JAERI-Tech
97-052

複雑形状部遮蔽設計における放射線ストリーミング簡易計算法

1997年10月

三浦俊正*・頼経　勉・平尾好弘*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは，日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは，日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて，お申し越しください。なお，このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行　日本原子力研究所
印　　刷　日立高速印刷株式会社

JAERI-Tech 97-052

複雑形状部遮蔽設計における放射線ストリーミング簡易計算法

日本原子力研究所東海研究所原子力船研究開発室
三浦 俊正*・頼経 勉・平尾 好弘*

(1997年9月17日受理)

複雑形状部遮蔽設計において放射線ストリーミング計算に使用される簡易計算式の調査と評価を行った。

調査は(1)線源の扱い、(2)ストリーミング放射線の漏洩経路による成分分類法、(3)ストリーミング放射線の計算法、(4)各種の複雑形状部に対する計算式、(5)計算式の適用における問題点や精度等について行った。また、代表的な簡易計算コードやストリーミング計算に必要なアルベドデータ等についても調査を行った。その結果、各種の複雑形状部に対応できる計算式の数自体が不足していること、計算式の精度、適用範囲が明らかでないものが多いこと、斜め入射、屈曲部、オフセット等の扱いが十分でないこと等が明らかとされた。これらの理由により設計においては過度の裕度をもたせた計算を行うため、ストリーミング計算の信頼性を極めて悪くしている。これらの問題を解決し、複雑形状部遮蔽設計の精度を向上させるためには、系統的な実験的研究を行い、既存の簡易式の精度を検証すると共に、斜め入射等の実際的な条件を考慮した、より精度の良い計算式を開発することが必要であることが示されている。

東海研究所：〒319－11 茨城県那珂郡東海村白方白根2－4
＊ 船舶技術研究所

Approximate Design Calculation Methods for Radiation Streaming in Shield Irregularities

Toshimasa MIURA*, Tsutomu YORITSUNE and Yoshihiro HIRAO*

Office of Nuclear Ship Research and Development
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received September 17, 1997)

Investigation and assessment are made for approximate design calculation methods of radiation streaming in shield irregularities. Investigation is made for (1) source, (2) definition of streaming radiation components, (3) calculation methods of streaming radiation, (4) streaming formulas for each irregularity, (5) difficulties in application of streaming formulas, etc. Furthermore, investigation is made for simple calculation codes and albedo data. As a result, it is clarified that streaming calculation formulas are not enough to cover various irregularities and their accuracy or application limit is not sufficiently clear. Accurate treatment is not made in the formulas with respect to the radiation behavior for slant incidence, bend part, offset etc., that results in too much safety factors in the design calculation and distrust of the streaming calculation. To overcome the state and improve the accuracy of the design calculation for shield irregularities, it is emphasized to assess existing formulas and develop better formulas based on systematic experimental studies.

Keywords:Investigation, Assessment, Streaming Formulas, Irregularities, Accuracy, Application Limit, Design Calculation

* Ship Research Institute

目　　次

1．まえがき …… 1
2．線源 …… 2
3．ストリーミング放射線の成分 …… 4
4．ストリーミング放射線に対する計算法 …… 4
4.1　直接成分に対する計算法 …… 4
4.2　アルベド成分に対する計算法 …… 5
4.3　漏洩成分（または透過成分）に対する計算法 …… 5
4.4　その他の計算法 …… 6
5．複雑形状部個別の式 …… 7
5.1　直円筒ダクト …… 7
5.2　遮蔽体を部分的に貫通した直円筒ダクト …… 14
5.3　屈曲円筒ダクト …… 15
5.4　直円環ダクト …… 19
5.5　屈曲円環ダクト …… 22
5.6　直スロット（矩形直ダクトまたは直スリット） …… 23
5.7　屈曲スロット（矩形屈曲ダクトまたは屈曲スリット） …… 25
5.8　段付きスロットまたは段付き円環ダクト（オフセット） …… 27
5.9　ヘリカルダクト …… 30
5.10 スクリューダクト …… 31
6．補償遮蔽設計法 …… 31
7．簡易式の適用における問題点 …… 33
7.1　斜め入射 …… 33
7.2　簡易式のパラメータの選択 …… 34
7.3　屈曲ダクトの問題点 …… 36
7.4　空隙部斜め後方の線量評価 …… 38
7.5　配管相互の影響 …… 39
8．簡易計算コード …… 40
8.1　DUCT79コード …… 40
8.2　DUCT-IIコード …… 42
8.3　その他の簡易計算コード …… 44
9．アルベドデータ …… 44

9.1　中性子アルベド簡易式 …… 44
9.2　ガンマ線のアルベド簡易式 …… 46
9.3　多群アルベドデータ …… 46
10. おわりに …… 47
参考文献 …… 48

Contents

1. Introduction ····· 1
2. Source ····· 2
3. Components of Streaming Radiation ····· 4
4. Calculation Methods for Streaming Radiation ····· 4
   4. 1 Calculation Methods for Direct Component ····· 4
   4. 2 Calculation Methods for Albedo Component ····· 5
   4. 3 Calculation Methods for Leakage Component ····· 5
   4. 4 Other Calculation Methods ····· 6
5. Streaming Formulas for Each Irregularity ····· 7
   5. 1 Straight Cylindrical Duct ····· 7
   5. 2 Partially Penetrating Straight Cylindrical Ducts ····· 14
   5. 3 Bent Cylindrical Ducts ····· 15
   5. 4 Straight Annular Ducts ····· 19
   5. 5 Bent Annular Ducts ····· 22
   5. 6 Straight Rectangular Slots ····· 23
   5. 7 Bent Rectangular Slots ····· 25
   5. 8 Stepped Rectangular Slots or Annular Ducts ····· 27
   5. 9 Helical Ducts ····· 30
   5. 10 Duct Filled with a Screw-like Plug ····· 31
6. Design Method for Compensational Shields ····· 31
7. Difficulties in Application of Streaming Formulas ····· 33
   7. 1 Slant Incidence ····· 33
   7. 2 Parameter Values in Formulas ····· 34
   7. 3 Problems on Bent Ducts ····· 36
   7. 4 Dose Evaluation at Off-center Positions Outside the Shield Defect ····· 38
   7. 5 Mutual Effect of Ducts ····· 39
8. Simple Calculation Codes ····· 40
   8. 1 DUCT79 Code ····· 40
   8. 2 DUCT-II Code ····· 42
   8. 3 Other Calculation Codes ····· 44
9. Albedo Data ····· 44

9.1 Neutron Albedo Formulas ····· 44
9.2 Gamma-ray Albedo Formulas ····· 46
9.3 Multigroup Albedo Data ····· 46
10. Concluding Remarks ····· 47
References ····· 48

1．まえがき

原子炉、加速器、再処理施設等の放射線を取扱う施設の遮蔽壁には、表１に示すように、施設の運転・管理のため種々の配管、ダクト、ハッチ等が設けられている[1]。多くの場合、これらの配管等の内部や配管等と遮蔽壁の隙間はその全部または一部が遮蔽性能がほとんどない空気や比較的遮蔽性能が小さい物質（溶液、断熱材等）で満たされている。このように遮蔽体の中に遮蔽性能の悪い部分が細長く貫通する場合、貫通部分に沿って放射線が流れ出る。この現象をストリーミングという（図１参照）。遮蔽壁に表１に示されているようなストリーミングが問題となる部分がある場合、これを複雑形状部又は不規則形状部という。これに対して空隙部等がなく、ストリーミングが問題とならない遮蔽壁部はバルク部という。ストリーミングのため、一般的に配管等の出口あるいはその近傍の放射線線量率は他の部分より大きくなる可能性がある。従って、施設の遮蔽設計においてはストリーミング放射線量が大きい場合はストリーミングが小さくなるよう配管等の配置や構造等に関して、例えば図２に示すような種々の工夫を行っている[2, 3]。また、ストリーミングによる線量率が設計基準値以下であることを保証する必要がある。これらを行うためには、線源、ダクト配置等に関して与えられた条件のもとに、ストリーミング量を正確に評価することが求められる。

遮蔽設計における複雑形状部のストリーミング放射線量の計算法としては厳密解法による方法と近似法や実験に基づく簡易計算法がある。前者の方法としてはモンテカルロ法とＳｎ法等の輸送計算法がある。モンテカルロ法は複雑形状部の幾何学的形状を正確に扱うことができ、また、放射線粒子を１つずつ正確に追跡するので統計的に十分な粒子数を追跡した場合、精度のよい計算結果が得られる。ただし、そのためには長時間の計算を必要とする場合が多い。一方、Ｓｎ法等の輸送計算法では１度の計算で体系全体の放射線の空間分布やエネルギー分布が得られる等、モンテカルロ法に比べ多くの情報が得られる。しかし、角度や位置に関する計算点間で内挿計算を必要とするためストリーミングのように方向性が強く、空間的に急激に変化する放射線場を扱う場合誤差が発生しやすく、正確な計算を行うためには入力する計算条件等に関して know-how が必要である。一方、各施設における複雑形状部の数は極めて多く、それぞれの形状や配置が異なるため別々の計算を行う必要がある。例えば、原子力船「むつ」においては配管だけで１００カ所程度あり、再処理施設ではけた違いに多い。また、設計の段階では遮蔽以外の設計条件を満たす必要が生じるため複雑形状部の形状、配置等の変更がしばしばなされるのでそれにすばやく対応する必要がある。このため、実際の遮蔽設計においては近似法等に基づく簡単な簡易計算式等によって計算が行われ、複雑で計算時間のかかる厳密解法による計算プログラムは極限られた場合にしか使用されない。

放射線ストリーミングの簡易計算式は、大きく分けてストリーミングに関する系統的な実験データを経験式の形に整理したものと、簡単な原理またはモデル（１回散乱近似、アルベド散乱近似等）に基づいてストリーミング線束を解析表現したものの２種類に分かれ

る。前者は実験データに基づいていており、精度が保証されている利点があるが適用対象は実験との対応がつくものに限られる。また、その数は少ない。後者の数は十分とはいえないが多く、よく用いられるが、計算精度や適用範囲が明らかとされていない場合が多い。簡易計算式はそれによりストリーミング量が簡単に求められるだけでなく、遮蔽欠損部の形状、線源条件等とストリーミング量の関係が容易に得られる等便利な点が多く、設計において欠くことのできないものである。しかしながら、これらを実際の設計で用いる場合、線源の空間あるいは角度分布に関する近似、体系近似等を行わねばならない場合が多く、その精度には設計者の経験等に依存して決定される面がある。従って、使用に際しては計算式の適用性について十分把握しておく必要がある。

本報告は舶用炉や陸上炉あるいは各種の放射線取扱施設での複雑形状遮蔽設計において使用される簡易計算式について１９５０頃から今日まで開発されてきたものを調査し、まとめるとともに、それらに関する問題点を明らかとして遮蔽設計法の向上に資するとともに今後の研究に役立てようとするものである。なお、本報告の一部ははすでに核燃料施設安全性研究委員会遮蔽安全性実証解析専門部会による１９９４年出版の報告書「遮蔽安全ガイド資料　基礎編」（JAERI-Tech 94-036）において報告されたものである。

２．線源

放射線ストリーミングの様相は線源条件に強く依存する。簡易計算式が解析的に導出されているダクトやスロットの体系を調べると、ほとんどのものが空隙部の中心軸上に点等方線源が、あるいは空隙部入り口に一様に広がった平面線源等が与えられ、体系が軸対称となっている。これに対して、原子炉からの放射線ビームを利用するための実験孔のような特殊な場合を除けば、実際の空隙部は線源を直視しないように設けられるので線源と空隙部の関係は非軸対称である。しかし、そのような体系に対しては解析的な式の導出が極めて難しく、計算式がほとんどないのが実状である。このため、実際の体系に対しても軸対称体系の式が用いられることが多い。軸対称体系の式を非軸対称体系に適用する場合、例えば空隙部の入り口に、仮想の線源を設ける等の工夫が必要がある。仮想線源を設ける場合は線源の強度の評価及び角度分布の適切な表現が重要な問題となる（7.1 節参照）。

空隙部入り口で線源が定義される場合、中性子またはガンマ線は線源から前方の半球面内に放射され、後方の半球面内には放射されないとするのが普通である。本報告でも特に断らない場合はこれに従う。θをダクト入り口面の法線と粒子が放出される方向がなす角度とすると、平面線源の場合、θ 方向への粒子放出率 $N(\theta)$は単位立体角、単位面積、単位時間当たり $N_0 \cdot g(\theta)$である。ここで、N_0 は線源表面での粒子放出率である。また、$g(\theta)$は規格化された角度分布であり、一般的によく用いられる cosine n乗分布の場合次のように表される[4, 5]。

る。前者は実験データに基づいていており、精度が保証されている利点があるが適用対象は実験との対応がつくものに限られる。また、その数は少ない。後者の数は十分とはいえないが多く、よく用いられるが、計算精度や適用範囲が明らかとされていない場合が多い。簡易計算式はそれによりストリーミング量が簡単に求められるだけでなく、遮蔽欠損部の形状、線源条件等とストリーミング量の関係が容易に得られる等便利な点が多く、設計において欠くことのできないものである。しかしながら、これらを実際の設計で用いる場合、線源の空間あるいは角度分布に関する近似、体系近似等を行わねばならない場合が多く、その精度には設計者の経験等に依存して決定される面がある。従って、使用に際しては計算式の適用性について十分把握しておく必要がある。

本報告は舶用炉や陸上炉あるいは各種の放射線取扱施設での複雑形状遮蔽設計において使用される簡易計算式について１９５０頃から今日まで開発されてきたものを調査し、まとめるとともに、それらに関する問題点を明らかとして遮蔽設計法の向上に資するとともに今後の研究に役立てようとするものである。なお、本報告の一部ははすでに核燃料施設安全性研究委員会遮蔽安全性実証解析専門部会による１９９４年出版の報告書「遮蔽安全ガイド資料　基礎編」（JAERI-Tech 94-036）において報告されたものである。

２．線源

放射線ストリーミングの様相は線源条件に強く依存する。簡易計算式が解析的に導出されているダクトやスロットの体系を調べると、ほとんどのものが空隙部の中心軸上に点等方線源が、あるいは空隙部入り口に一様に広がった平面線源等が与えられ、体系が軸対称となっている。これに対して、原子炉からの放射線ビームを利用するための実験孔のような特殊な場合を除けば、実際の空隙部は線源を直視しないように設けられるので線源と空隙部の関係は非軸対称である。しかし、そのような体系に対しては解析的な式の導出が極めて難しく、計算式がほとんどないのが実状である。このため、実際の体系に対しても軸対称体系の式が用いられることが多い。軸対称体系の式を非軸対称体系に適用する場合、例えば空隙部の入り口に、仮想の線源を設ける等の工夫が必要がある。仮想線源を設ける場合は線源の強度の評価及び角度分布の適切な表現が重要な問題となる（7.1 節参照）。

空隙部入り口で線源が定義される場合、中性子またはガンマ線は線源から前方の半球面内に放射され、後方の半球面内には放射されないとするのが普通である。本報告でも特に断らない場合はこれに従う。θをダクト入り口面の法線と粒子が放出される方向がなす角度とすると、平面線源の場合、θ 方向への粒子放出率 $N(\theta)$は単位立体角、単位面積、単位時間当たり $N_0 \cdot g(\theta)$である。ここで、N_0 は線源表面での粒子放出率である。また、$g(\theta)$は規格化された角度分布であり、一般的によく用いられる cosine n乗分布の場合次のように表される[4, 5]。

$$g(\theta)=\{(n+1)/2\pi\}\cdot\cos^n\theta \tag{1}$$

（1）式から等方線源（n=0）の場合

$$N_0\cdot g(\theta)=N_0/2\pi \tag{2}$$

cosine 線源（n=1）の場合

$$N_0\cdot g(\theta)=N_0\cdot\cos\theta/\pi \tag{3}$$

となる。中性子の場合、空隙部入り口での物質中で吸収がないとすると入り口での熱中性子角度束は Fermi 分布で近似できる。この場合、線源からの規格化された中性子カレント角度分布は

$$J(\theta)=\{\cos\theta+(3)^{1/2}\cdot\cos^2\theta\}/[\pi\{1+2/(3)^{1/2}\}] \tag{4}$$

となる[6]。

ダクト内の線束を計算する場合、与えられた線源の扱いに注意する必要がある。ある方向への粒子放出率とは線源面の単位面積を通ってその方向へ流れる単位時間当たりの粒子数であり、ある方向への線束とはその方向と直交する面の単位面積を単位時間に通る粒子数である。従って、ダクト内への単位面積当たりの粒子放出率はダクト入り口面の単位面積を通るθ方向への粒子のカレント$J(\theta)$と等しく、これはθ方向の線束$\Phi(\theta)$と次の関係がある[4,5]。

$$J(\theta)=\cos\theta\cdot\Phi(\theta) \tag{5}$$

粒子放出率 N_0 の角度分布が（1）式、すなわち cosine n乗分布で与えられるときダクト入り口での全線束Φ_0は

$$\Phi_0=\{(n+1)/n\}\cdot N_0 \tag{6}$$

で与えられる。例えば cosine 線源の場合は n=1 であるから

$$\Phi_0=2N_0 \tag{7}$$

となる。だだし、粒子放出率が等方（n=0）の場合、Φ_0は定義されない。

3．ストリーミング放射線の成分

ストリーミングに関する簡易計算式はストリーミング放射線をその漏洩経路からいくつかの成分に分類し、それぞれの成分に対して導出されている。詳細な成分の分類法としては図３に示すようにΦ_d（直接線）、Φ_l（漏洩線）、$\Phi_{a,d}$（アルベド直接線）、及び$\Phi_{a,l}$（アルベド漏洩線）の４成分に分類する方法がある[1,7]。ここで、直接線は線源から計算点まで物質と相互作用せず直接くるもの、漏洩線はダクト壁でのアルベド散乱のないもの、アルベド直接線はダクト入口から入りダクト壁で１回以上アルベド散乱をしたもの、アルベド漏洩線は遮蔽体の中を透過し、ダクトの途中からダクトの中に漏れ込んだ後、ダクト壁で１回以上アルベド散乱をしたものである。しかし、実際にはアルベド漏洩線の計算は難しく、また主要な成分でないと考えられるため直接線Φ_d、漏洩線Φ_l、及びアルベド線Φ_aの３成分に分類することが多い[8-13]（図４参照）。通常、後者の場合のΦ_l及びΦ_aはそれぞれ前者のΦ_l及び$\Phi_{a,d}$と同じと考えてよいが、場合によっては漏洩線に$\Phi_{a,l}$を含めることもある。この他、ストリーミング経路ごとに漏洩量を理論的に検討し、アルベド成分はダクト入り口及び出口近傍で散乱するものに、また、漏洩成分は入口付近でダクト内に漏れ込んだ後、ダクト壁での反射なしに到達する成分に重点をおいているものもある[14]。このように、この分類や定義は計算式導出の際の計算方法、実験式の場合は測定上の制限等により多少異なる場合がある。

4．ストリーミング放射線に対する計算法

以下に漏洩放射線を漏洩経路によって分類された３つの成分に対し、その定義と主な計算法を示す。

4.1　直接成分に対する計算法

直接成分は計算点から直視できる線源面から計算点に直接到達するもので、直視成分ともいう（図３、４のａ）。直視法（ line-of-sight 法）により中性子束Φは次の式で計算される。

$$\Phi=\int\{N_0\cdot g(\theta)/\rho^2\}dS \tag{8}$$

$$\Phi=\int\{\Phi_0\cdot g(\theta)\cdot\cos\theta/\rho^2\}dS \tag{9}$$

ここで、dS は線源面の微小面積、ρは dS と計算点の間の距離である。積分は計算点から直視できる線源面に対して行う。

3．ストリーミング放射線の成分

ストリーミングに関する簡易計算式はストリーミング放射線をその漏洩経路からいくつかの成分に分類し、それぞれの成分に対して導出されている。詳細な成分の分類法としては図３に示すようにΦ_d（直接線）、Φ_l（漏洩線）、$\Phi_{a,d}$（アルベド直接線）、及び$\Phi_{a,l}$（アルベド漏洩線）の４成分に分類する方法がある[1,7]。ここで、直接線は線源から計算点まで物質と相互作用せず直接くるもの、漏洩線はダクト壁でのアルベド散乱のないもの、アルベド直接線はダクト入口から入りダクト壁で１回以上アルベド散乱をしたもの、アルベド漏洩線は遮蔽体の中を透過し、ダクトの途中からダクトの中に漏れ込んだ後、ダクト壁で１回以上アルベド散乱をしたものである。しかし、実際にはアルベド漏洩線の計算は難しく、また主要な成分でないと考えられるため直接線Φ_d、漏洩線Φ_l、及びアルベド線Φ_aの３成分に分類することが多い[8-13]（図４参照）。通常、後者の場合のΦ_l及びΦ_aはそれぞれ前者のΦ_l及び$\Phi_{a,d}$と同じと考えてよいが、場合によっては漏洩線に$\Phi_{a,l}$を含めることもある。この他、ストリーミング経路ごとに漏洩量を理論的に検討し、アルベド成分はダクト入り口及び出口近傍で散乱するものに、また、漏洩成分は入口付近でダクト内に漏れ込んだ後、ダクト壁での反射なしに到達する成分に重点をおいているものもある[14]。このように、この分類や定義は計算式導出の際の計算方法、実験式の場合は測定上の制限等により多少異なる場合がある。

4．ストリーミング放射線に対する計算法

以下に漏洩放射線を漏洩経路によって分類された３つの成分に対し、その定義と主な計算法を示す。

4.1　直接成分に対する計算法

直接成分は計算点から直視できる線源面から計算点に直接到達するもので、直視成分ともいう（図３、４のａ）。直視法（line-of-sight 法）により中性子束Φは次の式で計算される。

$$\Phi=\int\{N_0\cdot g(\theta)/\rho^2\}dS \tag{8}$$

$$\Phi=\int\{\Phi_0\cdot g(\theta)\cdot\cos\theta/\rho^2\}dS \tag{9}$$

ここで、dS は線源面の微小面積、ρは dS と計算点の間の距離である。積分は計算点から直視できる線源面に対して行う。

4.2 アルベド成分に対する計算法

アルベド成分は検出器に到達する前に一回以上ダクト壁で反射されたものである（図３、４のｂ）。図５に示すように点線源からエネルギー E_0 の粒子が４π方向に強度 N_0 で放出される場合、壁での１回反射のみを考慮すると計算点 P における線量率 D は次式のようになる[4,5]。

$$D = \int [\{N_0 K(E_0)\, \alpha_{D2}(E_0, \theta_0, \theta, \phi) \cos\theta_0\}/(4\pi r_1^2 r_2^2)]\, dS \qquad (10)$$

ここで、α_{D2} は入射カレント当たりの反射カレントで定義される微分線量アルベド、$K(E_0)$ は線束－線量率変換係数であり、θ_0、θ、r_1、r_2 は図５に示すように線源点 S、反射点及び計算点 P の幾何学的関係から決定される角度及び距離である。また、ϕ は入射方向と反射方向の間にはられる方位角である。積分は壁面全体にわたって行う。ここで、線量率表示をしたのは本質的なことではなくアルベドの形によって線束、あるいはカレントを求めることができる。２回反射の式も上式を拡張することにより求めることができる。１回反射のみを考えれば式は比較的簡単で、アルベド及び体系の幾何形状によっては、円筒ダクト中の中性子束に対して Simon-Clifford[15] の式が導出されたように積分が行える。しかし、通常アルベド成分に対する式は計算機による数値計算を必要とする。

