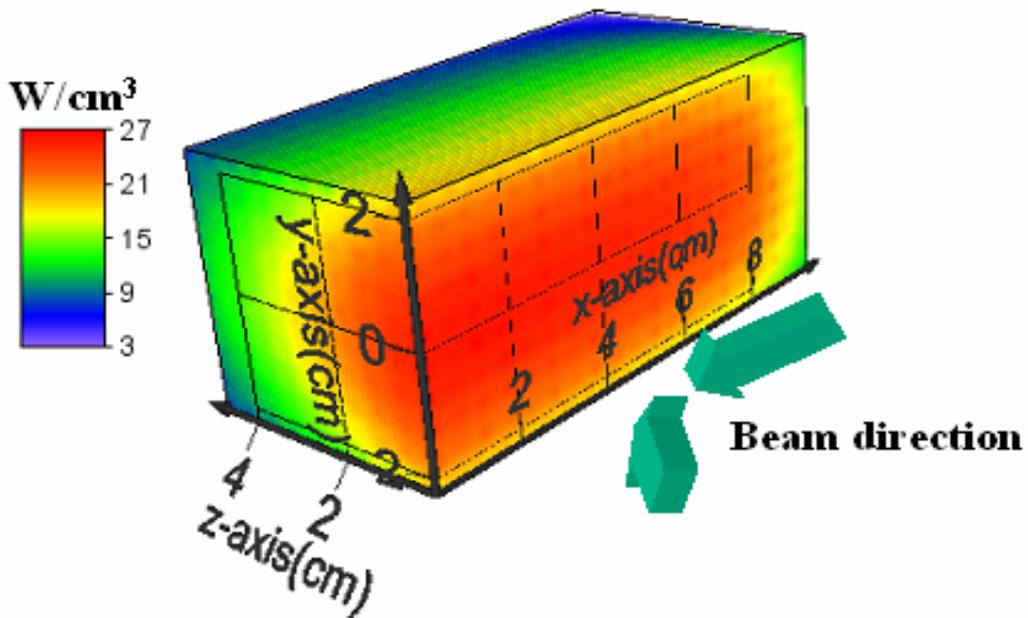


Fig.4.4 3次元及び2次元(xy)発熱空間分布

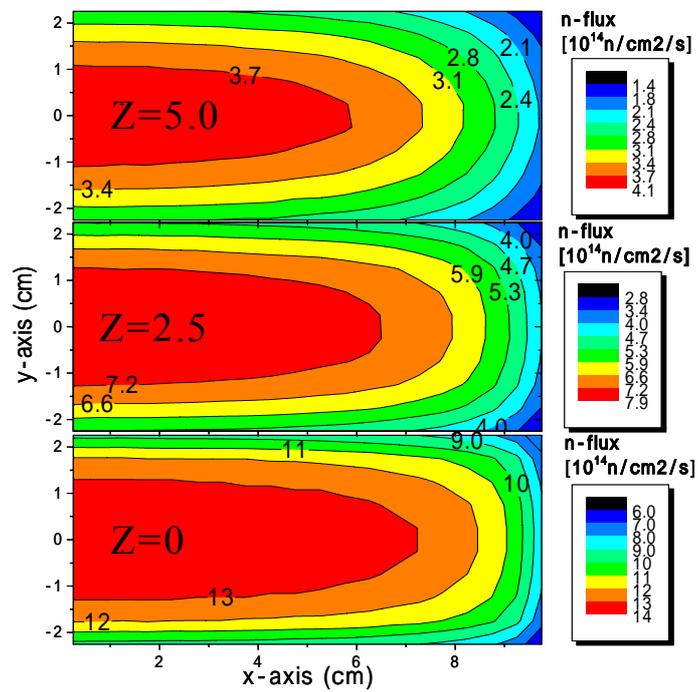
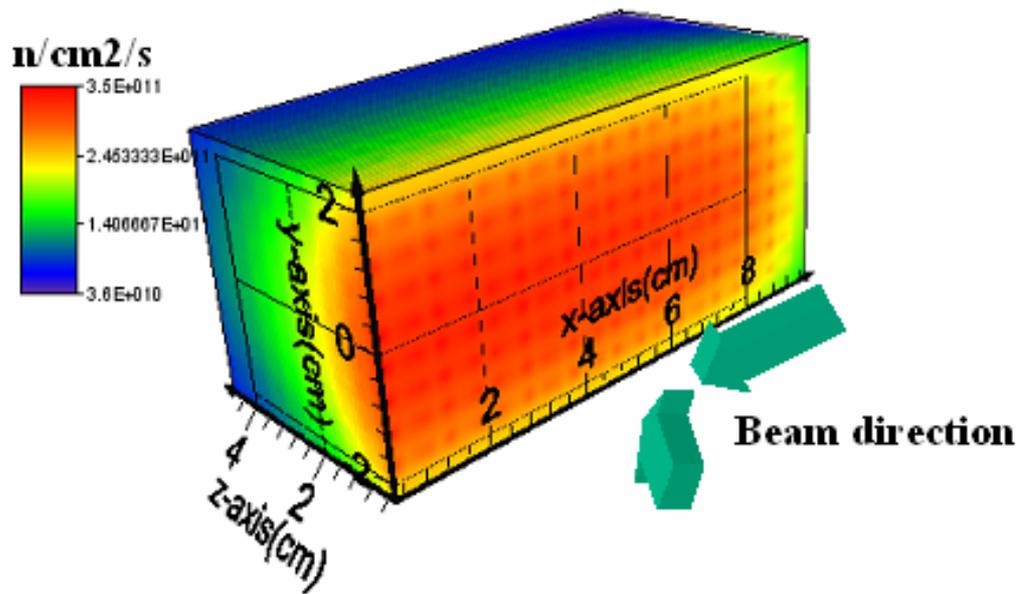


Fig.4.5 3次元及び2次元(xy)中性子束空間分布

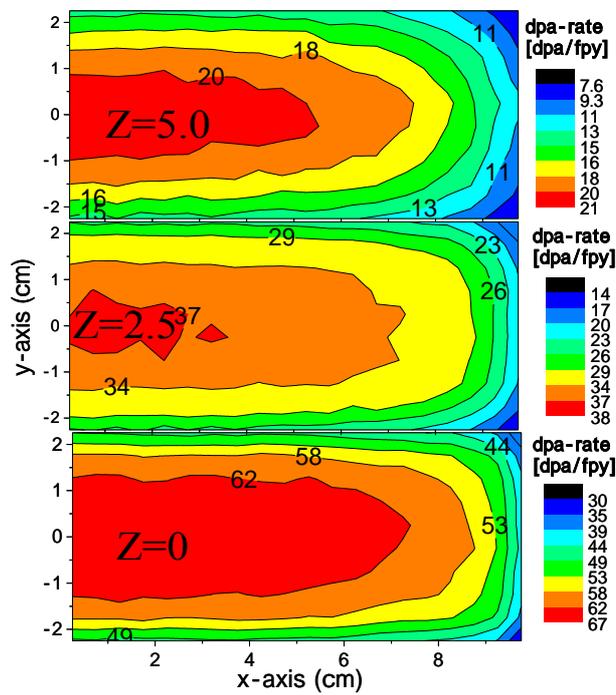
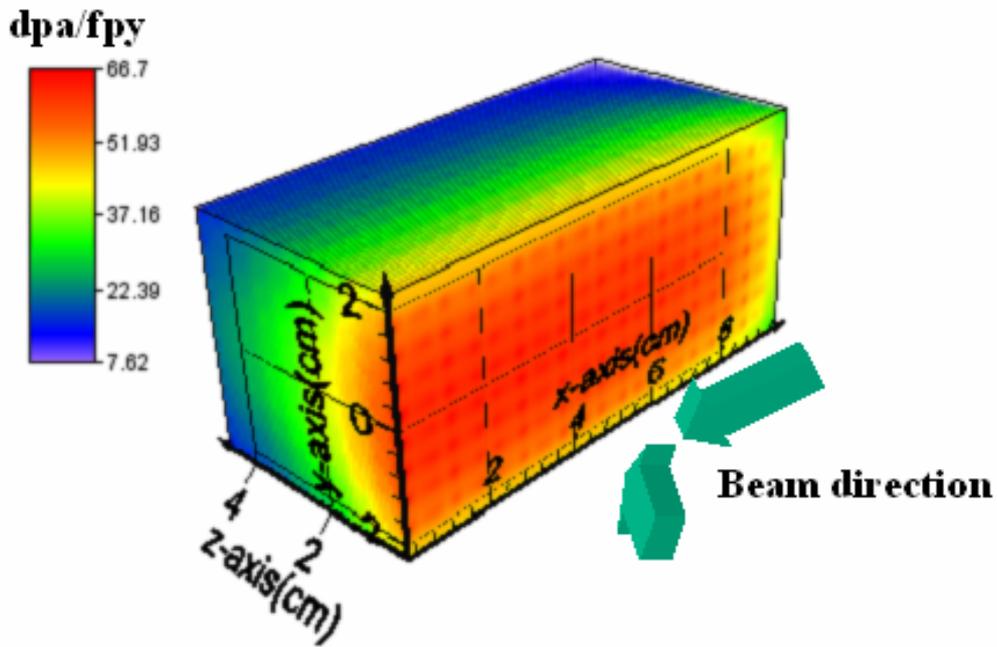


