

1. はじめに

加速器での放射線遮蔽の目的は、人体と機器を放射線の害から防護する事と、計測の際のバックグラウンド放射線を減少させる事である。この時考慮すべき点としては、加速器でのビーム損失のメカニズム、遮蔽材料の性質、機器の放射線に対する耐性等もあげられるが、ここでは遮蔽体による放射線の減少を評価するための基本的な考え方を示すにとどまる。より詳しい資料が幾つかの文献にある [1~5]。以下では100MeV以上の加速器についてのみ、陽子加速器と電子加速器に分けて話を進める。

幾つかの簡単な遮蔽設計式をあげる。高エネルギーでは正確な実測されたデータが少ないのでその精度は必ずしも充分ではないが、おおざっぱな評価するのに用いることができる。なおここでとりあげられていないが考慮すべき問題点としては、スカイシャイン、迷路中での放射線の伝播、クライストロン等から発生するX線、機器や空気と水の放射化などがある。

2. 陽子加速器

(i) 陽子加速器での放射線

高エネルギー陽子が物質内に入ると、原子核との反応で核内カスケードを起こし、高エネルギーのハドロンが原子核から飛び出す。残った核からは「蒸発」によって低エネルギー(約20MeV以下)の陽子・中性子・軽い原子核が等方的に放出される。更に放射性的残留核からは α 、 β 、 γ 線が放出される。こうして「star」が作られる。

Metropolisによって核内カスケード蒸発モデルによるモンテカルロ計算 [6] が行なわれた。その結果を用いて計算された450, 600, 800MeV陽子が、アルミニウムに入射した際に放出される中性子エネルギースペクトルを図1 [2] に示す。

蒸発中性子束のエネルギー分布は近似的に

$$\phi(E_n) \propto E_n \cdot \exp(-E_n/\tau) \quad (\text{neutrons/MeV}) \quad (1)$$

E_n : 中性子エネルギー

τ : 核温度

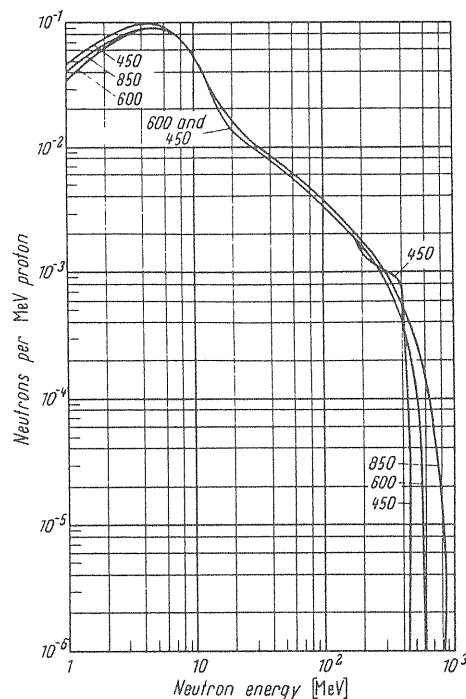


図1 アルミニウムに450,600,850MeVの陽子が入射した際に放出されるカスケード・蒸発中性子のスペクトル [2]。モンテカルロ計算の結果 [6] から求められた。

のマックスウェル型分布で表わされる。核温度は、入射粒子エネルギーと原子核の質量数に依存するが入射陽子(中性子)が50MeV以上のとき中重核に対して1~6MeVである。

核内カスケードで放出されるハドロンは前方性が強く、100MeV以上のエネルギーを持っている場合は、更に原子核と反応しながら粒子数を増やしていく(核外カスケード)。この過程を、Hadron Cascade (Nuclear Cascade)という。図2 [1] にこの様子を示す。

物質中で粒子はエネルギーを失っていく。数100MeV以下では荷電粒子に対しては、電磁相互作用による影響が大きいため、ある程度の厚さを透過した後では中性子の成分が優勢となる。(もっとも10GeV以上の加速器の一次ビームの進行方向前方では、 μ 粒子が最も多くなる。)カスケードが十分に発達するぐらいに厚いコンクリート遮蔽体の中での典型的な中性子エネルギースペクトルを図3 [2] に示す。幾つかの場合の中性子スペクトルの例がThomasによってまとめられている [7,105,103]。

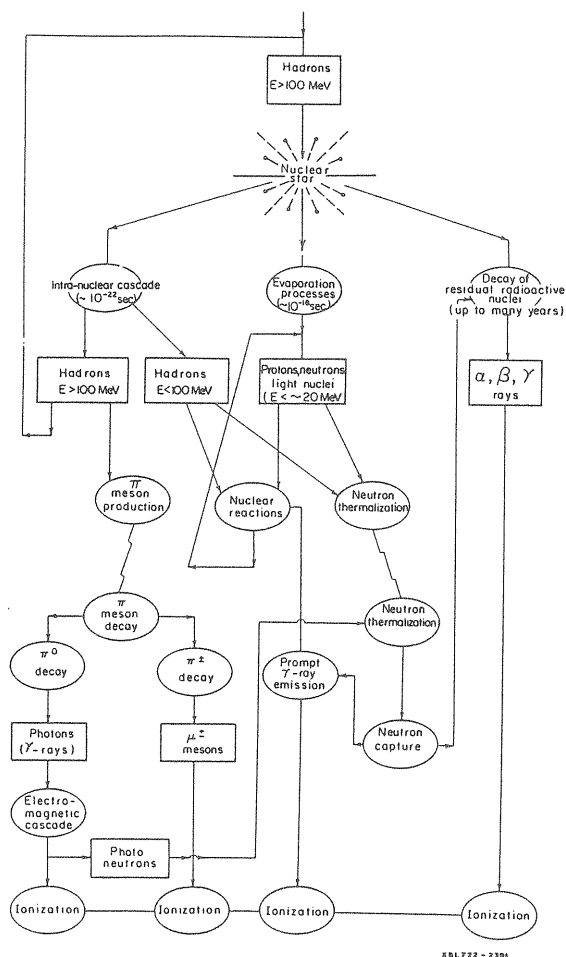


図2 Hadron Cascadeの概要図 [1]

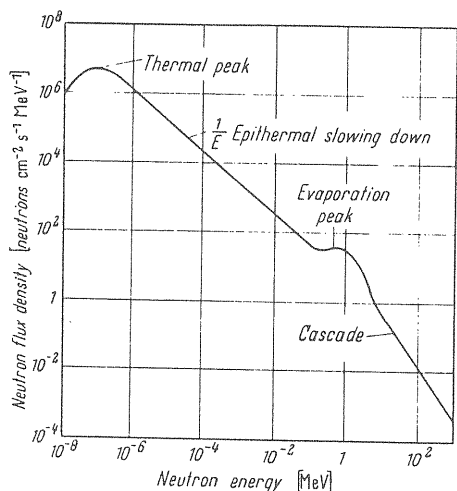


図3 厚いコンクリート中での中性子エネルギースペクトルの模式図 [2]

核内カスケードによる成分は、一次ビームの進行方向では高エネルギー成分が多く、大角度になるに従って低エネルギー成分が多くなる。この部分に続いて蒸発中性子によるピークがある。このピークのエネルギーは、物質中で中性子が減速されるため、(1)式の核温

度よりは低い。これ以下の減速中性子領域では、その物質中の軽い原子核によって減速されて近似的に

$$\phi(E_n) \propto E_n^{-1} \quad (\text{neutrons/MeV}) \quad (2)$$

$$1 \text{ eV} < E_n < 100 \text{ keV}$$

となる。これは軽い原子核の散乱断面積がこのエネルギー範囲でほぼ一定であるからである。しかし重い原子核が多量にある時や、物質内に中性子の吸収断面積が大きい元素が多量にある時は、(2)式からはずれる [7]。

1eV以下の熱中性子領域は、0.1eV以下のマックスウェル分布で近似可能な部分と、0.1~1eVの間の1/E_n分布からの過渡領域に分けられる。マックスウェル分布は

$$\phi(E_n) \propto \{ E_n / (kT) \}^2 \cdot \exp(-E_n/kT) \quad (3)$$

k: ボルツマン定数
T: 遮蔽体の絶対温度

となるが、実際は低エネルギー中性子の散乱が複雑であるのに加えて吸収硬化・拡散冷却があるため、(3)式からずれてしまう。(3)式の最確エネルギーは、20.46℃では0.0253eVであるが、実際にはこれからはずれた値をとる。

ある程度の厚さの遮蔽体を透過した後、中性子の次に優勢な成分は、光子である。これらは、ほとんどが20MeV以下の低エネルギー中性子による二次ガンマ線(中性子捕獲ガンマ線または非弾性散乱ガンマ線)であって、パイ中間子崩壊によるガンマ線や高エネルギーでの核反応によるものは少ない。そのため光子のエネルギーは、ほとんど10MeV以下である。図4に高エ研の陽子シンクロトロンの実験室で測定された、光子エネルギースペクトルを示す。水素の中性子捕獲ガンマ線(2.23MeV)とシリコンからのガンマ線が見られる。

高エネルギー陽子加速器施設で遮蔽からの漏洩放射線については、幾つかの研究がある [7~10]。放射線の成分は、加速エネルギー・遮蔽体の材質・測定位置によって異なるが、普通コンクリートの側壁遮蔽のある場所では、100keV~15MeVの中性子による線量当量が全体の約50%を占める [9]。これは蒸発中性子によるピーク(図3 [2])に対応している。更に100keV以下のエネルギーの中性子と15MeV以上の高エネルギー中性子(少量の陽子を含む)で30~40%を占め、光

子やその他の電離成分が20%弱を占める。CERNのPSで測られた各々の成分の割合の例を表1 [9] に示す。

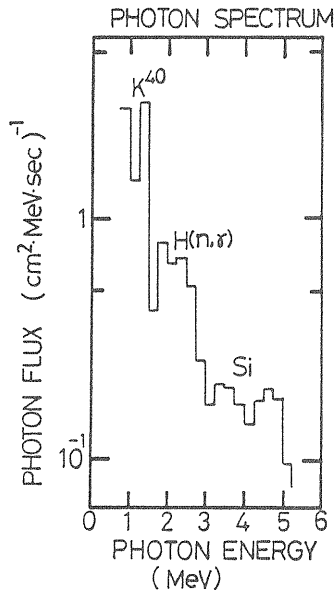


図4 光子のエネルギースペクトル。高エ研の12GeV陽子シンクロトロンの実験室で測定されたもの

但し表1の「Thermal neutron」は、通常の場合とは違って0.1MeV以下の中性子のことである。通常の(3)式のような「Thermal neutron」は、1eV以下の成分を含んでも線量当量に占める割合は1%以下である [105]。

最近「放射線障害防止法」の一部が改正され、その中に粒子のフルエンスから線量当量への変換係数が改正されて示されている。より高エネルギーの粒子に対する値はICRP51などにある。しかし以下の内容のほとんどはより古いICRP21やANSI/ANS-6.1.1-1977 (N666)に基づいている。

(ii) 遮蔽体内での放射線の減衰

陽子加速器の遮蔽体内での放射線の輸送現象は複雑であるが(図2 [1])、ハドロンカスケードが発達して平衡に達した後に減衰していく領域では約150MeV以上の中性子の減衰のふるまいが全体のふるまいを決定する事が知られている [1, 2, 3, 5, 11]。通例、遮蔽はカスケードが充分に発達するぐらい厚いのでこの場合に当てはまる。

カスケードの中で、粒子のエネルギーが数100MeV以下に下がってきて荷電粒子が電磁相互作用によって減衰してゆくと、中性子が優勢になってくる。10MeV以下の中性子に対しては弾性散乱によって減衰が効果的に起こるが、より高エネルギーでは弾性散

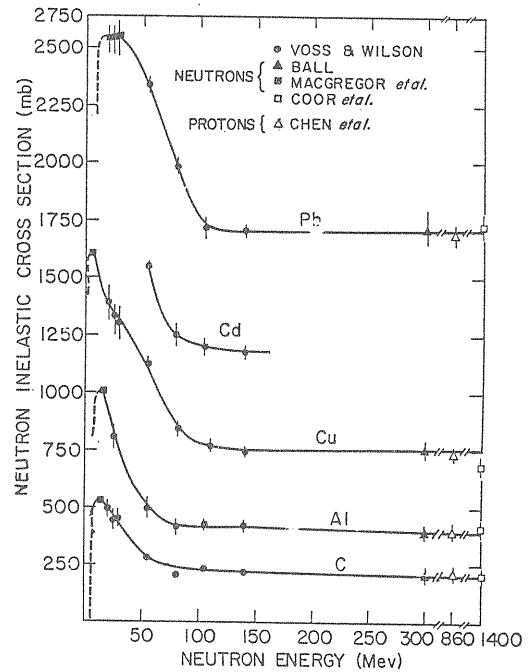


図5 中性子の非弾性散乱断面積 [13]

表1 陽子加速器での漏洩放射線の線量当量 [9]

