

陽子加速器の遮蔽

Moyer モデルと Monte Carlo 計算の比較

山 口 千 里* ・ H. Dinter** ・ K. Tesh**

A Comparison between the Moyer Model and Monte Carlo calculations for the Proton Accelerator Shielding

Chiri Yamaguchi ・ Herbert Dinter ・ Klaus Tesh

The Monte Carlo Code FLUKA has been used to calculate the dose equivalent behind concrete shielding for primary proton energies between 10 and 800 GeV, for concrete thicknesses between 1 and 2.3 m and for various target lengths.

1. 簡単な線量計算法

加速器遮蔽体後方の線量の実験又は理論による推定は、点線源や線線源及び単純な遮蔽体構造に対しては非常に簡単である。高エネルギー加速器からのビームエネルギーの大部分は非常に厚い標的で吸収されるが、遮蔽体から標的までの距離が標的長に比べ十分に長い場合には、この標的は点線源と見做される。加速器周辺の遮蔽体の設計ではほとんどの場合、最も線量が高くなる厚標的を仮定する。本論文ではビームに対し平行で厚さが d の均一な壁と、点線源を仮定した。

さらに、以下の二つの仮定をした。第一に、一次ビームに対する角度が大きい場合は線量は標的中で生じた二次放射線の内最も透過度の高い成分で決まり、従ってその減衰は単一の減衰係数で表されるとした。高エネルギー陽子加速器ではこの成分は 100MeV 付近の中性子、及び遮蔽体透過中にそれらと放射線平衡状態にある低エネルギー中性子である。これらの吸収長は大角度で放出された荷電粒子や、蒸発中性子又は巨大共鳴中性子よりも大きい。

第二に、最大の線量はビームに対し $\theta \sim 90^\circ$ で起きるとした。すなわち標的中で生じ 90° から 0° に向けて増加する二次放射線の強度は均質遮蔽体の実効厚が増すと過剰補償されるとした。従って、一次陽子あたりの線量当量 H は次の簡単な式で表される：

$$H = H_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\alpha \frac{e^{-d/\lambda_H}}{r^2}, \quad (1)$$

* 経営工学科 ** Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, D-2000 Hamburg 52, FRG

ここに、 E は一次エネルギー、 d は壁厚、 r は標的までの距離である。パラメータ H_0 、 α 、 λ_H は実験又は計算から求めるが、 H_0 と α は標的に、 λ_H は一次エネルギーに依存する可能性がある。

二次放射線の角度分布を考慮すれば (1) 式をさらに改良することができる。実験によれば、薄い標的から大きな角度 θ で放出された二次粒子のフルエンスは $\exp(-\beta \theta)$ で与えられ、その減衰はここで考える全角度領域で単一の減衰係数で記述できる。従ってビームに平行でビームから a 離れた遮蔽壁に沿った一次陽子あたりの線量当量は次式で与えられる：

$$H(z) = H_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\alpha e^{-\beta \theta} \frac{\exp(-d/(\lambda_H \sin \theta))}{r^2}, \quad (2)$$

$$\sin \theta = \frac{a+d}{r},$$

$$z=0 \quad \text{for } \theta = 90^\circ.$$

(2)式はMoyer モデルとして知られ、点様の標的に対する線量計算に用いられる。上式は角度パラメータを含んでいるので、線様均質線源に対する遮蔽体後方の線量も計算出来る。Moyer モデルに関する報告は文献 (1-5) に詳しい。

基礎となる実験や理論はほとんどないにも拘わらず、(1)及び(2)式を用いた半実験的方法は遮蔽体の設計に利用されているが、以下に示すように、Moyer モデルに至る仮定は充分には検証されていず、(2)式のパラメータも必要な確度で知られていない。本論分では周知のMonte CarloコードFLUKAを用いて上記モデルを検証した。

