

1 GeV リニアック検討資料

1 GEV LINAC DESIGN NOTE

題目(TITLE) 10 MeV 級テストリニアックの放射線遮蔽について

著者(AUTHOR) 山崎良成

概要(ABSTRACT)

アセンブリー・ホールに建設予定の10 MeV 級テスト陽子リニアックの放射線遮蔽について議論する。それは特にビーム実験の計画との関連において議論される。

KEY WORDS: Ion Source, RFQ, DTL, Magnet, Monitor, Beam Dynamics, Transport, Vacuum, Cooling, Klystron, Low Level RF, High Power RF, Modulator, Control, Operation, Radiation, Others

10 MeV級テスト陽子リニアックの放射線遮蔽について

1992年4月30日

高エネルギー物理学研究所

山崎良成

1. 序

我々は、アセンブリー・ホールに、10 MeVクラスの大強度陽子リニアックを建設しようとしている。そのシールドに関して今まで検討してきた結果を簡単にまとめておく。ここで使用した中性子に関するデータおよび計算はすべて放射線安全管理センター波戸芳仁氏の計算に基づくか、もしくはその結果からスケイリングしたものであるが、この文中で使用してあるかぎりすべて筆者の責任である。末尾に波戸氏のメモ原文を付けておく。本文はそれを基に整理し直したものである。

このリニアックの基本スキームは、図1. に示したように3 MeVのRFQと10-13 MeVのDTLとで構成されるが、ビーム試験計画は以下のようになっている。

1992年8月 3 MeVのRFQの大電力投入試験

5. 3 MeVのDTLの大電力投入試験

1993年1月 3 MeVのRFQのビーム試験 (第I期)

4月 5. 3 MeVのDTLのビーム試験 (第II期)

7月 JLC床工事

将来 10-13 MeVビーム試験 (第III期)

(13 MeVはDTL第1タンクのエネルギーである。)

ビーム電流は、第I期、第II期についてはフル運転の400 μ A (ピーク電流20 mA、パルス幅400 μ s、繰り返し50 Hz)、第III期については繰り返しを落として80 μ A (ピーク電流20 mA、パルス幅400 μ s、繰り返し10 Hz)とする。

そこで、第I期、第II期については、図1. で示したような50 cmのコンクリートのシールド (高さ2 m、このとき床強度は現在の状態でよい) をし、天井には15 cmのポリエチレンでシールドをする。ドアは、普通のAlのドアに20 cmのポリエチレンを張り付けることとする。以下この方式で十分であることを示す。

各期のシールドについて考える前に、加速器に使われる物質と、その(p, n)反応に対する閾値について纏めておく。

^{27}Al (100%) 閾値=5.61 MeV

^{63}Cu (69%) 閾値=4.15 MeV

^{65}Cu (31%) 閾値=2.13 MeV

^{107}Ag (51%) 閾値>3. MeV

^{109}Ag (49%) 閾値>3. MeV

ここで、陽子ビームがあたる可能性のあるのは、DTLではドリフト・チューブであり、それは真空溶解無酸素銅で出来ているので、Cuのみを考えればよい (ドリフト・チューブ内壁は薄い所でも1 mm以上あり3 MeVの飛程0.02 g/cm²と比べ十分に長い)。RFQでは、それに0.5%のAgが混ざった合金である。またAlは、ビーム・ラインおよびエミッタンス・モニター等で使われる。

2. 第I期, 第II期の遮蔽評価

まず、Alの閾値が第II期の最高エネルギーより高いことに注目しよう。ビーム・ライン、ビーム・ダンプおよびエミッタンス・モニター等に純Alを使用しさえすれば中性子の発生はない。したがって、第II期までは、加速管でのビーム損失による中性子の発生のみを考えればよい。RFQにはCu以外にAgを使っているが、Agの閾値が3MeV以上なので、中性子を発生しない。従って、加速管でのビーム損失に関しては、RFQ、DTLともCuのみについて考えればよい。

Cuによる中性子発生量は

$$\begin{aligned} 3 \text{ MeV の陽子に対し } & 1.61 \times 10^6 \text{ n/s/}\mu\text{A} \\ 5.4 \text{ MeV の陽子に対し } & 2.81 \times 10^8 \text{ n/s/}\mu\text{A} \end{aligned}$$

である。

次に加速管でのビーム損失量を評価する。RFQの透過率は、ピーク電流20mA (平均電流400 μ A)、90%規格化エミッタンス $1\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ に対して95%であるから、RFQ内でこぼれる陽子は5%ある。図2. に粒子数5000個で行ったトラッキング・シミュレーションの結果を示す。この図では、こぼれた粒子のエネルギーに対しこぼれた粒子数をプロットしてある。(この図に示した以外に全く加速位相に捕獲されず加速されない粒子もある。) まず注目すべきことは、こぼれた陽子のエネルギーは、1個を例外として、Cuの閾値2.13MeVより低いということである。また、こうして計算されたRFQの出射ビームをDTLでトラッキング・シミュレーションを行ってもビーム損失は全く起こらない。すなわち、計算上では、Cuの閾値より高いエネルギーでこぼれる陽子は2.8MeVに1個あるだけである。シミュレーションの結果を信ずるならば、3MeVで1/2500、5.4MeVで1/5000だけ陽子がこぼれるとして十分な過大評価となる。この仮定にもとづいて放射線遮蔽について論じてみる。

図1. で示したように、中性子源から2.5mで一般管理区域となっている。一方、図では示していないが14mで一般区域となっている。それぞれの線量の規制値は、2mrem/h、20 μ rem/hである。ここで2-10MeVの中性子に対しては

$$6.8 \text{ n/s/cm}^2 = 1 \text{ mrem/h}$$

である。(14/2.5)²=31<100であるから、一般区域の規制値を満たすほうが厳しい条件となるので、そちらで評価してみることにする。

ピーク電流20mA (平均電流400 μ A) に対して、3MeVで

$$\frac{1.61 \times 10^6 \text{ n/s/}\mu\text{A} \times 400 \mu\text{A} \times (1/2500)}{(1400 \text{ cm})^2} \div (6.8 \text{ n/s/cm}^2) = 1.5 \mu\text{rem/h}$$

5.4MeVで

$$\frac{2.81 \times 10^8 \text{ n/s/}\mu\text{A} \times 400 \mu\text{A} \times (1/5000)}{(1400 \text{ cm})^2} \div (6.8 \text{ n/s/cm}^2) = 134 \mu\text{rem/h}$$

となる。したがって、第I期3MeVでは放射線遮蔽は要らないこととなる。

第II期5.4MeVに対しては20 μ rem/hにするには、67分の1にしなければならないが、1. で述べた50cmのコンクリート遮蔽での減衰率が、1/10層の第1層が130g/cm² (中性子エネルギー=5.4-2.1=3.3MeV)、コンクリートの比重が2.3g/cm³として

$$A = 10^{**} (-2.3 \times 50 / 130) = 0.130 = (1/77)$$

となり、条件を満たすこととなる。

天井には15cm厚のポリエチレン板を張るつもりでありそれで1/10以下になる。波戸氏によれば、スカイシャインは80 μ Aに対して天井のシールドがいらぬわけであるから、400 μ Aに対して1/5にすればよいわけで、このシールドで十分ということが出来る。

ここまでは安全係数を全く取らずにきたが、その理由をシミュレーションの信頼性に関連して議論することとする。まず、ビームの振る舞いについては空間電荷効果を、現実的に取り入れたシミュレーション

を行っている。しかし、RFQおよびDTLが設計どおり誤差なくできているという通常の仮定をしてある。そこで不完全なRFQの場合に高エネルギーの粒子が上述のシミュレーションよりも多くこぼれるかという観点から考えてみよう。このとき図2. において、ほとんどの粒子が0. 2-0. 3 MeVの所でこぼれているのは偶然ではないことに注意しよう。この付近で縦方向（エネルギーと位相）も横方向もアクセプタンスが最小になっているからである。縦方向ではこの後アクセプタンスがどんどん大きくなっていき、横方向はほぼ等しくなっている。すなわち、RFQにおいては、この付近が一種のフィルタになっている訳である。実際のRFQでは、2次元加工をしているために、この付近の半径は、高エネルギー部と比べさらに40 μm ほど小さくなっていて、よりフィルター効果が増える方向になっている。加工誤差は20 μm であるから、この加工誤差によって高エネルギーの粒子の損失を計算結果よりも増やすとはパーチャーからは考えられない。

次に電磁場の不完全性すなわち電磁場が設計どおり発生されていない場合を考える。RFQにおいては最初の段階すなわち低エネルギーの粒子に対して種々のパラメーターの誤差が厳しくなっており、これらの不完全さは加速されない粒子が増えるという形で現われ、2 MeV以上加速された粒子をこぼすという形では現われにくい。空間電荷効果についても、それは一般に低エネルギー部において大きいことに注意すると、その効果の計算において使ったモデルまたは近似が不適當であった場合にも、その誤差は低エネルギー部においてより大きい。したがって、上述したフィルター部でのビーム損失を増やすこととなるだけであって、ここでも2 MeV以上加速された粒子の損失が増えるとは考えにくい。最後に、RFQについては、上記の遮蔽ですでに1000程度の安全係数が入っていることを注意しておく。

次にDTL内でのビームの損失であるが、図3. にRFQから出てきたビームのエミッタンスとDTLのアクセプタンスを比較してある。繰り返し強調してきたようにRFQの不完全さは、低エネルギーのビームの損失を増やすという形となって現われ、どの様な場合でも一端加速されて出てきた粒子のエミッタンスは大きくならない。そこで問題はDTL側の不完全さであるが、それはアクセプタンスの減少として現われる。しかしRFQからのビームのエミッタンスが縦方向にも横方向にも図3. で見るようにDTLのアクセプタンスに比べて非常によく、大きなマージンがある。したがって、まずDTLの中でビームがこぼれるということは起こりえない。シミュレーションの結果は単にこの物理的結果の反映であって、上で使った1/5000のビーム損失はすでに十分な安全係数を取ったものと解釈される。

以上を纏めると、この加速器のシステムはその性質上、設計どおり加速器が働かない場合には、2 MeV以上に加速されない粒子が増えるだけであって、それ以上加速された粒子をこぼすということは起こりえないわけである。従って、上記のシミュレーションにもとづく中性子発生の評価は安全側に評価されているということができる。

