

# 1 はじめに

加速器施設において、マグネットやビームダンプなどの厚い物質に高エネルギー陽子または重イオンが当たるとハドロンカスケードが生じる。ハドロンカスケードの発達や二次粒子の生成・減衰を知る事は、加速器施設における放射線による人体の被曝や機器の損傷・放射化を低減させるための遮蔽設計および放射線管理を行なう上で非常に重要である。ここでは、ハドロンカスケードとそれをシミュレーションするためのモデルについての概略に触れ、MARS コードを中心に実際のハドロンカスケード計算コードによる放射線のシミュレーションについて述べる。

# 2 ハドロンカスケードの概要

ハドロンとは、強い相互作用をする素粒子で、ハドロンカスケードに主に関係する粒子は、中性子 ( $n$ ), 陽子 ( $p$ ), 反陽子 ( $\bar{p}$ ), Pion( $\pi^\pm, \pi^0$ ), Kaon( $K^\pm, K^0$ ) である。

図 1 に示すように、高エネルギーのハドロンが厚い物質に入射した際、原子核との衝突により複数のハドロンをはじき出し、それらのハドロンがまた他の原子核と衝突していく連鎖反応をハドロンカスケード (hadron cascade) とする。このハドロンカスケードの過程では主に以下のような現象が起こっていると考えられている。

- 核内カスケード (Intranuclear cascade)

入射した高エネルギーハドロンが原子核内で核子と衝突を繰り返してそれらを原子核内外にはじき出し、それが原子核内で連鎖して行く現象

- 蒸発 (Evaporation)

核内カスケードにより核子を放出した後、原子核が、励起状態から基底状態に移る (de-excitation) 際に、数 MeV 程度の中性子を等方に放出する現象 (陽子や  $\alpha$  粒子、 $\gamma$  線等も低い確率で放出)

- 高エネルギー核分裂 (High energy fission)

ウランのような重い核種の場合、高エネルギー陽子などが入射すると核分裂反応 (図 2) が起こる。これは蒸発反応と競合過程にある。

- 崩壊 (Decay)

核内カスケードにより放出された Pion や Kaon は寿命が短く、カスケード中に崩壊するものがある。

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow 2\gamma \\ \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm \\ K^0, K^\pm &\rightarrow \mu^\pm, \pi^\pm, \pi^0\end{aligned}$$

- ハドロン電磁カスケード (Hadronic electromagnetic cascade)

ハドロンカスケードにおいて Pion や Kaon の崩壊で生じた電子・陽電子や  $\gamma$  により電磁カスケードが起こる。

$$\begin{aligned}p + N &\rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma \\ &\rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm \\ &\rightarrow K^0, K^\pm \rightarrow \mu^\pm, \pi^\pm, \pi^0 \rightarrow e^\pm, \gamma\end{aligned}$$

また、高エネルギー電子入射の場合、電磁カスケードにおける  $\gamma$  の光核反応 (photonuclear interaction) によりハドロンカスケードが生じる。

$$\begin{aligned}e^- &\rightarrow \gamma, e^+, e^- \\ \gamma + N &\rightarrow n \rightarrow \text{hadron cascade}\end{aligned}$$

ハドロン-原子核衝突 (Hadron-nucleus collision) は、およそ 100MeV 以上において弾性散乱 (elastic) および弾性外 (non-elastic) 反応断面積がほぼ一定であることができ、例えば陽子の反応断面積に対し以下の半経験式で表すことができる [1]。

$$\begin{aligned}\sigma_{el} &\approx 6A [mb] \\ \sigma_{ne} &\approx aA^{2/3} [mb] \\ (a &\approx 30 (A=1), 50 (A>1))\end{aligned}$$

弾性外反応 (non-elastic interaction) に対する陽子の平均自由行程 (MFP, mean-free-path) は、アルミニウムから鉛の間でおよそ 100 ~ 200 g/cm<sup>2</sup> である。図 3 に厚いアルミニウムターゲットに陽子または電子ビームを当てた場合のエネルギー付与 (Energy deposition) 深さ分布 [2] を示す。250 MeV 陽子の場合、陽子飛程 (50 g/cm<sup>2</sup>) が核子衝突の MFP より短いため、入射陽子のほとんどが飛程付近で止まり、そこに大半のエネルギーを付与するいわゆるブラッグピーク (Bragg peak) が見られる。一方、1GeV, 10GeV 陽子は、飛程までに核子衝突が多く起こり、ハドロンカスケードが発達していることが分る。特に陽子が 10GeV を超えると Muon の生成が著しく、その上 Muon の飛程はかなり長いいため、深層までエネルギー付与が散らばる。

