

遮蔽安全解析コードの検証研究 (VI)

(核燃料サイクル開発機構 委託研究成果報告書)

1999年3月

北海道大学大学院 工学研究科
量子エネルギー工学専攻

澤村貞史

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒 319-1194

茨城県那珂郡東海村大字村松4-33

核燃料サイクル開発機構 東海事業所

運営管理部 技術情報室

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Information Section,
Administration Division,
Tokai Works,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-33 Muramatu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1194
Japan

公開資料

JNC TJ140099-002

1999年3月

遮蔽安全解析コードの検証研究 (VI)

澤村貞史*

要旨

核燃料施設からの直接線およびスカイシャイン線による線量評価は、施設の環境評価項目の1つに位置づけられており、遮蔽計算コードにより解析が行われている。しかし、ベンチマークデータが極めて少ないこと等もあり、評価においては十分な安全裕度が見込まれている。このため、合理的な評価を行うためには、スカイシャイン線に係わる実測データの取得が不可欠である。本研究は、施設からのスカイシャイン線のベンチマークデータの取得および各種計算コードの検証を目的として実施するものである。今年度は、中性子を対象とした同期方式によるパルス状放射線測定装置を改良し、北大45MeV電子線型加速器施設内および周辺の中性子到来時間分布測定を実施することにより、作製した装置がスカイシャイン線による線量測定に有効であることを実験的に明らかにすると共に汎用ユーザズ版EGS4およびMCNPコードによる北大45MeV施設のスカイシャイン線評価への適用を検討するため以下の研究を行った。

- ・同期法によるパルス状放射線測定装置を改良し、ゲート動作の有効性とバックグラウンド低減率の測定等の基礎実験を行った。装置の改良の結果、施設建て屋外においても信号中性子、バックグラウンド中性子および中性子到来時間分布を同時に測定することが可能になった。

- ・北大45MeV電子線型加速器施設の建て屋内および周辺の中性子到来時間分布測定を実施した。その結果、中性子スカイシャイン線の測定に対しても同期測定法が適用できること示した。中性子に対しても排気筒が中心的な漏洩源であることが分かった。

- ・シミュレーションによる北大45MeV電子線型加速器施設からの中性子スカイシャイン線評価のための基礎的計算を開始した。その結果を示す。

※本報告書は、澤村貞史が核燃料サイクル開発機構の委託により実施した研究の成果である。

サイクル機構担当部課室：東海事業所 安全管理部 安全工学グループ 野尻一郎

*北海道大学大学院工学研究科 量子エネルギー工学専攻

Demonstration Study on Shielding Safety Analysis Code (VI)

Sadashi Sawamura*

Abstract

Dose evaluation for direct radiation and skyshine from nuclear fuel facilities is one of the environment evaluation items. This evaluation is carried out by using some shielding calculation codes. Because of extremely few benchmark data of skyshine, the calculation has to be performed very conservatively. Therefore, the benchmark data of skyshine and the well-investigated code for skyshine would be necessary to carry out the rational evaluation of nuclear facilities. The purpose of this study is to obtain the benchmark data of skyshine and to investigate the calculation code for skyshine. In this fiscal year, the followings are investigated;

- (1) Construction and improvement of a pulsed radiation measurement system due to the gated counting method
- (2) Using the system, carried out the radiation monitoring near and in the facility of 45MeV Linear accelerator installed at Hokkaido University
- (3) Simulation analysis of the photo-neutron production and the transport by using the EGS4 and MCNP code.

Work performed by Sadashi Sawamura under contract with Japan Nuclear Cycle Development Institute

JNC Liaison: Ichiro Nojiri

Safety Engineering Group, Health and Safety Division, Tokai Works

* Group of Atomic Science and Nuclear Engineering, Division of Quantum Energy Engineering, Faculty of Engineering, Hokkaido University

目次

1. はじめに	1
2. パルス状中性子源	2
2. 1 加速器を利用した中性子源の特色	2
2. 2 中性子に対する同期測定法の問題点	2
2. 3 光核反応による中性子の発生とそのエネルギースペクトル	3
2. 4 光中性子測定における一般的注意事項	4
2. 5 45 MeV電子線形加速器と中性子発生用ターゲット	4
3. パルス状中性子束に対する同期型測定装置の作製	8
3. 1 中性子検出器	8
3. 2 同期型中性子到来時間分布測定装置	10
3. 3 同期型測定装置の動作例とバックグラウンド中性子の測定	15
3. 4 結果と考察	19
4. 施設内および施設周辺における中性子到来時間分布測定	20
4. 1 施設建屋内における中性子到来時間分布	20
4. 1. 1 施設内建屋の配置と測定点	20
4. 1. 2 中性子実験室および制御室における中性子到来時間分布	20
4. 2 レムカウンター出力との比較	21
4. 3 施設周辺における中性子到来時間分布	22
4. 3. 1 施設周辺における測定点	22
4. 3. 2 南方向（正面方向）、南西方向および屋上における 中性子到来時間分布	22
4. 4 結果と考察	23
5. MCNPコード検証計算	40
5. 1 MCNPコードの概要	40
5. 2 被曝線量による検証計算	41
5. 3 結果と考察	42
6. 光核反応による中性子発生と輸送に関するシミュレーション	49
6. 1 軽元素物質中における光中性子発生	49
6. 1. 1 半無限平板ファントム内における光中性子の発生計算	49
6. 1. 2 光中性子によるエネルギー付与の計算	50
6. 1. 3 高エネルギー電子によるエネルギー付与と光中性子による エネルギー付与との比較	50
6. 2 鉛ターゲットからの光中性子発生	51
6. 2. 1 鉛ターゲット内の制動放射線のフルーエンスとそのエネルギー分布	51
6. 2. 2 鉛ターゲットからの光中性子	51
6. 3 結果と考察	51
参考文献	72

1.はじめに

核燃料施設の安全評価では、評価のモデル化、パラメータの設定等において、評価手法の精度に応じて安全裕度を考慮している。このため、評価精度および信頼性の向上を図ることは、核燃料施設の実用化において重要な課題となっている。核燃料施設からの直接線およびスカイシャイン線による線量評価は、施設の環境評価項目の1つに位置づけられており、遮蔽計算コードにより解析が行われている。従来の解析では、ベンチマークデータが極めて少ないこともあり、その評価においては十分な安全裕度を見込んでいる。したがって、今後、合理的な評価を行うにあたっては、スカイシャイン線に係わる実測データの取得が不可欠である。

このため、本研究は、施設からのスカイシャイン線についてのベンチマークデータの取得および各種コードによる検証計算を目的として実施するものである。これまでに、同期方式によるパルス状放射線測定装置がガンマ線のスカイシャイン線の実験的研究に適していることを立証してきた。この方式を中性子のスカイシャイン線の評価にも応用することを目指している。そのため、中性子を測定対象とした同期方式によるパルス状放射線測定装置を作製し、北大45 MeV電子線型加速器施設内および周辺において加速器からの中性子の到来時間分布や線量分布を測定し、スカイシャイン線測定に対する装置の有効性を示した。また、汎用ユーザズ版EGS4およびMCNPコードを用いて電子加速器からの中性子発生シミュレーションを行った。本報告書の構成は以下の通りである。

まず、第2章では光核反応による中性子の発生とターゲットについて記す。第3章では同期法によるパルス状中性子の測定装置の作製とその基本的動作に関する実験結果について記す。第4章では、作製した装置を用いて、加速器からの中性子群が施設内および周辺に漏洩した後も、どの程度パルス特性を有しているかを実験的に調べた中性子到来時間分布を測定した結果を示す。その結果から中性子スカイシャイン線の測定に作製した装置が有効であることを示す。建て屋内外における線量分布から排気筒が漏洩放射線の強度や分布に大きく影響していることを示す。第5章では、汎用ユーザズ版EGS4およびMCNPコードを用いて北大45 MeV電子線型加速器からの制動X線の発生シミュレーション結果とターゲットからの光核反応による中性子の発生に関する結果を示した。

2. パルス状中性子源

2. 1 加速器を利用した中性子源の特色

中性子発見当初から、サイクロトロン等の加速器を使って重陽子を加速し、Be等のターゲットを照射し中性子を発生させることが行われてきた。その後、原子炉が重要な中性子源として利用されるに至ったが、近年、周辺技術の進歩と相まって、加速器が強力中性子源として再び利用されるようになってきている。

加速器を用いて中性子を発生するためには種々の核反応が利用される。その代表的なものとしては^[1]

- (1) 低エネルギー核反応を利用する単色中性子源
- (2) 制動放射線を用いる光核反応
- (3) ストリッピング反応を利用するもの
- (4) ノックオン反応を利用するもの
- (5) 原子核破碎反応を利用するもの

等がある。原子炉で発生する中性子と比較して、このような加速器を利用した中性子源の特色としては、中性子エネルギーを高くできること、中性子エネルギーが可変でかつ単色にすることが出来ること等が挙げられる。さらに特筆すべきは、短いパルス幅で速い繰り返しのパルス状中性子を発生することが可能なことである。

2. 2 中性子に対する同期測定法の問題点

本研究の主要な実験方法である同期測定法は、加速器からの漏洩放射線を信号放射線として自然放射線と区別して測定することにより、スカイシャイン線の測定に必要な高感度測定を達成しており、中性子源のパルス特性を利用したものである。中性子は輸送過程の中でそのエネルギーを変え、従って、伝搬時間を変える。それ故、ある測定点までの輸送経路が違い、そのため、輸送距離に差が出てくれば、伝搬時間にも差が生じ、パルス特性を劣化させる。エネルギースペクトルの変化もパルス特性を劣化させる。このことは同期測定法の有効性を劣化させることでもある。従って、中性子用の同期測定装置を作製すると同時に、施設内外における中性子の到来時間分布を調べ、パルス状放射線に対する同期測定法が中性子に対しても有効か否かを、先ず、調べる必要がある。

2. 3 光核反応による中性子の発生とそのエネルギースペクトル

X線エネルギーが6 MeV程度までは、物質との相互作用は、光電効果、コンプトン効果および電子対生成が主であるが、8 MeVを超えると、そのエネルギーと物質の種類によっても異なるが、中性子、陽子、中間子等を放出する光核反応が起こり、原子核が破壊される。光子エネルギーが低いときには、巨大共鳴により光中性子が放出されるが、光子エネルギーが50 MeV以上になると、核内の中性子と陽子の集団との相互作用を起こす準重陽子効果による光核反応が重要となる。北大に設置されている加速器はエネルギーが45 MeVであるから、巨大共鳴による中性子放出が主である。この過程による核反応は、光子エネルギーが核内中性子の結合エネルギーより大きくなると起こり始める。起こり始めるエネルギーをしきいエネルギーという。このしきいエネルギーより3-6 MeV高いエネルギーで核反応がピークとなり、それ以上のエネルギーでは減少する。しきいエネルギーは、軽い核で15 MeV程度、中位以上の核で7-10 MeV程度である。ピークとなるエネルギーは、軽い核（質量数<40）で、20-23 MeV、中位以上の核で、13-18 MeVである。したがって、6 MeV X線では、特殊な核を除き、中性子は発生しない。また、10 MeVから15 MeVの間では、エネルギーの増大と共に急激に中性子の発生が増える。20 MeV以上ではほとんど増大しなくなる。電子との直接作用によっても中性子が発生するが、その量は、光子の場合の100分の1程度である。

巨大共鳴では、光子が吸収されて核が励起状態となり、水は熱で蒸発するように、中性子が蒸発過程によって放出される場合と、光子エネルギーが直接中性子に与えられる直接放出過程によって中性子が放出される場合とがある。蒸発過程により放出される中性子のエネルギースペクトルは0.5-1 MeVに最頻エネルギーを持つ連続分布をしており、その平均エネルギーは1-2 MeVである。また、その形は核分裂中性子のエネルギースペクトルに類似している。原子番号が中位以上の核では、共鳴ピークに近いエネルギーにおいて、全放出中性子の15%程度が直接放出過程に基づいて発生する。蒸発過程では等方的に、直接放出過程では非等方的に放出される。NCRPレポートNo. 79によれば、タングステンから放出される光中性子の平均エネルギーは10 MeV X線で0.65 MeV、15 MeV X線で1.

8 MeV、25 MeV X線で2.2 MeVと推定されている。

2.4 光中性子測定における一般的注意

電子加速器周辺の中性子線量当量の測定・評価に際して注意すべき問題点を以下に記す^[2]。

1) X線と中性子が混在している。X線と中性子は線質係数が異なるから、両者を別々に評価する。そのためには、用いる測定器の両者に対する感度を知る必要がある。

2) X線と中性子の混在比が場所によって著しく異なる。両者の線量当量比(X/n)は0.2-3000程度に及んでいるが、X線線量が著しく大きい場合には、中性子用測定器のX線に対する僅かなレスポンスが問題となる。

3) 中性子のエネルギースペクトルが場所によって異なる。線量当量計にはエネルギー依存性があるから、その場所の中性子のエネルギースペクトルまたは実効エネルギーが分からないと、正確な線量当量を評価できない。フルエンスを測定する場合にも同様である。

4) X線の線量率が大きい場合には、X線のパルスのパイルアップによって、X線にも感ずる中性子線量当量計がある。中性子のモニタリングには、フルエンスの測定、エネルギースペクトルの測定、線量当量または線量当量率の測定等があるが、これらを測定する場合には、上述のことがあるので、その場所の測定に適した測定器を選定する。

2.5 45 MeV電子線形加速器と中性子発生用ターゲット

北大45 MeV電子線形加速器施設とその地下に設置されている加速器の概観をPhoto2.1、Photo2.2に示す。加速器室には排気筒につながるダクトがある。この排気筒周辺において漏洩中性子強度が強くなることが定期サーベイによって知られている。

光核反応による中性子発生用のターゲットとして円柱状の鉛ブロック(64φ×20)と四角中(64×64×30.5)の2個を重ねたものを用いた。このターゲットを加速器ビーム出口(センター出口を使用)窓から1mの位置に設置した。ターゲットは高エネルギー電子ビームによる熱負荷によって溶けないように2個に分割し、水冷され易くなるように設計されている。図2.1にターゲットの詳細図を示す。また、Photo2.3に作製したターゲットを示す。

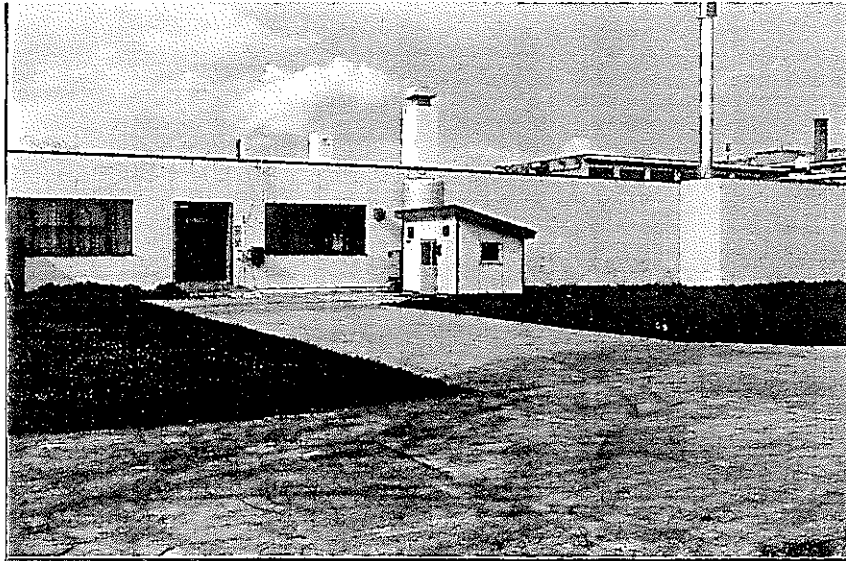


Photo 2.1 施設建物の概観

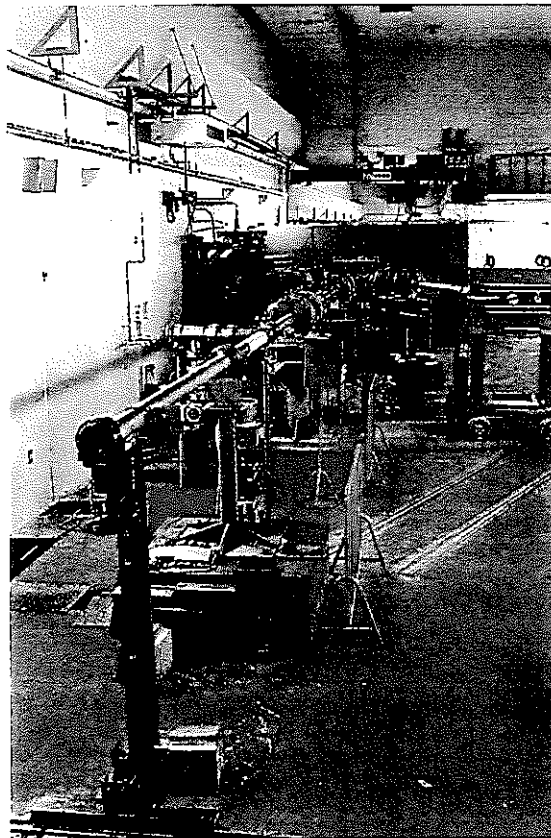


Photo 2.2 加速器概観

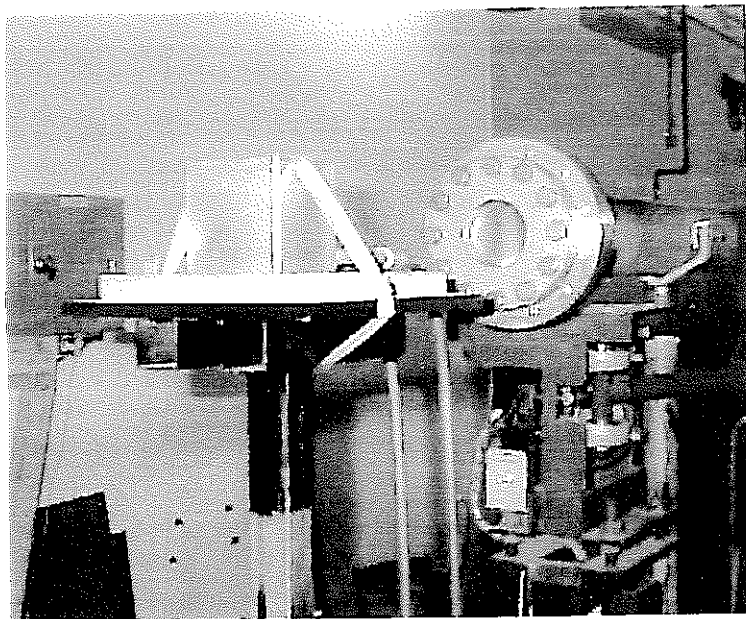


Photo 2.3 鉛ターゲット概観

TITLE	鉛Target	SCALE	1/2
DRAWN DATE	1996.6.27	DRAWN	H.Iwasa

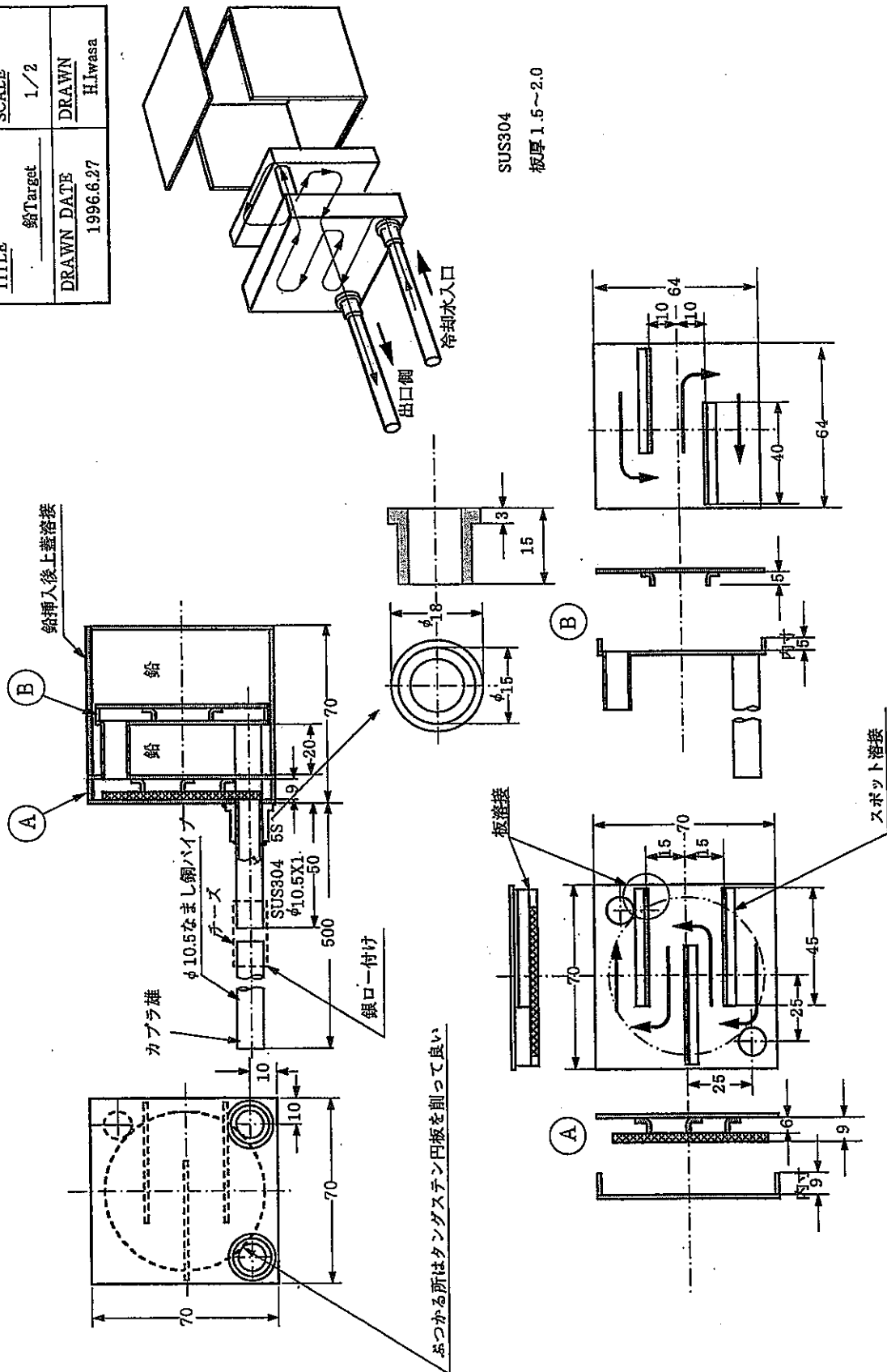


図2.1 ターゲットの詳細図

3. パルス状中性子束に対する同期型測定装置の作製

3. 1 中性子検出器

本実験に用いた中性子検出器はBF₃比例計数管である。Photo 3.1に検出器を示す。また、その基本的特性を表3. 1に示す。中性子実験室で測定された出力波形の1例を図3. 1に示す。図中の最初に現れる大きな信号は、高エネルギー電子が鉛ターゲット中で発生するパルス状の制動X線による波形である。この信号はSCA（シングルチャンネルアナライザー）回路の上限デスクリミネーターのレベル設定により除去し、中性子到来時間分布測定やコインシデンス測定に影響を与えない様にした。その後続くパルス波形は中性子によるものである。線量を測定する観点からはレムカウンターとして作動するようにBF₃カウンターにポリエチレン等の減速材を適切に付加する必要がある。しかしながら、本実験では、先ずはじめに、測定点で到来中性子がパルス構造をどの程度維持しているかを調べる必要がある。そのため、パルス構造を歪ませる減速材を付けずに測定した。市販されているレムカウンターを同時に作動させ各測定点における線量を求めた。

今回の実験により施設外においてもパルス構造を維持していることが分かってきたので、今後、減速材付きカウンターによる測定を実行する予定である。

表3. 1 BF₃比例計数管の特性

型番	LND-2023
有効長 (インチ)	12.25
有効直径 (インチ)	1.87
壁材	304SS
充填ガス, ガス圧 (トル)	BF ₃ , 700
動作電圧 (ボルト)	2100
プラトー長 (ボルト)	250
プラトー曲線 %/V	1
%分解能 FWHM	28
管キャパシタンス	8

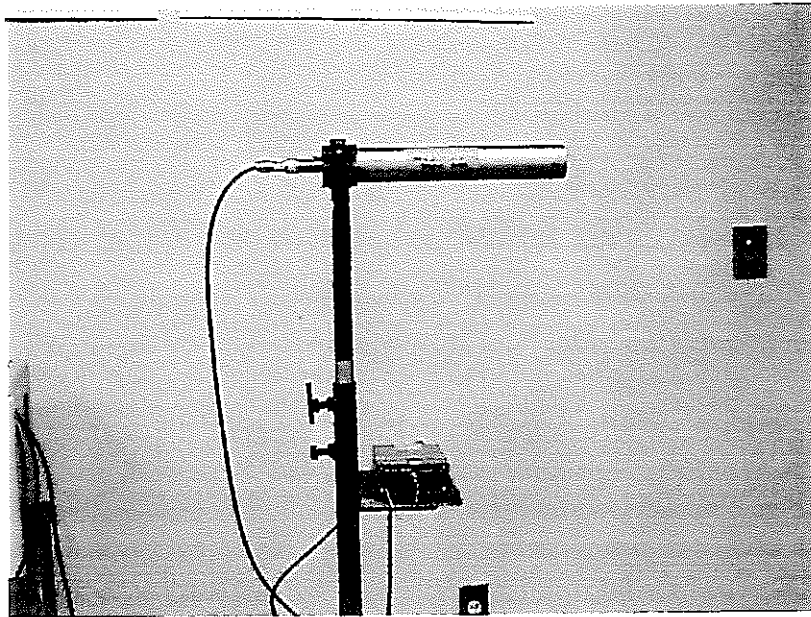


Photo 3.1 BF₃中性子検出器

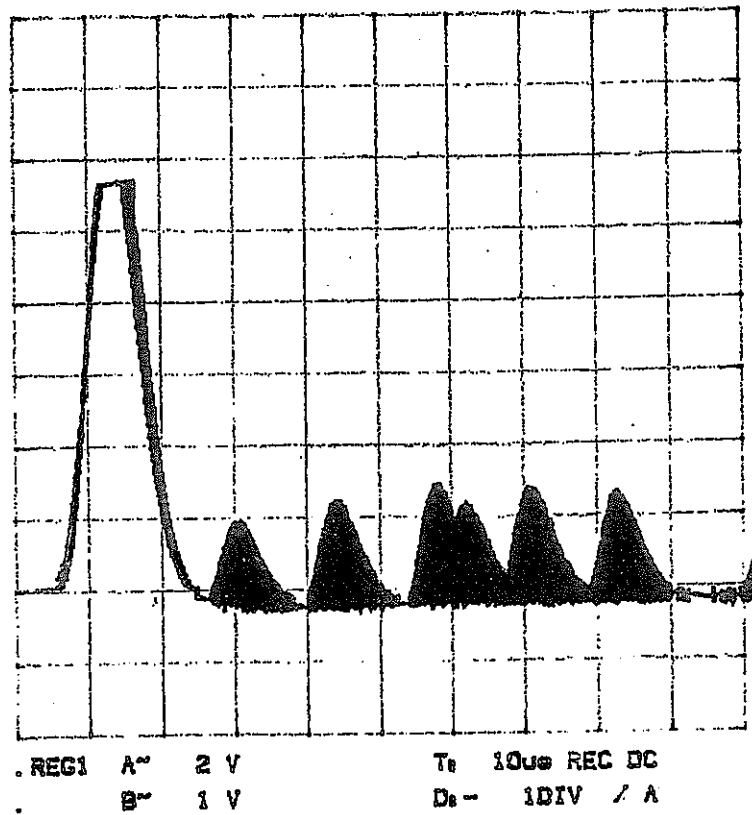


図 3. 1 中性子検出器の出力波形 (測定点: 中性子実験室)