Fig.4.6 3次元及び2次元(xy)DPA空間分布

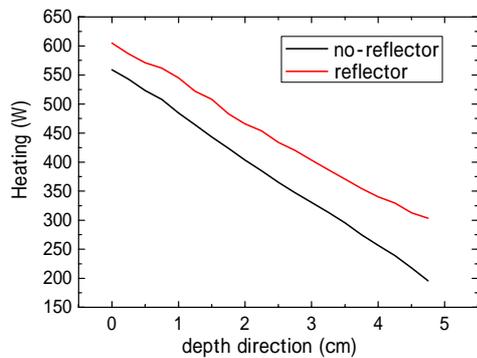
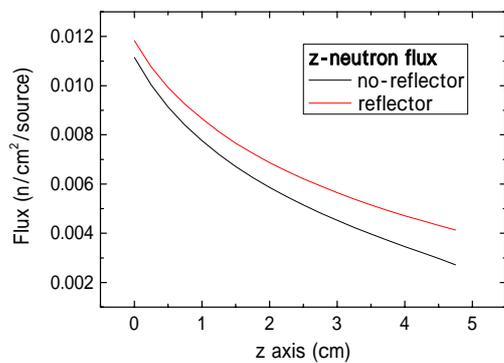
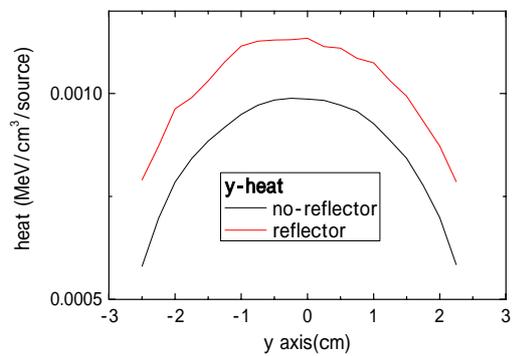
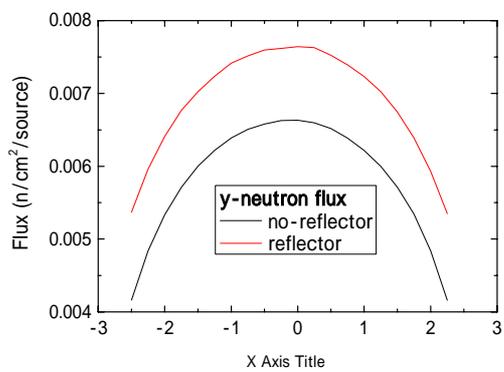
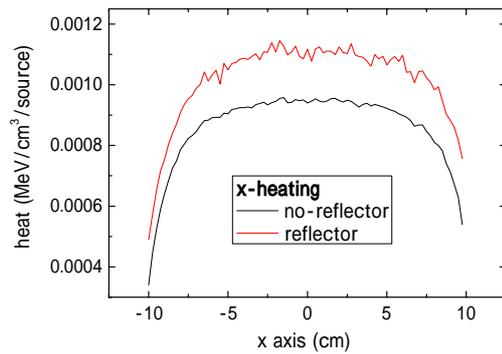
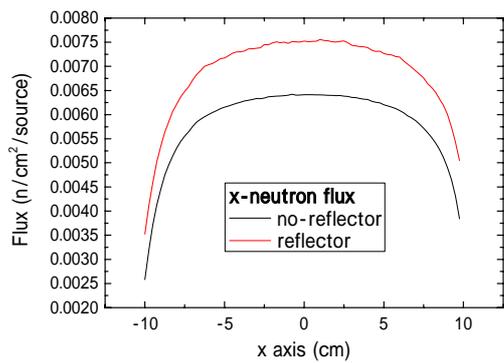


Fig4.7 反射体の影響(x,y,z 各軸の中性子束及び発熱分布)

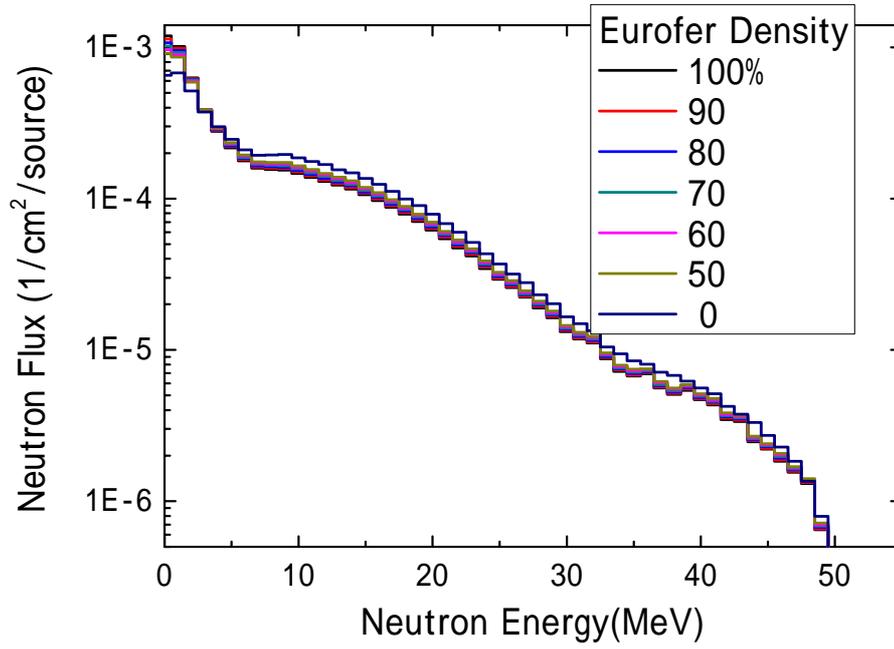


Fig.4.8 Eurofer 密度依存性計算結果(HFTM 内中性子束比較)