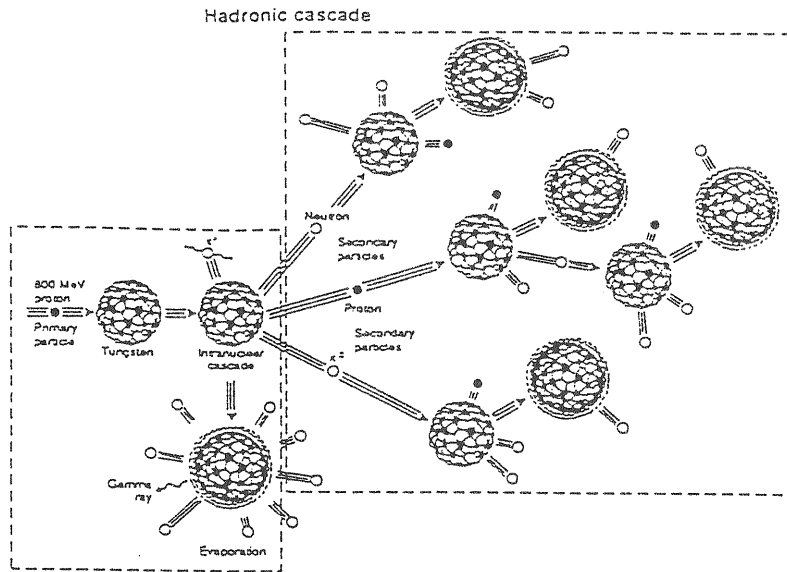


図 1: ハドロンカスケードの発達の様子

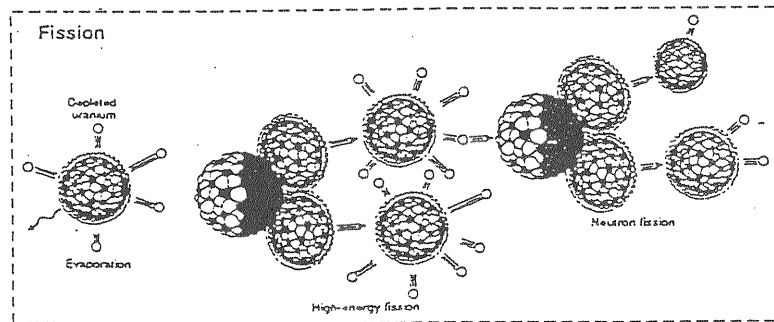


図 2: 高エネルギー核分裂

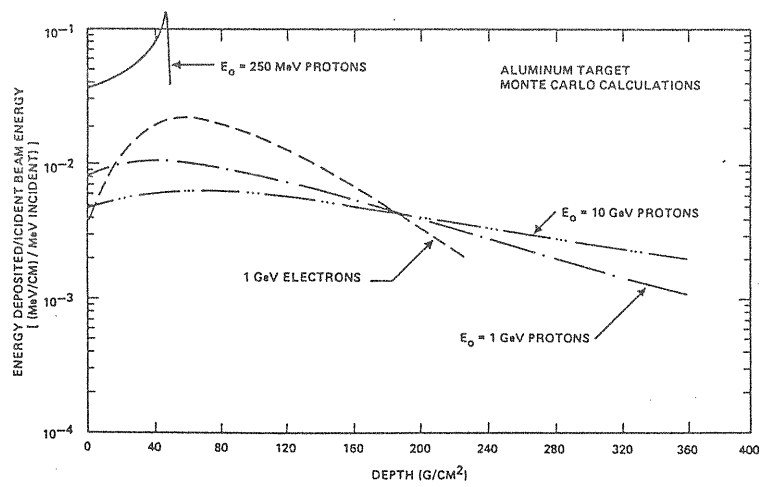


図 3: 陽子または電子入射による厚い Al ターゲットのエネルギー付与深さ分布 [2]

### 3 ハドロンカスケードコードの計算モデル

#### 3.1 核内カスケード・蒸発モデル

原子核内における入射粒子と核子の個々の衝突（核内カスケード）や励起状態の原子核からの蒸発過程を忠実に模擬して二次粒子の生成の計算を行なう計算モデルを核内カスケード・蒸発モデル (Intranuclear-cascade-evaporation model)<sup>2</sup> と言う。ここでは HETC-3STEP コード [3] で採り入れられている計算モデルを中心に核内カスケード・蒸発モデルの解説を行なう。

##### 3.1.1 核内カスケードモデル

核内カスケード (Intranuclear cascade) モデルは、原子核を核子の集まりと考え、入射粒子との 2 体衝突反応に近似するモデルである。入射核子のエネルギーが 100MeV 以上では、原子核内に入射した核子のドブロイ波長が核力のレンジと同程度かそれ以下になると考えられる。そこで、核内の核子同士の衝突を自由空間での核子の 2 体衝突断面積 (p-p, p-n, n-n,  $\pi$ -p, etc) を用いた擬似自由散乱 (quasi-free scattering) として近似する。ただし、エネルギーが 100MeV 以下になるとドブロイ波長が広がるので近似が悪くなる。このモデルを用いるための原子核構造の仮定を以下に示す。

##### (1) 核子密度 (Nucleon density)

中性子と陽子の分布密度を同一とみなした Hofstadter による核子密度分布 [4] は以下のよう

$$\rho(r) = \frac{\rho_1}{\exp(r-c)/Z_1 + 1} \quad (1)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \rho &= \text{規格化定数} \\ r &= \text{核中心からの距離 cm} \\ c &= 1.07 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm} \\ Z_1 &= 0.545 \times 10^{-13} \text{ cm} \end{aligned}$$

計算では、原子核を 3 つの同心球殻に分けた段階関数で近似する。各領域の外半径  $r_i$  は次式で決められる。

$$\rho(r_i) = \alpha_i \rho(0) \quad (2)$$

<sup>2</sup>歴史や計算コードの種類に関しては 8 月 31 日の平山氏の講義を参照

ここで  $\alpha_1 = 0.9, \alpha_2 = 0.2, \alpha_3 = 0.01$  である。式 (1) および式 (2) で表される核子密度分布関数を図 4 に示す。

##### (2) 核子運動量 (Nucleon momentum)

中性子や陽子は絶対零度で縮退したフェルミ分布をもつとし、フェルミ運動量  $P_F$  (Fermi momentum) で与えられる。

$$P_F = \hbar \left( 3\pi^2 \frac{A}{2\Omega} \right)^{1/3} \quad (3)$$

ここで、 $\Omega$  は原子核体積である。三領域を考慮した核全体についての核子運動量分布を図 5 に示す。

##### (3) ポテンシャル・エネルギー分布 (Potential Energy)

ポテンシャル・エネルギーは核子のフェルミ・エネルギーと結合エネルギーの和で与えられる。計算では、図 6 のように核子密度と同様の三領域の段階関数で近似する。核子の結合エネルギーは全て 7MeV としている。

