PHITS による J-PARC の中性子源に関するモンテカルロ計算

仁井田 浩二

(高度情報科学技術研究機構)

Monte Carlo Simulation by PHITS for Spallation Neutron Source of J-PARC

Koji Niita

RIST: Research Organization for Information Science & Technology

ABSTRACT

The multi-purpose Monte Carlo Particle and Heavy Ion Transport code System, PHITS is introduced. Three application topics of PHITS for the spallation neutron source of J-PARC, the optimization study of the spallation neutron source, the heat and DPA calculation, and the neutron beam transport, are shown.

Keywords: *Transport code, Spallation neutron source, PHITS, J-PARC*

1. PHITS とは

PHITS とは, Particle and Heavy Ion Transport code System の頭文字から付けられた名前で, 粒子と重イオン(原子核)の物質中の輸送を記述する 3 次元モンテカルロシミュレーションコードである. 豊富なユーティリティーとグラフィカル出力を備えた汎用コードとなっている. 粒子, 原子核の物質中の輸送を取り扱うシミュレーションは, 高エネルギー物理, 原子核実験などの基礎物理はもちろん, 中性子散乱, 原子炉, 核変換, 放射線医療, 加速器工学, 宇宙工学など, 放射線に関係した多くの応用分野で必要とされている. PHITS コードは, この様な状況のもと, 粒子及び原子核の物質中の輸送のシミュレーションを軸に, 各分野のコードを統合し, 新しい研究対象に迅速に利用できるツールを目的として開発されてきた.

PHITS コードは, ORNL の NMTC[1]コードに端を発している. NMTC は, 20MeV から数 GeV までの核子, 中間子の輸送コードであった. 1982 年, 原研がそれに高エネルギー核分裂モデルなどを導入し NMTC/JAERI[2]とし, 1997 年には, CG 幾何形状, インポートランスなどの分散低減, 前平衡過程などの計算モデルの改良を行って NMTC/JAERI97[3]として公開した. 2001 年には, 数 GeV 以上の核反応コードとして JAM[4]を取り入れ, 適用エネルギーを 200GeV まで拡張し, また, GG 幾何形状, GEM[5]コードなどの導入や, 断面積の改良を行って, NMTC/JAM[6]として公開した. 2002 年に, 原研, 東北大, RIST が共同で, 原子核の輸送部分, 原子核・原子核反応を記述する JQMD[7]コード, 20MeV 以下の中性子, 1keV-1GeV までの光子と電子の輸送部分として MCNP コード, 幾何形状と計算結果のグラフィカル表示を取り入れて, 2003 年 PHITS[8]として公開された. 低エネルギーの中性子から重イオンの輸送まで取り

扱える輸送コードとしては, 世界をリードするコードとして評価されている. 現在 PHITS は, 半導体のソフトエラー(放射線の励起エネルギーによって, 半導体記憶素子に一時的に電荷が生成し, ビット情報が反転する現象)の評価のようにマイクロな領域から, ここで述べる核破砕中性子源の最適化, また, 重粒子線を用いた癌治療, 宇宙ステーションの遮蔽, 宇宙線が地上に及ぼす中性子線評価などの幅広い領域で利用されている.

2. 核破砕中性子源の最適化計算

J-PARC のそれぞれの施設では, 遮蔽設計, 最適化設計のため, 信頼できる輸送コードが必要とされてきた. 輸送コードに要求される信頼性は, 非常に厳しい. 例えば, 物質科学の施設では, 取り扱うエネルギー範囲は, 50GeV から, meV の広い範囲であるし, 扱わなければならない領域は, ビームラインの数 10m のオーダーであるが, 計算に要求される分解能は, 数 mm のオーダーである. これらの要求を満たすように, NMTC/JAM は開発され, 重イオンの輸送を取り込んで現在の PHITS に発展した.

核破砕中性子源の設計では, 核破砕反応から生成される中性子をできるだけ強度を落とさずモデレータ(減速材)に導き, また, モデレータで減速された中性子の特性を保持しながら効率よく導管へと導くための最適化が必要となる. もちろん全てを実験で検証するのは不可能なので, シミュレーションに頼るところとなる. Fig. 1 は, 水銀ターゲット周りの計算モデルを PHITS のグラフィックユーティリティーを用いて計算の入力データから 3 次元表示したものである. 水銀ターゲットの上下に計 3 個のモデレータがあり, その周りをベリリウムと鉄の反射体を取り囲んでいる. このような構成と配置を最適化するために PHITS のシ

Fig. 1 3D representation of the calculation model around the mercury target.