3. 第III期

10 MeV以上の場合にはいづれにしても中性子発生を閾値を越えてしまうので、かなりのシールドを覚悟しなければならない。そのとき注意しなければならないのは、ビーム・ダンプ回りだけのシールドでは不十分であるということである。この加速器が空間電荷効果等ビームの振る舞いの実験的研究を目的とする以上、ビーム・モニター、スリット等ビーム・ダンプ以外にもビームを100%近く落としてしまう機器が存在する。この点に関して妥協することは出来ない。従って、最終エネルギーまでビームを加速した後十分にシールドされた小室にビームを導き、そこにビーム・ダンプのみならず分析電磁石も含めたモニター系を用意するのが適當と思われる。（ビーム・ダンプだけならばビームを曲げて地下に向かってビーム・ダンプを置くことで遮蔽を節約することができるが、そのときはモニター系が問題となる。）このとき、以下で簡単な評価をするようにかなりの遮蔽を必要とし、現在の床の強度では重量に耐えられないので、床工事が必要となる。しかし5. 6 MeVを越えるのは、93年の夏以降となるので、93年夏のJLC用の床工事の際に同時に床工事をしてもらうのが得策と思われる。

現在波戸氏に最適遮蔽について検討して頂いているが、以下に簡単にコンクリート遮蔽の必要な厚さに

ついて評価し、すでにある程度成り立つ厚さであることを示しておく。10 MeVにおける中性子の発生量は、飛程内の陽子のエネルギーの減衰を無視して過大評価すると、A1に対し

$$1. 1 \times 10^8 \text{ n/s} / \mu\text{A/sr}$$

である。C (グラフィット) 等を選べば1桁小さくなるが、上述したようにエミッタンスモニター等スリットなどのことを考えると、A1に対しても成り立つように設計しておいたほうがよいと思われるので、それで評価してみることにする。そこで、14 m離れたところで、80 μA のビームに対し

$$1. 1 \times 10^8 \text{ n/s} / \mu\text{A/sr} \times 80 \mu\text{A} \div (140 \text{ cm}^2)^2 \\ \div 6.8 \text{ n/cm}^2 / (\text{mrem/h}) = 660 \text{ mrem/h}$$

これを規制値20 $\mu\text{rem/h}$ まで落とすには33000分の1にしなければならない。一方10 MeVの中性子に対する10分の1層は第1層が140 g/cm^2 、第2層が73 g/cm^2 であるので、厚さx cmのコンクリートに対し減衰率は、

$$A = 1 / 10 \times 10^{**} (- (x / 2.3 - 140) / 73)$$

で与えられる。結果は、

$$x = 173 \text{ cm}$$

となる。150 cmでは、この計算では足りないことになるが、いろいろ過大評価している（陽子のエネルギーの減衰等）、より現実的な計算を最適な遮蔽に対して行うならば、150 cm程度に収まるものと予想される。

最終的には、波戸氏の最適遮蔽の結果を待たねばならないが、ここでは取りあえず3 m \times 3 m \times 3 mの小室を1.5 m厚のコンクリート等で遮蔽するものとする。

そこで、空気放射化について波戸氏の計算にしたがって評価する。波戸氏の評価では、規制値の0.034倍であった。彼の計算との差は、WとA1の差で、2.3倍増え、室内表面積が(3 \times 10²)² \times 6 = 5.4 \times 10⁵ cm^2 で5倍増え、結局規制値の0.4倍に収まることとなる。

4. まとめと今後の課題

冒頭に示した放射線遮蔽で実験可能という結論が出た。今後の作業として以下のものが残っている。

- 1) 10 - 13 MeVのどこを最終エネルギーにするかの決定。
- 2) 10 - 13 MeV、80 μA に対する最適遮蔽。(波戸氏)
- 3) 上記が出来てから、床工事に関する施設との打ち合わせ、費用見積。
- 4) 5.4 MeVまでの遮蔽に関する打ち合わせ、費用見積、契約、工事。特に天井をポリエチレンにするのが費用的に可能か。