3. 2 同期型中性子到来時間分布測定装置

パルス状中性子束に対する同期型到来時間分布測定装置を作製してきた。当初の装置は施設内での測定用として開発したため、中性子線源から50 m程度の距離まで測定可能であった。そこでこの装置を以下の2点に重点を置いて改良した。

- 1) 施設外の遠方においても測定可能にする。そのためのトリガ系や制御系を作製する。
- 2) パルス状X線に対するものと同様に、同期型の中性子計数系を付加する。

図3. 2に作製・改良した中性子到来時間分布測定装置のブロック図を、図3. 3に各信号のタイミングチャートを示す。制御盤から発生するグリッドパルス（ライナックパルス）を時間軸の参照パルスとした。実際の電子ビームはこのパルスよりも約1 μ 秒ほど遅れて発生しターゲットにあたる。電子ビームが鉛ターゲットにあたってから中性子が発生するまでの時間は、他の時間に比べて、無視し得る。このグリッドパルスは加速器に伝送されると同時に、同期測定装置の種パルスとして200 mケーブルにて測定系へも伝送される。この200 mケーブルによる遅延時間も約1 μ 秒程度である。各測定点に中性子が最初に到達するのは、加速器と測定点との距離によって異なる時間だけ遅れると予想される。同期測定用のゲートを開く時刻もその分だけ変える必要がある。図中の点線で囲んだ部分は制御回路となっている。この制御回路中（本年度新たに作製し追加した）の遅延回路がゲートを開く時刻の調整を行うものである。作製した制御回路の概観と回路基板をPhoto 3.2、Photo 3.3に示す。また、測定時刻、測定時間、終了時刻等を自動的に測定器側で制御できるように設計されている。同期測定用のゲート幅は各測定点における中性子の到来時間幅によって決定される。遠方に行けば到来時間幅も増加する。この時間幅はコインシデンス回路で制御される。中性子検出器からの信号のうち、コインシデンスしたもののみがゲートを通過し、スケーラで計数される。また、加速器の1周期中にバックグラウンド中性子をも測定するためにアンチコインシデンス回路が設けられている。

中性子到来時間分布は多重波高分析装置をMCSモードで動作させることにより測定した。MCS用の外部トリガ信号も制御回路で作製している。Photo 3.4にシステム全体の装置の写真を示す。

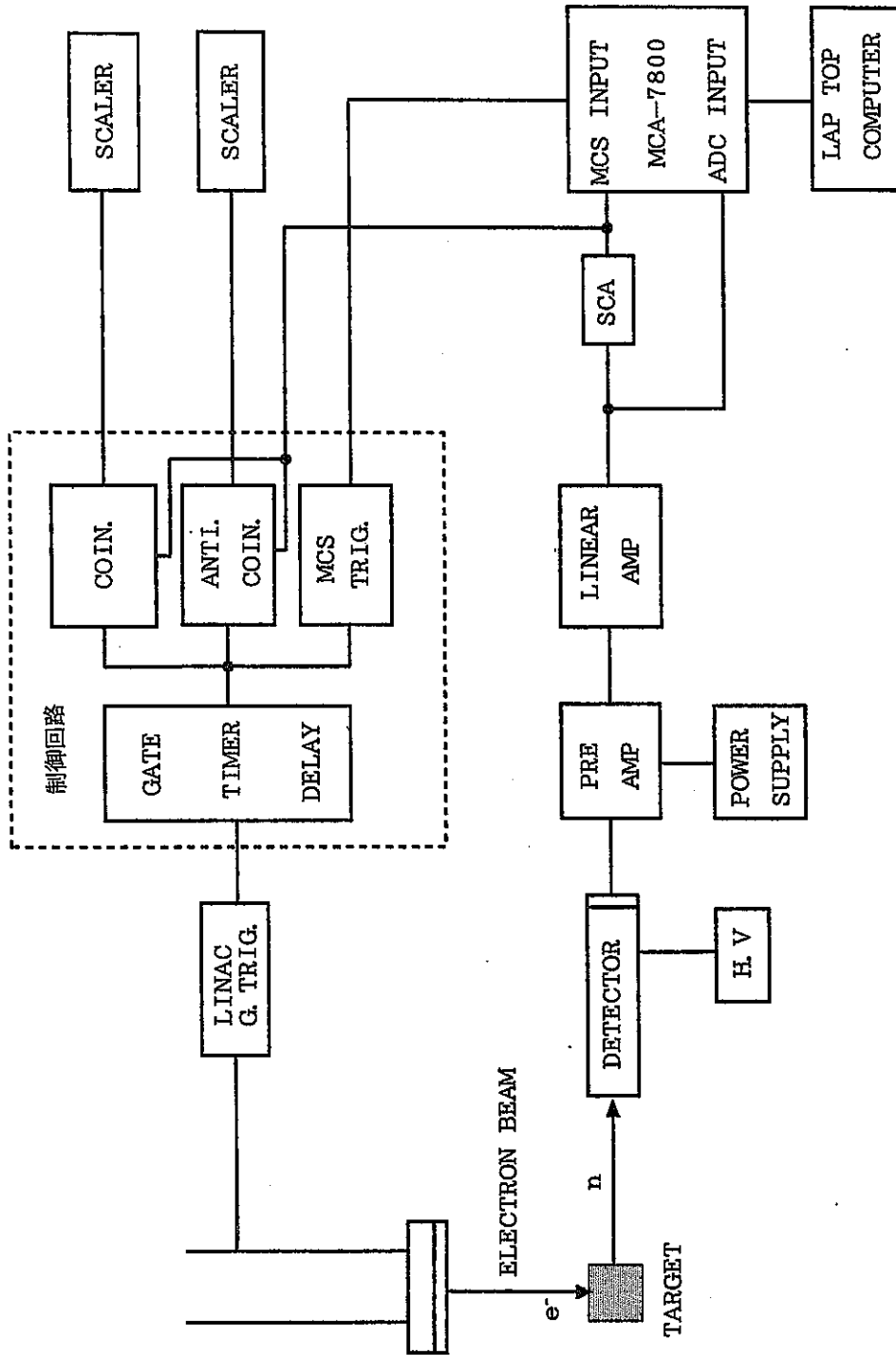


図3. 2 同期型中性子到来時間分布測定体系のブロック図

TIMING CHART

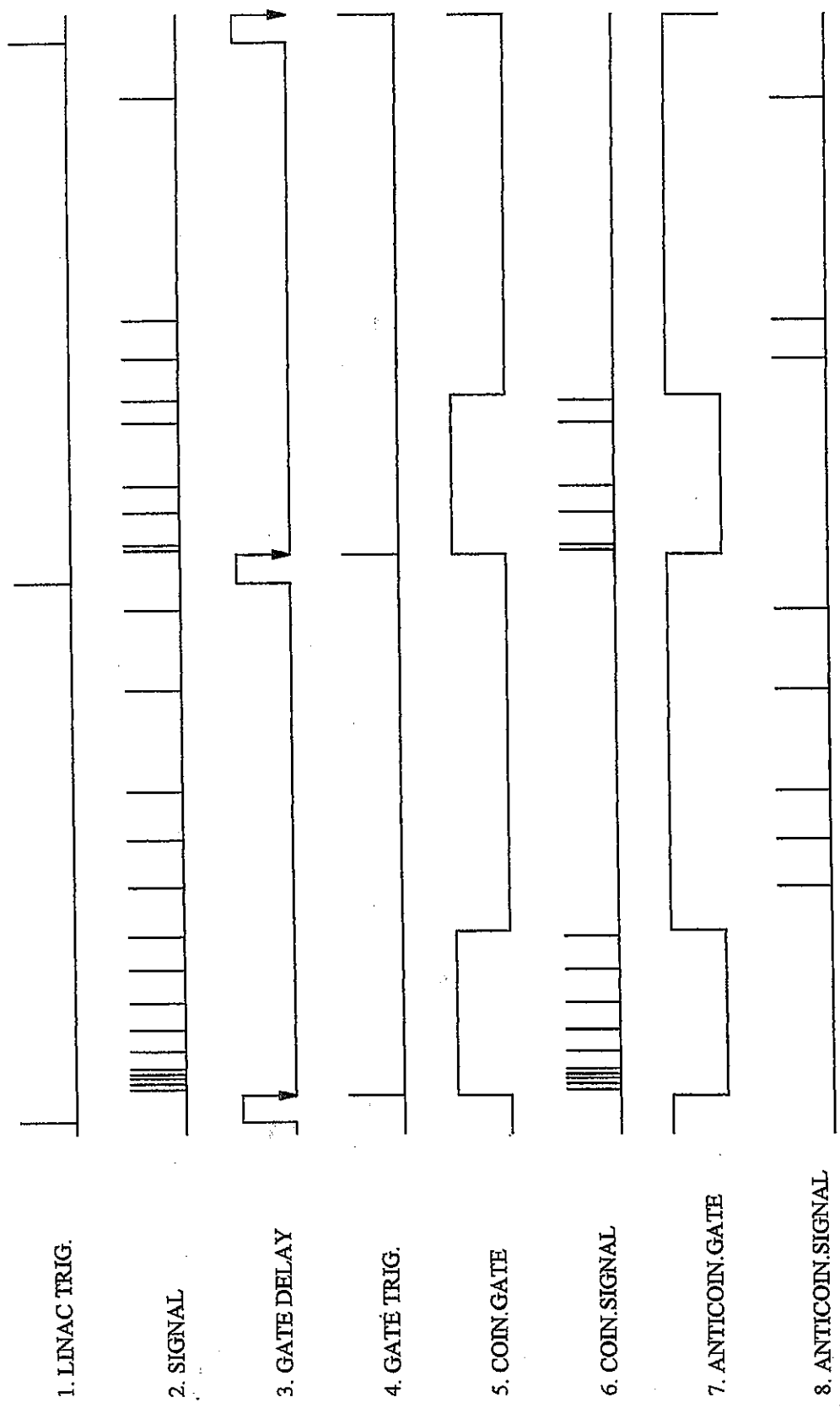


図 3. 3 同期型中性子到来時間分布測定体系のタイミングチャート

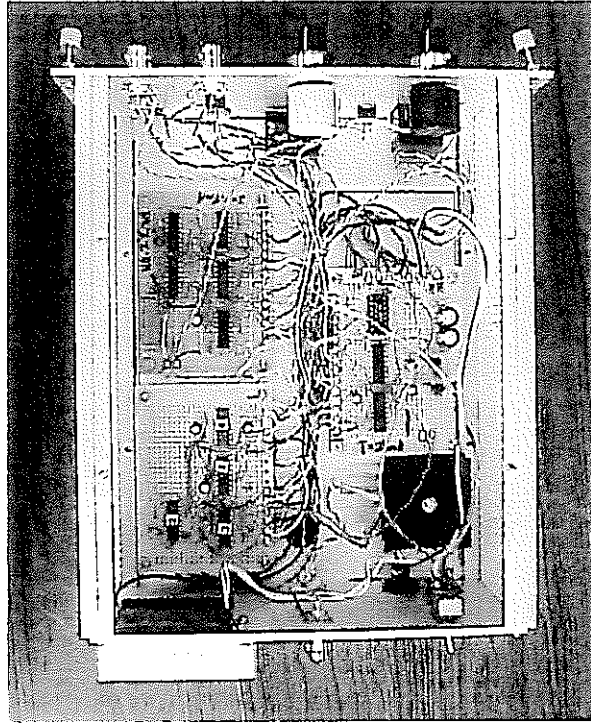


Photo 3.3 制御回路基板

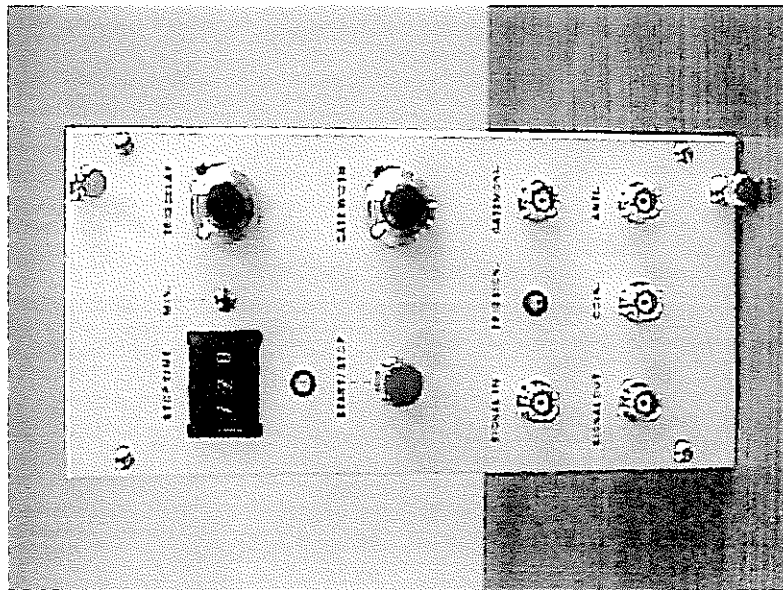


Photo 3.2 制御回路概観

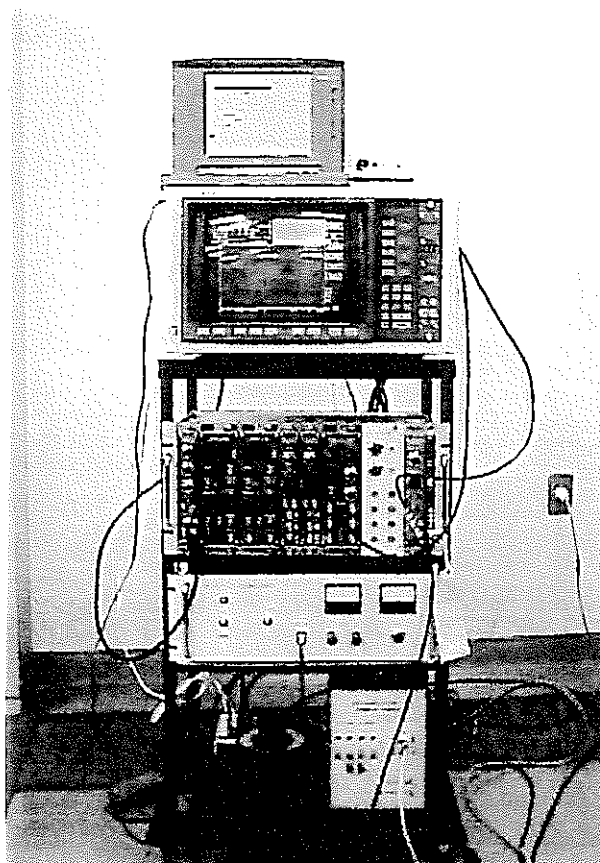


Photo 3.4 パルス状中性子に対する同期型測定装置

B F₃ 検出器からは中性子とは関係のない雑音パルス信号がかなりの頻度で発生した。この雑音パルスは使用する高電圧発生器と印可電圧に強く依存した。図 3. 4、図 3. 5 に雑音パルスの波高分布を示す。電圧の小さい部分のピークが雑音によるものであることが分かった。従って、これらの雑音パルスが信号中性子測定に与える影響を無くするために SCA や MCS のディスクリミネータの下限值を適切に設定する必要がある。図 3. 5 は下限値を 0. 5 V に設定したときの波高分布であり、雑音に基づくパルスの大部分が消去されている。以後の測定には下限値として 0. 5 V を採用した。

3. 3 同期型測定装置の動作例とバックグランド中性子の測定

作製した同期型到来時間分布測定装置を用いてバックグランド中性子および電子加速器からの信号中性子の測定した 1 例を図 3. 4 および図 3. 5 に示す。測定点は建て屋排気筒から南西方向に 10 m の位置であり、地上 1 m の高さある。加速器は繰り返し周波数 5 Hz、パルス幅 3 μ 秒、ビームエネルギー 30 MeV で運転された。故に周期は 200 m 秒である。MCS のチャンネル数は 1024 チャンネル、1 チャンネルの時間幅は 194 μ 秒である。したがって、測定時間幅は $194 \times 1024 \div 199$ m 秒となり、加速器の周期 200 m 秒とほぼ一致している。測定時間は 30 分である。ビームが 1 個出ると MCS 用のトリガパルスが 1 個 MCS に送られ、MCS が動作して 1024 チャンネルを 1 回スキャンする。実験条件下では、200 m 秒ごとに全部で 9000 回 MCS にトリガパルスが送られる。従って、測定時間中に約 9000 回全チャンネルがスキャンされる。スキャン中には、ビームが出た後、測定点に各中性子が到来した時間間隔に相当するチャンネルに信号が加えられていく。バックグランド中性子を測定するときには、トリガ信号のみを発生させ、ビームは出ないようにしている。バックグランド中性子が検出器に到来する時刻と加速器のトリガ信号とは無関係である。従って、バックグランド中性子の到来時間分布は時間軸上、一様となる。測定時間が短いために明確ではないが図 3. 4 はその傾向を示している。一方、図 3. 5 は、同じ測定条件下でビームが出ている状態での測定結果である。

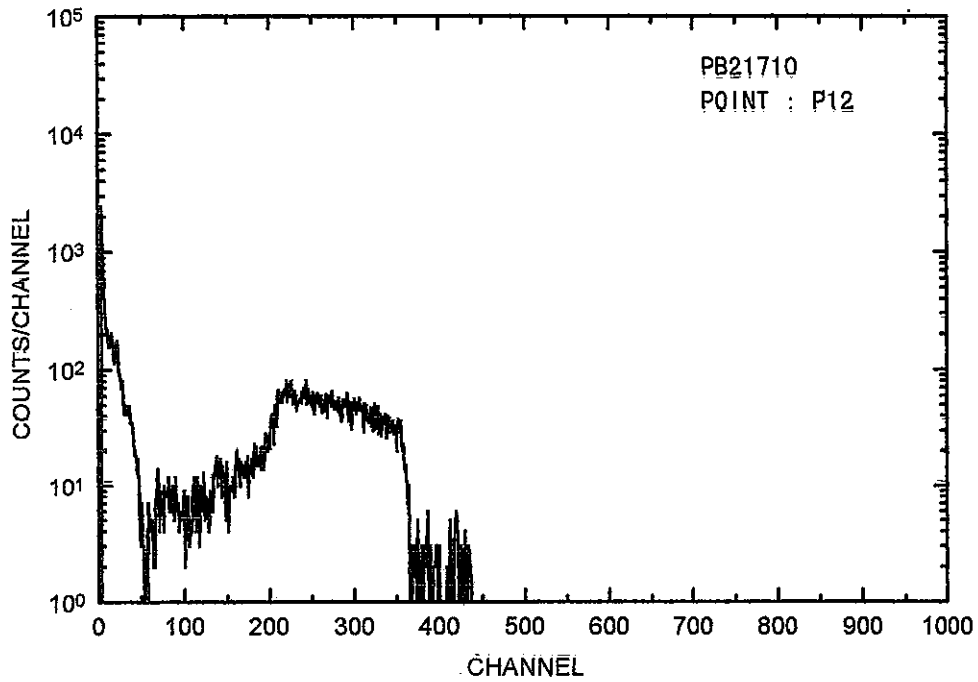


図 3.4 BF_3 検出器の出力信号の波高分布 (ADC-LLD: 0 volt)

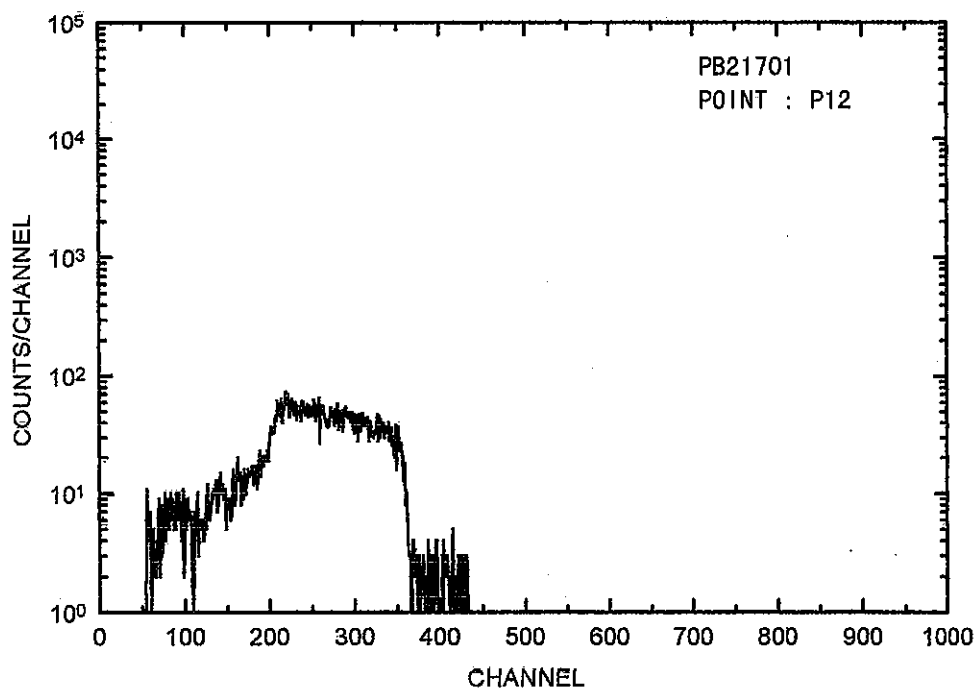


図 3.5 BF_3 検出器の出力信号の波高分布 (ADC-LLD: 0.5 volt)

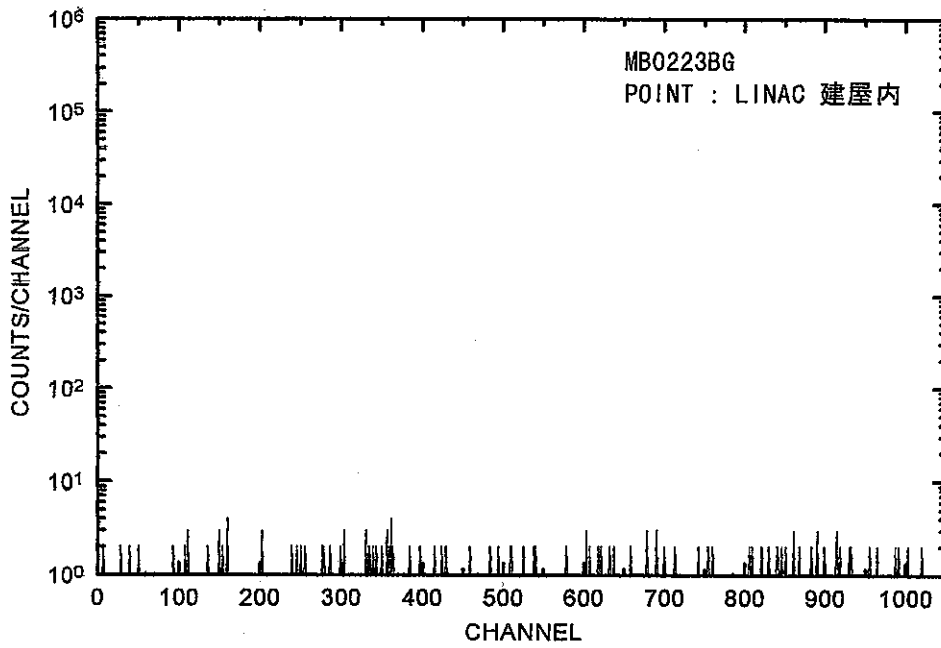


図 3.6 バックグラウンド中性子の到来時間分布

LINAC CONDITION : 5pps, $3\mu\text{S}$
DETECTOR : BF_3 (HV +2100V)
LINEAR AMP GAIN : COARSE 20 FINE 7, LLD LEVEL (ADC, SCA) : 0.5V
MCS DWELL TIME : $194\mu\text{S}$, MCS RESOLUTION : 1024ch

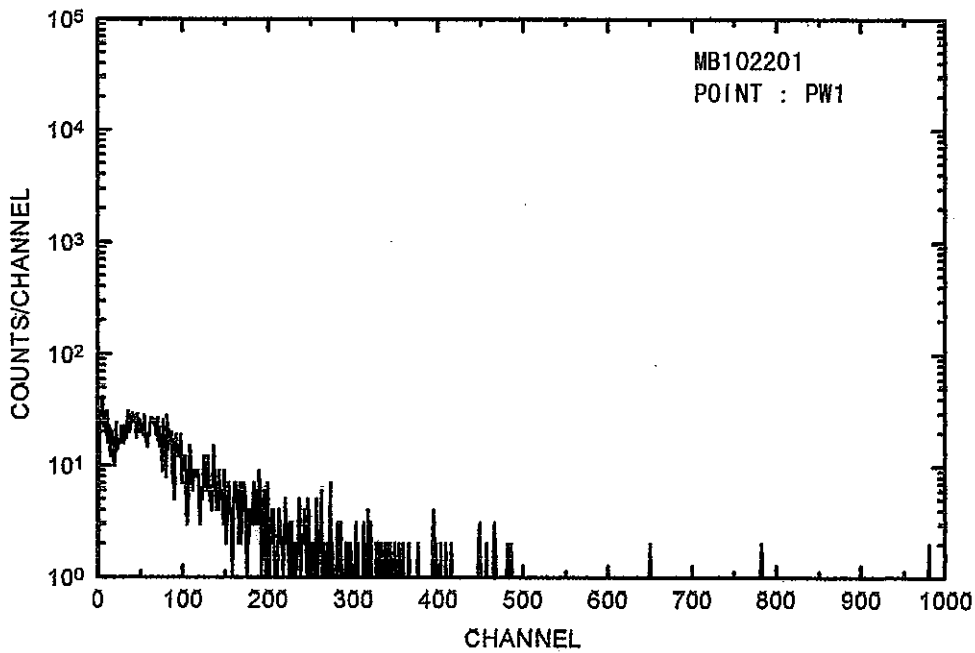


図 3.7 加速器運転時の中性子到来時間分布

表3. 2 中性子のバックグラウンド測定 (測定時間:12時間)

カドミ板なし

NO.	SCAN	TOTAL		COIN		ANTI		備考
	count	count	count/12	count	count/12	count	count/12	
1	216365	2822	235.2	1129	94.1	1693	141.1	信号ケーブル:200m
2	216382	2493	207.8	974	81.2	1519	126.6	信号ケーブル短
3	216384	2378	198.2	888	74.0	1490	124.2	信号ケーブル200m
4	216361	2685	223.8	1041	86.8	1644	137.0	信号ケーブル200m
5	216315	2308	192.3	925	77.1	1383	115.3	
平均値			211.4		82.6		128.8	