ミュレーションが用いられた。シミュレーションの計算精度の検証としては、AGS で行なわれた ASTE(AGS Spallation Target Experiment) [9] の実験結果と PHITS の計算結果との比較が行なわれた。この実験では、直径 20cm、長さ 130cm の水銀ターゲットを用い、水銀ターゲットの周りに設置したサンプルの反能率を放射化法により測定した。モデレータ、反射体は設置されていない。入射陽子のエネルギーは、1.6, 12, そして 24GeV である。放射化のサンプルとして、 $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$, $^{209}\text{Bi}(n,xn)$ など多様な反応が用いられた。反応のしきい値は、0.3MeV から 70.5MeV であり、これらを用いて水銀ターゲット周りでの中性子のフラックスを評価したものである。Fig. 2 は、 $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ の反能率を水銀ターゲットの先端からの距離の関数としてプロットしたものである。この反応のしきい値は、3.3MeV であるから、この図で示されている反応率は、約 10MeV 周りの中性子のフラックスを示している。PHITS の結果は、実験の反能率の分布を、全ての入射エネルギーと全ての場所で、非常によく再現している。

3. 核破碎中性子源の発熱, DPA 計算

Fig. 1 のような核破碎中性子源の設計に際しては、目的とする中性子の強度、特性と同時に、J-PARC のような大強度の陽子を用いる場合、材料の核発熱、放射線損傷に対する評価が非常に重要になってくる。これらの量の評価も PHITS のようなシミュレーションに頼らざるを得ない。核発熱は、入射陽子、また、核破碎反応で生成された荷電粒子、原子核が物質中で電離過程を通して付与するエネルギーの和である。従って、PHITS のような輸送コードにとっては、基本的な観測量であるが、異なる輸送コード間での発熱量の評価は、必ずしも一致しないのが現状である。実験的に発

Fig. 2 Distribution of the $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ reaction rates along the cylindrical surface of a mercury target bombarded with 1.6, 12 and 24 GeV protons.

熱の測定が難しいため、これまで発熱量に対する計算コードの検証がほとんどなされてこなかったが、最近、KEK で 12GeV 陽子を入射粒子とし、カロリメーターを用いた発熱の測定が行なわれた [10]。PHITS の計算結果は、KEK の実験値を実験誤差範囲内で再現し、PHITS の発熱計算の精度が検証された。

Fig. 3 は、核破碎中性子源の発熱分布をプロットしたものである。ただし、この図では、高エネルギー粒子による寄与だけがプロットしてある。このような計算で得られた発熱量が、水銀ターゲットの熱拡散、ターゲット、モデレータ容器の強度評価などに用いられる重要な基礎データとなる。

Fig. 3 Deposit energy distribution around the mercury target.

Fig. 4 Neutron tracks in the sextupole magnet and gravity.

また、材料の放射線による損傷に対しては、標的原子当たりのはじき出し数(DPA: Displacement Per Atom)という量がひとつの指標として用いられる。この量も発熱と同様、実験的に測定することが困難な量であるので、計算コードに頼ることとなる。現在、J-PARCに限らず、世界の次世代の加速器の計画は、大電流のビームを想定しているところが多くあり、このような施設の R&D では、まず、電磁石やビームダンプの発熱、放射線損傷の評価が重要な要素である。高エネルギーの粒子、また、重イオンを輸送できるコードシステムで発熱、DPA を評価できるシステムとして PHITS は世界的に利用されている。

4. 中性子ビーム輸送

荷電粒子の輸送に関しては、ビーム損失、磁石の放射化、ビーム拡散等の評価に、磁場中の輸送が必要になる。PHITS では、荷電粒子に対して、2 極、4 極、6 極磁場を、幾何形状の任意の場所に任意の方向で定義できる。通常のビーム輸送コードと比較して、PHITS での輸送の特徴は、荷電粒子の磁場中の軌跡を追えると同時に、空気や電磁石中での電離過程や衝突過程を同時に記述できる点にある。J-PARC 施設の設計においては、電磁石の放射化、ビーム周りの物質の放射化、遮蔽等評価が必要があるので、この特徴は大きな力を発揮する。

中性子輸送の分野でも、磁場は、反射系の光学素子[11]とともに中性子レンズとして重要な要素である。そこで、PHITS では、中性子に関しても、2 極、4 極、6 極磁場、そしてユーザーが定義できる有限要素法で定義された磁場を用いることができるように改善されている。中性子は、磁場中での磁気モーメントを通して中性子スピンの磁場と相互作用する。この中性子の磁場中での運動を記述するため、PHITS では、中性子のスピン変数を導入し、磁場と中性子スピンのパウリ方程式を軌道運動とともに数値的に解いている。従って、所謂、非断熱領域、即ち、中性子スピンのラーマ歳差運動の周期が軌道運動に伴う磁場の時間変化と同程度の場合の運動も記述できる。実際、6 極磁場

の数値シミュレーションでは、磁場の中心領域におけるスピン反転の現象が観測される。これは、実際の 6 極磁場を使った光学系を設計する時に重要である。それは、この様な中性子は小角散乱の分光に使われるが、中性子強度の増大とノイズの減少が重要であるため、ソレノイド磁場を印加してスピン反転を抑える必要がある。そのような磁場系の設計に、PHITS は定量的な評価を与えることができる。また、このような磁場を利用できる中性子のエネルギーは非常に低く、波長で 10Å 以上、エネルギーで 0.1 meV のオーダーである。従って、このような極低エネルギーの中性子の運動を記述するには、重力の効果も無視できなくなる。そこで、PHITS では、重力場も記述できるようになっている。6 極磁場と重力場の中での中性子の典型的な運動を Fig. 4 に示す。これは、原研の研究炉 JRR-3 で行われている超伝導 6 極磁場を用いた実験をシミュレートした例である。磁場の強さは、 $7.13 \times 10^4 \text{ T/m}^2$ 、入射中性子のエネルギーは、 $13.4 \pm 3 \text{ eV}$ である。入射中性子は、偏極されていない中性子なので、半分が発散、半分が収束している。また、重力により x 軸下方に収束点が移動していること等が見られる。