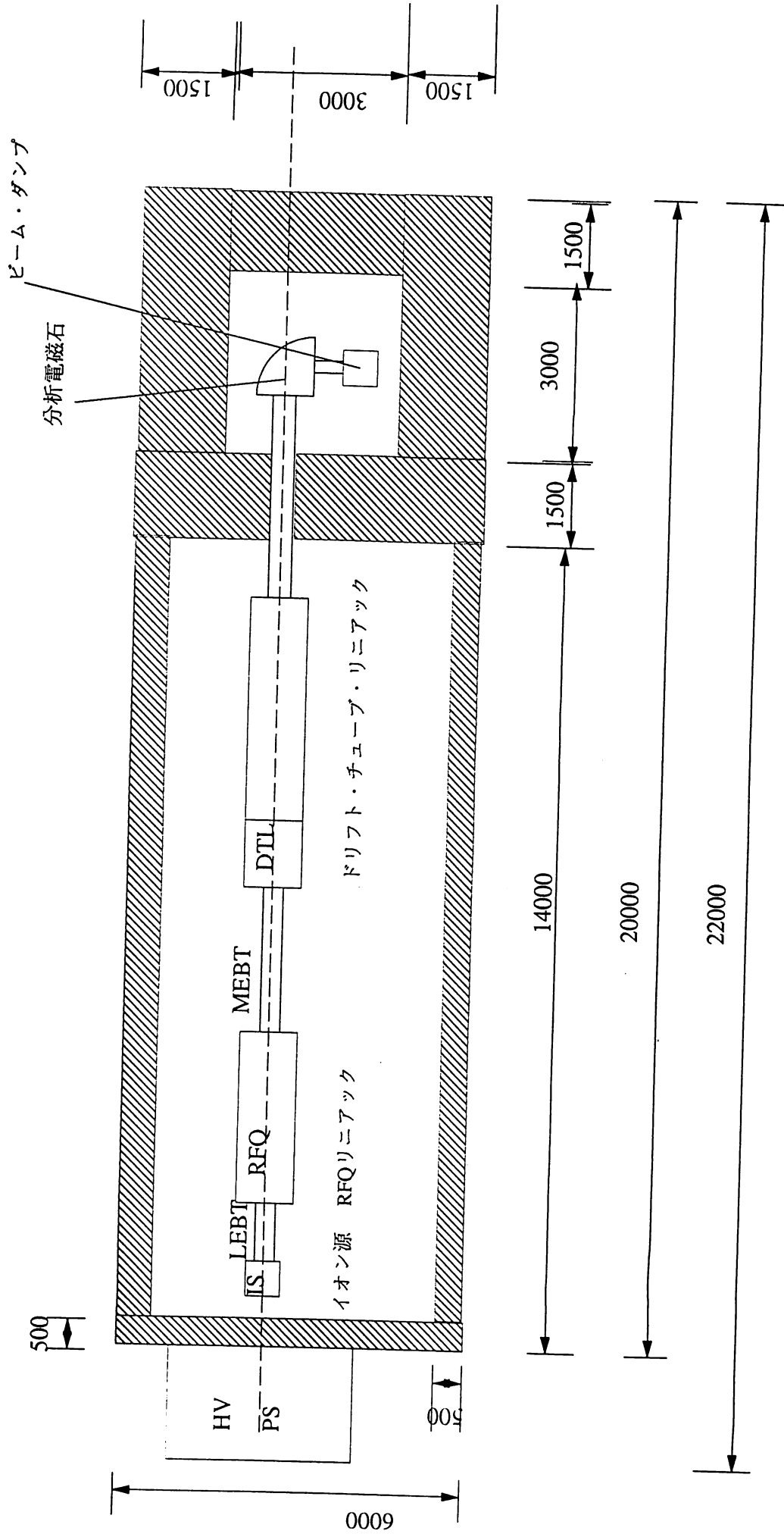
図1. 10 MeV級テスト陽子リニアックとその放射線遮蔽概念図。

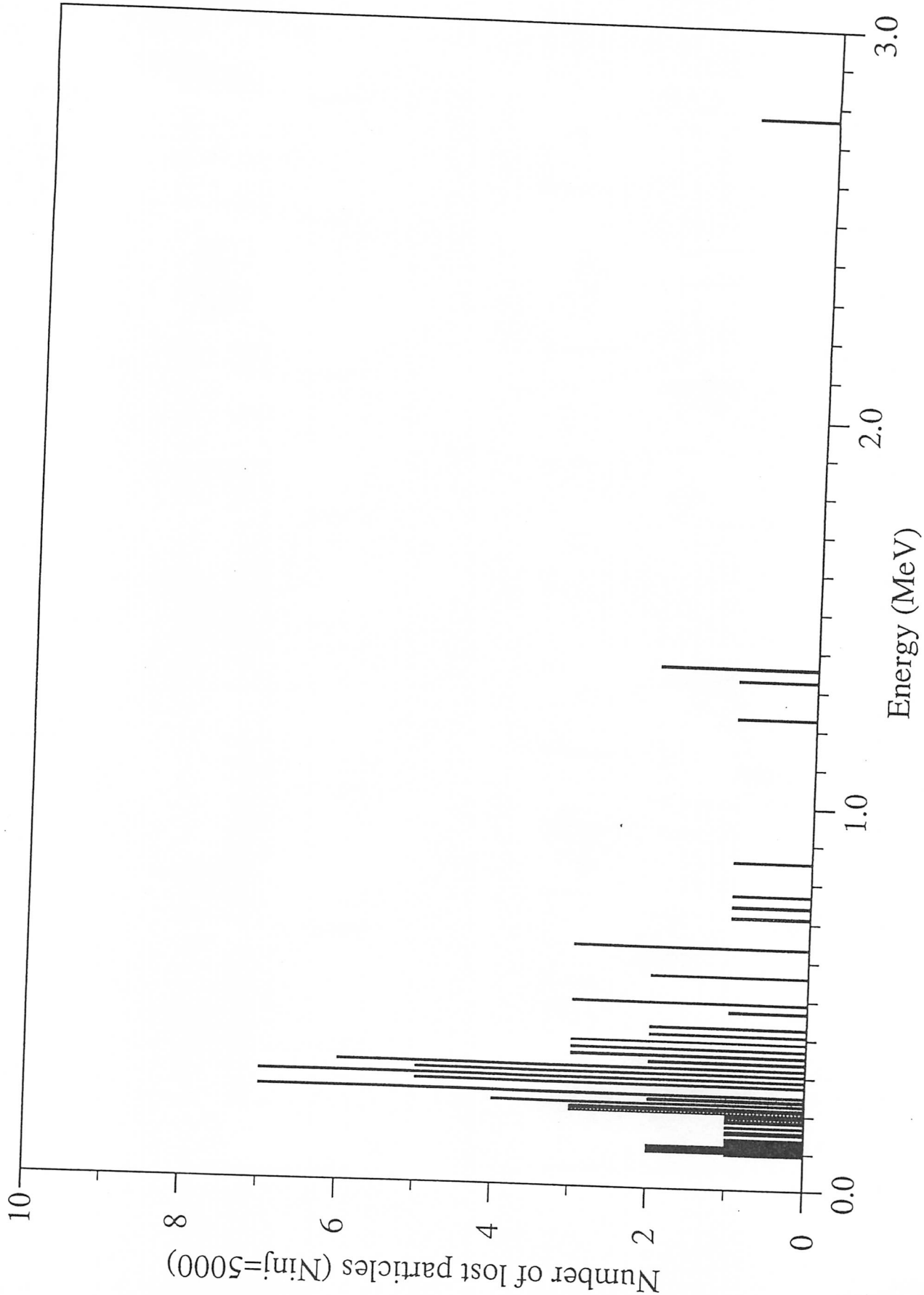
図2. RFQ内でのビーム損失とこぼれた粒子のエネルギー分布。

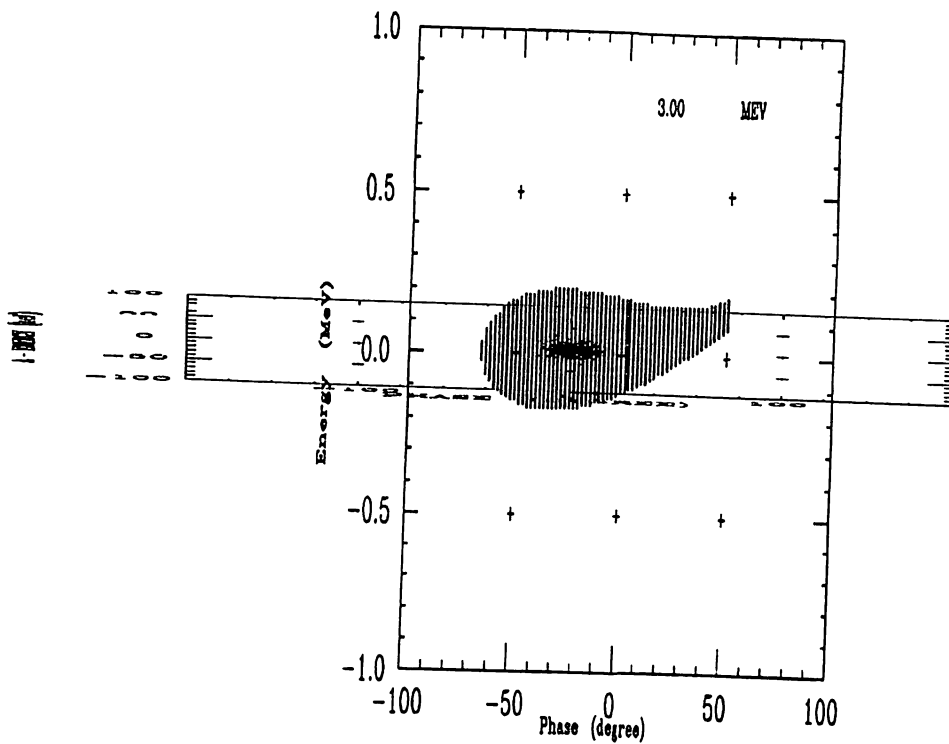
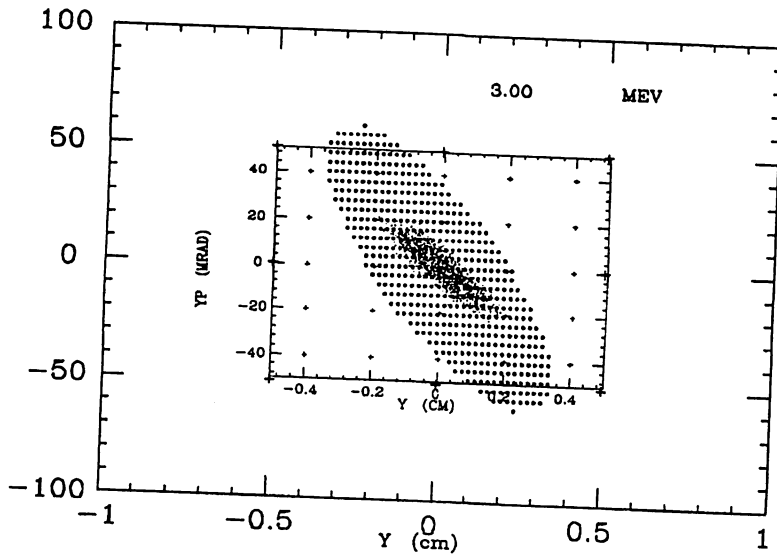
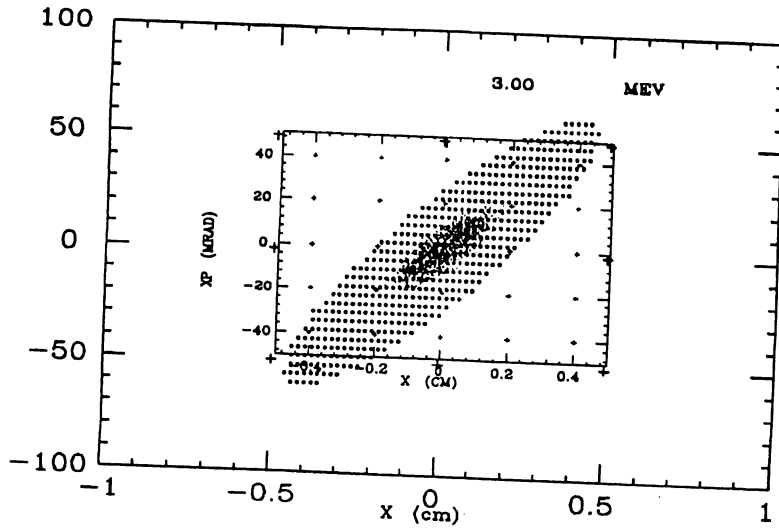
図3. RFQから出てきたビームのエミッタンスとDTLのアクセプタンスの比較。濃度の濃いほうがエミッタンス。

付録 放射線安全管理センター波戸芳仁氏の計算資料。

大強度テスト陽子リニアック







10 MeV 陽子リニアック中性子遮蔽

92.1.8 放管 越戸 芳仁

アッセンブリーホール内に設置される10MeV陽子リニアックからの中性子発生量と遮蔽体による減衰を見積る。

(条件)
加速エネルギー: 10MeV
加速粒子: p
ビーム電流: 3mA

1. 中性子強度

Ref.1によれば、10MeV p が Cu に入射するとき発生する中性子は、
 5×10^9 (neutrons/sec/ μ A)

である。これと、上記ビーム電流から、発生中性子量 I_0 は、

$$I_0 = 5 \times 10^9 \times 3 \times 10^3 \\ = 1.5 \times 10^{13} \text{ (neutrons/sec)}$$

発生する中性子の強度は、分布をもつが、ここでは安全のため入射陽子エネルギーに等しい10MeVであると仮定する。

2. ビームダンプのすぐ外側での線量

遮蔽体の外側での線量率の計算を、線量率が最も高くなると考えられるビームダンプすぐ外側で行う。遮蔽体は、1.5m厚普通コンクリート、ビームロス点から線量計算点までの距離は、1.5mとする。

コンクリートによる減衰は、1/10層の方法により見積る。10MeVの中性子にたいする1/10層は、第1層が140g/cm²、第2層以降が、73g/cm²である。コンクリートの密度を2.3g/cm³とする。150cmのコンクリートによる減衰Aは、

$$A = 1/10 \times 10^{**} \left(- (150 \times 2.3 - 140) / 73 \right) \\ = 1.6 \times 10^{-4}$$

$\downarrow \frac{1}{10} \approx \frac{1}{30} \text{ cm} = 4.5 \text{ cm}$

中性子数を線量率に変換する。10MeV中性子に対しては線量率変換係数 D_r は、
 $6.8 \text{ neutrons/cm}^2/\text{sec} = 1 \text{ mrem/h}$

以上のことから線量Hは、

$$H = 1 / (4\pi \times 150^2) \times I_0 \times A \times D_r \\ = 3.5 \times 10^{-6} \times 1.5 \times 10^{13} \times 1.6 \times 10^{-4} / 6.8 \\ = 1.2 \times 10^3 \text{ mrem/h}$$

2 m rem/h に 2 + 2 子 ← for full beam, 4/7 1/5

3. 線量率規制値との比較

一般管理区域の線量の上限は2mrem/hであるので、ビームダンプのすぐ外側を一般管理区域(立ち入り禁止ではない)にするには、ビームダンプ付近の遮蔽を厚くする必要がある。ビームダンプ付近以外の所の遮蔽厚は、ビームロス分布を考えながら決める必要がある。