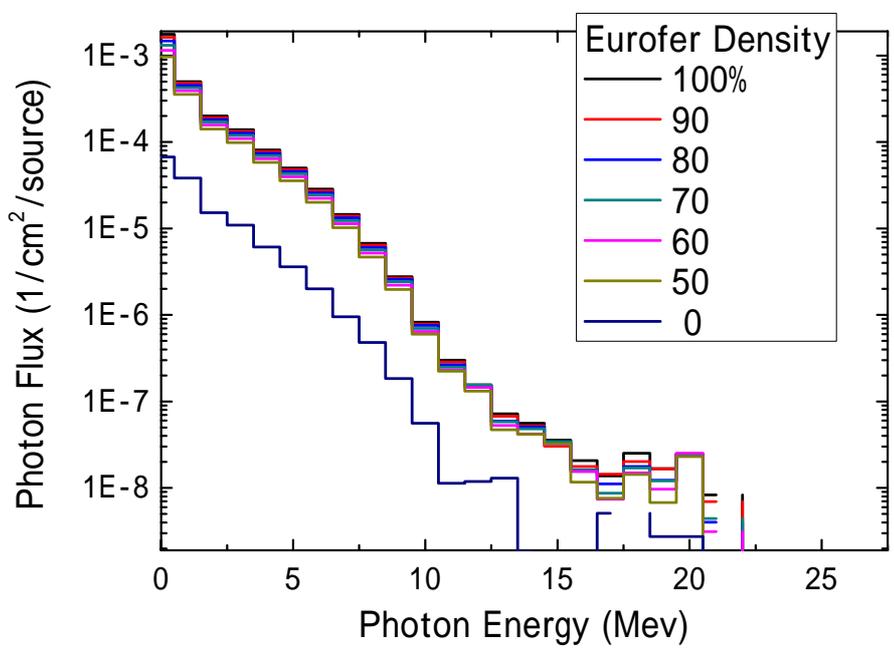


Fig.4.9 Eurofer 密度依存性計算結果(HFTM 内ガンマ線束比較)

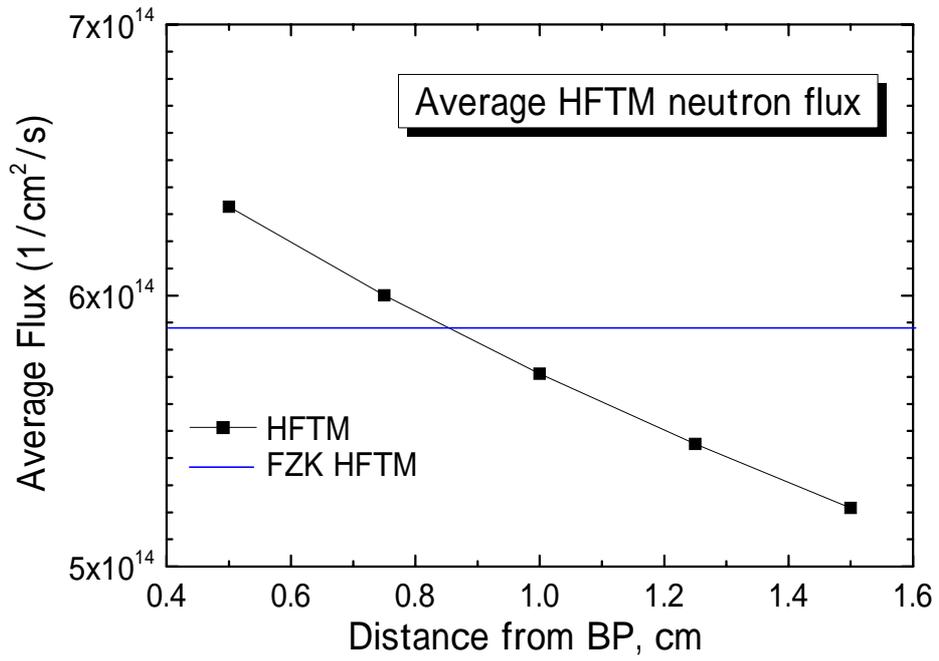


Fig.4.10 中性子源位置が核計算結果に及ぼす影響(HFTM, BP 平均中性子束)

5 章 考察

5-1 KERMA 近似の妥当性検証

PHITS の発熱計算プロセスにおいて、陽子およびヘリウムなどの軽粒子による発熱に関して、PHITS は厳密な輸送をして求めている事は既に 2 章で述べた。ここでは PHITS-KERMA(2 章参照)を用いて KERMA 近似の妥当性を検証するために KERMA 近似のサイズおよびエネルギーに関する計算を行い、それぞれへの依存性を調べる。さらに HFTM での発熱を x,y,z 各軸に写像し、空間分布に対する KERMA 近似の振る舞いを調べた。

5-1-1 サイズ依存性

始めに計算条件について説明する。計算体系については HFTM と同様であるが、サイズ依存性を調べるために z 方向(中性子入射方向)を可変とした。中性子源は M^C Delicious の計算結果を用いた。照射する材料は同様に Eurofer である。用いた核データライブラリーは LA150 である。この計算では()の入射方向で行った。サイズ依存性についての結果を Fig.5.1 に示す。結果より 1mm より小さい範囲では PHITS-KERMA が過大評価を示し、大きい範囲では、良く一致した。以上から IFMIF の中性子スペクトルでは 1mm 以上の大きさであればカーマ近似で問題ないことがわかった。

5-1-2 エネルギー依存性

この計算では中性子源は平面線源で、任意の単色エネルギーである。照射する材料は前節と同じであり、HFTM の cross section は $200 \times 50(\text{mm}^2)$ 、 z 方向の厚さを 10mm、5mm、1mm の 3 通りで計算した。エネルギー依存性についての結果を Fig.5.2 に示す。結果は縦軸に PHITS 計算と PHITS-KERMA 計算の比を取っている。グラフより中性子エネルギーが高くなるにつれて KERMA 近似が悪くなる傾向になる。また体系の厚さが小さくなればより低エネルギーで KERMA 近似が悪くなる傾向がある。しかし IFMIF のエネルギー範囲(平均中性子エネルギー 7MeV)および体系のサイズ(1mm 以上)では KERMA 近似に問題の無いこと

と言える。この結果は、IFMIF より高エネルギーな中性子を扱う計算を行う場合、KERMA 近似が妥当となるためには、体系が十分に大きい必要があるといえる。

5-1-3 空間分布

最後に IFMIF-HFTM の体系で空間分布を z 軸(中性子入射軸)と、 x , y 軸(入射中性子に対し垂直な軸)について求めた。Fig.5.3 に示す。計算パラメーター等は HFTM 計算と同様である。空間メッシュの幅は 5mm および 1mm とした。本計算は()の入射角度で行った。まず z 分布の結果を見れば、メッシュ 1mm の結果より、 z 軸の中性子入射面では反跳する荷電粒子の影響が表れ、カーマ近似が他の部位に比べ過大評価となっていることがわかる。しかしメッシュ幅を 5mm とした計算結果を見れば差はほとんどない。これは 5mm の幅の中に反跳荷電粒子の影響がなまされて埋もれてしまったと考えられる。またより深く中に入った場所ではメッシュ 1mm,5mm 共に良く一致しているが、これは 2 章で述べた荷電平衡が成り立っているためと考えられる。 x , y 分布に関してはほぼ対称な分布を示す。端に差が出る事を予想したが、全体的に良く一致する結果となった。これは入射軸に対して端の面が平行であるために荷電粒子の漏れる影響が大きく出なかったためと考えた。

以上の結果から、IFMIF の HFTM 体系およびエネルギー範囲では KERMA 近似で問題ないことがわかったが、ミリオーダーの空間分布などを計算する必要がある場合には軽粒子の厳密な輸送を考慮したほうが良い事がわかった。

5-2 核データライブラリーの影響

近年公開された高エネルギー核データライブラリーが HFTM 核計算へ及ぼす影響を調べた。用いた核データライブラリーは LA150、NRG2003、JENDL/HE-2004 である。計算体系およびパラメーターは HFTM 計算と同様である。Table5.1 には各々の各データでの発熱値を載せた。Fig.5.4 には各々の核データライブラリーで計算した HFTM 内の平均中性子エネルギースペクトルを比較した。また Fig.5.5 はそれぞれの核データライブラリーに格納されている Total heating number をプロットした。結果より中性子エネルギースペクトルはほぼ一

致しているが、核発熱を見ると LA150 と JENDL/HE-2004 で差が顕著に大きい。特に中性子起因の核発熱では 2 倍近い差が見られる。そこで Fig.5.5 をみると、20～50MeV あたりの高エネルギーであり、かつエネルギー付与値の大きい所で 3 つの核データライブラリーに大きな差があり、これが影響していると考えられる。また 20MeV で各 Total heating number に不連続な段差も見られる。核データライブラリーの差だけで核発熱が 50% 程度違う事実は問題だと考え、この差に関しては核データ側へのフィードバック(実験での検証)を考える必要がある。