4.3 漏洩成分（または透過成分）に対する計算法

漏洩成分はダクト周辺の遮蔽体中を透過した後、ダクト壁をよぎって検出器に到達するものである（図３，４のｃ）。簡易計算式に関する文献に見られる代表的な計算方法としては以下に示す ray analysis 法[4,7,16]がある。しかし、その適用限界はあまり明確ではない。現在では１次元輸送計算コード等により信頼性の高い透過計算が比較的簡便に行えるので、特に中性子の場合にはそのような方法で漏洩成分を計算することも可能である。ただし、空隙部の効果は 5.1.6 で示す Piercey の方法のような方法で評価する必要がある。以下に ray analysis法の概略を示す。漏洩線束をΦ_1とすると、

$$\Phi_1(\bar{r}_0) = \int_V \{q(\bar{r}) \cdot G(t)/4\pi\, |\bar{r}-\bar{r}_0|^2\}\, d\bar{r} \qquad (11)$$

と計算される[7]。ここで、

$\bar{r}_0$ ： 計算点の位置ベクトル

$\bar{r}$ ： 線源の微小領域 dr の位置ベクトル

V ： 体積線源領域

$q(\bar{r})$ ： 体積線源強度分布

である。G(t) はガンマ線の場合、遮蔽体中での散乱を考慮しないと次のように表される。

$$G(t) = \exp\{-\int_0^t \mu(x)\, dx\} \qquad (12)$$

ここで、

t　　：$\bar{r}$ と $\bar{r}_0$ を結ぶ線分のうち遮蔽体を通る部分の長さ

$\mu(x)$：点 x での線減衰係数

である。遮蔽体中での散乱を考慮した場合は次のようになる。

$$G(t)=B(\bar{r}_0)\cdot\exp\{-\int_0^t \mu(x)dx\} \tag{13}$$

ここで、$B(\bar{r}_0)$は $\bar{r}_0$ での再生係数である。速中性子の場合は

$$G(t)=\exp\{-\int_0^t \Sigma_R(x)dx\} \tag{14}$$

である。ここで、$\Sigma_R(x)$ は点 x での除去断面積である。中性子の場合 ray analysis 法で比較的良い結果を得る条件としては速中性子であること、線源から放出される中性子角度分布が精度良く知られていることがあげられる。さらに、透過計算のきく領域での遮蔽が比較的薄く（減衰が２桁程度までが目安）、かつ遮蔽の構成が複雑でないことがあげられる。

4.4　その他の計算法

Fisher[14]は複雑形状部における中性子の挙動を１群の拡散理論により解析し、各種の形状ごとにストリーミング簡易計算式を導出している。その結果は改訂されて文献（3）にまとめられている。式は中性子に対して与えられているが断面積等に関する置き換えを行えばガンマ線にも適用できる[3]。その場合は式に含まれる中性子の全断面積Σ_t、散乱断面積Σ_s、及び吸収断面積Σ_aをそれぞれガンマ線の線吸収係数μ、線散乱係数μ_s、及び線エネルギー吸収係数μ_eに置き換える。また中性子束をガンマ線束に置き換える。ただし、中性子に比べてガンマ線の場合はエネルギーの変化が大きいことを考慮する必要がある。例えば、半径と長さの比 R/L≪１の細長いダクトの場合、ダクト出口のガンマ線エネルギーは入射エネルギーの 80 から 90%となる。すなわち、小角散乱成分のみが生き残ってくる。屈曲部等が存在するため出口に到達するのに最低２回以上散乱する場合はダクト出口でのエネルギーはかなり小さくなる。この場合、1 MeV 以上の入射ガンマ線の出口でのエネルギーは 0.25 MeV 程度になり、1 MeV 以下の入射エネルギーでは入射エネルギーの 1/4 程度になると経験的にいえる。μの選択や線量の評価を行う際には、このようなエネルギー変化を考慮する必要がある。なお Fisher の式はいろいろな複雑形状部に対して導出されている点で評価できるが、強い方向性を持つストリーミングを拡散理論でどの程度正確に扱えるかについて問題がある。

5．複雑形状部個別の式

5.1　直円筒ダクト（図６参照）

5.1.1　直視法よる直接成分

半径 R のダクト入り口に単位面積当たりの粒子放出率 N_0 あるいは線束Φ_0の平面線源がある場合、ダクト軸上で入り口から Z の位置での線束またはカレントの直接成分Φ_dまたは J_d は次のようになる。

(1) 等方線源の場合

$$\Phi_d=(N_0/2)\cdot\ln\{1+(R/Z)^2\} \tag{15}$$

$$\fallingdotseq(N_0/2)\cdot(R/Z)^2 \quad (Z\gg R) \tag{16}$$

$$J_d=N_0[1-1/\{1+(R/Z)^2\}^{1/2}] \tag{17}$$

(2) cosine 線源の場合

$$\Phi_d=2N_0[1-1/\{1+(R/Z)^2\}^{1/2}] \tag{18}$$

$$=\Phi_0[1-1/\{1+(R/Z)^2\}^{1/2}] \tag{19}$$

$$\fallingdotseq N_0\cdot(R/Z)^2 \quad (Z\gg R) \tag{20}$$

$$J_d=N_0R^2/[Z^2\{1+(R/Z)^2\}] \tag{21}$$

一般に $\cos^n\theta$ $(n\neq 0)$ 線源に対し

$$\Phi_d=n\cdot\Phi_0(R^2/2Z^2) \quad (Z\gg R) \tag{22}$$

である。ダクト切り口面積を S とすると（２２）式は

$$\Phi_d=n\cdot\Phi_0(S/2\pi Z^2) \quad (Z\gg R) \tag{23}$$

となる。

5.1.2　原子炉遮蔽での速中性子に対する経験式

原子炉遮蔽においては速中性子に対し円筒ダクト漏洩中性子束 Φ を

$$\Phi=10\cdot\Phi_0(R^2/2Z^2) \tag{24}$$

で評価する場合がある[17]。これは、速中性子の場合、ダクトが炉心方向を向いている場合には直接線が支配的となり、入射線の角度分布は前方性が強く $\cos^n\theta$ で表せば n は 10 程度になるので（２３）式から導出されたと推定される。この場合アルベド成分は少ないので、上式で安全側の評価ができると考えていると思われる。

5.1.3 Shindo 等のガンマ線アルベド成分の半経験式

ガンマ線に対して Shindo 等[18]がモンテカルロ計算及び実験から求めた半経験式がある。すなわち、エネルギー E_0(MeV)のガンマ線を N_0 個($cm^{-2}\cdot s^{-1}$) 放出する平面線源に対し、半径 R、長さ L のダクト出口でのアルベド成分に対する線量率 D_a(mR/h) は

$$D_a=N_0k_1E_0K(E_0)(R/L)^2 \qquad (s_0\leqq L/R\leqq s_1 \text{ の場合}) \tag{25}$$

$$D_a=N_0k_2E_0K(E_0)(R/L)^3 \qquad (s_1<L/R\leqq 60 \text{ の場合}) \tag{26}$$

と表される。ここで、$K(E_0)$([mR/h]/[MeV/$cm^2\cdot s$]) はガンマ線束－線量率変換係数、k_1、k_2、s_0、s_1 はガンマ線のエネルギーと遮蔽体物質に依存して変化する定数である。これらの定数は遮蔽体物質が黒鉛、水、普通コンクリート、磁鉄鉱コンクリート、鉄、錫、鉛の場合について 0.5～10 MeV の領域で与えられている。これを図７～１４に示す。

5.1.4 中性子アルベド成分に対する Simon-Clifford の式

中性子の場合、Simon-Clifford の式[15]がある。すなわち、等方線源の場合、Z≫R の領域で中性子束アルベド成分Φ_aは

$$\Phi_a=\Phi_d\cdot\{c\beta+4(1-c)\beta R/Z\} \tag{27}$$

$$=(N_0R^2/2Z^2)\cdot\{c\beta+4(1-c)\beta R/Z\} \tag{28}$$

となる。ただし、Φ_dは直接線である。また、全アルベドを A とすると、一回散乱のみを考慮したときは$\beta=A$ であり、多重散乱を考慮したときは$\beta=A/(1-A)$ である。 c、1-c は等方散乱と cosine 散乱の割合で、次式から決定する。ダクト壁で単位立体角に反射される中性子束 $d\Phi_{out}/d\Omega$はダクト壁に入射する中性子束をΦ_{in}とすると

$$d\Phi_{out}/d\Omega=\{c+2(1-c)\cos\theta\}\cdot A\Phi_{in}/2\pi \tag{29}$$

と記述される。

5.1.5 Ray Analysis による漏洩成分（または透過成分）の計算

ダクト入り口に粒子放出率が N_0 で半径 R_s の円盤状平面線源がある場合に半径 R のダクトの中心軸上で入り口から Z の距離の点での漏洩線束 $\Phi_1(Z)$ はガンマ線の場合は（１１）と（１２）式から、また、速中性子の場合は（１１）と（１４）式から次のようになる[16]。遮蔽体中での減衰係数を ξ とすると、等方線源の場合

$$\Phi_1(Z)=N_0\cdot\exp(\xi r_0^3/R^2)[E_1(\xi r_0^3/R^2)-E_1(\xi r_0^2 r_s/R^2)]$$

$$(3Z^2/\{\xi(Z^2+R^2)^{3/2}\}\ll 1 \text{ の場合}) \tag{30}$$

$$\Phi_1(Z)=N_0(R^2/\xi r_0^3)[1-(r_0/r_s)\exp\{-\xi(r_s-r_0)r_0^2/R^2\}]$$

$$(\xi(Z^2+R^2)^{1/2}\gg 3 \text{ の場合}) \tag{31}$$

また、$Z\gg R$、$Z\gg 3/\xi$ で、且つ r_s-r_0 が $1/\xi$ に比べてオーダー的に大きい場合は

$$\Phi_1(Z)=N_0R^2/\xi Z^3 \tag{32}$$

となる。cosine 線源の場合も等方線源の場合と同じ条件付きで次の３つの式が導出される。

$$\Phi_1(Z)=2N_0(Z/r_0)\cdot\exp(\xi r_0^3/R^2)[E_2(\xi r_0^3/R^2)-(r_0/r_s)E_2(\xi r_0^2 r_s/R^2)] \tag{33}$$

$$\Phi_1(Z)=2N_0(Z/r_0)(R^2/\xi r_0^3)[1-(r_0^2/r_s^2)\exp\{-\xi(r_s-r_0)r_0^2/R^2\}] \tag{34}$$

$$\Phi_1(Z)=2N_0R^2/\xi Z^3 \tag{35}$$

なお、ξ はガンマ線の場合は線減衰係数であり、中性子の場合は除去断面積である。また

$$r_0^2=R^2+Z^2 \tag{36}$$

$$r_s^2=R_s^2+Z^2 \tag{37}$$

$$E_1(x)=\int_x^\infty[\exp(-t)/t]dt \tag{38}$$

$$E_2(x)=x\int_x^\infty[\exp(-t)/t^2]dt \tag{39}$$

である。なお、E_1 及び E_2 関数の値は Goldstein[19]により表の形でにまとめられている。

文献（7）の 499-501 頁には図１５ａ～１５ｃに示す３つの体系に対して中性子の直接線と漏洩線を計算する一般的な式が与えられている。それらは円筒ダクトの前に、(a) 無限平面線源、(b) 有限円盤線源、(c) 半無限体積線源がある場合のダクト軸上の点 P_1 及び P_2 の中性子束及びカレントに対する式である。漏洩線は ray analysis により求められたものである。式に含まれる積分が必要な関数に対してはグラフにより数値が与えられている。

5.1.6 Piercey の方法

中性子に対して Piercey[20]の方法がある。この方法は熱中性子の場合について導出されたものであるが、ダクト壁での線源の角度分布を考慮すれば他のエネルギーの中性子あるいはガンマ線の場合にも適用できる。ダクト壁からの漏洩線を考慮した直視法といえる。ダクトがない遮蔽体中の中性子束分布を $\phi(X)$ とする。ただし、X はダクト入り口が設置される位置からの距離である。$\phi(X)$ は一次元輸送コード等による透過計算によって求めることができる。ダクト壁における内向きの中性子カレントを $J_(X)$ とし、その角度分布を cosine 分布とすると

$$\Phi_1(Z)=\int_0^L J_(X)\cdot\cos\theta\cdot 2\pi R\cdot dX/\pi\{(Z-X)^2+R^2\} \tag{40}$$

となる。さらに $J_(X)=\phi/4$ と仮定すると

$$\Phi_1(Z)=(R^2/2)\cdot\int_0^L \phi(X)dX/\{(Z-X)^2+R^2\}^{3/2} \tag{41}$$

となる。ただし、R はダクト半径、L はダクトの長さである。

5.1.7 Fisher[3]の理論式

(1) 直接線

半径 R の円筒ダクトにおいて入口から Z の距離での直接線のカレントは

$$J_d=\pi(R/Z)^2\cdot[1+(R/Z)^2]F_0 \tag{42}$$

となる。ここで F_0 は ダクト入り口で単位面積、単位立体角当たりダクトの中に向かう中性子束（flux vector）でダクトが無い状態でのダクト入口位置におけるスカラー束 Φ_0 と次の関係がある。

$$4\pi F_0=[(1/2)(1+A_s)(1-A_w)/(1-A_sA_w)]\Phi_0 \tag{43}$$

ここで、A_s、A_w はそれぞれダクト入り口物質及び遮蔽体（壁物質）のアルベドである。

$$A_s=[1-2(\Sigma_a/3\Sigma_t)^{1/2}]/[1+2(\Sigma_a/3\Sigma_t)^{1/2}] \tag{44}$$

であり、A_w も同様の式で求まる。ただし、Σ_a及びΣ_tは A_s の場合はダクト入り口の、A_w の場合はダクト壁物質のそれぞれ吸収断面積及び全断面積である。また、

$$F_0 \leqq \Phi_0/4\pi \tag{45}$$

である。従って、

$$J_d=(R/2Z)^2\cdot[1+(R/Z)^2]\Phi_0 \tag{46}$$

と近似できる。

(2) １回散乱線

ダクト壁で１回散乱した成分によるカレントは

$$J_s \fallingdotseq 2\pi(\Sigma_s/\Sigma_a\Sigma_t)(R^2/Z^3)F_0 \tag{47}$$

$$\fallingdotseq (1/2)(\Sigma_s/\Sigma_a\Sigma_t)(R^2/Z^3)\Phi_0 \tag{48}$$

となる。Σ_s/Σ_tが１に近い場合は

$$J_s \fallingdotseq (1/2\Sigma_a)(R^2/Z^3)\Phi_0 \tag{49}$$

である。ただし、Σ_sは散乱断面積である。

(3) 直接線と１回散乱線の和

Σ_s/Σ_tが１に近い場合は次のようになる。

$$J_t \fallingdotseq (R/2Z)^2[1+(R/Z)^2+2/\Sigma_a Z]\Phi_0 \tag{50}$$

(4) 適用範囲

通常、散乱成分に比べ直接成分が支配的であるが、この場合、Fisher の円筒ダクトに対する式の適用範囲は

$$Z \leqq 20/(3\Sigma_a\Sigma_s)^{1/2} \tag{51a}$$

$$R \leqq 5/\Sigma_t \tag{51b}$$

である。

5.1.8 Miura の実験式

(1) 概要と定義

水またはコンクリート遮蔽体中の円筒ダクト内の中性子束分布を表す簡易式を実験的に導出したものである[12]。 実験は JRR-4 原子炉の炉心近傍の水遮蔽体中で行われた。ここで定義される直接及びアルベド成分にはダクト入り口からだけではなく入り口近傍のダクト側壁を通ってダクト内に入射し、そこから散乱なしに直接あるいはダクト壁で一回以上反射された後評価点に到達するものが含まれている。また、漏洩成分はダクト周辺の遮蔽体中を透過し、評価点近傍のダクト側壁を通って評価点に到達するものに対応している。式に含まれる定数の値を変えることによりダクト軸の線源に対する角度が０から９０度の範囲で熱、熱外、中速及び速中性子に対する式となる。このうち、中速中性子は濃縮ボロン球で被覆された金箔によって測定されたもので図１６に示すように約 50 eV ～約 10 keV の中性子に対応する。速中性子を測定したしきい検出器のエネルギー依存の反応率を図１７に示す。

(2) 実験式

ダクト切り口断面積が Sl、鋼壁厚 t の直ダクトが線源に対しその軸が線源中心とダクト入り口中心を結ぶ線と θ_sなる角度で設置されている場合、ダクト軸に沿った中性子束の空間分布を F(Z) (=Φ(Z)/Φ(0)) 、ダクトがない場合の計算点での相対的な中性子束を T(Z) (Z=0 で１と規格化されたもの) とすると

$$F(Z)=K\cdot f(Z)+\{1-K\cdot f(Z)\}\cdot T(Z) \tag{52}$$

となる。ここで右辺第１項は直接成分とアルベド成分の和に対応し、第２項は透過成分に対応する。また、

$$f(Z)=1/[1+\{Z/(Sl)^{1/2}/a\}^{b}] \tag{53}$$

である。a、b は中性子エネルギー及びダクトの線源に対する設置角度に依存する定数であり、その値を表２～４に示す。熱、熱外中性子の場合 a、b はダクトの設置角度に依らず一定値をとる。K はダクトの鋼壁の厚さに依存する補正係数で、厚さが 0.59 cm の場合の中性子束に対する他の厚さの場合の中性子束の比で定義される。図１８に K を $Z/(Sl)^{1/2}$ の関数として示す。同図でΦ_{th}は熱中性子束を、Φ_eは熱外中性子束を意味する。（５２）式において第１項と第２項の全体の中性子束における割合はダクトの口径並びに設置角度により異なる。図１９に第２項すなわち透過成分の全体に対する割合を示す。同図には設置角度が大きい場合あるいは口径が小さい場合に透過成分の寄与が極めて大きくなることが示されている。従って、このような場合は T(Z) を正確に求めておく必要があ

る。これは１次元あるいは２次元透過計算で求められる。実際の遮蔽設計においては、しばしばダクトがある状態でのダクト入り口の中性子束$\Phi(0)$ ではなく、ダクトがない状態でダクト入り口に対応する位置での中性子束$\Phi_{os}(0)$ が与えられる。この場合

$$\Phi(0)=\varepsilon\cdot\Phi_{os}(0) \tag{54}$$

とすると、速中性子に対しては$\varepsilon=1$ である。熱外中性子ではダクト口径に依存して多少変化するが１に近い値をとる。熱中性子の場合、εはダクト口径及びダクト鋼壁の厚さの両方に依存して大きく変化する[21]。図２０及び２１にεのダクト口径及びダクト鋼壁の厚さ依存性に関するデータを示す。なお、εの値が明きらかでないときは、$\varepsilon=1$ とすれば安全側の結果が得られる。

(3) 適用範囲

本式の適用範囲は以下の通りである。

線源空間分布：線源はダクト入り口から離れた位置にあり、ダクト入り口境界面すなわちダクト入り口を含むダクト軸に垂直な面において中性子束はダクト半径の外側の領域まで広がって分布しているものとする。

線源スペクトル：入射中性子スペクトルとしては速、中速から低速、及び熱中性子に対してそれぞれ核分裂、1/E、及び Maxwell またはそれに近いスペクトルが想定されている。

ダクト直径　　：2.5～30 cm

ダクトの長さ　　：最大 240 cm

ダクト設置角度　：熱、熱外、及び中速中性子に対し 0～90 度、速中性子に対し 45～90 度

ダクトの鋼壁の厚さ：0～1 cm

遮蔽体物質　　：水またはコンクリート

ここで示された式は実験値を±30% 以内の精度で記述するものであるが、他の独立に行われた実験との比較を通して式の精度は上記適用範囲内でファクター２以内であるとしている。

5.1.9　漏洩成分に関するデータ

Trubey[4,5]はダクト入り口に等方線源あるいは cosine 線源が無限に広がっているという条件で、ダクト入り口部の線源を除いた残りの線源から遮蔽体中を透過してくる非散乱成分を（１１）及び（１２）式に基づいて計算し、ダクト半径と長さの比 R/Zが 0.001 から 1.0 の範囲及びμZ で測った遮蔽体の厚さが 0.1 から 5.0 の範囲で報告している。これを表５ａと５ｂに示す。

また Shindo 等は等方線源に対し同様の方法でダクト入り口部の線源を除いた残りの線源から遮蔽体中を透過してくる成分（$\Phi_{annular}$ と定義）を計算し、これを　line-of-

sight 成分（Φ_{disk}と定義）に対する比の形（$\Phi_{annular}/\Phi_{disk}$）で、また、ダクトがある場合の line-of-sight 成分を含めた透過成分（Φ_{duct} と定義）とダクトが無い場合の透過線束（Φ_{slab} と定義）の比を報告している[18]。この結果を図２２及び２３に示す。

5.2 遮蔽体を部分的に貫通した直円筒ダクト

遮蔽体を部分的に貫通する円筒ダクトに関して図２４に示すように２つの体系が考えられる。１つは開口部が遮蔽体出口側にある場合であり、もう１つは開口部が線源側にある場合である。等方線源の場合、ダクト入口部を通ってくる成分による遮蔽体外側での放射線束Φ(z)は ray-analysis により計算すると以下のようになる[16]。

5.2.1 開口部が遮蔽体出口側にある場合（図２４のａ参照）

ダクトの入口から Z の位置で

$$\Phi(Z)=N_0[E_1(\xi d)-E_1(\xi d\cdot\sec\phi)] \tag{55}$$

である。$\xi d\gg 1$ で $Z\gg R$ の場合

$$\Phi(Z)\fallingdotseq N_0[\exp(-\xi d)/\xi d][1-\exp(-\xi dR^2/2Z^2)] \tag{56}$$

となる。また、$\xi dR^2/2Z^2\ll 1$ のとき

$$\Phi(Z)\fallingdotseq N_0(R^2/2Z^2)\exp(-\xi d) \tag{57}$$

となる。ただし、$\phi=\tan^{-1}(R/Z)$ である。また、ξは減衰係数である。

5.2.2 開口部が線源側にある場合（図２４のｂ参照）

厚さ L の遮蔽体外側面で

$$\Phi(L)=N_0[E_1(\xi d)-E_1(\xi d\cdot\sec\phi')] \tag{58}$$

である。$\xi d\gg 1$ で $Z\gg R$ の場合

$$\Phi(L)\fallingdotseq N_0[\exp(-\xi d)/\xi d][1-\exp(-\xi dR^2/2L^2)] \tag{59}$$

となる。また、$\xi dR^2/2L^2\ll 1$ のとき

$$\Phi(L)\fallingdotseq N_0(R^2/2L^2)\exp(-\xi d) \tag{60}$$

となる。ただし、$\phi'=\tan^{-1}(R/L)$ である。

（５５）と（５８）式から ray analysis によればボイドが遮蔽体の外側に寄った方が線量のピーク値が増加することがわかる。しかし、線量の積分値は変化しない。