ここでのFast neutronsは0.1~15MeVの中性子, Thermal neutronsは0.1MeV以下のものである。CERNで測定された例である。

	High-energy particles	Fast neutrons	Gamma radiation	Thermal neutrons	Apparent quality factors
PS North Experimental Hall	2-14%	55-76%	2-9%	14-22%	4.4-14
PS South Experimental Hall	10-14%	54-62%	7-19%	12-22%	2.8-5.3
PS bridge	9-25%	50-70%	6-9%	11-16%	3.8-5.9
PS muon region	1%	15%	83%	1%	1.2

乱された中性子の角度分布の前方性が非常に強くなり、減速に寄与しなくなってくる。Alsmillerは中性子の輸送計算において15MeV以上のエネルギーでは水素以外の弾性散乱断面積を無視しても、影響が無いことを示した[12]。重い核の場合、弾性散乱が無視しえないという報告もあるが[33]、何にせよ、非弾性散乱に較べては減衰効果が少ない。次に非弾性散乱断面積であるが、Lindenbaumによってまとめられた0~1.4GeVの中性子非弾性散乱断面積を図5[13]に示す。

図から明らかなように50MeV以上ではエネルギーの上昇とともに断面積は減少し、約150MeV以上のエネルギーでは一定になる。ここでの値は幾何学的断面積に等しく

$$\sigma_{inel} = \pi r_0^2 \cdot A^{2/3} \quad (4)$$

r_0 : 核半径 (1.3×10^{-13} cm)
 A : 遮蔽体の質量数

である。つまり、150MeV以上のエネルギーの中性子は、最も透過しやすく、かつその減衰を単一の指数関数で近似できる。低エネルギー中性子は、この150MeV以上の中性子によって生成され、光子は主に低エネルギー中性子によって生成されるが、どちらもより速やかに減衰する。このため全体の中性子束、光子束の減衰も、150MeV以上の中性子の減衰傾向と一致する。

高工研で12GeV陽子を白金ターゲットに照射した際、ターゲット上部の天井の重コンクリート遮蔽の厚さをかえて遮蔽体外側表面での中性子束を2種類の放射化検出器($^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C}$, $^{27}\text{Al} \rightarrow ^{18}\text{F}$ 、しきいエネルギーは各々約20, 50MeV)で測定した。結果を図6[14]に示す。図の値はターゲットから測定点までの距離の2乗を乗じてある。各中性子束は同じ減衰傾向を示している。つまり平衡スペクトルの中ではターゲットからの中性子束は、

$$\phi(E_n) = k(E_n) \cdot S(\theta) \cdot \exp(-d/\lambda_{att}) \cdot r^{-2} \quad (5)$$

$S(\theta)$: ターゲットからの角度分布
 d : 遮蔽体の厚さ
 λ_{att} : 中性子の減弱距離
 r : ターゲットから測定点までの距離

と示される。全体の線量当量もこれに比例する。 λ_{att} の値は、入射陽子エネルギーによらず一定である。

これが「Moyerモデル」[1, 3]の基本となる考えであって、これに基づいて幾つかの実験データから、半経験的な式が導かれている。

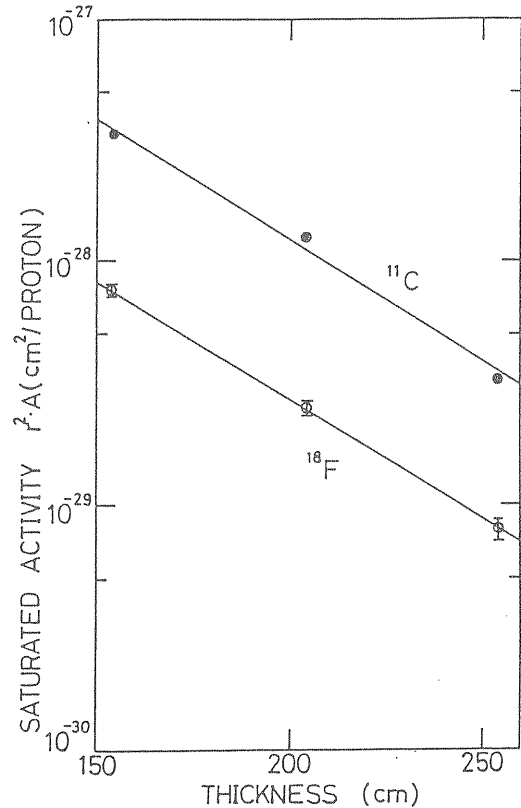


図6 重コンクリートの厚さと中性子束との関係[14] 中性子束は $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C}$, $^{27}\text{Al} \rightarrow ^{18}\text{F}$ の放射化検出器で測られている。ターゲットからの距離の2乗を重じてある。結果は高工研12GeV陽子シンクロトロンビームを白金ターゲットに入射させた際90°方向の天井遮蔽上で測られた

上の考えの適用限界については、幾つかの注意が必要であるが[1, 3, 15, 16]、ここでは2つの点を取り上げておく。150MeV以上の中性子が最も透過しやすいことが前提になっているが、例えば鉄のみからなる遮蔽体の場合、低エネルギー(鉄では25keV前後)に反共鳴散乱断面積の谷があって、この部分は特別に透過しやすくなっているため1~100keVで中性子束が大きくなりすぎる[16]。もう1つは、約1GeV以下(K.O'Brienは0.8GeVで区切っている[17])では、150MeV以上の中性子の発生数が少なく、一群的な減衰モデルが使えなくなるため、中性子の減衰の様子は各エネルギーによって変わる。このため以下では、加速器を1GeV以上のものと以下のものに分けて議論する。

(iii) 輸送計算コードおよびデータ

ある施設の遮蔽を考える場合、出来るだけ実際に近い条件で実験を行ないその測定結果を用いるのが一番良いが一般にこれは困難である。そこで過去に行なわれた結果を基に評価することになるのだが、実験での線源条件などは限定されているため、これだけでは不十分で、各種の放射線輸送計算コードやデータを必要とする。計算コードでは線源のエネルギーや位置の分布、また遮蔽体系の幾何学的配置を様々にかえて計算できるので、実測データの不備な点を補うことができる。しかしこれらの計算法は深い透過問題について必ずしも精度が良くないので適当な実験値と比較しながら用いることが必要である。計算法にも多くの種類があるが、ここでは実用性が高く良く用いられているものをいくつかあげる [1, 18]。更に二次中性子に関するデータをあげる。

(a) HETC (High Energy Transport Code)

モンテカルロ輸送計算コードであって、Oak Ridge National Laboratoryで開発された [19]。陽子、中性子、パイ中間子、ミュオン粒子を扱える。エネルギーのCutoffは、陽子・中性子は15MeV以上、 π は2MeV以上、 μ は0.2MeV以上である。Cutoffエネルギー以下の中性子は、その発生位置とエネルギーなどをデータファイルにダンプしておき、別の低エネルギー中性子輸送コードの線源として用いることができる。HETCでは標準としては05Rモンテカルロコード [20] を低エネルギー中性子用に用いることになっているが、これは効率が悪いので他の方法を用いることもできる。低エネルギー中性子による寄与が線量当量の大部分を占めるのに(表1 [9])、高エネルギーの輸送コードの中では扱えないというのは、HETCに限らず、多くのコードが持っている欠点である。

HETCはBertiniによる核内カスケード・蒸発モデル [21]を基礎にしている。3GeV以下のエネルギーでは、このモデルから直接計算しているが、3GeV以上では結果を外挿したり他のモデルを用いて計算している。そのため3GeVあたりでの計算にはやや問題がある。エネルギーの上限は明確には決っていないが、一応100GeVぐらいである。

HETCでは複雑な体系の幾何学的分布や線源分布を自由に選ぶことができる。計算できる量としては、各位置での粒子束、線量当量、残留核分布などがある [22]。

HETCは複雑で大がかりなコードなので使用するのあまり容易ではない。またコンピュータの計算時間も多くかかる。厚い遮蔽体での深い透過問題に対しては統計精度が悪くなる。このためターゲットの部分から発生する二次中性子分布をHETCで計算し、ターゲットを囲む遮蔽体中での二次中性子の減衰を別な手法で計算することも行なわれている [101]。

HETCにも多くのVersionがあるが、最近のものは線源粒子として、質量数10までの軽い原子核をとり扱えるようになっているが、結果の精度はあまり確かめられてはいない [23]。また原研でも別の改良が行なわれている [24]。

(b) FLUKA

CERNとヨーロッパの幾つかの大学との共同で開発されてきたモンテカルロ輸送計算コードである [25]。ハドロンと核子の非弾性散乱による二次粒子生成の断面積を経験式で表している。HETCよりも更に高エネルギー領域をカバーしており、約10TeVまで一応計算は可能である。その分、低エネルギー側での精度には問題がある。中性子のエネルギーCutoffの下限の目安は50MeV程度である [26]。体系の幾何学的分布は自由に選ぶことができる。各位置での粒子束とエネルギー付与が計算できる。

(c) CASIM

FNALで開発されたモンテカルロ輸送計算コード [27] である。非弾性散乱時の二次粒子生成の断面積データは以前FLUKAに用いられていたものを改良して用いている。これも高エネルギー領域で用いられるコードで10~1000GeVの陽子に対して用いられる。中性子のエネルギーCutoffは普通50MeV程度であるが5MeVまで下げることができる。もっともこの場合の精度は悪い。CASIMが前者の2つのモンテカルロコードと大きく違うところは、前者がハドロンカスケードで発生する粒子すべてを追跡するのにに対して後者は、重み付きの1個の粒子を追うことである。このため厚い遮蔽体に対する計算時間を節約することができる。CASIMの問題点のひとつは計算できる量が各位置での「energy density」と「star density」のみで、粒子束が計算できないことである。このため線量当量の分布を得るためにはスペクトルが平衡に達していると仮定して、別の方法である位置の線量当量を求めておき、CASIMでその「star density」を計算して2つの量の間の変換係数を求める必要がある [16]。

(d)高エネルギー中性子の断面積データライブラリー

厚い遮蔽体内では中性子が優勢になる。このため何等かの方法で、一次ビーム損失点の近傍で発生する二次中性子束を知ることができれば、近傍以外の場所では中性子だけの透過計算をすれば近似的には充分である。例えば数100MeV以下のエネルギーの一次陽子ビームに照射される小さなターゲット(ただし、interaction lengthの数倍以上の大きさ)の周囲を厚いコンクリート壁が囲んでいる場合を考えると、ターゲットから発生する二次中性子束を前出のモンテカルロコード(a~c)や他の文献値などから推定することができれば、コンクリート壁内での透過計算は中性子以外のハドロンは無視しうる。

原子炉の遮蔽のために多くの中性子遮蔽計算法が開発された。それらは元々15MeV以下の中性子を対象としたものであったが、より高エネルギーの中性子に対しても適用できる。このうちDiscrete Ordinates Sn法 [28, 29] による輸送方程式の数値解法はよく用いられている。Sn法の中でもANISN [30] やDOT [31] はよく用いられるがこのための中性子の群化された断面積データのライブラリーが多くつくられている。そのほとんどは、15MeV以下の中性子のみを対象としているが、より高エネルギーのデータがORNLから出されている。これらはANISNフォーマットで書かれている。

熱中性子エネルギーから60MeVまでの間を47群に区切った中性子多群断面積が得られている [32, 33]。15MeV以上では非弾性散乱による二次中性子生成断面積はBertiniによる核内カスケード蒸発モデルの計算から得られている。更に弾性散乱も光学モデルによって考慮されている。散乱の角度分布は P_5 までのルジャンドル展開近似であらわしている。15MeV以下では P_3 である。このデータには21群のガンマ線の断面積もついているので、中性子捕獲ガンマ線や非弾性散乱ガンマ線も同時に計算できる。15MeV以上の中性子による非弾性散乱ガンマ線は含まれていないが、その寄与は少ない。

ORNLからは更に、より高エネルギーまでの群定数が発表されている。中性子エネルギー400MeVまでの中性子66群、ガンマ線21群の群定数があり [34]、最近は800MeVまでのデータも出されている [35]。

(e)二次中性子生成に関するデータ

二次中性子の生成量に関するデータとしては、まず核内カスケード、蒸発モデルによる生成断面積のデー

タ [6, 36] がある。またこの計算結果を解析式にあてはめたもの [37] もある。しかし、この断面積データを用いても、核外カスケードを考慮してターゲットの二次中性子束を得ることは容易でない。核外カスケードがある程度発達するぐらいに厚いターゲットが

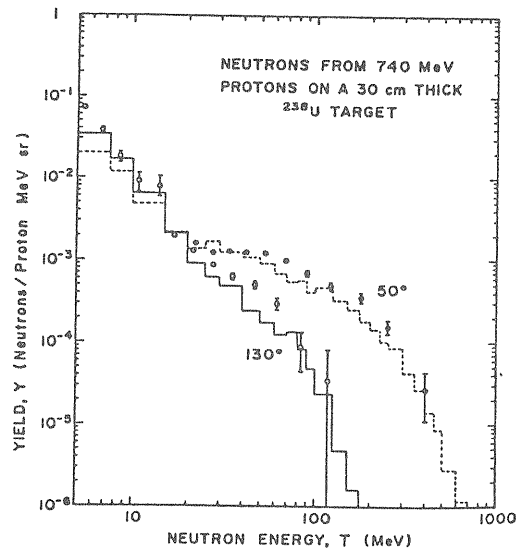


図7 740MeV陽子がウランターゲットに入射した際の放出二次中性子スペクトル [41]