カドミ板あり

NO.	SCAN	TOTAL		COIN		ANTI		備考
	count	count	count/12	count	count/12	count	count/12	
1	216296	457	38.1	183	15.3	274	22.8	

この分布が中性子の到来時間分布を示している。

表 3. 2 にコインシデンス回路、アンチコインシデンス回路を用いたバックグラウンド中性子の測定結果を示す。到来時間分布測定の結果を参照してコインシデンス用のゲート幅を 80 m 秒、アンチコインシデンス用のゲート幅を 120 m 秒とした。測定時間は 12 時間である。コインシデンス回路出力のアンチコインシデンス回路出力に対する比は 0.64 であり、これは 80 m 秒と 120 m 秒の比とほぼ一致している。また、この測定系におけるバックグラウンド計数率は 1 時間当たり 211.4 個であった。

3. 4 結果と考察

中性子検出器の雑音発生源を充分には特定することは出来なかったが、検出器用の高電圧発生器の性能に強く影響された。そのため、動作電圧である 2100 V 専用の高電圧発生器を自作した。その結果、中性子を検出したときに得られる信号電圧よりも雑音電圧を充分小さくすることが出来た。

作製した制御回路により施設排気筒より 200 m 遠方までの測定が可能となった。さらに遠方における測定にはトリガ発生器と電子加速器の間にも時間調整のための遅延回路等を付加する必要がある。

装置全体としては、中性子到来時間分布測定ならびにコインシデンス回路、アンチコインシデンス回路ともに良好に動作し、施設漏洩中性子のスカイシャイン線測定に対して同期方式が有効であるか否かを充分に確かめる性能を有していることが分かった。

4. 施設内および施設周辺における中性子到来時間分布測定

4. 1 施設建屋内における中性子到来時間分布

4. 1. 1 施設内建屋配置と測定点

加速器施設ならびに加速器の概観をPhoto 2.1、Photo 2.2 に示した。4.5 MeV電子線形加速器は図4.1に示すように地下1階に設置されている。しかし、加速器室には換気のための排気筒につながるダクトがある。この排気筒の周辺において漏洩中性子強度が強くなることが定期サーベイによって分かっている。図4.2、図4.3に地下1階と地上1階の平面図を示す。地下1階には加速器室の他に制御室や中性子実験室等がある。地上1階には管理室や各種の実験準備室がある。表4.1に測定点および測定時間、加速器の運転条件、測定機器の設定値等を示した。表中の各測定点に与えられた記号は図4.2、図4.3中に示した場所に対応している。

4. 1. 2 中性子実験室および制御室における中性子到来時間分布

中性子実験室はターゲットの置かれている加速器室と厚さ3.5mのコンクリート壁で仕切られているが、この壁に実験用の貫通孔が空けられている。通常、この貫通孔はコンクリート性の蓋で閉じられている。さらに、必要ならば、1m角のコンクリートブロックを積み上げて遮蔽壁を作ることが出来、制御室に常時人が立ち入ることが出来る様になっている。加速器運転中には中性子実験室に立ち入ることは出来ない。遮蔽壁等の散乱体を通過した後の中性子束のパルス形状変化を調べるためにこの貫通孔の一つおよび遮蔽壁を空けて中性子実験室および制御室での測定を行った。表4.2に測定結果を示す。表中のTotal Count数はMCS各チャンネルの計数値を1024チャンネルにわたって総和をとった値である。

(1) 中性子実験室内における中性子到来時間分布

中性子実験室における各測定点で得られた中性子到来時間分布を図4.4～図4.8に示す。比較のため中性子実験室内5点の結果をまとめて図4.9に示す。貫通孔の出口に最も近いP2点においては中性子検出器に与えるγフラッシュの影響の除去が充分ではなく、今後さらなる対策が必要であることが分かった。図4.4～図4.6から分かるように、

中性子の到来時間分布には30チャンネル以内に見られる鋭いピークを形成する部分とその後に続く指数関数的な減少部分とが存在することが分かる。P4の位置から制御室側に移動した場合、分布全体の形状は余り変化してはいないが、貫通孔線上から離れるにつれて、指数関数部分には大きな変化は見られず、最初のピーク部分の振幅の減少が観測された。従って、このピーク部分はターゲットから直接或いは比較的散乱回数の少ない中性子によって作られていることが分かる。指数関数的な減少部分は散乱、減速され、しかも種々の複雑な経路を辿って検出器に到達した中性子によるものと推測される。図4.7や図4.8から分かるようにP7点やP12点においては全計数値が少なくなるだけでなく、最初のピーク部分の振幅は僅かとなり、指数関数的減少部分に減衰が緩やかになる肩の部分の現れてくることが特色である。図4.9はこれらの変化を明確に示している。

(2) 制御室および建屋地上1階における中性子到来時間分布

図4.10-図4.13に制御室において観測された中性子到来時間分布を示す。P12点とC1点の間には鉄製の遮蔽ドアが存在している。C2点では中性子実験室内のデータに見られた最初のピーク部分は観測されず、より時間の経過した50チャンネル付近にブロードなピークが存在する。距離が離れた分だけ検出器まで到達するのにより長い時間がかかると予測されるが、測定時間が十分に長くなかったため、そのような中性子は観測できなかった。むしろ、Pシリーズのデータと比較して中性子の到来時間幅は短くなった。同時に観測された地上1階での到来時間分布を図4.14、図4.15に示す。また、バックグラウンド中性子による到来時間分布を図4.16に示す。

4.2 レムカウンター出力との比較

中性子到来時間分布測定に使用したBF₃検出器には減速材がついていないので、実験で得られた計数値を線量当量に変換することが直接的には困難である。鉛ターゲットから発生したときの中性子スペクトルは、物質によって決まる特性濃度を有するマックスウェル分布^[3]と考えられるが、各測定点における中性子スペクトルは経路中の散乱の仕方によって異なってくる。しかし、到来時間分布に見られた最初の鋭いピーク部分が大きく減少し指数関数的減衰部分が主要な成分となった各測定点では、十分な回数の散乱を受けてその測定点に到達していると考えられる

ので、スペクトルに大きな変化がないことが推測される。そのような状況ではBF₃検出器の計数値と線量当量の間には比例関係が存在し得る。そこで、市販されているレムカウンター（富士電機社製 NSN10001型）とそのような各測定点での計数値とを比較した。表4.3に測定結果を示す。図4.17にその結果をグラフにして示した。正確な直線関係は得られていないが、比較的良好な直線関係が見られた。したがって、計数値からも線量当量を推測することができる。

4.3 施設周辺における中性子到来時間分布

4.3.1 施設周辺における測定点

測定は南方向（正面方向）、南西方向および排気筒のある施設屋上の北西方向で行われた。測定点を図4.18、図4.19に示す。加速器は地下に設置されており、ビーム出口方向（南方向）の壁厚は5mであり、内部に鉄板（0.8m）を有している。南西方向には鉄板はない。ビーム出口で発生した中性子が直接的に検出器に到達するにはこれらの壁や土を透過しなければならないので南方向と南西方向では遮蔽物に差がある。

表4.4に測定点および測定時間、加速器の運転条件、測定機器の設定値等を示した。本実験では、装置の改良の結果、中性子到来時間分布と通常の同期型測定装置によるコインシデンス回路計数が同時に行うことが出来た。予備実験の結果、測定点に中性子が到達するまでの時間が長くなり、また時間差も大きくなっていることがわかった。そのため、信号中性子を数え落とさないようにコインシデンス回路のゲート幅を80m秒とした。また、MCSの1チャンネル当たりの時間幅も施設内に比べて2倍の194μ秒とし、加速器の繰り返し周波数を5Hzとした。

4.3.2 南方向（正面方向）、南西方向および屋上における中性子到来時間分布

南方向2回、南西方向1回および屋上北西方向1回の合計4回にわたって実験を行った。南西方向10m点を基準点として、どの実験シリーズにおいてもこの基準点での測定を実施した。各シリーズの実験結果を相互に比較する際には各シリーズによる加速器の出力電流の違いや測定時間の違いを補正する必要がある。その際には、基準点におけるコインシデンス回路の出力計数値を用いて行った。各測定点で得られたコイン

シデンス回路、アンチコインシデンス回路の出力計数値およびMCSで得られたTotal Count数を表4.5に示す。コインシデンスとアンチコインシデンス回路の出力計数値の和がMCSのTotal Count数と一致していない原因はSCAとMCSのディスクリミネータのレベル設定の調整が不十分であることを示す。今後さらなる調整が必要である。

施設周辺で観測された中性子到来時間分布の例を図4.20-図4.27に示す。これらはいずれも南方向で測定されたものである。また、実験日のバックグラウンドを図4.28に示す。

施設周辺で観測された中性子到来時間分布の形状は施設内で観測された分布の形状と異なっている。施設内での到来時間分布には次のような変化が見られた。すなわち、中性子実験室で観測された(図4.4、図4.8)最初の鋭いピークの存在から肩の存在への変化および制御室で見られたように、最初のピークが消滅し、その後にブロードなピークが現れた変化(図4.11)である。一方、施設周辺では、図4.21等に見られるように、第1のピークのように見える最初の急激な減少の後、第2のピークが現れている。第2のピークの幅は距離と共に広がりブロードなピークに変化することは施設内と類似しているが、施設周辺では最初のピークは無くなってはいない。

図4.29-図4.33にコインシデンス回路の出力と距離との関係を示した。測定場所の異なるデータを比較する際には、基準点におけるデータで補正を行った。

4.4 結果と考察

施設建屋内および施設周辺における中性子到来時間分布測定を実施した。分布は単に距離による変化にとどまらず、測定場所によって特徴的な変化を示すことが分かった。今後、その機構の解明と同時にモンテカルロ輸送コードEGSおよびMCNPを用いたシミュレーションを実施する予定である。

スカイシャイン線に基づく線量の距離依存性に関しては多くの実験式や理論式が提出されている^[4]。スカイシャイン線の実効的な線源の近くでの距離依存性は建物の構造や配置の影響が大きく、それらの式と、直接、比較するに至ってはいないが、今後さらにシミュレーションを含めて、遠方の実験を実施する予定である。

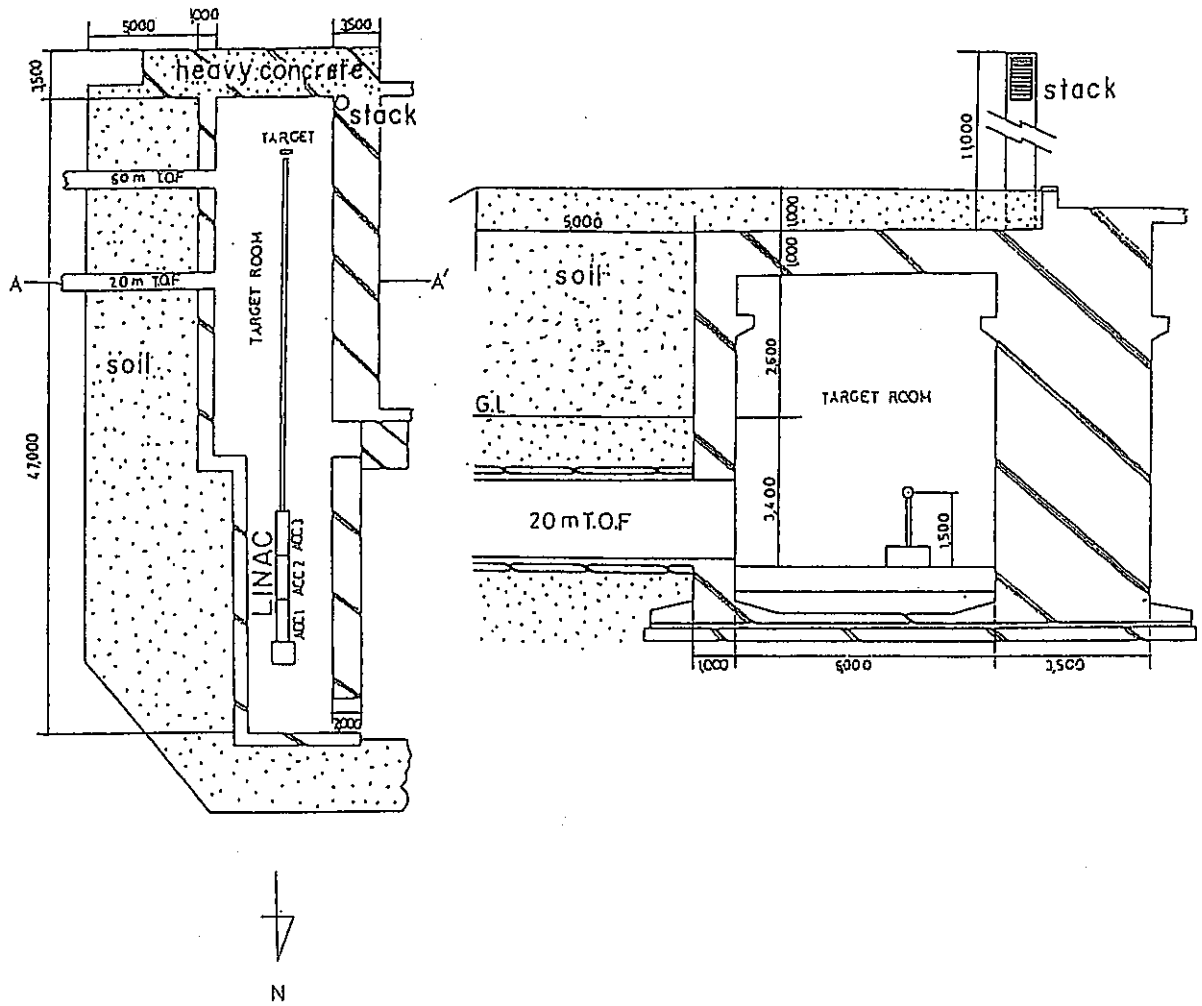


図 4. 1 加速器室の平面図と立面図

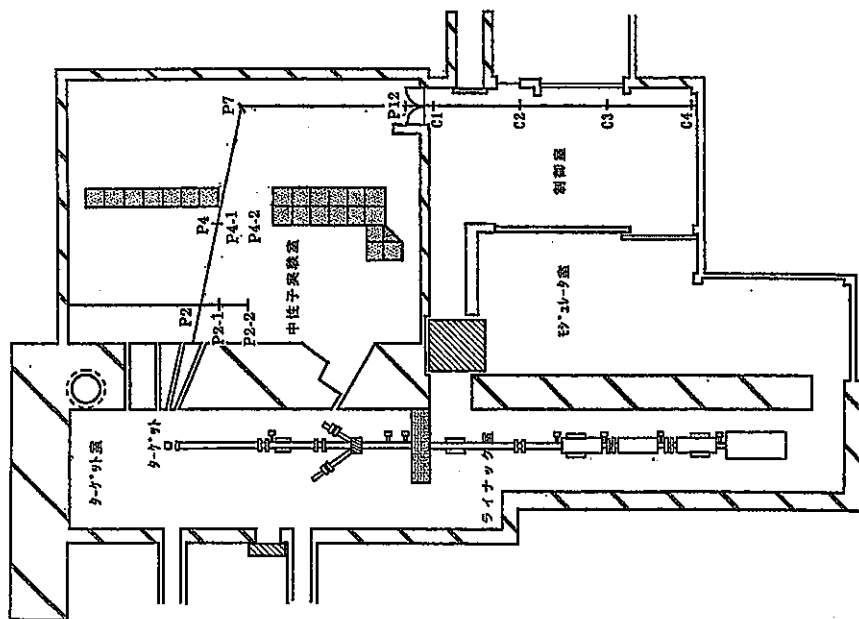


図 4. 2 建屋地下平面図と測定点

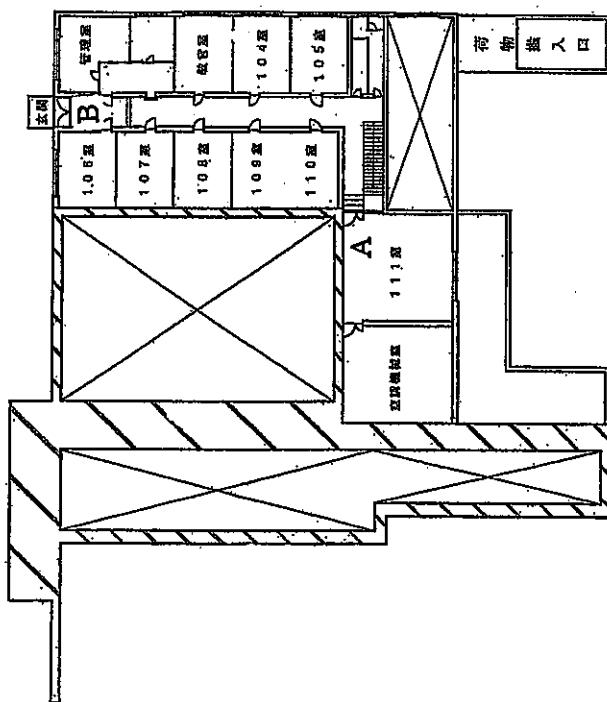


図 4. 3 建屋 1 階平面図と測定点 (A 点と B 点)

表 4.1 建屋内における測定場所、測定時間、加速器の運転条件及び測定機器の設定値

LINAC CONDITION : 10pps, 3 μ S
 DETECTOR : BF₃ (HV + 2100V)
 LINEAR AMP GAIN : COARSE 20, FINE 7
 ADC, SCA LLD LEVEL : 0.5V
 MCS DWELL TIME : 97 μ S, MCS RESOLUTION : 1024ch

NAME	測定地点	測定時間(秒)	繰り返し(pps)
MB21701	P12	696	10
MB21702	P7	710	10
MB21703	P4 より 2m 地点	700	10
MB21704	P4 より 1m 地点	700	10
MB21801	R1	700	10
MB21802	R2	700	10
MB21803	C1	698	10
MB21804	C2	696	10
MB21805	C3	697	10
MB21806	C4	698	10
MB22502	P4	695	10
MB22503	E111 室入口付近	1191	10
MB22504	LINAC 玄関内側	1191	10
MB22505	同上(BG)	1194	10

表 4.2 各測定点におけるカウント数

(Total Count 数 = MCS の 1024 チャンネルにおけるカウント数の総和)

NAME	測定地点	TOTAL COUNT	COIN	ANTI-COIN
MB21701	P12	18647		
MB21702	P7	75396		
MB21703	P4 より 2m 地点	194569		
MB21704	P4 より 1m 地点	273790		
MB21801	R1	244009		
MB21802	R2	165555		
MB21803	C1	6946		
MB21804	C2	1509		
MB21805	C3	621		
MB21806	C4	367		
MB22502	P4	403966		
MB22503	E111 室入口付近	196		
MB22504	LINAC 玄関内側	293		
MB22505	同上(BG)	209		