5.3 屈曲円筒ダクト（図２５参照）

5.3.1 中性子に対する $1/\sin\theta$ 結合式

中性子の場合、屈曲ダクトに対してよく用いられる式は直ダクトの直接成分に対する式を屈曲部における中性子束の空間的変化を表す $1/\sin\theta$ 法則[15]で結合したものである（7.3.1 参照）。この $1/\sin\theta$ 法則は屈曲部での反射線の角度分布を等方と仮定したときのものであり、等方と cosine 分布の中間的な分布をしている場合は $1/\sin\theta$ は $\{c+2(1-c)\sin\theta)\}/\sin\theta$ で置き換える必要がある。また、屈曲角度が４５度より小さくなると、この法則からのずれが大きくなるので注意する必要がある[21]。ここでは２回屈曲までの式を与えるがそれ以上の多段屈曲ダクトに対しても同様にして式を得ることができる。

$$\Phi(Z_2)=\Phi(L_1)\cdot(KA_1/\sin\theta_1)\cdot(R^2/2Z_2^2) \tag{61}$$

$$\Phi(Z_3)=\Phi(L_2)\cdot(KA_2/\sin\theta_2)\cdot(R^2/2Z_3^2) \tag{62}$$

ただし、

R	：ダクト半径
Z_2、Z_3	：ダクトの第２脚あるいは第３脚中の計算点の屈曲部からの距離
L_1、L_2	：ダクトの第１脚及び第２脚の長さ
$\Phi(L_1)$、$\Phi(L_2)$	：ダクトの第１脚終端及び第２脚終端での中性子束
θ_1、θ_2	：屈曲角度
A_1、A_2	：屈曲部でのアルベド
K	：経験的に決められる定数

である。上式は屈曲部以外の部分での散乱は考慮していないので低エネルギー中性子に適用する場合はこの点に注意する必要がある。Horton 等[6]は水中に置かれた鋼壁ダクトの場合、熱中性子に対し KA が約 1/3 になることを実験的に見出した。この場合、計算によると A=0.55 なので K=0.60 となる[6]。

5.3.2 原子炉遮蔽での速中性子の経験式

原子炉遮蔽においては、5.1.2 の（２４）式で示したのと同様の理由で速中性子に対し（６１）、（６２）式の K を１とし、式全体を１０倍する式[17]が使用される場合がある。すなわち、n 段のダクトの出口での速中性子束Φは

$$\Phi/\Phi_0=10\cdot(R^2/2L_1^2)\cdot\prod_{i=2}^{n}(R^2/2L_i^2)(A_{i-1}/\sin\theta_{i-1}) \tag{63}$$

である。

5.3.3　中性子に対する実験式

1回屈曲円筒ダクトの場合は、屈曲角度θ_bが 45～90 度の範囲で（５２）式で示される中性子束分布関数 F(z) を 1/sin θ 法則で結び次式が与えられる[12]。

$$\Phi(Z_2)/\Phi(0)=F(L_1)\cdot(B/\sin\theta_b)\cdot F(Z_2) \tag{64}$$

ただし、L_1 は屈曲ダクトの第１脚部の長さであり、Z_2 は屈曲部から第２脚部中の計算点までの距離である。B はエネルギー依存の定数で

B=0.5　　(熱中性子の場合)　(65a)

B=0.66　　(熱外中性子の場合)　(65b)

B=0.04　　(^{58}Ni(n,p)^{58}Co 反応率の場合)　(65c)

である。

5.3.4　ガンマ線に対する Wijker の式

Wijker[22]は次の条件のもとに円筒または矩形屈曲ダクトに対する式を導出した。それらは図２６に示すように脚部番号、屈曲部番号等をとると

(a) i 番目の脚部のストリーミング問題は (i-1) 番目の屈曲部のダクト軸上に置かれた点線源によるストリーミング問題に置き換えられる。

(b) i 番目の屈曲部での線源強度 Ni は (i-1) 番目の線源点に対し i 番目の屈曲部のダクト切り口面積 A_i によって張られる立体角の中に (i-1) 番目の線源から放出されるガンマ線のみによって決定される。すなわち、ガンマ線は屈曲部でのみ散乱されるとする。

(c) (i-1) 脚部から i 脚部へのガンマ線の散乱角度は i 番目の屈曲角度θ_iに等しいとする。

(d) ダクト空隙部外側の遮蔽体を通るガンマ線は考慮しない。

等である。線源は強度 S_0[R・m^2/hr] の点線源、すなわち線源から１mの点で線量率がS_0R/hとなるような強度の点線源、または強度 σ_0[R/hr] の平面一方向線源とする。それぞれの線源に対しガンマ線放出率を N_0[photon/s] あるいはν_0[photon/m^2・s]、ガンマ線のエネルギーを E_0(MeV)、空気の吸収係数を$\mu_{a.a}$とすると

$$S_0 = c\mu_{a,a}E_0N_0/4\pi \tag{66}$$

$$\sigma_0 = c\mu_{a,a}E_0\nu_0 \tag{67}$$

である。ただし、c は定数である．ダクトは切り口が直径 d の円または h × b の矩形（屈曲方向に h をとる）とする。このようにすると、n 番目の屈曲部から L_n の距離での照射線量率 D_n は点線源に対し

$$D_n=(S_0/L_0^2)\cdot\prod_{i=1}^{n}(g_iA_i/4\pi L_i^2)\cdot\prod_{i=1}^{n}(f_is_{i-1}F_i) \tag{68}$$

平面線源に対し

$$D_n=4\pi\sigma_0\cdot\prod_{i=1}^{n}(g_iA_i/4\pi L_i^2)\cdot\prod_{i=1}^{n}(f_is_{i-1}F_i) \tag{69}$$

となる。ここで、g_i は i 番目の屈曲部に関する立体角の割合 $A_i/4\pi L_i^2$ に対する幾何学的な補正係数である。円筒ダクトの場合 $a_i=d_i/L_{i-1}$、矩形ダクトの場合$a_i=h_i/L_{i-1}$ とすると

$$g_i \fallingdotseq \{1-(1/2)a_i\mathrm{cosec}\,\theta_i\}^2/\{1-a_i\mathrm{cosec}\,\theta_i+(1/4)a_i^2\}^2 \tag{70}$$

である。ただし、平面線源の場合 $g_1=1$ である。また、

L_i：i 脚部の長さ。ただし i は 0 から数える。

f_i：i-1 脚から i 脚への散乱に伴うエネルギー減衰率

s_{i-1}：(i-1) 番目の線源からのガンマ線のエネルギーを E_{i-1} とすると i 番目の屈曲部の遮蔽物質とエネルギー E_{i-1} のガンマ線が相互作用する際の散乱の割合

F_i：散乱の非等方性に対する補正係数

である。s_i、F_i、f_i の計算値を表６～８に示す。

（６８）式の特殊な形として２脚目が短くオフセット構造にになっている２回屈曲矩形ダクトの場合の式を以下に示す。第１脚と第３脚は遮蔽体に垂直の向きである。２つの屈曲部の屈曲角度は等しく θ である。また、第１脚と第３脚の中心軸間の距離を H とする。このような場合、（６８）式は

$$D=(S_0/L_0^2)(g_2A^2/4H^2L_2^2)\cdot F(E_0,\theta)\cdot\Psi(\theta) \tag{71}$$

となる。ただし、線源から第１屈曲部までは十分長く $g_1=1$ とする。A はダクト断面積であり、g_2、$\Psi(\theta)$はそれぞれ

$$g_2=144/(8+\sin^2\theta)^2 \tag{72}$$

$$\Psi(\theta)=2.25\{1-(1/9)\cos^2\theta)^2 \tag{73}$$

である。また、$F(E_0, \theta)$ は

$$F(E_0, \theta)=(1/16\pi^2)\{12\sin\theta/(8+\sin^2\theta)\}^2\cdot(\mu_s/\mu)_0 \cdot(\mu_s/\mu)_1\cdot\{(\mu_{a..a}E)_2/(\mu_{a..a}E)_0\}F_1F_2 \tag{74}$$

であり、コンクリート、鉛、鉄に対し計算された値が表９～１１に与えられている。ここで、μ、μ_sはそれぞれ遮蔽体中の減衰係数及び散乱係数であり、それらの比の添え字０及び１はそれぞれ第１及び第２屈曲部に入射するガンマ線のエネルギーに対応している。また、$\mu_{a..a}E$ の添え字０及び２は第１脚中及び第３脚中のガンマ線エネルギーに対応している。

5.3.5　DIN 規格のガンマ線に対する式

DIN 規格[23, 24]には屈曲角度 90 度の２回屈曲ダクト出口におけるガンマ線のストリーミング線量率計算式が示されている。以下に示す式は円筒ダクトだけでなく矩形ダクトにも適用される（図２７参照）。ただし、この場合矩形断面の縦の辺の長さ H と横の辺（第２脚部では遮蔽壁の厚さ方向）の長さ W の比 H/W は 2 を越えないとする。D、D_0 をダクト出口及び入り口での線量率とすると D はコリメートされた入射線に対しては第１脚部での減衰がないので

$$D=(4S^2/L_2{}^2T^2)A_1A_2B(W/T)D_0 \tag{75}$$

となる。また、ダクト壁から p の距離にある点線源に対しては

$$D=(4S^2/L_2{}^2T^2)A_1A_2B(W/T)\{1/(1+T/2p)^2\}D_0 \tag{76}$$

である。ここで、S はダクト断面積、L_2 は第２脚部の長さ、T は遮蔽壁の厚さ、A_1、A_2 は屈曲部での実効的な散乱ファクター、B(W/T) は補正係数である。補正係数 B は第１脚と第３脚の長さが $W/T\geqq1/6$ と短い場合において、屈曲部のエッジを透過する放射線の効果を表している[24]。これらの式では第１脚及び第３脚の長さは等しく T/2 と限定されている。しかし、第１脚及び第３脚の長さが T/2 ではなくそれぞれ L_1、L_3 の場合は（７５）式の $4/T^2$ を $1/L_3{}^2$ で、また（７６）式の $(4/T^2)\{1/(1+T/2p)^2\}$ を $(1/L_1{}^2)\{1/(1+L_3/p)^2\}$ でそれぞれ置き換えればよい。A_1、A_2、B の値は安全側の値として

$$B=1.5 \tag{77a}$$

$$A_1=A_2=0.5/2\pi \fallingdotseq 0.08 \tag{77b}$$

あるいは

$$A_1A_2B \fallingdotseq 0.01 \tag{78}$$

が与えられている。

5.3.6 Fisher[3]の理論式

半径 R の円筒ダクトの第２脚の長さを Z_2、屈曲角度を θ とすると第２脚終端での中性子カレント J_2は

$$J_2=W\cdot(\Sigma_s{}^3/\Sigma_t{}^2)\cdot(R^3/Z_2{}^2)\cdot J_1 \tag{79}$$

となる。ただし、J_1 は 5.1.7 で示す第１脚終端での直接成分とアルベド成分の和で、例えばΣ_s/Σ_tが１に近い場合は（５０）式で表される。また W は

$$W=0.15+0.026\Sigma_t/K-(0.08+0.004\Sigma_t/K)\cos\theta \tag{80}$$

である。ここで、1/K は中性子の減弱距離である。すなわち、１次元平板線源に対して線源から遮蔽体中距離 Z での中性子束 ϕ は

$$\phi=(3/2)(\Sigma_s/K)\exp(-KZ) \tag{81}$$

で表される[14]。速中性子の場合、K は除去断面積と等しい。２回以上の屈曲部を持つダクトにも（７９）式を同様に拡張することができる。ただし、（７９）式はθが 0 または 180 度に近づいた場合や Z_2 が極めて小さい場合には適用できない。

5.4 直円環ダクト

5.4.1 直視法による直接成分

図２８に示すように cosine n乗の角度分布を持つ平面線源に対し直円環ダクトがある場合、R≫R-r とすると、Z≫R-r の領域で直接成分Φ_dは

$$\Phi_d=\{(n+1)N_0/2\pi Z^2\}\cdot S \tag{82}$$

となる[4,7]。ただし、S は計算点から直視できる線源面積で

$$S=R^2\cdot\cos^{-1}(r/R)+(R^2-r^2)\cdot\cos^{-1}(r/c)-r(R^2-r^2)^{1/2} \tag{83}$$

である（図２８参照）。ここで、

Z　　：ダクト入り口から計算点までの距離

R　　：円環の外径

r　　：円環の内径

c（$r\leqq c\leqq R$）：内径と外径の間の点

である。c=R のとき S は次式で示される最大値 S_{max}となり、Φ_dも最大値をとる。

$$S_{max}=(2R^2-r^2)\cdot\cos^{-1}(r/R)-r(R^2-r^2)^{1/2} \tag{84}$$

5.4.2　原子炉遮蔽での経験式

原子炉遮蔽においては速中性子あるいはガンマ線に対し次式を用いる場合がある[17]。

$$\Phi=M\cdot(S_{max}/Z^2)\Phi_0 \tag{85}$$

ただし、速中性子の場合は M=10 であり、ガンマ線の場合は $M=1/2\pi$である。

5.4.3　原子炉遮蔽における中性子の経験式

円環ダクトの入口から Z の位置での中性子束の直接成分、アルベド成分、及び漏洩成分の和をΦ_tとすると次の式がある[7]。それらは熱中性子に対し

$$\Phi_t(Z)=(1+A')\cdot[\Phi_d(Z)+p\cdot\{\Phi_{und}(Z)+\Phi_p(Z)\}] \tag{86}$$

速中性子に対し

$$\Phi_t(z)=\Phi_d(Z)+\Phi_{und}(Z) \tag{87}$$

である。ここで、Φ_dは（８２）式等で表される直接成分、Φ_{und} はダクトがない場合の中性子束、Φ_p は内管（プラグ）内の内物質が分布している場合の中性子束である。また、A’は実効アルベド係数、p は漏洩係数であり、p の値は 0.2～0.25 である。

5.4.4　Price 等の中性子の式

中性子に対し Price 等[6]は Simon-Clifford の式からの類推により直接成分とアルベド成分の和に対する式を導出している。線源の角度分布は実際的な cosine 分布とする。すなわち、$\Phi(0)=2N_0$ の場合、次式のようになる。

$$\Phi(Z)=\delta\{(R^2-r^2)/2Z^2\}\{1+F(Z,R,r,A)\}\Phi(0) \tag{88}$$

ただし、Z≫R-r である。δは（８３）式で計算される直視面積 S と円環状空隙部の全面積の比で、次のようになる。

$$\delta=S/\pi(R^2-r^2) \tag{89}$$

また、

$$F(Z,R,r,A)\fallingdotseq 4(R^2-r^2)^{1/2}\{A/(1-A)\}/Z \tag{90}$$

である。A は全アルベドである。

5.4.5　中性子の実験式

原子炉遮蔽におけるコンクリートまたは水遮蔽体中に置かれた厚さ 0.2～1.0 cm の鋼壁をもつ円環ダクトの空隙部内中性子束相対分布を表す実験式として（５３）式と同じ形の式がある[25]。この場合、同式中の S1 として（８３）式で c=(R+r)/2 としたものを用いる。斜め入射の場合、式はダクト入り口での円環状空隙部で平均した中性子束に対する相対分布であり、また入り口から一定の位置では円環に沿って非軸対称している中性子束の最大値に対応するものである。a 及び b に対して次のような値が与えられている。

a=1.6、b=3.3	(熱中性子の場合)	(91a)
a=1.2、b=2.9	(熱外中性子の場合)	(91b)
a=1.4、b=2.5	(設置角度０° での^{58}Ni(n,p)^{58}Co 反応率の場合)	(91c)
a=1.2、b=2.9	(斜め入射における^{58}Ni(n,p)^{58}Co 反応率の場合)	(91d)

熱及び熱外中性子の場合、線源に対するダクトの位置によらず一定値である。設置角度が０° での ^{58}Ni の反応率のダクト内分布はダクトと線源の間の遮蔽体の厚さにより変化する度合いが大きいと考えられるので（９１ｃ）の値は参考程度に止めるべきであろう。斜め入射における ^{58}Ni 反応率に対応する速中性子の場合はダクトの線源に対する設置角度が 36 及び 42.6 度のところの実験値から a、b の値が求められている。

5.4.6　Fisher[3]の理論式

外径 R、内径 r の円環ダクトの入口から Z の位置での中性子カレントに対して以下の式が求められている。各式の flux vector F_0 はダクトが無い場合のスカラー束Φ_0と（４３）及び（４５）式で示した関係がある。また、Σ_s、Σ_a及びΣ_tは散乱、吸収及び全断面積である。

(1) 直接成分

$$J_d=(8\cdot 2^{1/2}/3)\{(R-r)^{3/2}r^{1/2}/Z^2\}F_0 \tag{92}$$

$$\fallingdotseq(2\cdot 2^{1/2}/3\pi)\{(R-r)^{3/2}r^{1/2}/Z^2\}\Phi_0 \tag{93}$$

(2) 円環状空隙部の内壁で反射されるアルベド成分
内壁でのアルベドによるカレントをJ_{ai}とすると

$$J_{ai}=\{4/(15\cdot 2^{1/2})\}(\Sigma_s/\Sigma_t)\{(R-r)^{3/2}r^{1/2}/\Sigma_a Z^3\}F_0 \tag{94}$$

$$\fallingdotseq\{1/(15\pi\cdot 2^{1/2})\}\{(R-r)^{3/2}r^{1/2}/\Sigma_a Z^3\}\Phi_0 \tag{95}$$

(3) 円環状空隙部の外壁で反射されるアルベド成分
外壁でのアルベドによるカレントをJ_{ao}とすると

$$J_{ao}=\{12/(5\cdot 2^{1/2})\}(\Sigma_s/\Sigma_t)\{(R-r)^{3/2}r^{1/2}/\Sigma_a Z^3\}F_0 \tag{96}$$

$$\fallingdotseq\{3/(5\pi\cdot 2^{1/2})\}\{(R-r)^{3/2}r^{1/2}/\Sigma_a Z^3\}\Phi_0 \tag{97}$$

(4) 直接成分とアルベド成分の和
以上の直接成分とアルベド成分の和を J_t とすると

$$J_t=4\cdot 2^{1/2}\{(R-r)^{3/2}r^{1/2}/Z^2\}(2/3+(\Sigma_s/3\Sigma_t\Sigma_a Z)\}F_0 \tag{98}$$

$$\fallingdotseq(2^{1/2}/\pi)\{(R-r)^{3/2}r^{1/2}/Z^2\}(2/3+(\Sigma_s/3\Sigma_t\Sigma_a Z)\}\Phi_0 \tag{99}$$

となる。

これらの直円環ダクトの式は $Z>r$ において適用可能である。$Z<r$ の場合は 5.6.3 に示すスロットの式を用いるべきである。$Z\sim r$ の場合は直円環ダクトとスロットの式を外挿して求める必要がある。

5.5 屈曲円環ダクト

5.5.1 原子炉遮蔽での速中性子の経験式

n段のダクトの出口での速中性子束Φを求めるものとして（６３）式と同様に次式がある[17]。ただし、この式は（６３）式とは異なり各段のダクトでの中性子束を２π倍だけ大きく評価している。

$$\Phi/\Phi_0=10(S_{max})^n\cdot\prod_{i=1}^{n}(1/L_i^2) \tag{100}$$

ここで、S_{max} は（８４）式で与えられる直視面積の最大値であり、L_i は各段のダクトの長さである。また、屈曲角度は９０度である。

5.5.2　中性子に対する実験式

原子炉遮蔽におけるコンクリートまたは水遮蔽体中に置かれた厚さ 0.2～1.0 cm の鋼壁をもつ屈曲円環ダクトの第２脚目の深さ Z_2 での熱、熱外中性子束相対分布を表す実験式として（６４）式と同様の式が与えられている[25]。ただし、関数 Ｆの代わりに（５３）式の関数ｆが用いられている。すなわち、

$$\Phi(Z_2)/\Phi(0)=f(L_1)(B/\sin\theta_b)f(Z_2) \tag{101}$$

である。ここで θ_b は屈曲角度である。関数 f のパラメータ S1 としては（８３）式の円環状空隙部直視面積を用いる。B の値としては屈曲円筒ダクトに対して与えられた（６５ａ）～（６５ｃ）式の値と同じものを用いる。

5.6　直スロット（矩形直ダクトまたは直スリット）（図２９参照）

5.6.1　直視法による直接成分

直スロットの場合、平面線源に対する直接成分の式[4,7]は以下の通りである。図２９に示すようにスロット切り口の辺の長さをそれぞれ H と W、また入り口から計算点までの距離を Z とし、さらに、a=H/2Z、b=W/2Z と定義すると、スロット入り口での線源の角度線束が

(1) 等方分布の場合、

$$\Phi_d=(2\Phi_0/\pi)\cdot\tan^{-1}\{ab/(1+a^2+b^2)^{1/2}\} \tag{102}$$

(2) cosine 分布の場合、

$$\Phi_d=(2\Phi_0/\pi)\cdot[\{a/(1+a^2)^{1/2}\}\cdot\tan^{-1}\{b/(1+a^2)^{1/2}\}+\{b/(1+b^2)^{1/2}\}\cdot\tan^{-1}\{a/(1+b^2)^{1/2}\}] \tag{103}$$

である。

(3) 一般に cosine n乗分布の中性子束に対し Z≫H、Z≫W すなわち a≪1、b≪1 とすると

$$\Phi_d=(n+1)WH\Phi_0/2\pi Z^2 \tag{104}$$

である。

H≫W (H>5W)の場合、直接成分は次のようにも表せる。すなわち、θ_1、θ_2を図２９に示す角度とすると、

(4) 等方線源に対し、

$$\Phi_d=(N_0W/2\pi Z)\cdot(\theta_1+\theta_2) \tag{105}$$

$$J_d=(N_0W/2\pi Z)\cdot(\sin\theta_1+\sin\theta_2) \tag{106}$$

(5) cosine 線源に対し、

$$\Phi_d=(N_0W/\pi Z)\cdot(\sin\theta_1+\sin\theta_2) \tag{107}$$

$$J_d=(N_0W/4\pi Z)\cdot\{\sin2\theta_1+\sin2\theta_2+2(\theta_1+\theta_2)\} \tag{108}$$

である。ただし、θはラジアン単位である。スロットの長さ H が Z に比べて十分長い場合は（１０５）～（１０８）式においてθ_1、θ_2をそれぞれ$\pi/2$ とすればよい。

5.6.2 原子炉遮蔽での速中性子の経験式

H>10W、Z>10W の場合、原子炉の遮蔽においては速中性子に対し次式が用いられることがある[17]。

$$\Phi/\Phi_0=20(W/Z)^2 \tag{109}$$

この式は（１０４）式において n≒10 とし、H≒10W とすると近似的に得られる。

5.6.3 Fisher[3]の理論式

巾が W で長さ H が 10W 以上のスロットの深さ Z の位置でのカレントを以下に示す。ただし、各式の flux vector F_0 はスカラー束Φ_0と（４３）及び（４５）式で示した関係がある。また、Σ_s、Σ_a及びΣ_tはそれぞれ散乱、吸収及び全断面積である。