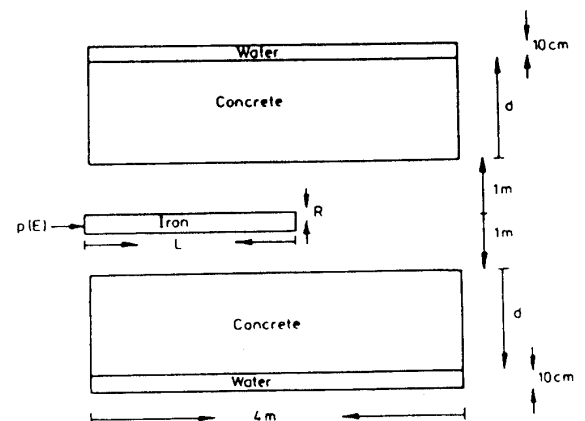


図1 計算に用いた標準的ジオメトリ

2. Monte Carlo 計算

通常、加速器の遮蔽計算では非常に厚い遮蔽体を対象とし、遮蔽後方の線量をMonte Carlo 法により十分な精度と確度で求める場合には二つの困難が伴う。一つは、非常に厚い遮蔽体全体に渡って電磁カスケードを追跡するには現在の計算機では膨大な計算時間を要する点である。これを解決する一方方法はCASIM[6]のように重み付きのプログラムを用いることである。しかし、(2)式との比較で特に興味のある横方向のカスケードの広がりにはCASIMで正しく再現できない。従ってここではアナログプログラムFLUKAを用いることにした。

第二の困難は、非常に低エネルギーの粒子も線量に寄与するにも拘らず、ほぼ全ての場合Monte Carloプログラムでは計算時間を節約する為にカットオフ・エネルギーを採用している点である。粒子がこの閾エネルギー以下になると粒子のエネルギーは局所的に

沈積される。本論文の計算ではこの閾エネルギーは中性子に対し 300MeV/c、即ち 50MeV とした。

線量当量は次の様にして計算した。用いた円筒状ジオメトリは図 1 の通りで、実用上の要求を満たしている。水層に沈積したエネルギーを FLUKA で計算し、線質係数 5 を乗じた。この値は厚標的に対して実験で求められた中性子スペクトル[8]に近似的に対応する。以下では、壁に沿った線量当量 $H(z)$ は上記カットオフ・エネルギーにも拘らずこの方法で計算出来ると仮定した。

遮蔽材料には通常コンクリート ($\rho=2.5\text{g cm}^{-3}$) のみを考えた。(2)式の Moyer モデルは水素を含む遮蔽材料に対してのみ有効である。鉄の場合は低エネルギー中性子 (keV 領域) の方が高エネルギー中性子よりも透過度が高いので使えない。鉄遮蔽体の場合の問題は文献[9]に論じられている。

ここでは一次エネルギーが 10～800GeV の場合を考え、(2)式のパラメータを調べた。文献[5]にはパラメータ α として 0.80 ± 0.1 が与えられている。このことは山口[9]により 3GeV～1TeV に対する鉄遮蔽体を含む CASIM 計算でも確かめられている。エネルギー E_0 は 1GeV とした。

3. 結果とパラメータ値

3.1 パラメータ λ

Moyer モデルでは、余り薄くない標的後方の線量は 100MeV 付近及び放射線平衡にある低エネルギー中性子によるとする。この時の線量の指数的減衰は単一の減衰係数 λ_H で表され、 λ_H は一次エネルギー E 及び角度 θ に依らないとする。 λ_H の値は 2% の誤差で 117g cm^{-2} とされている[4]。我々の知る限りでは、Moyer は角度依存性を仮定していたが、このことは実験でも理論でも確認されていない。Stevenson ら[3]は Bevatron での 6.2 GeV 実験[11]でこれを確かめたとしている。この実験ではビームをコンクリート小塊に入射して、等束(isoflux)を閾カウンタで測定したもので、このデータを基にビーム入射点から $0^\circ \sim 60^\circ$ での束密度の減衰を求めている。これは Moyer モデルのジオメトリとは異なる