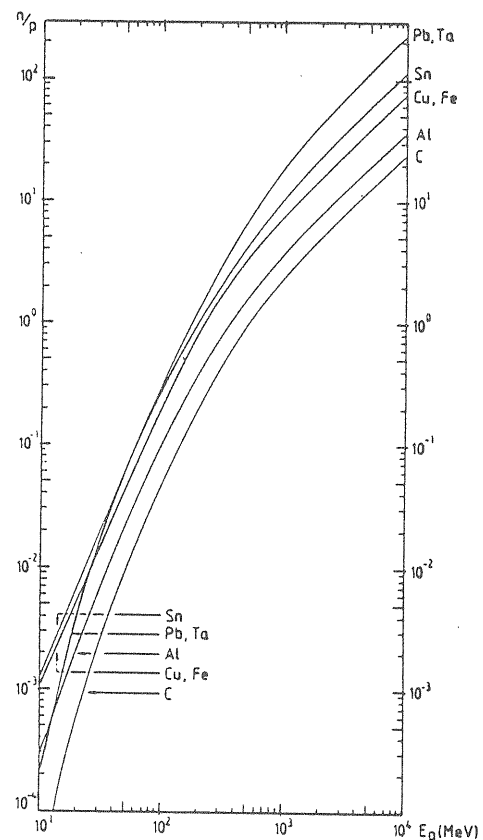


図8 入射陽子の飛程よりも厚いターゲットからの二次中性子数と入射陽子エネルギー(E_p)との関係 [42]。入射陽子1個当りの数を示してある

ある時、それに一次陽子ビームが入射した際の二次中性子束が幾つかの方法で得られている。参考文献 [38, 39] には詳しい文献のサーベイがあるので、その中より求める条件に近いものをさがすことができる。また、すこし古い文献 [40] にも幾つかの結果があげられている。もちろん先の a, b にのべたモンテカルロコードを用いて計算することもできる。例として 740MeV 陽子が厚さ 30cm のウランターゲットに入射した際の放出二次中性子エネルギースペクトルを図 7 [41] に示す。入射陽子の飛程よりも厚いターゲットからの二次中性子の発生数が Tesch によってまとめられている。これを図 8 [42] に示す。

(f) 高エネルギー中性子の減衰率

厚いターゲットからの二次中性子の発生量が知られると、次には遮蔽体内での中性子束の減衰率を知る必要がある。本来このような実験値は幾何学的配置や線源条件・測定条件もはっきりしていなければならないのだが、高エネルギーでの実験は難しく十分なデータがない。以下に代表的なデータをあげる。中性子束の減衰を

$$\phi(E_n) = \phi_0 \cdot \exp(-d/\lambda_{att}) \quad (6)$$

d : 遮蔽体の厚さ ($g \text{ cm}^{-2}$)

λ_{att} : 中性子の減弱距離 ($g \text{ cm}^{-2}$)

の形で近似して減弱距離を $g \text{ cm}^{-2}$ 単位で表すことが良く行なわれている。Patterson によってまとめられた poor-geometry でのコンクリートの減弱距離を図 9 [1] に示す。

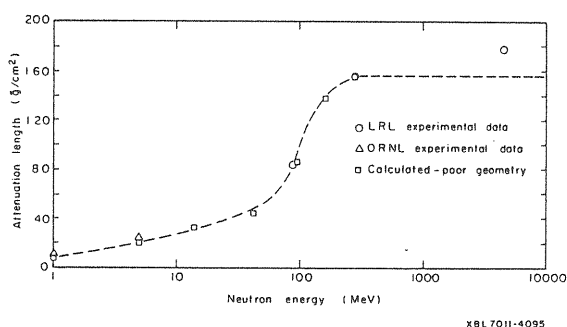


図9 普通コンクリート中での中性子の減弱距離 [1]

低エネルギー中性子の減弱距離はコンクリートの含有水の量によって大きく変るが、高エネルギーの場合はそれほど影響がないと思われる。非弾性散乱断面積が 20~100MeV で増加する(図 5 [13] 参照)のと逆に

減弱距離は減少する。近似的に減弱距離は非弾性散乱断面積の逆数に比例すると考えられているので 150MeV 以上で $g \text{ cm}^{-2}$ 単位で表すときは以下のようになる [1]。

$$\lambda_{att} \propto A^{1/3} \quad (g \text{ cm}^{-2}) \quad (7)$$

A : 遮蔽体の質量数

Sychev は 350~660MeV で重コンクリート、鉄、水の中での中性子の減衰を測定し、減弱距離が非弾性散乱断面積の逆数の約 1.3 倍であるという結果を示している [43]。石井らは 400MeV までの鉄とコンクリートの中中性子減衰率を DLC-87 [34] のデータを利用して ANISN [30] で計算している [44]。Alsmiller らの計算結果 [12, 45]、O'Brien による計算値 [46] も利用できる。

(iv) 1GeV以上の陽子加速器の遮蔽

1GeV 以上の大型加速器は、ビームライン前方にビームストップが置かれ [1]、側方には側壁が置かれる。このうちビームストップは終端に一点あるだけなのに対し、側壁はライン全体に及ぶ。このため側壁の遮蔽が重要である。以下では側壁のみをとりあげる。

側壁遮蔽には「Moyerモデル」[1, 2, 3, 14, 15, 16, 47~54] が用いられる。これはつまるところ遮蔽実験による測定値を(5)式の形にまとめたものである。この他 FLUKA 等の輸送コードや O'Brien の計算結果 [46] を使う方法もあるが、簡単な幾何学的配置の場合は Moyer 法の結果とあまり変わらない [16]。O'Brien による値は安全側になることが多い。実際の施設の遮蔽の例が Thomas らによってまとめられている [1, 107]。

(a) 点線源

図 10 の様な側壁を考えると、外側での線量当量率は

$$\dot{H} = I \cdot H_0(E_p) \cdot r^{-2} \cdot \exp(-\beta\theta) \cdot \exp(-d/\lambda_{att}) \quad (\text{Sv/h}) \quad (8)$$

I : ターゲットで失なわれる陽子

(protons/sec)

E_p : 陽子エネルギー (GeV)

r : ターゲットからの距離 (m)

d : ターゲットと測定点の間の遮蔽の厚さ ($g \text{ cm}^{-2}$)

と近似できる。上式の値は平衡スペクトルでの中性子以外の寄与も含む全線量当量を示すと考える [表1]。ただし角度は60°~120°の間であり、ターゲットと遮蔽体内側との距離は1m程度離れていることが必要である。ターゲットは点線源とみなせるぐらいに小さい。ここで H_0 , β , λ_{att} のパラメータを実験的に求める。この値はターゲットの材質にあまり依存しない。 H_0 は、ターゲット近くの線量当量ではなく、厚い遮蔽体の外側での測定値を遮蔽体の厚さがゼロの場合に外挿して得られる実効的な線源強度の値である。

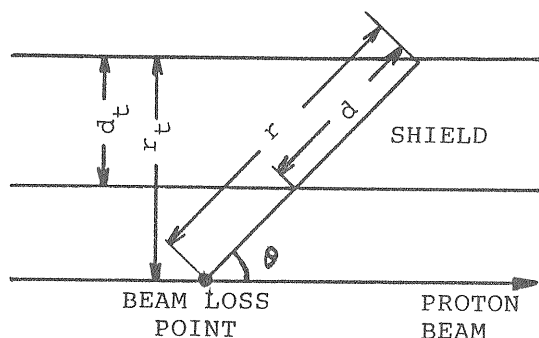


図10 遮蔽の配置図

以前に用いられていたパラメータ [1, 2, 3, 53] は問題があったので [15, 47] 現在では用いられていない。以下では2つの例を表2に示す。

表2 Moyer法のパラメータ

H_0 (Sv·m ² h ⁻¹)	β (radian ⁻¹)	λ_{att} (g cm ⁻²)
〈Stevenson [15,48,50]〉		
$1.02 \times 10^{-9} \cdot E_p^{0.8}$	2.3	117(コンクリート, 土) 147(鉄)
〈高工研での測定値 [47,14]〉		
$3.2 \times 10^{-10} \cdot E_p^1$	2.5	143(コンクリート, 土) 188(鉄) 163(重コンクリート)

E_p : 陽子エネルギー(GeV)

前者は1966年のCERNでの25GeVでの実験を基礎に他の実験値の評価を加えて評価されたものである。後者は高工研での12GeVでの測定値に基づいており、重コンクリートの密度は3.6~3.7g cm⁻³である。遮蔽が薄い際は前者の値が大きく厚い場合は後者の値が大きい。 H_0 の値は最も外側に鉄遮蔽がくる場合に、高工研での測定で表2の値の2~3倍になった。

(8)式はターゲットから60~120°方向での線量を与えるが、最も必要なのは側壁外側での最大値である。そこでTeschは、ビームラインに平行に一定な厚さの壁がある時、側壁外での最大値(おおむね68°方向に現れる)を次の式で与えている [16, 49]。

$$\dot{H}_{max} = 5.4 \times 10^{-11} \cdot I \cdot E_p^{0.8} \cdot r_t^{-2} \cdot \exp(-d_t/\lambda_t) \quad (\text{Sv/h}) \quad (9)$$

d_t : 側壁の90°方向での厚さ (g cm⁻²)

λ_t はコンクリート, 土に対して107g cm⁻², 重コンクリート(密度3.7g cm⁻³)に対して148, 鉄に対して200, 鉄の後に置かれた場合のコンクリート(1m以下)に対して29.5である。鉄に対しての値が大きいのは低エネルギー中性子の寄与が大きいため、鉄の外側のコンクリートが効果的なのは、これを効率良く減衰させるからである。

例として、10GeV陽子が毎秒10¹⁰個、ターゲットで失われている際、2m離れた位置に厚さ3mのコンクリート壁(密度2.3g cm⁻³)がビームラインに平行にある時、壁外での最大の線量率はターゲットから68~74°の方向に現れる。この値は、Stevensonのパラメータでは0.27 mSv/h, 高工研のパラメータでは0.31, Teschの方法では0.22になる。

(b)一様な線状線源

線上で一様にビーム損失が起こることは実際にはないが、ビームライン上の残留ガスとの散乱による損失の場合などが近似的にあてはまる。線源に平行に一様な厚さの壁がある際を考える。これにはRouttiらによる「遮蔽公式」[53]があったが、これも最近問題があることが明らかになっている [15]。遮蔽外表面での線量当量率は(8)式を角度について積分して

$$\dot{H} = L \cdot H_0(E_p) \cdot M(\beta, m) \cdot r_t^{-1} \quad (\text{Sv/h}) \quad (10)$$

$$M(\beta, m) = \int_0^\pi \exp(-\beta\theta) \cdot \exp(-m/\sin\theta) d\theta$$

$$m = d_t/\lambda_{att}$$

- r_t : ビームラインから遮蔽外側までの距離(m)
- d_t : 側壁遮蔽体の厚さ (g cm⁻²)
- L : ビームライン上での単位長さ当りのビーム損失 (protons m⁻¹ sec⁻¹)

となる。 $M(\beta, m)$ がいわゆる「Moyer積分」であり、その値は文献に表として与えられている [15, 47]。上式で、角度分布を $\exp(-\beta\theta)$ と近似したのは、60°~120°内でしか有効ではないが、これ以外の角度では、

線量当量への寄与は少ないので、近似的に上式が成り立つ。上式の H_0 , β , λ_{att} の値は、表2の値を採用する。

Teschは「Moyer積分」の値をコンクリートの厚さが $d=180\sim 920\text{ g cm}^{-2}$ の間で指数関数で近似して

$$\dot{H} = 1.0 \times 10^{-10} \cdot L \cdot E_p^{0.8} \cdot \exp(-d_t/99) \cdot r_t^{-1} \quad (\text{Sv/h}) \quad (11)$$

の式を与えている [16]。

例として10GeV陽子が 10^8 protons/sec/m 損失しているビームラインがある時、ビームラインから2m離れた位置に、厚さ2mのコンクリート壁(密度 2.3 g cm^{-3})がある時、壁外(ビームラインから4mの位置)での線量率は、Stevensonのパラメータでは 0.15 mSv/h 、高工研のパラメータでは 0.13 、Teschの方法では 0.16 になる。

(v) 1GeV以下の陽子加速器の遮蔽

1GeV以下では二次中性子の減衰は角度や入射陽子エネルギーによって変るため、現象が複雑になる。このため、「Moyer法」のような統一的手法はない。また実験値も少ない。以下では幾つかの例をあげる。