Table5.1 核データライブラリーごとの核発熱の比較

nuclear data library	LA150	JENDL-HE/2004	NRG2003
total heating(kW)	7.6	11.2	8.4
neutron heating(kW)	3.4	6.7	4.4
photon heating(kW)	4.2	4.5	4
Ratio LA150 to	1	1.47	1.1

5-3 材料依存性

5-3-1 単一元素に対する解析

次に材料に対する依存性を調べた。FZK の論文では Eurofer に対して解析されていたが、他の材料に関する記述が成されていない。しかし実際の IFMIF のパフォーマンスでは様々な候補材料が実験される事になる。この計算では、まず材料を複合材料でなく一つの元素のみとし、それを Eurofer に置き換え計算した。元素は原子番号の小さなものから大きいものまでを計算した。用いた元素の情報は Table5.2 に示す。残念ながら、すべての元素に対して核データライブラリーがそろっているものはなく、Fe のみ 3 つ全部の核データライブラリーがあった。

Table 5.2 解析に用いた元素一覧

atom	C	Si	V	Fe	Nb	W	Pb
density(g/cm ³)	2.25	2.34	5.8	7.86	8.56	19.1	11.34

結果はガンマ線起因核発熱を Fig.5.6 に、中性子起因核発熱を Fig.5.7 に、全核発熱全を Fig.5.8 に分けて示す。

結果より、線による核発熱は原子番号が大きくなるにつれて増加する傾向がある。これは(n,)反応の断面積が原子番号と共に大きくなるからである。Pbは魔法数をもつ元素で安定なため、あまり核反応を起こさないので、他の元素より発熱は小さい。

中性子による核発熱は原子番号の増加につれて JENDL-HE/2004 はで増加傾向があり、LA150 では減少傾向がある。この結果については核データライブラリーの Heating Number によるものである。

全核発熱を見ると、各核データライブラリーで様々な値を取ることがわかる。Fe に関しては前に述べたが、他の元素に比べて発熱の差が大きい事がわかる。また W の発熱が他に比べ高い。

5-3-2 実材料での解析

次に現在候補となっている材料に対して計算を行った。候補材料としては低放射化フェライト鋼として Eurofer, F82H、またセラミック材料として SiC/SiC 複合材料、バナジウム合金として V4Ti4Cr、また市販のオーステナイト鋼 SUS304 についても計算した。HFTM をすべて候補材で置き換え計算した。Table5.3 に各材料の組成及び密度を示す。Eurofer の組成は FZK の文献⁸⁾によるものであり、他の元素の割合は省略している。また本計算では全て 100%の密度で計算している。Table5.4 に HFTM 平均核発熱を示す。用いた核データライブラリーは LA150 であり、LA150 で評価されていない元素を含む場合は、その元素は省略している。

Table 5.3 候補材の組成および密度

material (Density)	Cr	W	V	Ta	C	Si	Mn	B	N	Ti	Ni
F82H (7.53)	8.16	1.94	0.2	0.092	0.1	0.1	0.13	4E-04	0.001	<0.00	0.01
Eurofer (7.8)	8.9				5						
SUS304 (7.9)	18 ~ 20					<1	<2				8 ~ 11

material	Cr	Ti	Si	Al	Y	C	O	N	H
V4Ti4Cr (5.77)	3.96	3.99	0.46	0.49	0.2	0.017	0.029	0.013	0.004
SiC (2.33)	C/Si比 = 1 ~ 1.3								

Table 5.4 候補材を用いた場合の平均核発熱比較

material	Eurofer	F82H	V4Ti4Cr	SUS304	SiC
Total heating(kW)	9.94	9.50	9.70	10.70	6.10
neutron(kW)	4.05	3.93	6.33	4.7	5.48
photon(kW)	5.89	5.57	3.37	6	0.62

結果より、Eurofer,F82H,V₄Ti₄Cr,SUS304 の4つはほぼ等しい値をとるが、SiCはそれに比べて約40%程度小さい値を示した。SiC複合材料は軽い元素で作られるため、線による発熱が少なく、核発熱量として、低い値をとっていると考えられる。

この解析では単一元素での解析ほど劇的な差は見られなかった。しかし結果よりFeを中心としたステンレス鋼の発熱値とその他の材料の発熱値が大きくずれてないので、Fe中心とした材料で核解析を行う事は、核発熱の点から見ればある程度妥当な結果が得られる事がわかった。

5-4 中性子源項の考察

5-4-1 東北大実験結果との比較

IFMIFのソース項であるD-Li核反応シミュレーションに対する解析を本節では行った。厚いリチウムターゲットにおけるThick Target Yield(TTY)の

M^CDelicious コードによる結果と最新の東北大学の実験結果を比較した。実験は 2004 年に東北大学サイクロترونラジオアイソトープセンターにて萩原らが行った結果²²⁾を用いた。Fig.5.9 に 0° および 20° 放出の TTY 比較を示す。

結果より、0° では 5MeV 以下と 35 ~ 45MeV のあたりに大きな差が見られる。他の角度を見ると、0° 放出よりは一致しているが、まだ差がある。これは D-Li 核反応シミュレーションの改良の余地がある事を示している。

次に、東北大学の実験結果と M^CDelicious コードによる結果を用いて、HFTM の平均中性子スペクトルを計算した。計算体系は同様である。結果を Fig.5.10 に示す。

結果より、中性子スペクトルの差は小さい。また核発熱に関しても、両者の差は 5% 未満と予想よりも小さい結果となった。これは 0° のスペクトルの差が顕著に現れていない事になるが、これは計算するにあたって、各角度のスペクトルに対し sin の重みがかかるために、他の角度に放出されるスペクトルに対して 0° のスペクトルの重みが小さくなる事が原因として挙げられる。

5-4-2 QMD (Quantum Molecular Dynamics)

PHITS の特徴として QMD を用いて重イオンの輸送ができる事は 3 章で述べた。また原理的には D 入射の計算も可能である。そこで PHITS に組み込まれている QMD を用いて D 入射から HFTM の平均中性子スペクトルを計算した。結果を Fig.5.11 に示す。結果より、FZK の結果と大きく異なる結果となった(過小評価)。そこで D-Li 核反応の二重微分断面積を 0° と 30° で比較した。結果を Fig.5.12 に示す。結果より、0 度の 14MeV ピークが再現できていないことがわかる。これは d の中性子と陽子の Break Up を QMD がうまく計算する事ができない事が主たる要因と考えられており、以上の結果から、QMD では D 入射をうまく扱えない事を結論付けることができた。