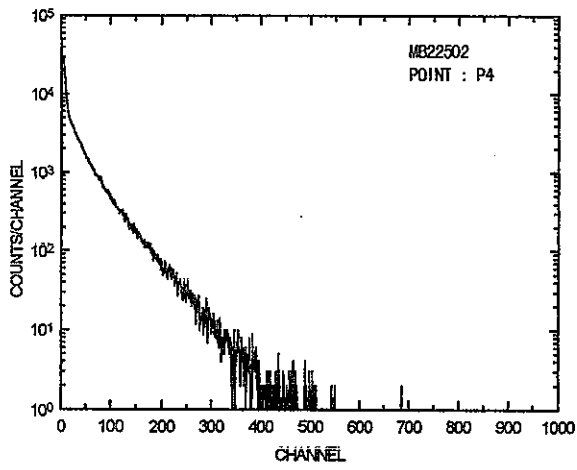


図 4.4 測定点 P4 における中性子到来時間分布

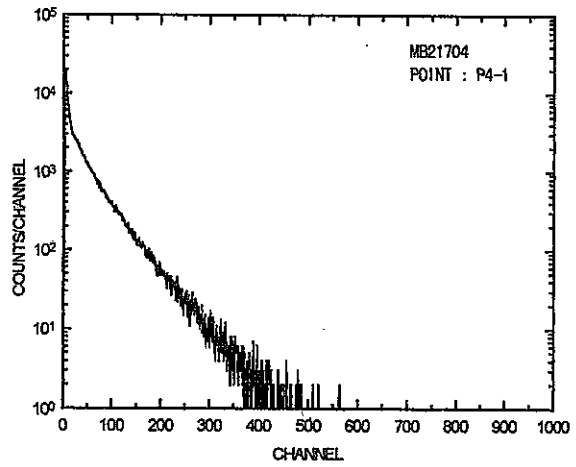


図 4.5 測定点 P4-1 における中性子到来時間分布

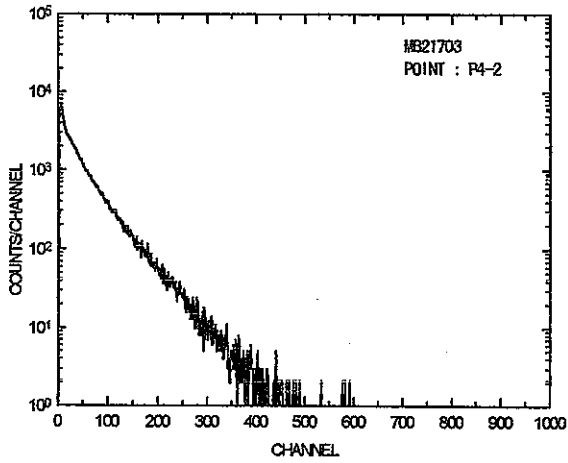


図 4.6 測定点 P4-2 における中性子到来時間分布

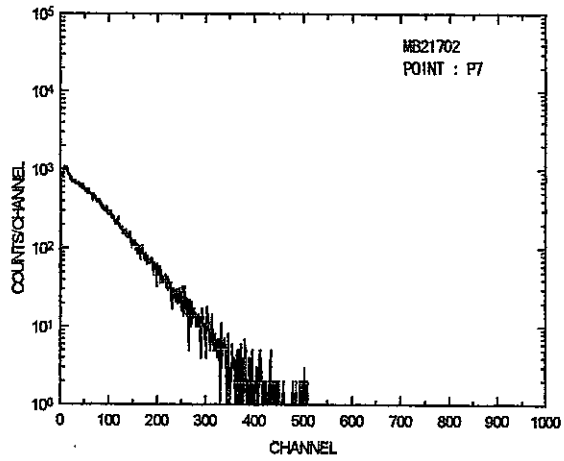


図 4.7 測定点 P7 における中性子到来時間分布

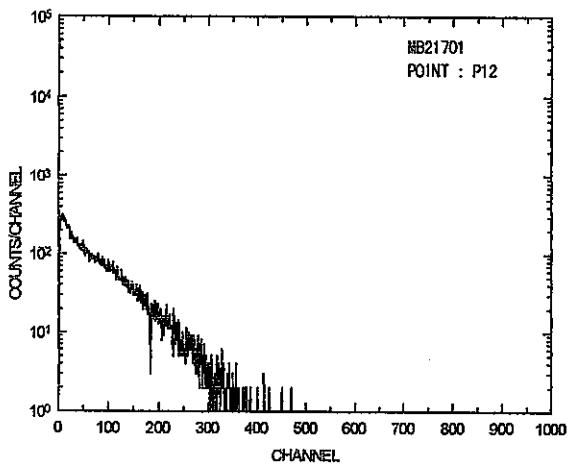


図 4.8 測定点 P12 における中性子到来時間分布

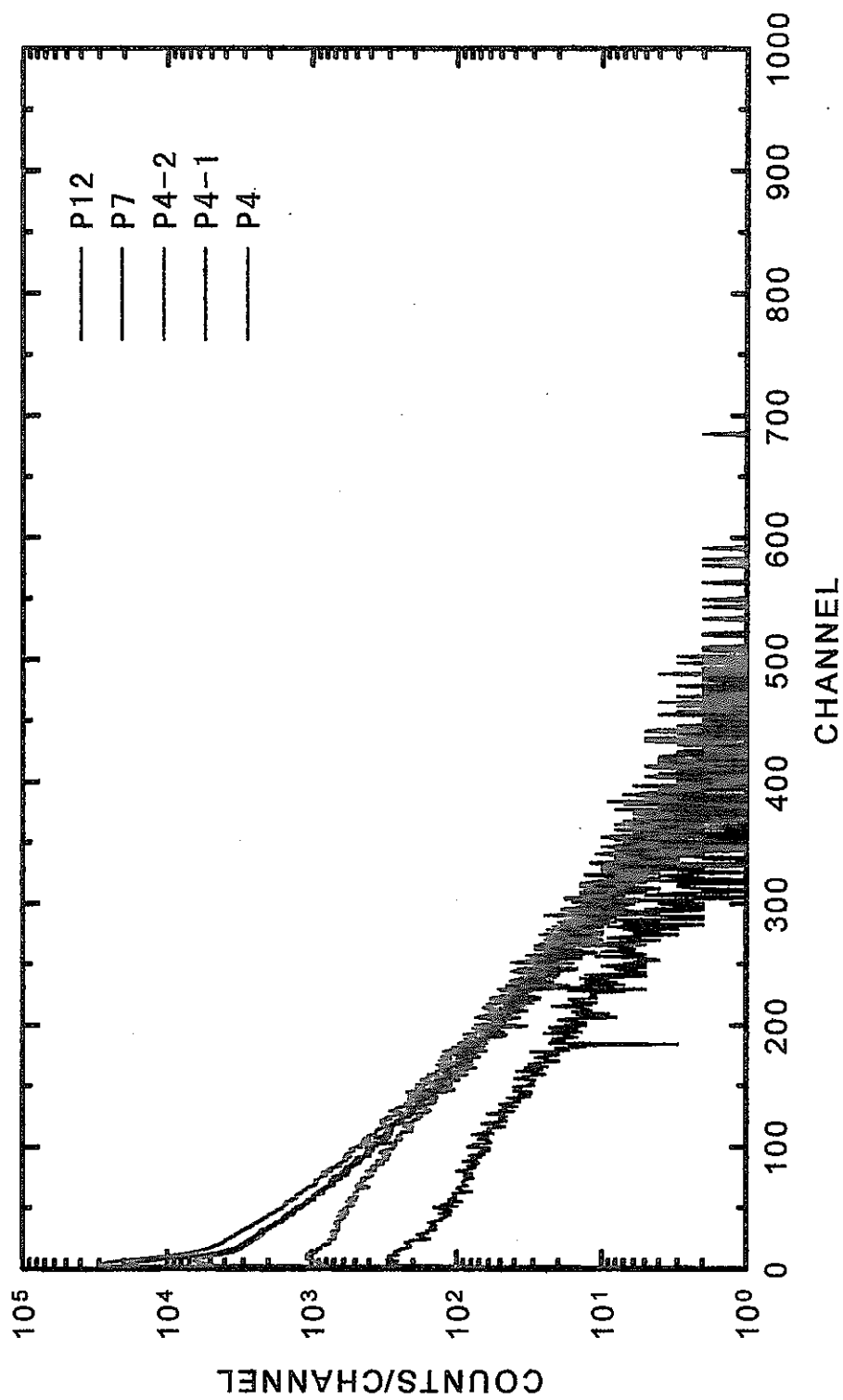


図 4.9 中性子実験室内 5ヶ所における中性子到来時間分布

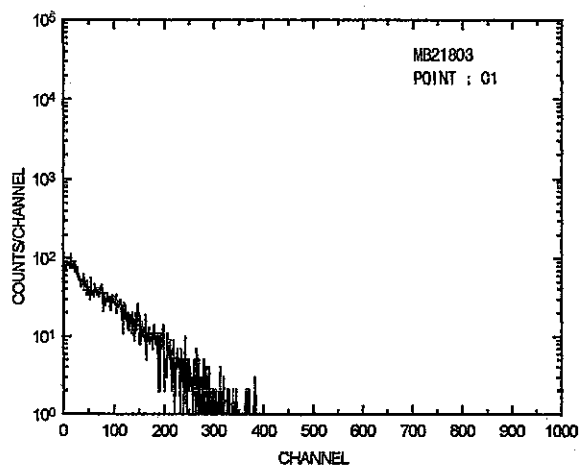


図 4.10 測定点 C1 における中性子到来時間分布

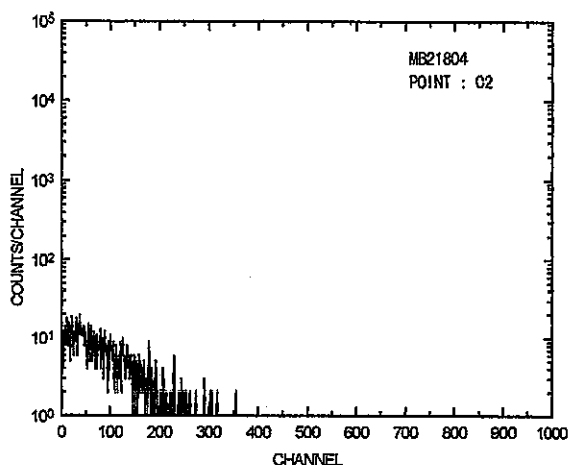


図 4.11 測定点 C2 における中性子到来時間分布

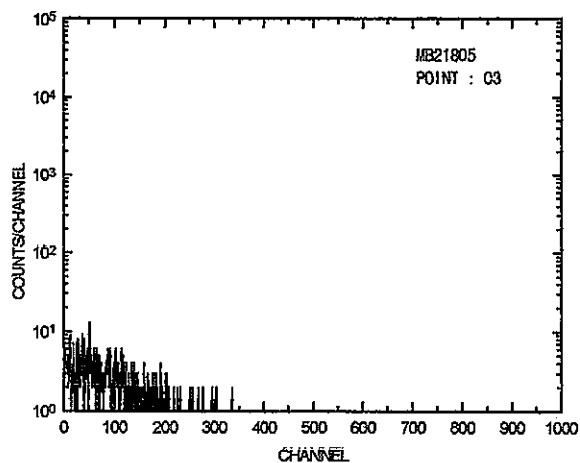


図 4.12 測定点 C3 における中性子到来時間分布

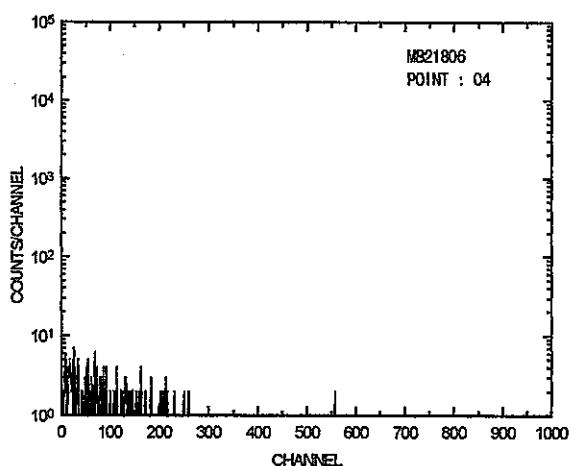


図 4.13 測定点 C4 における中性子到来時間分布

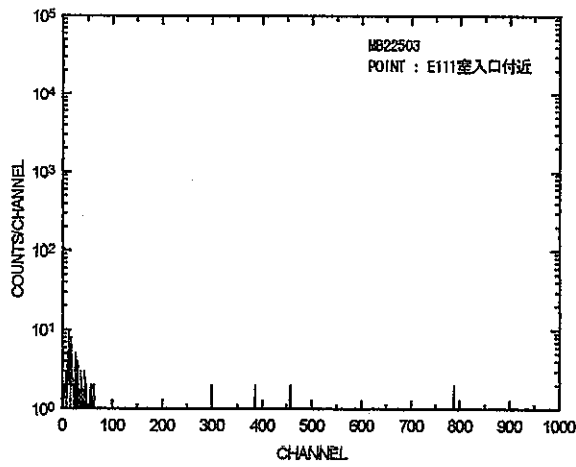


図 4.14 測定点 E111 における中性子到来時間分布

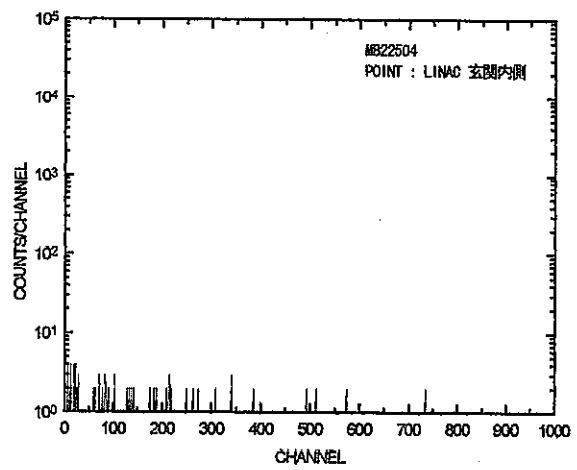


図 4.15 測定点 LINAC 玄関内側における
中性子到来時間分布

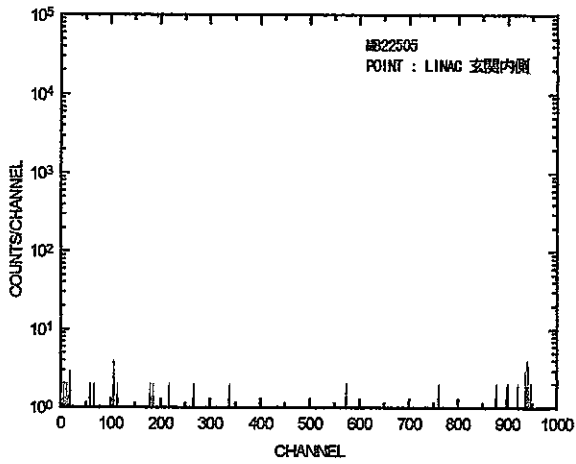


図 4.16 バックグラウンド中性子による到来時間分布

表 4.3 各測定点における Total Count 数とレムカウンタ出力

レムカウンタ($\mu\text{Sv/h}$)	Total Count
0.015	621
0.03	367
0.043	1509
0.17	6946
3.9	75396
18.5	250020
25.0	273790

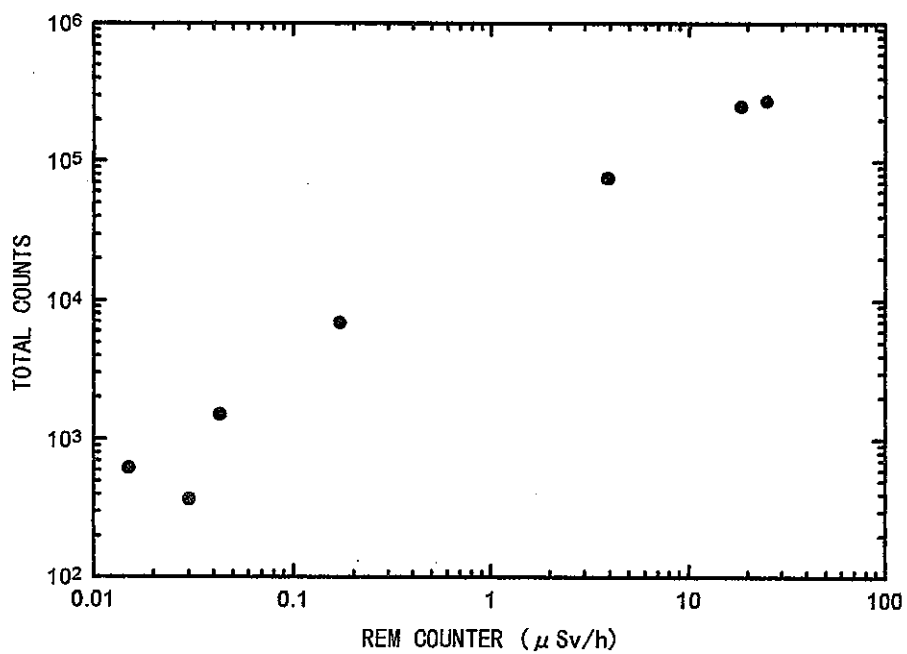


図 4.17 Total Count 数とレムカウンタ出力の関係

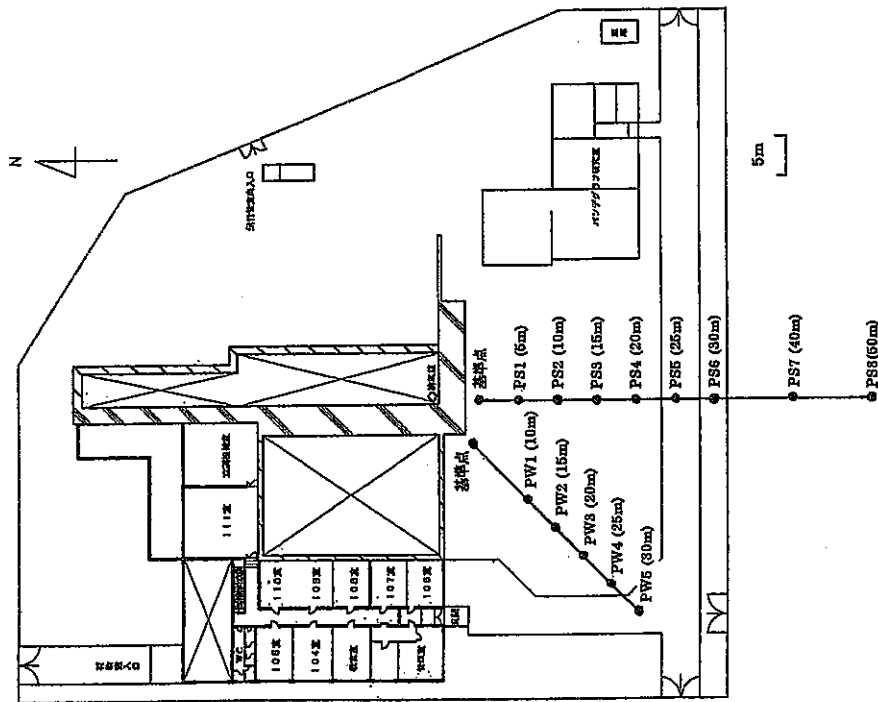


図 4. 1 8 南方向、南西方向の測定場所

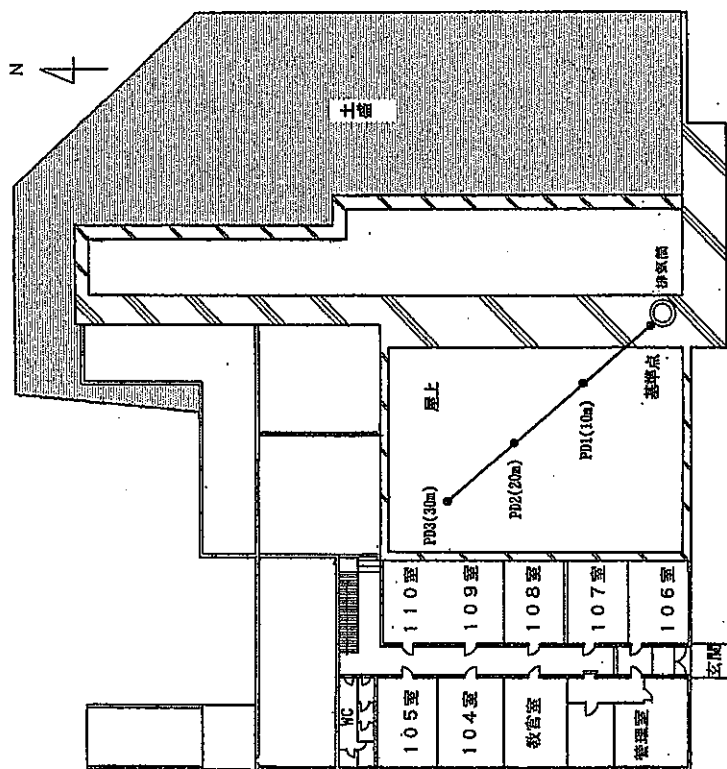


図 4. 1 9 屋上北西方向の測定場所

表 4. 4 施設周辺における測定場所、測定時間、加速器の運転条件
および測定機器の設定値

LINAC CONDITION : 5pps, 3 μ S

DETECTOR : BF₃ (HV + 2100V)

LINEAR AMP GAIN : COARSE 20, FINE 7, LLD LEVEL(ADC, SCA) : 0.5V

MCS DWELL TIME : 194 μ S, MCS RESOLUTION : 1024ch

南方向 - I

Name	測定地点	測定時間 (分)	繰り返し (pps)	ゲート幅 (mS)
MB102201	PW1(10m 基準点)	30	5	80
MB102202	PS1(正面 5m 地点)	30	5	80
MB102203	PS2(正面 10m 地点)	30	5	80
MB102204	PS3(正面 15m 地点)	30	5	80
MB102205	PS4(正面 20m 地点)	30	5	80
MB102206	PS5(正面 25m 地点)	30	5	80
MB102207	PS6(正面 30m 地点)	30	5	80

南方向 - II

Name	測定地点	測定時間 (分)	繰り返し (pps)	ゲート幅 (mS)
MB112001	PW1(10m 基準点)	30	5	80
MB112003	PS7(正面 40m 地点)	60	5	80
MB112004	PS8(正面 50m 地点)	60	5	80

南西方向

Name	測定地点	測定時間 (分)	繰り返し (pps)	ゲート幅 (mS)
MB101601	PW1(10m 基準点)	30	5	80
MB101602	PW2(15m 地点)	30	5	80
MB101603	PW3(20m 地点)	30	5	80
MB101604	PW4(25m 地点)	30	5	80
MB101605	PW5(30m 地点)	30	5	80

屋上北西方向

LINAC CONDITION : 1pps 及び 5pps, 3 μ S, グリッドパルス最大 1/10 可変

MCS DWELL TIME : 97 μ S 及び 194 μ S, MCS RESOLUTION : 1024ch

Name	測定地点	測定時間 (分)	繰り返し (pps)	ゲート幅 (mS)
MB100901	PW1(10m 基準点)	40	5	80
MB100902	PN1(排気塔)	30	1	80
MB100903	PN2(排気塔から 10m)	30	5	80
MB100904	PN3(排気塔から 20m)	30	5	80
MB100905	PN4(排気塔から 30m)	30	5	80

表 4. 5 各測定点におけるカウント数
(Total Count 数=MCS の 1024 チャンネルにおけるカウント数の総和)

南方向 - I

Name	測定地点	TOTAL COUNT	COIN	ANTI- COIN
MB102201	PW1(10m 基準点)	2939	2857	121
MB102202	PS1(正面 5m 地点)	3440	3367	102
MB102203	PS2(正面 10m 地点)	3026	2960	92
MB102204	PS3(正面 15m 地点)		2248	112
MB102205	PS4(正面 20m 地点)	1822	1739	95
MB102206	PS5(正面 25m 地点)	1408	1282	130
MB102207	PS6(正面 30m 地点)	1194	1096	109

南方向 - II

Name	測定地点	TOTAL COUNT	COIN	ANTI- COIN
MB112001	PW1(10m 基準点)	2602	2460	165
MB112003	PS7(正面 40m 地点)	1092	776	325
MB112004	PS8(正面 50m 地点)	662	508	161

南西方向

Name	測定地点	TOTAL COUNT	COIN	ANTI- COIN
MB101601	PW1(10m 基準点)	3255	3164	116
MB101602	PW2(15m 地点)	2419	2317	117
MB101603	PW3(20m 地点)	1859	1764	108
MB101604	PW4(25m 地点)	1661	1533	140
MB101605	PW5(30m 地点)	1145	1047	111

屋上北西方向

Name	測定地点	TOTAL COUNT	COIN	ANTI- COIN
MB100901	PW1(10m 基準点)	4071	4230	175
MB100902	PN1(排気塔)	61362	79816	94
MB100903	PN2(排気塔から 10m)	8748	8797	102
MB100904	PN3(排気塔から 20m)	2667	2595	117
MB100905	PN4(排気塔から 30m)	1286	1201	103

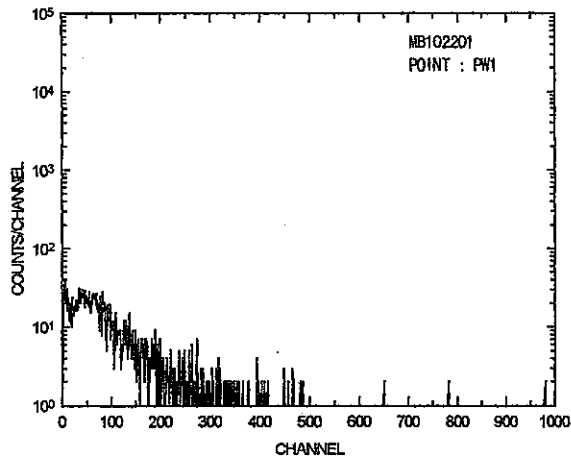


図 4.20 測定点 PW1 における中性子到来時間分布

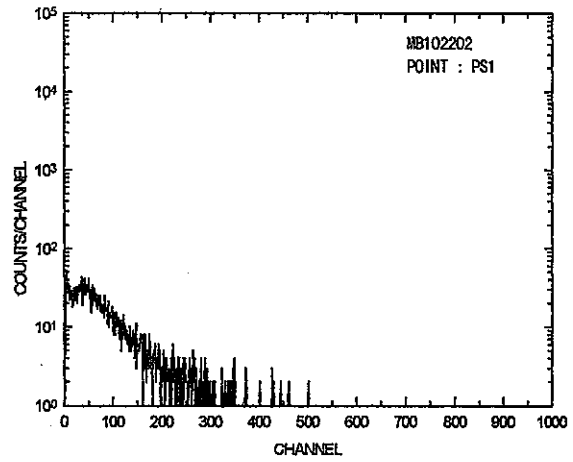


図 4.21 測定点 PS1 における中性子到来時間分布

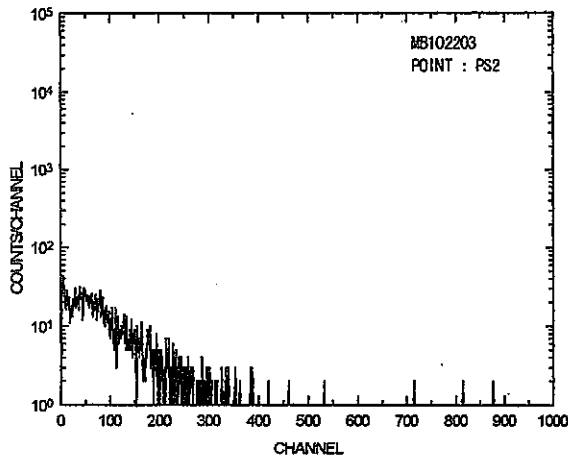


図 4.22 測定点 PS2 における中性子到来時間分布

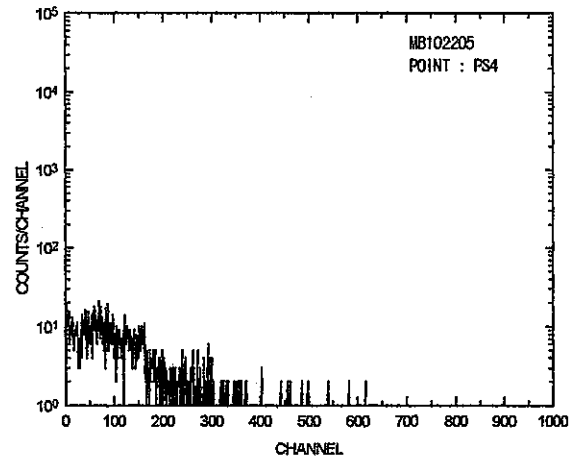


図 4.23 測定点 PS4 における中性子到来時間分布

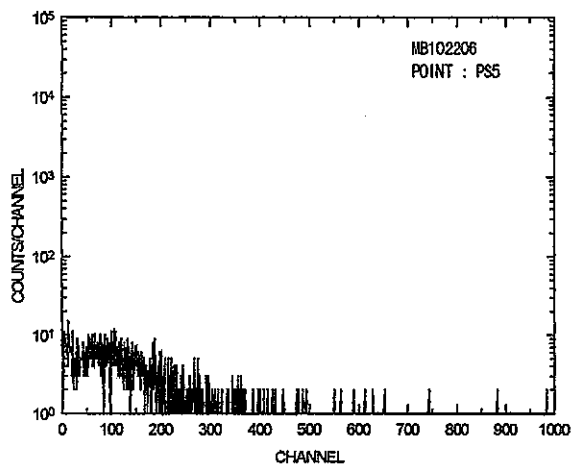


図 4.24 測定点 PS5 における中性子到来時間分布

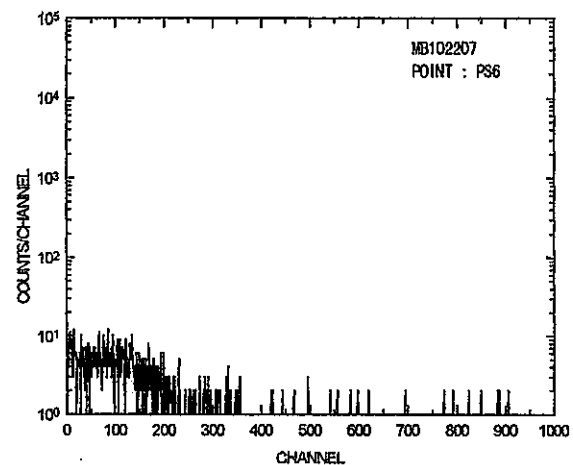


図 4.25 測定点 PS6 における中性子到来時間分布

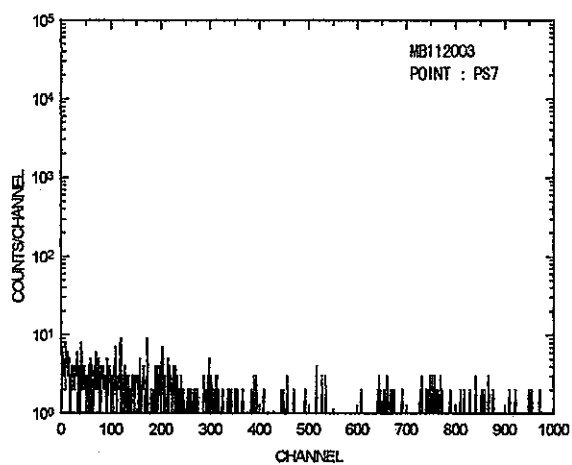


図 4.26 測定点 PS7 における中性子到来時間分布

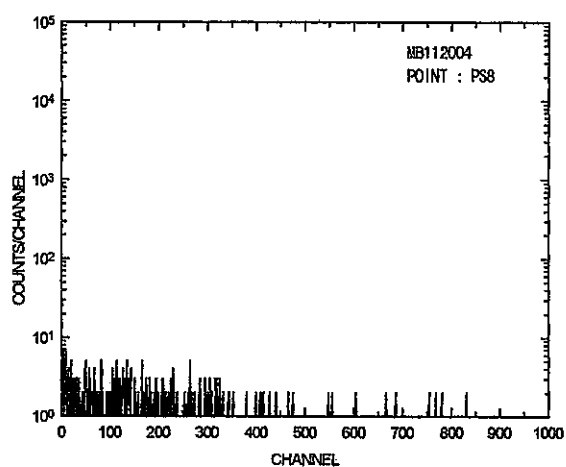


図 4.27 測定点 PS8 における中性子到来時間分布

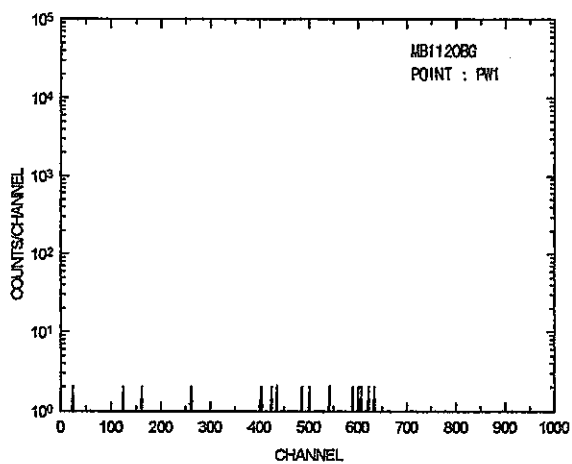


図 4.28 基準点におけるバックグラウンド

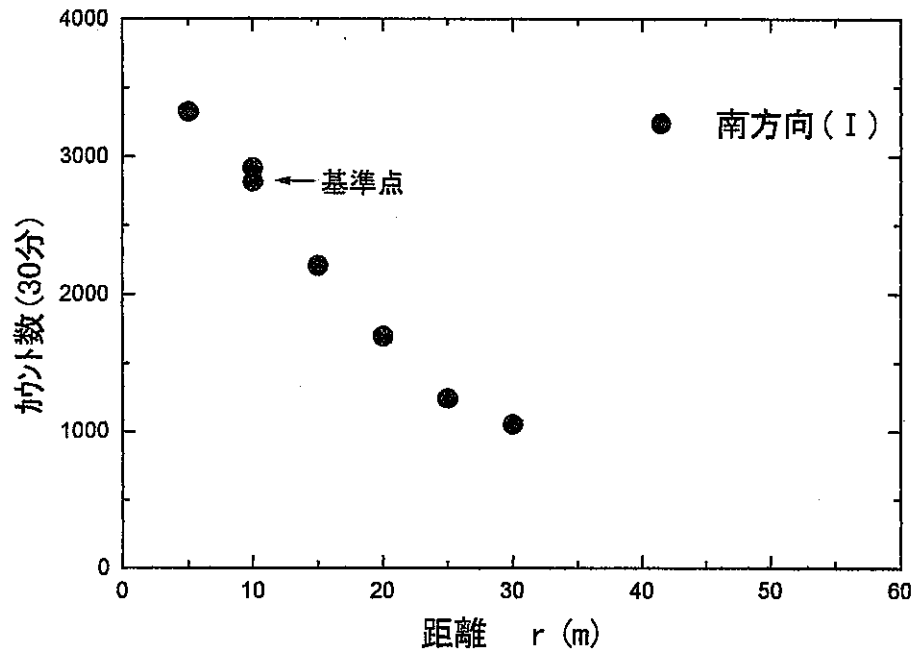


図 4.29 45MeV 電子加速器施設周辺の中性子到来時間分布測定:南方向 I (正面)