##### (4) ハドロン-核子断面積 (Hadron-nucleon cross section)

核内カスケードの 2 体衝突の計算では、核子-核子 (nucleon-nucleon) や  $\pi$ -核子 (pion-nucleon) の衝突断面積が用いられる。HETC コードでは、数 GeV までのデータが用意されている。主な断面積の種類は以下通りである。

- Elastic scattering  
(n-p, p-p, n-n,  $\pi^0$ -n,  $\pi^0$ -p,  $\pi^-$ -p)
- Pion production  
(n-p, p-p, n-n,  $\pi^0$ -n,  $\pi^0$ -p,  $\pi^-$ -p,  $\pi^+$ -p)
- Pion absorption ( $\pi^+$ -p,  $\pi^0$ -p)
- Charge exchange ( $\pi^-$ -p)

##### 3.1.2 励起子モデル・蒸発モデル

他の核内カスケード・蒸発モデルを用いた計算コードでは扱われていないが、HETC-3STEP では核内カスケードの計算が終わると、核反応により複合核が形成されるまでの前平衡過程 (Pre-equilibrium process) における粒子放出が計算される。これを励起子モデルと言う。前平衡過程からの粒子放出計算が終わると、蒸発モデルによる平衡 (複合核) 過程の計算が行なわれる。この計算は高エネルギー核分裂との競合した過程として扱われている。これらについては、ここでは詳しくは述べない。

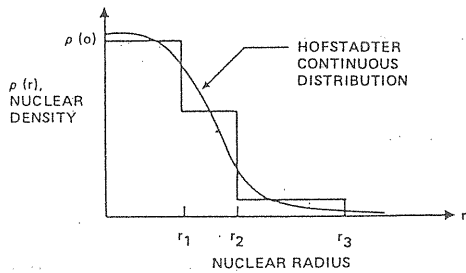


図 4: 式 (1) および式 (2) で表される核子密度分布。

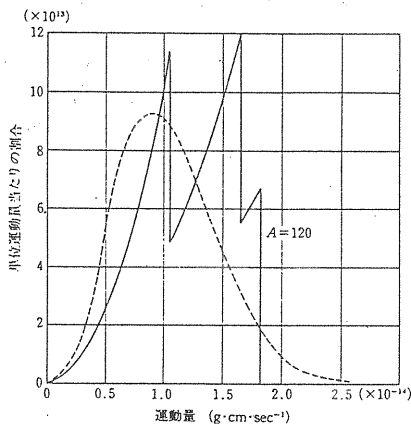


図 5:  $A=120$  の核内における核子運動量分布。三つの零度フェルミ分布からの合成分布 (実線) と  $kT=15\text{MeV}$  のマックスウェル・ボルツマン分布 (波線)。

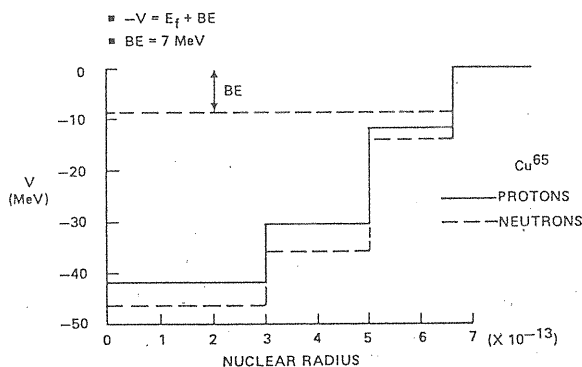
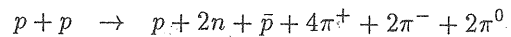


図 6: 計算で用いられる原子核内の核子ポテンシャル・エネルギー分布 ( $^{65}\text{Cu}$ )。

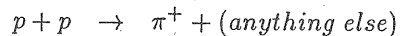
### 3.2 粒子生成モデル

ハドロンが核子や原子核と衝突して最終的に生成する二次粒子をハドロン-核子 (Hadron-nucleon) 断面積またはハドロン-原子核 (Hadron-nucleus) 断面積を用いて決定する計算モデルを粒子生成モデル (Particle production model) と言う。

高エネルギー領域 (GeV-TeV) では反応のチャンネルが非常に多く、また、二次粒子の種類も生成数も多いため、反応の組合せが極めて多く存在する。しかしながら、高エネルギー領域の原子核相互作用に関する理論は完全には解明されていない上、実験値も極めて少い。そのため、例えば



のような個々の反応の断面積 (exclusive cross-section) を全て評価する事は、極めて困難である。したがって、



のような複数生成する二次粒子の内 1 つの粒子のみに着目した包括的な断面積 (inclusive single-particle cross-section) が普通用いられる。inclusive 断面積は、入射・生成粒子の組合せによりそれぞれ半経験式 (半理論式) が用いられており、ある程度存在する実験値を基にパラメータが与えられている。

CERN を中心に開発が進んでいる FLUKA コード [5] は、この inclusive single-particle cross-section を用いて二次粒子のサンプリングを行ない、その衝突におけるエネルギー・運動量保存が成り立つ限り次の粒子をサンプリングして行き、全ての粒子を追跡するアナログモンテカルロを行なっている。一方、MARS や CASIM コード [6] は、1 個の生成二次粒子をサンプリングして追跡して行く手法を用いている。サンプリングされた粒子には各衝突における平均二次粒子生成数 (mean multiplicity) やエネルギー保存、統計的なバランスを考慮した統計的加重 (statistical weight) が与えられ、平均的なハドロンカスケードの発達を矛盾なく評価できる工夫がされている。