(a) 高工研での500MeVでの測定結果

500MeV陽子に対するコンクリートの減弱距離と、陽子の入射方向からの角度との関係を図11 [55] に示

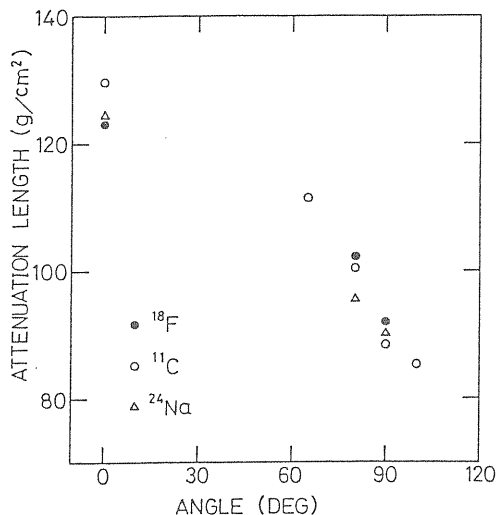


図11 高工研500MeVブースタービームダンプ室で測られたコンクリートに対する減弱距離と放出角度との関係 [55]
放射化検出器($^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C}$, $^{27}\text{Al} \rightarrow ^{18}\text{F}$, $^{18}\text{F} \rightarrow ^{24}\text{Na}$)による中性子束の測定結果を(5)式の形に整理した際の λ_{att} の値。

す。各種の放射化検出器による中性子束の測定結果から求めた。図のように前方ほど減弱距離が大きくなっているのは、前方の方が二次中性子の高エネルギー成分が多いからである。

図の値はコンクリートの厚さが $1.5\sim 2\text{ m}$ の際の中性子束の測定値を(5)式に従って整理したものである。 ^{11}C , ^{18}F , ^{24}Na の生成断面積のしきいエネルギーは各々約20, 50, 6MeVであり、この減衰率があまり異なっていないということは、このエネルギー範囲の中性子スペクトルがあまり変化していないといえる。コンクリートの厚さが 100 g cm^{-2} 以下の場合、この中で中性子スペクトルが大きく変化するので(5)式の簡単な指数関数には表わせない。

これらの結果から陽子の飛程よりも厚い中重核のターゲットがあるとき陽子の入射方向に対して 90° 方向に置かれた遮蔽体外での線量当量が次式の形に整理された [55, 56]。

$$\dot{H} = I \cdot H_1 \cdot \exp(-d_t/\lambda_1) \cdot r_t^{-2} \quad (\text{Sv/h}) \quad (12)$$

$$H_1 = 5.0 \times 10^{-12} \text{ Sv} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1} \text{ per proton/sec}$$

I : 500 MeV 陽子のビーム強度 (protons/sec)

d_t : 遮蔽体の厚さ (g cm^{-2})

λ_1 : 90° 方向での中性子の減弱距離

コンクリート 90 g cm^{-2}

鉄 116 g cm^{-2}

r_t : ターゲットから遮蔽体の外側表面までの距離 (m)

(b) TeschとBraidとHaganの方法

上記の他にも幾つか実験値があるが [57, 58] 限定されているので、一般には(iii)に示したような方法を併用して用いる。また簡単な評価のための式が幾つか提案されている [42, 59~61, 101]。これらの精度は充分確かめられているわけではないので注意を要するが、以下に3つの例をとりあげる。

Teschは陽子の飛程より厚い銅や鉄のターゲットの周囲にコンクリート遮蔽が置かれた際の、陽子の入射方向に対して 90° 方向での線量当量を次式で与えている [42]。

$$H = H_{casc} \cdot r_t^{-2} \cdot \exp(-d_t/\lambda) \quad (\text{Sv}) \quad (13)$$

H_{casc} (単位は Sv m^2)はターゲットから1mの位置での入射陽子一個あたりの中性子の線量当量である。8MeV以上の中性子のみについてICRP-21の線量当量

への換算係数を用いて計算している。 λ はコンクリートに対する90°方向での減弱距離でO'Brien [59] と Alsmiller [58] による計算値, 高工研での実験値 [55] を基にして決められている。図12, 13 [42] にHcasc と λ の値を示す。1GeVでは(13)式の値は(9)式の値よりやや小さい。

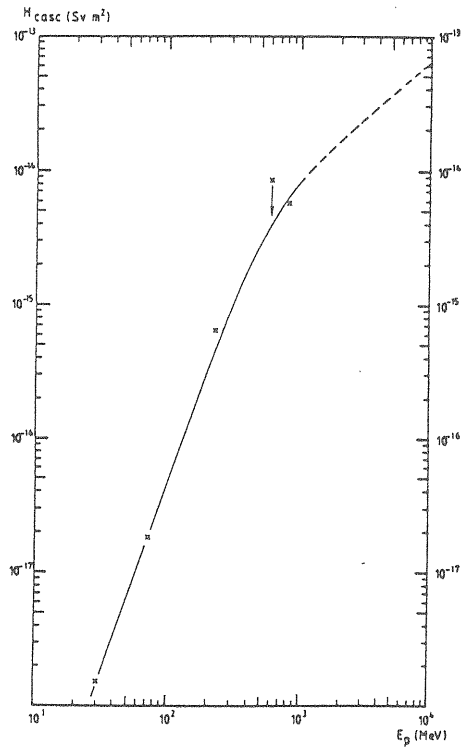


図12 8MeV以上の中性子による線量当量と入射陽子エネルギーとの関係 [42]。(13)式のHcascの値で銅ターゲットから90°方向に1m離れた位置での線量当量。

Teschは更に上の結果を, 一様な線状線源がある場合にも適用している [42]。線状線源に平行に一様な厚さの遮蔽壁がある時の線量当量を得るために(10)式と同様に「Moyer積分」を行なう。このためには二次中性子線量当量(Hcasc)の角度分布を知る必要があるが, 等方分布と $\exp(-2.3\theta)$ 分布の両方について計算しても結果はあまり変わらないとしている。この積分値を $d_t/\lambda = 1.5 \sim 8$ の範囲で指数関数で近似して

$$H = 2L \cdot H_{casc} \cdot r_t^{-1} \cdot \exp(-d_t/0.89/\lambda) \quad (\text{Sv}) \quad (14)$$

L: ビームライン上での単位長さ当りのビーム損失 (protons m^{-1})

の値を示している [42]。厳密には図11に見る様に減弱距離は角度によって変化するため上式の様には簡単にならない。

次にBraidらによる方法を取りあげる [59]。厚い銅ターゲットの周囲にコンクリート遮蔽がある場合がとりあげられている。ターゲットからの二次中性子束を計算するのにAlsmillerのデータ [37] を用いている。コンクリート中での中性子の透過計算にはO'Brienによる計算結果 [62] を利用している。遮蔽体外での線量当量率を以下の様に表わす。

$$\dot{H} = I_c \cdot D_1(E_p, \theta) \cdot \exp(-\lambda(E_p, \theta) \cdot (d-100)) \cdot \rho^{-2} \quad (\text{rem/sec}) \quad (15)$$

I_c : 陽子ビーム強度 (μA)

d : コンクリートの厚さ (g cm^{-2})

ρ : ターゲットからの距離 (cm)

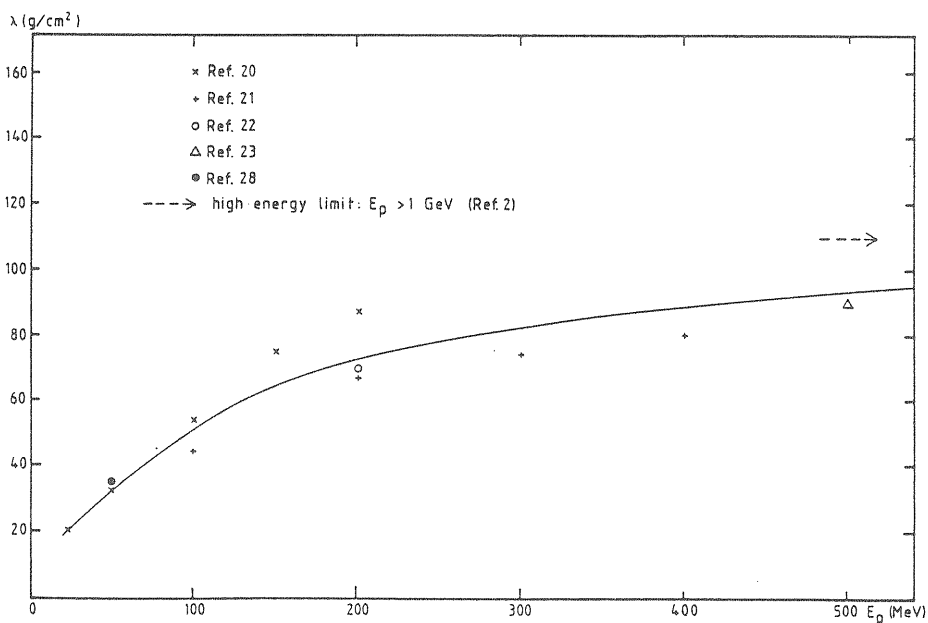


図13 90°方向でのコンクリートに対する減弱距離と入射陽子エネルギーとの関係 [42]。(13)式の λ の値。

D_1 , λ は陽子エネルギーと角度の関数で図14, 15 [59] に示す。 D_1 は rem/sec (10^{-2} Sv/sec) の単位である。 λ は上式に見るように(13)式の場合とは意味が違うことに注意する必要がある。例として毎秒 10^{10} 個の400MeV陽子がターゲットに入射している際に、ターゲットから1m離れた位置に厚さ2m(密度 2.3 g cm^{-3})のコンクリートがあるとす。90°方向での線量当量率は、Teschの方法では0.040 mSv/h, Braidの方法では約0.03になる。(a)であげた高工研での500MeVでの測

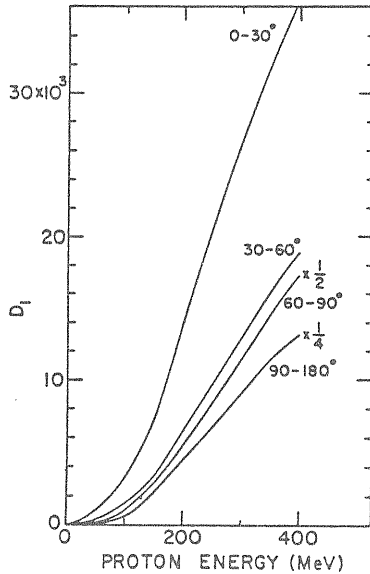


図14 (15)式の $D_1(E_p, \theta)$ の値 [59]
銅ターゲットに $1\mu\text{A}$ の陽子ビームが入射した際
の中性子線量率でrem/sec単位で示してある

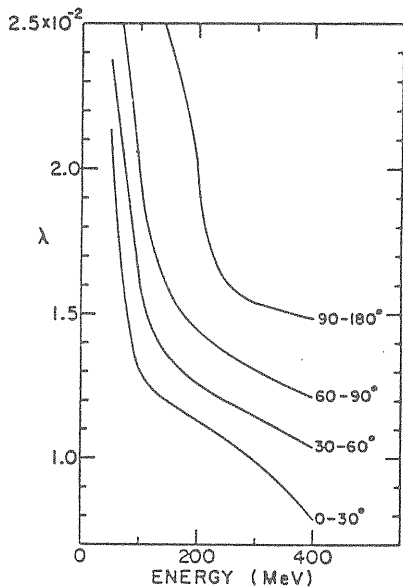


図15 (15)式の $\lambda(E_p, \theta)$ の値 [59]
銅ターゲットから発生する中性子のコンクリ
ート中での減弱距離の逆数で単位は $\text{cm}^2\text{ g}^{-1}$ 。

定値から得られた(12)式を、そのまま400MeVにも適用すると0.033になる。

次にHaganらは150~250MeVの間で厚い鉄または水ターゲット(陽子の飛程の1.15倍)からの放出二次中性子束をHETC [19] で計算した。更にこれを取り囲む球型のコンクリート中での中性子束の減衰を中性子断面積データライブラリ [34] とANISN [30] を用いて計算し、線量当量の値を得ている [101]。

例として毎秒 10^{10} 個の200MeV陽子が銅(または鉄)ターゲットに入射している際に、ターゲットから1m離れた60°~90°方向の位置に厚さ2mのコンクリートがあるとす。外側での線量当量率はBraidの方法で10, Haganの方法で $6.1\mu\text{Sv/h}$ になる。

Haganらはコンクリート遮蔽の外側での線量当量は、ターゲットが鉄の場合と水の場合でほとんど同じであるという結果を得ている。一方Teschの方法では、銅(または鉄)以外のターゲットでは、図12の値を図8を用いて修正するべきであるとしている。しかし透過力の強い高エネルギー中性子の発生量には、図8ほど大きなターゲット依存性はないと考えられるから、その様な修正が必要かは疑問である。

(vi) イオン加速器

イオン加速器の場合、データが極めて少ないため、陽子加速器に対するデータを多少とも修正して用いられている。イオンがターゲットに入射した際に発生する二次中性子束の実験・計算結果が幾つか発表されている [38, 39]。Cecilは710, 640MeVの ^4He が各種のターゲットに入射した際の放出中性子エネルギースペクトルを得ている [63]。質量数が10以下のイオンについては、HETCの最近の版でモンテカルロ輸送計算ができる [23, 64]。厚いターゲットからの放出二次中性子数のデータが幾つかまとめられている [1, 2, 65, 66]。中村によってまとめられた炭素イオンまでの核に対するデータを図16 [65] に示す。