図 2. 各コンクリート層後方の水の層に於ける線量当量 (Sv/陽子)。水の層は薄いので示していない。

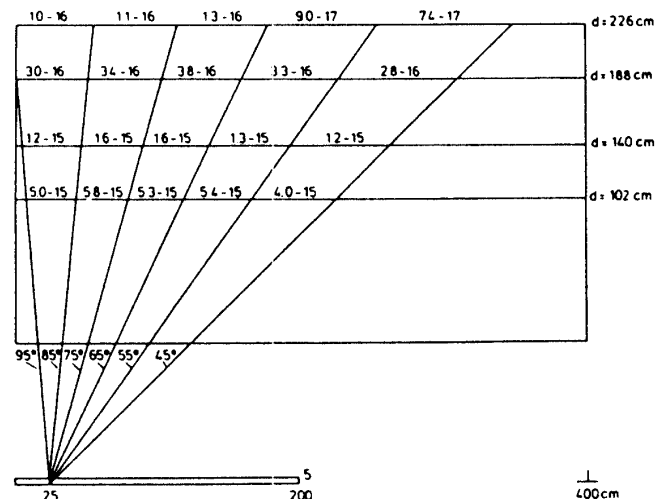


表 1. 標的入射表面から最大エネルギー及び最大スター密度の起こる位置までの距離: z_E, z_S

E [GeV]	z_E [cm]	z_S [cm]
9	20	20
25	25	30
100	30	35
300	32	45
800	35	50

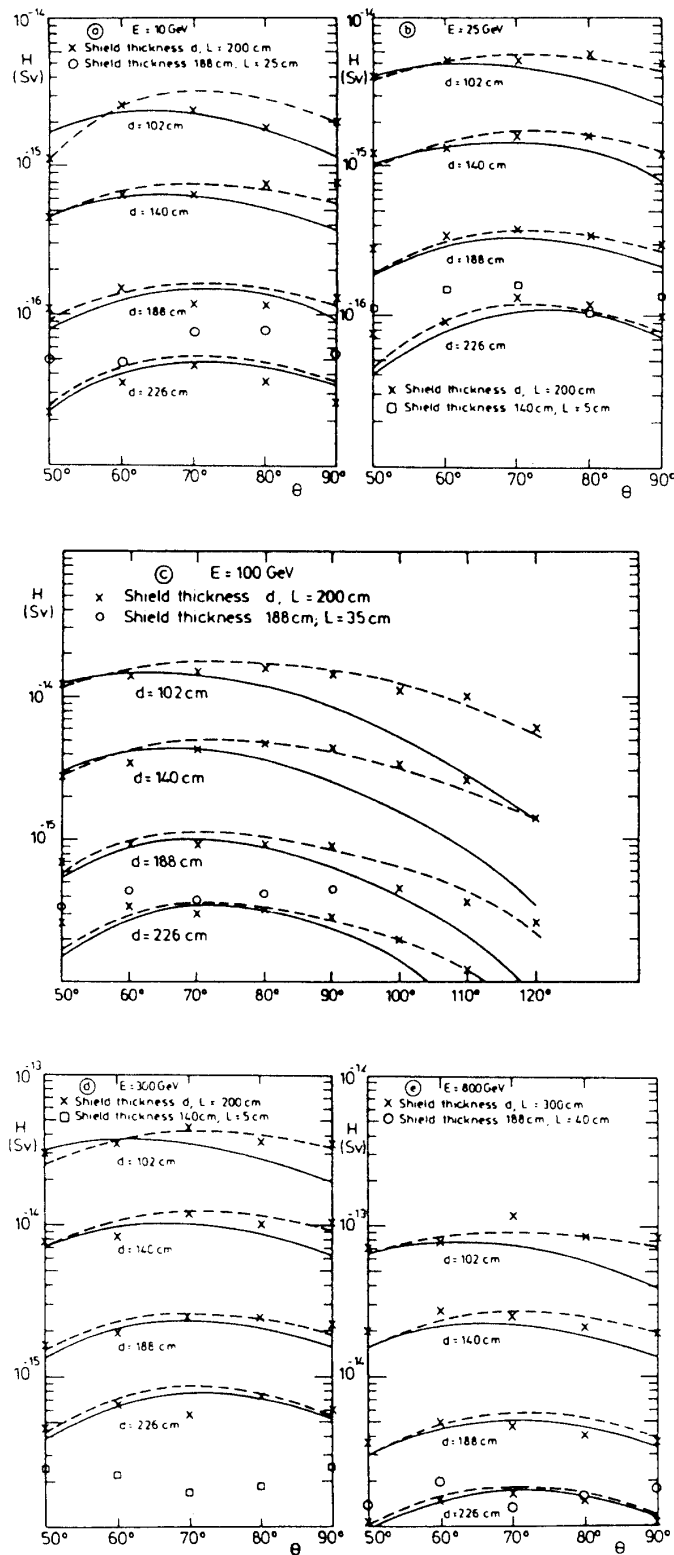


図3. 種々の一次エネルギー陽子に対するコンクリート遮蔽体後方の陽子あたりの線量当量。鉄標的の半径 R は10及び25GeVに対し $R=5$ cm、100、300、及び800GeVに対し $R=7.5$ cm。実線は(2)式で $H_0 = 2.8 \times 10^{-13}$ Sv m²、 $\beta = 2.3$ rad⁻¹、 $\lambda_H = 117$ g cm⁻²；破線は(2)式で $H_0 = 4.2 \times 10^{-13}$ Sv m²、 $\beta = 2.3$ rad⁻¹、 $\lambda_H = 117$ g cm⁻²、表2の λ_H とした時のもの。

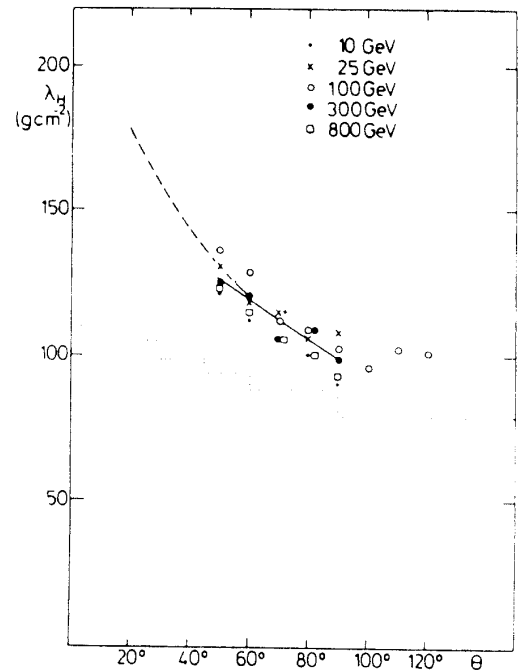