モデレータから分光器室まではスーパーミラーを用いた導管が用いられるが、PHITS では、この反射光学系もシミュレートできるように改良されている。PHITS では、荷電粒子の磁場中の運動の場合と同様に、既存の中性子の光学系ビーム輸送シミュレーションコードと比較して、光学系の輸送と同時に、導管物質との散乱も同時に記述できるのが特徴である。従って、低エネルギーの中性子のスーパーミラーによる輸送効率とともに高エネルギーの散乱によるバックグラウンド成分も同時に評価できる。Fig. 5 は、モデレータから 7.5m 位置から始まる $h50\text{mm} \times w40\text{mm}$ のガイド管を輸送して 86m 位置でガイド管から出る中性子のスペクトルである。ガイド管の最初の 52.5m が曲率 9km のカーブドガイド、その後 26m のストレートガイドである。図には、このカーブドガイド管を用いた結果(実線)とともに、モデレータから 8m 位置に T0 チョッパーを入れ、全てストレートガイ

Fig. 5 Neutron energy spectrum at 86m point from the moderator with the curved and straight guide.

ドを用いた結果(破線)も示してある。PHITS では、T0 チョッパーがガイド管を塞ぐ時間変化も扱えるようになってきている。ここでは、25Hz、半径 30cm、長さ 30cm のインコネルの T0 チョッパーを用いている。高エネルギー中性子は全て T0 チョッパーで遮られるが、30cm のインコネルを透過した成分が 86m 位置での高エネルギー成分として観測される。一方、カーブドガイドの場合、高エネルギー成分として現れているものは、高エネルギー中性子がガイド管の物質と弾性散乱をして 86m 位置に達したものである。Fig. 6 に、10MeV 以上の中性子のカレントがカーブドガイド管(実線)、また、T0 チョッパーを用いた場合(破線)、どのように減衰するかを示したものである。一点鎖線は、T0 チョッパーを用いないストレートガイドの場合である。この場合は、ほぼ立体角、即ち、距離の 2 乗に反比例して減衰する。T0 チョッパーを入れた場合は、T0 の位置で大きく減衰し、その後は、距離の 2 乗に反比例する。カーブドガイドでは、カーブに添って減衰し、その後のストレート部分では、距離の 2 乗に反比例する。これらの高エネルギー成分が分光器室に入り込み、散乱されバックグラウンドとなる中性子を生成するので、この評価は輸送系を設計する際に重要である。

5. 最後に

以上、PHITS を用いた核破砕中性子源に関するシミュレーションの現状を紹介した。ここでは触れなかったが、PHITS はもちろん施設設計のための遮蔽計算にも使われている。

J-PARC の核破砕中性子源は、前例のない大強度を目指す施設であるために、これまでも多くの技術的問題にぶつかり、またそれらを克服してきた。これから多くの技術的問題に直面することと思われるが、PHITS がその解決に少しでも貢献できればと願っている。

Fig. 6 Neutron current in the guide as a function of the distance from the moderator.

参考文献

- [1] W. A. Coleman, T. W. Armstrong, The Nucleon-Meson Transport Code NMTC, ORNL-4606 (1970).
- [2] 中原康明, 筒井恒夫, JAERI-M 82-198 (1982).
- [3] H. Takada, N. Yoshizawa, K. Kosako, K. Ishibashi, JAERI-Data/Code (1998) 98-005.
- [4] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita and S. Chiba: Phys. Rev. C61 (1999) 024901.
- [5] S. Furihata, Nucl. Instr. and Meth. B171 (2000) 251.
- [6] K. Niita, S. Meigo, H. Takada, and Y. Ikeda, Nucl. Instr. and Meth. B184 (2001) 406.
- [7] K. Niita, S. Chiba, Toshiki Maruyama, Tomoyuki Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara and A. Iwamoto, Phys. Rev. C52 (1995) 2620.
- [8] H. Iwase, K. Niita and T. Nakamura, J. Nucl. Sci. Technol. 39 (2002) 1142.
- [9] T. Takada et al., Proc. of the 14th Mtg. of the Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources, Illinois, 1998, Vol.II, ANL-98-33, Argonne National Laboratory (1998).
- [10] H. Ohnishi, et al., private communication, and to be published.
- [11] H. M. Shimizu, et al., Nucl. Instr. and Meth. A430 (1999) 423., H. M. Shimizu, T. Oku, and T. Adachi, Physica B311 (2002) 123, Oku, T. et al., Nucl. Instr. and Meth. A462 (2001) 435.