(1) 直接成分

$$J_d=(\pi/2)(W/Z)[1+(W/Z)^2]F_0 \tag{110}$$

$$\fallingdotseq(1/8)(W/Z)\Phi_0 \tag{111}$$

(2) アルベド成分

$$J_a=(1/2)(\Sigma_s/\Sigma_t)(W/Z)^2[\ln(Z/2W)+2]F_0 \tag{112}$$

$$\fallingdotseq(1/8\pi)(W/Z)^2[\ln(Z/2W)+2]\Phi_0 \tag{113}$$

(3) 漏洩成分

$$J_l=(\pi/2)(\Sigma_s/\Sigma_a\Sigma_t)\ (W/Z^2)F_0 \tag{114}$$

$$\leqq(1/8)(\Sigma_s/\Sigma_a\Sigma_t)\ (W/Z^2)\Phi_0 \tag{115}$$

$$\fallingdotseq(1/8\Sigma_a)(W/Z^2)\Phi_0 \tag{116}$$

(4) ストリーミングカレントの和

以上の直接成分、アルベド成分及び漏洩成分の和を計算すると、

$$J_t=(\pi/2)(W/Z)[1+(W/Z)^2+(\Sigma_s/\pi\Sigma_t)(W/Z)[\ln(Z/2W)+2]+\Sigma_s/\Sigma_a\Sigma_t Z]F_0 \tag{117}$$

$$\fallingdotseq(1/8)(W/Z)[1+(W/Z)^2+(W/\pi Z)[\ln(Z/2W)+2]+1/\Sigma_a Z]\Phi_0 \tag{118}$$

となる。実際には$W \ll Z$であり

$$J_t\fallingdotseq(1/8)(W/Z)[1+1/\Sigma_a Z]\Phi_0 \tag{119}$$

である。

5.7 屈曲スロット（矩形屈曲ダクトまたは屈曲スリット）

5.7.1 Fisher[3]の理論式

スロットの巾が W で、長さ H は 10W 以上とする。また、屈曲角度をθとすると第2脚部の深さ Z_2 でのカレント J_2 は

$$J_2\fallingdotseq(\Sigma_s{}^3W^2/\Sigma_t{}^2Z_2)YJ_1 \tag{120}$$

$$\fallingdotseq(\Sigma_s W^2/Z_2)YJ_1 \tag{121}$$

となる。ここで、J_1 は（１１７）～（１１９）式で表される第１脚部終端でのカレントであり、

$$Y=0.015+0.023\Sigma_t/K-(0.009+0.0016\Sigma_t/K)\cos\theta \tag{122}$$

である。屈曲部が２カ所以上ある場合は（１２０）式を同様の方法で拡張して適用する。（１２０）及び（１２１）式はθが０°または１８０°に近づいた場合や $W<1/\Sigma_t$ あるいは Z_2 が極めて小さい場合には適用できない。

5.7.2 Ingold-Huddleston の経験式

コンクリート内矩形９０度１回屈曲ダクトにおいて、ダクト入り口にエネルギー E_0 のガンマ線を放出する点線源があるとき、第２脚部での線量率 D を計算する Ingold-Huddleston[4,5]の経験式がある。これは実験並びに解析計算データから求めたもので、

$$D/D_0=0.214(H/W)^{0.907}W^{2.864}/(L_1^{2.534}L_2^{2.667}E_0^{0.710}) \tag{123}$$

と表される。ここで、

D_0 ：線源から 1 ft での線量率

H、W：ダクト切り口の辺の長さ。屈曲ダクトの軸が水平面内にあるとすると、H は高さ方向の辺の長さ、W は水平方向の長さである。

L_1 ：線源から屈曲部中心までの距離

L_2 ：屈曲部中心から計算点までの距離

である。ダクト寸法はすべて ft 単位で、エネルギーは MeV 単位で測ったものである。式の適用範囲は $0.662\ \mathrm{MeV} \leqq E_0 \leqq 6.0\ \mathrm{MeV}$、$1.0 \leqq H \leqq 6.0$ ft、$1.0 \leqq W \leqq 6.0$ ft、$2 \leqq L_1 \leqq 36$ ft、$1 \leqq H/W \leqq 2$、$L_i/H \leqq 6$ (i=1,2)、$L_i/W \geqq 2$ (i=1,2) である。

この式は点線源に対する式であるが、注意深く扱えば広がりを持つビーム状線源にも適用できる[4]。

5.7.3 Huddleston-LeDoux の経験式

5.7.2 と同様にコンクリート内矩形９０度１回屈曲ダクトに対し Huddleston-LeDouxの式[7]がある。２脚にわたるダクトでの減衰率を A とすると、

$$A=\varepsilon F_s F_g \tag{124}$$

である。ここで、Huddleston-LeDoux の元の式では $\varepsilon=0.155$ となっているが設計においては若干の安全余裕を入れて $\varepsilon=0.2$ とするのが望ましい[7]。F_s は線源のタイプに依存するファクターであり、F_g はダクトの寸法と線源エネルギーに依存するファクターである。F_g は経験的に次式で表される。

$$F_g=HW^2/\{(L_1L_2)^{2.7}E_0^{0.6}\} \tag{125}$$

この式の右辺の記号の意味は（１２３）式の場合と同じであるが、ダクト寸法は m で表示する。F_g の適用範囲は、0.30 MeV ≦ E_0 ≦ 3.7 MeV、 0.3 ≦ W ≦ 2.0 m、 0.7 ≦ L_i ≦ 8 m (i=1,2)、1 ≦ H/W ≦ 2、L_i/H ≦ 6 (i=1,2) である。 線源ファクター F_s は点線源がダクト入口の中心にある場合１である。この場合、A は線源から 1 m での点の線量率に対する相対的な減衰率となる。線源が図３０に示すような３種類の等方平面線源の場合、F_s は次のようになる。

(1) 第１脚が水平方向にあるとき

$$F_s \fallingdotseq L_1^2 A_v \tag{126}$$

(2) 第１脚が垂直方向にある場合、第１脚開口部全面が線源に覆われているとすると

$$F_s \fallingdotseq L_1^2 A_h \tag{127}$$

(3) (2)と同じ状態で、第１脚開口部上には線源が無いとすると

$$F_s \fallingdotseq L_1^2 A_a \tag{128}$$

A_v、A_h、A_a の値は図３０に与えられている。

5.7.4 矩形２回屈曲ダクトの経験式

２回屈曲ダクトの場合、第３脚目の線量率 D_3 は第２脚部終端における線量率 D_2 の計算に（１２３）式あるいは（１２４）式のどちらを用いたときも

$$D_3/D_2 \fallingdotseq 0.55W^{3.4}/L_3^{4.4} \tag{129}$$

となる[7]。ただし、ダクト切り口は正方形とする。寸法はm単位である。

5.8 段付きスロットまたは段付き円環ダクト（オフセット）

5.8.1 段付きスロットに対する Fisher[3] の理論式

図３１に示すように２つのスロットの間にオフセットがある場合を考える。第１スロットの巾を W_1、深さを Z_1、第２スロットの巾を W_2、深さを Z_2 とし、オフセットの長さを q、巾を w とする。また、スロット切り口の長手方向（図３１において紙面に垂直方向）の寸法は巾の１０倍以上あるとする。この場合、第２スロット出口での中性子カレントは以下のようになる。

(1) 漏洩経路 P_0ABP に沿った成分

この成分によるカレントを J_{21} とすると

$$J_{21}=(3^{1/2}/16\pi^2)(\Sigma_s^{5/2}/\Sigma_a^{1/2}\Sigma_t)(W_1W_2/Z_2)pJ_1 \tag{130}$$

となる。Σ_s、Σ_a 及び Σ_tは散乱、吸収及び全断面積である。J_1 は（１１８）または（１１９）式で与えられる第１スロットからの漏洩カレントであり、p は次式で表されるオフセット関数である。

$$p=(\Sigma_t/K^2q)\exp(-y) \tag{131}$$

$$\fallingdotseq(1/Kq)\exp(-y) \tag{132}$$

ここで、

$$y=2[1+(1/4)(2q+W_1+W_2)^2/(2/K+w)^2]^{1/2}-5^{1/2} \tag{133}$$

である。もし、q～1/K で w、W_1及び W_2≪1/K であるか、または、q～1/K で $w=W_1+W_2$～1/K ならば p は１とおける。y は正負の値がとれる。

(2) P_0CEP、P_0CFP、P_0GBP、P_0GFP のような漏洩経路に沿った成分

この成分によるカレントを J_{22} とすると

$$J_{22}=(1/3^{1/2})(\Sigma_s/\Sigma_t)(W_2/Z_2)Gp\phi_1 \tag{134}$$

である。ここで、

$$\phi_1=(1/16)(W_1/Z_1)^2\Phi_0 \tag{135}$$

$$G=0.30-0.017\Sigma_t/K \tag{136}$$

である。p は（１３１）～（１３３）式で与えられる。

(3) P_0AEP、P_0AFP のような漏洩経路に沿った成分

この成分によるカレントを J_{23} とすると

$$J_{23}=(1/3^{1/2})(\Sigma_s/\Sigma_t)^2(\Sigma_s/\Sigma_a)^{1/2}(W_1W_2/Z_2^2)cpJ_1 \tag{137}$$

である。ここで、

$$c=0.16-0.01\Sigma_t/K \tag{138}$$

である。$\Sigma_t=\Sigma_s+\Sigma_a$であり、p は（１３１）～（１３３）式で与えられる。

(4) 第２スロット出口での全中性子カレント

全中性子カレントを J_2 とすると

$$J_2=3^{1/2}p(W_2/Z_2)[W_1J_1(\Sigma_s/16\pi^2+c/3Z_2)(\Sigma_s/\Sigma_a)^{1/2}+G\phi_1/3] \tag{139}$$

である。

(5) 式の適用範囲

（１３１）式で示されるオフセット関数は以下の条件を満たすとき適用可能である。

$$q-W_1>|W_1-W_2| \tag{140a}$$

$$1/K\geqq W_1+W_2 \tag{140b}$$

また、（１３４）式は $1<\Sigma_t/K<5$ の範囲外では正確ではない。

5.8.2 段付き円環ダクト（プラグ）に対する Fisher[3] の理論式

図３２に示すように２つの円環ダクトの間にオフセットがある場合を考える。第１円環ダクトの内径を r_1、巾を W_1、長さを Z_1、第２円環ダクトの内径を r_2、巾を W_2、長さを Z_2とし、オフセットの長さを q、巾を w とする。この場合、第２円環ダクト出口での中性子カレントは以下のようになる。

(1) 漏洩経路 P_0ABP に沿った成分

この成分によるカレントを J_{21} とすると

$$J_{21}=\{1/(20\cdot3^{1/2})\}(\Sigma_s^{3/2}/\Sigma_a^{1/2})(W_1W_2^{3/2}r_1r_3^{1/2}/r_2Z_2^2)pJ_1 \tag{141}$$

となる。J_1は（９８）または（９９）式で与えられる第１円環ダクトからの漏洩カレントであり、p は（１３１）～（１３３）式で与えられる。また、$r_3=(r_1+r_2)/2$ である。

(2) (1)の経路以外の漏洩経路に沿った成分

この成分によるカレントを J_{22} とすると

$$J_{22}=\{pF/(2\pi\cdot3^{1/2})\}(\Sigma_s/\Sigma_a)^{1/2}(r_3^{3/2}W_2^{3/2}/r_2Z_2^2)(\phi_1+2r_1W_1J_1/r_2Z_2) \tag{142}$$

である。ここで、

$$\phi_1\fallingdotseq(4\cdot2^{1/2}/3\pi)(W_1^{5/2}r_1^{1/2}/Z_1^3)\Phi_0 \tag{143}$$

$$F=2.4-0.15\Sigma_t/K \tag{144}$$

である。J_1、p、r_3 は（１４１）式の場合と同じものである。Φ_0は第１円環ダクト入口での中性子束である。

(3) 第２円環ダクト出口での全中性子カレント

全中性子カレントを J_2 とすると

$$J_2=(p/2)(\Sigma_s/3\Sigma_a)^{1/2}(r_3^{1/2}W_2^{3/2}/Z_2^2)[(r_1W_1/r_2)(\Sigma_s/10+2Fr_3/\pi r_2Z_2)J_1 +(Fr_3/\pi r_2)\phi_1] \quad (145)$$

である。

(4) 式の適用範囲

段付き円環ダクトの式の適用範囲はについては段付きスロットの場合と同じことがいえる。ただし、J_{22} は $1<\Sigma_t/K<5$ の範囲外では正確ではない。

5.8.3　オフセットに関する実験データ

オフセット構造は段付きスロット、ハッチ、段付き円環ダクト（プラグ）等各種の構造物の隙間に存在する。図３３に示すように空隙幅 T の円環ダクトまたはスロットの途中にステップ幅 D のオフセットがある場合

$$D\sim 2T \quad (146)$$

を満たしていればオフセットとしての遮蔽効果は十分である[7]。実際にプラグ等を製作した場合、空隙幅は必ずしも一定とはならないが、その場合 T は最大の間隙幅とする。遮蔽体の厚さを L とすると、オフセットは L/2 の位置に設けた場合に最大の効果が得られる。オフセットの数を増やしても、それによる追加的な遮蔽効果はあまり期待できない。なお、実際の設計においては、（１４６）式の D には安全係数として少なくとも２を乗じるべきである。図３４に速中性子に対するオフセット効果の実験結果[6,17]を示すが、この部分における放射線の減衰に関するデータは乏しい。

5.9　ヘリカルダクト

図３５に示すようなヘリカルダクトに対しダクト半径を r、螺旋の半径を R_h、螺旋が１回転する遮蔽の厚さを T とする。この場合、ダクトに沿って流れる放射線のストリーミング量、すなわち同図の点 P における線束 Φ はダクト入り口での線束を Φ_0 とすると

$$\Phi=\Phi_0(k^{m-1}/2^{4m-1})[(r/R_h)/(1+(T/2\pi R_h)^2]^{(m+1)/2} \quad (147)$$

と計算される[26]。ここで、k はダクト周辺物質のアルベドに依存する定数であり、実験

によれば水またはコンクリート中にある鋼壁ダクトにおける熱中性子に対して k～1/3 となる。速中性子やガンマ線に対してはこの値はさらに小さくなる。また、

$$m=(\phi/2)(R_h/r)^{1/2} \tag{148}$$

である。ここで、ϕ は図３５に示すようにダクト入り口から P 点までラジアン単位で測られた螺旋の回転角である。

5.10　スクリューダクト

直径 12 cm の円筒ダクト内にダクト空隙部に対する体積比が３６％の鋼製のスクリュウータイプのプラグ（図３６参照）が挿入されている場合について実験が行われ、その結果からスクリュープラグに必要な条件及びダクト内の中性子及びガンマ線束の計算式が導出された[27]。スクリュウーは中性子に対しては１～２回転、ガンマ線に対しては２～３回転ねじれていると十分で、それ以上ねじっても漏洩線束はほとんど変化しない。このような条件を満たしているとき半径 r のダクト入り口から Z の位置での中性子束Φ(Z) は入射線束の角度分布が $\cos^n\theta$ で表される場合、スクリュープラグを均質化して求めた線束Φ_hとプラグがないときの直接線の減衰量を組み合わせ、

$$\Phi(Z)=\Phi_h(Z)\cdot(n+1)r^2/2Z^2 \tag{149}$$

となる。本式はスクリューが１回転する距離（ピッチ）とダクト直径の比が５以内で適用されるものである。ただし、計算された中性子束はストリーミング方向に１ダクト直径に相当する距離だけシフトさせた計算点のものとして使用する必要がある。すなわち、ダクト直径を D とすると

$$\Phi(Z+D)=\Phi_h(Z)\cdot(n+1)r^2/2Z^2 \tag{150}$$

である。

６．補償遮蔽設計法

補償遮蔽とは遮蔽壁にダクト等の遮蔽欠損部が存在するとき、対象とする放射線に対し遮蔽壁を構成する物質より遮蔽性能のよい物質を遮蔽欠損部周辺に適切に配置することによりこの部分の遮蔽性能を遮蔽欠損部のない状態での遮蔽壁と同程度にしようとするものである。ここでは補償遮蔽設計法の原理的な考え方を示す。

厚さ T のバルク遮蔽壁前面及び背面での線量率を D_0、D_1 とする。ガンマ線は遮蔽壁

によれば水またはコンクリート中にある鋼壁ダクトにおける熱中性子に対して k～1/3 となる。速中性子やガンマ線に対してはこの値はさらに小さくなる。また、

$$m=(\phi/2)(R_h/r)^{1/2} \tag{148}$$

である。ここで、ϕ は図３５に示すようにダクト入り口から P 点までラジアン単位で測られた螺旋の回転角である。

5.10　スクリューダクト

直径 12 cm の円筒ダクト内にダクト空隙部に対する体積比が３６％の鋼製のスクリュウータイプのプラグ（図３６参照）が挿入されている場合について実験が行われ、その結果からスクリュープラグに必要な条件及びダクト内の中性子及びガンマ線束の計算式が導出された[27]。スクリュウーは中性子に対しては１～２回転、ガンマ線に対しては２～３回転ねじれていると十分で、それ以上ねじっても漏洩線束はほとんど変化しない。このような条件を満たしているとき半径 r のダクト入り口から Z の位置での中性子束$\Phi(Z)$ は入射線束の角度分布が $\cos^n\theta$ で表される場合、スクリュープラグを均質化して求めた線束Φ_hとプラグがないときの直接線の減衰量を組み合わせ、

$$\Phi(Z)=\Phi_h(Z)\cdot(n+1)r^2/2Z^2 \tag{149}$$

となる。本式はスクリューが１回転する距離（ピッチ）とダクト直径の比が５以内で適用されるものである。ただし、計算された中性子束はストリーミング方向に１ダクト直径に相当する距離だけシフトさせた計算点のものとして使用する必要がある。すなわち、ダクト直径を D とすると

$$\Phi(Z+D)=\Phi_h(Z)\cdot(n+1)r^2/2Z^2 \tag{150}$$

である。

６．補償遮蔽設計法

補償遮蔽とは遮蔽壁にダクト等の遮蔽欠損部が存在するとき、対象とする放射線に対し遮蔽壁を構成する物質より遮蔽性能のよい物質を遮蔽欠損部周辺に適切に配置することによりこの部分の遮蔽性能を遮蔽欠損部のない状態での遮蔽壁と同程度にしようとするものである。ここでは補償遮蔽設計法の原理的な考え方を示す。

厚さ T のバルク遮蔽壁前面及び背面での線量率を D_0、D_1 とする。ガンマ線は遮蔽壁

の中を一定の平均減弱係数 $\overline{\mu}$ で記述される指数関数で減衰していくとする。すなわち

$$\overline{\mu} \equiv (1/T)\ln(D_0/D_1) \tag{151}$$

と定義する。遮蔽壁物質が普通コンクリートの場合、その厚さを 75～150 cm の範囲とし、また、ガンマ線のエネルギー範囲を 0.5～10 MeV とすると

$$\overline{\mu}_{Fe}=k(\rho_{Fe}/\rho_{con})\overline{\mu}_{con} \tag{152}$$

となり、k は 0.94～1.25 の範囲にある。ここで $\overline{\mu}_{Fe}$、$\overline{\mu}_{con}$ は鉄及びコンクリートの平均減弱係数、ρ_{Fe}、ρ_{con} は鉄及びコンクリートの密度である。従って、k の値として安全側の 0.94 をとればガンマ線のエネルギーに関係なく厚さ X のコンクリートは次式により厚さ X' の鉄と置き換えることができる。

$$X'=X(\overline{\mu}_{con}/\overline{\mu}_{Fe}) \tag{153}$$

また、欠損部のガンマ線透過方向に関する寸法を D とするとこれを補償する鉄の厚さ U は

$$U=\{\overline{\mu}_{con}/(\overline{\mu}_{Fe}-\overline{\mu}_{con})\}D \tag{154}$$

となる。線源が欠損部出口を直視しないとすると欠損部による遮蔽性能低下は透過成分の増加とアルベド成分によるストリーミングの発生として現れる。透過成分の増加分は上式によって決定される寸法の鉄を欠損部周辺のコンクリート中に埋め込むことにより減衰させる。すなわち、このような考え方をガンマ線のあらゆる透過方向に対して適用することにより鉄の形状、寸法が決定される。アルベド成分によるストリーミング量はガンマ線の入射角度、欠損部の切り口断面積、欠損部の長さ及び欠損部壁のアルベドにより決定される。オフセットスリット、段付き円柱プラグのようにオフセット構造があるときはストリーミングは無視する。また、２回屈曲ダクトの場合は２脚目の長さを適当に長くすることでストリーミング量を無視できるほどに減衰させる。ストリーミング量は（７５）または（７６）式により計算する。一方、直ダクトあるいは直スリットの場合は遮蔽背面で許容される線量率の増加量に対し許される切り口断面積を選択することになる。以上のような考え方に基づき Yamaji[24,28] は直及び斜め円筒ダクト、直、斜め及びオフセットスリット、及び段付き円柱プラグに対して具体的な設計法を示した。また、２回屈曲ダクトに対する設計法はドイツのＤＩＮ規格（DIN25427）[23]に示されている。参考までに普通コンクリート壁中の２回屈曲ダクトに施された鋼製の補償遮蔽体の配置と形状を図３７に示す。

7．簡易式の適用における問題点

7.1 斜め入射

実際の遮蔽設計ではストリーミング量を減らすため、図３８の上側に示すように、ダクトを通して線源が直視できない位置にダクトを配置する。従って、線源からの放射線はダクトの入口に斜めに入射する。しかし、一部の実験式を除くとこのような配置に対する式はなく、図３８の下側に示すような線源を直視する配置に対する簡易式のみが与えられている。それ故、設計では線源を直視する配置に対する式を用いている。この場合、線源としてはダクト開口部に入射する放射線の量と入り口部の壁物質のアルベド等から反射線の量を計算し、これに安全側の角度分布を持たせることが考えられる。安全側の結果を得るためアルベドを１とすることもある。角度分布は等方的とするのが一般的であろう。このような考え方によれば Wijker によるガンマ線の（６８）式は斜め入射に対しても容易に拡張できる。すなわち、斜め入射の場合はダクト入り口部に次式で求められる強度 S_s の仮想点線源をおけばよい。

$$S_s = S_0 \cdot A_0 \cdot \cos\theta_0 / 4\pi L_0^2 \qquad (155)$$

ただし、S_0 は斜め位置にある線源の強度、A_0 はダクトの切り口面積、L_0は同線源からダクト入り口までの距離、θ_0は入射角度である。ダクト入り口での線源エネルギーの変化、散乱の割合、散乱の非等方性の補正を行うには表６～８に与えられているf、s、Fの値を（１５５）式に乗じればよい。しかし、斜め入射では、図３８に示すようなダクト入口付近の遮蔽体をよぎってダクトに入射する（リップ効果という）成分を考慮する必要があり、この補正を行わないで f、s、F の補正のみを行えば線源を過少評価することとなる。文献（２９）には、これらの点を考慮して、半径 R の円筒ダクト入り口に等方線源がある場合の直視成分に対する式に斜め入射の場合の補正係数 C を乗じた式が示されている。すなわち、

$$\Phi(Z) = C \cdot \Phi_0 (R^2/2Z^2) \qquad (156)$$

である。入り口部のダクト壁の材質をコンクリートとし、線源を ^{60}Co 点線源とすると C は入射角度が 30、45、60 度でそれぞれ約 1/4、1/7、1/20 である。ただし、これらの値の根拠は明らかにされていない。中性子に対しては C の値は与えられていない。中性子の場合は、円筒ダクトや円環ダクトに関して斜め入射に対する実験式（5.1.8、5.4.5 等参照）があるのでこれを用いることもできる。線源を直視する場合と斜め入射ではダクトへの入射線の方向性やダクト内の散乱挙動、リップ効果を含めた漏洩成分の寄与に違いがあるため、両者ではダクト内の放射線の減衰傾向が異なる。従って、直視線の式のように距離の逆自乗で減衰を表す式はこれが誤差の原因となるので、ダクト入り口からの距離に