図4. 一次ビームの方向に対する角度への線量当量に対する減衰係数の依存性。点はMonte Carlo計算の結果、線は平均値。比較の為に、 $E=30$ GeVでの20 MeV以上の中性子束密度（文献[13]）を破線で、 $E=250$ MeVでの線量当量に対する減衰係数（文献[15]）を点線で示す。

上に、 $60^\circ \sim 90^\circ$ の範囲の線量減衰係数を必要とする。(2)式のパラメータを決める重要な実験は CERNで行われた[12]ものもある。角度依存性を否定するものとしては Brookhavenで行われた二つの実験[13, 14]、及び250 MeV 陽子に対する計算がある。実験では20MeV 以上の中性子束密度を砂及び鉄遮蔽体中で測定した。標的は薄く、ジオメトリも図1と原理的に同じであった。いずれの報告でも ($1/r^2$ 依存性を含まない) 減衰係数は示されていないが、これは文献[13]の図6と文献[14]の図6から求められる。この値

θ [deg]	λ_H [g cm ⁻²]	λ_S [g cm ⁻²]	k [Sv cm ³]
50	126	141	1.4×10^{-7}
60	119	131	9.7×10^{-8}
70	112	121	7.7×10^{-8}
80	105	112	6.6×10^{-8}
90	99	104	5.4×10^{-8}