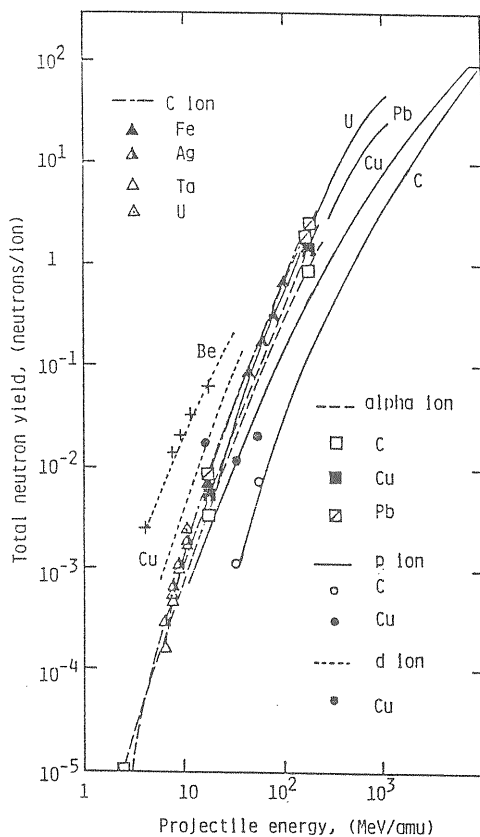


図16 各種のイオンがターゲットに入射した際に放出される二次中性子の数 [65]
横軸は核子当たりの入射エネルギー

より高エネルギーでのデータがWeiseによってまとめられている [102]。

3. 電子加速器

(i) 電子加速器における放射線

電子と光子が物質中を通過する際に起こす現象は多くの教科書に取り上げられている。電子及び陽電子は電離励起と制動放射によってエネルギーを失う。電子のエネルギーが物質の臨界エネルギーよりも高い時には、制動放射が優勢である。臨界エネルギーは近似的に

$$E_c = 800 / (Z + 1.2) \quad (\text{MeV}) \quad (16)$$

Z : 物質の原子番号

と表わせる [1, 4]。制動放射(bremsstrahlung)による二次光子エネルギーはゼロから一次電子エネルギーの間に分布している [67]。高エネルギーでは、電子のエネルギーが e^{-1} になる距離は放射長(radiation length)に近い。各種の物質の放射長を表3 [68] に示す。光子の起こす主な反応は、電子対生成、Compton 散乱、光電吸収であるが、高エネルギーでは電子対生成が優勢である。このため制動放射と電子対生成が繰返して起こり粒子数が増えていく。これが「電磁カスケードシャワー」と言われる現象である。このシャワーは前方性が強いが電子の多重クーロン散乱と光子のCompton散乱によって少しずつ横方向に広がってゆく。

物質中の深い位置になると、低エネルギー光子が優勢になってくるがこのときの光子のエネルギーは「Compton minimum」に近い。これは光子の全断面積が最小値をとるエネルギーのことである。Stormらのデータ [69] を用いてSwansonが計算した「Compton minimum」とそのエネルギーでの質量減衰係数を表3 [4, 68] に示す。このときシャワー全体の減衰係数もこの値に近づくと考えられている [4]。

表3 放射長とCompton minimum

物質	放射長 [68] (g cm ⁻²)	Compton Minimum (MeV)	質量減衰係数の最小値 [4] (cm ² g ⁻¹)
水	36.08	55	0.0166
コンクリート	26.7	25	0.0209
アルミニウム	24.01	21.6	0.0215
銅	12.86	8.4	0.0304
鉛	6.37	3.6	0.0419

電磁カスケードシャワーに関しては、近似的なモデルや、モンテカルロ計算による多くのデータがある。これらはSwansonによってまとめられている [4]。次に、これらの反応に較べると断面積は小さいが光子によるハドロン生成が起こる。殊に中性子は透過力が強いので厚い遮蔽体になると中性子の線量当量が大きな割合を占める。光核反応断面積の模式図を図17 [70, 1] に示す。

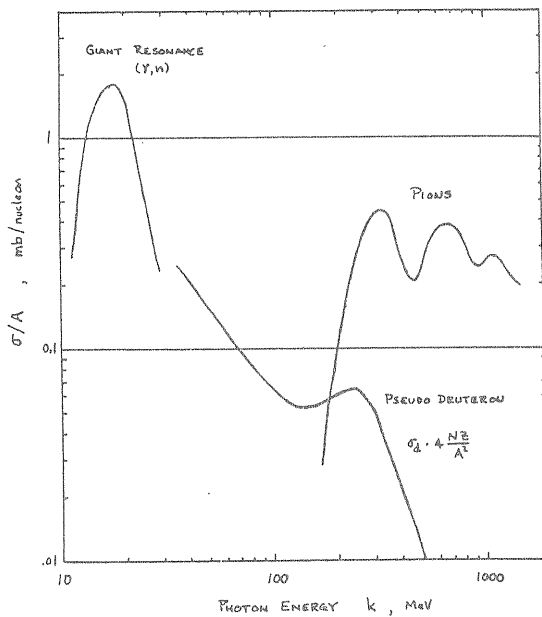


図17 光核反応断面積の模式図 [70,1]

光子によって巨大共鳴(Giant Resonance)中性子が発生するが、このしきいエネルギーはアルミニウムで13MeV、銅で10MeV、鉛で6.7MeVである。約10～30MeVの光子エネルギーでこの断面積が大きい。この中性子のエネルギースペクトルは、核温度0.5～1MeVのマックスウェル型の蒸発スペクトルの部分と3～4MeV以上のdirect-emissionの部分からなる。厚いターゲットからの巨大共鳴中性子の発生量はほぼ入射電子エネルギーに比例する。

巨大共鳴以上のエネルギーでは光子が核の中の中性子と陽子の対と反応する「quasi-deuteron effect」によって中性子が発生する。この断面積はほぼ重陽子の光分解の断面積(σ_d)に比例する。放出中性子のエネルギーはGiant Resonanceによるものより高いが、厚いターゲットの場合、入射電子エネルギーの半分以上のものは無視できる [4]。

光子のエネルギーが140MeV以上になると「photopion production」が起こり300MeVで最大になる。この過程は多くの場合核内カスケード・蒸発が続いて起こる。これらの断面積は巨大共鳴に較べると小さいが、放出中性子のエネルギーが高いため厚い遮蔽体の中では重要な寄与をする。

光中性子に関しても多くのデータがあり、Swansonによってまとめられている [4, 71]。鉛ターゲットからの放出中性子の測定例を図18 [72] に示す。

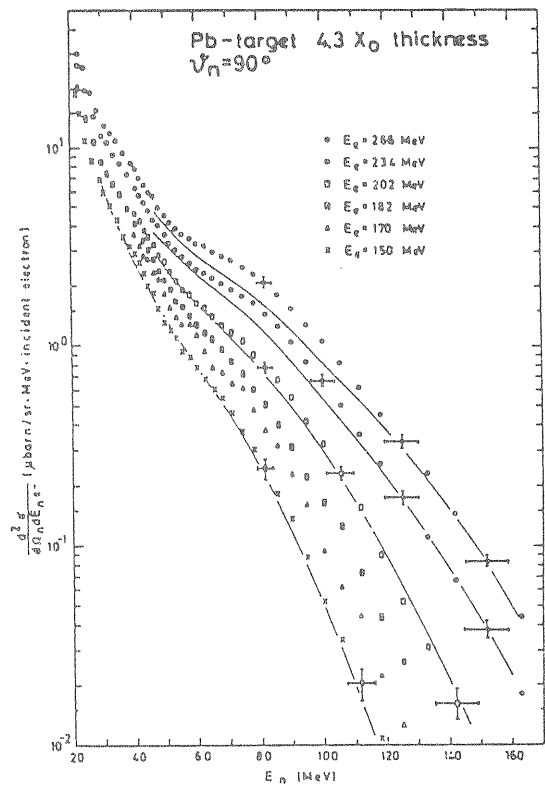


図18 鉛ターゲットから90°方向に放出される光中性子スペクトル [72]。

ターゲットの厚さは4X₀、実線はquasi-deuteronモデルによる計算値

ターゲットの前方に厚い遮蔽体がある場合は最初光子による線量が多いがやがて中性子による線量が多くなる。数GeV以上の加速器の場合、 μ 粒子による線量にも注意する必要がある。

(ii) 輸送計算コード及びデータ

ハドロンカスケードに較べると電磁カスケードは輸送計算コードによる計算結果の精度が高い。これは使用している断面積データの精度が良いからである。しかし光中性子のデータの精度は余り良くない。以下に幾つかの計算法とデータをあげる。

(a) 電磁シャワーモンテカルロ輸送コード

EGS4はSLACで開発されたモンテカルロ輸送計算コードである [73]。電子、陽電子、光子の輸送を計算できる。エネルギーCutoffは電子の場合数10keVで光子の場合1keVである。エネルギーの上限は共に数TeVである。ほとんどどのような幾何学的配置の遮蔽体でも計算できる。計算できる量は任意の位置での粒子束とエネルギー付与である。EGS以外にも代表的な

ものとしてORNLで開発されたETRAN [74] や、Sandia Laboratoryで開発された一連のコードがある。ほとんどの電磁シャワーモンテカルロコードは、光中性子の輸送を計算しない。中性子の輸送を計算するには、モンテカルロコードで光子の「track length」を求めておきこれに光核反応断面積を乗じて光中性子の線源分布を計算する [75]。これを用いて中性子の輸送計算を中性子輸送コード [30, 31] で計算する。

(b)断面積データ

制動放射断面積はNBSのKochらによってまとめられている [67]。光子の断面積については、Stormらの1keV～100MeVのデータ [69]、Hubbellの10keV～100GeVのデータ [76] などがある。エネルギー吸収係数はHubbellによる10keV～100MeVでの値が良く用いられている [76]。最近NBSが新しいデータを発表している。

(iii)高エネルギー光中性子の遮蔽

150MeV以下の加速器では、主にGiant Resonance中性子を対象にした多くの研究があるが、これ以上のエネルギーでの遮蔽実験は少ない [77～81]。高エネルギー電子加速器で遮蔽体が厚い場合には、ターゲットからの光子、Giant resonance中性子は減衰してしまい残った高エネルギー中性子が主要な寄与をする。この場合中性子エネルギースペクトルは陽子加速器の場合に似通ったものであると考えられているが、やや高エネルギー成分が少ない様である [103, 81, 84]。JenkinsはSLACで行なわれた15GeV電子が厚さ8cmの鉄に4°の角度で入射した際の遮蔽実験の結果 [78] を基に、簡単な設計式を導いた [77]。この式では中性子の線量当量は入射電子のエネルギーに比例している。

高エ研のPF-Linacで加速管にビームが当たっている際の天井遮蔽上での測定が行なわれた。0.48～2.15GeV電子に対する中性子線量の測定結果をこの式の値と比較すると、このエネルギー領域ではJenkinsによる式は過大評価になっていることがわかった [81]。Sullivanらは0.2～0.8GeVでより実験値と合うようにこの式を修正している [82, 83]。これは式の中中性子の発生数を、低エネルギー側で修正するためにvon Eyssらの実験値 [72] とAlsmillerによる計算値 [79] を用いたものである。Jenkinsの式を修正するもう一つの考え方は低エネルギー側では中性子減

弱距離が小さくなることを考慮するものであるが、十分なデータがないので、ここではSullivanらにならって高エ研のPFでの測定値を再現するために修正したJenkinsの式 [84] を示す。

厚いターゲットがあり、ビームラインに平行に厚さが一定な側壁コンクリート遮蔽がある。入射電子1個当りの中性子線量当量は

$$H = E_0 \cdot (\sin \theta / r_t)^2 \cdot [S_H \cdot \exp(-d_t / \lambda_1 / \sin \theta) / (1 - 0.72 \cos \theta)^2 + S_M \cdot \exp(-d_t / \lambda_3 / \sin \theta) / (1 - 0.75 \cos \theta) + 3.79 \times 10^{-13} \cdot Z^{0.73} \cdot \exp(-d_t / \lambda_2 / \sin \theta)] \quad (\text{Sv/e}) \quad (17)$$

E_0 : 入射電子エネルギー (GeV)

r_t : ターゲットから側壁の外側表面までの距離 (cm)

θ : ターゲットからの角度

d_t : 側壁遮蔽体の厚さ (g cm^{-2})

λ_1 : 高エネルギー中性子の減弱距離 (g cm^{-2})

λ_3 : 中間エネルギー中性子の " (")

λ_2 : 巨大共鳴中性子の減弱距離 (")