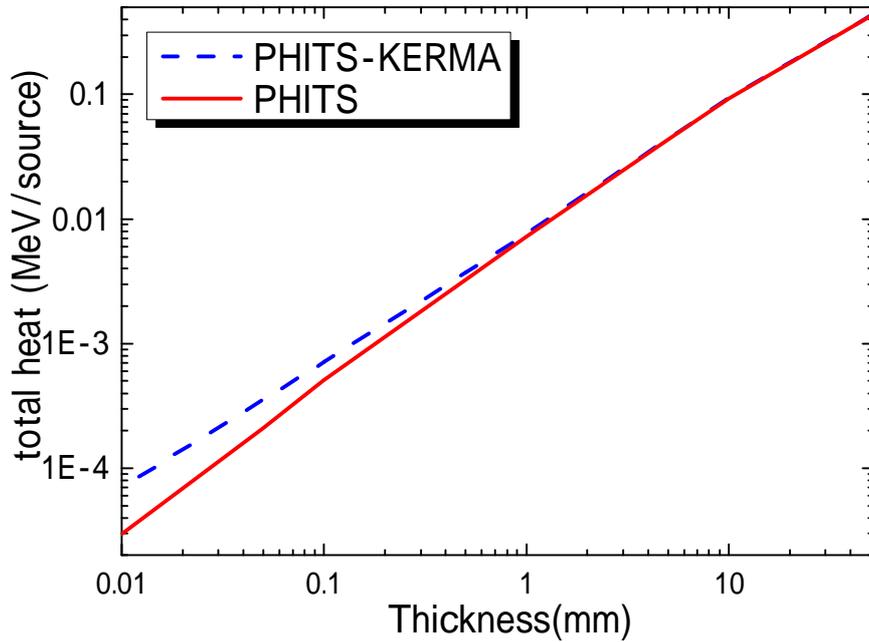


Fig.5.1 KERMA 近似妥当性の確認 体系のサイズ依存

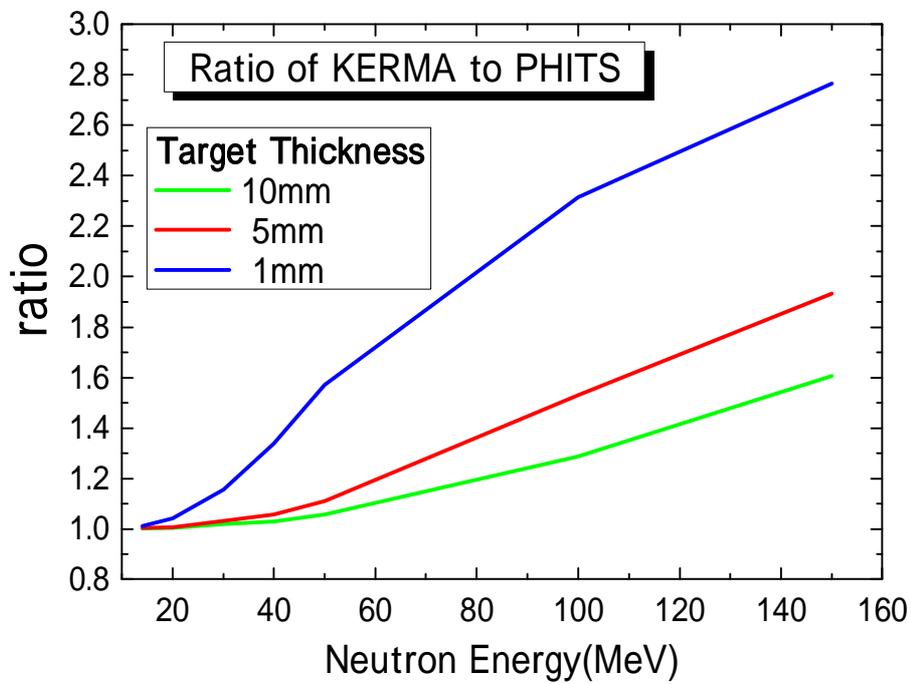


Fig.5.2 KERMA 近似妥当性の確認 入射中性子エネルギー依存

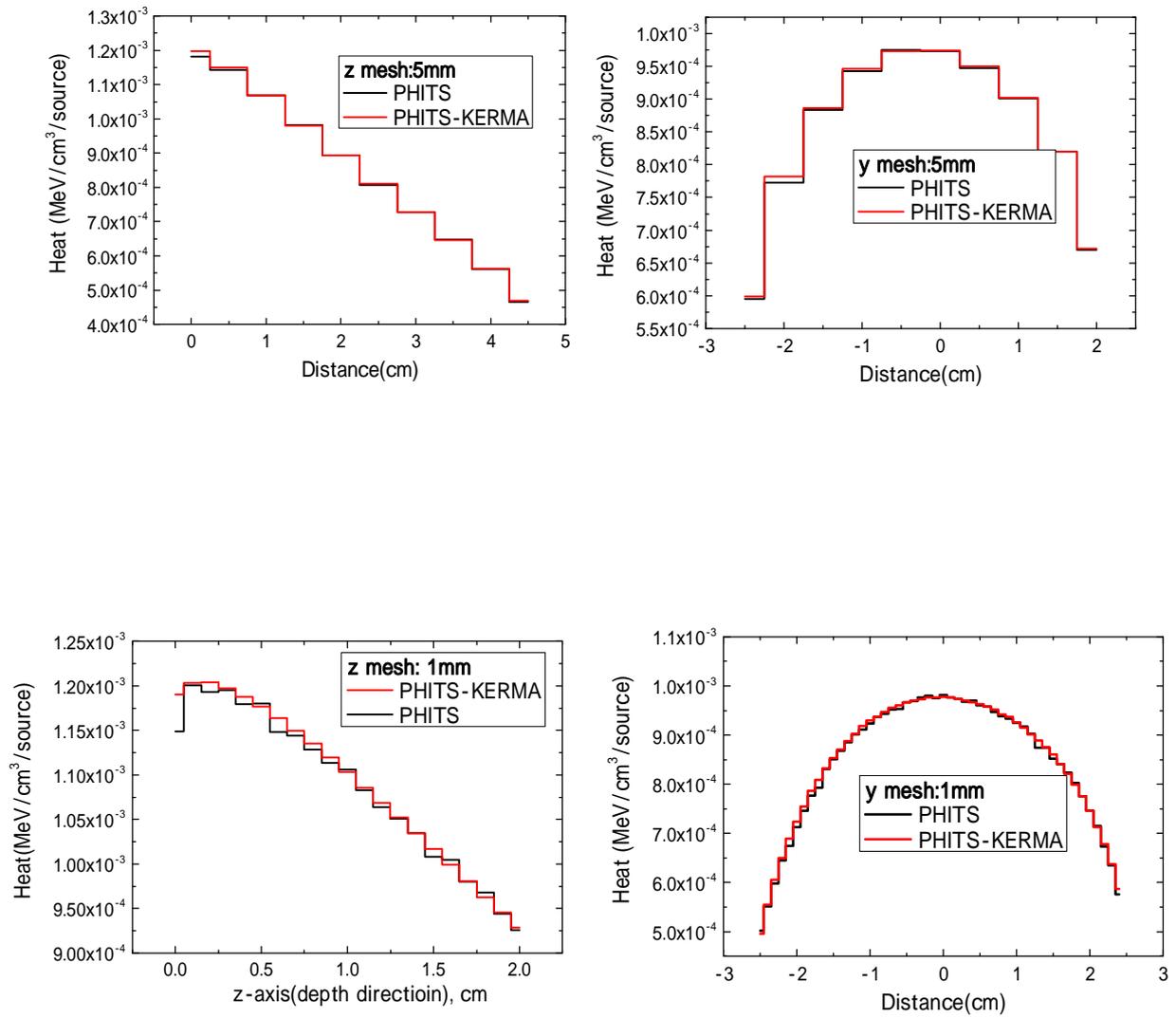


Fig.5.3 KERMA 近似妥当性の確認 空間(y,z)分布

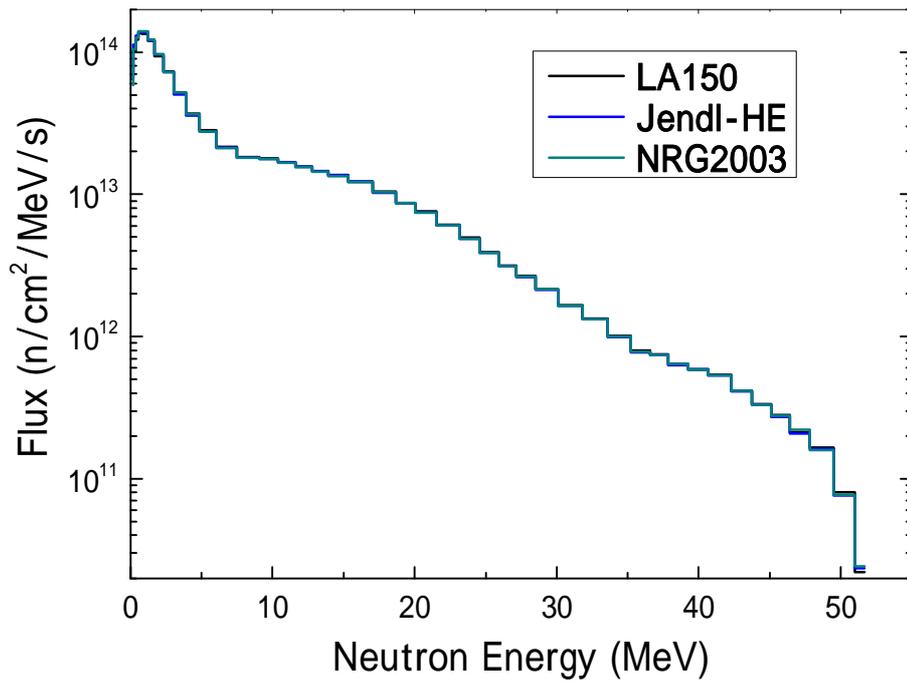


Fig.5.4 核データの差による HFTM 内平均中性子スペクトルの影響

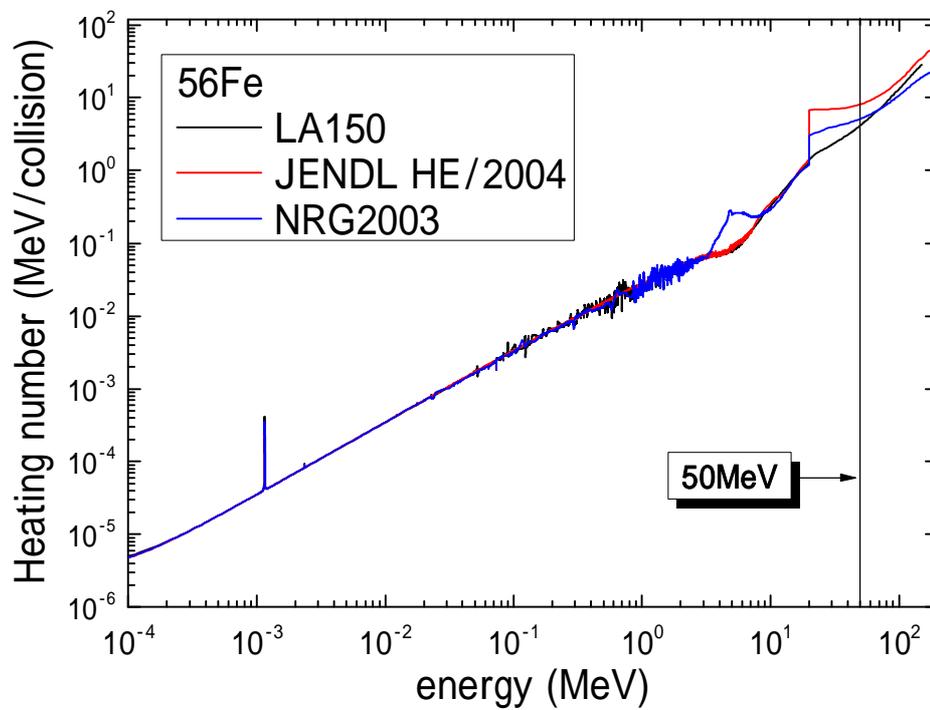