表2. 角度とコンクリート中の線量当量及びスター密度に対する減衰係数、 λ_H 、 λ_S 。 k は $H=kS$ 。

は文献[9]の図2にも示してあり、 $20^\circ \sim 40^\circ$ の範囲で強い散乱の結果170から120 g cm⁻²に低減している。スチールの場合には $15^\circ \sim 90^\circ$ の範囲で350から160 g cm⁻²に減っている。Haganら[15]はHETCとANISNを用いて、250 MeV 陽子に対して線量減衰係数を計算している。このような低エネルギーでも λ_H は $0^\circ \sim 15^\circ$ 領域の110 g cm⁻²から $90^\circ \sim 180^\circ$ 領域の79 g cm⁻²に減っている。

角度 θ と一次エネルギー E への λ_H 依存性を調べるために、5種類のエネルギーに対する線量当量を図1のジオメトリに対して厚さ d の関数として計算した。大部分の場合、縦方向のカスケードが發展するのに十分な厚さを持つが、著しい側面遮蔽効果の現れない鉄標的を用いた。この場合カスケードは標的内の種々の点で起こるので、原理的に(2)式を用いて標的から出るカスケードの角度分布を計算することはできない。(2)式と近似的比較を行うために、標的内の最大エネルギー沈積地点に角度 θ の頂点を設定した。

図2は $E = 25$ GeV の場合の円筒状ジオメトリに対する計算例で、4種類の d に対する値を示す。全ての結果を図3 a-eに示す。各頂点の位置 Z_E を表1に示す。各角度範囲及び標的長に対して求めた λ_H を図4に示す。

さらに、スター密度の減衰係数 λ_S 計算した。一般に「スター」は非弾性相互作用によるとされる。厚さ65、100、130、165、200 cm のコンクリート中のスター密度を求め、五つの値から各角度領域に対する λ_S を計算し、結果を図5に示した。

図4と図5にはもっともらしい E 依存性は見られない。角度依存性は明らかで、 λ_H よりも λ_S で大きい。エネルギーに依存しないことから、固定した角度に対する値の平均を求め、図4と図5の曲線を得た。最終結果を表2に示す。

$\theta > 90^\circ$ に対する λ_H の値は図1とはやや異なったジオメトリで100 GeVでのみ調べた。 $90^\circ \sim 120^\circ$ の範囲では λ_H は変わらず、100 g cm⁻²の値を得た。これらの値を文献[13]からの20 MeV 以上の中性子の束密度に対する実験値と比べ、図4に加えた。この角度依存性は遮蔽体後方の線量が単一の放射線以外の成分も含むことを示唆する。

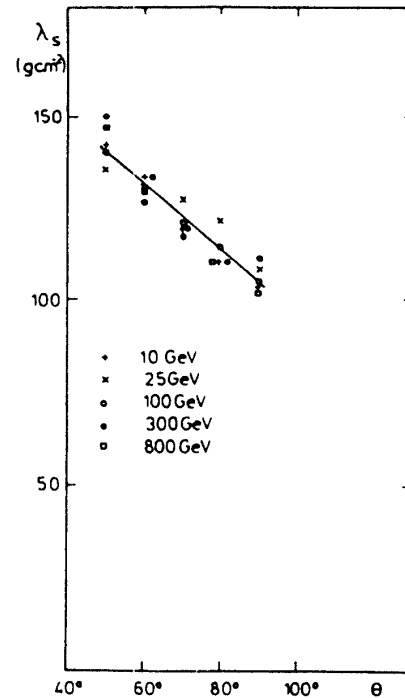


図5. 一次ビーム方向に対する角度へのスター密度に対する減衰係数の依存性。直線は平均値を示す。

線量当量とスター密度とでは減衰係数が異なることが分かった。Monte Carlo 計算によるコンクリート遮蔽の推定では、屢々これらの量の間比例関係を仮定し： $H=kS$ としている。明らかに k は遮蔽体中で定数ではないが、 k は入射エネルギー及び遮蔽体の厚さ（ここでは最大 2.3 m）にはほとんど依らないことが分かった。 k と θ の関係を表 2 に示す。