関する適用範囲を検討する必要がある。

小角入射を除けば斜め入射の場合、直視線はない。しかし図３９に示すようにダクトが直視する方向に壁などの散乱体があると線源からの放射線がこの散乱体で反射されて新たな線源となり、この線源からの直視成分等が無視できなくなる場合がある。散乱体がダクト入り口より遠いほど散乱体からの入射量は減るがこの成分のダクト内での減衰はゆるやかとなる（図３９の②）。ガンマ線の場合、この線源に対する２回散乱以上の散乱線の寄与は少ないので線源強度を求める場合は１回散乱のみを計算することになる。中性子に対してはモンテカルロ法等で散乱体での線源強度等を計算することが考えられる。

7.2 簡易式のパラメータの選択

簡易式は比較的単純な限られた体系に対し求められており、また直接線に対する一部の式及び実験式を除いて大抵の場合近似が入っている。従って、実際の適用において、式の選択及び式に含まれるパラメータの選択を適切に行うことが求められる。それには、式の導出過程でとられている線源条件、ダクト壁等での反射条件等における近似（特に角度分布についての近似）の内容を理解するとともに式を適用する対象の線源の空間、角度、エネルギー分布、ダクト壁のアルベドの値等を式の中に適切に取り込む必要がある。また、通常実際の体系と簡易式が求められた体系には差異があり、それによる誤差を評価せねばならない。このため、設計において比較的理解しやすい式を安全裕度をもたせて使用する場合がある。文献（２９）には切り口が円、円環、及び矩形の直ダクト及び２回９０度屈曲ダクトに対し、そのような例が示されている。３種類の屈曲ダクトに対する式はいずれも文献（１７）に示されている式のように入り口で等方線源の場合の直接線に対する式を屈曲部でのアルベドで結合したもので、同じ考え方に基づいて導出されている。考え方が理解しやすいように以下に示す式は原文の記述のしかたと多少変えてある。それぞれの式の第１脚目に対する部分には斜め入射場合の補正係数が含まれており、この部分は直ダクトに対する式としても用いられている。以下にこれらの内容の要約とそれらに対する若干の検討を示す。

7.2.1 屈曲円筒ダクト

(1) 要約

屈曲円筒ダクトの場合、線源が第１脚部出口を見ないとして

$$\Phi_3/\Phi_0 = C \cdot N_1(R^2/2L_1^2) \cdot A_1 \cdot N_2(R^2/2L_2^2) \cdot A_2 \cdot N_3(R^2/2L_3^2) \qquad (157)$$

とする（原文には N_2、N_3 は明示されていない）。ここで C は斜め入射に対する補正係数で、ダクト入り口部等での散乱及びダクトに入射する角度束を等方としたことに対する補正であるとしている。C の値は 7.1 で示したように^{60}Co点線源に対する場合以外は与えられていないので、なんらかの方法で求めるかあるいは安全側の値があればそれを用い

る。A_1、A_2 は屈曲部でのアルベドである。ガンマ線の場合は $N_1=N_2=N_3=1$ とし、速中性子に対しては N_1 は文献（１７）を参考にして 10 とし、$N_2=N_3=1$ としている。また、このように N_1、N_2、N_3 を定めた式に対しガンマ線の場合は C=1、$A_1=A_2=0.1$、また速中性子の場合は C=1、$A_1=A_2=1$とすることにより安全側の結果を与えるとしている。

(2) 検討

文献（１７）の速中性子に対する直ダクトの式は等方線源に対する直接線を N 倍したもので、N はダクトが線源を見る配置で行われた実験に基づいて 10 と決定されている。そして、N は円環ダクトの場合に対してのみ「線源サイズと不確定さによるものである」としているが、明確な意味は記述されていない。文献（２９）では N をアルベド線の寄与を含めた安全ファクターと解釈しているようである。速中性子の場合、アルベド成分の寄与はあまり大きくないので N=10 ととれば安全ファクターとしては十分と思われがちであるが、ダクトが線源を直視する場合の第１脚部においては過少評価になることもあるので注意したい。すでに 5.1.2 でも記述したがダクトが原子炉を直視するような配置にある場合、N は$\cos^n\theta$線源の n に相当する。速中性子の場合 n は 10 程度であり、アルベド成分の寄与をいれると N は 10 以上になる。例えば、JRR-4 の実験データをフィティングした直接成分とアルベド成分の和に対応する（５３）式によると、直径 20 cm、長さ1 m の円筒ダクトでの $^{58}Ni(n,p)^{58}Co$ 反応率（数 MeV の中性子に対応する）の減衰率は 0.085 となる[12]が、$10(R^2/2L^2)=0.05$ であり過少評価となる。

7.2.2 段付きプラグ

(1) 要約

段付きプラグの周囲に存在するような２脚目が短くオフセット構造となった屈曲円環ダクトの場合は

$$\Phi_3/\Phi_0= C\cdot N_1(S_1/2L_1^2)\cdot A_2\cdot N_3(S_3/2L_3^2) \qquad (158)$$

としている。ここでは N_1、N_3 は第１、３脚ダクト壁での散乱成分を考慮するための係数と説明されている。S_1、S_3 は第１、３脚ダクトでの直視面積の最大値、A_2は段差部におけるアルベドとする。なお、S_1、S_3 は（８４）式で求められるものである。C は円筒ダクトの場合と同じ値をとる。ガンマ線の場合 $N_1=N_3=2$、速中性子の場合は $N_1=N_3=10$ を用いる。したがって、円筒ダクトの場合に比べ安全裕度は大きくとられている。A_2 はガンマ線、速中性子のいずれの場合も 1、すなわち段差部での減衰はないとする。

(2) 検討

円環ダクトの式において $N_3=10$ とするのは円筒ダクトの場合と考え方が一致しないし、第２脚目以降では線源の角度分布は等方か $\cos\theta$ 程度であるので大きすぎると考えられる。この場合、文献（１７）では（１００）式のように $N_3=2$ としている。また、円筒ダクトの場合と同じ考え方に立つなら、上式中の直接線を表す部分はそれぞれ $S_1/2\pi L_1^2$

及び $S_3/2\pi L_3^2$ とすべきである。

7.2.3 スロット（スリット）

(1) 要約

スロット幅 Wi(i=1,2,3) の屈曲スロットに対してはガンマ線の場合

$$\Phi_3/\Phi_0 = C \cdot N_1(W_1/2L_1) \cdot A_1 \cdot N_2(W_2/2L_2) \cdot A_2 \cdot N_3(W_3/2L_3) \tag{159}$$

とし、$N_1=N_2=N_3=1$ とする。速中性子の場合

$$\Phi_3/\Phi_0 = C \cdot N_1(W_1/L_1)^2 \cdot A_1 \cdot N_2(W_2/L_2)^2 \cdot A_2 \cdot N_3(W_3/L_3)^2 \tag{160}$$

とし、$N_1=N_2=N_3=20$ とする。ガンマ線と中性子では直接線の式として別のものが用いられている。前者はスロットの長手方向の幅 H がスロットの深さ L に比べて十分大きい場合の式であり、後者は後で示すように H～10W 程度のスロットに対するものである。ガンマ線の場合は円筒ダクトと同じく、C=1、$A_1=A_2=0.1$、また速中性子に対しては $A_1=A_2=1$ とすることにより安全側の結果を与えるとしている。

(2) 検討

スロット（矩形ダクト）の場合、$\cos^n\theta$ 線源に対し直接線は（１０４）式のようになる。すなわち、$\Phi_d=(n+1)WH\Phi_0/2\pi L^2$ である。H～10W とすると $WH/2\pi \sim 2W^2$ であり $\Phi/\Phi_0 \sim (n+1)\cdot 2(W/L)^2$ となる。n=10 とすると、文献（１７）に示されているように $\Phi/\Phi_0 \sim 20(W/L)^2$ となり、速中性子の角度分布の前方性を考慮した式となる。これより、屈曲スロットの式も円筒あるいは円環ダクトの式と同様な式であることがわかる。したがって、スロットの場合の N_2、N_3 の値の選択に関しても円環ダクトの場合と同様に過大であるといえる。

7.3 屈曲ダクトの問題点

7.3.1 円筒ダクトの屈曲部での中性子の反射

Simon-Clifford[15]はダクトの屈曲部における中性子の反射を以下のように扱っているが、この考え方が一般に屈曲ダクトの簡易式で使われている。この考え方では次の３つの仮定を設ける。

a) 反射は屈曲部の近傍のみを考える。

b) 屈曲角度に関係なく $K\pi R^2$ の領域から反射される。

c) 最終的に第２脚部の計算点から直視できる面積（$\sim\pi R^2/\sin\theta$）から放出された中性子が計算点に到達する。ただし、θ はあまり小さくないとする。

第１脚、第２脚の長さを L_1 及び L_2 とし、屈曲部に入射する直接線を Φ_d、第２脚中での中性子束を $\Phi(Z_2)$ とすると

$$\Phi(Z_2)=\Phi_d A' R^2\{c+2(1-c)\sin\theta\}/(2Z_2{}^2\sin\theta) \tag{161}$$

となる（図４０参照）。ここで、 $A'=A/K$ で、 A は実効的なアルベドである。ただし、$\sin\theta$ は$\gg R/L_1$、及び$\gg R/Z_2$ である。多段の屈曲ダクトの場合は同様の方法を繰り返し適用する。以上の計算は図４０の経路 $P_0P_5P_2P_4P$ に対応するものであるが、経路$P_0P_3P_1P_6P$ を考えると（１６１）式に対応して

$$\Phi(Z_2)=\Phi_d A' R^2\{c+2(1-c)R/Z_2\}/(2Z_2{}^2\sin\theta) \tag{162}$$

が得られる[16]。cosine 放射の部分は減衰が大きいので（１６２）式は $Z_2\gg R$ の領域において $1/\sin\theta$ に比例する。

水遮蔽体中に置かれた鋼壁屈曲円筒ダクト内の熱中性子分布測定結果は屈曲部の変化が $1/\sin\theta$ に従うことを示している[16]。このことは上式によると屈曲部での等方散乱を示しているが、一方ダクト軸に沿った減衰の測定結果はダクト壁での cosine 散乱を示しており、屈曲部に関する扱いが適切に行われているとはいえない。また、反射量を決定する A' のデータは極めて少ない。このように、屈曲部に関しては実際的なデータが少ないこと等のため、設計においては極めて安全側に処理することが多い。例えば、円筒ダクトに対して中性子の場合は屈曲部での減衰無しとする、ガンマ線の場合は屈曲部で１／１０～２／１０に減衰する、他の複雑形状部では屈曲部での減衰無しとする等である。この結果、円筒ダクトの中性子の場合は１０倍以上過大評価になる場合がある。他の複雑形状部でも当然かなりの過大評価となる。このため、放射線を減衰させることを目的に導入される屈曲部やオフセットの効果は、設計上の評価では十分にとれないという問題が生じる。

7.3.2 屈曲ダクトの遮蔽欠損効果

屈曲部における反射量は速中性子やガンマ線の場合少ない。従って、例えば２回屈曲円筒ダクトの場合、第３脚部のストリーミングの線源としては第２脚部からのストリーミングより線源から遮蔽体を透過することにより屈曲部周辺に到達してくる成分の重要性が大きくなることが多い（図４１参照）。この線源は、例えば 5.2 で示した遮蔽体を部分的に貫通した円筒ダクトのように ray analysisによって計算することができる。このように、ダクト等を屈曲させることによりストリーミングを防止した場合、ダクト部等の遮蔽欠損が透過成分を増大させることが重要となる。このような点を考慮し、n 回屈曲ダクトに対し透過計算とストリーミング簡易式を組み合わせたストリーミング評価式[30]が提案されている。すなわち、ダクト出口での線量当量率 D は (1) 壁バルク部透過成分 D_Pと (2) 線源から各屈曲点までの壁バルク部透過成分を線源としてダクト出口までストリーミングする成分 D_s 及び (3) 各屈曲部までストリーミングしてきた放射線が屈曲部からダクト出口に向かって壁バルク部を透過する成分 D_T の和とする。すなわち、

$$D = D_p + D_s + D_T \tag{163}$$

である。透過計算は壁のバルク部に対して例えば中性子ならＡＮＩＳＮコードで、ガンマ線ならＱＡＤコードで行い、ｎ個の屈曲部とダクト入口及び出口に対応する点での線量当量率を求める。これを、D_0, D_1, ... ,D_n, D_{n+1} とする。ただし、D_0 及び D_{n+1}はダクト入口及び出口に対応する点での線量当量率である。これらを線源として

$$D_s=\sum_{i=0}^{n} D_i \cdot S_i \tag{164}$$

と計算する。ここで、S_i はストリーミング簡易計算式である。また、

$$D_T=\sum_{i=1}^{n} Q(I_i, T_i) \tag{165}$$

とする。ここで、$Q(I_i, T_i)$はｉ屈曲点における点線源 I_i が深さ T_i 透過後に与える線量当量率である。I_i はｉ－１屈曲部からｉ屈曲部までストリーミングしてきたものによる線量当量率であり、（１６４）式と同様の方法で計算する。T_iはｉ番目の屈曲部からダクト出口までの最短距離である。以上より、

$$D=D_{n+1}+\sum_{i=0}^{n} D_i \cdot S_i+\sum_{i=1}^{n} Q(I_i, T_i) \tag{166}$$

となる。なお、$Q(I_i, T_i)$の値はバルク計算における深さ T_i の減衰量と線源 I_i の積として近似的に求めることができる。この場合、放射線のエネルギースペクトルの相違等詳細は無視している。

7.4　空隙部斜め後方の線量評価

空隙部を直視しない後部の位置で線量評価を行う場合はそれぞれの体系に応じて空隙部からくる成分と空隙部後部や側面の壁等からの散乱成分の寄与を評価する必要がある。例として、図４２に示すように半径 R の円筒ダクトの後部に壁がある場合、ダクト軸から離れた位置 P での線量率の計算例を以下に示す。

P 点での線量当量率 D_p は

$$D_p = D_1 + D_2 \tag{167}$$

となる．ただし，

D_1：ダクト出口部での散乱による線量当量率

D_2：ダクト出口後部の壁での散乱による線量当量率

である。ダクト出口での線量当量率を D_{out}，ダクト切り口面積を S，ダクト出口部及び後部壁での微分線量アルベドをそれぞれ$(\alpha_2)_d$，$(\alpha_2)_w$ とすると

$$D_1=D_{out}\cdot S\cdot\cos\theta_1\cdot(\alpha_2)_d/\rho_1^2 \tag{168}$$

$$D_2=D_{out}\cdot S\cdot(\alpha_2)_w/\rho_2^2 \tag{169}$$

となる。ただし、ρ_1及びρ_2は図４１に示すようにダクト後部及び後壁から計算点までの距離である。アルベド散乱線の分布を等方的とすると

$$D_1=D_{out}\cdot S\cdot\cos\theta_1\cdot(A_2)_d/2\pi\rho_1^2 \tag{170}$$

$$D_2=D_{out}\cdot S\cdot(A_2)_w/2\pi\rho_2^2 \tag{171}$$

となる。ここで $(A_2)_d$, $(A_2)_w$ は全アルベドである．あるいは

$$D_1=D_{out}\cdot(A_2)_d\cdot\cos\theta_1\cdot(1/2)(R/\rho_1)^2 \tag{172}$$

$$D_2=D_{out}\cdot(A_2)_w\cdot(1/2)(R/\rho_2)^2 \tag{173}$$

と計算される。

7.5 配管相互の影響

配管が複数本互いに接近して配置されることがある（スロットの場合も同じ）。この場合、他の配管から漏れ込んでくる放射線を評価する必要があるが、これまでのところ以下の 7.5.2 に示す同軸円環ダクトの場合を除くと方法やデータは皆無に近い。円筒ダクトについて簡単な近似計算法の提案を 7.5.1 に示す。

7.5.1 他の円筒ダクトからの漏れ込み

図４３のように配管１から配管２への漏れ込み経路は配管１でのアルベド線のうちの配管２を見込む角度θの中に放出されたものの漏洩経路と１対１に対応させることができる。半径 R の円筒ダクトに点線源が置かれているとするとアルベド線は壁での散乱を等方的とすると（２７）式から

$$D_a/D_0=(1/2)(R/L)^2A_2=D_d\cdot A_2 \tag{174}$$

である。従って、同図に示すように同じ半径の配管がピッチ（配管と配管の間隔）ｐで配置されているとすると、Simon-Clifford の方法[15]に対する類推から、漏れ込みによる線量当量率を D_1 は

$$D_1 < D_d\cdot A_2\cdot\exp(-\xi d)\cdot(R/\pi p) \tag{175}$$

となる。ただし、D_d は直接線、d は配管の間の遮蔽の厚さ、ξは減衰係数である。同式の $R/\pi p$ は線源が配管２を見込む割合である。また、exp(−ξd) は配管１の線源から配管２の配管面に到達する放射線の遮蔽体中での減衰量の最小値である。しかし、壁での反射が等方的である場合、単一配管においてはアルベド線への主な寄与は線源の近傍で散乱したものと計算点の近傍で散乱したもの（図４３の①と②）であり、配管間の漏洩の場合も同様と考えられるので exp(−ξd) は遮蔽体での減衰の良い近似といえる。

7.5.2　同軸直円環ダクトからの漏れ込み

中心軸を共有する２つの円環ダクトが存在するとき、それぞれの円環ダクトをストリーミングする中性子には他の円環ダクトからの漏れ込みを加える必要がある。中性子が流れ込んでくる円環ダクトの内径を r_0とし、これに隣接し影響を与える円環ダクトの内径を r_1、外径を R_1とすると、Fisher[3]によれば流れ込むカレントJ_{co}は

$$J_{co}=(16\cdot 2^{1/2}/3\pi)(\Sigma_s/\Sigma_t)[r_1(R_1-r_1)^{5/2}/r_0^{1/2}Z^3]K_0(x)F_0 \tag{176}$$

$$\fallingdotseq(4\cdot 2^{1/2}/3\pi^2)[r_1(R_1-r_1)^{5/2}/r_0^{1/2}Z^3]K_0(x)\Phi_0 \tag{177}$$

となる。ここで、

$$x=(3\Sigma_s\Sigma_a)^{1/2}|r_0-r_1| \tag{178}$$

である。ただし、Σ_s、Σ_a 及び Σ_tは散乱、吸収及び全断面積である。また、 $K_0(x)$ は０次の２種のベッセル関数である。従って、いくつかの同軸の円環ダクトが存在するとき、ストリーミング中性子は円環ダクトが単独に存在するときのものに自分以外の円環ダクトからの寄与 J_{co}をそれぞれ計算し、加え合わせたものとなる。

８．簡易計算コード

ここではストリーミング計算のために開発された簡易計算コードとして
DUCT79 と DUCT-II コードについて説明する。

8.1　DUCT79 コード[31]

8.1.1　概要

計算可能な体系は直及び屈曲矩形ダクトであり、ガンマ線及び速中性子について直接線及びアルベド線を計算する。アルベド線はアルベドによる２回反射までを扱う。扱える遮蔽体物質はガンマ線の場合は普通コンクリート、鉄及び鉛であり、中性子の場合は普通コンクリートと鉄である。

となる。ただし、D_d は直接線、d は配管の間の遮蔽の厚さ、ξは減衰係数である。同式の $R/\pi p$ は線源が配管２を見込む割合である。また、exp(−ξd) は配管１の線源から配管２の配管面に到達する放射線の遮蔽体中での減衰量の最小値である。しかし、壁での反射が等方的である場合、単一配管においてはアルベド線への主な寄与は線源の近傍で散乱したものと計算点の近傍で散乱したもの（図４３の①と②）であり、配管間の漏洩の場合も同様と考えられるので exp(−ξd) は遮蔽体での減衰の良い近似といえる。

7.5.2　同軸直円環ダクトからの漏れ込み

中心軸を共有する２つの円環ダクトが存在するとき、それぞれの円環ダクトをストリーミングする中性子には他の円環ダクトからの漏れ込みを加える必要がある。中性子が流れ込んでくる円環ダクトの内径を r_0とし、これに隣接し影響を与える円環ダクトの内径を r_1、外径を R_1とすると、Fisher[3]によれば流れ込むカレントJ_{co}は

$$J_{co}=(16\cdot 2^{1/2}/3\pi)(\Sigma_s/\Sigma_t)[r_1(R_1-r_1)^{5/2}/r_0^{1/2}Z^3]K_0(x)F_0 \tag{176}$$

$$\fallingdotseq(4\cdot 2^{1/2}/3\pi^2)[r_1(R_1-r_1)^{5/2}/r_0^{1/2}Z^3]K_0(x)\Phi_0 \tag{177}$$

となる。ここで、

$$x=(3\Sigma_s\Sigma_a)^{1/2}|r_0-r_1| \tag{178}$$

である。ただし、Σ_s、Σ_a 及び Σ_tは散乱、吸収及び全断面積である。また、 $K_0(x)$ は０次の２種のベッセル関数である。従って、いくつかの同軸の円環ダクトが存在するとき、ストリーミング中性子は円環ダクトが単独に存在するときのものに自分以外の円環ダクトからの寄与 J_{co}をそれぞれ計算し、加え合わせたものとなる。

８．簡易計算コード

ここではストリーミング計算のために開発された簡易計算コードとして
DUCT79 と DUCT-II コードについて説明する。

8.1　DUCT79 コード[31]

8.1.1　概要

計算可能な体系は直及び屈曲矩形ダクトであり、ガンマ線及び速中性子について直接線及びアルベド線を計算する。アルベド線はアルベドによる２回反射までを扱う。扱える遮蔽体物質はガンマ線の場合は普通コンクリート、鉄及び鉛であり、中性子の場合は普通コンクリートと鉄である。

8.1.2 計算法

(1) 直接線は line-of-sight 法により計算する。

(2) 1回反射線は次式により求める（記号の意味等は図5参照）。

$$D^{(1)}=D_0\cdot\alpha_{D2}(Ei,\ \theta_0,\ \theta,\ \phi)\cdot dS\cdot\cos\theta_0/r_1^2\cdot r_2^2 \tag{179}$$

ここで、α_{D2}は微分線量アルベド、dS は反射面の微小面積である。

(3) 2回反射線は1回反射線と同様に次式で計算する。

$$D^{(2)}=D_0\cdot\alpha_1\cdot\alpha_2\cdot dS_1\cdot dS_2\cdot\cos\theta_{01}\cdot\cos\theta_{02}/r_1^2\cdot r_2^2\cdot r_3^2 \tag{180}$$

(4) コーナー部の評価

ガンマ線については次式で計算する。

$$D_c=D_0\cdot Zn\cdot K(\theta_s)\cdot H\cdot\lambda^2\cdot\cos\theta_0\cdot\cos\theta/r_1^2\cdot r_2^2\sin\theta_b \tag{181}$$