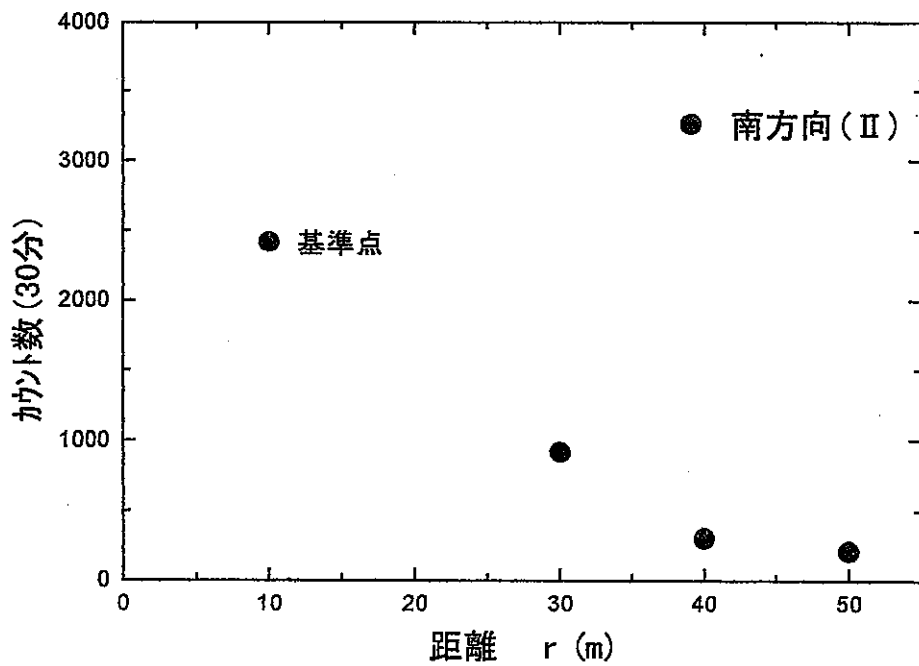


図 4.30 45MeV 電子加速器施設周辺の中性子到来時間分布測定:南方向 II (正面)

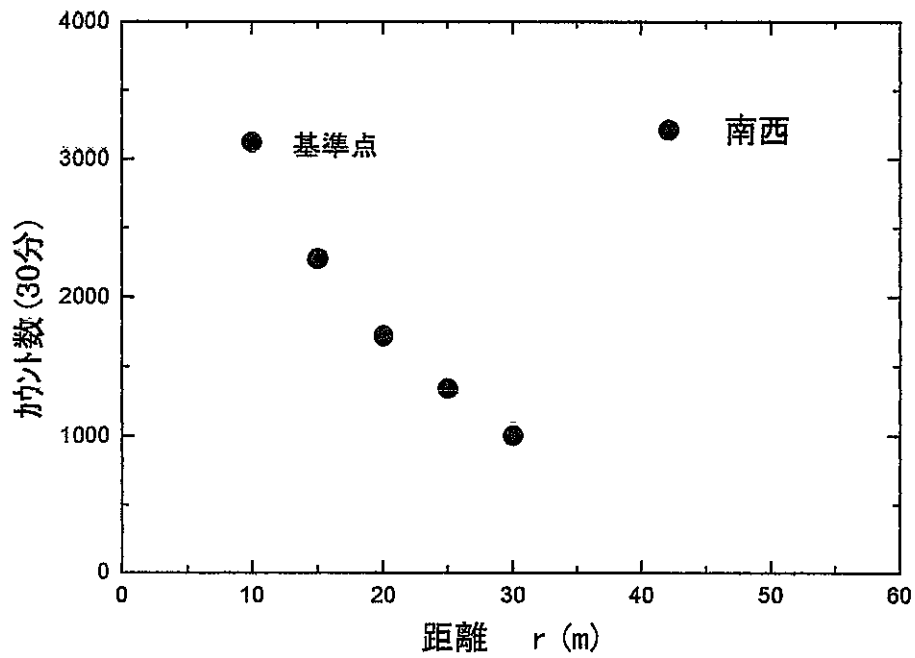


図 4.31 45MeV 電子加速器施設周辺の中性子到来時間分布測定:南西方向

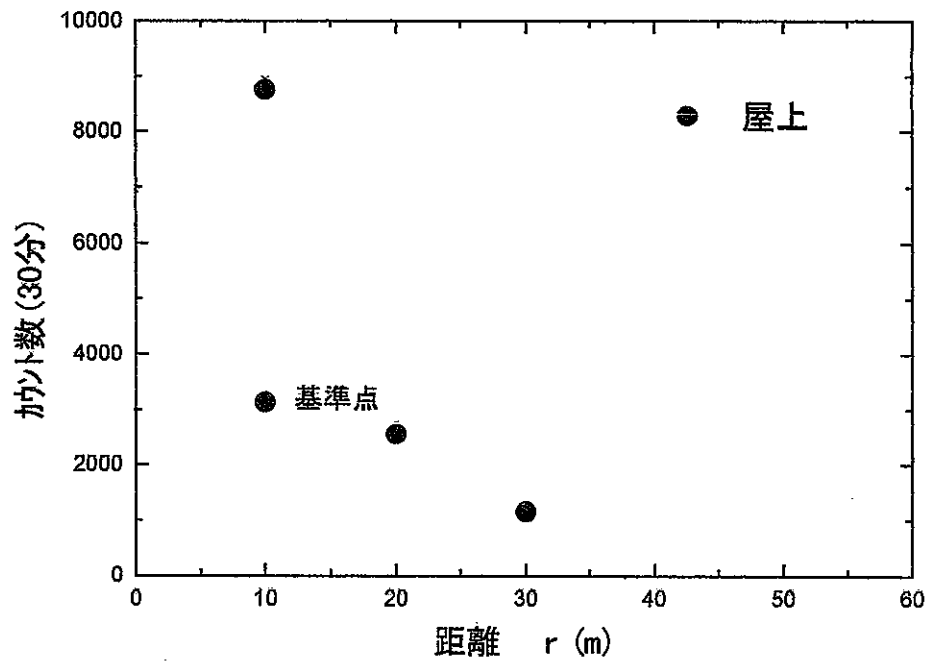


図 4.32 45MeV 電子加速器施設周辺の中性子到来時間分布測定:屋上
(排気塔(r=0[m])では、 3.99×10^6 [counts/30min])

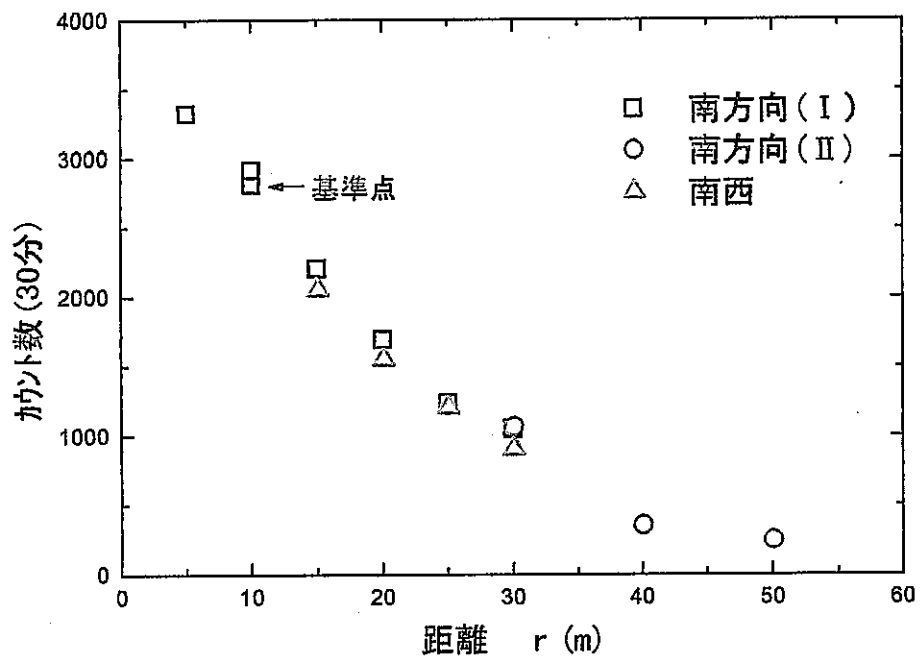


図 4.33 45MeV 電子加速器施設周辺の中性子到来時間分布測定

5. MCNPコード検証計算

5. 1 MCNPコードの概要

MCNPコードは Los Alamos で開発されたモンテカルロ計算コードであり、三次元空間における中性子-光子-電子の輸送に関するシミュレーションが可能である。1983年にMCNP3がRISC (Radiation Shielding and Information Center) を通じて初めて世界に公開された後、MCNP3A、MCNP3Bを経て、1990年にMCNP4が公開された。MCNP4においては、これまでの中性子と光子の輸送に加え、電子の輸送を取り扱うことが可能となった。1993年には、より高度な統計的解析や新しい光子データの導入など様々な改良が加えられたMCNP4A^[5]が公開されている。

以下にMCNP4Aの主な機能および特徴を示す。

1. 中性子、光子、電子についてのシミュレーションを次のようなモードで行うことができる。
 - (i) 中性子のみ
 - (ii) 光子のみ
 - (iii) 電子のみ
 - (iv) 中性子/光子
 - (v) 中性子/光子/電子
 - (vi) 光子/電子
 - (vii) 電子/光子
2. 適用エネルギー範囲
中性子： $10^{-11}\text{MeV} \sim 20\text{MeV}$
光子・電子： $1\text{keV} \sim 1\text{GeV}$
3. 一次または二次の平面と使用可能ないくつかの四次の平面を用いて囲まれた幾何学的セルにおいて、材質の三次元的配列を任意に行うことができる。

4. 連続エネルギーの断面積データを用いることができる。
ENDF^[6] (Evaluated Nuclear Data File)、ENDL^[7] (Evaluated Nuclear Data Library) などが利用可能であるが、これらの評価済み核データライブラリーは、NJOY^[8]などのコードによってMCNPで利用可能なフォーマットに処理され用いられる。
5. 熱中性子は、自由気体モデルと $S(\alpha, \beta)$ モデルの両方によって取り扱われる。
6. 光子に対しては、Compton 散乱、Rayleigh 散乱、光電効果とその後の蛍光放射の可能性、消滅放射線の局所的な放射を伴う電子対生成を考慮している。
7. 電子に対しては、陽電子、K-X 線、制動放射線を含んだ ITS^[9] (Integrated TIGER Series) コードにおける連続エネルギー損失モデルを用いている。

5. 2 被曝線量による検証計算

MCNP コードは 1990 年に公開された MCNP 4 において初めて電子の輸送を考慮した計算が可能となった。ここでは、本研究で用いる PC 版 MCNP 4A によって、物質中における電子の輸送を含めた被曝線量計算を行うことが可能であるかを検証するため、中性子、光子、電子をそれぞれ入射粒子とするエネルギー付与計算を行った。

以下にそれぞれの計算方法を示す。

(i) 中性子についての計算

真空中に置かれた ICRU 球に、単一エネルギーの平行中性子ビームが入射した場合について、主軸上の深さ 1 cm における吸収線量を MCNP を用いて計算し、Leuthold らの計算^[10]と比較した。

計算体系を図 5. 1 に示す。ICRU 球は、表 5. 1 に示すような組成および密度を持つ直径 30 cm の球である。図 5. 1 に示すように、ICRU 球中の主軸上の深さ 1 cm の点を中心とする半径 0. 25 cm の小球領域を考え、

この小球領域内に沈着されるエネルギーをMCNPによって計算し、吸収線量を求めた。入射中性子のエネルギーは、 $1 \times 10^{-8} \sim 20 \text{ MeV}$ のうち12点を選んだ。また、ここで使用した核データは、MCNPに組み込まれているENDF/B-Vに基づくものである。

(ii) 光子についての計算

図5.2の体系を用い、入射粒子を光子として、半無限平板ファントム内における吸収線量の深度分布をMCNPを用いて計算した。1、10、100 MeVの単一エネルギー光子について計算を行い、Rogers^[11]による計算との比較を行った。

(iii) 電子についての計算

図5.2と同様の体系を用い、半無限平板ファントム内における吸収線量の深度分布をMCNPを用いて計算した。2、20、100 MeVの単一エネルギー電子について計算を行い、Rogers^[11]による計算との比較を行った。

図5.3に中性子についての計算結果およびLeutholdらの結果を示す。横軸は中性子エネルギー、縦軸は単位フルエンスあたりの吸収線量である。また、図5.4～図5.6には光子についての計算結果、図5.7～図5.9には電子についての計算結果をRogersの結果をとともにそれぞれ示した。横軸は半無限平板ファントム内の深さ、縦軸は単位フルエンスあたりの吸収線量である。

いずれの計算結果においても、両者には良い一致が見られた。したがって、本研究で用いるPC版MCNP4Aによって、電子の輸送を含めた被曝線量計算が可能であることが確認できた。

5.3 結果と考察

同期型中性子測定装置によるスカイシャイン測定法を確立してゆくためには実験のみならず、中性子到来時間分布を含めた中性子輸送過程をシミュレートして比較検討する必要がある。本章ではそのために必要なMCNP4Aコードをマイクロコンピュータにインストールし、その動作確認を行った結果について述べた。中性子、電子、光子がICRU球中を輸送されるときにICRU球に付与するエネルギーを計算し、それらをLeutholdやRogersによる計算結果と比較した結果、良い一致をみた。