3.2 パラメータ β

実験から β を求めた最も重要な論文は文献[3]であろう。文献に示された一部の実験では線量の角度分布は厚さが 1 吸収長以下の薄標的の後方で測定されている。CERN の実験を完全に記述した報告では、放射線源はシンクロトロンに非常に薄い標的に生じた二次放射線で、その一部は標的後方の加速器要素からのハドロンカスケードによるものである。このはっきり定義できない線源では、各点が同じ角度分布 $\exp(-\beta \theta)$ を持つとし、全実験を通して $60^\circ \sim 120^\circ$ の範囲で $\beta = 2.3 \text{ rad}^{-1}$ が誤差 5% として与えられている。この値は薄標的からの二次粒子、即ち遮蔽体を透過する前の角度分布と一致している。

遮蔽を設計する場合には厚標的を仮定しないといけないので、図 3 の大部分の計算は非常に長い鉄標的で行った。線量の θ 依存性は明らかに小さく、山の頂上がどこにあるかは判別し難いが、短い標的では角度分布が異なり、 θ はより鮮明に定まった。

このため、厚さ $d = 188 \text{ cm}$ 、鉄標的長 $L = Z_E + 5 \text{ cm}$ (Z_E は標的中の最大エネルギー沈積の位置) に対する計算を行った。角度 θ の頂点は $2/3L$ に取った。見やすくするために結果は図 3 a、c、e にのみ表示した。さらに、 $L = 5 \text{ cm}$ 、 $d = 140 \text{ cm}$ に対しても計算し（これ以上の厚さは計算時間の制約から出来なかった）、結果を図 3 b、c に示した。全ての場合分布の θ 依存性は小さいことが分かる。本論分の統計的制約の範囲では線量分布の標的長依存性は認められない。

従って、以下では統計精度の良い長標的の場合を考察する。図 3 a、c、e

では Moyer モデルに基づく線量値に文献[4]の次のパラメータを代入した：

$H_0 = 2.8 \times 10^{-13} \text{ Sv m}^2$; $E_0 = 1 \text{ GeV}$; $\beta = 2.3 \text{ rad}^{-1}$; $\lambda_H = 117 \text{ g cm}^{-2}$ 。角度 $\theta = 50^\circ \sim 90^\circ$ では FLUKA の結果とよく一致した。しかし $\lambda_H = 117 \text{ g cm}^{-2}$ の一定値は Monte Carlo 計算の結果とは矛盾する上、実験からもこれは期待できない。 $\lambda_H = 117 \text{ g cm}^{-2}$ の代わりに表 2 の λ_H 値を代入すると本計算結果とは一致しない。しかし表 2 の λ_H を

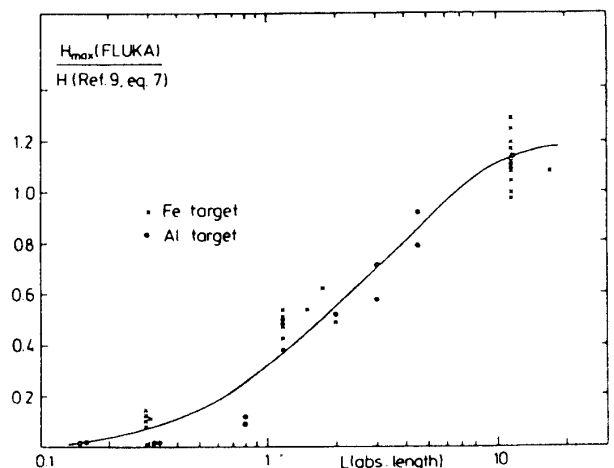


図 6. Monte Carlo 計算で求めたコンクリート後方の最大線量当量を文献[9]の(7)式から求めた線量当量で割ったもの。点は一次エネルギー 10~800 GeV、遮蔽体厚 1~2.3 m に対する計算値。