ここで、$K(\theta_s)$：クライン－仁科の微分散乱断面積

Zn ：単位体積当たりの電子数

H ：ダクトの高さ

λ ：コーナー部への入射エネルギーに対する平均自由行程

θ_b：ダクト屈曲角

である。λの値はコード内でフィッティング式[30]に基づき計算するようになっている。

高速中性子については次式で計算する。

$$D_c=D_0\cdot H\cdot\cos\theta_0\cdot\cos\theta/4\pi r_1^2\cdot r_2^2\cdot\Sigma(E_0)\cdot\sin\theta_b \tag{182}$$

ここで、$\Sigma(E_0)$はコーナー部へ入射する高速中性子の全断面積であり、その他の記号は（１７７）式の場合と同じである。$1/\Sigma(E_0)$の値もコード内でフィッティング式[31]に基づき計算するようになっている。

(5) 3回以上の反射線

「shine 効果」とよぶ方法で補正する。この効果は高々２０％である[31]。

(6) Lateral dimension の補正

放射線の実際の反射はダクトの内壁の表面で起こるのではなく、ダクト内面のある深さで起こると仮定すると Lateral dimension の補正長さδはガンマ線に対し

$$\delta=\cos\theta_0\cdot\ln 2/(\mu_0+\mu) \tag{183}$$

となる。ただし、μ_0, μは入射あるいは反射エネルギーでの線吸収係数である。また、高速中性子に対しては

$$\delta = \ln 2 / (\Sigma(E_0) + \Sigma(E)) \tag{184}$$

である。ただし、$\Sigma(E_0)$, $\Sigma(E)$は入射あるいは反射エネルギーでの全断面積である。

(7) アルベド表示（９章参照）

ガンマ線に対しては Chilton-Huddreston[32]の微分線量アルベド経験式を用いる。高速中性子に対しては Song[33]の式と Maerker[34]の式のいずれかを選択できる。

8.1.3 計算精度

以下の実験と比較した範囲ではガンマ線、中性子ともに±３０％以内で一致[31]している。

(a) 辺の長さが３インチ、３フィート、及び６フィートの１回屈曲ダクトにおける 0.412、0.662、1.25、及び 2.06 MeV のガンマ線

(b) 辺の長さが６インチの Z 型、U 型２回屈曲ダクトにおける 0.662、及び 1.25 MeV のガンマ線

(c) ２回屈曲円筒ダクトにおけるガンマ線

(d) 辺の長さが８インチ及び２０インチの２回屈曲ダクトにおける 0.662、及び 1.25 MeV のガンマ線

(e) 断面が２フィート×３フィートの１回屈曲ダクトにおける 2.5 MeV の中性子

8.2 DUCT-II コード[35-37]

8.2.1 概要

計算可能な体系は切り口が円筒、円環、矩形の直及び屈曲矩形ダクトと直及び屈曲スリットであり、点状または分布したガンマ線あるいは中性子線源に対して直接線及びアルベド線を中性子１２群、ガンマ線５群のエネルギー群数で計算する。アルベド線の計算に関しては中性子に対してはコンクリート、鉄、ポリエチレン、ガンマ線に対してはコンクリートと鉄のアルベドデータが用意されている[37]。

8.2.2 計算法

(1) 直接線は解析的に求める。

(2) アルベド線

アルベド線を１回反射線、２回反射線、．．．N回反射線、．．と分解し、各反射線を Simon-Clifford のアルベド線計算式に基づいた計算方法で求める。アルベドは入射、反射角に依らず一定で反射線に対し cosine 分布を仮定している。それ故、各反射線のダクト軸方向に分布は放射線の種類、エネルギー、壁物質に依らない。これらをフィッティン

グパラメータを含む経験式で表現し、次式のように求める。

$$\Phi(x)=\Phi_0(x)+\gamma^2 A_2 \sum_{j=1}^{N} S_j \phi_j^{(1)}(x)+f\gamma^8 A_8 \sum_{j=1}^{N} S_j \phi_j^{(8)}(x) \tag{185}$$

ここで、

$A_2=A(I+A+A^2)$

$A_8=A^4/(I-A)$

A：アルベド行列

I：単位行列

$\Phi_0(x)$：直接線によるエネルギースペクトル

$\gamma=0.87$（ただし、スリットの場合は$\gamma=1.0$）

である。また、N は１の場合は点等方線源に、２の場合は一様線源に対応し、ガンマ線の場合、i=1、f=0、中性子の場合 i=2、f=1 である。さらに、

$$\phi^{(i)}(x)=c_i\{1-\xi_i\cdot\exp(-\theta_i x)/\{1+(x/a_i)^{b_i}\} \tag{186}$$

であり、a_i, b_i, c_i, ξ_i, θ_iはフィッティングパラメータである。

8.2.3 アルベドデータ

中性子の場合は入射角度約 74.5 度（μ=0.266）の中性子に対して ANISN で S_6-P_8、12 群計算を行い、アルベドを求める。これをＡとし、ストリーミング計算で用いる実効的なアルベドを実験との比較によりγＡとする。ガンマ線に対しては Well のデータに基づきＡを定める。この場合も同じγを用いる。

8.2.4 計算精度

これまで、２０種類以上のベンチマーク解析を実施した結果、精度は C/E で 0.7～1.5 程度である。以下に例を示す。

(a) 円筒ダクトにおける14 MeV 中性子（良く一致）

(b) １回屈曲角ダクトにおける14 MeV 中性子（１段目４０%、２段目最大で ６０%高め）

(c) １回屈曲角ポリエチレンスリットにおける14 MeV 中性子（良く一致）

(d) 円環ダクトにおける熱中性子（－３０%～６０%で良い一致）

(e) １回屈曲角ダクトにおける 1.25 MeV のガンマ線（１段目ほぼ一致、２段目出口で５０%高め）

(f) ２回屈曲角ダクトにおける 1.25 MeV のガンマ線（１段目、２段目はほぼ一致、３段目で少し高め）

8.3 その他の簡易計算コード

点減衰核法にエネルギー依存の１回散乱とアルベド計算を付加した SCAP-82 がある。これは直及び屈曲ダクトに適用できる。QAD コードのように点減衰核法に基づく透過計算コードがいくつかあるが、これらは直接線や透過線の評価に使用できる。また、１回散乱法に基づく G33 コードはアルベド線の計算に用いることができる。

９．アルベドデータ

斜め入射、低エネルギー中性子のストリーミング、屈曲ダクト等を扱う場合アルベドデータの重要性は大きくなる。しかしながら、簡易計算で適切に使用できるようなアルベドデータは必ずしも十分に整備されているとはいえないのが現状である。ここでは簡便なアルベド計算式とアルベドデータの代表的なものを示す。なお、アルベドの記載方法は文献（３８）の方法に従う。すなわち、微分アルベドはαで、全アルベドは A で表す。それらの添え字１，２，３はそれぞれ１は入射が線束で反射がカレント、２は入射、反射共カレント、３は入射、反射共線束に対応する。また、線量アルベドには添え字 D をつける。なお、以下の式では入射角をθ_0、反射角をθ、入射方向と反射方向に張られる方位角をϕ、散乱角を θ_sで表す。

9.1 中性子のアルベド簡易式

9.1.1 高速中性子

Song等[33]の式は入射エネルギー E_0 が 0.1～14 MeV の範囲でコンクリート、鉄、アルミニウム、及び土に適用できる微分線量アルベドを与える。すなわち、

$$\alpha_{D2}(E_0, \theta_0, \theta, \phi)=A(E_0)\cdot\cos\theta + \{B(E_0)+C(E_0)\cdot\cos\theta_s\}/\{1+K(E_0)\cos\theta_0/\cos\theta\} \tag{187}$$

である。式の定数を表１２に示す。

Maerker－Muckenthaler[34]の式は入射エネルギーが 0.2～ 8 MeV の範囲でコンクリートに適用できる微分線量アルベドを与える。すなわち、

$$\alpha_{D2}(\Delta E_0, \theta_0, \theta, \phi)$$

$$=[|\cos\theta|/\{|\cos\theta|+K_1(\Delta E_0)\cos\theta_0\}]\cdot\sum_{l=0}^{L}A_l(\Delta E_0)\cdot P_l(\cos\theta_s)$$

$$+[|\cos\theta|/(|\cos\theta|+K_2)]\cdot\sum_{k=0}^{K}B_k(\Delta E_0)\cdot P_k(\cos\theta_s) \tag{188}$$

8.3 その他の簡易計算コード

点減衰核法にエネルギー依存の１回散乱とアルベド計算を付加した SCAP-82 がある。これは直及び屈曲ダクトに適用できる。QAD コードのように点減衰核法に基づく透過計算コードがいくつかあるが、これらは直接線や透過線の評価に使用できる。また、１回散乱法に基づく G33 コードはアルベド線の計算に用いることができる。

9．アルベドデータ

斜め入射、低エネルギー中性子のストリーミング、屈曲ダクト等を扱う場合アルベドデータの重要性は大きくなる。しかしながら、簡易計算で適切に使用できるようなアルベドデータは必ずしも十分に整備されているとはいえないのが現状である。ここでは簡便なアルベド計算式とアルベドデータの代表的なものを示す。なお、アルベドの記載方法は文献（３８）の方法に従う。すなわち、微分アルベドはαで、全アルベドは A で表す。それらの添え字１，２，３はそれぞれ１は入射が線束で反射がカレント、２は入射、反射共カレント、３は入射、反射共線束に対応する。また、線量アルベドには添え字 D をつける。なお、以下の式では入射角をθ_0、反射角をθ、入射方向と反射方向に張られる方位角をϕ、散乱角を θ_sで表す。

9.1 中性子のアルベド簡易式

9.1.1 高速中性子

Song等[33]の式は入射エネルギー E_0 が 0.1～14 MeV の範囲でコンクリート、鉄、アルミニウム、及び土に適用できる微分線量アルベドを与える。すなわち、

$$\alpha_{D2}(E_0, \theta_0, \theta, \phi)=A(E_0)\cdot\cos\theta + \{B(E_0)+C(E_0)\cdot\cos\theta_s\}/\{1+K(E_0)\cos\theta_0/\cos\theta\} \tag{187}$$

である。式の定数を表１２に示す。

Maerker－Muckenthaler[34]の式は入射エネルギーが 0.2～ 8 MeV の範囲でコンクリートに適用できる微分線量アルベドを与える。すなわち、

$$\alpha_{D2}(\Delta E_0, \theta_0, \theta, \phi)$$

$$=[|\cos\theta|/\{|\cos\theta|+K_1(\Delta E_0)\cos\theta_0\}]\cdot\sum_{l=0}^{L}A_l(\Delta E_0)\cdot P_l(\cos\theta_s)$$

$$+[|\cos\theta|/(|\cos\theta|+K_2)]\cdot\sum_{k=0}^{K}B_k(\Delta E_0)\cdot P_k(\cos\theta_s) \tag{188}$$

である。ここで、ΔE_0 は入射エネルギー巾、P_l は１次のルジャンドル多項式であり、

$$K_2=K_2(\Delta E_0,\ \theta_0,\ \theta)=\sum_{I=0}^{I}(|\cos\theta|)^i\cdot\sum_{J=0}^{J}a_{ij}(\Delta E_0)\cos^j\theta_0 \tag{189}$$

である。式の定数は表１３に示すものである。

French－Wells[38]の式は0.1～14 MeVの範囲、及び核分裂中性子に対してコンクリート、鉄、土に適用できる。すなわち、

$$\alpha_{D1}=k(E_0)\cdot\cos^{2/3}\theta_0\cos\theta \tag{190}$$

である。$k(E_0)$ の値を表１４に示す。また、0.2 MeV 以上の核分裂中性子に対し

$$A_{D1}=0.435-0.430(\Sigma_H/\Sigma_t) \tag{191}$$

である。ただし、Σ_Hは物質に含まれる水素の巨視的断面積、また、Σ_tは物質の巨視的全断面積である。

9.1.2　中速中性子

Coleman等[39]の式は 0.5 eV～200 keV の範囲で鉄筋コンクリートに適用できる微分カレントアルベド計算式である。すなわち、

$$\begin{aligned}&\alpha_2(\Delta E_0,\ \theta_0,\ \theta,\ \phi)\\&=[|\mu|\{\varepsilon_1+\varepsilon_2\mu_0+|\mu|(\beta_1+\beta_2\mu_0)\}/(|\mu|+\gamma_1+\gamma_2\mu_0)]\\&\times[1+(1-|\mu|)(1-\mu_0)\{a\cdot(2\cos^2\phi-1)+b\cdot\cos\phi+c\cdot\cos^3\phi\}]\end{aligned} \tag{192}$$

及び

$$A_2(\Delta E_0,\ \theta_0)=\delta_1+\delta_2\mu_0 \tag{193}$$

である。ここで、ΔE_0 は入射エネルギー巾で、$\mu_0=\cos\theta_0$、$\mu=\cos\theta$ である。式の定数を表１５に示す。

9.1.3　熱中性子[38]

十分に厚い等方散乱をする物質に対し Fermi の式は次のようになる。

$$A_2(\theta_0)=(N^{1/2}-1)/(N^{1/2}+3^{1/2}\cos\theta_0) \tag{194}$$

ただし、$N=\Sigma_t/\Sigma_a$である。Halpern 等によると

$$A_2=1-k/N^{1/2} \tag{195}$$

となる。ただし、k は平行、等方、及び cosine 入射に対し、それぞれ 2.91、2.31、及び 2.48 である。

コンクリートに対しては Wells の式がある。すなわち、

$$\alpha_2=0.21\cdot\cos^{-1/3}\theta_0\cos\theta \tag{196}$$

$$A_2=0.66\cdot\cos^{-1/3}\theta_0 \tag{197}$$

である。この式の適用範囲はθ_0が～60 度以下である。同じく次式はコンクリートに対する Maerker-Muckenthaler [40] の式である。

$$\alpha_2=\{0.0875|\mu|/(|\mu|+\mu_0)\}(1+1.28|\mu|)(1+1.62\mu_0-0.42\mu_0^2)$$

$$\times[1+(1-|\mu|)(1-\mu_0)(-0.10+0.43\cos\phi+0.20\cos^2\phi)] \tag{198}$$

$$A_2=0.86-0.19\cos\theta_0 \tag{199}$$

9.2　ガンマ線のアルベド簡易式

ガンマ線に対しては次に示す Chilton-Huddreston [32] のガンマ線微分線量アルベド経験式がある。同式のパラメータC、C'は表１６に示す値 [41] をとる。

$$\alpha_{D2}(E_0,\theta_0,\theta,\phi)=[C\cdot K(\theta_s)+C']\ /\ (1+\cos\theta_0/\cos\theta) \tag{200}$$

9.3　多群アルベドデータ

ストリーミングの簡易式で使用できるアルベドとして便利なものは全アルベドである。ここでは、コンクリートと鋼に対する中性子、２次ガンマ線及びガンマ線の多群の全アルベドデータを表１７～１９に示しておく。２次ガンマ線のアルベドは物質に中性子が入射した結果発生した２次ガンマ線をアルベドとしてとらえたものである。　これらは文献（４２）に示されているものであるが、同文献には反射エネルギーを群分けした中性子の微分アルベドも与えられている。

１０．おわりに

以上ダクトストリーミング簡易式のレビューとそれらに関する問題点、評価等を示したが、複雑形状部の遮蔽設計においては（１）各種の複雑形状部に対応できる計算式の数自体が不足している、（２）計算式の精度、適用範囲が明らかでないものが多い、（３）計算式の評価や改良に必要な実際的な遮蔽配置に対して行われた実験あるいは設計の基礎となるデータが乏しい等の問題があることが明らかとなった。これらのため、複雑形状部の遮蔽設計では設計者に依存する面が多く、設計を行う上で問題が多い。それ故、複雑形状部に関して計算精度の実証、各種の基礎的実験データの整備等に対する要望は多い。従って、これらの問題の解決を図るため、系統的で実験的な研究を実施することにより、既存の式については適用性、精度等の評価を行うとともに新しい式の開発を行うことが必要である。このような実験的研究を実施するには強度の大きな中性子及びガンマ線線源（放射性同位元素）を遠隔操作により自由に使用できる遮蔽実験設備が必要である。このような実験設備としては、英国の Winfrith の ARCAS[43]（図４４参照）がある。我が国においてもこのような実験設備が建設されることが望まれる。

参考文献

(1) Krüeger, F. W., Michaelis, U. E. : Radiation Transport Through Ducts and Voids in Shields, ORNL-tr-815, (1965).

(2) 小佐古　敏荘（編）：核燃料施設安全ガイド資料　Q&A編, JAERI-Review 96-002, (1996).

(3) Hungerford, H. E. : Fast Reactor Technology : Plant Design, Chap. 8, The M.I.T. Press, (1966).

(4) Selph, W. E., Claiborne, H. C. : Methods for Calculating Effects of Ducts, Access Ways, and Holes in Radiation Shields, ORNL-RSIC-20, (1968).

(5) Selph, W. E. : Reactor Shielding for Nuclear Engineers, TID-25951, Chap. 7, (1973).

(6) Price, B. T. et al. : Radiation Shielding, Pergamon Press, (1957).

(7) Jaeger, R. G. (Editor) : Engineering Compendium on Radiation Shielding, Vol. I, Chap. 8, Springer-Verlag, (1968).

(8) Paratte J. M. : Study of the Neutron Distribution in Bent Air Ducts in a Water Shield, AERE-R 5773, Vol. 3/5, p.627 (1968).

(9) Channon F.R. : Thermal Neutron Behavior in Shield Ducts, AERE-R 5773, Vol. 3/5, p.710 (1968).

(10) 兵藤　知典：放射線遮蔽入門（第２版），産業図書, (1979).

(11) Profio, A. E. : Radiation Shielding and Dosimetry, John Wiley, (1979).

(12) Miura, T. : Nucl. Sci. Eng., 102, 191 (1989).

(13) 日本原子力学会：中性子遮蔽設計ハンドブック, (1993).

(14) Fisher E. : Nucl. Sci. Eng., 1, 222 (1956).

(15) Simon, A., Clifford, C. E. : Nucl. Sci. Eng., 1, 156 (1956).

(16) Chase, D. M. : Reactor Handbook, 2nd Ed., Vol. III, part B, Chap. 12, Interscience Publishers (1962).

(17) Rockwell, T. (Editor) : Reactor Shielding Design Manual, Chap. 8, McGraw-Hill Book Company, Inc., (1956).

(18) Shindo, M. et al. : Nucl. Sci. Eng., 27, 450 (1967).

(19) Goldstein, H. : Fundamental Aspects of Reactor Shielding, Addison-Wesley Publishing Co., (1959).

(20) Piercey, D. C. : The Transmission of Thermal Neutrons Along Air Filled Ducts in Water, AEEW-R70, (1962).

(21) Canali, U. et al. : Neutron Propagation through Straight and Bent Cylindrical Ducts, AERE-R 5773, Vol. 3/5, p.657 (1967).

(22) Wijker, H. : A Simple Approximate Formula for Gamma Streaming Through Narrow Airfilled Offset penetrations Through Reactor Shields, AERE-R 5773, Vol. 3/5, p.755 (1967).

(23) DIN Deutsches Institut für Normung e.V. : DIN 25427, (1977), Beuth Verlag.
(24) 日本原子力学会 : ガンマ線遮蔽設計ハンドブック, (1988).
(25) Miura, T., Sasamoto, N. : Nucl. Sci. Eng., 83, 333 (1983).
(26) Horton, C. C. : Nucl. Sci. Eng., 6, 525 (1959).
(27) Aalto, E., Krell, Å. : Nucl. Sci. Eng., 27, 433 (1967).
(28) Yamaji, A. : Paper Ship Res. Inst., 26, [6] (1989).
(29) 関口　晃・内藤　俶孝（編）: 再処理施設の放射線遮蔽安全ガイド資料, JAERI-M 86-060, (1986).
(30) 松本　誠弘 : 私信. 1997年日本原子力学会秋の大会発表予定.
(31) 伊藤　泰義 : アルベド法による屈曲ダクト放射線ストリーミング線量計算コードＤＵＣＴ７９とその精度, 船舶技術研究所報告, 24[4], 297 (1987).
(32) Chilton, A. B., Huddleston, C. M. : Nucl. Sci. Eng., 17, 419 (1963).
(33) Song, Y. T., Huddleston, C. M., Chilton, A. B. : Nucl. Sci. Eng., 35, 401 (1969).
(34) Maerker, R. E., Muckenthaler, F. J. : Nucl. Sci. Eng., 22, 455 (1965).
(35) Shin, K. : J. Nucl. Sci. Technol., 25, 8 (1988).
(36) Shin, K. : J. Nucl. Sci. Technol., 26, 1067 (1989).
(37) 林　克己他 : ダクトストリーミング簡易計算コードＤＵＣＴ－ＩＩおよびスカイシャイン簡易計算コードＳＨＩＮＥ－ＩＩの開発, JEARI-M 91-013, (1991).
(38) Selph, W. E. : Neutron and Gamma-Ray Albedo, ORNL-RSIC-21, (1968).
(39) Coleman, W. A. et al. : Nucl. Sci. Eng., 27, 411 (1967).
(40) Maerker, R. E., Muckenthaler, F. J. : Nucl. Sci. Eng., 26, 339 (1966).
(41) Chilton, A. B. et al. : Trans. Am. Nucl. Soc., 8, 656 (1965).
(42) Simmons, G. L. : The SAI/EPRI Albedo Information Library, EPRI NP-1017, (1979).
(43) Cowan, P. et al. : ARCAS - A Facility for the Validation of Improved Gamma-Ray Shielding Methods, Proc. 7th Int. Conf. Rad. Shielding Vol. I, p.164 (1988).