表 5. 1 ICRU 4-element tissue の組成および密度

組成 (wt %)	
H	10.1
C	11.1
N	2.6
O	76.2
密度	1.0 g cm ⁻³

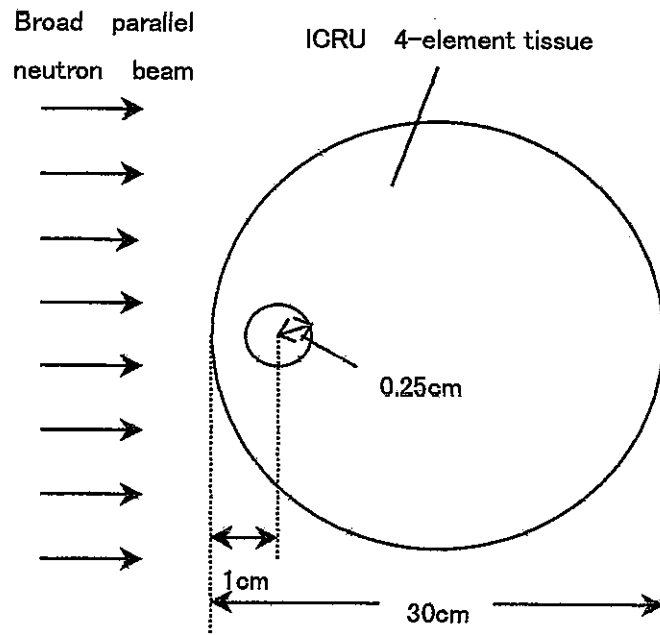


図 5. 1 中性子についての計算に用いた幾何学的体系

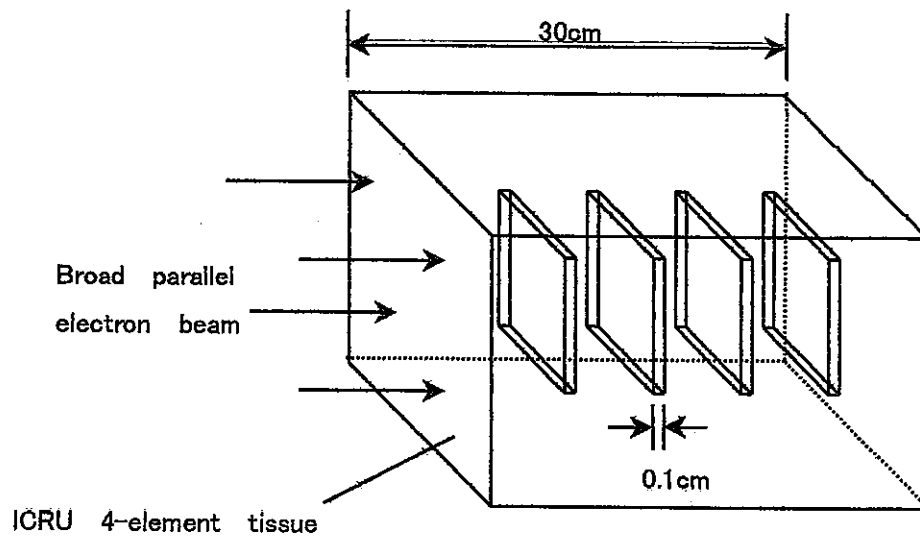


図 5. 2 吸収線量の深度分布に関する計算に用いた幾何学的体系

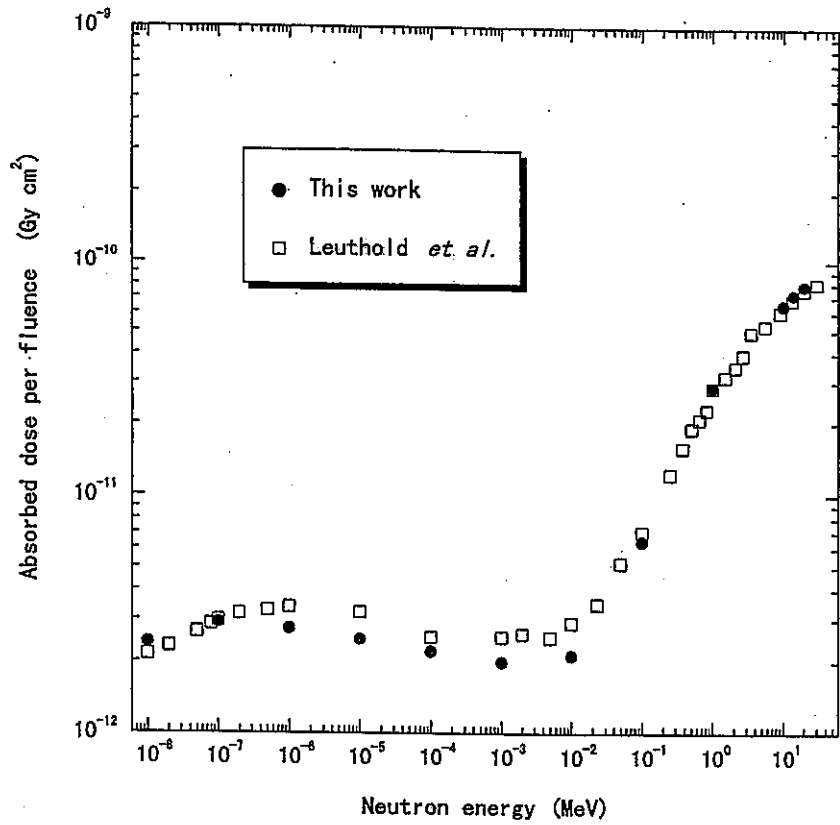


図 5.3 ICRU 球中の深さ 1cm における単位中性子フルエンスあたりの吸収線量

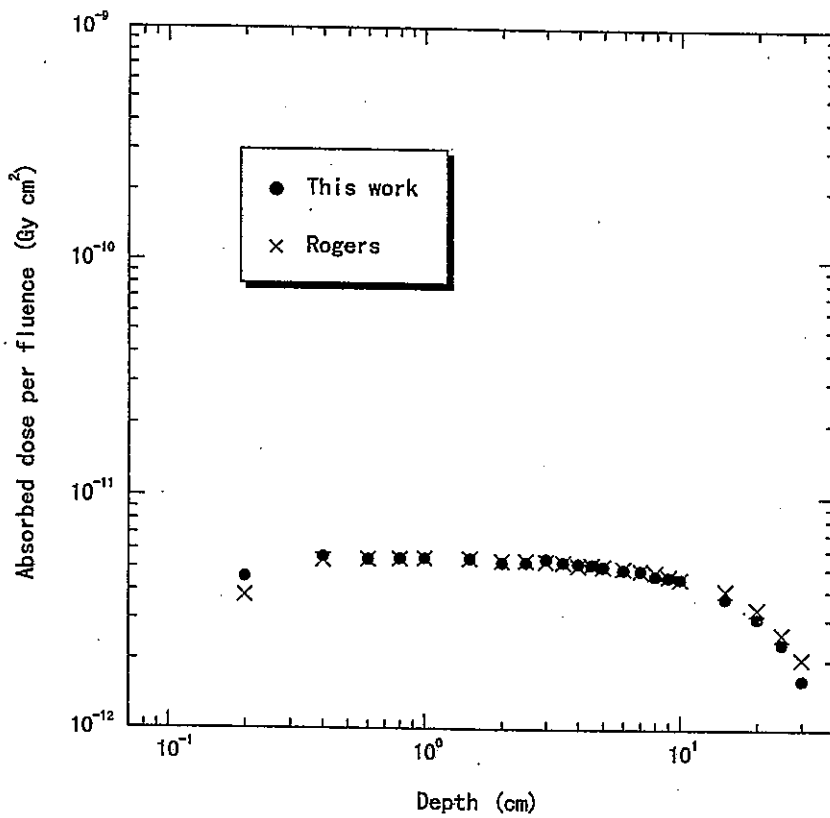


図 5.4 入射エネルギー 1 MeV の光子による単位フルエンスあたりの吸収線量

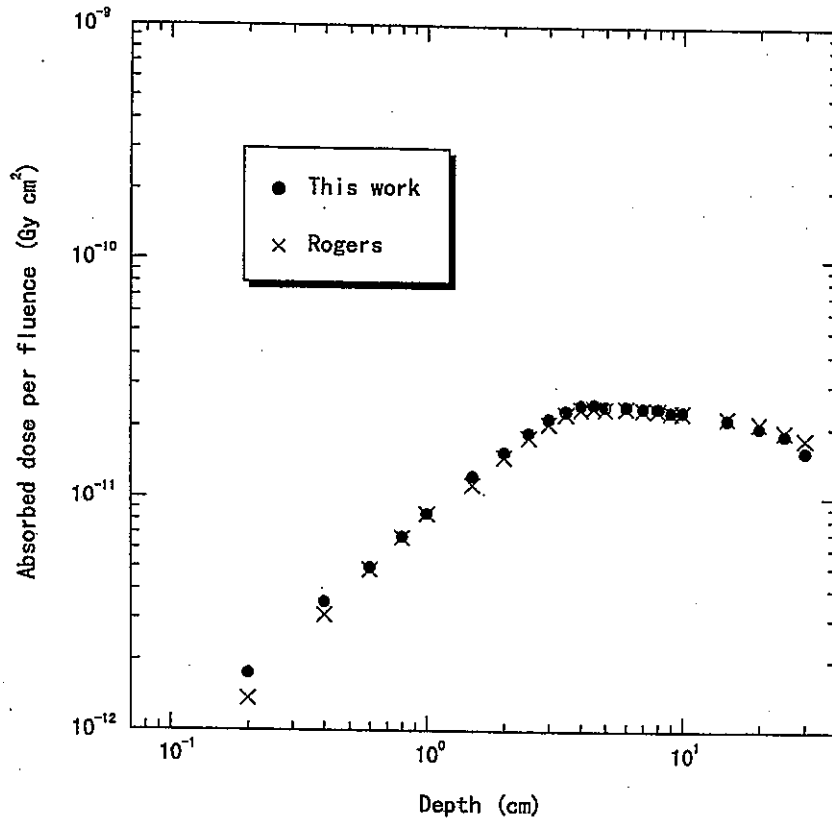


図 5.5 入射エネルギー 10MeV の光子による単位フルエンスあたりの吸収線量

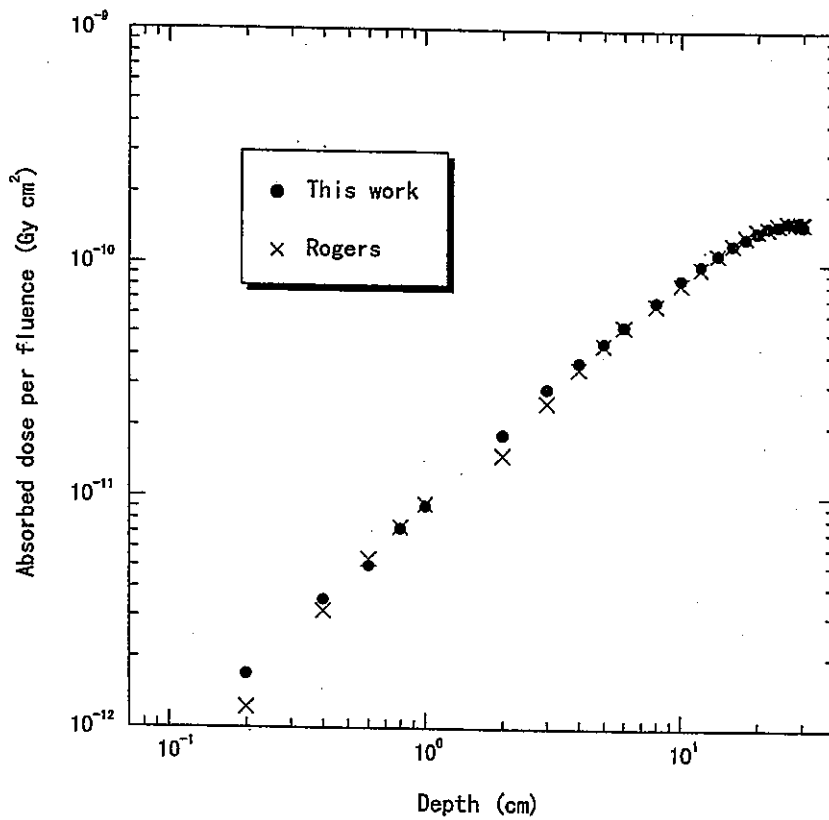


図 5.6 入射エネルギー 100MeV の光子による単位フルエンスあたりの吸収線量

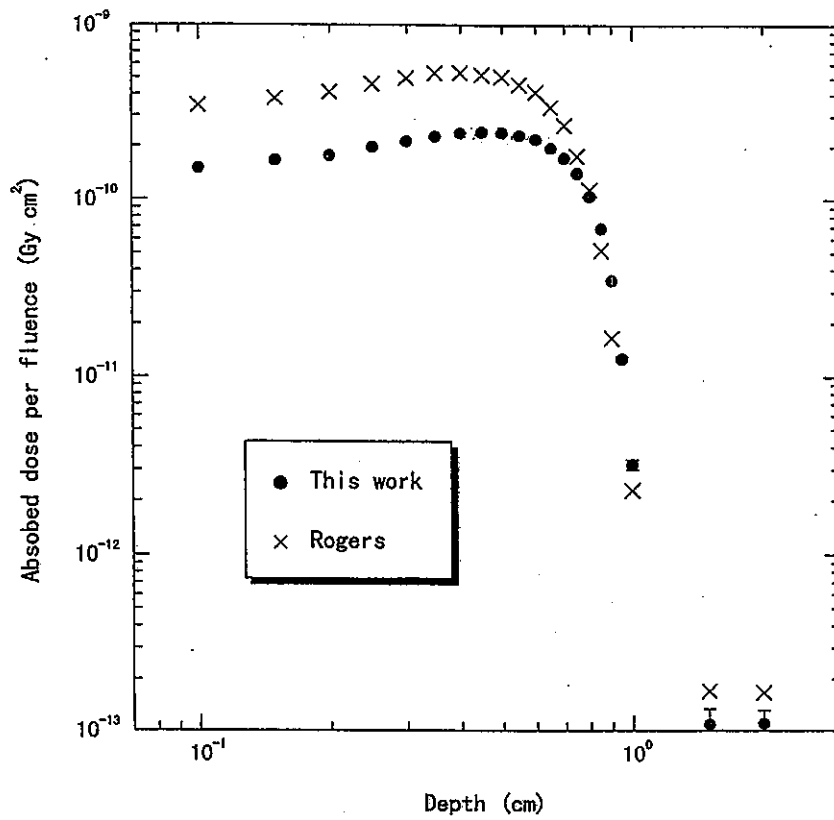


図 5.7 入射エネルギー 2MeV の電子による単位フルエンスあたりの吸収線量

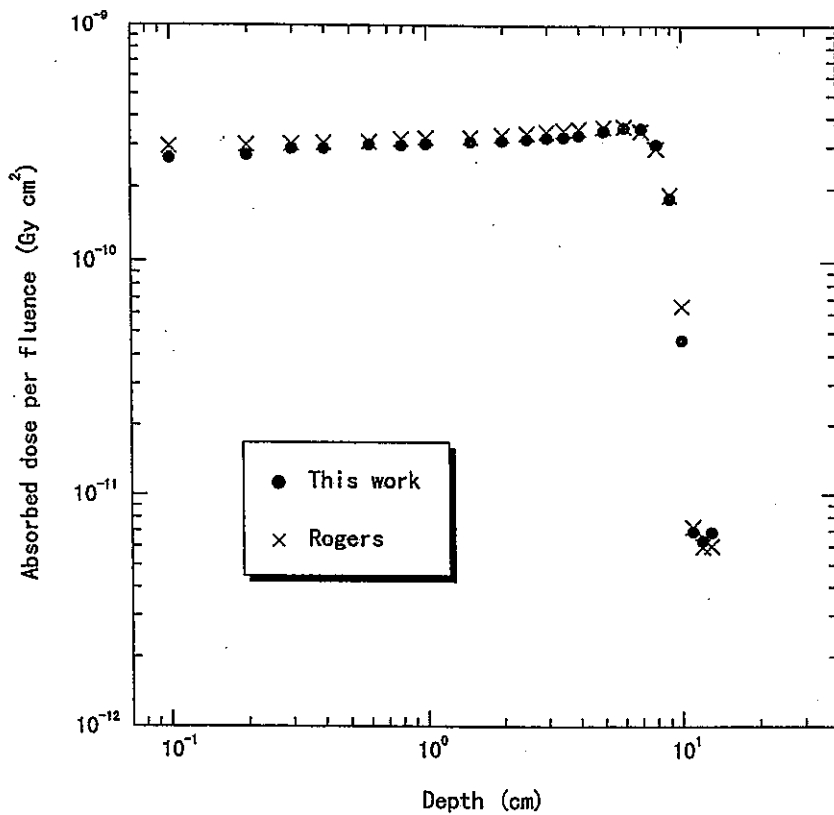


図 5.8 入射エネルギー 20MeV の電子による単位フルエンスあたりの吸収線量

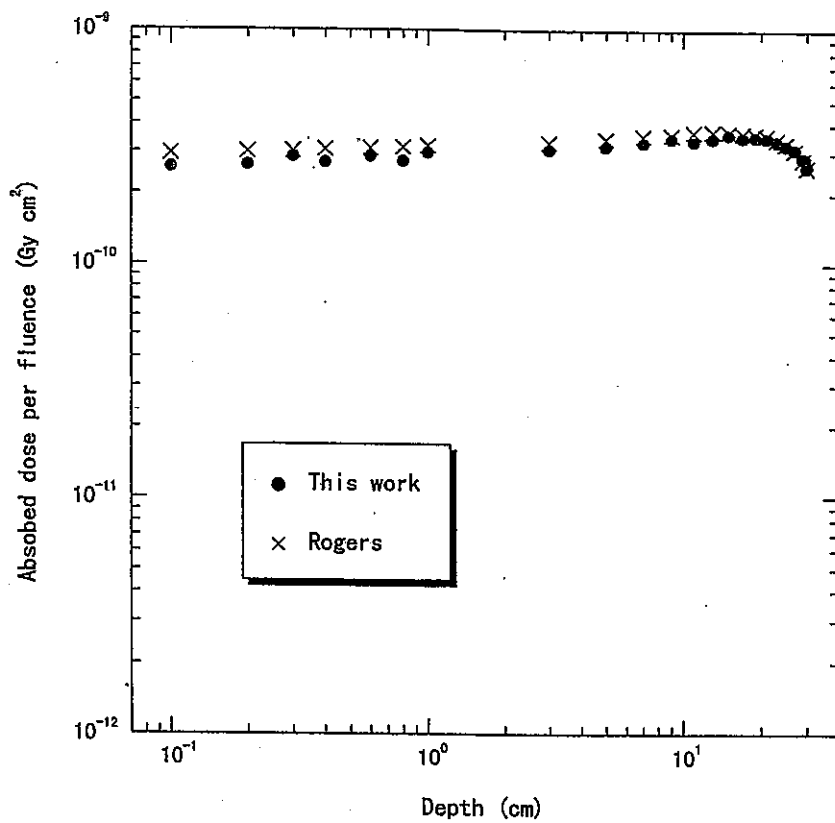


図 5.9 入射エネルギー 100MeV の電子による単位フルエンスあたりの吸収線量

6. 光核反応による中性子発生と輸送に関する

シミュレーション

6. 1 軽元素物質中における光中性子発生

6. 1. 1 半無限平板ファントム内における光中性子の発生計算

真空中に置かれた半無限平板ファントムに単一エネルギーの電子が垂直に入射した場合について、半無限平板内における制動放射線の生成量をEGS 4によって求め、 (γ, n) 反応の断面積を用いて光中性子の発生量を計算した。

光中性子は、巨大双極子共鳴^[12]、疑似重陽子崩壊、 π 中間子生成という三つの光核反応機構によって放出される^[13]。これらの反応は光子エネルギーがそれぞれ10~30 MeV、30~150 MeV、150 MeV以上で主要となる反応である。本研究では、巨大双極子共鳴によって発生する光中性子について計算を行った。その際には、Berman らによって求められた巨大双極子共鳴についての断面積^[14]を用いた。図6. 1~図6. 3に、半無限平板ファントム内において光中性子の生成に寄与する ^{12}C 、 ^{14}N 、 ^{16}O についての断面積を示す。

EGS 4による制動放射線の発生計算に用いた体系を図6. 4に示す。半無限平板ファントムは、厚さ30 cmの横方向に無限の平板であり、その組成および密度は表5. 1の通りである。図6. 4に示すように、半無限平板内の6、12、18、24、30 cmの深さに設定した検出面を通過する光子の個数およびエネルギーをEGS 4によって計算した。そして、それらの結果と図6. 1~図6. 3に示したBerman らによる巨大双極子共鳴についての断面積を用い、半無限平板ファントム内における単位体積あたりの中性子発生数を求めた。この時、EGS 4によって得られた深さ6、12、18、24、30 cmの制動放射線スペクトルを、それぞれ0~6、6~12、12~18、18~24、24~30 cmにおける制動放射線スペクトルとして扱った。計算は、入射電子のエネルギーが30、50 MeVの2点について行った。

EGS 4によって計算した半無限平板内の制動放射線スペクトルを図6. 5~図6. 14に示す。また、図6. 15~図6. 16に光中性子の発生数を示す。横軸、縦軸はそれぞれ、半無限平板ファントム内における深さおよび単位体積あたりに発生する中性子数である。

6. 1. 2 光中性子によるエネルギー付与の計算

6. 1. 1 節において求めた光中性子によって、半無限平板ファントム内に与えられるエネルギーの深度分布を、MCNPを用いて計算した。

MCNPによる計算の入力条件として、線源粒子となる中性子は半無限平板ファントム内において均一に分布し、等方的に放出されるとした。ただしその発生確率は、半無限平板ファントム内のすべての深さにおいて一様ではなく、6. 1. 1 節の結果より求めた深さ0～6、6～12、12～18、18～24、24～30 cmにおいて発生した中性子の個数比を反映させた。また、中性子のエネルギーは、MCNPに内蔵されている蒸発中性子のエネルギースペクトルを用いた。図6. 17に中性子のエネルギースペクトルを示す。

図6. 18～図6. 19に各入射電子エネルギーについての計算結果を示す。横軸は半無限平板ファントム内の深さ、縦軸は単位電子フルエンスあたりに発生する光る中性子による半無限平板ファントム内における吸収線量である。いずれの計算結果においても、統計誤差は2%以下である。

6. 1. 3 高エネルギー電子によるエネルギー付与と光中性子によるエネルギー付与との比較

図6. 20～図6. 21に各入射電子エネルギーに対する全エネルギー付与と光中性子によるエネルギー付与との比較を示す。また、制動放射線による寄与も同時に示した。

図6. 1～図6. 3にもあるように、軽い核に対する (γ, n) 反応の断面積には、22 MeV付近で極大となる幅広い共鳴現象が見られる。入射電子のエネルギーが100 MeVまでは、エネルギーが高くなるにつれてその共鳴エネルギー付近のエネルギーを持つ制動放射線が増加し、光中性子の発生数は増加した。同様に、入射電子のエネルギーの増加とともに、光中性子によるエネルギー付与も増加している。以上のようなことから、巨大双極子共鳴によって発生した光中性子の寄与は全エネルギー付与に対して非常に小さく、入射電子エネルギーが100 MeVを超える範囲では大きな差がないことがわかった。

6. 2 鉛ターゲットからの光中性子発生

6. 2. 1 鉛ターゲット内の制動放射線のフルーエンスとそのエネルギー分布

中性子到来時間分布測定に用いた鉛ターゲット（2. 5節参照）からの光中性子発生量を求めるため、まず、入射電子によって鉛ターゲット中で発生する制動放射線のフルーエンスとそのエネルギースペクトルをMCNP 4 Aコードを用いてシミュレートした。計算に用いた鉛ターゲットの形状、サイズは実験に用いたものと同じである。入射電子のエネルギーは35 MeVおよび45 MeV、ビームの半径は1 mmとして計算した。各光子のトラックレングスを求めることによりフルーエンスを計算した。

表6. 1および表6. 2に計算結果を示す。表中には中性子発生に寄与するエネルギー範囲のみのフルーエンス値を示した。全体のエネルギースペクトルは図6. 22および図6. 23示す。

6. 2. 2 鉛ターゲットからの光中性子

鉛の(γ , n)反応の断面積のエネルギー依存性を図6. 24に示す。図から分かるように13–14 MeVにピークを持つ共鳴型の断面積であり、ピーク値は約650ミリバーンである。この断面積と図6. 22や図6. 23に示した制動放射線のエネルギースペクトルとの積を求めることによって光中性子の発生量を計算した。その結果を表6. 3および表6. 4に示す。入射電子エネルギーが35 MeVのときの全発生中性子量は、電子1個当たり約 8.2×10^{-3} 、45 MeVでは 1.1×10^{-2} と求められた。北大45 MeV電子加速器の出力はビームパルス1個当たり10ナノクーロンの電気量を含んでいる。電子数に換算すると 6.3×10^{10} 個/パルスとなる。したがって、45 MeVのときにはビームパルス1個当たり約 8×10^8 個の中性子が発生すると見積もられる。このシミュレーションでは50 MeV以下の電子を対象としているため、巨大双極子共鳴のみを対象としており、疑似重陽子崩壊および π 中間子生成によって発生する光中性子を無視した。入射電子エネルギーが100 MeV以上ではこれらも対象とした計算が必要となる。

6. 3 結果と考察

北大45 MeV電子加速器を用いた中性子スカイシャインに関する実験のシ

ミュレーションを行うことを最終目的として、本年度はそのために必要な検討や基礎的な計算を行った。炭素、窒素、酸素等の人体軟組織の主要な構成元素中での光中性子の発生とその輸送過程で起こるエネルギー付与計算では電子によるエネルギー付与が圧倒的に大きく、制動放射線や光中性子による寄与はほとんど無視できることが示された。また、鉛ターゲット中で発生する光中性子の収量を求めることが出来た。今後はさらに施設建屋内や周辺等での中性子輸送過程のシミュレーションを実施し、実験結果との比較検討を行う。

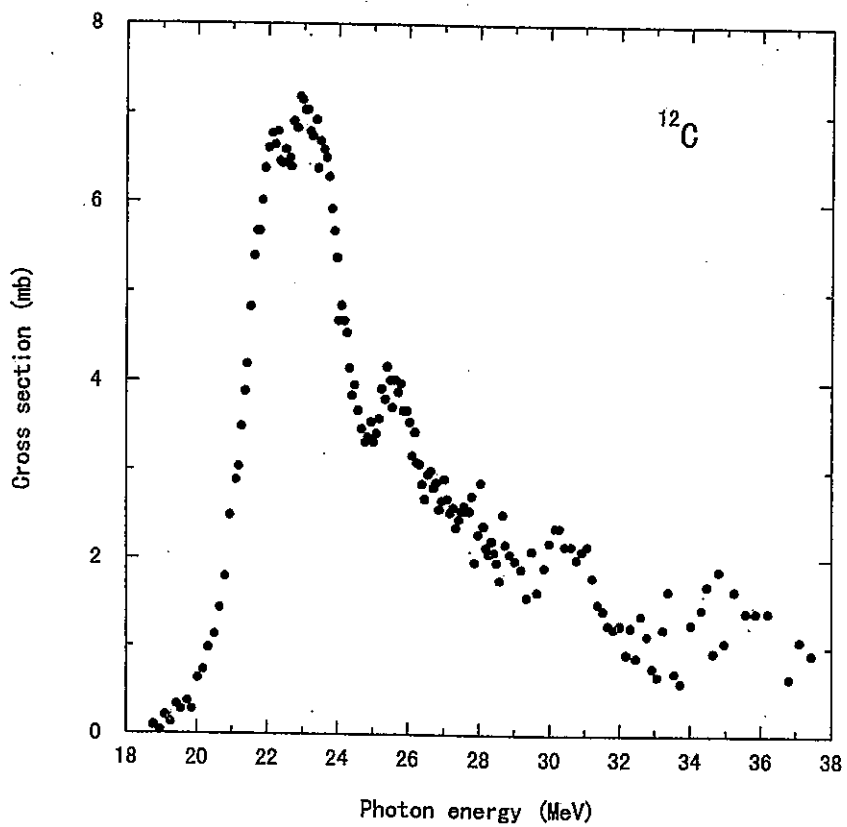


図 6.1 ^{12}C に対する (γ, n) 反応の断面積

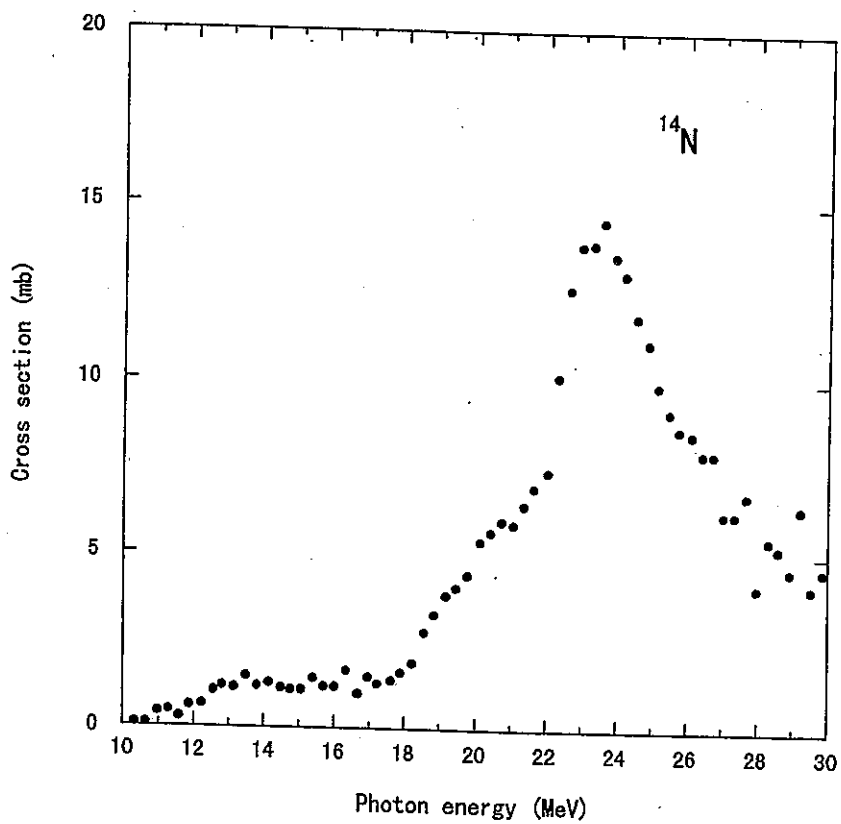


図 6.2 ^{14}N に対する (γ, n) 反応の断面積

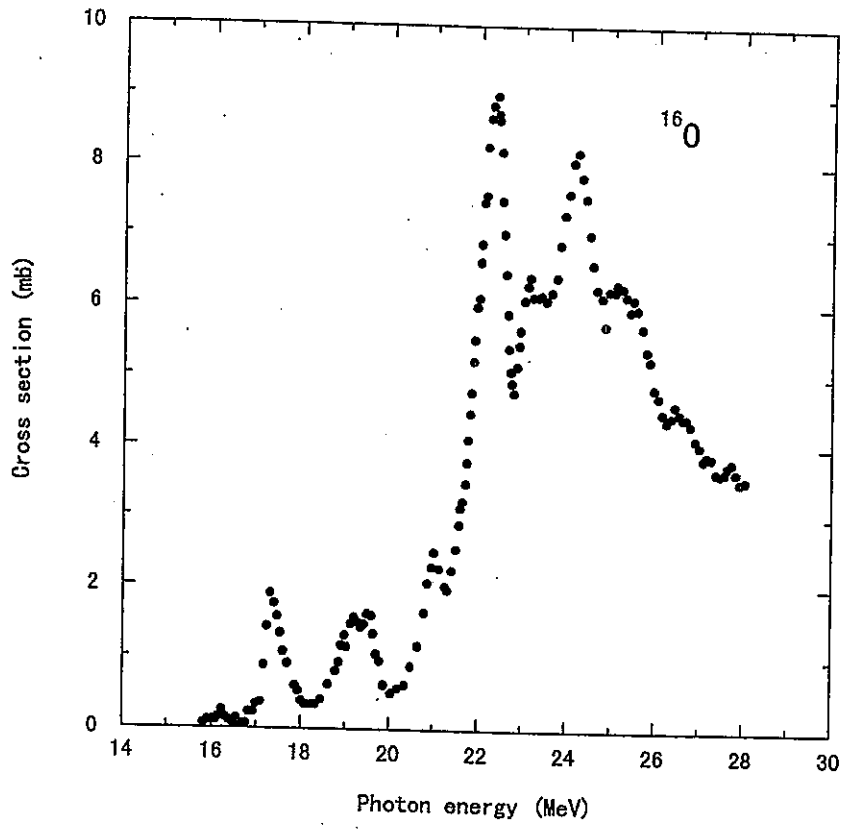


図 6.3 ¹⁶O に対する (γ、n) 反応の断面積

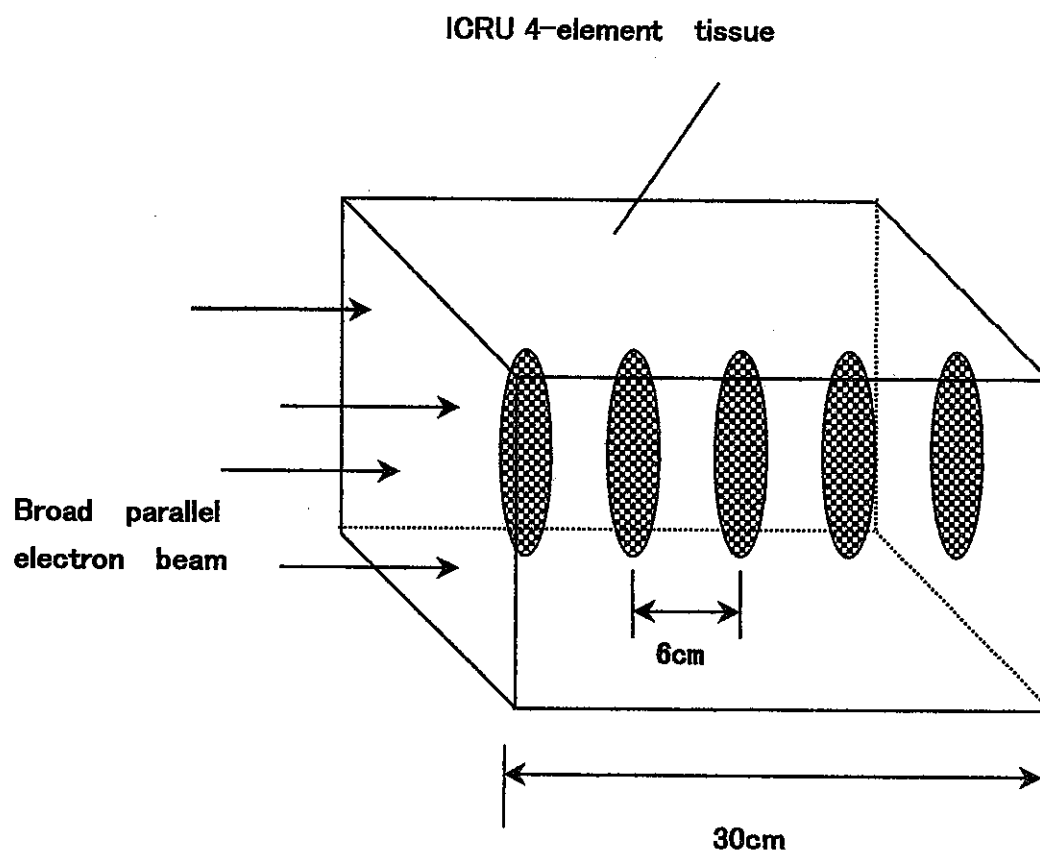


図 6. 4 制動放射線の発生計算に用いた幾何学的体系

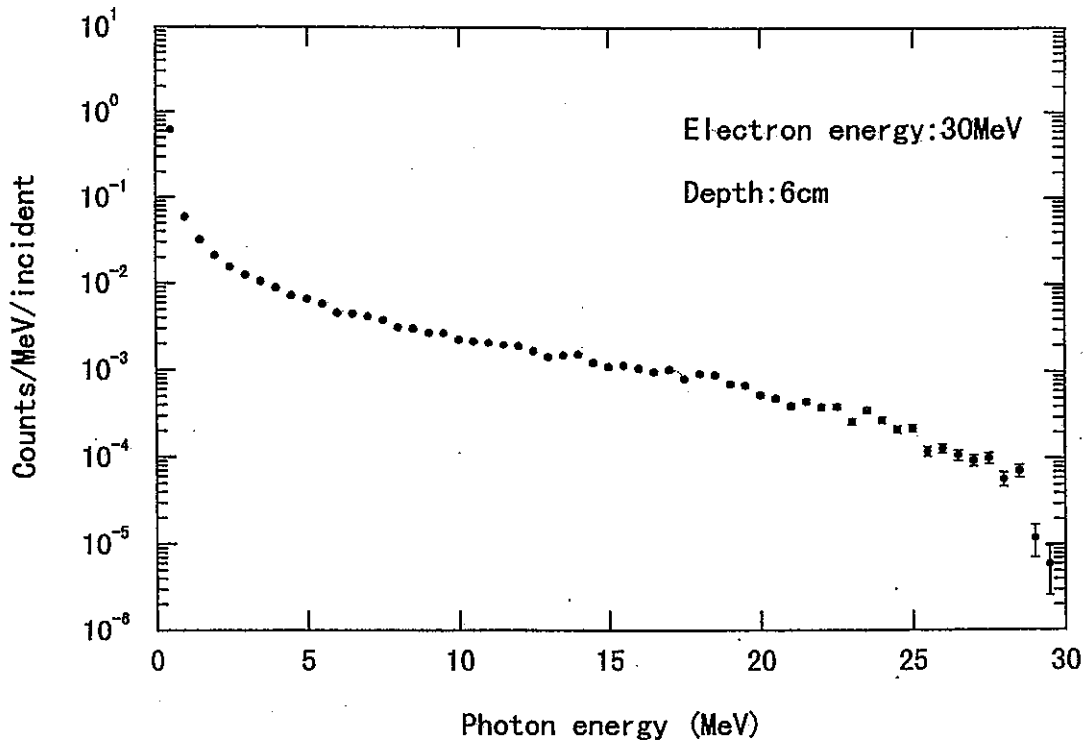


図 6.5 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー30MeV、深さ 6cm)

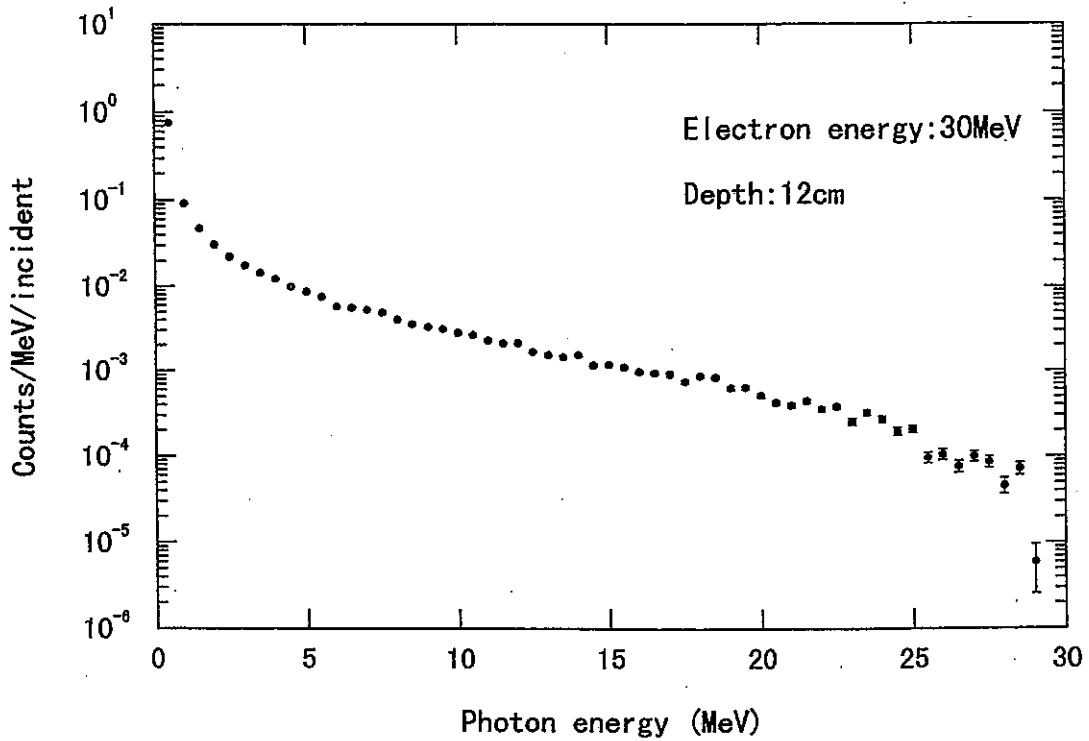


図 6.6 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー30MeV、深さ 12cm)