用い、 $\beta = 0.5 \text{ rad}^{-1}$ 及び $H_0 = 2.8 \times 10^{-13} \text{ Sv m}^2$ を選べば、全ての一次エネルギー及び遮蔽体厚に対して一致が見られる (図 3 b, d)。これは純粋に数学的な当てはめによる一致であり、物理学的意味が $\exp(-0.5\theta)$ にある訳ではない。

$\theta > 90^\circ$ に対しては 100 GeV でのみ調べ、ジオメトリは図 1 を僅かに変えた。結果を図 3 c に示す。文献[4]からのパラメータ群は $\theta > 90^\circ$ に対しては満足の行く一致を示さなかったが、上記の数学的当てはめでは一致した。

3.3 パラメータ H_0

パラメータ H_0 が標的長に強く依存する事は明らかで、このことは図 3 から分かる。文献[4]では 5% の誤差で $H_0 = 2.8 \times 10^{-13} \text{ Sv m}^2$ としているが、標的長は明示していない。文献[3]では薄い標的による H_0 の実験値を示している。文献[3]には CERN の実験も寄与しているが、上述の様に、この実験では標的ジオメトリの定義は貧弱である。陽子シンクロトロン遮蔽体内部の測定は 7 つのパラメータを用いて評価している。 H_0 の値はシンクロトロンの鉄磁石に起因した補正に強く依存したとされるが、 H_0 に対し本論文のどの標的長が適用出来るのかは明らかでない。

それにも拘らず、上記の実験から求められた H_0 の値が、非常に長い標的を用いた FLUKA による結果と $\theta = 50^\circ \sim 90^\circ$ 領域で一致するのは驚くべきことである。線量最大値は 350 及び 800 GeV でのビーム吸収遮蔽体後方の測定値、及び鉄標的中で最大数のスター生成を仮定した O'Brien [9] の計算とも一致する。

4. 要約と結論

FLUKA Monte Carlo コードを用いてコンクリート遮蔽体後方の線量当量を計算した。中性子に対するカットオフ・エネルギーが 50 MeV である場合でも、線量は水層中のエネルギー沈積から得られると仮定した。線質係数には実験で確かめられている値の 5 を用いた。計算のジオメトリは図 1 の円筒構造を仮定し、計算時間の関係から遮蔽体の厚さは最大 2.3 m とした。統計的変動は小さくなく、点の散乱から統計確度を推定出来るように結果は平滑化していない。

計算結果を Moyer モデルの(2)式と比べ、以下の結論を得た。

(a) 線量当量の減衰係数 λ_H は $\theta < 90^\circ$ で一定ではなく、 $50^\circ \sim 90^\circ$ の範囲では 130 から 100 g cm^{-2} に減り、 $90^\circ \sim 120^\circ$ の範囲では 100 g cm^{-2} で一定であった。この傾向は Brookhaven での実験とも一致する。このことは、Moyer モデルの基本的考えに反して、 $\theta < 90^\circ$ では線量当量は単一の放射線成分のみに依るものではないことを意味する。

(b) $\theta = 50^\circ \sim 90^\circ$ の領域では、「薄標的」による実験から求めた β の値が 2.3 rad^{-1} で λ_H も一定でないにも拘らず、 $\beta = 2.3 \text{ rad}^{-1}$ 、 $H_0 = 2.8 \times 10^{-13} \text{ Sv m}^2$ 、 $\lambda_H = 117 \text{ g cm}^{-2}$ のパラメータ群と(2)式は、カスケードが発展するのに十分な長さの標的に対して一致した。

(c) 表 2 に示した θ に依存する λ_H の値と $H_0 = 4.2 \times 10^{-14} \text{ Sv m}^2$ 及び $\beta = 0.5 \text{ rad}^{-1}$ を用いれば、全ての本計算結果を(2)式と一致させ得る。しかし、物理学的意味が β の項にあ