Z : ターゲットの原子番号

S_H, S_M : 図19参照。実効的な中性子線源強度

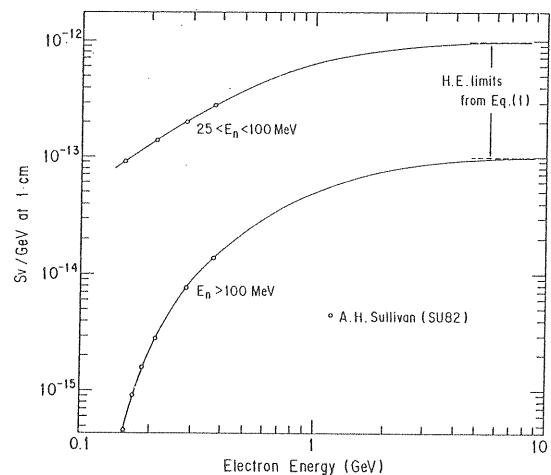


図19 光中性子による線量当量と入射電子エネルギーの関係 [84]

(17)式の S_H と S_M で各々、100MeV以上、25～100MeV中性子の線量当量。

0.5GeV以下ではSullivanの評価した値 [82]、10GeV以上ではJenkinsによる値 [77] を採用する。その間のエネルギーで両者をなめらかにつないだもの。数GeV以下の電子による電磁シャワーでは単位ビームエネルギー当たりの高エネルギー光中性子の発生量が少なくなることを考慮したもの。図17参照

$\lambda_1, \lambda_3, \lambda_2$ はコンクリートに対して各々, 120, 55, 30 g cm^{-2} である。遮蔽が厚い際には高エネルギー中性子以外の寄与は小さくなる。 S_H, S_M は各々高エネルギー(100MeV以上), 中間エネルギー(25~100MeV)中性子の線源項で図19 [84] に示す。角度 θ の適応範囲は, はっきりしないが一応 $40^\circ \sim 110^\circ$ である。この式の値は高工研での測定値と60%以内の精度で一致した。この式の値は, 入射電子エネルギーが10GeV以上の際にはJenkinsによる値に一致する。このJenkinsの式中の S_M は彼の実験での中性子束の減衰率を説明するために導入された線源項で, その物理的意味は明らかではない。

例として, 1GeV電子が毎秒 10^{10} 個, 銅ターゲットで点状にビーム損失するとする。ターゲットから200cm離れて厚さ100cm(密度 2.3 g cm^{-3})のコンクリート側壁がある際 90° 方向での中性子線量当量は, $7.5 \mu \text{ Sv/h}$ になる。Jenkinsによる式をそのまま用いると $13 \mu \text{ Sv/h}$ になる。

Jenkinsは上の式を銅以外のターゲット物質に対して用いる時は, それに応じて S_H の値を変えるべきであると指摘している。アルミニウムの際は S_H は1.87倍に, 鉛の際は0.50倍になる [79]。コンクリート以外の遮蔽対に対しては

$$\lambda_1 \simeq 38 A^{1/3} \quad (\text{g cm}^{-2}) \quad (18)$$

$$\lambda_2 \simeq 4.8 A^{0.58} \quad (\text{g cm}^{-2}) \quad (19)$$

A: 遮蔽体の平均質量数

他の方法としてはTeschによる0.4GeV以上の電子加速器の側壁遮蔽に対する式 [108] がある。Alsmillerは0.4GeV電子に対しての値を与えている [79]。Teschによる値 [108] は高工研PFでの測定値と比較して, 1GeV以下では過大であった [84]。

中性子の発生量はターゲットの厚さや幾何学的配置

によって異なる。そこでLEPの放射線対策グループは, 電磁シャワーが完全に発達するようなターゲットからの 90° 方向の中性子の生成量を決めるのに, 発表されている論文中の値の中で最大の値 [85] を使用した [83]。このグループのLEPの遮蔽設計の際の推奨値を表4 [83] に示す。これを用いて上にあげた例の場合を計算すると中性子線量当量率は $78 \mu \text{ Sv/h}$ になり, (17)式に較べて10倍大きくなる。図19の効果を考えても5倍大きい。この表の中にある電磁シャワー成分は, 逆にターゲットに電子が浅い角度で入射した際の値で, これも安全側の値になっている。

(iv) 光子の遮蔽

遮蔽が薄い場合には光子による線量が重要になる。これは制動放射によるもので, 殊に前方方向で多い。ターゲットの厚さを増してゆくと光子強度は増加してゆくが, 更に厚くなるとターゲットでの自己吸収のためやがて減少してゆく。この強度が最大になる厚さでの制動放射X線が「thick target bremsstrahlung」である。この強度がSwansonによってまとめられている [4]。重い核のターゲットからの線量は, 電子エネルギーが20MeV以上の時ビームパワーで規格化して

$$\begin{aligned} \dot{S}(0^\circ) &\simeq 3 \times 10^9 \cdot E_0 \\ &\quad \left((\text{Sv h}^{-1}) \cdot (\text{kW cm}^{-2})^{-1} \right) \quad (20) \\ E_0 &: \text{入射電子エネルギー} \quad (\text{GeV}) \end{aligned}$$

と近似できる。軽い核のターゲットの場合はこれより少し小さくなる。この強い線量は前方だけに現れる。この角度の幅はほぼ

$$\begin{aligned} E_0 \cdot \theta_{1/2} &\simeq 0.1 \quad (\text{GeV} \cdot \text{degrees}) \quad (21) \\ \theta_{1/2} &: \text{線量が} 1/2 \text{ になる角度} \quad (\text{degrees}) \end{aligned}$$

となる。

表4 LEPの遮蔽設計における推奨値 [83]
90°方向のコンクリート遮蔽に対する値

Radiation component	Source term ($\text{Sv} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{GeV}^{-1}$ per electron)	Attenuation length (g/cm^2)
Electromagnetic	2.2×10^{-11}	44
Giant-resonance neutrons	1.0×10^{-11}	40
High-energy	1.2×10^{-12}	115

90°方向への線量はターゲットの幾何学的配置に影響されるが、電子エネルギーが0.1GeV以上の際は近似的に

$$\dot{S}(90^\circ) \simeq 5 \times 10^5 \left((\text{Sv h}^{-1}) \cdot (\text{kW cm}^{-2})^{-1} \right) \quad (22)$$

となり、ビームパワーに比例して電子エネルギーに依存しない。(22)式には、薄い遮蔽ですぐ減少してしまう低エネルギー光子の成分は含まれていない。これを含めると(22)式の値は10~20倍になる。(22)式の値は表4の値に一致する。光子のエネルギースペクトルはターゲットが薄い際は近似的に k^{-1} 分布になる(k は光子エネルギー)。しかし、ターゲットが厚い際は0°方向では k^{-2} 分布に近く、大角度ではもっと急な分布になる[4]。

遮蔽体の外での線量率は

$$\dot{H} = 1.6 \times 10^{-13} \cdot I \cdot E_0 \cdot \dot{S}(\theta) \cdot \exp(-\mu \cdot d) \cdot r^{-2} \quad (\text{Sv/h}) \quad (23)$$

I : ビーム強度 (electrons/sec)

d : ターゲットと測定点間の遮蔽の厚さ (g cm⁻²)

r : ターゲットから測定点までの距離 (cm)

μ : 質量減衰係数 (cm² g⁻¹)

となる。 μ の値は表3のCompton minimumでの値[4]を使うと安全側である。90°方向ではDinterらの測定値[86]があり、コンクリートは0.023cm² g⁻¹である。この値は表4の値と一致する。

(20)式の値は(21)式のように非常に小さい角度内だけに現れる。1GeV電子がターゲットに入射した際の制動放射による線量の角度分布を図20[87]に示す。0°方向のある程度広い角度で積分された値を用いる際は、図の「Forward Peak」を除いた前方での値から

$$\dot{H} = 4.9 \times 10^{-5} \cdot I \cdot E_0 \cdot \exp(-\mu \cdot d) \cdot r^{-2} \quad (\text{Sv/h}) \quad (24)$$

\dot{H} : Forward Peak を含まない場合の前方での線量当量率

となる。実際の加速器のビームパイプに浅い角度で電子ビームが入射する場合を考えると、(23)式の値は最大評価になると思われる。Dinterらは、厚さ0.2~10cmの鉄に1°~5°という浅い角度で3~7GeV電子ビ-

ームを入射させ、より現実的な場合を模擬した結果を示している[86]。Jenkinsは、中性子の場合と同様に厚さ8cmの鉄に4°の角度で15GeV電子を入射させた際の測定を行なっていて、ビームラインに平行に一樣な厚さのコンクリート遮蔽がある際の線量を与えている。 $\theta = 30 \sim 130^\circ$ の範囲で

$$\begin{aligned} \dot{H} = & 3.6 \times 10^{-10} \cdot I \cdot E_0 \cdot (\sin \theta / r_t)^2 \\ & \cdot [133 \cdot \exp(-d_t/42/\sin \theta) \\ & \cdot (1 - 0.98 \cos \theta)^{-1.2} + 2.67 \times 10^{12} \cdot S_H \\ & \cdot \exp(-d_t/120/\sin \theta) \cdot (1 - 0.72 \cos \theta)^{-2}] \\ & (\text{Sv/h}) \quad (25) \end{aligned}$$

θ : ターゲットからの角度, 30°~130°

r_t : ターゲットから側壁の外側表面までの距離 (cm)

d_t : 側壁遮蔽体の厚さ (g cm⁻²)

S_H : 図19参照。実効的な中性子線源強度

になる。第2項は高エネルギー中性子による二次ガンマ線の線量を表す。 S_H の値はJenkinsの論文では10⁻¹³であるが、10GeV以下では、図19[84]の値を用いた方が良い。

例として1GeV電子が毎秒10¹⁰個、鉄に入射している際、ターゲットから200cm離れて厚さ100cmのコンクリート側壁がビームラインと平行にある場合、90°方向での光子線量率は(22)、(23)式を用いて45 μSv/h、(25)式を用いて23 μSv/hになる。

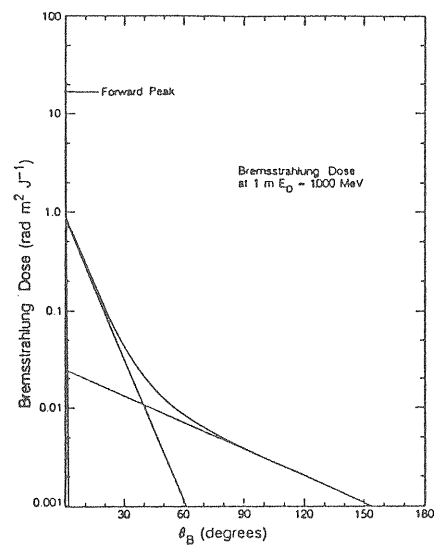


図20 制動放射による線量の角度分布[87]。1GeV電子が厚いターゲットに入射した際のもの、「Forward Peak」の値は前方の狭い角度内だけに現れる。(21)式参照

(v) μ 粒子の線量と遮蔽

光子のエネルギーが211MeV以上になると、 $\mu^+ \mu^-$ 対の生成が可能になる。しかしこの断面積は電子対生成に較べてずっと小さい。1GeV以下の電子加速器では実際上問題ない。数GeV以上の電子加速器ではビームの前方方向にのみ現れる。Nelsonによるデータ [88] からSwansonによってまとめられた、 μ 粒子束密度とそれによる線量率を図21 [4] に示す。この μ 粒子は電離以外ではほとんどエネルギーを失わないので、この線量が重要な寄与をする時は鉄ブロックなどを前方に置いて止めるしかない。 μ 粒子の飛程は幾つか、まとめられている [4, 83]。

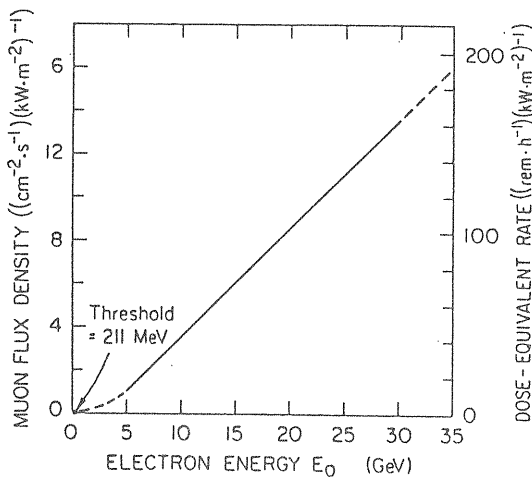


図21 μ 粒子の発生数と線量当量 [4]

4. 電子蓄積リング

電子蓄積リング遮蔽の多くの問題は、先の電子加速器の章に示されている。蓄積リングでのほとんどのビーム損失はリングにビームを入射する際に起こり、ビーム蓄積中に起こる損失は少ない。このため前者の場合の空間線量率は後者の場合に較べて非常に高い。蓄積中のビーム損失が少ないため、リングの遮蔽は相対的に薄く、中性子による線量当量よりも光子によるものが多い。実際の施設の遮蔽の例が、成田、中村らによってまとめられている [106]。