粒子生成モデルを用いたモンテカルロ計算では、エネルギー・運動量の保存や生成数・生成粒子のバランスのために、サンプリングや重み付け以外にも多くの工夫が凝らされている。その詳細に関してはここでは省略する。

## 4 MARS コードの概要

MARS コード [7] は、物質中での 3 次元ハドロン電磁カスケードを 30TeV までのエネルギー範囲でシミュレーションするモンテカルロコードである。

ハドロンカスケードの平均的な発達を求めするために、衝突による生成二次粒子の計算には inclusive なアプローチによる粒子生成モデルを用い、衝突における最終的な生成粒子の内の 1 ~ 2 個を追跡する方法をとっている。また、計算結果に大きく寄与する粒子やエネルギーを優先的にサンプリングする方法 (Leading Particle Biasing) を用い、サンプリングされた粒子には各々の反応における平均二次粒子生成数 (mean multiplicity) やエネルギー保存、統計的なバランスを考慮した統計的重み (statistical weight) が与えられる。この手法は、核内カスケード蒸発モデルを用いたコードに比べ計算速度が速く、計算時間が計算対象の粒子エネルギーに直線的ではなく対数的に大きくなるため、高エネルギーの計算や深層透過計算には有利である。また、ミューオンやニュートリノ、低エネルギー中性子の生成・物質内輸送、さらには電磁カスケードもこのコードで扱っており、1 つのコードで包括的な情報を得ることができる。

ハドロン-原子核の相互作用 (Hadron-nucleus interaction) には、5GeV 以上で半理論式が、5GeV 以下で Sychev 等の式 [8] を改良したものが用いられている。

このコードは、大型加速器リングや衝突型加速器におけるビームロスや粒子衝突によるハドロン電磁カスケードを模擬することと主目的として開発されており、曲がったビームラインの複雑な形状の模擬やマグネットにおける磁場の設定ができ、ビームラインに沿った放射線分布を詳細に算出することが可能である。

もともと MARS コードは、ソ連で古くに開発された計算コード [9] を原型としており、現在は米国国立フェルミ加速器研究所 (Fermi Lab.) の Nikolai Mokhov 氏を中心に開発が続けられている。最近のバージョンは、MARS13(98)[10] である。また、100TeV までの計算が可能である次のバージョン [11] のリリースも予定されている。

## 5 MARS コードの使用

MARS コードでは、標準で用意されている簡単な計算のみの場合、入力ファイル MARS.INP の作成のみで良い。拡張形状 (Extended Geometry) を利用したい場合は、拡張形状入力ファイ

ル GEOM.INP を作成する。また、さらに複雑な形状や磁場の定義など標準計算ではできないことは、FORTRAN により記述されたユーザーサブルーチンを変更し再コンパイルを行なう。計算結果の出力ファイルは MARS.OUT である。以下、これらに関して解説する。

### 5.1 標準入力による計算

扱える入射粒子は表 1 に示す 18 種類で、エネルギー上限は 30TeV、下限は中性子で 0.00215 eV、電子で 0.2MeV、その他の粒子は 2MeV である。初期粒子数 (history) に制限はない。

表 2 に示す様に、典型的な密度や組成により既に作成され用意されている物質データが 22 種類あり、標準入力のみで使用できる。Black hole とは、体系内に体系外として入れたい領域に指定する。つまり、その場所を粒子が通った場合、粒子の追跡が終わる。

形状 (Geometry) は R-Z 円柱体系のみで、R 方向および Z 方向の分割により領域を分けることができる。また、GEOM.INP という拡張形状用インプットカードを用いることにより Box, Cylinder, Sphere, Cone およびそれらの組合せの形状を組み込むことが可能である。

### 5.2 低エネルギー中性子の計算

20MeV 以下の低エネルギー中性子は、核内カスケードを起こさず、核反応のチャンネルが高エネルギーに比べ非常に少ないことから現在まで多くの研究がなされており、かなり核データが整備が進んでいる。そのため、核反応の断面積ライブラリーを用いた輸送計算<sup>3</sup>が一般的に行なわれる。

MARS では 14.5MeV 以下を低エネルギー中性子としており、ユーザーがインプットカードでその計算を行なうように指定した場合、核内カスケードや蒸発過程により生成された 14.5MeV 以下の中性子は、多群モンテカルロ計算ルーチンで熱エネルギーまで計算される。この計算では、ロシアで作成された 28 エネルギー群・ $P_5$  ルジャンドル展開の断面積データライブラリー BNAB[12] が用いられている。エネルギー群構造は表 3 に示す通りである。

<sup>3</sup>詳細は 9 月 3 日に大橋氏が講義を行なう。

表 1: 入射粒子の種類

1	2	3	4	5	6
$p$	$n$	$\pi^+$	$\pi^-$	$K^+$	$K^-$
7	8	9	10	11	12
$\mu^+$	$\mu^-$	$\gamma$	$e^-$	$e^+$	$\bar{p}$
13	14	15	16	17	18
$\pi^0$	$d$	$t$	${}^3He$	$\alpha$	$\nu$

表 2: 標準入力で扱える物質の種類

NAME	Material	density[g/cm <sup>3</sup> ]
H	Hydrogen	0.071
LHE	Liq. Helium	0.125
LI	Lithium	0.534
BE	Berlium	1.85
CH2	Polyethylen	0.94
CH	Polystyrene	1.03
C	Graphite	2.265
TISS	Tissue	0.99
WATR	Water	1.00
AIR	Air	0.00121
SOIL	Soil	1.90
CONC	Concrete	2.35
AL	Aluminum	2.70
SI	Silicon	2.33
LAR	Liq. Argon	1.40
TI	Titanium	4.54
FE	Iron	7.86
CU	Copper	8.96
W	Tungsten	19.30
PB	Lead	11.35
U	Uranium	18.95
BLA1	Black Hole	10000.