表１　複雑形状部の例

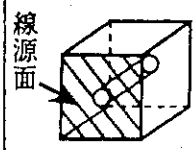
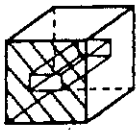
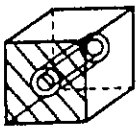
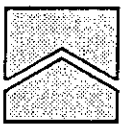
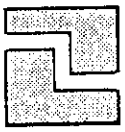
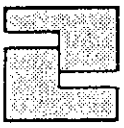
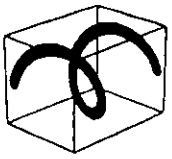
分類	幾何形状	概念図	実際の例
直ダクト	円筒直ダクト		溶液配管、給水管、ケーブル用配管、計測孔、ビーム孔、コリメータ
	矩形直ダクト、直スロット（スリット）		換気ダクト、遮蔽扉の隙間、ケーブルボックス、監視用窓
	円環直ダクト		断熱材付きダクト、制御棒等の駆動軸周囲の隙間、マニュピレータ軸周囲の隙間
	スクリュウーダクト		換気ダクト
	規則的に配列された多孔ダクト		溶液配管、ケーブル用配管
屈曲ダクト	円筒屈曲ダクト		換気用配管、給水管、溶液配管ケーブル用配管
	矩形屈曲ダクト、迷路		照射設備、放射性物質貯蔵庫、燃料庫等の入口、換気ダクト、遮蔽扉の隙間
	オフセットダクト、オフセットスロット		蓋と支持構造体との隙間、駆動軸周囲の隙間、遮蔽ハッチと支持構造物との隙間、監視用窓
	ヘリカルダクト		照射線源収納容器の孔、配管

表 2　a, b の値：速中性子[12]

θ (deg)	^{115}In, n		^{58}Ni, p		^{27}Al, α	
	a	b	a	b	a	b
0	2.05	2.40	2.10	2.40	2.30	2.20
15	1.95	2.50	1.90	2.40	2.15	2.30
30	1.75	2.80	1.70	2.80	1.65	2.80
45	1.55	2.90	1.40	2.90	1.20	2.90
60	—	—	1.20	3.00	1.00	3.10
90	—	—	1.15	3.10	1.00	3.10

表 3　a, b の値：中速中性子[12]

θ (deg)	a	b
0	1.25	2.80
15	1.15	2.80
30	1.10	2.80
45	1.00	2.80
90	1.00	2.90

表 4　a, b の値：熱および熱外中性子[12]

Neutron Energy	a	b
Thermal	1.75	3.20
Epithermal	1.25	2.80

表 5a 円筒ダクト出口でのダクト壁を通ってくる非散乱線[4, 5]
(N_0=1の等方線源の場合)

$\left(\frac{R}{Z}\right)$	Flux Per Unit Surface Intensity for Shield Thickness of					
	μz = 0.1	μz = 0.2	μz = 0.5	μz = 1.0	μz = 2.0	μz = 5.0
0.001	1.823	1.223	0.5602	0.2198	0.04912	1.166×10^{-3}
0.002	1.823	1.223	0.5607	0.2207	0.04935	1.184×10^{-3}
0.005	1.824	1.224	0.5620	0.2215	0.05002	1.242×10^{-3}
0.01	1.825	1.226	0.5643	0.2235	0.05119	1.349×10^{-3}
0.02	1.828	1.229	0.5688	0.2278	0.05363	1.614×10^{-3}
0.05	1.834	1.239	0.5820	0.2406	0.06171	2.977×10^{-3}
0.1	1.842	1.254	0.6024	0.2613	0.07621	7.042×10^{-3}
0.2	1.851	1.272	0.6360	0.2982	0.1049	1.795×10^{-2}
0.5	1.825	1.277	0.6841	0.3659	0.1687	5.223×10^{-2}
0.75	1.765	1.240	0.6804	0.3819	0.1923	6.990×10^{-2}
1.0	1.689	1.185	0.6560	0.3767	0.1980	7.753×10^{-2}

表 5b 円筒ダクト出口でのダクト壁を通ってくる非散乱線[4, 5]
(N_0=1の cosine 線源の場合)

$\left(\frac{R}{Z}\right)$	Flux Per Unit Surface Intensity for Shield Thickness of					
	μz = 0.1	μz = 0.2	μz = 0.5	μz = 1.0	μz = 2.0	μz = 5.0
0.001	1.445	1.149	0.6539	0.2976	0.07544	0.002026
0.002	1.446	1.149	0.6545	0.2983	0.07582	0.002059
0.005	1.446	1.150	0.6564	0.3002	0.07698	0.002166
0.01	1.447	1.152	0.6595	0.3034	0.07896	0.002365
0.02	1.450	1.156	0.6657	0.3100	0.08314	0.002862
0.05	1.455	1.166	0.6836	0.3298	0.09703	0.005458
0.1	1.459	1.179	0.7095	0.3610	0.1217	0.01323
0.2	1.453	1.188	0.7462	0.4120	0.1682	0.03343
0.5	1.339	1.116	0.7510	0.4714	0.2494	0.08728
0.75	1.190	0.9949	0.6827	0.4465	0.2553	0.1036
1.0	1.036	0.8643	0.5953	0.3956	0.2340	0.1014

表 6　遮蔽体との相互作用における散乱の割合 s の値[22]

E(MeV)	0.1	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
concrete	0.871	0.976	0.997	0.998	1.000	0.988*	0.982	0.862	0.715
lead	0.0213	0.107	0.477	0.597	0.736	0.788	0.764	0.465	0.253
iron	0.399	0.823	0.976	0.987	1.000	0.999	0.967	0.733	0.472

表 7　散乱の非等方性補正係数 F の値[22]

E(MeV)	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta=15°$	2.31	3.13	3.46	4.02	4.37	5.18	6.83	7.75
$\theta=30°$	1.94	2.38	2.51	2.68	2.74	2.83	2.81	2.72
$\theta=45°$	1.49	1.63	1.64	1.63	1.61	1.56	1.46	1.38
$\theta=60°$	1.10	1.10	1.08	1.05	1.03	0.99	0.92	0.85
$\theta=90°$	0.704	0.654	0.64	0.62	0.61	0.58	0.51	0.454

表 8　散乱に伴うエネルギー減衰率 f の値[22]

E(MeV)	0.1	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta=15°$	0.992	0.984	0.967	0.961	0.945	0.937	0.909	0.818	0.674
$\theta=30°$	0.970	0.941	0.882	0.861	0.818	0.793	0.729	0.554	0.389
$\theta=45°$	0.938	0.877	0.772	0.733	0.668	0.632	0.553	0.379	0.249
$\theta=60°$	0.899	0.805	0.658	0.612	0.536	0.497	0.416	0.268	0.171
$\theta=90°$	0.815	0.668	0.477	0.425	0.352	0.317	0.253	0.152	0.094

表 9　コンクリート中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値[22]

E_0(MeV)	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta=15°$	4.65	8.53	10.32	13.42	15.33	19.8	22.8	16.5
$\theta=30°$	10.62	14.65	15.52	16.07	16.07	14.69	9.10	4.75
$\theta=45°$	10.29	10.24	9.69	8.39	7.65	6.03	3.03	1.508
$\theta=60°$	6.80	5.18	4.56	3.62	3.20	2.39	1.151	0.546
$\theta=90°$	2.65	1.485	1.232	0.920	0.792	0.560	0.246	0.1095

表 10　鉛中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値[22]

E_0(MeV)	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta=15°$	0.0541	1.860	3.48	7.02	9.29	12.04	7.58	2.81
$\theta=30°$	0.1149	2.86	4.81	7.80	9.01	9.10	3.71	1.179
$\theta=45°$	0.0997	1.698	2.58	3.55	3.77	3.32	1.298	0.422
$\theta=60°$	0.0570	0.697	0.977	1.276	1.320	1.108	0.421	0.1354
$\theta=90°$	0.01617	0.1247	0.1619	0.192	0.196	0.1606	0.0573	0.0177

表 11　鉄中の $10^3 \times F(E_0, \theta)$ の値[22]

E_0(MeV)	0.2	0.5	0.66	1.0	1.25	2.0	5.0	10.0
$\theta=15°$	3.26	8.12	10.03	13.36	15.42	19.2	17.5	8.78
$\theta=30°$	7.28	13.91	15.04	15.86	15.96	14.61	7.53	2.97
$\theta=45°$	6.83	9.65	9.33	8.28	7.56	5.90	2.60	0.988
$\theta=60°$	4.32	4.80	4.35	3.54	3.14	2.32	0.968	0.357
$\theta=90°$	1.515	1.294	1.122	0.870	0.753	0.533	0.203	0.0706

表１２　Song 等[aa]による速中性子微分線量アルベド計算式の
エネルギー依存パラメータの値

		入射エネルギー E_0(MeV)							
Material		0.10	0.25	0.50	1.0	2.0	3.0	5.0	14.0
A(E_0)	Fe[a]	0.1401	0.1385	0.1817	0.0797	0.0904	0.1147	0.0756	0.0657
	Al[b]	0.1528	0.1491	0.1523	0.0940	0.1287	0.1020	0.0689	0.0584
	S1[c]	0.0648	0.0687	0.0813	0.0583	0.0547	0.0617	0.0431	0.0269
	S2[d]	0.0746	0.0820	0.0659	0.0505	0.0641	0.0389	0.0311	0.0187
	S3[e]	0.0673	0.0661	0.0693	0.0477	0.0488	0.0407	0.0218	0.0287
	Ct[f]	0.0706	0.0710	0.0834	0.0727	0.0691	0.0810	0.0442	0.0288
B(E_0)	Fe	0.0776	0.0672	0.0796	0.0643	0.0863	0.0858	0.0710	0.0575
	Al	0.0488	0.0874	0.0649	0.1008	0.0966	0.1129	0.1017	0.0770
	S1	0.0711	0.0727	0.0793	0.0740	0.0971	0.0836	0.0787	0.0812
	S2	0.0561	0.0514	0.0982	0.0838	0.0972	0.1154	0.1132	0.0788
	S3	0.0615	0.0556	0.1051	0.0633	0.1259	0.1010	0.1042	0.0567
	Ct	0.0819	0.0628	0.0703	0.0676	0.0921	0.0991	0.1214	0.0697
C(E_0)	Fe	0.0093	−0.0095	0.0684	−0.0067	−0.0118	0.0140	0.0293	0.0195
	Al	−0.0014	0.0329	0.0112	−0.0381	−0.0101	−0.0122	0.0172	0.0147
	S1	0.0343	0.0292	0.0611	−0.0166	−0.0016	0.0154	0.0177	0.0444
	S2	0.0517	0.0294	0.0671	−0.0295	0.0149	0.0133	0.0289	0.0240
	S3	0.0555	0.0345	0.0964	−0.0118	0.0393	0.0279	0.0212	0.0408
	Ct	0.0406	0.0278	0.0585	−0.0228	0.0189	0.0546	0.0047	0.0235
K(E_0)	Fe	1.1654	1.0115	0.5708	0.9052	0.8566	1.2569	0.9325	1.9877
	Al	0.4868	2.9778	1.2733	1.4044	1.2834	1.4061	1.9476	2.6380
	S1	1.1660	1.1058	1.2315	0.5448	1.1314	1.4523	1.3720	1.8531
	S2	1.0278	0.2818	1.3826	0.7913	1.4744	1.5615	1.8382	1.6692
	S3	1.4170	1.2275	2.5801	0.6001	2.0462	1.7238	1.7486	1.4914
	Ct	1.5033	0.6753	0.8982	0.6403	1.0692	2.3264	2.6435	1.6450

[a]Iron.
[b]Aluminum.
[c]Dry NTS soil.
[d]Soil 50% saturated with water.
[e]Soil 10% saturated with water.
[f]Concrete.

表１３　Maerker-Muckenthaler[34]の速中性子微分アルベド計算式の定数の値

constant	入射エネルギー巾 ΔE_0 (MeV)					
	0.2 − 0.75	0.75 − 1.5	1.5 − 3	3 − 4	4 − 6	6 − 8
A_0	6.583×10^{-2}	7.045×10^{-2}	7.211×10^{-2}	7.024×10^{-2}	6.856×10^{-2}	5.899×10^{-2}
A_1	5.048×10^{-2}	4.393×10^{-2}	5.845×10^{-2}	7.452×10^{-2}	8.294×10^{-2}	6.039×10^{-2}
A_2	3.710×10^{-2}	7.088×10^{-2}	5.968×10^{-2}	1.000×10^{-1}	9.517×10^{-2}	7.524×10^{-2}
A_3	1.544×10^{-2}	1.898×10^{-2}	2.729×10^{-2}	5.591×10^{-2}	7.761×10^{-2}	8.140×10^{-2}
A_4	7.837×10^{-3}	2.408×10^{-3}	1.190×10^{-2}	2.646×10^{-2}	4.292×10^{-2}	6.622×10^{-2}
A_5	0	-3.589×10^{-3}	1.000×10^{-3}	-6.908×10^{-4}	1.824×10^{-2}	3.056×10^{-2}
A_6	0	0	4.637×10^{-3}	-8.087×10^{-4}	5.599×10^{-3}	1.595×10^{-2}
A_7	0	0	6.490×10^{-3}	-1.459×10^{-3}	5.228×10^{-3}	1.277×10^{-2}
A_8	0	0	0	-1.809×10^{-3}	1.046×10^{-2}	9.380×10^{-3}
B_0	6.27×10^{-2}	9.00×10^{-2}	8.80×10^{-2}	9.05×10^{-2}	8.744×10^{-2}	6.374×10^{-2}
B_1	1.50×10^{-2}	8.5×10^{-3}	1.30×10^{-2}	2.15×10^{-2}	2.817×10^{-2}	1.382×10^{-2}
B_2	5.3×10^{-3}	9.7×10^{-3}	6.0×10^{-3}	2.30×10^{-2}	2.344×10^{-2}	1.178×10^{-2}
B_3	0	0	0	0	1.779×10^{-2}	1.084×10^{-2}
B_4	0	0	0	0	8.517×10^{-3}	6.801×10^{-3}
K_1	1.0	1.0	1.1	0.9	1.1	1.06
a_{00}	0.36	0.51	0.56	0.60	0.43	0.35
a_{01}	1.29	0.32	0.18	0.15	2.02	0.95
a_{02}	0	1.00	1.32	0.48	−0.38	0
a_{10}	0.06	−0.04	−0.14	−0.61	0.05	0.10
a_{11}	−3.06	−2.46	−2.76	−1.08	−9.13	−2.28
a_{12}	0	0	0	0	5.93	1.11
a_{20}	−0.20	0.05	0.05	0.32	0.04	0
a_{21}	1.68	0.95	1.14	0.30	5.97	0
a_{22}	0	0	0	0	−4.39	0

表１４　French-Wells の速中性子微分線量アルベド計算式の定数 $k(E_0)$ の値[38]

Material	$k(E_0)$ for Incident Energies of								
	0.1MeV	0.25MeV	0.5MeV	1.0MeV	2.0MeV	3.0MeV	5.0MeV	14.0MeV	Fission
Concrete	0.0948	0.1027	0.1062	0.1323	0.1164	0.1030	0.0834	0.0552	0.1110
Dry NTS soil	0.0967	0.0895	0.1002	0.1272	0.1103	0.0979	0.0784	0.0535	0.1050
50% saturated NTS soil	0.0868	0.0957	0.0952	0.1209	0.1074	0.0926	0.0746	0.0533	0.1015
100% saturated NTS soil	0.0778	0.0818	0.0839	0.1054	0.0891	0.0791	0.0644	0.0463	0.0868
Iron	0.1750	0.1752	0.1801	0.1182	0.1477	0.1508	0.1158	0.0802	0.1366

表１５　Coleman 等[39]の中速中性子微分および全カレントアルベド計算式の定数の値

ΔE_0	55.1～200keV	15.2～55.1keV	4.2～15.2keV	1.15～4.2keV	0.32～1.15keV	87～320 eV	24～87 eV	6.6～24 eV	1.8～6.6 eV	0.5～1.8 eV
ε_1	0.190	0.190	0.216	0.210	0.208	0.210	0.205	0.202	0.172	0.105
ε_2	−0.020	−0.025	−0.047	−0.046	−0.042	−0.061	−0.068	−0.075	−0.059	−0.036
β_1	0.020	0.025	−0.004	−0.005	−0.005	−0.003	−0.003	−0.002	0.021	0.115
β_2	0.300	0.295	0.307	0.310	0.305	0.296	0.283	0.270	0.218	0.125
γ_1	0.11	0.11	0.12	0.12	0.12	0.125	0.13	0.13	0.105	0.080
γ_2	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91	0.865	0.845	0.82	0.65	0.48
a	0.20	0.225	0.24	0.24	0.24	0.28	0.30	0.32	0.40	0.255
b	0.56	0.69	0.70	0.70	0.70	0.72	0.73	0.74	0.77	−0.072
c	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.765
δ_1	0.880	0.865	0.875	0.875	0.860	0.845	0.830	0.815	0.817	0.792
δ_2	−0.208	−0.177	−0.200	−0.232	−0.205	−0.210	−0.228	−0.230	−0.244	−0.232

表１６　Chilton-Huddleston のガンマ線
全線量アルベド計算式の定数の値[40]

E_0(MeV)	C	C'
	Water	
0.2	−0.0187±0.0027	0.1327±0.0054
0.662	0.0309±0.0047	0.0253±0.0034
1.00	0.0470±0.0053	0.0151±0.0025
2.50	0.0995±0.0068	0.0058±0.0010
6.13	0.1861±0.0107	0.0035±0.0005
	Concrete	
0.2	0.0023±0.0033	0.0737±0.0065
0.662	0.0347±0.0050	0.0197±0.0035
1.00	0.0503±0.0056	0.0118±0.0025
2.50	0.0999±0.0078	0.0051±0.0011
6.13	0.1717±0.0103	0.0048±0.0005
	Iron	
0.2	0.0272±0.0033	−0.0100±0.0062
0.662	0.0430±0.0045	0.0063±0.0030
1.00	0.0555±0.0049	0.0045±0.0021
2.50	0.1009±0.0073	0.0044±0.0010
6.13	0.1447±0.0101	0.0077±0.0006
	Lead	
0.2	0.0044±0.0002	−0.0050±0.0004
0.412		−0.0065*
0.662	0.0308±0.0015	−0.0100±0.0007
		−0.0046*
1.00	0.0452±0.0013	−0.0083±0.0004
1.25		−0.00215*
2.50	0.0882±0.0014	0.0001±0.0002
6.13	0.1126±0.0048	0.0063±0.0003

*文献（３１）による C' の追加、修正値

表１７　入射エネルギーと角度依存の中性子全アルベド[42]

Group	Incident Energy (MeV)	Type 04 Concrete					A533B Low Carbon Steel				
		Incident Cos θ₀					Incident Cos θ₀				
		0.974	0.865	0.679	0.433	0.149	0.974	0.865	0.679	0.433	0.149
1	2.00E+01	0.3735	0.3923	0.4326	0.5027	0.6163	0.7000	0.7242	0.7683	0.8319	0.9095
2	1.22E+01	0.3884	0.4052	0.4410	0.5029	0.6046	0.5866	0.6040	0.6385	0.6934	0.7735
3	1.00E+01	0.4120	0.4314	0.4713	0.5379	0.6413	0.6204	0.6385	0.6735	0.7276	0.7778
4	8.18E+00	0.4359	0.4562	0.4979	0.5670	0.6730	0.6537	0.6721	0.7074	0.7593	0.8039
5	6.37E+00	0.4639	0.4862	0.5310	0.6035	0.7108	0.6814	0.6997	0.7338	0.7834	0.8231
6	4.96E+00	0.4821	0.5063	0.5536	0.6277	0.7322	0.6952	0.7126	0.7458	0.7935	0.8304
7	4.06E+00	0.6244	0.6440	0.6809	0.7365	0.8109	0.7053	0.7241	0.7561	0.8029	0.8378
8	3.01E+00	0.5108	0.5398	0.5935	0.6755	0.7836	0.7213	0.7383	0.7690	0.8133	0.8447
9	2.38E+00	0.4095	0.4400	0.5014	0.6065	0.7676	0.7173	0.7347	0.7658	0.8110	0.8435
10	2.30E+00	0.6016	0.6265	0.6723	0.7402	0.8284	0.7221	0.7384	0.7687	0.8125	0.8431
11	1.82E+00	0.6716	0.6924	0.7298	0.7870	0.8554	0.7095	0.7279	0.7603	0.8061	0.8655
12	1.10E+00	0.7202	0.7405	0.7692	0.8161	0.8719	0.6812	0.7015	0.7371	0.7887	0.8529
13	5.50E-01	0.7503	0.7658	0.7933	0.8303	0.8812	0.7471	0.7633	0.7918	0.8296	0.8506
14	1.10E-01	0.7367	0.7533	0.7829	0.8238	0.8552	0.8059	0.8170	0.8357	0.8638	0.8569
15	2.18E-02	0.7375	0.7541	0.7835	0.8239	0.8539	0.7688	0.7822	0.8060	0.8400	0.8385
16	3.35E-03	0.7404	0.7565	0.7849	0.8241	0.8504	0.6921	0.7065	0.7329	0.7089	0.7456
17	5.82E-04	0.7140	0.7319	0.7636	0.8072	0.8394	0.8089	0.8203	0.8405	0.8077	0.8372
18	1.01E-04	0.7028	0.7211	0.7537	0.7988	0.8323	0.7696	0.7827	0.8060	0.7657	0.7996
19	2.90E-05	0.6937	0.7123	0.7456	0.7920	0.8264	0.7248	0.7395	0.7661	0.7192	0.7584
20	1.07E-05	0.6851	0.7041	0.7378	0.7854	0.8207	0.6747	0.6909	0.7203	0.6682	0.7112
21	3.06E-06	0.6753	0.6943	0.7283	0.7761	0.8118	0.6052	0.6228	0.6555	0.5971	0.6442
22	1.12E-06	0.6678	0.6861	0.7229	0.7731	0.8101	0.5207	0.5395	0.5717	0.5109	0.5606
23	4.14E-07	0.6751	0.6937	0.7267	0.7743	0.8028	0.3394	0.3558	0.3879	0.3228	0.3627

表１８　入射中性子エネルギーと角度依存の２次ガンマ線全アルベド[42]

Group	Incident Neutron Energy (MeV)	Type 04 Concrete					A533B Low Carbon Steel				
		Incident Cos θ₀					Incident Cos θ₀				
		0.974	0.865	0.679	0.433	0.149	0.974	0.865	0.679	0.433	0.149
1	2.00E+01	0.3734	0.4039	0.4342	0.4659	0.4705	0.4347	0.4799	0.5671	0.7097	0.9701
2	1.22E+01	0.3733	0.3910	0.4199	0.4525	0.4649	0.7146	0.7953	0.9480	1.1897	1.4903
3	1.00E+01	0.3257	0.3391	0.3611	0.3870	0.3997	0.6860	0.7640	0.9086	1.1298	1.2304
4	8.18E+00	0.2633	0.2732	0.2891	0.3071	0.3148	0.6054	0.6712	0.7922	0.9732	1.0420
5	6.37E+00	0.1711	0.1750	0.1792	0.1790	0.1644	0.5016	0.5515	0.6427	0.7782	0.8246
6	4.96E+00	0.1570	0.1585	0.1584	0.1523	0.1323	0.4240	0.4634	0.5349	0.6404	0.6747
7	4.06E+00	0.1360	0.1343	0.1295	0.1184	0.0970	0.3109	0.3371	0.3859	0.4582	0.4862
8	3.01E+00	0.1469	0.1452	0.1398	0.1265	0.1010	0.2044	0.2196	0.2475	0.2881	0.3033
9	2.38E+00	0.1495	0.1518	0.1530	0.1447	0.1139	0.1709	0.1836	0.2073	0.2437	0.2616
10	2.30E+00	0.1310	0.1271	0.1185	0.1024	0.0765	0.1563	0.1674	0.1884	0.2210	0.2377
11	1.82E+00	0.1130	0.1082	0.0986	0.0832	0.0602	0.1054	0.1127	0.1266	0.1489	0.1811
12	1.10E+00	0.1019	0.0977	0.0870	0.0727	0.0509	0.0415	0.0429	0.0453	0.0486	0.0525
13	5.50E-01	0.0998	0.0944	0.0844	0.0701	0.0498	0.0220	0.0215	0.0204	0.0185	0.0171
14	1.10E-01	0.1107	0.1046	0.0933	0.0769	0.0638	0.0487	0.0478	0.0457	0.0421	0.0430
15	2.18E-02	0.1142	0.1078	0.0961	0.0793	0.0664	0.0434	0.0422	0.0398	0.0355	0.0358
16	3.35E-03	0.1190	0.1124	0.1005	0.0833	0.0714	0.1420	0.1404	0.1366	0.1408	0.1339
17	5.82E-04	0.1346	0.1274	0.1140	0.0943	0.0793	0.0463	0.0445	0.0409	0.0466	0.0415
18	1.01E-04	0.1468	0.1391	0.1248	0.1037	0.0874	0.0716	0.0690	0.0640	0.0724	0.0654
19	2.90E-05	0.1571	0.1492	0.1344	0.1120	0.0947	0.1026	0.0993	0.0930	0.1036	0.0948
20	1.07E-05	0.1678	0.1597	0.1444	0.1209	0.1026	0.1411	0.1375	0.1299	0.1423	0.1322
21	3.06E-06	0.1802	0.1721	0.1566	0.1326	0.1134	0.2004	0.1963	0.1873	0.2019	0.1904
22	1.12E-06	0.1919	0.1841	0.1670	0.1413	0.1209	0.2816	0.2774	0.2676	0.2830	0.2715
23	4.14E-07	0.2029	0.1939	0.1772	0.1508	0.1338	0.4964	0.4959	0.4918	0.4960	0.4942