Fig.5.5 各核データライブラリーにおける Fe の Total heating number

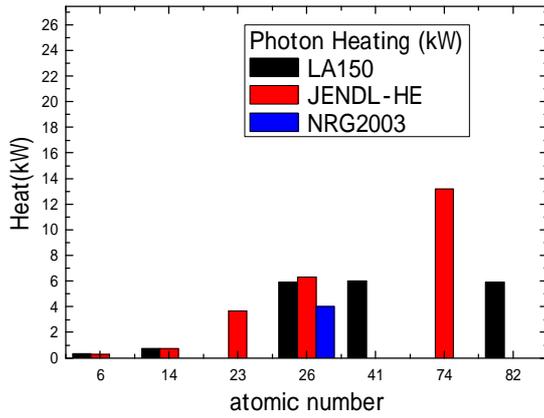


Fig.5.6 核発熱 元素依存 (線発熱)

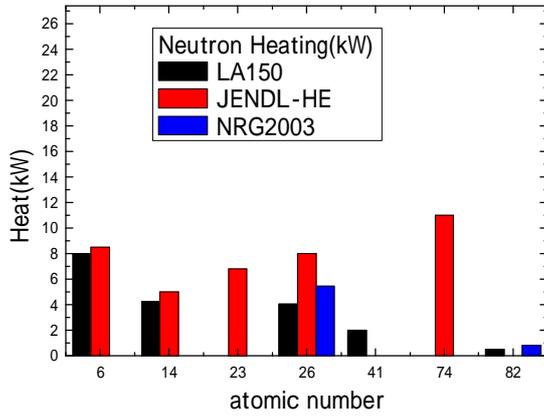


Fig.5.7 核発熱 元素依存 (中性子発熱)

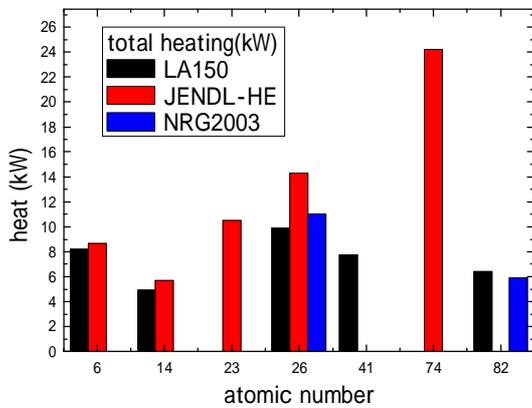


Fig.5.8 核発熱 元素依存 (全核発熱)

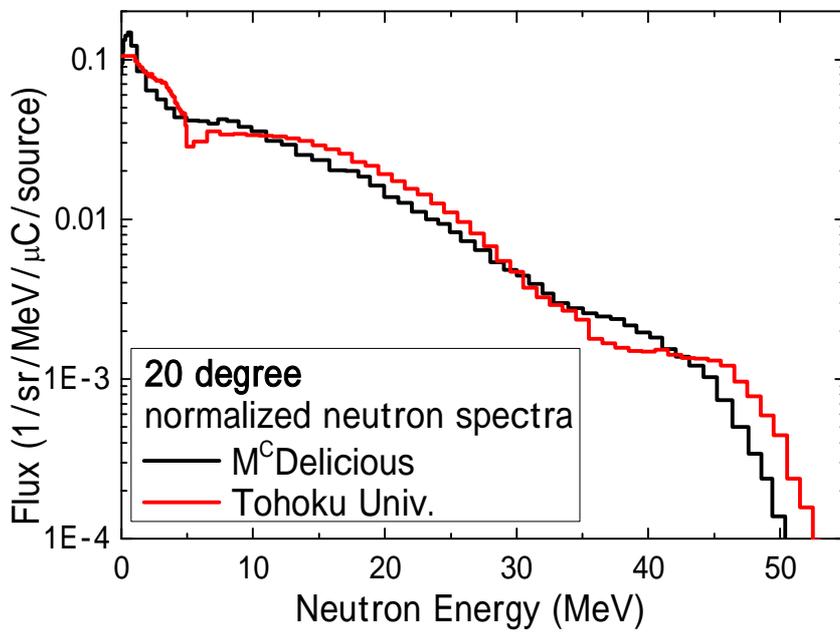
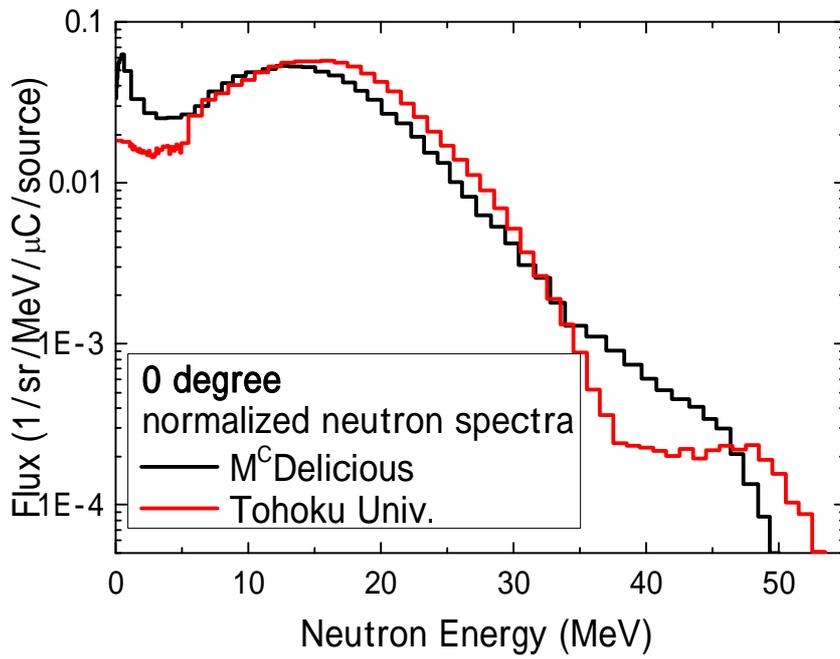