4.5 - 9.4 x 2.5

参考文献

1) Accelerator Health Physics. Fig 3.40

2.45 Cu 2.7 x 10^2

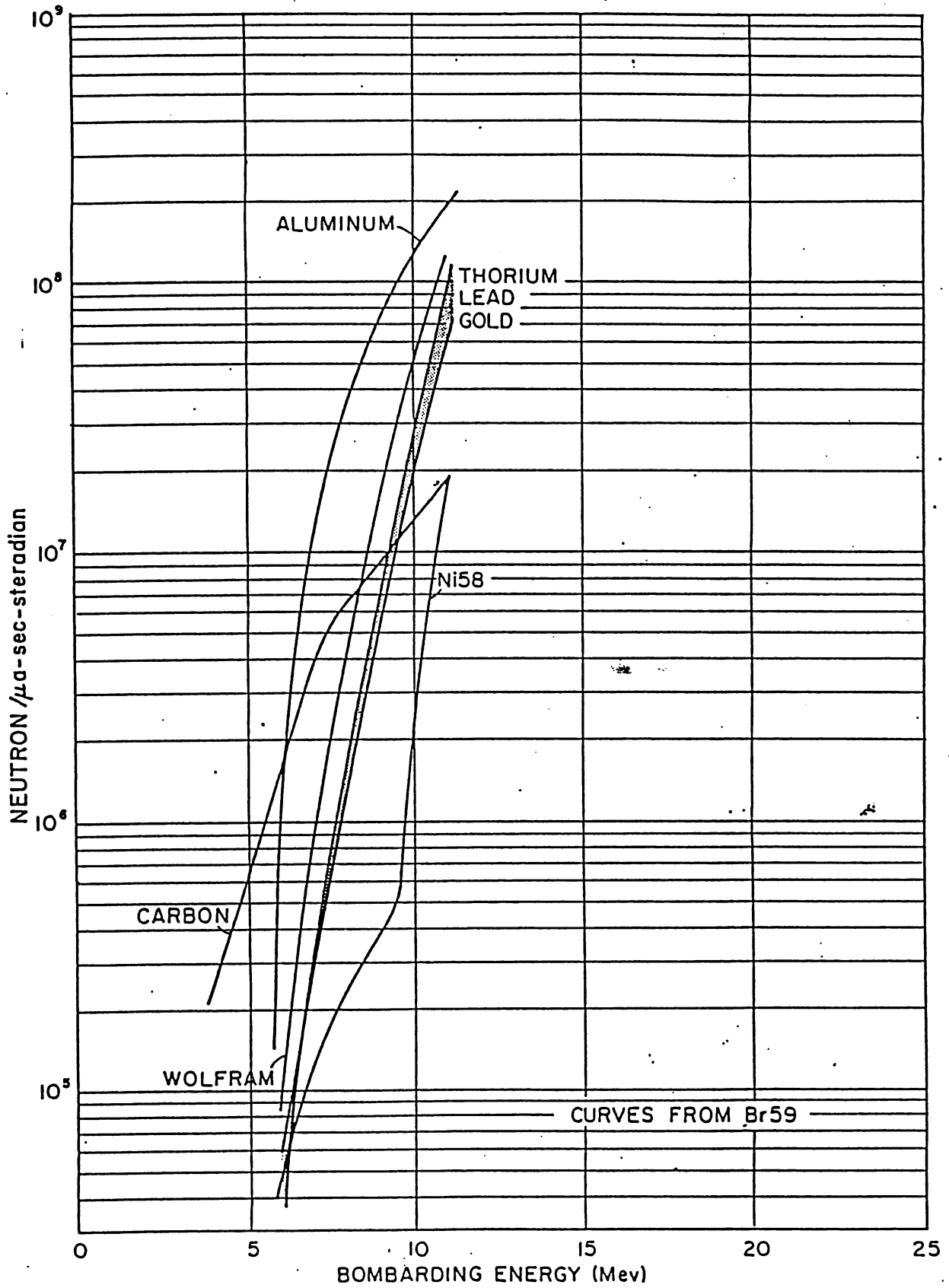
Cu 2.7

1/30 1.2 x 10^3

Cu 2.7 = 5 MeV 2.4 x 1/100 1.2 x 10^3

配布先 (加速器) 山崎 良成
(放管) 平山,

NEUTRON PRODUCTION AND PROTECTION



N: 58
120
N: 60
125

FIGURE 7. NEUTRON FLUXES FROM THICK-TARGET (pn) REACTIONS - TANDEM ENERGIES

Excitation functions for (p, n) reactions to 25 MeV on ^{63}Cu , ^{65}Cu , and $^{107}\text{Ag}^\dagger$

R. Collé,* R. Kishore,† and J. B. Cumming

Chemistry Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973

(Received 3 December 1973)

Absolute cross sections for the (p, n) reactions on ^{63}Cu , ^{65}Cu , and ^{107}Ag at proton energies from 2.5 to 25 MeV were determined by the activation method. Metal foil targets of natural isotopic abundance were used; therefore, the results for ^{63}Zn above 22.3 MeV and for ^{107}Cd above 18.8 MeV include contributions from $(p, 3n)$ reactions. Beam intensities were measured with a Faraday cup. Disintegration rates of the product nuclei were determined by assaying their γ rays with calibrated Ge(Li) detector systems. Comparisons of the present cross sections are made with a complete compilation of previous measurements and with calculations based on a Monte Carlo intranuclear-cascade-statistical-evaporation model. Half-lives for ^{63}Zn and ^{107}Cd were determined to be 38.0 ± 0.1 min and 6.50 ± 0.02 h, respectively.

NUCLEAR REACTIONS $^{63,65}\text{Cu}$, $^{107}\text{Ag}(p, n)$, $E = 2.5\text{--}25$ MeV; measured $\sigma(E)$.
Natural targets, Faraday cup, Ge(Li) detector.
RADIOACTIVITY ^{63}Zn , ^{107}Cd ; measured $T_{1/2}$.

I. INTRODUCTION

Excitation functions for (p, n) reactions on Cu and Ag targets have been extensively studied both experimentally and theoretically for many years.¹⁻²¹ For some of these excitation functions there are well over 100 available cross-section measurements made by as many as 10 experimenters. The vast majority of these measurements however, are below 12 MeV. Furthermore, many of the previous measurements were beset with large uncertainties due to difficulties in the activity measurements and problems associated with the use of protons which had been degraded in energy by large factors. Nevertheless, because of this wealth of experimental data at low energies, these excitation functions have frequently been chosen for testing various theoretical models of nuclear reactions. In addition, Cu and Ag foils have commonly been used to monitor proton fluxes. As a result, many other excitation functions²²⁻²⁴ are based on the absolute values of these cross sections. Unfortunately, the use of these excitation functions for comparisons with theoretical results or for beam monitoring has seldom relied on the full weight of all available data. In most cases, either only selected data or collections of previously reported values (uncorrected for systematic differences, such as in decay schemes, irrespective of changes over 20-yr periods of time) are used. Because of the importance of these excitation functions the present investigation was undertaken.

The excitation functions to 25 MeV for the $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$, and $^{107}\text{Ag}(p, n)^{107}\text{Cd}$ re-

actions were determined. The absolute activation cross-section measurements have uncertainties of approximately $\pm 10\%$ and energy uncertainties of ≈ 100 keV. This permits a critical evaluation of the previous work on these excitation functions.^{1-4, 8-14, 18-20} For this a complete compilation, similar to one by Wing and Huizenga,¹² was made by renormalizing the reported values to remove systematic differences due to decay scheme changes. The higher-energy region (12-25 MeV), where previous data are rather scarce, is of special importance for comparisons to theoretical calculations. It is in this region of the excitation functions where several reactions [e.g., $(p, 2n)$, $(p, 3n)$, and (p, pn)] begin to compete strongly with the (p, n) reaction and where the (p, n) product can be formed by mechanisms other than compound nucleus. Early theoretical treatments in the low-energy region have mainly been concerned with predicting total reaction and compound-nucleus formation cross sections by optical-model calculations^{9, 11-13, 19, 20} or decay of the compound nucleus by simple statistical evaporation processes.^{2, 6, 7, 11, 16} Of the more sophisticated calculations²⁵⁻³⁴ which are applicable to the higher-energy region, very few comparisons have been made. A calculation based on the exciton model³³ has recently been made by Hille *et al.*¹⁸ for the $^{63}\text{Cu}(p, n)$ excitation function. In the present study, the experimental excitation functions are compared to calculations based on a Monte Carlo intranuclear-cascade-statistical-evaporation model,²⁵⁻²⁸ using the VEGAS code of Chen *et al.*²⁶ for the cascade stage and the DFF code of Dostrovsky, Fraenkel, and Friedlander⁶ for the evaporation stage.

also been observed by Newton *et al.*⁴⁰ for several other excitation functions reported in Meadows's study.³ The recent measurements by Hille *et al.*¹⁸ for the $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$ reaction cross sections are also systematically too high although by much smaller percentages (10–25%). Since the experimental techniques of their study and the present work were nearly identical these discrepancies are rather unexpected. Both the $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$ and $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ reaction cross sections at 9.85 MeV measured by Jones and Schiffer¹⁰ appear to be too low by approximately 20–25%. The ratio of these cross sections however, is in good agreement with the present work and that of Refs. 4, 9, 11, and 12, therefore suggesting the possibility of a systematic calibration error in their experiment. Beside that of Jones and Schiffer,¹⁰ the only other cross sections in the $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ reaction excitation function (Fig. 3) which are not in good agreement with the bulk of the other data are the very low-energy (<4-MeV) measurements of

TABLE III. Experimental cross sections for production of ^{107}Cd .

E_p (MeV)	σ (mb)	E_p (MeV)	σ (mb)
2.51	0.019 ± 0.002	13.46	390 ± 26
3.12	0.52 ± 0.04	13.58	370 ± 25
3.65	1.82 ± 0.13	13.99	314 ± 21
3.84	2.52 ± 0.17	14.39	267 ± 18
4.16	5.16 ± 0.35	15.59	154 ± 11
4.94	24.4 ± 1.6	15.95	144 ± 10
6.06	101 ± 7	16.19	132 ± 9
7.20	216 ± 15	16.45	110 ± 7
8.17	331 ± 20	16.69	104 ± 7
9.18	521 ± 36	16.92	96.4 ± 6.5
9.35	495 ± 47	18.71	54.8 ± 3.8
10.30	606 ± 41	19.04	51.1 ± 3.7 ^a
10.31	644 ± 55	19.27	48.5 ± 3.3 ^a
11.33	664 ± 46	19.50	46.0 ± 3.2 ^a
11.34	680 ± 47	19.73	47.3 ± 3.2 ^a
12.29	548 ± 37	19.96	50.9 ± 3.5 ^a
12.43	498 ± 33	22.43	263 ± 18 ^a
12.58	491 ± 34	22.73	293 ± 20 ^a
12.62	518 ± 35	22.92	346 ± 25 ^a
12.95	460 ± 31	23.12	357 ± 24 ^a
12.99	449 ± 31	23.40	392 ± 27 ^a
13.27	386 ± 26		
13.27	402 ± 28		
13.44	369 ± 36		
13.44	373 ± 25		

^a $^{109}\text{Ag}(p, 3n)^{107}\text{Cd}$ reaction contributes (reaction threshold = 18.83 MeV); apparent cross section is

$$\sigma(^{107}\text{Cd}) = \sigma(^{107}\text{Ag}(p, n)) + \frac{N(^{109}\text{Ag})}{N(^{107}\text{Ag})} \sigma(^{109}\text{Ag}(p, 3n)).$$

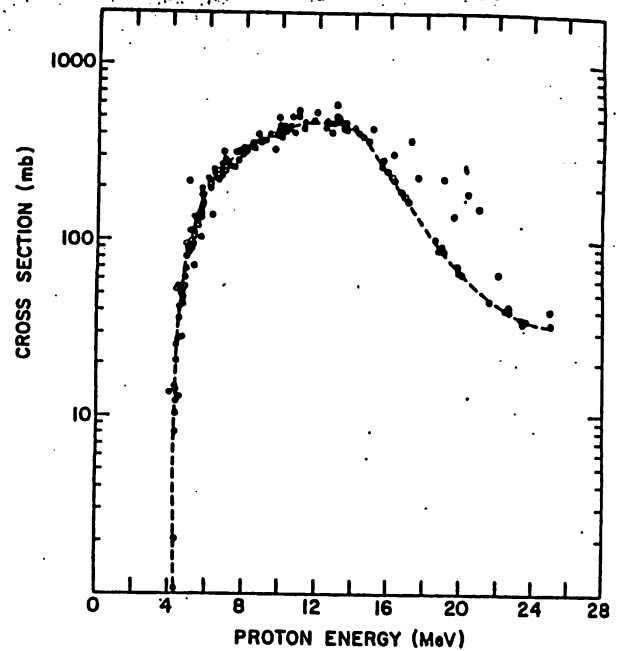


FIG. 2. Experimental excitation function for the $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ reaction. The closed circles represent the results from the present measurements. The open circles are renormalized values of previous measurements (see Table IV and text). Cross sections from the present work above 22 MeV include the contribution from the $^{65}\text{Cu}(p, 3n)^{63}\text{Zn}$ reaction.