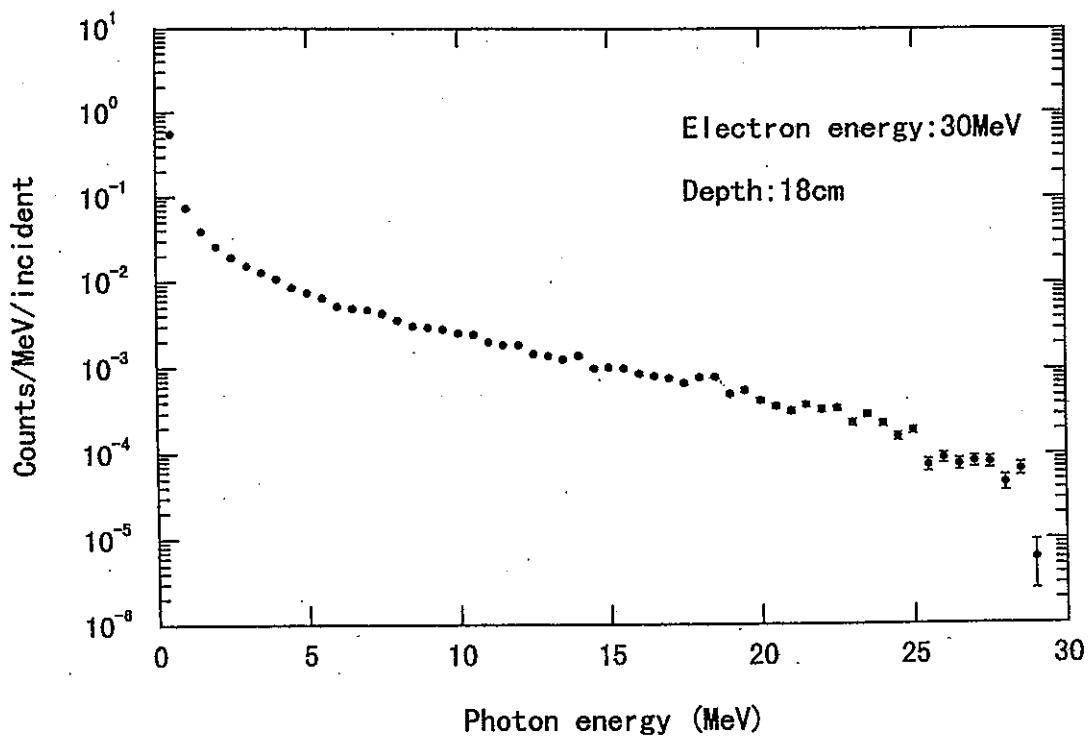


図 6.7 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー30MeV、深さ 18cm)

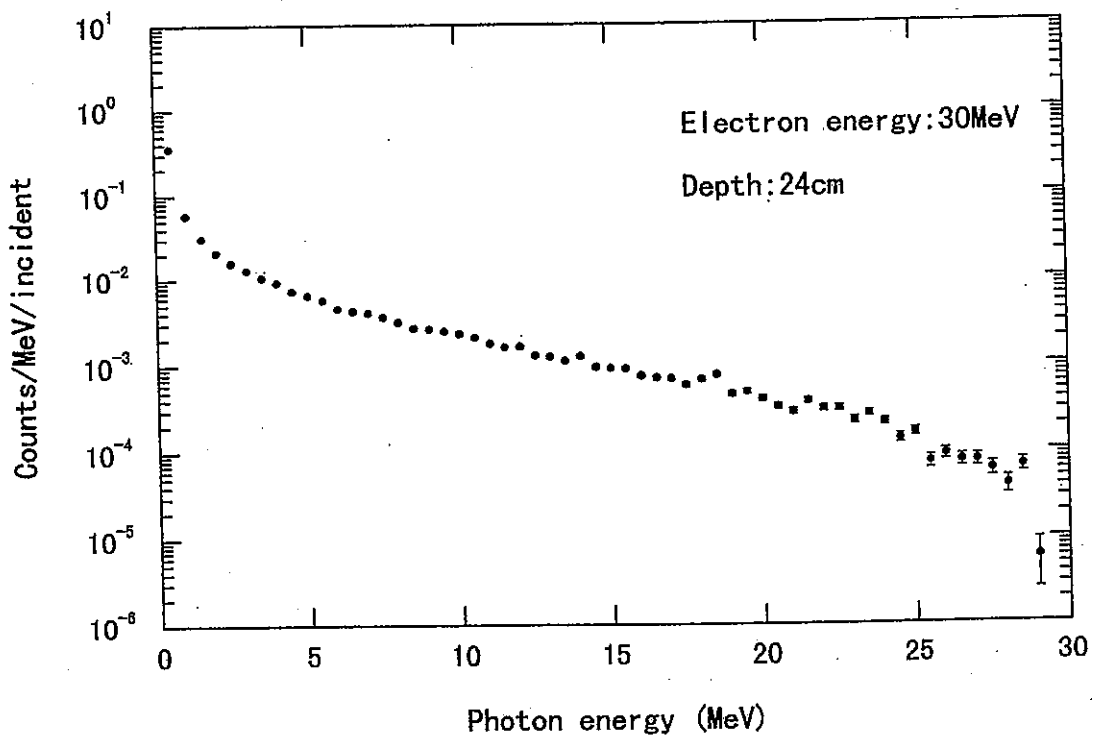


図 6.8 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー30MeV、深さ 24cm)

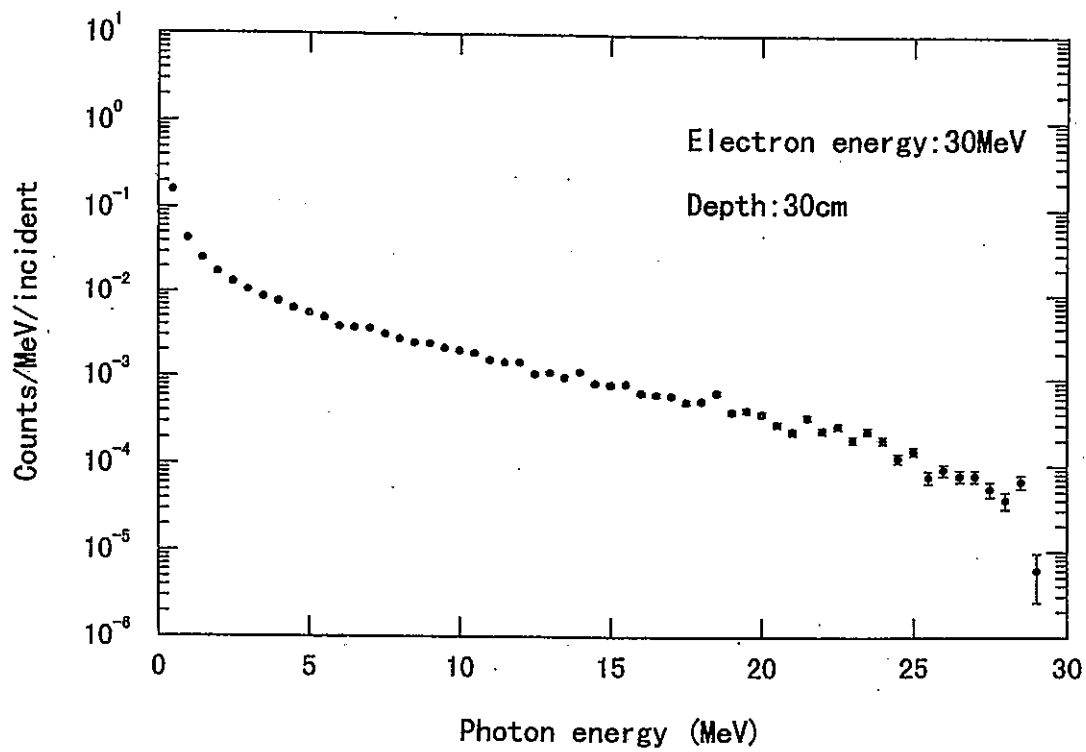


図 6.9 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー30MeV、深さ 30cm)

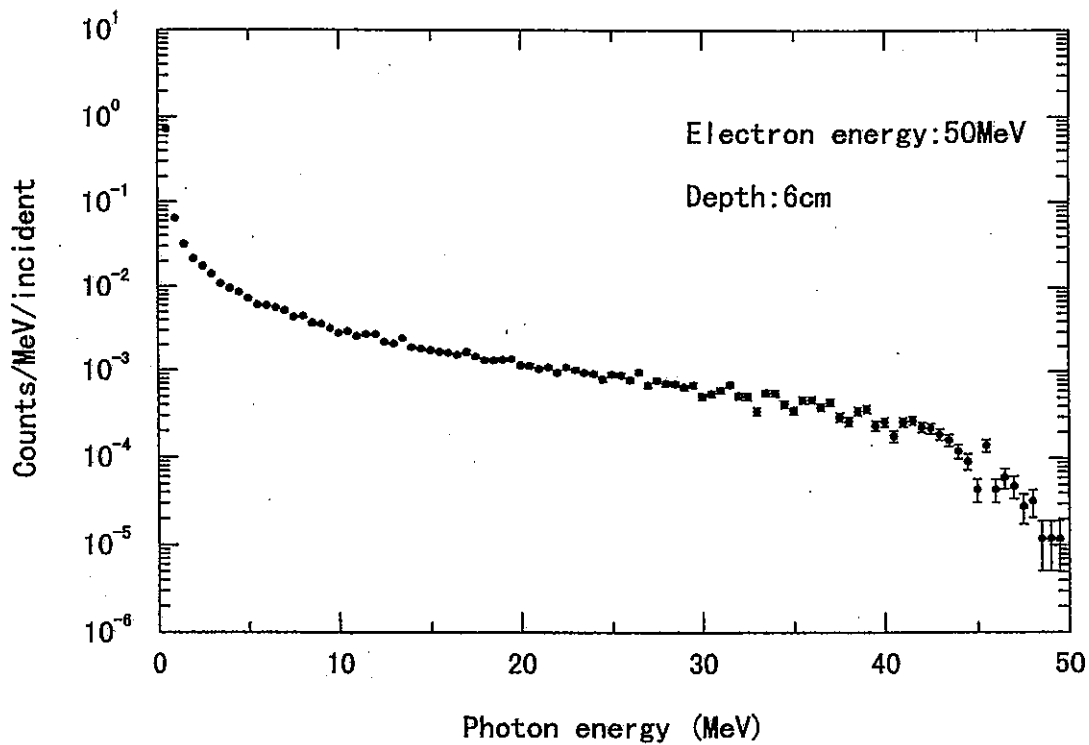


図 6.10 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー50MeV、深さ 6cm)

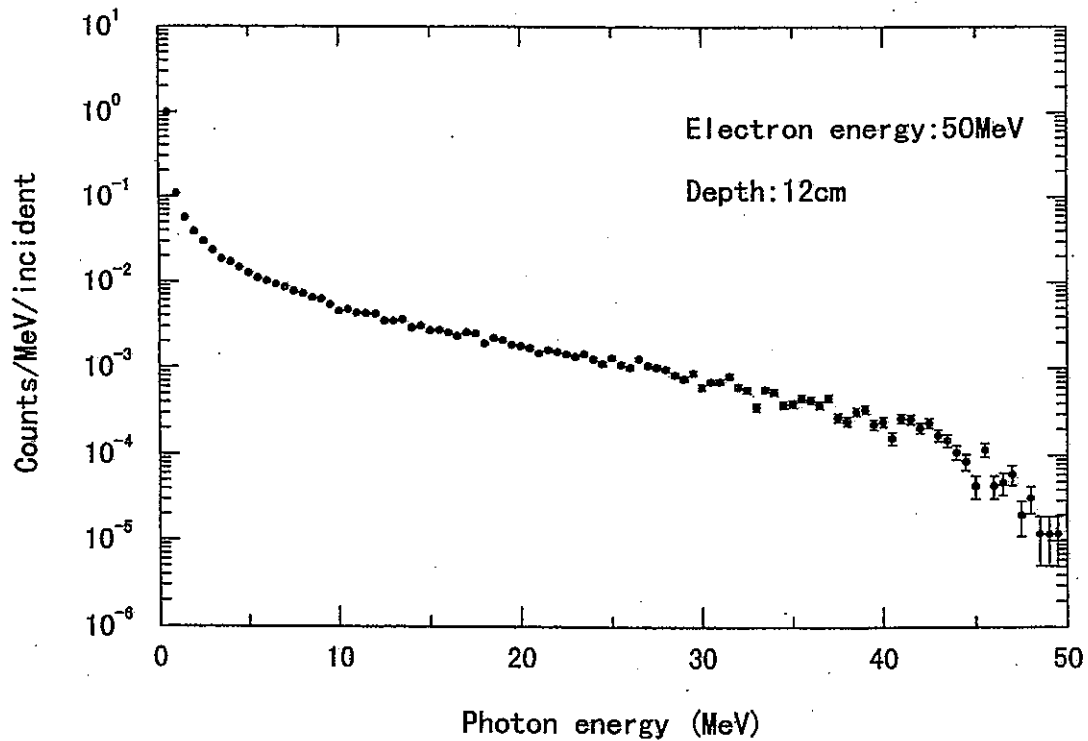


図 6.11 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー50MeV、深さ 12cm)

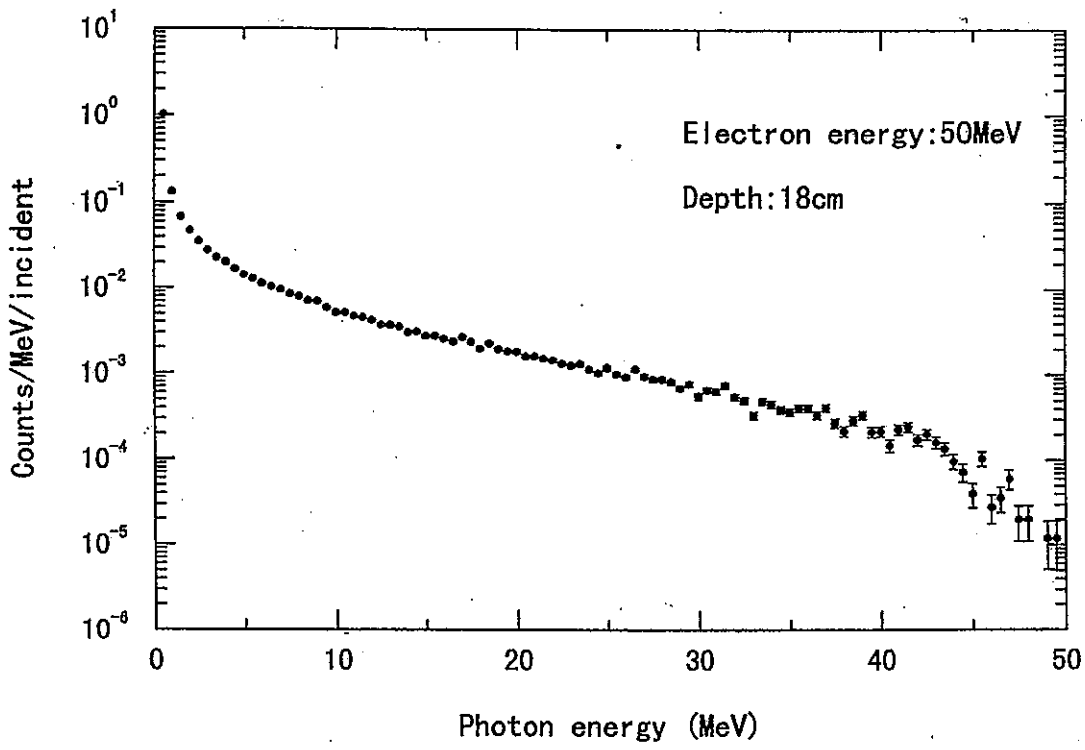


図 6.12 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー50MeV、深さ 18cm)

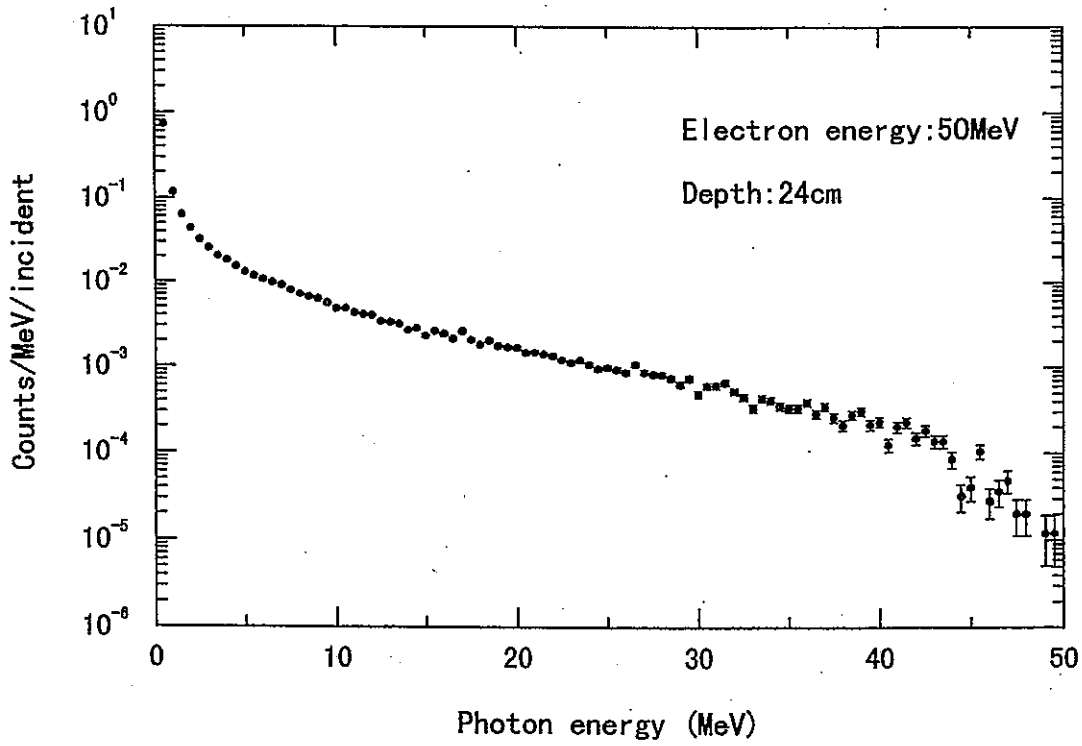


図 6.13 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー50MeV、深さ 24cm)

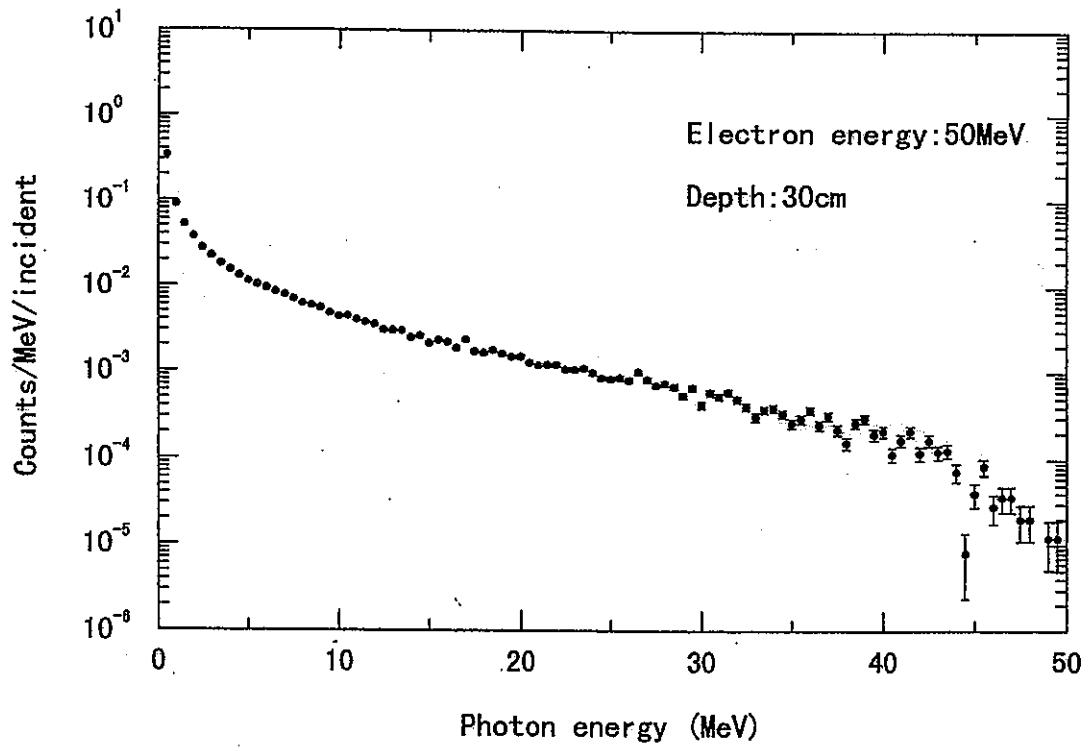


図 6.14 制動放射線スペクトル (入射電子エネルギー50MeV、深さ 30cm)

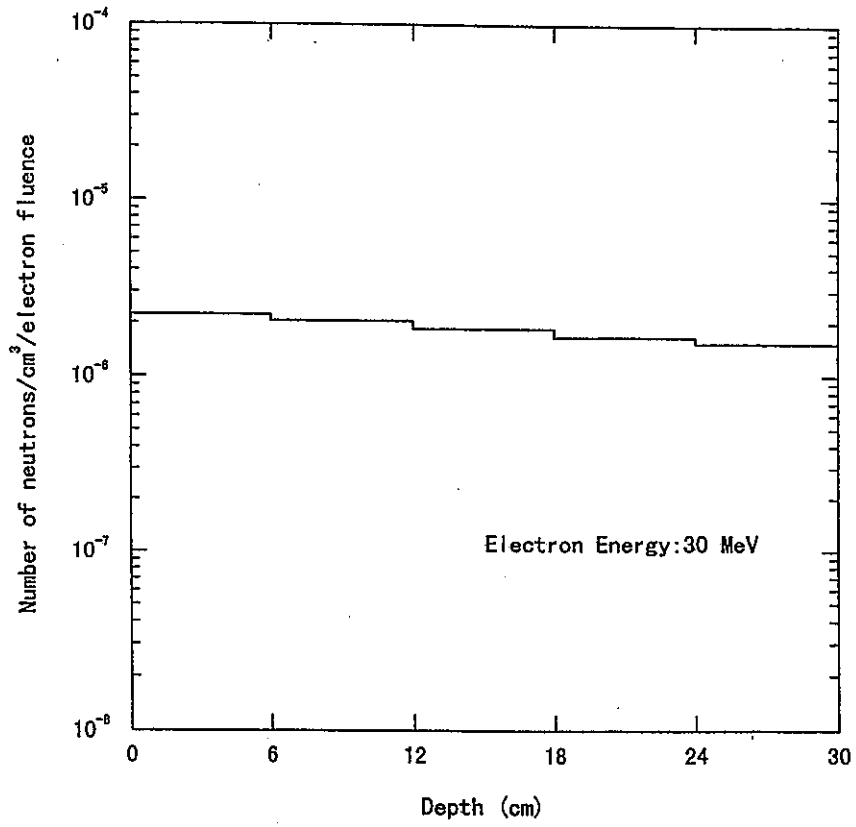


図 6.15 光中性子の発生数(入射電子エネルギー : 30MeV)

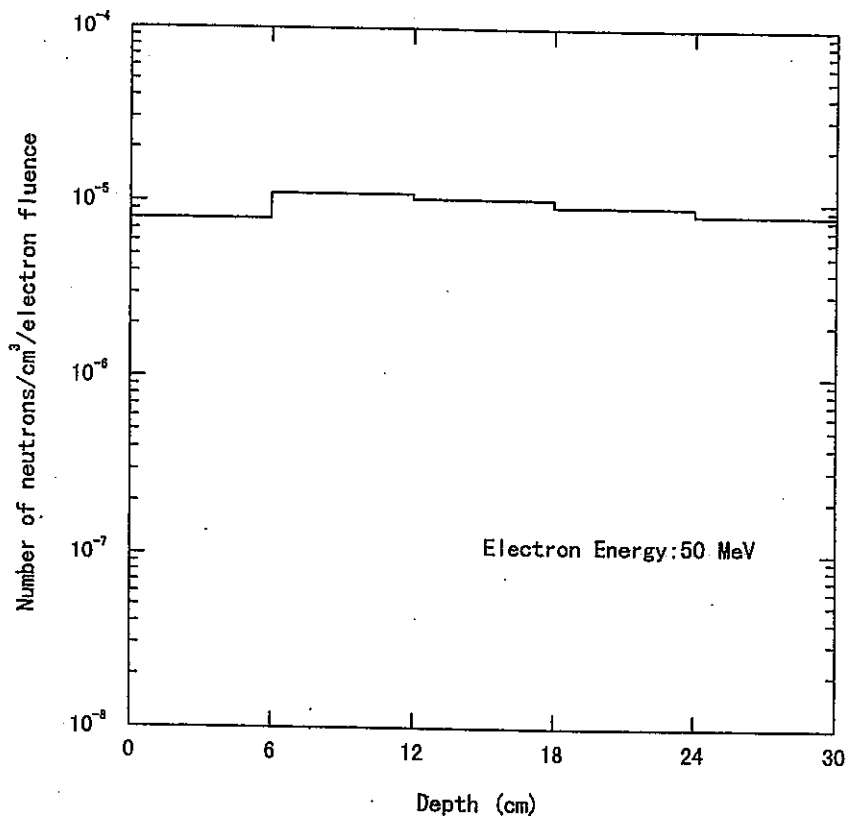


図 6.16 光中性子の発生数(入射電子エネルギー : 50MeV)