Fig.5.9 Tohoku Univ.実験結果と MCDelicious の比較
(0°, 20° TTY 中性子スペクトル)

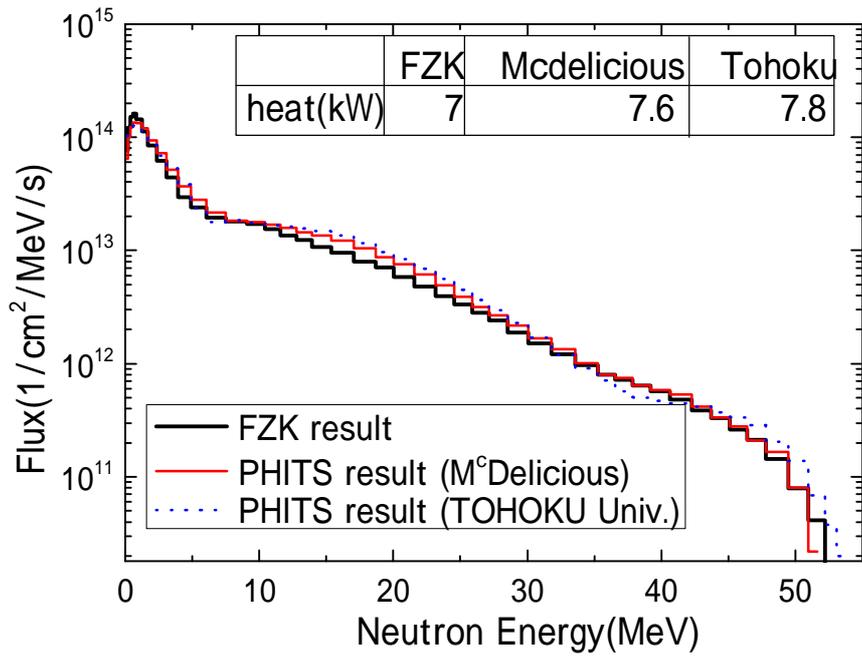


Fig.5.10 HFTM 内平均中性子スペクトル比較
(東北大実験値と MCDelicious)

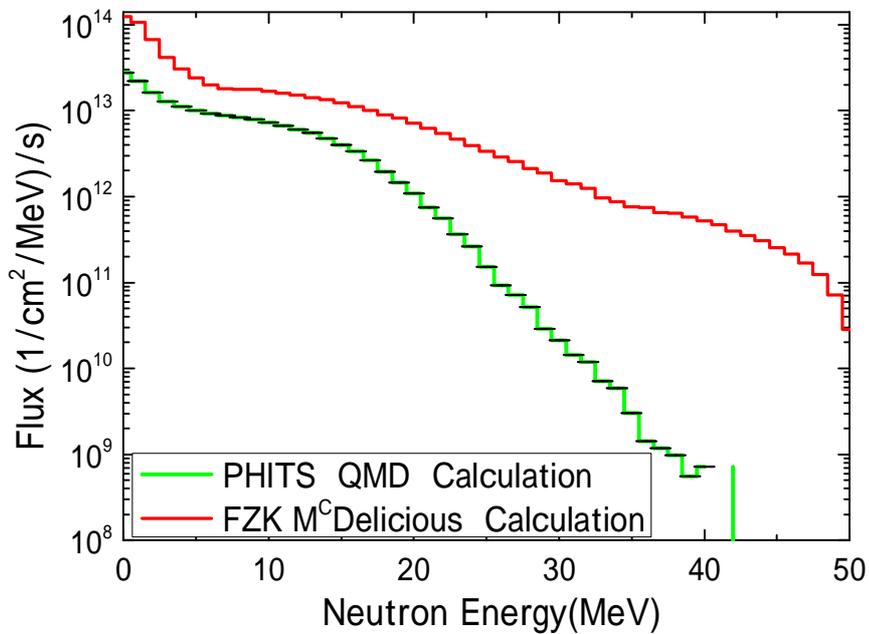


Fig.5.11 HFTM 内平均中性子スペクトル比較
(QMD 計算結果と MCDelicious の比較)

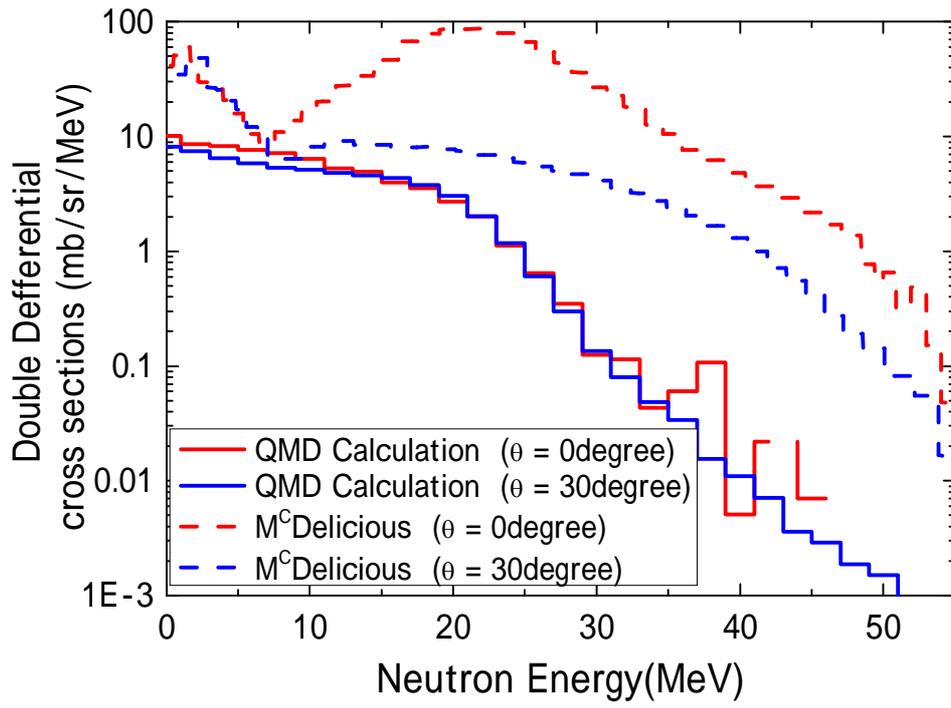


Fig.5.12 DDX 比較 QMD to MCDelicious

6章 結論

6-1 まとめ

当研究グループでは IFMIF(国際核融合材料照射試験施設)用核計算システムの開発を目指している。本研究ではその第一段階として、高中性子束テストモジュール(HFTM)における核計算を PHITS コードを用いて行った。核計算は核発熱に重点を置き、DPA なども計算した。施設の核設計を行ってきた FZK の 2002 年の解析結果と PHITS 計算結果を比較検討することで、PHITS コードの IFMIF 核計算への適用性を確かめた。

また KERMA 近似の妥当性を HFTM 体系を元に解析した。さらに最新の高エネルギー核データライブラリーを用いて様々な材料に対して計算を行った。最後に D-Li 核反応シミュレーションに関して東北大学の実験結果と比較して、解析を行った。