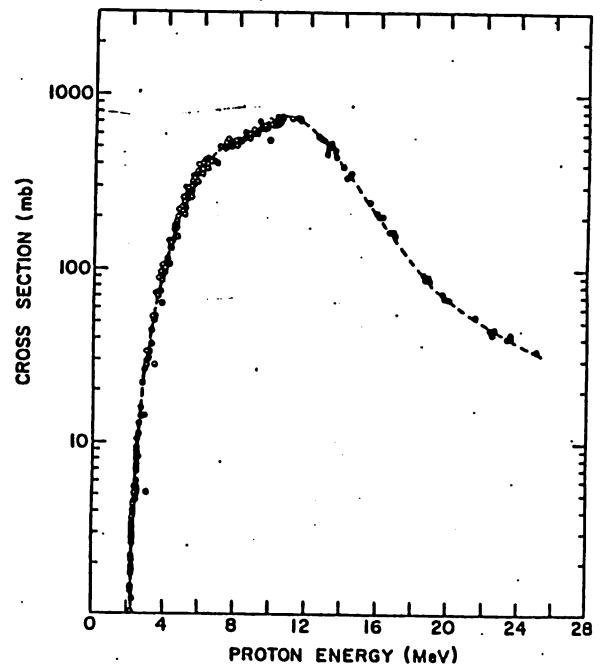


FIG. 3. Experimental excitation function for the $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ reaction. The closed circles represent the results from the present measurements. The open circles are renormalized values of previous measurements (see Table IV and text).

TENTH-VALUE LAYER (g/cm²)

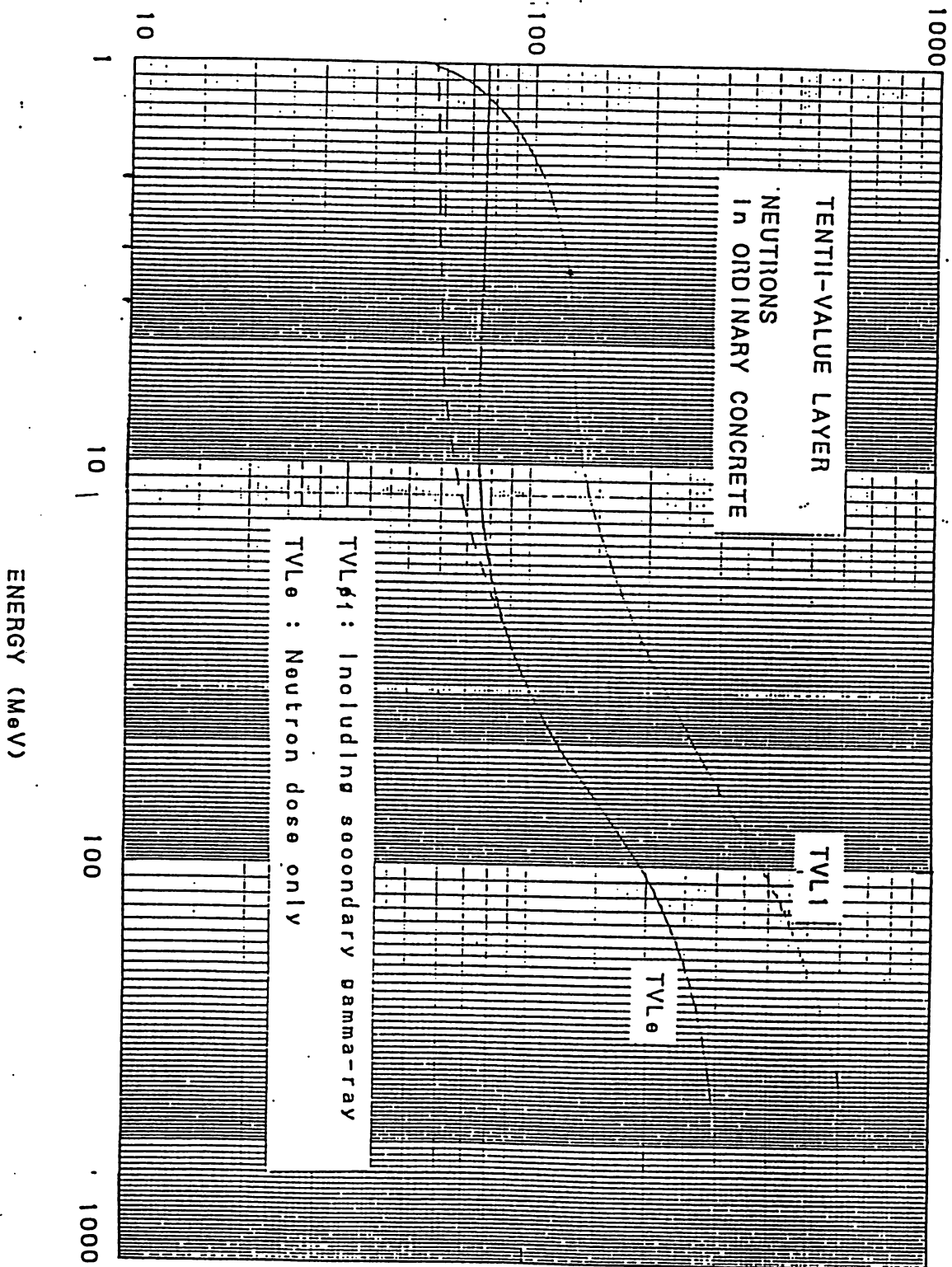


図 A.3.2.1

普通コンクリートに対する中性子のTVL値

Table 3.VI. Neutron yield from targets slightly more than one range thick, in units of neutrons per incident ion. The absolute standard errors are estimated to be about 6% except close to the Coulomb barrier, where they are about 50%.

Bombarding ion	Absorber (mg/cm ² Be)	Calculated energy (MeV)	Neutron yields (X10 ⁴)							
			C	Al	Cu	Ag	Ta	Pb	Th	U
¹³ C	0	122	8.0	14.1	17.6	19.6	18.5	18.9	24.7	25.1
	12.6	106				11.3	9.9			10.6
	20.9	92				6.9	4.8			5.2
	29.2	78				3.0	1.6			0.95
¹⁴ N	0	141	10.4			19.8	19.5			
²⁰ Ne	0	201	4.83			16.2	17.1			20.2
	12.6	154	2.17			3.4	4.1			
	20.9	114				0.7	0.22			0.09

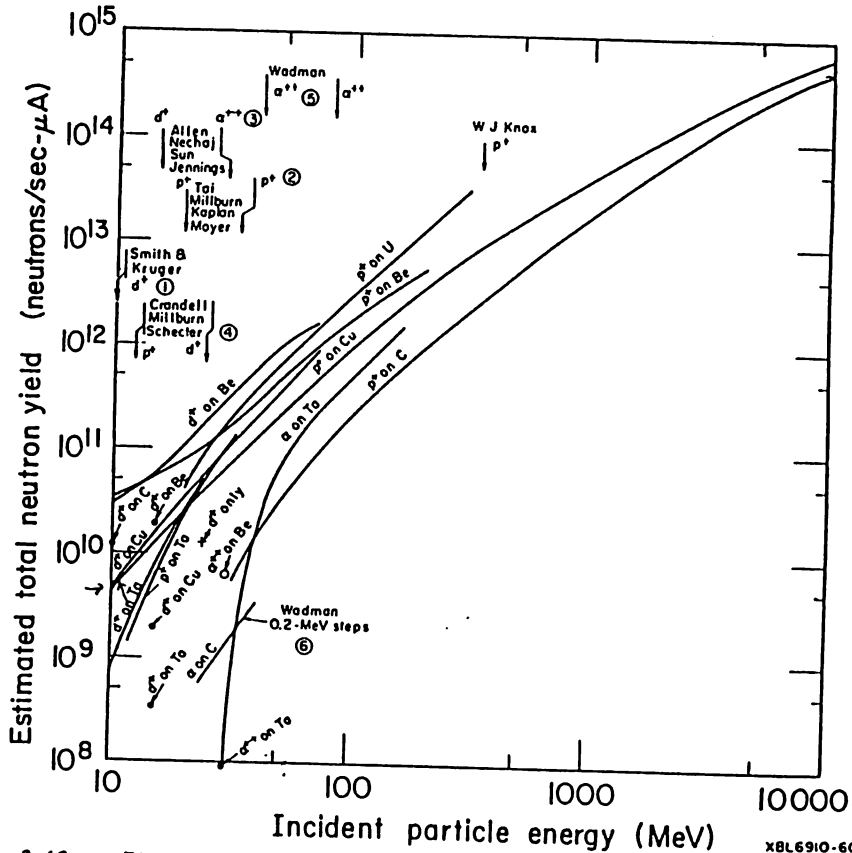


Fig. 3.40. Plot of neutron yields vs incident particle energy for several combinations of targets and ions. (1) Smith and Kruger, MnSO₄, (2) Tai, Millburn, Kaplan, and Moyer, Mn SO₄, (3) Allen, Nechaj, Sun, and Jennings, ³²S(n,p)³²P, (4) Crandell, Millburn, and Schechter, Mn SO₄, (5) Wadman (40 and 80-MeV α⁺⁺ on Ta), ⁵⁸Ni(n,p)⁵⁸Co, (6) Wadman (23.2- to 40.8-MeV α on C). Moderated BF₃ curve shape accurate; yield value probably high. (From Stephens and Miller, STE L 69.)

10 MeV陽子リニアック中性子遮蔽 (2)

92.3.31 放管 波戸 芳仁

ビーム条件、ビームダンプ材料、ビームダンプ周り遮蔽を仮定し、必要な遮蔽壁厚を計算した。また、発生装置室内空気放射化を見積った所、強制換気の必要がないことが分かった。

1. 空間線量の計算条件

ビーム条件は、10MeV-80μA, 6MeV-80μA, 3MeV-400μAとした。ビームロス率は1%とする。アッセンブリホール北側外壁で空間線量が一般区域基準以下(0.2μSv/h=20μrem/h)になる様に遮蔽壁厚を決めた。ビームダンプアッセンブリホール北側外壁は14mとした。計算方法は前回メモ(92.1.8)参照。

Ep (MeV)		10	6	3
中性子発生量 (n/sec/μA/sr.)	Cu	4.0e8	1.9e8	6.7e6
	Al	1.1e8	7.6e5	<3e3
	W	4.7e7	3.9e4	<3.3e3
	C	1.2e7	1.5e6	<2.3e5

2. 加速管でのビームロスに対する遮蔽

必要遮蔽厚は、下表の通りである。(1%ビームロス)

	10MeV		6MeV		3MeV	
加速管材料	Cu	Al	Cu	Al	Cu	Al
遮蔽厚さ (cm)	160	142	150	50	100	30

但し、設計余裕度10とした。

80μA } 50cm厚
10% }
8μA 50cm厚
0.8μA }
500 }
400μA } 50Hz } d/Hz } 10μs

1/10おとすのに
32cm.