表 3: 低エネルギー中性子のエネルギー群構造

Group No.	Lower Energy [MeV]	Group No.	Lower Energy [MeV]
	14.5	15	2.15E-3
1	14.0	16	1.00E-3
2	10.5	17	4.65E-4
3	6.5	18	2.15E-4
4	4.0	19	1.00E-4
5	2.5	20	4.65E-5
6	1.4	21	2.15E-5
7	0.8	22	1.00E-5
8	0.4	23	4.65E-6
9	0.2	24	2.15E-6
10	0.1	25	1.00E-6
11	4.65E-2	26	4.65E-7
12	2.15E-2	27	2.15E-7
13	1.00E-2	28	2.15E-9
14	4.65E-3		

### 5.3 標準以外の高度な計算に用いるサブルーチン

ここでは標準以外の計算を行なうために変更・作成すべき主なユーザーサブルーチンとその役割を簡単に解説する。

#### 5.3.1 物質の作成 - subroutine MIXTUR

5.1章で述べた標準で与えられている物質以外の物質を作成する。構成元素の原子量  $Z$  および質量数  $A$  とそれらの組成比を記述する。密度は、インプットカードに記述する。

#### 5.3.2 線源の作成 - subroutine BEG1

線源の位置  $(x, y, z)$ 、方向  $(dx, dy, dz)$ 、エネルギー  $(E)$  を任意に指定できる。それらが分布を持っている場合は確率累積分布関数を作成し、サンプリングを行なうように作成する。また、STRUCT コード [13] とのつなぎ計算を行なう場合、1粒子毎に  $(x, y, z, dx, dy, dz, E)$  をファイルから読み込むように作成する。(第5.5.3節および第6.1節参照)

#### 5.3.3 形状の作成 - subroutine REG1

標準入力では行なえない複雑な形状を模擬するために、任意の領域を定義し、物質番号の割り当てを行なう。例えば、 $1 < x, y < -1, 9 < z$  の領域に物質番号5を割り当てたい場合、サブルーチンの一部は以下のようにする。

```
      :
      if (x.le.1) goto 1000
      if (y.ge.-1) goto 1000
      if (z.le.9) goto 1000
      M=5
1000 return
      end
```

このサブルーチンで物質番号  $M$  を与えられなかった領域は、標準入力で定義された物質番号が使われる。つまり、MARS.INP, GEOM.INP, subroutine REG1 の順で領域と物質番号の定義が上書きされて行くことになる。

#### 5.3.4 磁場データ - subroutine SUFI

Bending, Focusing, DeFocusing Magnet 等における磁場を座標の関数として与える。またはそのデータファイルを読み込む。

#### 5.3.5 磁場の定義 - subroutine FIELD

領域に対して Magnet 種類に応じた磁場  $(B_x, B_y, B_z)$  を定義する。領域に磁場を定義する方法は、第5.3.3節と同様な方法で領域を指定し  $(B_x, B_y, B_z)$  を与える。

#### 5.3.6 軌道の屈曲 - subroutine ALIGN

シンクロトロンやコライダーなどの Bending Magnet 前後におけるビームラインの曲がりを模擬する。実際は、ビームラインは直線のままですべての粒子のベクトルをビームラインの曲がりと反対向きに曲げることで模擬する。

### 5.4 計算結果の出力

計算結果として出力ファイル MARS.OUT が得られる。ユーザーが作成した計算体系中の各領域における平均の物理量が得られる。得られる主な物理量は以下の通りである。

1. Star density ( $\text{cm}^{-3}$ )
2. Flux distribution ( $\text{cm}^{-2}$ )
  - hadron,
  - charged hadron,
  - $e^+, e^-$ ,
  - photon,
  - muon,
  - neutron
3. Energy deposition density ( $\text{GeV/g}$ )
  - low energy particles from de-excitation of nuclei,
  - electromagnetic shower,
  - hadron and muon electromagnetic losses,
  - low energy neutron interaction,
  - total
4. Dose equivalent (Rem, Sv)
5. Residual dose rate (Rad/hr)
6. Temperature rise (K)
7. Energy spectra of user defined region ( $\text{cm}^{-2}$ )
  - proton,
  - neutron,
  - pion,
  - photon,
  - $e^+, e^-$ ,
  - low energy neutron

また、オプションで CERN ライブラリーの HBOOK パッケージ用ファイル MARS.HBOOK が出力され、エネルギースペクトルやエネルギー付与分布等のヒストグラム、2次元分布などが

PAW システムその他のグラフィックパッケージで表示することが出来る。

## 5.5 他のコードとのつなぎ計算

MARS コードは、以下の3つの計算コードとリンクして様々な物理量を精度良く計算できるようになっている。実際 MARS コード自体で、以下の3つコードによる計算は可能であるが、より能率的でより高精度な結果が求められる場合、以下のようなつなぎ計算が利用される。

### 5.5.1 MCNP コード

MARS コードによるハドロンカスケード計算で得られた 14.5MeV 以下の中性子を MARS コード内にある低エネルギー中性子計算ルーチンを用いず、MCNP コード<sup>4</sup>につなぎ、低エネルギー中性子の輸送計算をより精度良く行なう。