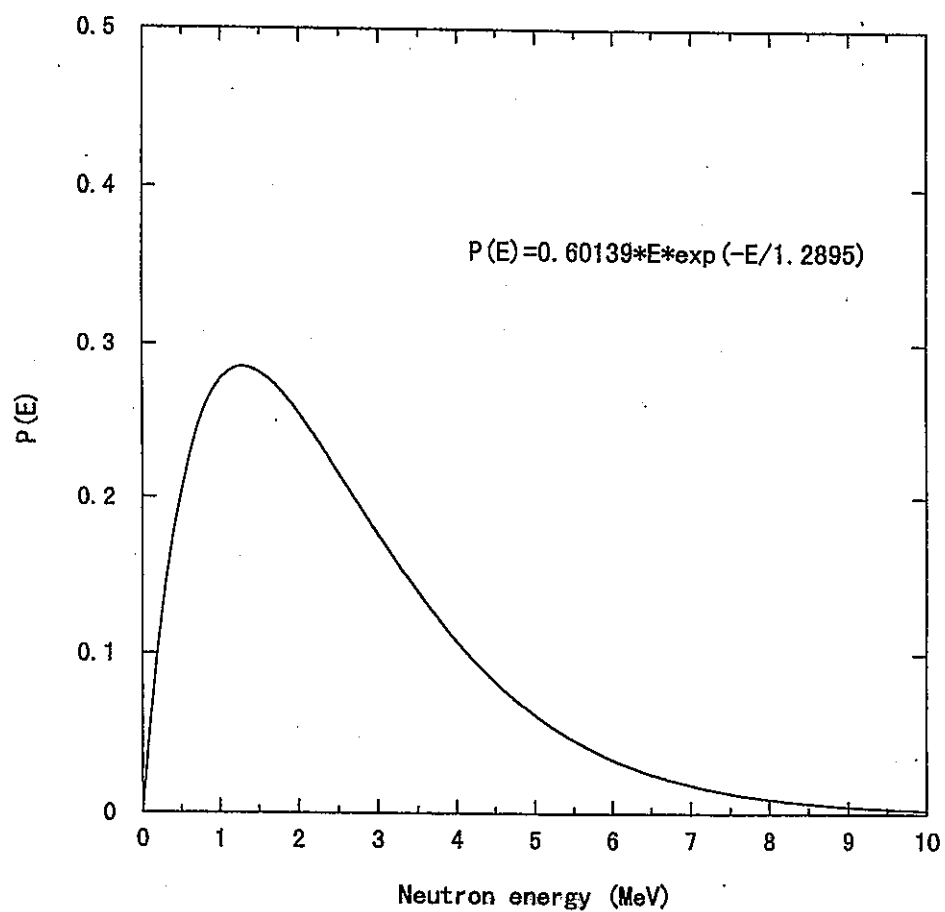


図 6.17 計算に用いた中性子のエネルギースペクトル

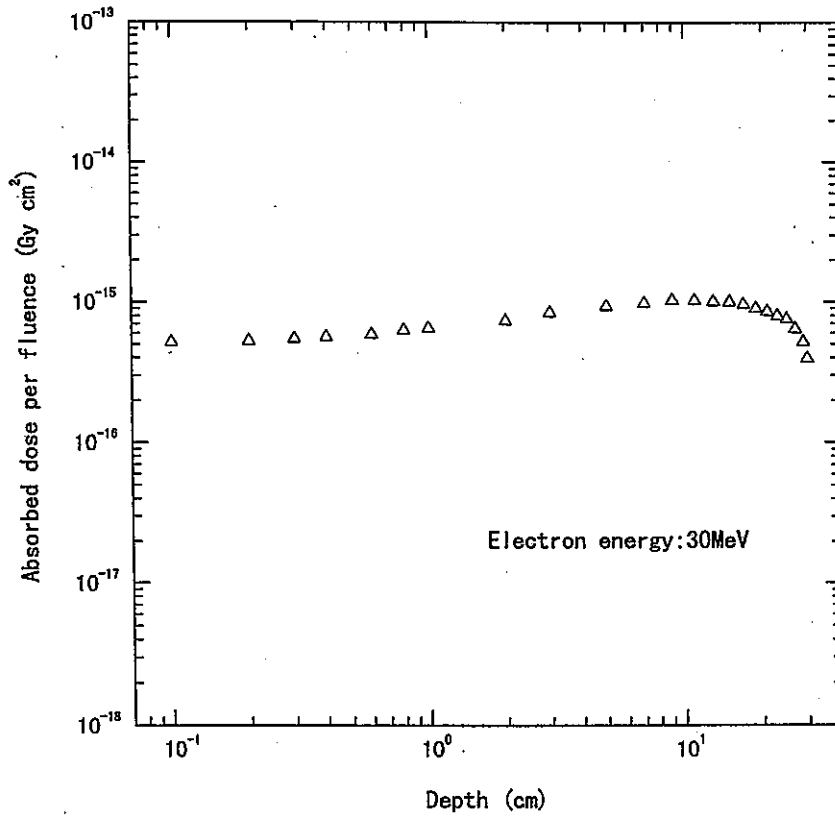


図 6.18 光中性子によるエネルギー付与(入射電子エネルギー : 30MeV)

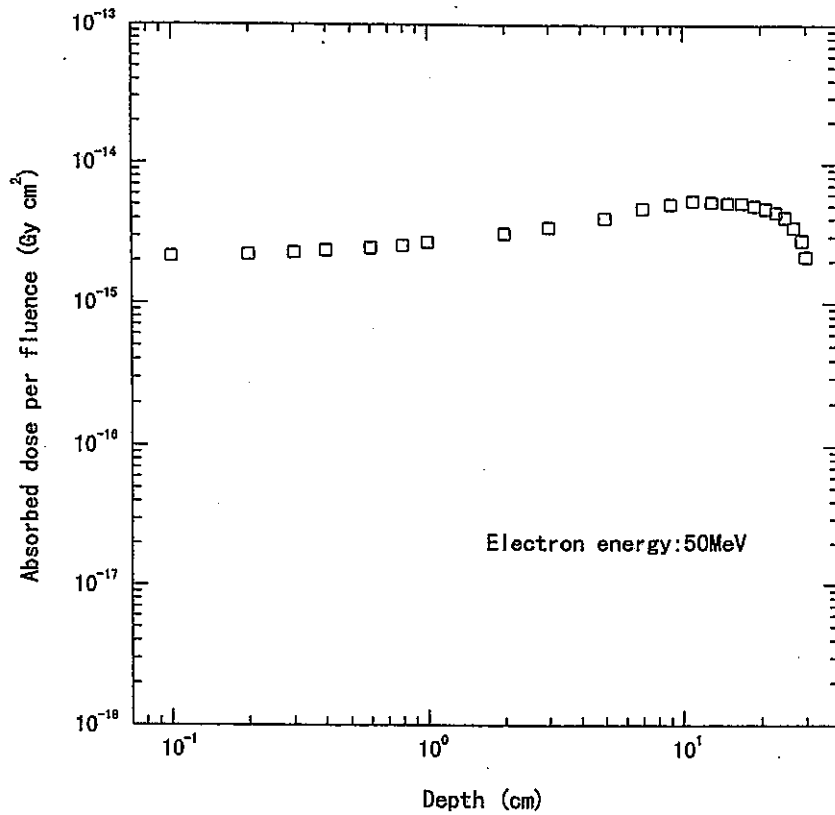


図 6.19 光中性子によるエネルギー付与(入射電子エネルギー : 50MeV)

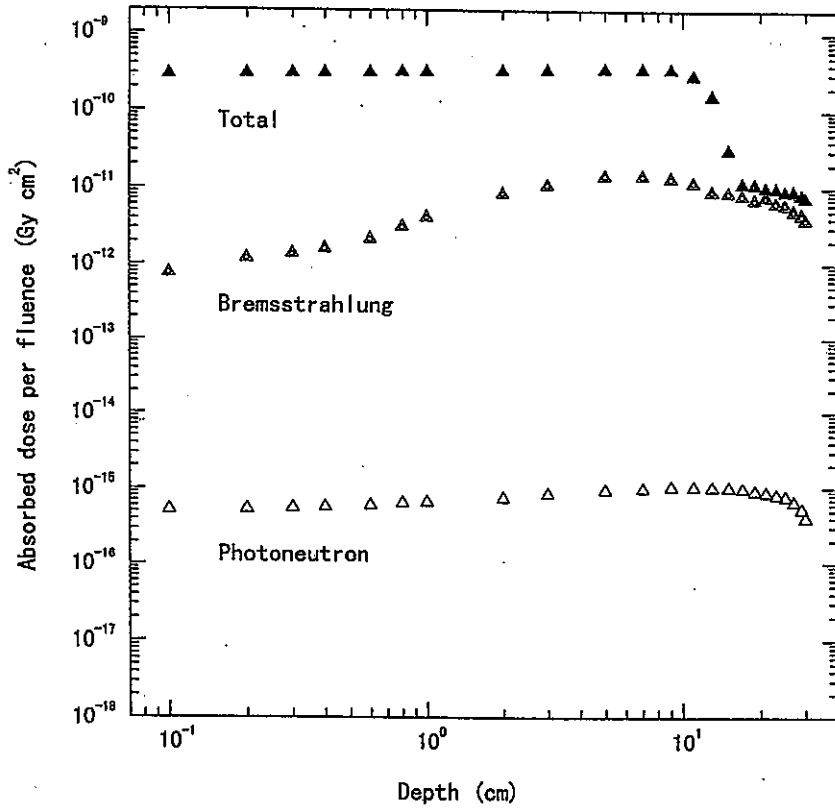


図 6.20 エネルギー付与の比較(入射電子エネルギー : 30MeV)

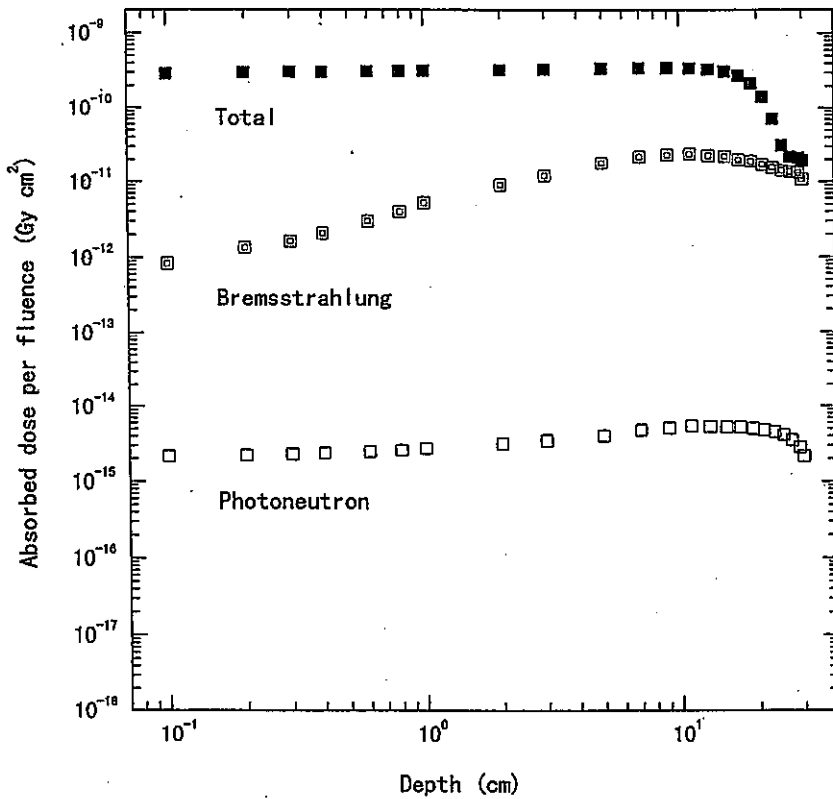


図 6.21 エネルギー付与の比較(入射電子エネルギー : 50MeV)

表 6.1 鉛ターゲットからの制動放射線のフルーエンス (35MeV)

Incident : 35MeV electron beam (radius 1mm)

Target volume : 225.28cm³ (6.4cm × 6.4cm × 5.5cm)

Photon Energy (MeV)	Photon Fluence (1/cm ² /incident)	FSD
7.5	5.94800E-04	4.36100E-02
8	5.64700E-04	4.61500E-02
8.5	4.96200E-04	5.73300E-02
9	4.18000E-04	4.67600E-02
9.5	3.61000E-04	6.76800E-02
10	3.19200E-04	6.00300E-02
10.5	3.34800E-04	5.71300E-02
11	2.76700E-04	7.34500E-02
11.5	2.69200E-04	7.55100E-02
12	2.21000E-04	7.75700E-02
12.5	2.04600E-04	8.54300E-02
13	2.08500E-04	8.50300E-02
13.5	1.79900E-04	7.85800E-02
14	1.50600E-04	9.89900E-02
14.5	1.28700E-04	9.20400E-02
15	1.25000E-04	1.00700E-01
15.5	1.19800E-04	1.09000E-01
16	1.11100E-04	9.20000E-02
16.5	1.27500E-04	8.38700E-02
17	9.40000E-05	1.26200E-01
17.5	9.62000E-05	1.09000E-01
18	8.34900E-05	1.43200E-01
18.5	8.35900E-05	1.18800E-01
19	7.31500E-05	1.23600E-01
19.5	8.50000E-05	1.26200E-01
20	5.41600E-05	1.51000E-01
20.5	7.38300E-05	1.48600E-01
21	5.22300E-05	1.31000E-01

表 6.2 鉛ターゲットからの制動放射線のフルーエンス (45MeV)

Incident : 45MeV electron beam (radius 1mm)

Target volume : 225.28cm³ (6.4cm × 6.4cm × 5.5cm)

Photon Energy (MeV)	Photon Fluence (1/cm ² /incident)	FSD
7.5	8.02700E-04	3.78400E-02
8	7.15300E-04	4.77300E-02
8.5	6.05400E-04	4.11500E-02
9	5.36300E-04	5.37200E-02
9.5	5.16400E-04	5.05200E-02
10	4.18800E-04	5.60200E-02
10.5	3.89700E-04	5.35600E-02
11	3.70700E-04	5.42500E-02
11.5	3.45700E-04	5.88900E-02
12	3.53700E-04	6.28600E-02
12.5	2.74900E-04	7.30000E-02
13	2.49200E-04	7.01600E-02
13.5	2.48100E-04	7.37400E-02
14	1.95200E-04	7.60800E-02
14.5	2.02900E-04	6.99300E-02
15	2.03100E-04	8.42800E-02
15.5	1.81700E-04	8.84100E-02
16	1.63200E-04	9.31400E-02
16.5	1.49600E-04	8.50200E-02
17	1.30900E-04	8.60900E-02
17.5	1.28700E-04	8.57000E-02
18	1.18800E-04	9.29900E-02
18.5	1.19900E-04	1.04300E-01
19	1.22500E-04	1.08700E-01
19.5	9.51700E-05	1.07100E-01
20	8.87700E-05	1.06300E-01
20.5	9.49900E-05	1.10600E-01
21	7.71400E-05	1.09100E-01

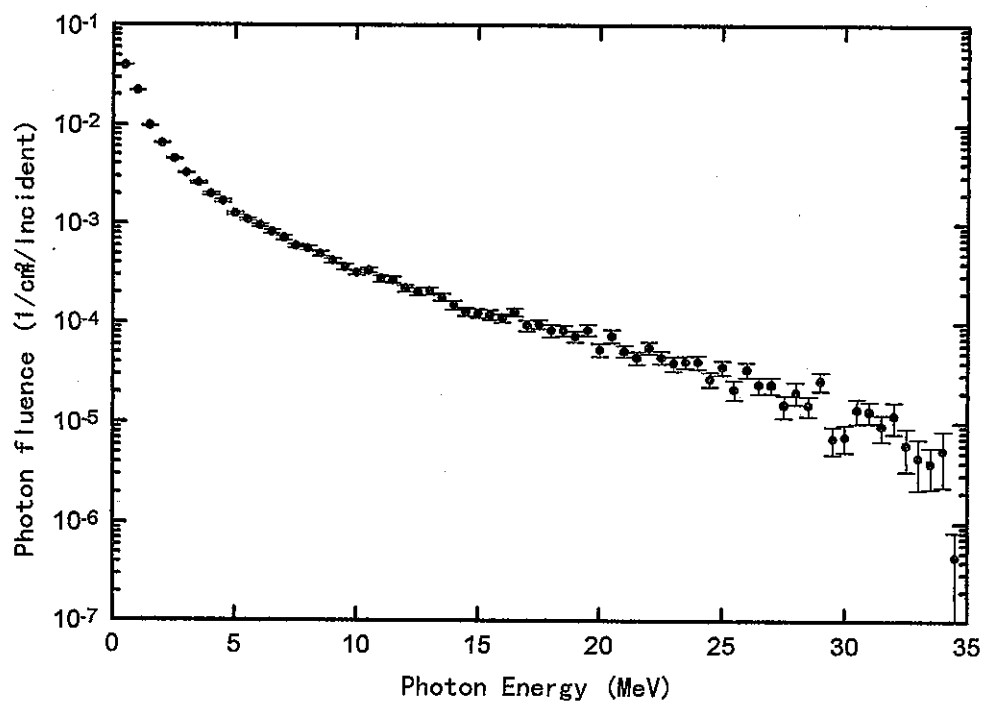


図 6.22 鉛ターゲット内の Photon Fluence (Incident : 35MeV)

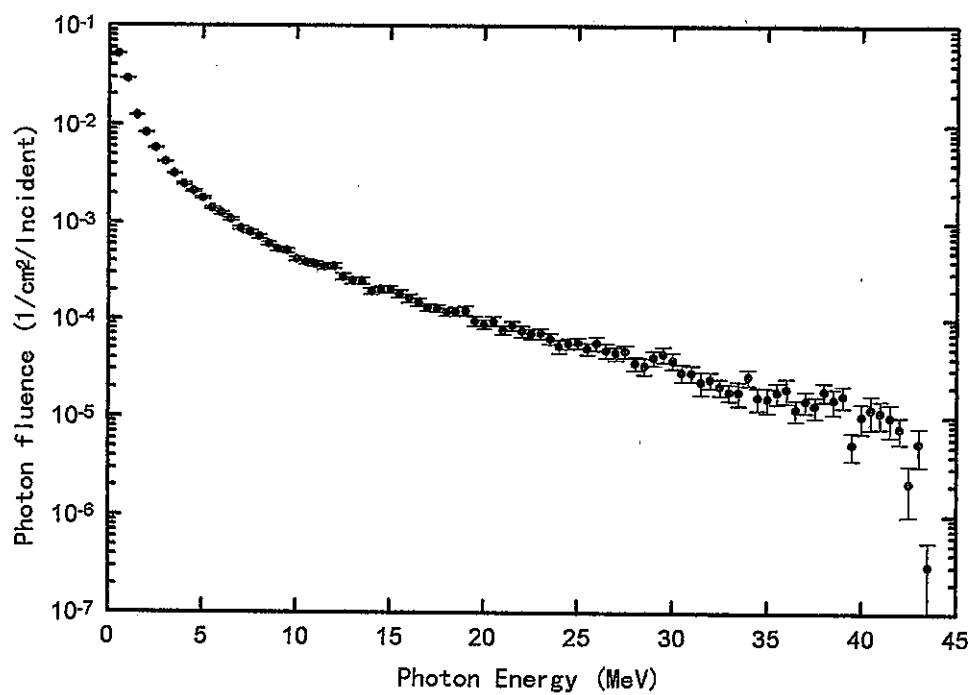


図 6.23 鉛ターゲット内の Photon Fluence (Incident : 45MeV)

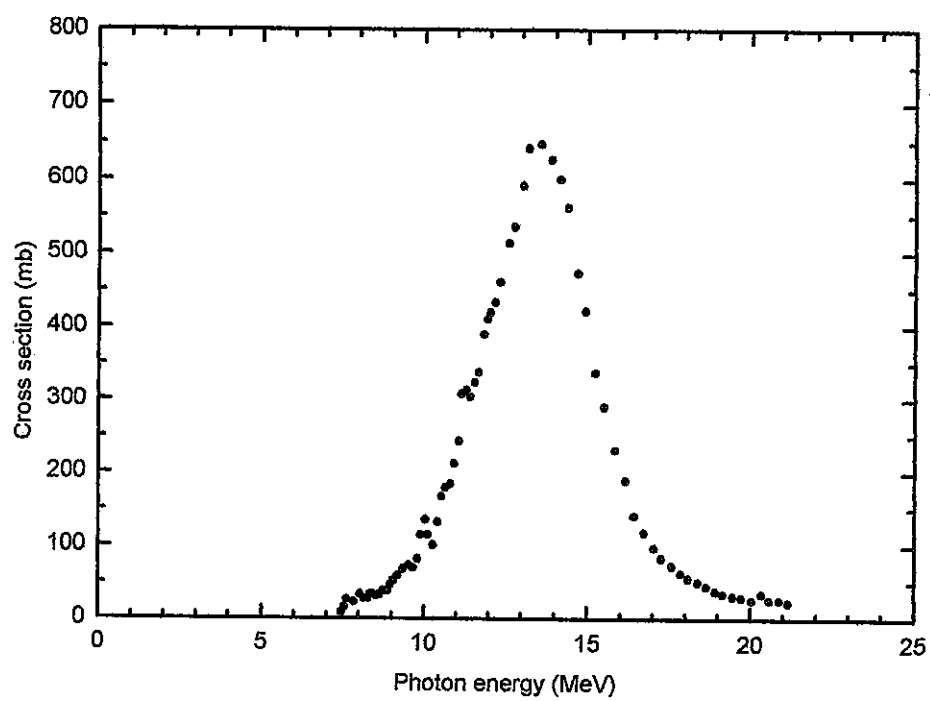


图 6.24 Photoneutron cross section for ^{208}Pb

表 6.3 鉛ターゲットからの発生中性子の計算 (35MeV)

Incident : 35MeV electron beam (radius 1mm)

Target volume : 225.28cm³ (6.4cm × 6.4cm × 5.5cm)

Photon Energy (MeV)	σ (cm ² /atom)	n(yield)
7.5	1.57E-26	6.88369E-05
8	3.30E-26	1.37367E-04
8.5	3.13E-26	1.14486E-04
9	5.22E-26	1.60841E-04
9.5	7.30E-26	1.94259E-04
10	1.36E-25	3.20002E-04
10.5	1.67E-25	4.12147E-04
11	2.43E-25	4.95640E-04
11.5	3.23E-25	6.40956E-04
12	4.19E-25	6.82585E-04
12.5	5.13E-25	7.73702E-04
13	5.91E-25	9.08331E-04
13.5	6.47E-25	8.57997E-04
14	6.00E-25	6.66081E-04
14.5	5.62E-25	5.33170E-04
15	4.21E-25	3.87920E-04
15.5	2.90E-25	2.56098E-04
16	1.90E-25	1.55603E-04
16.5	1.41E-25	1.32520E-04
17	9.74E-26	6.74897E-05
17.5	7.30E-26	5.17665E-05
18	5.57E-26	3.42800E-05
18.5	4.52E-26	2.78512E-05
19	3.83E-26	2.06521E-05
19.5	3.13E-26	1.96116E-05
20	2.61E-26	1.04200E-05
20.5	2.61E-26	1.42044E-05
21	2.26E-26	8.70120E-06
Total		8.15352E-03

表 6.4 鉛ターゲットからの発生中性子の計算 (45MeV)

Incident : 45MeV electron beam (radius 1mm)

Target volume : 225.28cm³ (6.4cm × 6.4cm × 5.5cm)

Photon Energy (MeV)	σ (cm ² /atom)	n(yield)
7.5	1.57E-26	9.28974E-05
8	3.30E-26	1.74001E-04
8.5	3.13E-26	1.39681E-04
9	5.22E-26	2.06362E-04
9.5	7.30E-26	2.77881E-04
10	1.36E-25	4.19852E-04
10.5	1.67E-25	4.79731E-04
11	2.43E-25	6.64017E-04
11.5	3.23E-25	8.23100E-04
12	4.19E-25	1.09245E-03
12.5	5.13E-25	1.03954E-03
13	5.91E-25	1.08564E-03
13.5	6.47E-25	1.18326E-03
14	6.00E-25	8.63339E-04
14.5	5.62E-25	8.40560E-04
15	4.21E-25	6.30293E-04
15.5	2.90E-25	3.88422E-04
16	1.90E-25	2.28573E-04
16.5	1.41E-25	1.55490E-04
17	9.74E-26	9.39830E-05
17.5	7.30E-26	6.92551E-05
18	5.57E-26	4.87778E-05
18.5	4.52E-26	3.99492E-05
19	3.83E-26	3.45848E-05
19.5	3.13E-26	2.19581E-05
20	2.61E-26	1.70788E-05
20.5	2.61E-26	1.82755E-05
21	2.26E-26	1.28510E-05
	Total	1.11418E-02

- [1] 塚田甲子男：中性子の発生と利用（日本物理学会編 加速器とその応用）、丸善、1981,p.238
- [2] 尾内能夫他：医療用高エネルギー電子加速器使用室に対する遮蔽計算指針（医療用電子加速器使用室遮蔽計算委員会）、日本医学放射線学会雑誌 第 47 号 6 号、1987,p.884
- [3] 中村尚司：放射線物理と加速器安全工学、地人書館、1995,p.269
- [4] 放射線挙動工学研究専門委員会：中性子遮蔽設計ハンドブック、日本原子力学会中性子遮蔽設計法ワーキンググループ、1993,p.375
- [5] Judith F. Briesmeister (Editor), "Mcnp — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 4A", LA-12625-M (November 1993).
- [6] R. Kinsey, "Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF", Brookhaven National Laboratory report BNL-NCS-50496 (ENDF 102) 2nd Edition (ENDF/B-V) (October 1979).
- [7] R. J. Howerton, D. E. Cullen, R. C. Haight, M. H. MacGregor, S. T. Perkins and E. F. Plechaty, "The LLL Evaluated Nuclear Data Library (ENDL) : Evaluation Techniques , Reaction Index, and Descriptions of Individual Reactions", Lawrence Livermore National Laboratory report UCRL-50400, Vol.15, Part A (September 1975).
- [8] R. E. MacFarlane, D. W. Muir and R. M. Boicourt, "The NJOY Nuclear Data Processing System, Volume I : User's Manual", Los Alamos National Laboratory report LA-9303-M, Vol. I (ENDF-324) (May 1982).
- R. E. MacFarlane, D. W. Muir and R. M. Boicourt, "The NJOY Nuclear Data Processing System, Volume II : The NJOY , RECONR, BROADR, HEATR and THERMR Modules", Los Alamos National Laboratory report LA-9303-M, Vol. II (ENDF-324) (May 1982).

- [9] J. A. Halblieb and T. A. Mehlhorn, "ITS : The Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes", Sandia National Laboratory Report, SAND 84-0573 (1984).
- [10] G. Leuthold, V. Mares and H. Schraube, *Calculation of the Neutron Ambient Dose Equivalent on the Basis of the ICRP Revised Quality Factors*, Radiat. Prot. Dosim. **40**, 77-84 (1992).
- [11] D. W. O. Rogers, *Fluence to Dose Equivalent Conversion Factors Calculated with EGS3 for Electrons from 100 keV to 20 GeV and Photons from 11 keV to 20 GeV*, Health Physics **46**, 891-914 (1984).
- [12] M. Goldhaber and E. Teller, *On Nuclear Dipole Vibrations*, Phys. Rev. **74**, 1046-1049 (1948).
- [13] W. P. Swanson ; *Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators*, Technical Reports Series, No.188, International Atomic Energy Agency, Vienna (1979).
- [14] B. L. Berman and S. C. Fultz, *Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons*, Rev. Mod. Phys. **47**, 713-759 (1975).