3. ビームダンプの遮蔽

1.5m x 1.5m x 1.5mのビームダンプ遮蔽を置いた時にその外側に必要な壁厚は下記の通りである。0.75mのL→厚。

	10MeV		6MeV		3MeV	
ダンプ材料	C	W	C	W	C	W
遮蔽厚さ (cm)	99	119	71	32	68	32

但し、設計余裕度10とした。

4. 空気放射化の見積

空気中のAr-40の熱中性子による放射化が最も多い。

加速電圧10MeV, 電流80μA, ダンプ材料Wの場合に発生する中性子量Qは、4.7e10 [n/sec].

熱中性子束φthは、

$$\phi_{th} = 1.25 \times Q / S$$

但し、Sは室内表面積[cm²]である。

$$S = (400 \times 1900 + 400 \times 250 + 1900 \times 250) \times 2 = 2.7 \times 10^6$$

$$\phi_{th} = 1.25 \times 4.7 \times 10^{10} / 2.7 \times 10^6 = 2.2 \times 10^4 \text{ [n/s/cm}^2\text{]}$$

飽和放射能濃度cは、

$$C = N \times \phi_{th} \times \sigma$$

→ 32cm factor 2とするか、

有変子2-14

ここで、

N: 標的核種の原子個数密度 [atoms/cm³]

σ: 放射化断面積 [cm²]

空気中のAr-40にたいしては、N=2.52e17, σ=6.10e-25

$$C = 2.52 \times 10^{17} \times 2.2 \times 10^4 \times 6.10 \times 10^{-25}$$

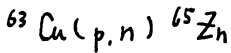
$$= 3.4 \times 10^{-3} \text{ [Bq/cm}^3\text{]}$$

これは、法に定められた空気濃度0.1Bq/cm³よりも低い。

92.4.7 放管 波戸 芳仁

□ 3MeV, 6MeV の P が Cu に入射した時に発生する中性子量を, σ_{pn} と p の dE/dx から計算し、必要遮蔽厚を計算した。必要遮蔽厚は、3MeV 1% Loss, 6MeV 1% Loss に対して 0cm, 93.5cm とした ($I=80 \mu A$)。なお、pn 反応の Q 値を計算し、 $E_p \leq Q$ では、中性子は発生しないと仮定した。

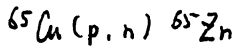
1. (p,n) 反応の Q 値



$$Q = \Delta(Zn-63) + \Delta n - \Delta(Cu-63) - \Delta p$$

$$= (-62.2111) + (8.071431) - (-65.5785) - 7.289034$$

$$= 4.15 \text{ MeV}$$



$$Q = \Delta(Zn-65) + \Delta n - \Delta(Cu-65) - \Delta p$$

$$= (-65.9096) + (8.071431) - (-67.2615) - 7.289034$$

$$= 2.13 \text{ MeV}$$

beam の向きは PK 12
 5 MeV 以下

6 MeV ~~250~~ 250 μm range.

cf $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$... $Q = 5.611 \text{ MeV}$ ← 5.4 MeV → dE/dx とせれば n は出ない

Δ は Mass excess ($\equiv M-A$). 但し Cu に対して $\Delta=0$ としている。 Δ は Table of Isotope 7th ed を参照。 Ref 1

Q 値が、3MeV + 6MeV の Cu(p,n) が Al(p,n) より大きいこの理由である。

2. $\sigma_{p,n}$ の値

Collé et al 'Excitation functions for (p,n) reactions to 25 MeV on ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{107}Ag '

Phy. Rev. C vol 9 no 5 pp 1819 (1974) を参照。ここで、重要なのは $E_p \leq 3 \text{ MeV}$ の data が、
 Ref 2

Table II の $\sigma(^{65}\text{Zn}) = 140 \text{ mb}$ @ 2.86 MeV と、Fig 3 の $\sigma(^{65}\text{Zn}) \sim 1 \text{ mb}$ @ $E_p \sim 2.2 \text{ MeV}$ しかない。

そこで $2.13 \text{ MeV} \leq E_p \leq 3 \text{ MeV}$ で、 $\log \sigma - \ln E$ 内を以て $\sigma(^{65}\text{Zn})$ を求めた。

表 1.2 に用いた $\sigma_{p,n}$ の値を示す (別添 1 参照)

3. dE/dx . (pa cm 中の阻止能)

Anderson 'Hydrogen - Stopping Powers & Ranges in all Elements',
vol 3 of The Stopping & Ranges of Ions in Matter, Pergamon Press 1952, etc.
Ref 3.

$$S[\text{eV}/(10^{15} \text{ atoms}/\text{cm}^2)] = S[\text{Low}] \cdot S[\text{High}] / (S[\text{Low}] + S[\text{High}])$$

$$S[\text{Low}] = 4.175 \cdot E(\text{keV})^{0.45}$$

$$S[\text{High}] = 4673/E \cdot \ln(1 + \frac{387.8}{E} + 0.02188E)$$

以上を計算した。(別添2参照)

4. 中性子発生量

$$Y = N_0 \int_0^{E_i} \frac{\sigma_{pn}}{dE/dx} dE$$

以上を計算した。(この式は、例として、1992年4月、日本原子力学会予稿集 F36 参照(別添3)
田中

ここで N_0 は、 1-cm^3 原子密度 [atom/cm³]

σ_{pn} は、(p,n) 反応断面積 [cm²/atom]

dE/dx は、pa cm 中の阻止能 [keV/cm]

E_i は、入射エネルギー

5. 中性子発生量の計算

E_p (MeV)	Y (n/proton)	E_p (MeV)	Y (n/proton)
2.13	0	2.13	0
2.2	3.65e-9	2.2	1.63e-9
2.5	3.03e-8	2.3	6.39e-9
2.86	2.55e-7	2.4	1.41e-8
3.70	1.53e-6	2.5	2.58e-8
3.89	2.99e-6	2.6	4.38e-8
3.99	4.00e-6	2.7	7.14e-8
4.32	5.43e-6	2.8	1.13e-7
4.63	1.09e-6	2.9	1.76e-7
4.99	1.77e-5	3.0	2.57e-7
5.11	3.21e-5		
6.16	8.17e-5	6.0	7.14e-7
7.23	1.76e-4		
8.29	2.98e-4	10.0	5.95e-4
9.20	4.14e-4		
9.37	5.12e-4		
10.33	6.65e-4		

5.4 4.49×10^{-5}

注: $E_p = 10 \text{ MeV}$ での Y は、田中(1992)の計算と1%以内で一致した。

6. 必要普通コンクリート遮蔽厚さ.

(条件) e^- 40kV 点から 14m の所での中性子線量 $\leq 20 \mu\text{rem/時}$.

(仮定) $I = 30 \mu\text{A}$, 各工種に $\approx 1/10$ loss,

Ep	中性子数 (n/s)	14m 距離 * 14m 線量 (mrem/h)	必要減衰 A	遮蔽厚 (cm)
2.5	$1.29e5$	$7.65e-4$	0.04	0
3	$1.29e6$	$7.7e-3$	0.4	0
6	$3.57e8$	2.13	107	93.5
10	$2.98e9$	178	890	123

* $6.8 \text{ n/cm}^2/\text{s} = 1 \text{ mrem/h}$ ($\approx 10 \text{ MeV}$... 2-10 MeV 程度)

50 cm 厚で。

5.4 MeV 2.25×10^8 for 0.8 μA proton
 $2.25 \times 10^7 \text{ n/s}$ 0.08

$\text{n/cm}^2/\text{s}$
 $\rightarrow 11.2 \text{ } \mu\text{R/h}$ at 4m
 $= 1.6 \text{ mR/h}$
 $131 \text{ } \mu\text{R/h}$ at 14m
 factor 6.6 減衰

別添1

(Ref 2 3)

4

TABLE II. Experimental cross sections for production of ^{63}Zn and ^{65}Zn .

E_p (MeV)	$\sigma(^{63}\text{Zn})$ (mb)	$\sigma(^{65}\text{Zn})$ (mb)	E_p (MeV)	$\sigma(^{63}\text{Zn})$ (mb)	$\sigma(^{65}\text{Zn})$ (mb)
2.86	...	14.0 ± 0.7	15.45	264 ± 19	243 ± 11
3.70	...	73.0 ± 3.4	15.87	243 ± 17	211 ± 11
3.89	...	91.4 ± 4.4	16.04	227 ± 17	204 ± 11
3.99	0.013 ± 0.002	95.1 ± 4.7	16.20	218 ± 16	201 ± 10
4.32	10.2 ± 0.8	130 ± 7	16.64	186 ± 14	165 ± 8
4.63	49.6 ± 3.8	171 ± 8	16.81	173 ± 13	165 ± 10
4.99	89.4 ± 6.6	221 ± 10	16.97	166 ± 12	156 ± 8
5.11	115 ± 8	250 ± 14	18.48	100 ± 7	93.1 ± 4.5
6.16	205 ± 15	422 ± 24	18.70	87.4 ± 6.6	88.7 ± 5.1
7.23	262 ± 20	492 ± 30	18.85	90.7 ± 6.8	89.5 ± 4.4
8.29	334 ± 25	559 ± 32	19.01	85.6 ± 6.4	86.5 ± 4.4
9.20	367 ± 27	697 ± 32	19.73	71.1 ± 5.3	72.6 ± 3.5
9.37	404 ± 27	644 ± 35	19.86	65.8 ± 4.9	69.4 ± 4.0
10.33	421 ± 31	731 ± 40	20.00	63.7 ± 4.8	68.8 ± 3.4
11.29	426 ± 31	731 ± 34	21.51	45.1 ± 3.3	53.6 ± 2.8
11.36	466 ± 32	716 ± 40	22.37	40.4 ± 3.1 ^a	45.9 ± 2.8
12.52	437 ± 32	576 ± 33	22.49	41.9 ± 3.2 ^a	42.0 ± 3.1
12.63	465 ± 34	560 ± 46	22.62	39.3 ± 3.1 ^a	46.1 ± 1.0
12.83	458 ± 33	550 ± 26	23.24	35.6 ± 2.8 ^a	41.0 ± 1.0
13.02	459 ± 33	456 ± 26	23.37	33.7 ± 2.5 ^a	40.8 ± 2.3
13.07	500 ± 34	493 ± 27	23.51	34.4 ± 2.7 ^a	42.7 ± 2.7
13.17	488 ± 38	530 ± 32	25.02	33.3 ± 2.5 ^a	34.1 ± 1.9
13.21	467 ± 35	527 ± 30			
13.37	455 ± 34	500 ± 25			
13.50	424 ± 32	439 ± 24			
13.52	423 ± 30	440 ± 24			
13.56	457 ± 34	481 ± 29			
14.07	413 ± 31	390 ± 19			
14.25	394 ± 29	340 ± 18			
14.44	386 ± 28	357 ± 18			