### 5.5.2 ANSYS コード

MARS コードによる放射線分布の計算結果を入力として、ANSYS コードを走らせることにより、放射線による物質中の熱やストレス解析を行なうことができる。

### 5.5.3 STRUCT コード

大型シンクロトロンやコライダーリングにおける加速粒子の軌道解析およびビームロス分布の計算を行うには、リング加速管内で粒子を何周も回してビームロス分布の統計をためる。MARS コードのみでも全ての計算を行なうことは可能であるが、体系が巨大化して計算時間や計算メモリなど非能率的で有る事から、リングでの Multi-turn particle tracking を行なう STRUCT コード [13] が開発された。STRUCT コードで計算されたリングの軌道から外れた粒子やエネルギーの低くなった粒子の情報（出力ファイル）は、MARS コードの Source ルーチン（第 5.3.2 節参照）で読み込まれ、物質内でのハドロンカスケード計算を行うことができる。

## 6 MARS コードによる計算例

### 6.1 200MeV 陽子入射におけるシンクロトロンビームロスによる放射線分布の計算

ここでは、STRUCT および MARS コードのつなぎ計算で行なった 200MeV 陽子入射における 3GeV ジンクロトロンリング 60m 部分のビームロスによる放射線分布計算例 [14] を示す。図 7 に計算対象であるリング 60m 部分を示す。

STRUCT コードでは、ビームパイプとその内側にあるコリメータの形状の定義および各マグネットにおける磁場の設定を行ない、粒子をリング中で回す計算を行なう。計算する粒子は、図 8 に示すようなビームロスを起こす可能性のある halo 部分の粒子である。粒子がビームパイプを横切った場合または粒子エネルギーが初期エネルギーの 70% 以下（ここでは 140MeV 以下）になった場合、その粒子はビームロスとみなされ計算は終了する。そしてロス位置、ベクトル、エネルギーが出力ファイルに記録される。STRUCT コードにより得られたビームロス分布を図 9 に示す [15]。

MARS コードでは、この STRUCT 出力ファイルに記録された全ロス粒子のデータを読み込み、ロス位置から粒子の追跡を開始する。図 10 に示すようにビームパイプ内外の物質である lattice（コリメータ、スクレーパ、マグネット等）を形状として設定し、物質中でのハドロンカスケードおよび生成粒子の輸送を計算する。図 11 には、MARS により計算されたビームロス、ビーム軸から 85cm における中性子束、線量当量をビーム軌道に沿った分布として示した。ここで示したビームロス分布は各 lattice における total energy deposition から算出しており、前述の STRUCT でビームロスとされるものと算出法は異なるが、分布傾向は近い。ビームロスは、コリメータとその下流近傍で主に起こっており、中性子束はコリメータ付近で極めて高いことが分る。また、ハドロンカスケードにより生成した二次粒子の内、荷電粒子はマグネット等でほとんど止まり、中性子は透過力が強く線量当量に最も寄与していることが、線量当量分布と中性子束分布がほぼ同調していることから分る。