蓄積リングには特有の問題が幾つかあるので、以下に章を改めて示す。

(i) シンクロトロン放射

シンクロトロン放射による光子は、量は多くてもエネルギーが低いため低エネルギーの蓄積リングでは、光子はほとんど真空チェンバー外へは漏洩してこない。しかし高エネルギーのリングでは光子のエネルギーが高くなるため、一部が漏洩してくる。これを防ぐため高エネルギーのリングでは、リング中の真空チェンバーの周囲を鉛などで遮蔽している。この光子による影響には、加速器の電磁石などの放射線損傷、リング内の空気中に発生するオゾンとNO_xの問題、散乱線によるリング外部への伝搬などがある。地下リング内の偏向電磁石内のビームパイプから漏洩した光子が搬入路内を散乱してくる。高工研のTRISTANで電子エネルギーが26GeVの際の地上方向への散乱してくる光子エネルギースペクトルを図22 [89] に示す。光子エネルギーは500keV以上に達しており、充分鉛遮蔽を透過してくる。

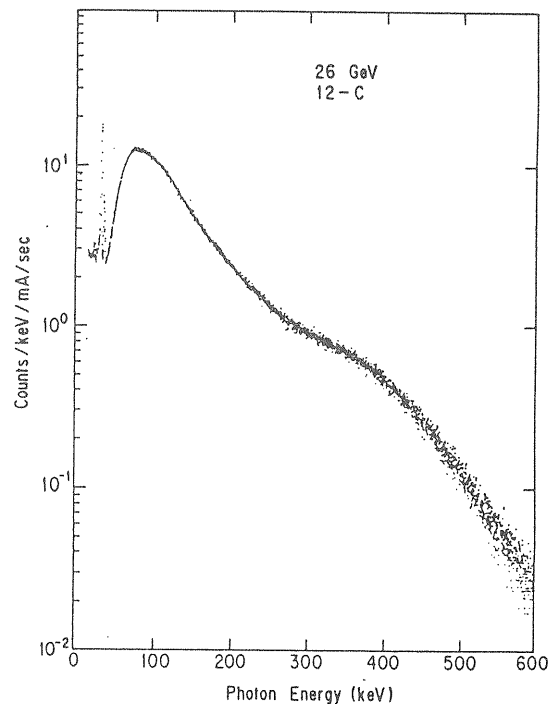


図22 TRISTANの地下リング内で発生し搬入路内を地上方向へ散乱してくる光子のエネルギースペクトル [89]。高純度ゲルマニウム検出器で測定されたもの。ビームパイプと鉛を透過・散乱してきたスペクトルであるから生成された時点でのシンクロトロン放射のスペクトル(28式)よりはずっと硬い。

光子はリング内の曲線部で発生し、接線方向へ放出される。その単位長さ当りの全エネルギーは、

$$\Delta E/\Delta L = 14.08 E_0^4 R^{-2} \quad (\text{keV m}^{-1}) \quad (26)$$

E_0 : 電子エネルギー (GeV)

R : 電子のリングでの軌道半径 (m)

となり電子エネルギーの4乗に比例する。

critical energyは

$$\epsilon_c = 2.218 E_0^3 R^{-1} \quad (\text{keV}) \quad (27)$$

である。これ以上のエネルギーでは放射光子のスペクトルは急激に減少するがより高いエネルギーまで尾を引いている。一個の電子から放出される光子スペクトルは [83, 90]

$$d^2 \phi / d\epsilon dt = 5.32 \times 10^5 \cdot E_0^{-2} \cdot \int_r^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta \quad (\text{photons eV}^{-1} \text{ sec}^{-1}) \quad (28)$$

r : ϵ/ϵ_c

ϵ : 光子エネルギー

$K_{5/3}$ は5/3次の第2種の変形されたBessel関数である。高工研のTRISTAN-ARリングが2.5, 5GeVで運転されている際の光子スペクトルを図23に示す。

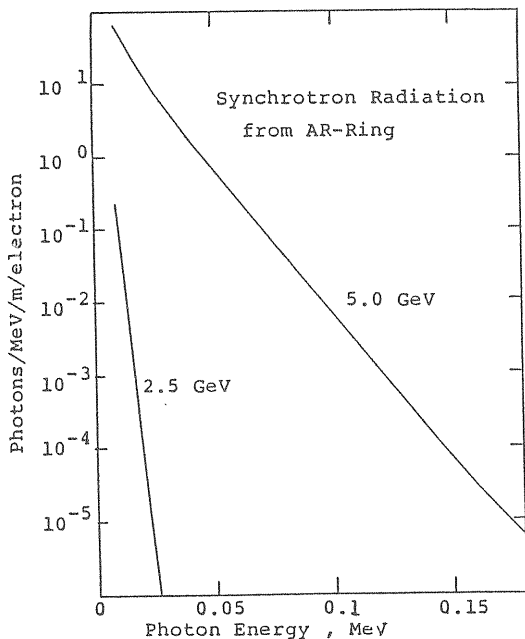


図23 TRISTAN-ARでのシンクロトロン放射のスペクトル。(28)式参照。電子エネルギーが2.5, 5GeVのときcritical energyは各々0.0015, 0.012MeV

この光子はエネルギーが低いので、その反応は光電吸収が多く極めて荒い近似としては、ビルドアップ係数(再生係数)が1になると仮定して、光子の全断面積 [69, 76] (ただし普通は、コヒーレント散乱を除く [91])で指数減衰するとする。しかしK吸収端(鉛の場合は88keV)よりも少し上のエネルギーではビルドアップ率は極めて大きくなるので、注意する必要がある [92]。

実際の電磁石内の形状は複雑で、ビームパイプ内で散乱してコイルに吸収されるエネルギーを計算するには、EGS [73] やMORSEといったモンテカルロコードが用いられている [83, 90, 93]。モンテカルロコードで計算された光子エネルギー束に、物質の質量エネルギー吸収係数 [76] を乗ずる。

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \int k \cdot \phi(k) \cdot (\mu_{en}/\rho) dk \quad (29)$$

D : 物質の吸収線量 (Gy)

k : 光子エネルギー (MeV)

ϕ : 光子束 (cm^{-2})

(μ_{en}/ρ) : 物質の質量エネルギー吸収係数 ($\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$)

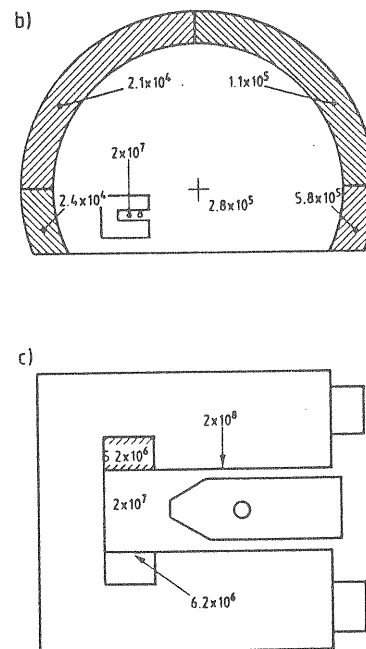


図24 LEPトンネル内でのシンクロトロン放射による線量 [83]。モンテカルロコードMORSEで計算されたもの。(b)は偏向電磁石の右側が厚さ8mmの鉛で遮蔽されている際の値。(c)はDipoleマグネット内の線量分布で真空チャンバーの左右は8mm, 上下は3mmの鉛で遮蔽されている。LEPが86GeVで200A・h運転された際の値をGy単位で示してある。

しかし非常に深い透過を扱わなければならないので統計精度を上げるには、様々な手法を要する。図24 [83]にMORSEを用いて計算されたLEP用のマグネットとトンネル内での線量分布を示す。真空パイプは、上下は3mm、左右は8mmの厚さの鉛で遮蔽されている。

シンクロトロン放射はエネルギーが低く光子の散乱の際の光電吸収の割合が高いため、近似計算法として一回散乱コードも有効である。これは1回散乱後に評価点へ達する光子束を計算する際にビルドアップ率を用いることで暗に多重散乱の効果を含んでいる。しかしあまり複雑な体系は扱えない。線源形状は基本的には点線源のみである。このためモンテカルロ法などと併用することも有用である。1回散乱コードG33-GP [94]を用いてTRISTAN搬入路での線量分布が計算されている [89]。古い版のG33はビルドアップ係数のデータが255keV以下の光子については与えられていなかったためシンクロトロン放射の計算には不向きであったが、最近ビルドアップ係数のデータが改定され [95]、新しい版では入射エネルギーの下限は15keVになった。

(ii) ガス制動放射

蓄積リングでの制動放射X線の発生は、主にリングへのビーム入射時に起こる。安定に蓄積されているときでもリング内の残留ガスとの反応によって発生するが、その量は少ない。しかし放射光施設のビームラインは遮蔽の中を貫通して置かれているため、このビームライン上に現われる制動X線は遮蔽されることなくリングから実験室まで出てしまう。特に挿入型光源を入れるための長い直線部を持つリングでは、そのビームラインに強い制動X線が現われる [96, 97]。制動X線放出の平均の角度は

$$\theta = 0.511 \times 10^{-3} E_0^{-1} \quad (\text{radian}) \quad (30)$$

E_0 : 電子エネルギー (GeV)

と非常に小さいので通常ビームラインの終端でも数 cm^2 以下の面積しかない。この細いビームがリングから放出されている。この強度の基本的な計算法はRindiによって与えられている [96]。この強度は蓄積電流・リング内の残留ガス圧力・直線部の長さ各々比例する [78, 99]。そのエネルギースペクトルは断面積の理論式 [67] にほぼ一致する [99]。高エ研の放射光施設で鉛ガラスシャワーカウンターを用いて測定

された2.5GeVのガス制動放射のスペクトルと理論式との比較を図25 [97] に示す。残留ガスの平均原子番号を10として、残留ガス圧 $1 \mu\text{Pa}$ 、蓄積電流1mAの時に、リング内の長さ100cmの直線状部分で発生する光子の量が計算された。結果を表5 [100] に示す。100MeV以上と1MeV以上の光子数が示してある。この値は高エ研-PFの2.5GeVリング内での測定値と3倍の範囲内で一致した。表5の値は残留ガスの原子番号(Z)が変わると大きく変わり、ほぼ $Z(Z+1)$ に比例する。

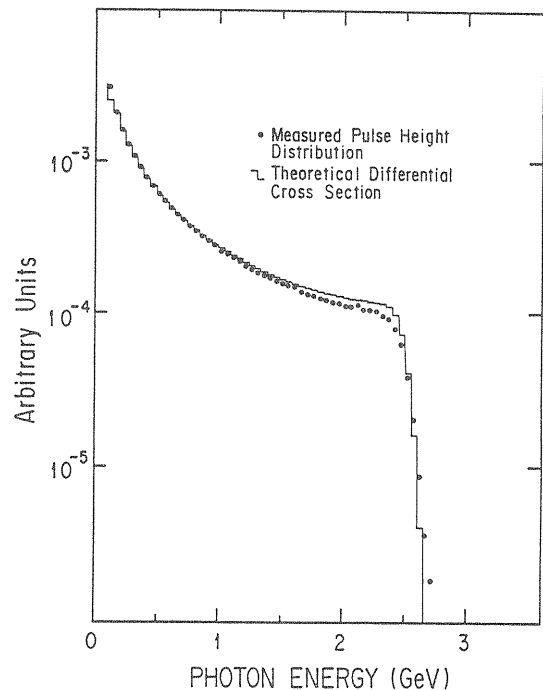


図25 高エ研のPF2.5GeV蓄積リングの実験室内のビームライン終端で測定されたガス制動放射エネルギースペクトル [97]。鉛ガラスシャワーカウンターで測定されたもの。100MeV以上の光子が1になるように規格化してある。制動放射断面積の理論式 [67] にカウンターの分解能のガウス分布をかけたものも比較のため示してある。

ガス制動放射による線量の測定値が幾つかあるが [96, 97, 98] 測定条件が限られているので、以下には計算値によって評価した結果を示す。計算値としては単一エネルギーの光子に対する組織(tissue)中での深部吸収線量分布の計算値が与えられている [104]。これらの値は普通広い平面一方向線源からの光子が組織に垂直に入射した場合について計算されている。しかしこの値を用いて、制動X線によるシャワーの組織内での横方向への広がりよりも充分広い面積で面積分

表5 ガス制動放射による光子数 [100]
 以下の条件のときの100MeV以上と1MeV以上の光子の毎秒の発生数。
 蓄積リング内の残留ガス圧力 : 1 μ Pa
 残留ガス成分：原子番号10のもののみとする
 蓄積電流 : 1mA
 電子の軌道の長さ(直線部の長さ) : 100cm
 温度 : 20°C
 発生数は残留ガス圧力、蓄積電流、電子の軌道の長さ(直線部の長さ)に各々比例する。

Electron energy in storage rings (MeV)	Number of photons above 100 MeV (photons sec ⁻¹)	Number of photons above 1 MeV (photons sec ⁻¹)
400	230	1300
600	310	1400
1000	420	1500
2500	620	1700
6000	830	1900
10000	950	2000

した吸収線量の値が計算できる。Rogersによる深部吸収線量分布のモンテカルロ法を使った計算値 [104] を制動放射X線のスペクトル [67] で積分して、30cmの厚さの平板状組織(tissue)中での吸収線量の深度分布が計算された。この値を表6 [100] に示す。表には深さ1cmでの値と、組織中での最大値を示す。

表6の値は組織中のビームに垂直な面上で、充分広い面積で面積分された値であるが、入射するビームが細い時は、組織中の直径5cmの円内から外へ逃げる成

表6 制動放射による吸収線量 [100]