^a $^{65}\text{Cu}(p, 3n)^{63}\text{Zn}$ reaction contributes (reaction threshold = 22.31 MeV); apparent cross section is

$$\sigma(^{63}\text{Zn}) = \sigma[^{63}\text{Cu}(p, n)] + \frac{N(^{65}\text{Cu})}{N(^{63}\text{Cu})} \sigma[^{65}\text{Cu}(p, 3n)].$$

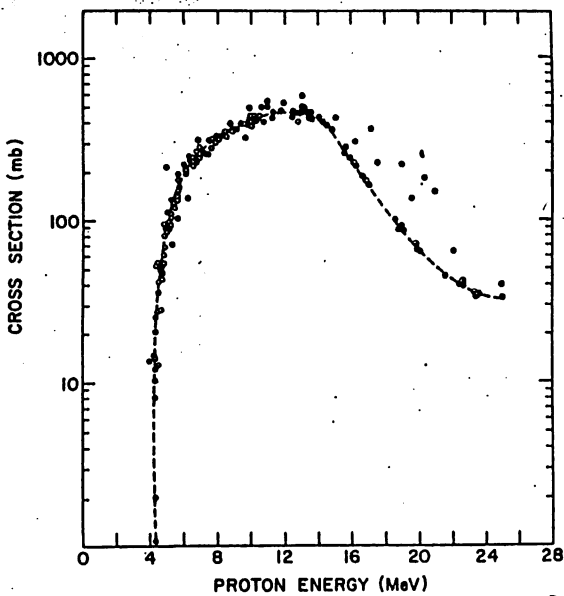


FIG. 2. Experimental excitation function for the $^{65}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$ reaction. The closed circles represent the results from the present measurements. The open circles are renormalized values of previous measurements (see Table IV and text). Cross sections from the present work above 22 MeV include the contribution from the $^{65}\text{Cu}(p, 3n)^{63}\text{Zn}$ reaction.

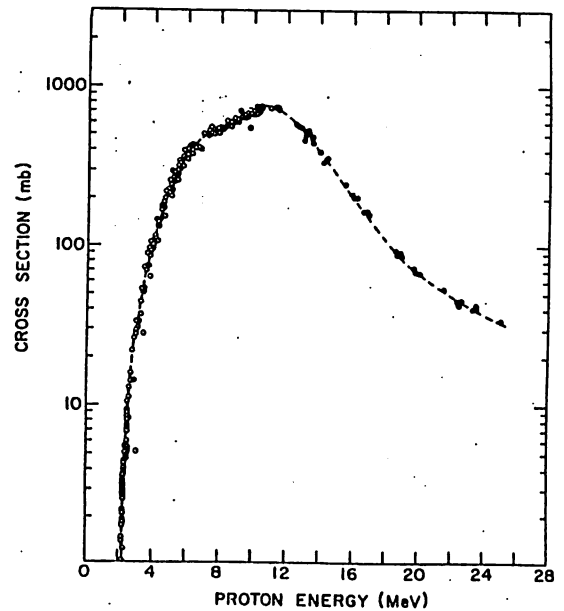
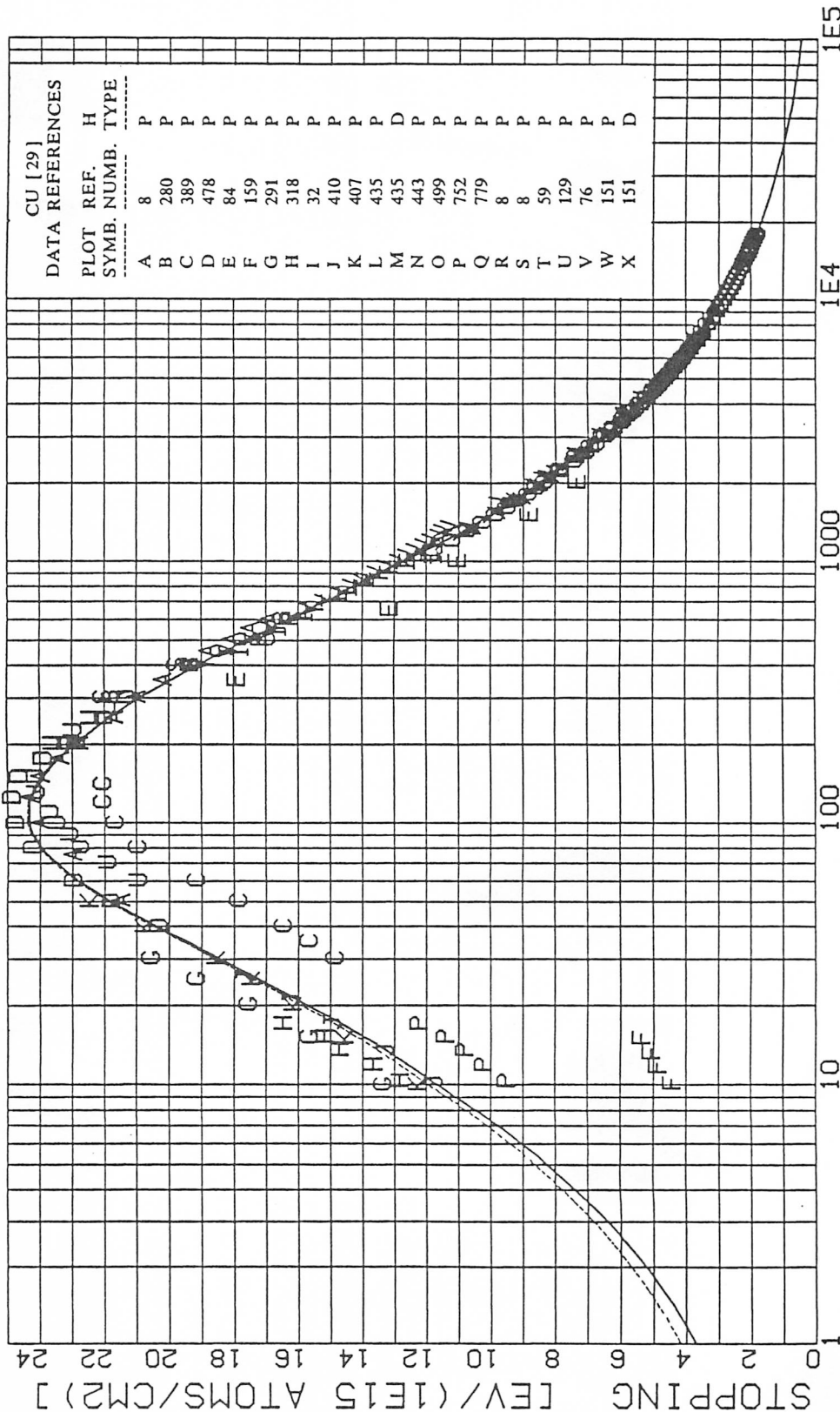


FIG. 3. Experimental excitation function for the $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ reaction. The closed circles represent the results from the present measurements. The open circles are renormalized values of previous measurements (see Table IV and text).

ENERGY IN KEV
 SOLID CURVE = (SLOW) (S[HIGH]) / (S[LOW] + S[HIGH])
 S[LOW] = 4.175 (ENERGY^{0.45})
 S[HIGH] = (4673 / ENERGY) LN [1 + (387.8 / ENERGY) + (0.02188 ENERGY)]

PROTON MASS = 1.008 AMU
 DEUTERON MASS = 2.014 AMU
 TRITON MASS = 3.017 AMU
 CU[29]- ATOMIC DENSITY = 8.483E22 ATOMS / CM3
 MASS DENSITY = 8.949 GRAMS / CM3

FOR STOPPING [KEV/MICROMETER] MULTIPLY GRAPH BY: 8.483
 FOR STOPPING [EV/(MICROGM/CM2)] MULTIPLY GRAPH BY: 9.482



HYDROGEN ENERGY / HYDROGEN MASS [KEV/AMU]

SOLID CURVE IS BEST FIT
 DASHED CURVE [LOW ENERGIES] IS SOLID LINE PLUS L.S.S. NUCLEAR STOPPING

5) 添資料 2. (Ref3)

(社)日本原子力学会「1992春の年会」(1992年3月28~30日, 東海大)

F 36 100 MeVまでの荷電粒子による厚いターゲットからの中性子生成量
Thick Target Neutron Yields by Charged Particles
in the Energy up to 100 MeV

原研高崎 田中進、福田光宏、渡辺博正
TANAKA Susumu, FUKUDA Mitsuhiro, WATANABE Hiromasa

【はじめに】荷電粒子による厚いターゲットからの中性子生成量は、加速器施設の遮蔽設計、運転管理用の基礎データとして重要である。しかし、現在これらの目的に利用できる整備されたデータは少ない。本報では、荷電粒子とターゲット物質を系統的に組み合わせた条件での中性子生成量を得るため、核反応断面積を用いて中性子生成量を計算し、実験値等と比較した結果を示す。

【計算方法】2次粒子xの生成断面積 $\sigma_{ix}(E)$ は、入射粒子i、2次粒子xを生成する核反応jの断面積を $\sigma_{ijx}(E)$ 、2次粒子xの生成数を n_{ijx} とすると、

$$\sigma_{ix}(E) = \sum_j n_{ijx} \sigma_{ijx}(E) \quad (1)$$

と表せる。厚いターゲットから生成する2次粒子xの生成量 $Y_{ix}(E_i)$ は、入射粒子のエネルギー E_i 、個数 Y_i で、 N_0 をターゲット核種数、 (dE/dx) を阻止能とすると、

$$Y_{ix}(E_i) = Y_i N_0 \int_0^{E_i} \frac{\sigma_{ix}(E)}{(dE/dx)} dE \quad (2)$$