以下に得られた知見を箇条書きでまとめる。

- 2002 年の FZK の解析と PHITS 計算を比較し、概ね 10% 以内の差で一致した。この結果から PHITS コードの IFMIF 核計算への適用性を確認できた。10% の差は中性子源の位置を重陽子の Li での飛程の位置に置いた平面線源仮定した事が一因と考えられる。
- HFTM 体系を元に KERMA 近似の妥当性を解析し、IFMIF のサイズおよびエネルギー範囲で KERMA 近似の妥当性を示す事ができた。
- LA150, JENDL-HE/2004, NRG2003 を用いて HFTM の解析を行った。Fe の核データライブラリーの Heating Number の差で、LA150 と JENDL-HE/2004 の間の中性子起因発熱に 2 倍の(全核発熱で 50% 程度)差があることがわかった。この結果から、詳細設計に向けて実験による核データ(特に KERMA 因子)の検証が必要であろう。
- M^CDelicious コードの D-Li 核反応シミュレーション結果と、最新の東北大学の実験結果を比較した。両者にはまだ不一致な部分があるため D-Li シミュレ

ーションはまだ改善する余地がある。しかし両者の差は HFTM の核発熱解析には大きく影響しない事がわかった。

- PHITS 内臓の QMD モデルを用いて D-Li 核反応を計算したが、実験値をうまく再現する事ができなかった。今後は新たなモデルを構築し、D-Li 核反応シミュレーションを改良していく必要があるだろう。

6-2 今後の研究課題

D-Li 核反応シミュレーションについては QMD で計算することができないとわかったので、新たな計算モデルの構築をし、より実験値を良く再現できるように改良していく必要がある。

HFTM の核解析としては、九州大学の IFMIF テストセル熱設計グループとの連携を図っていく予定である。九大案のテストモジュールに基づいた計算体系で計算を行い、熱設計または材料設計の指針となる解析を行っていく必要がある。また中性子源からの直接ガンマ線による発熱効果の影響が危惧されているので調査していきたいと考えている。

参考文献

- 1) 関昌弘編、核融合炉工学概論、日刊工業(2001).
- 2) TANAKA Satoru, AKIBA Masato, ENOEDA Mikio, HASEGAWA Akira., “Present Status of ITER Test Blanket Development”, Journal of Plasma and Fusion Research, Vol.81, No.6, pp. 434-450(2005).
- 3) AKIBA Masato, JITSUKAWA Shiroh, MUROGA Takeo Blanket., “Technology Development Using ITER for Demonstration and Commercial Fusion Power Plant”, Journal of Plasma and Fusion Research, Vol.79, No.7, pp. 672-677(2005).
- 4) IFMIF 公式ホームページ, <http://insdell.tokai-sc.jaea.go.jp/IFMIFHOME>.
- 5) IFMIF International Team., “IFMIF Comprehensive Design Report”, Forschungszentrum Karlsruhe - IRS (2004).
- 6) A. Moeslang, V. Heinzl, H. Matsui and M. Sugimoto., “Fusion Engineering and Design, Vol. 81, Issues 8-14, pp. 863-871, (2006).
- 7) S.P. Simakov et al., “IFMIF neutron source term simulation and neutronics analysis of the high flux test module”, Report FZKA6743, Karlsruhe (2002).
- 8) M.B.Chadwick, P.G.Young, R.E.MacFarlane, P.Moller, G.M.Hale, R.C.Little, A.J.Koning, and S.Chiba, ”LA150 Documentation of Cross Sections, Heating, and Damage”, Los Alamos National Laboratory report LA-UR-99-1222 (1999).
- 9) Y.Watanabe, T. Fukahori, K. Kosako, N. Shigyo, T. Murata, N. Yamano, T. Hino, K. Maki, H. Nakashima, N. Odano, and S. Chiba., ”Nuclear Data Evaluations for JENDL High-Energy File”, Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, September 26-October 1, pp. 326-331(2004).
- 10) A. J. Koning, M. C. Duijvestijn, S. C. van der Marck, R. Klein Meulekamp, and A. Hogenbirk, ”New Nuclear Data Evaluations for Ca, Sc, Fe, Ge, Pb, and Bi isotopes”, Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, September 26-October 1, pp.422-425, (2004).
- 11) H. Iwase et al., “Development of General-Purpose Particle and Heavy Ion Transport Monte Carlo Code” J.Nucl. Sci. and Technol. Vol.139, pp1142-1151(2002).

- 12) J.R.Greening, “放射線量計測の基礎”, 地人書館(1995).
- 13) G.F.Knoll, “放射線ハンドブック”, 第3版, 日刊工業新聞社(2001).
- 14) ジョン・R・ラマーシュ, “原子核工学入門”, 第3版, ピアソンエデュケーション(2003).
- 15) 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).
- 16) 原子力百科事典 ATOMICA ホームページ,
<http://mext-atm.jst.go.jp/atomica/keyword.html>
<http://mext-atm.jst.go.jp/atomica/pict/18/18040205/01.gif>
- 17) 真木紘一、川崎弘光、小迫和明、関秦, “核発熱定数 KERMA ライブラリーの作成”, JAERI-M, 91-073, (1991).
- 18) U. Fischer, Y. Chen, S.P. Simakov, P.P.H. Wilson, P. Vladimirov, F. Wasasyjerna, “Overview of recent progress in IFMIF neutronics”, Fusion Eng. and Des. Vol.81, pp.863-871, (2006).
- 19) 仁井田浩二, “新しい粒子輸送コードが開く世界”, RIST ニュース, No40, (2005).
- 20) 佐藤達彦, “高エネルギー中性子輸送計算コード開発の現状”, RIST ニュース, No40, (2005).
- 21) 津田孝夫, “モンテカルロ法とシミュレーション”, 培風館, (1982).
- 22) M. Hagiwara et al., J. Fusion Sci. & Technol., 48, 1320 (2005).

謝辞

本研究を進めるにあたって、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いただき、深く感謝いたします。渡辺幸信助教授には本研究の理論から指針まで、適切かつ熱心にご指導をしていただきました。原子核物理に関しては全くといっていいほど知識が無かった私がこの研究をやり遂げることができたのは先生のご指導のおかげだと思います。また研究をする上での気構えや研究とは何かと叱咤を交え熱心にご教授くださいました。この場を借りて深く感謝いたします。講師の梶村氏には鋭い視点でご意見をいただきました。また助手の山本氏にはいつも些細な質問に答えていただき、また様々なアドバイスをいただきました。秘書の岡安氏にはいつも笑顔で癒していただきました。研究グループは異なりましたが中島研究室の皆さんには公私共々いろいろとお世話になりました。この場を借りて深く感謝いたします。

日本原子力機構 FNS の佐藤聡氏には夏期実習で輸送計算コードの高度な取り扱いを教えていただき、また核融合研究に対して色々教えていただきました。また夏期実習後も様々な質問に親身に答えていただきました。この場を借りてお礼申し上げます。東北大学サイリックの鎌田創氏、武蔵工業大学原子炉研究所の染谷洋二氏には夏期実習で一緒に学び、その後も様々な情報交換させていただきました。ここに感謝いたします。

高度情報科学技術研究機構の仁井田浩二氏には PHITS コードの使用法について御教示いただきました。ここに謝意を表します。

同じ研究グループの叶涛氏、Dimitre Kadrev 氏、林真照氏、西嶋康太氏、本岡親英氏、また昨年まで在籍していた児玉章裕氏、蔵満健二氏には多大な協力を頂きました。林氏には PC の取り扱いや計算の助言まで幅広く本研究の指導をしていただきました。蔵満氏には PHITS の取り扱いから応用までご指導していただきました。児玉氏には計算データの数値解析にて有用なプログラムを組んでいただき、また些細なことも熱心に力を貸してくれました。西嶋氏とは遅くまでよく一緒に研究を頑張りました。就職活動大変と思いますが頑張ってください。本岡氏は今後 PHITS コードを使うようなので私を抜く PHITS マスターになってください。叶涛氏、Dimitre Kadrev 氏には身近に生の英語に触れさせていただきました。グループのみなさんの協力なくしてはこの研究はできなかったと思います。ありがとうございました。

最後にこれまでの人生を支えてくれた両親、兄弟に心から感謝いたします。