るとは考えられない。薄標的周辺で測定した二次放射線の角度分布は厚標的後方のコンクリート遮蔽後方の線量分布に単純に適用できない。標的及び遮蔽体中のハドロン—電磁カスケードの発展は両現象の間で起きる。

以上から、Moyer モデルは実験と理論のデータを当てはめる為の計算法に過ぎないと結論した。この観点はThomas [16]も論じている。既知のパラメータに物理学的意味を帰結すれば、一貫性が損なわれる。従って、Moyer モデルは標的及び遮蔽体中で起きる物理過程はいささかも洞察してはいない。

もし λ_H が θ に大きく依存すれば、均質線線源の均質遮蔽体後方の線量は Moyer 積分[1]では計算できない。しかし都合の良いことに、遮蔽設計に於て線線源を仮定することは稀で、上記のことは現実には簡単な標的ジオメトリに対する遮蔽計算に特別影響しない。通常、厚標的をほぼ点状と見做し、遮蔽体の厚さは生じた最大線量から決める。

上で見た通り、 $50^\circ \sim 90^\circ$ の領域の線量最大値は全ての一次エネルギーで左程大きくはない(90° での線量の約1.5倍)。従って差は、例えば標的で吸収された一次陽子数の(長期間に渡る)推定値の誤差などよりは遥に小さい。さらに、この余り大きくない山の最大値が 90° で起きるのか数 m 下流で起きるのか定かではない。もし 90° 付近の線量最大値にのみ関心が有るのならば、簡単な (1)式だけで充分であり、Moyer モデルの (2) 式は必要ない。既にTesh とDinter [9]は(1)式で $H_0 = 1.5 \times 10^{-14} \text{ Sv m}^2$ 、 $E_0 = 1 \text{ GeV}$ 、 $\alpha = 0.8$ 、 $\lambda_H = 107 \text{ g cm}^2$ とすることで、ハドロンカスケードが充分に発展する標的を用いた $1 \text{ GeV} \sim 1 \text{ TeV}$ 領域の実験と一致する結果を得ている。

References

- [1] J.T. Routti and R.H. Thomas, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 157.
- [2] J.T. Routti and M. H. Van de Voorde, Nucl. Eng. Design 21 (1972) 421.
- [3] G.R. Stevenson, K. L. Liu and R. H. Thomas, Health Phys. 43 (1982) 13.
- [4] J.B. McCaslin, W.P. Swanson and R.H. Thomas, Nucl. Instr. and Meth. A256 (1987) 418
- [5] R.H. Thomas and S.V. Thomas, Health Phys. 46 (1984) 954.
- [6] A. Van Ginneken, Fermi National Accelerator Laboratory Report FN-272 (1975)
- [7] P.A. Aarnio, J. Ranft and G.R. Stevenson, CERN Report TIS-RP/106 (1983);
P.A. Aarnio, S. Fasso, H.-J. Moehring, et al., CERN Report TIS-RP/168 (1986)
- [8] J.D. Cossairt, Proc. 20th Midyear Topical Symp. of the Health Phys. Society, Reno (1987)
- [9] K. Tesh and H. Dinter, Radiat. Prot. Dos. 15 (1986) 89.
- [10] C. Yamaguchi, Health Phys. 51 (1986) 812.
- [11] A.R. Smith, Proc. USAEC 1st Symp. on Accel. Rad. Dos. and Exp., Brookhaven (1965).
- [12] W.S. Gilbert, D. Keefe, J.B. McCaslin, et al., Lawrence Rad. Lab. UCRL-17941 (1968).
- [13] W.R. Casey, C.H. Distenfeld, G.S. Levin, et al, Nucl. Instr. Meth. 55 (1967) 253.
- [14] G.W. Bennett, G.H. Distenfeld, H.W. Foelsche, et al, Nucl. Instr. Meth. 118 (1974) 149.
- [15] W.K. Hagen, B.L. Colborn, T.W. Armstrong, et al, Nucl. Sci. Eng. 98 (1988) 272.
- [16] R.H. Thomas, Health Phys. 53 (1987) 425.

(平成7年12月8日受理)