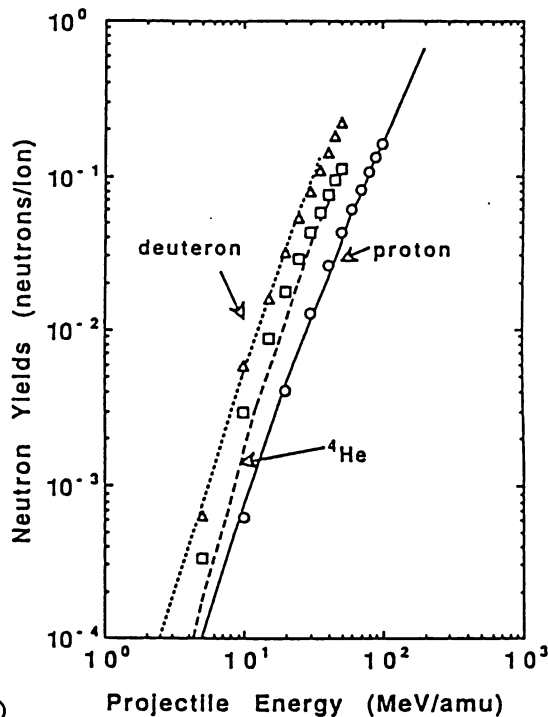
と表せる。また、2次粒子xによって生成する3次粒子についても同様に求められる。

【計算結果】先ず2次中性子のみを対象とし、計算法を評価した。核反応断面積はALICE85コードで作成した断面積¹⁾を使用した。核反応は放出粒子をn、p及び α とし、最大 $2\alpha p 3n$ まで放出する反応を対象とした。

計算は、新たに作成したNEYA(Neutron Yields Analysis)コードを用いた。入射粒子をp、d、 α とし、厚いCuターゲットから生成される中性子数を求め、Rindi²⁾、中村ら³⁾の実験値等(実線、点線、破線)の図に併せて示す。

実験値等をまとめた図は、20%程度の誤差を含む⁴⁾と想定される。本方法による計算結果は、p及びdでは実験値等とほぼ一致し、 α では低エネルギーで実験値等の2倍の値となった。

【結論】核反応断面積を用いた中性子生成量の計算法を用い、2次中性子生成量を計算し、実験値等との比較を行った。計算値は、実験値等とファクター2程度で一致した。この結果から、NEYAコードによって、100 MeV以下の荷電粒子とターゲット物質を系統的に組み合わせた条件で、運転管理に利用する中性子生成量を求められることが明らかとなった。



- 1) 田中進他:原子力学会1990秋の大会予稿集 C42
- 2) Rindi, A.:LBL-4212 (1975)
- 3) 中村尚司:原子核研究 29(6)
- 4) Tesch, K.:Radiat. Prot. Dosim., 11,165(1985)

6.3 中性子遮蔽

中性子の減衰は物質との核反応によっている。4.2節にのべたように10MeVをこえる高速中性子に対しては、非弾性散乱によるエネルギー減速の効果が大きく、その断面積も比較的比較的大きい鉄を用い、それ以下では水素の弾性散乱による減速・吸収を利用するので含水素物質（水、パラフィン、ポリエチレン、コンクリートなど）を用いるのが普通である。図23に ^{252}Cf 中性子（平均エネルギー約2.3MeV）に対する各種材料の遮蔽効果を示すが、水素含有率の最も大きいポリエチレンが最も大きい。

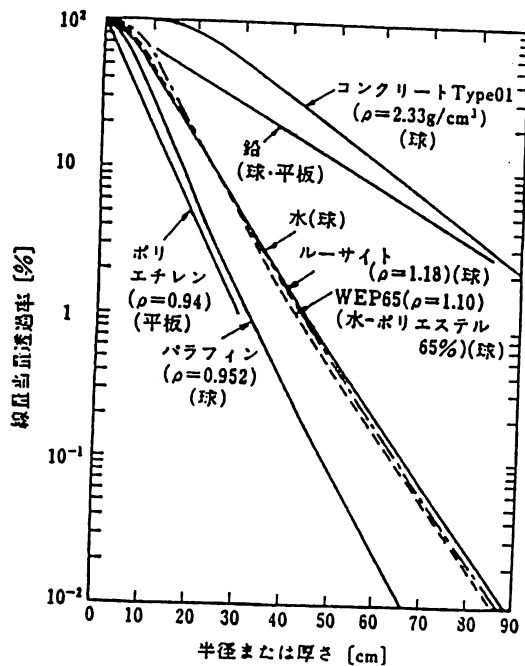


図 2 3 球および平板状各種遮蔽体中での ^{252}Cf 中性子の線量当量減衰曲線²¹⁾

熱中性子に対しては図24に示すように水素の弾性散乱 $\text{H}(n, n)\text{H}$ よりも大きい断面積を持つ $^{10}\text{B}(n, \alpha)$, $^6\text{Li}(n, \alpha)$, $\text{Cd}(n, \gamma)$, $\text{Cd}(n, \gamma)$, $\text{Gd}(n, \gamma)$ などの中性子吸収・捕獲反応を用いるのが効果的であり、ポリエチレン等にこれらの混合（1～2 wt%で充分である）する方法が用いられる。またこの捕獲反応や非弾性散乱により二次ガンマ線が放出される。遮蔽体が厚くなるとむしろ二次ガンマ線の方が多くなるのでその時はこの二次ガンマ線の遮蔽も考えなければならない。た

AH 陽子リニア、リ遮蔽評価 ~中性子スカイシャイン~

1992.4.14 放管波戸

Steven-Thomasの経験式⁽¹⁾により、中性子スカイシャインを評価する。同式は、天井遮蔽体透過後の中性子が $1/E$ スペクトルを持ち、上向き開き角が $70-80^\circ$ に放出された線源を仮定している。同式はエネルギー範囲、 $10\text{MeV} \sim \text{数}10\text{GeV}$ の陽子加速器に対して使用できる。

1. 経験式

$$H(r) = 3 \times 10^{-13} \exp(-r/\lambda) / r^2 \text{ [rem/neutron]}$$

ここで $H(r)$: 中性子 Skyshine による線量当量率 (天井透過後の中性子1個当り)

r : 中性子発生点と計算点間の水平距離 [m]

λ : 実効減弱距離 [m]

2. 天井透過中性子数 (天井部に遮蔽がないとする)

$E=4$ 条件として、 6MeV 、 $80\mu\text{A}$ 、 $E=40\text{Z}$ $1/5000$ を仮定する。即ち陽子数 N_p は、

$$N_p = 80 \times 10^{-6} \times (1.6 \times 10^{-19})^{-1} \times \frac{1}{5000} = 1.0 \times 10^{11} \text{ [proton/sec]}$$

6MeV 陽子がCuに照射する時の中性子発生率 ϵ は、 92.47 付片 \times モカ 5 、

$$\epsilon = 7.14 \times 10^{-5} \text{ [neutron/proton]}$$

中性子発生数 N_n は、

$$N_n = N_p \cdot \epsilon = 7.1 \times 10^6 \text{ [neutron/sec]}$$

発生した中性子の半分が、天井開口部を通り、上空に放出されると仮定する。^{*1}

4MeV の中性子に対して、 $\lambda = 200\text{m}$ (ref 1) である。

3. 中性子発生点から14mの所でのスカイシャイン

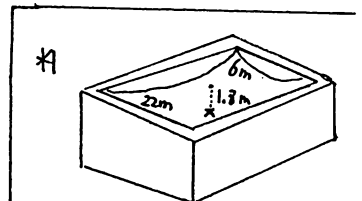
$$H = 3 \times 10^{-13} \cdot \exp(-14/200) \cdot \frac{1}{14^2} \cdot 7.1 \times 10^6 \cdot \frac{1}{2} \cdot 3600 \left[\frac{\text{sec}}{\text{h}} \right] \cdot 10^6 \left[\frac{\mu\text{rem}}{\text{rem}} \right]$$

$$= 13.2 \mu\text{rem/h}$$

一般区域管理基準 ($20\mu\text{rem/h}$) を、わずかに下回った。

ref(1) G.R. Stevenson & R.H. Thomas 'A Simple Procedure for the Estimation of Neutron Skyshine from Proton Accelerators'

Health Phys. 46,117-122(1989)



*1 内側 $6\text{m} \times 22\text{m}$ の天井のない部屋の中心、高さが壁の上端から 1.8m の所に線源があった時の、上部開口部の立体角を、開口部を64分刻みで数値計算すると、 $4\pi \times 0.30$ [sr] になった。従って0.5は、妥当な近似である。

A SIMPLE PROCEDURE FOR THE ESTIMATION OF NEUTRON SKYSHINE FROM PROTON ACCELERATORS

G. R. STEVENSON
CERN, Geneva, Switzerland

and

R. H. THOMAS
Lawrence Berkeley Laboratory and School of Public Health, University of California,
Berkeley, CA 94721

(Received 25 August 1982; accepted 15 February 1983)

Abstract—Recent calculations of neutron diffusion at an air/ground interface have enabled the establishment of a very simple procedure for estimating neutron dose equivalent at large distances from proton accelerators in the energy range 10 MeV to several tens of GeV.

A SUMMARY of the skyshine phenomenon around accelerators was given by Rindi and Thomas, where experience up to 1975 was reviewed (Ri75). Experience has shown that neutrons in general will be the dominant skyshine component, and Fig. 1 shows measurements of neutron-flux density vs distance at several different accelerators (Si62; Th62; Ri63; Ol64; Le65; Di66; Ba67; Ko70; Ka78). It can be concluded that the empirical relation

$$\phi(r) = \frac{Q \exp(-r/\lambda)}{4\pi r^2} \quad (1)$$

is a simple but adequate expression for the skyshine intensity around most accelerators, where r is the distance from the accelerator enclosure, Q is an effective source strength of neutrons emitted from the shield surface, and λ is an effective absorption length.

The use of equation (1) requires knowledge of the two parameters λ and Q . The values of λ observed in practice (Ri75) vary between 267 m and 990 m. The lower value generally pertains to the spectra of neutrons leaving the shield enclosure where low-energy neutrons were dominant. The higher value is more appropriate where the high-energy cascade in the shield

could be considered as continuing in the air, giving rise to a diffuse source of evaporation neutrons, which then are subsequently scattered before arriving at the point of interest.

In this latter case, λ should approximately correspond to the value of the high-energy absorption mean free path in air (100 g.cm⁻² or 850 m for air at STP). The data summarised by Rindi and Thomas tend to confirm this hypothesis, but Katoh and his co-workers have reported a value of 1300 m from data obtained around the KEK proton synchrotron (Mi77; Ka78). This value of λ , however, may have been elevated by the presence of multiple sources. The practical use of equation (1) is also limited by the choice of the value of the effective source strength, which depends on the energy spectrum and angular distribution of particles leaving the enclosure surface. Effective source strengths have appeared to be unique to each accelerator, since their value depended strongly on the extent of local shielding and to some extent on the measurement technique used.

The purpose of the present work is to compare recent studies of neutron skyshine, to investigate whether an appropriate value of λ corresponding to neutron spectra escaping from the shields of proton accelerators can be ob-