<sup>4</sup>詳細は 9 月 3 日に大橋氏が講義を行なう。



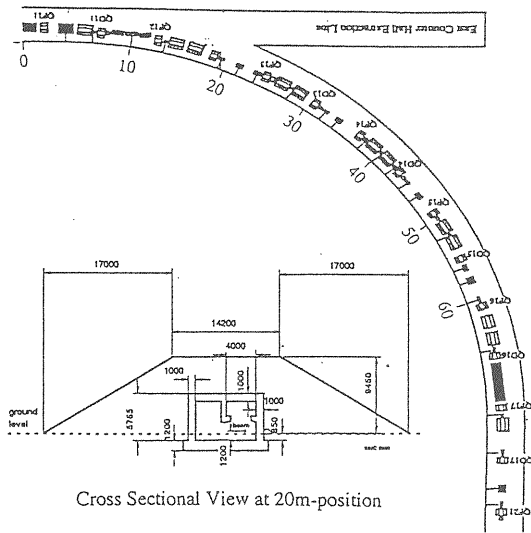


図 7: STRUCT および MARS コードで計算を行なった 3GeV シンクロトロン の入射から 60m 部分

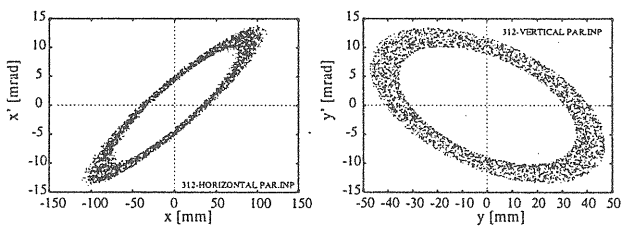


図 8: STRUCT コードで計算した Halo 部分の陽子ビーム分布

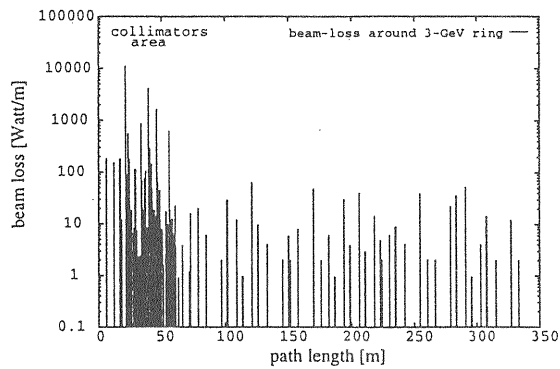


図 9: STRUCT コードによる 200MeV 入射陽子のシンクロトロンにおけるビームロス分布

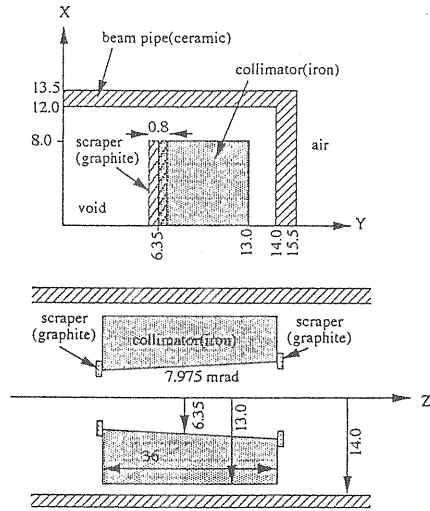
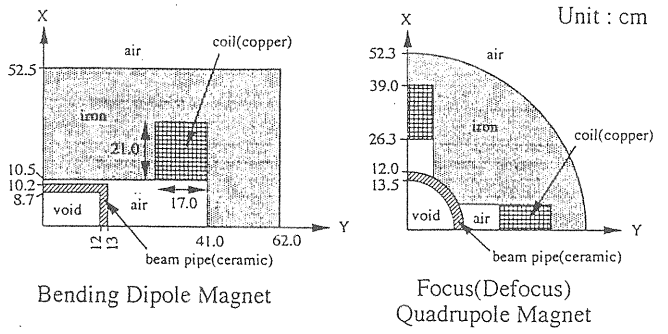


図 10: MARS コードで形状として設定したマグネット、コリメータおよびスクレーパ

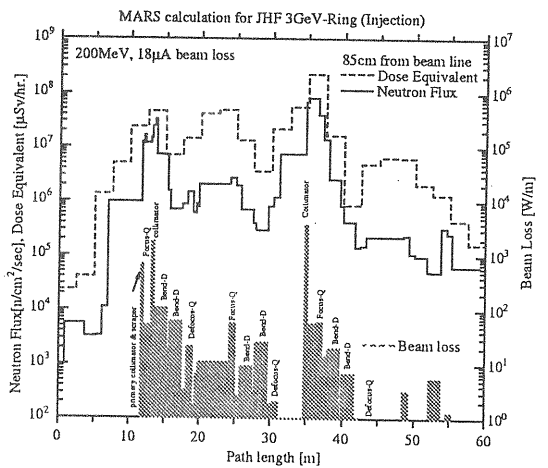


図 11: MARS コードで計算したビームロス、中性子束および線量当量分布

## 6.2 24GeV/c陽子入射の厚い鉄ビームダンプ中のハドロン束分布ベンチマーク計算

### <実験値>

厚い鉄ビームダンプ表面中心に24GeV/c陽子を入射した際のダンプ内部におけるハドロン束分布の測定値[16]。図12に示すように、30cm×30cm×5cm厚の鉄板を20枚重ね、板の間に挟んだAl放射化検出器のAl(h,x)<sup>18</sup>F反応による<sup>18</sup>Fの飽和放射能からハドロン束が評価されている。

### <計算>

3つの高エネルギーハドロンカスケードコードによるベンチマーク計算が行なわれた[17]。MARSコード以外に、HETC-KFA2コード[19]による計算[18]とFLUKAコードによる計算[20]が行なわれた。計算で得られたハドロン束の内、Al(h,x)<sup>18</sup>F反応の閾値である35MeV以上のハドロン束を積分した。ここで主に寄与しているハドロンは、n, p, π<sup>±</sup>である。

### <比較>

図13に各深さに設けられたSlotにおけるハドロン束の径方向分布(Transverse distribution)を示した。全体的にHETC-KFA2コード(以下HETC)の結果は過大評価の傾向が見られ、特にSlot0(陽子入射面)ではファクター2から1桁程度過大評価している。核内カスケード・蒸発モデルを用いているHETCでは信頼できるハドロン-核子断面積が数GeV程度までであるため、24GeVの入射陽子が鉄内でハドロンカスケードをおこした際の生成粒子やそれらの角度分布の再現に差が生じていると考えられる。一方、元々GeVやTeVといった高エネルギー領域を主な目的に開発されたMARSおよびFLUKAによる結果は、全般的にHETCに比べ実験値に近い結果を与えている。しかし、最も深い位置(Slot20)では、いずれの計算コードも実験値より2~3倍過大評価しており、ハドロンカスケードの発達や二次中性子の深層透過などの再現の難しさが現れている。