組織に入射する100MeV以上の光子1個当りに規格化してある。値はシャワーの横方向の広がりよりも広い面積でビームに垂直な面上で面積分されている。

電子エネルギー (GeV)	吸収線量 (pSv cm ² photon ⁻¹)	
	1cm ^a	最大値 ^b
1.0	36	350
2.5	28	360
6	24	380
10	23	400

a：組織内の深さ1cmでの値

b：30cmの厚さの組織内での最大値

分は15%以下である [100]。表6の値は組織(tissue)に入射する100MeV以上の光子1個当りに規格化してある。表6と表5の値を乗ざるとガス制動放射による吸収線量が推定できる。

細いビーム状のX線が厚さ5~15cmの鉛遮蔽板に入射した際の線量がEGS4で計算されている。計算は鉛の層中での吸収線量を(29)式で計算している。 μ_{en} の値はHubbellによる [76] 水のエネルギー吸収係数を用いた。鉛中での二次電子平衡が成り立っていないので、この方法はあまり正確でないが2.5GeVでの測定値と2.4倍の範囲で一致した。鉛が薄い場合にはこの値は安全側(すなわち過大)になる。鉛板の後面でビーム軸上の直径5cmの円内での平均の線量を表7 [100] に示す。表7と表5の値を乗ざると鉛遮蔽直後でのガス制動放射による吸収線量が計算できる。例として1GeVの蓄積リングに100mAの蓄積電流があるとき、長さ500cmの直線部分での真空度が1 μ Paになっていたとする。ここから発生する100MeV以上の光子数は毎秒 2.1×10^5 個である。これを厚さ10cmの鉛で遮蔽すると直後の直径5cm内の部分での平均の線量率は1.1mGy/hになる。

表7 鉛板に垂直に制動X線が入射した際の線量。

ビーム軸上の直径5cm内の部分の平均値で、鉛板に入射する100MeV以上の光子1個当りに規格化してpGy単位で示す。

電子エネルギー (GeV)	鉛(密度11.35 g cm ⁻³)の厚さ (cm)		
	5	10	15
1.0	13	1.5	0.14
2.5	27	3.3	0.31
6	58	8.1	0.80
10	91	14	1.4

参考文献

- [1] H.W.Patterson and R.H.Thomas, "Accelerator Health Physics", Academic Press (1973)
- [2] R.G.Jaeger et al., ed., "Engineering Compendium on Radiation Shielding", Springer-Verlag (1968)

- [3] H.W.Patterson and R.H.Thomas, Part. Accel., 2,77 (1971)
- [4] W.P.Swanson, "Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators", IAEA Technical Report No.188 (1977)
- [5] E.Freytag, "Radiation Protection of High- Energy Accelerators", NASA TT F-16910 (1976)
- [6] N.Metropolis et al., Phys. Rev., 110,185 (1958)
- [7] K.B.Shaw, G.R.Stevenson and R.H.Thomas, Health Phys., 17,459 (1969)
- [8] M.Hoefert and G.R.Stevenson, Radiat. Prot. Dosim., 9,235 (1984)
- [9] J.Baarli and A.H.Sullivan, Health Phys., 11, 353 (1965)
- [10] G.R.Stevenson, Health Phys., 47,837 (1984)
- [11] 中村尚司, 平山英夫, 伴秀一, 原子力誌, 22, 231 (1980)
- [12] R.G.Alsmiller, Jr. et al., Nucl.Sci.Eng., 36,251 (1969)
- [13] S.J.Lindenbaum, Ann.Rev.Nucl.Sci., 11,213 (1961)
- [14] S.Ban et al., Nucl.Instr.Meth., 174,271 (1980)
- [15] G.R.Stevenson, Liu Kuei-Lin and R.H.Thomas, Health Phys., 43,13 (1982)
- [16] K.Tesch and H.Dinter, Radiat.Prot.Dosim., 15,89 (1986)
- [17] K.O'Brien, IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-16,3, 568 (1969)
- [18] G.R.Stevenson, CERN 76-04 (1976)
- [19] RSIC Computer Code Collection, CCC-178, RSIC,ORNL (1974)
- [20] D.C.Irving, R.M.Freestone, Jr. and F.B.K.Kam, ORNL-3622 (1965)
- [21] H.W.Bertini and M.P.Guthrie, Nucl.Phys., A169,670 (1971)
- [22] T.W.Armstrong et al., Nucl. Sci.Eng., 49., 82 (1972)
- [23] RSIC Computer Code Collection, CCC-496, RSIC,ORNL (1983)
- [24] 中原康明, 筒井恒夫, 田次邑吉, JAERI-memo 9502 (1981)
- [25] P.A.Aarnio, J.Ranft and G.R.Stevenson, TIS-RP/106, CERN (1983)
- [26] G.R.Stevenson, Health Phys., 47,837 (1984)
- [27] A.Van Ginneken, FN-272, FNAL (1972)
- [28] 竹内清, 原子力工業, 24,3,35 (1978)
- [29] R.Sanchez and N.J.McCormick, Nucl.Sci. Eng., 80,481 (1982)
- [30] W.W.Engle Jr., K-1693 (1967)
- [31] RSIC Computer Code Collection, DOT3.5, RSIC, ORNL (1976)
- [32] RSIC Data Library Collection, DLC-58/HELLO, RSIC,ORNL (1979)
- [33] R.G.Alsmiller, Jr. and J.Barish, Nucl.Sci. Eng., 69,378 (1979)
- [34] RSIC Data Library Collection, DLC-87, RSIC, ORNL (1981)
- [35] RSIC Data Library Collection, DLC-128, RSIC, ORNL (1987)
- [36] H.W.Bertini, Phys.Rev., 131,1801 (1963) erratum, Phys.Rev., 138,AB2 (1965)
- [37] R.G.Alsmiller, Jr., M.Leimdorfer and J.Barish, ORNL-4046 (1967)
- [38] T.Nakamura et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, 32,471 (1985)
- [39] T.Nakamura et al., INS-TS-20, 東大核研 (1981)
- [40] R.R.Fullwood et al., LA-4789, Los Alamos Scientific Lab. (1972)
- [41] R.Madey and F.M.Waterman, Phys.Rev., C8, 2412 (1973)
- [42] K.Tesch, Radiat.Prot.Dosim., 11,165 (1985)
- [43] B.S.Sychev et al., Atomnaya Energiya, 20,4, 355 (1966) B.S.Sychev et al., ATomnaya Energiya, 20,4, 323 (1966)
- [44] Y.Ishii and K.Shin, in 6th Symp. on Accelerator Science and Technology, Tokyo, 290 (1987)
- [45] R.G.Alsmiller Jr. et al., Nucl.Instr.Meth., 72,213 (1969)
- [46] K.O'Brien, HASL-203, USAEC Health and Safety Lab. Report (1968)
- [47] 伴秀一, 平山英夫, KEK Internal 80-9 (1980)
- [48] Lieu Kuei-Lin et al., Health Phys., 46,681 (1984)
- [49] K.Tesch, Health Phys., 44,79 (1983)
- [50] R.H.Thomas and S.V.Thomas, Health Phys., 46,954 (1984)
- [51] C.Yamaguchi, Health Phys., 51,812 (1986)
- [52] C.Yamaguchi, KEK-88-1 (1988)
- [53] J.T.Routti and R.H.Thomas, Nucl.Instr.

- Meth., 76, 157 (1969)
- [54] J.B. McCaslin, W.P. Swanson and R.H. Thomas, Nucl. Instr. Meth. A256, 418 (1987)
- [55] S. Ban, H. Hirayama and K. Katoh, Nucl. Instr. Meth., 184, 409 (1981)
- [56] S. Ban, H. Hirayama and K. Katoh, in ICANS-4, KENS Report II, 355 (1981)
- [57] Y. Arakita et al., Nucl. Instr. Meth., 164, 255 (1979)
- [58] R.G. Alsmiller Jr., R.T. Santoro and J. Barish, Part. Accr., 7, 1 (1975)
- [59] T.H. Braid et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, No. 3, 821 (1971)
- [60] M.M. Komochkov, Dubna Report, P16-7335 (1973)
- [61] I.M. Thorson, TRIUMF Report, TRI-68-4 (1968)
- [62] K. O'Brien, HASL-221, USAEC Health and Safety Lab. Report (1970)
- [63] R.A. Cecil et al., Phys. Rev., C21, 2471 (1980)
- [64] T.W. Armstrong and B.L. Colborn, Nucl. Instr. Meth., 169, 161 (1980)
- [65] 中村尚司, 原子核研究, 29, No. 6, 55 (1985)
- [66] 中村尚司, INS-NUMA-29, 56, 東大核研 (1981)
- [67] H.W. Koch and J.W. Motz, Rev. Mod. Phys., 31, 920 (1959)
- [68] Particle Data Group, Rev. Mod. Phys., 56, S53 (1984)
- [69] E. Storm and H.I. Israel, Nuclear Data Tables, A7, 565 (1970)
- [70] H. De Staebler, in Proc. 1st Symp. on Accelerator Radiation Dosimetry and Experimentation, CONF-651109, BNL (1965)
- [71] W.P. Swanson, Health Phys., 37, 347 (1979)
- [72] H.J. von Eyss and G. Luehrs, Z. Phys., 262, 393 (1973)
- [73] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers, SLAC-265, Stanford (1985)
- [74] RSIC Computer Code Collection, CCC-107, RSIC, ORNL (1973)
- [75] T. Kosako and T. Nakamura, Nucl. Instr. Meth., 189, 377 (1981)
- [76] J.H. Hubbell, NSRDS-NBS29 (1969)
- [77] T.M. Jenkins, Nucl. Instr. Meth., 159, 265 (1979)
- [78] W. Ash et al., SLAC-TN-77-5, PEP-252, Stanford (1977)
- [79] R.G. Alsmiller Jr. and J. Barish, Part. Accel., 5, 155 (1973)
- [80] T. Yamazaki, F.X. Masse and G.L. Fallon, Nucl. Instr. Meth., A249, 496 (1986)
- [81] 平山英夫, 伴秀一, in Proc. 7th Meeting on Linear Accelerators, KEK 82-14, 238 (1983)
- [82] A.H. Sullivan, LEP Note 354, CERN (1982)
- [83] A. Fasso et al., CERN 84-02 (1984)
- [84] H. Hirayama and S. Ban, "Neutron Dose Equivalent Outside the Lateral Shielding of an Electron Linear Accelerator Operating 0.48-2.15 GeV", to be submitted to Health Phys.
- [85] G. Bathow, E. Freytag and K. Tesch, Nucl. Phys., B2, 669 (1967)
- [86] H. Dinter and K. Tesch, Nucl. Instr. Meth., 143, 349 (1977)
- [87] R.A. Otte et al., in Proc. 20th Midyear Topical Symp. of Health Phys. Society, Reno, Nevada, CONF-8602106, 479 (1987)
- [88] W.R. Nelson, Nucl. Instr. Meth., 66, 293 (1968)
- [89] H. Hirayama and S. Ban, in Proc. 6th Symp. on Accelerator Science and Technology, Tokyo, 295 (1987)
- [90] W.R. Nelson, G.J. Warren and R.L. Ford, PEP-109, Stanford (1975)
- [91] H. Hirayama and D.K. Trubey, Nucl. Sci. Eng., 99, 145 (1988)
- [92] Y. Sakamoto et al., JAERI-M 87-210 (1988)
- [93] H. Dinter, Nucl. Instr. Meth., A239, 597 (1985)
- [94] RSIC Computer Code Collection, CCC-494, ORNL (1986)
- [95] ビルドアップ係数小委員会, 原子力誌, 30, 385, (1988)
- [96] A. Rindi, Health Phys., 42, 187 (1982)
- [97] S. Ban, H. Hirayama and S. Miura, Health Phys., 53, 67 (1987)
- [98] A. Esposito and M. Pelliccioni, LNF-86/23 (NT), Frascati, Italy (1986)
- [99] H. Hirayama, S. Ban and S. Miura, Nucl. Sci. Eng., 96, 66 (1987)
- [100] S. Ban, H. Hirayama and S. Miura, "Estimation of Absorbed Dose due to Gas Bremsstrahlung from Electron Storage Rings", to be submitted to

- Health Phys.
- [101] W.K.Hagan et al., Nucl.Sci.Eng., 98,272 (1988)
- [102] H.-P.Weise, in Proc.20th Midyear Topical Symp. of Health Phys.Society, Reno, Nevada, CONF-8602106,459 (1987)
- [103] J.B.McCaslin et al., Health Phys., 33,611 (1977)
- [104] D.W.O.Rogers, Health Phys., 46,891 (1984)
- [105] R.H.Thomas, in Proc.Symp.Neutron Monitoring for Radiation Protection Purposes, IAEA-SM-167,327(1973)
- [106] 成田正邦, 中村尚司, in Proc.Symp.Shielding Design of Accelerator, KEK-77-31(1978)
- [107] R.H.Thomas et al, KEK-78-7(1978)
- [108] K. Tesch, Radiat. Prot. Dosim., 22,27(1988)