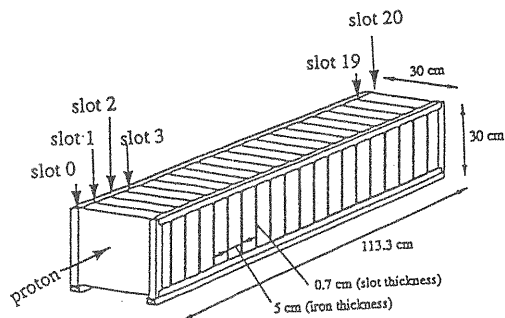


図12: 24GeV/c陽子を入射する鉄ビームダンプの詳細。Slot0はビーム入射面。

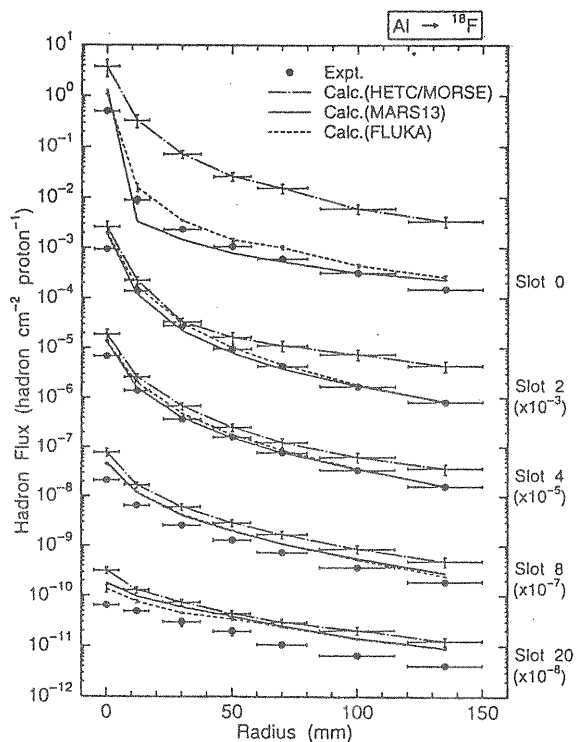


図13: 24GeV/c陽子を入射した鉄ビームダンプ内でのハドロン束分布の実験値(●)と3つの計算コードによる計算値の比較。Slot番号は図12を参照。

## 7 MARS コードの入手および 利用方法

MARS コードのホームページ<sup>5</sup> において、MARS コードに関する情報の提供およびユーザー登録を行なっている。計算目的や内容を申請することによりユーザー登録および利用が可能である。

MARS コードのソースプログラムは公開しておらず、インストールおよびバージョンアップは、開発を手掛けている Fermi Lab. の Nikolai Mokhov 氏自らがネットワークを介して行なっており、常に最新バージョンの計算が可能である。結果の公表に、MARS コードのバージョンと文献を言及すれば、放射線評価やベンチマーク計算など計算内容には制限がない。

### 参考文献

- [1] J. Ranft, "Estimation of Radiation Problem Around High Energy Accelerators Using Calculations of Hadronic Cascade in Matter", *Particle Accelerators* **3**, 129 (1972).
- [2] T. W. Armstrong, "Introduction to hadron cascades", *Computer Techniques in Radiation Transport and Dosimetry*, p269, Plenum Press (1980).
- [3] N. Yoshizawa, K. Ishibashi and H. Takada, "Development of High Energy Transport Code HETC-3STEP Applicable to Nuclear Reaction with Incident Energies above 20 MeV", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32**, 601 (1995).
- [4] R. Hofstadter, *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 214 (1956).
- [5] J. Ranft, "Estimation of Radiation Problems Around High Energy Accelerators Using Calculations of the Hadronic Cascade in Matter", *Particle Accelerators* **3**, 129 (1972).
- [6] A. Van Ginneken, "CASIM, Program to Simulate Hadronic Cascades in Bulk Matter", Fermilab Report FN-272 (1975).
- [7] N. V. Mokhov, "The MARS Code System User's Guide Version 13(95)", FERMILAB-FN-628 (1995).
- [8] B. S. Sychev, A. Ya. Serov and B. V. Man'ko, MRTI-799, Moscow (1979).
- [9] N. V. Mokhov, Proc. IV All-Union Conference on Charged Particle Accelerators, Moscow, "Nauka" **2**, 222 (1975); N. V. Mokhov and V. V. Phorolov, *Sov. J. Atomic Energy*, **38**, 226 (1975).
- [10] N. V. Mokhov, S. I. Striganov, A. Van Ginneken, S. G. Mashnik, A. J. Sierk and J. Ranft, "MARS Code Developments", FERMILAB-Conf-98/379 (1998).
- [11] N. V. Mokhov, "Recent Developments, Benchmarking and Status of the MARS Code System", Proc. of Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities - SATIF4, Knoxville, Tennessee, USA (1998).
- [12] L. P. Abagyan, N. O. Bazazyants, M. N. Nikolaev, and A. M. Tsybulya, "Group Cross-Sections for Reactor and Shielding Calculations", Moscow, Energoizdat (1981).
- [13] I. Baishev, A. Drozhin and N. V. Mokhov, "STRUCT Program User's Reference Manual", SSCL-MAN-0034, (1994).
- [14] N. Nakao, Y. Irie, M. Uota, N. V. Mokhov and A. Drozhin, "Radiation protection related to the halo collection for JHF 3 GeV booster synchrotron", The Second International Advisory Committee Meeting for JHF Accelerator, KEK Tsukuba, Dec. 7-9, (1998).
- [15] Y. Irie, M. Uota, N. Nakao, A. Drozhin and N. V. Mokhov, "Beam Halo Collection for the JHF 3-GeV Synchrotron", Sixth European Particle Accelerator Conference (EPAC'98), Stockholm, Jun. 22-26 (1998).
- [16] A. Fassò et al., "Measurements of low-energy neutrons in an iron calorimeter structure irradiated by 24 GeV/c protons", CERN/TIS-RP/90-19 (1990).
- [17] Y. Nakane et al., "Intercomparison of neutron transmission benchmark analyses for iron and concrete shields in low, intermediate and high energy proton accelerator facilities", Proc. of Shielding

<sup>5</sup><http://www-ap.fnal.gov/MARS>

- Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities (SATIF-3), Tohoku Univ., Sendai, 12-13 May (1997).
- [18] N. Nakao, "Calculation of Radiation Fields Inside Iron Beam Dump Irradiated by 24 GeV/c Proton", Proc. of the Third Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments(SARE3), KEK, Tsukuba, 7-9 May (1997)
- [19] T. W. Armstrong, R. G. Alsmiller Jr., K. C. Chandler and B. L. Bishop, *Nucl. Sci. Eng.*, **49**, 82 (1972).
- [20] A. Fassò et al., "Comparison of FLUKA simulations with measurements of fluence and dose in calorimeter structures", *Nucl. Instr. and Meth.*, **A332**, 459 (1993).