表１９　入射エネルギーと角度依存のガンマ線全アルベド[42]

Group	Incident Energy (MeV)	Type 04 Concrete					A533B Low Carbon Steel				
		Incident Cos θ_0					Incident Cos θ_0				
		0.974	0.865	0.679	0.433	0.149	0.974	0.865	0.679	0.433	0.149
24	1.00E+01	0.1884	0.2050	0.2530	0.3719	0.6627	0.2365	0.2578	0.3119	0.4326	0.7126
25	8.00E+01	0.1699	0.1857	0.2323	0.3463	0.6140	0.1920	0.2101	0.2588	0.3710	0.6340
26	6.00E+00	0.1656	0.1819	0.2289	0.3412	0.5958	0.1716	0.1883	0.2347	0.3425	0.5937
27	5.00E+00	0.1646	0.1817	0.2294	0.3406	0.5846	0.1551	0.1709	0.2156	0.3197	0.4462
28	4.00E+00	0.1668	0.1849	0.2339	0.3439	0.5751	0.1386	0.1538	0.1972	0.2973	0.4154
29	3.00E+00	0.1730	0.1924	0.2430	0.3519	0.5719	0.1282	0.1433	0.1862	0.2835	0.3919
30	2.50E+00	0.1821	0.2028	0.2547	0.3629	0.5739	0.1233	0.1389	0.1817	0.2774	0.3768
31	2.00E+00	0.1981	0.2202	0.2736	0.3804	0.5809	0.1238	0.1398	0.1834	0.2775	0.3641
32	1.50E+00	0.2247	0.2486	0.3034	0.4077	0.5929	0.1332	0.1503	0.1950	0.2876	0.3540
33	1.00E+00	0.2588	0.2839	0.3390	0.4394	0.6104	0.1502	0.1690	0.2147	0.3037	0.3453
34	7.00E-01	0.2919	0.3171	0.3708	0.4656	0.6238	0.1665	0.1848	0.2286	0.3132	0.3293
35	4.50E-01	0.3203	0.3444	0.3945	0.4822	0.6282	0.1726	0.1893	0.2275	0.2139	0.2917
36	3.00E-01	0.3195	0.3424	0.3891	0.4702	0.6067	0.1307	0.1448	0.1761	0.1476	0.1978
37	1.50E-01	0.2695	0.2885	0.3279	0.3991	0.5286	0.0363	0.0388	0.0443	0.0542	0.0703
38	1.00E-01	0.2005	0.2150	0.2460	0.3040	0.4205	0.0123	0.0129	0.0141	0.0163	0.0198
39	7.00E-02	0.1298	0.1384	0.1572	0.1950	0.2171	0.0030	0.0030	0.0031	0.0032	0.0035
40	4.50E-02	0.0547	0.0582	0.0661	0.0828	0.0746	0.0004	0.0004	0.0004	0.0004	0.0004

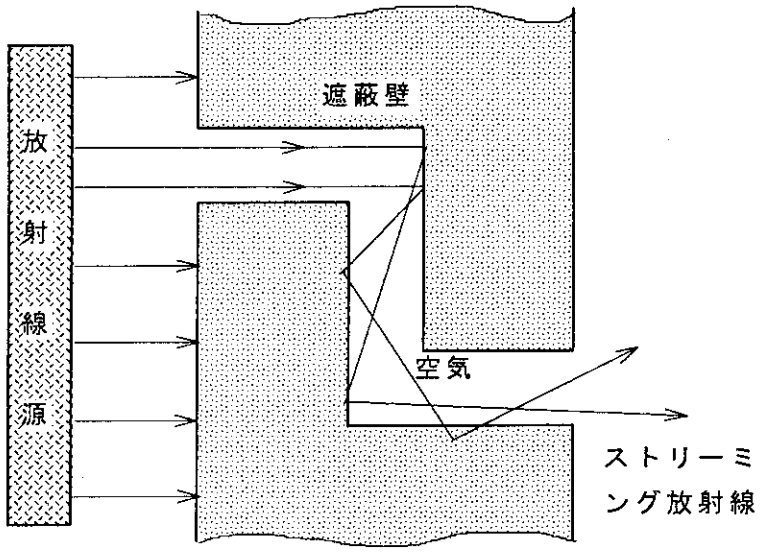


図１　複雑形状部（２回屈曲ダクト）における
ストリーミング放射線

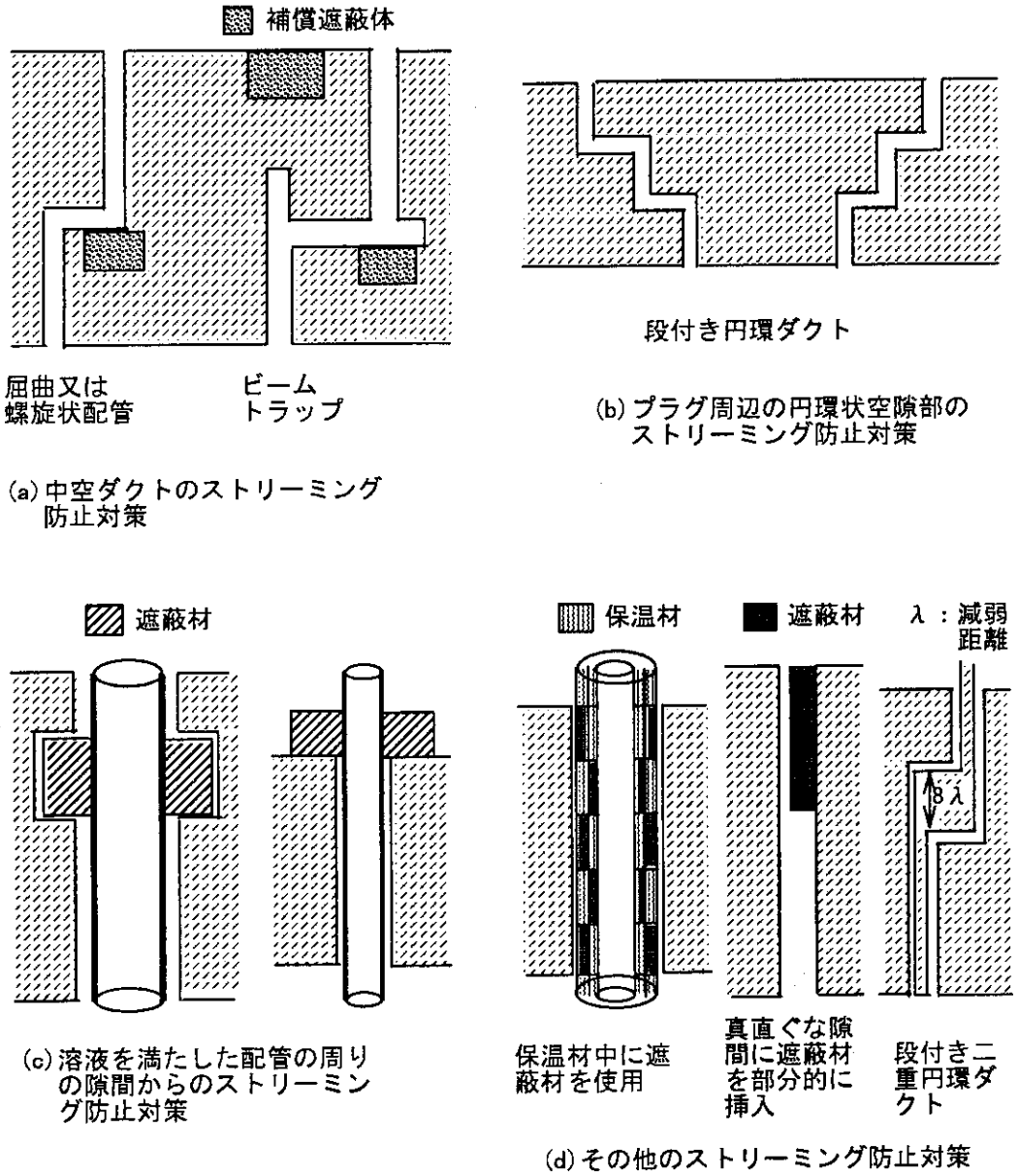


図2　いろいろなストリーミング防止対策[3]

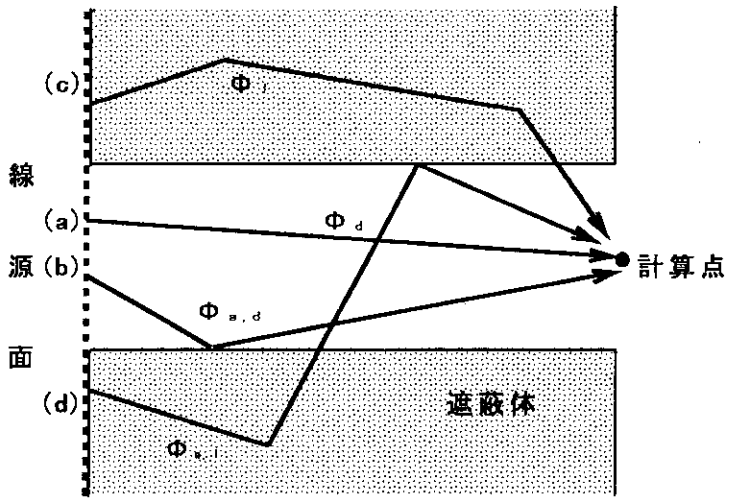


図３　ストリーミング成分の分類法１
（ａ）直接線、（ｂ）アルベド直接線、
（ｃ）漏洩線、（ｄ）アルベド漏洩線

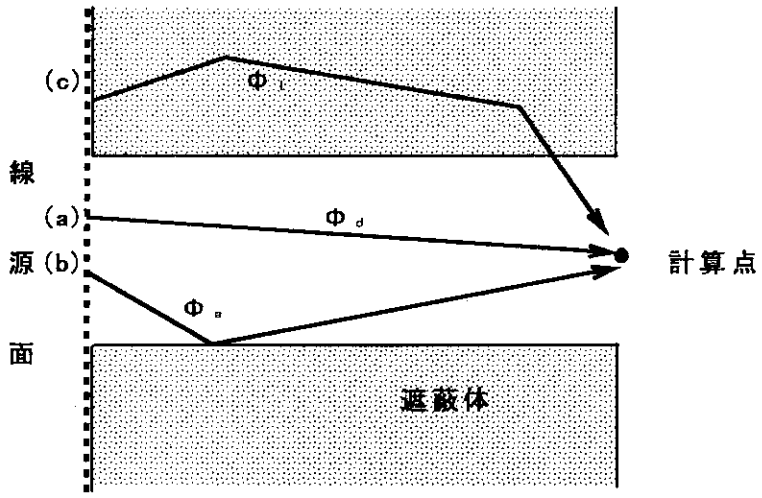


図４　ストリーミング成分の分類法２
（ａ）直接線、（ｂ）アルベド線、（ｃ）漏洩線

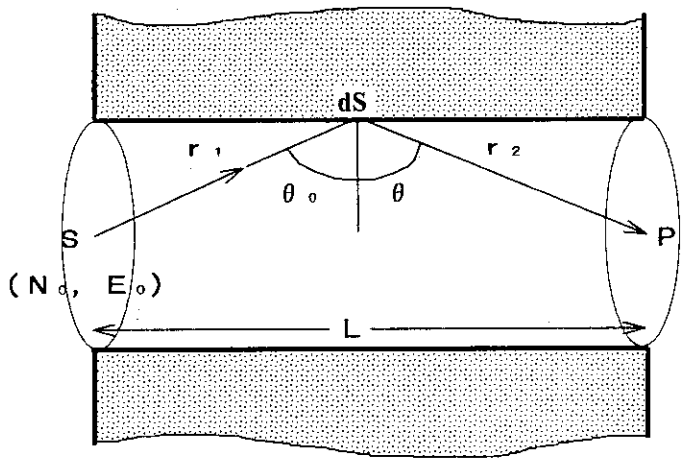


図５　１回反射のアルベド成分計算体系

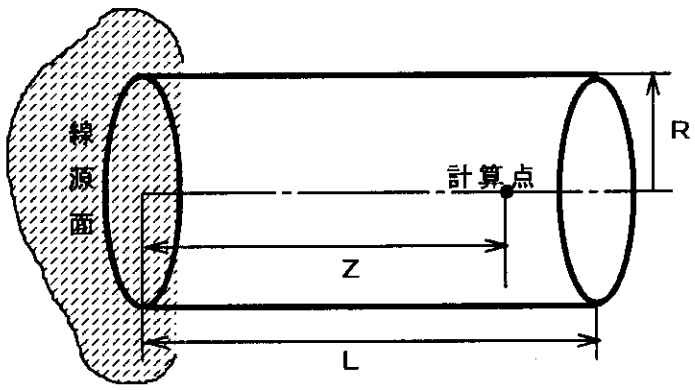


図６　平面線源に直円筒ダクト

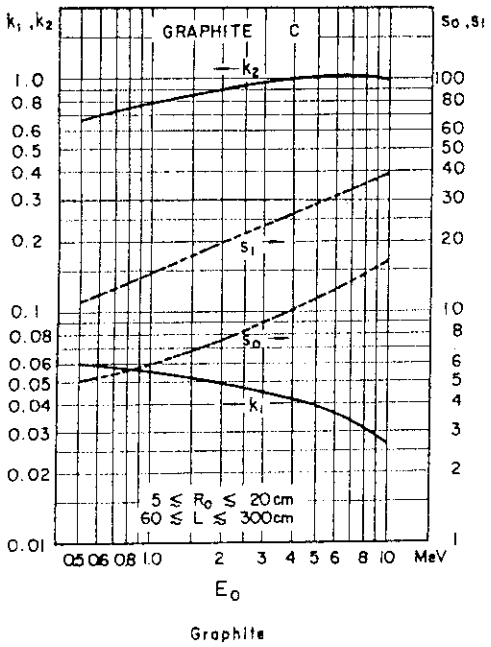


図７　１回散乱アルベドに対する
k_1, k_2, s_0 および s_1 [18]

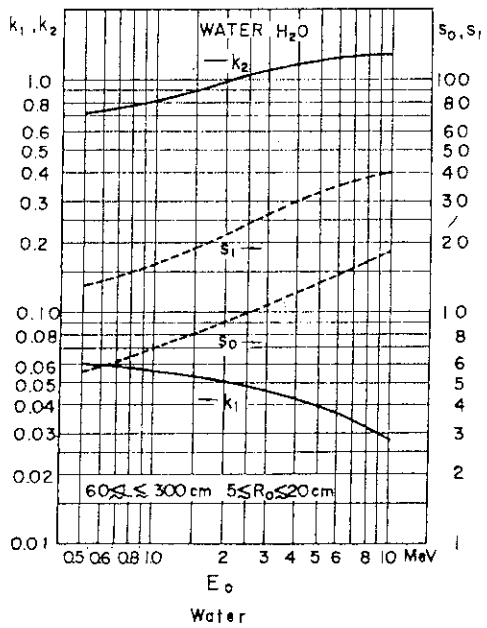


図８　１回散乱アルベドに対する
k_1, k_2, s_0 および s_1 [18]

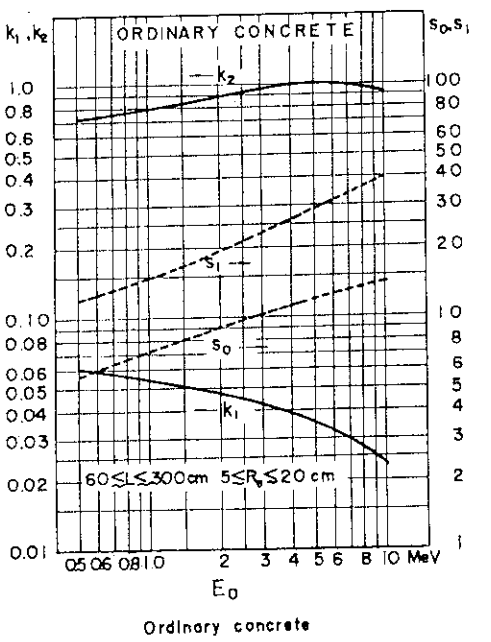


図９　１回散乱アルベドに対する
k_1, k_2, s_0 および s_1 [18]

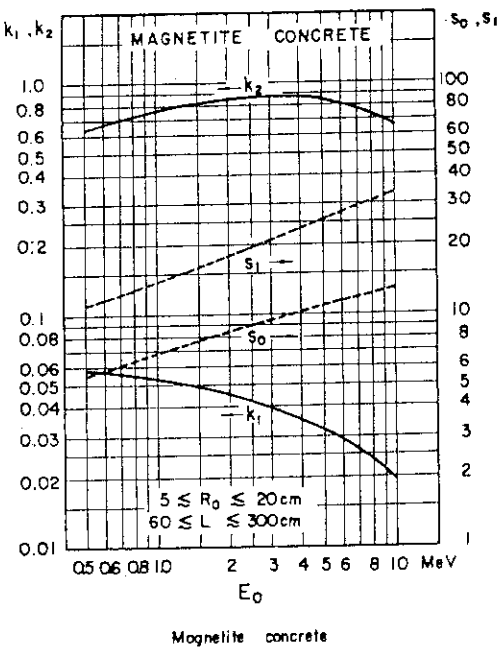
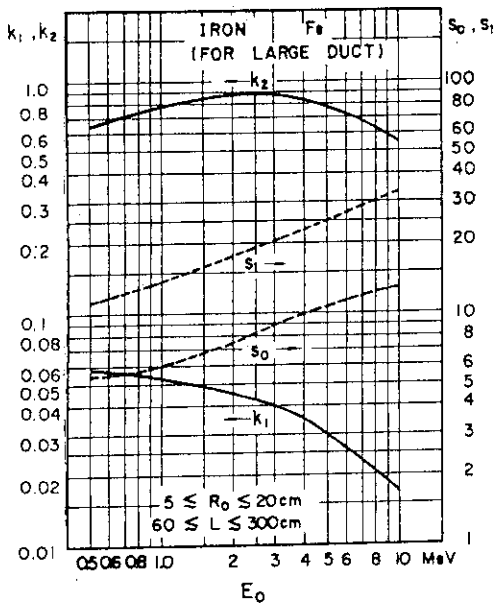
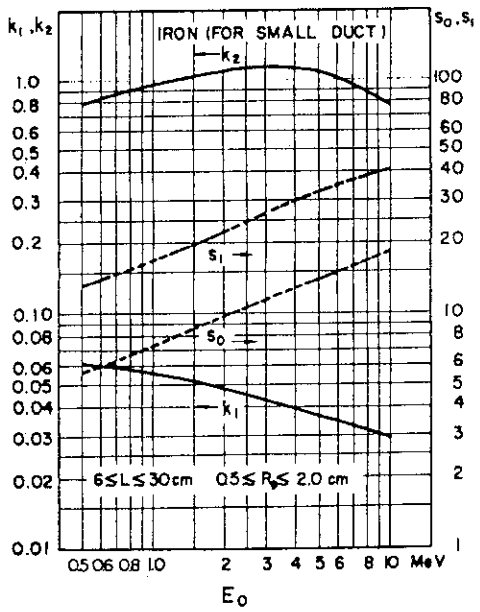


図１０　１回散乱アルベドに対する
k_1, k_2, s_0 および s_1 [18]



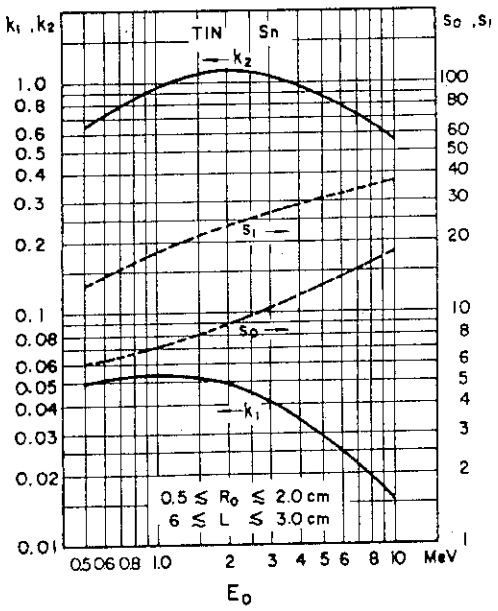
Fe (large duct)

図１１　１回散乱アルベドに対する
k_1, k_2, s_0 および s_1 [18]



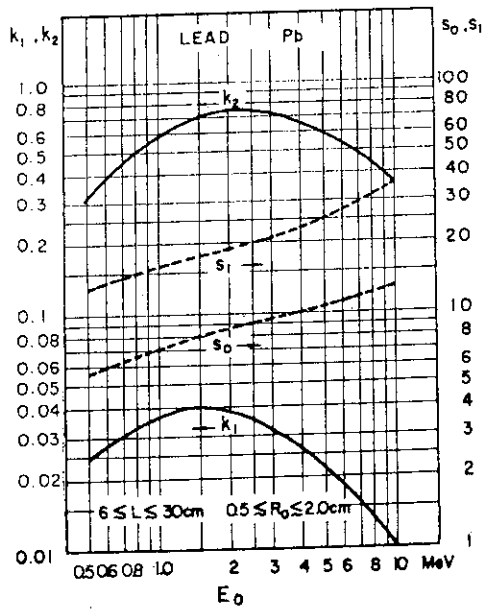
Fe (small duct)

図１２　１回散乱アルベドに対する
k_1, k_2, s_0 および s_1 [18]



Sb

図１３　１回散乱アルベドに対する
k_1, k_2, s_0 および s_1 [18]



Pb

図１４　１回散乱アルベドに対する
k_1, k_2, s_0 および s_1 [18]

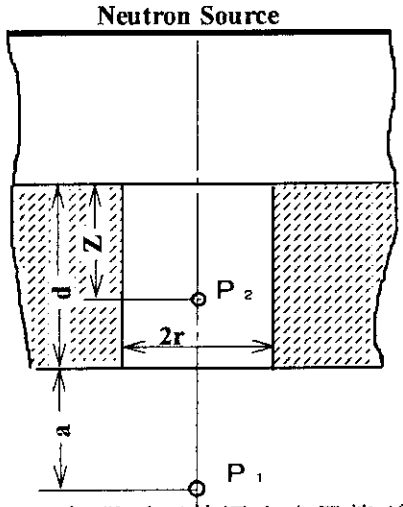


図１５ａ　無限平面線源中空円筒ダクト[7]

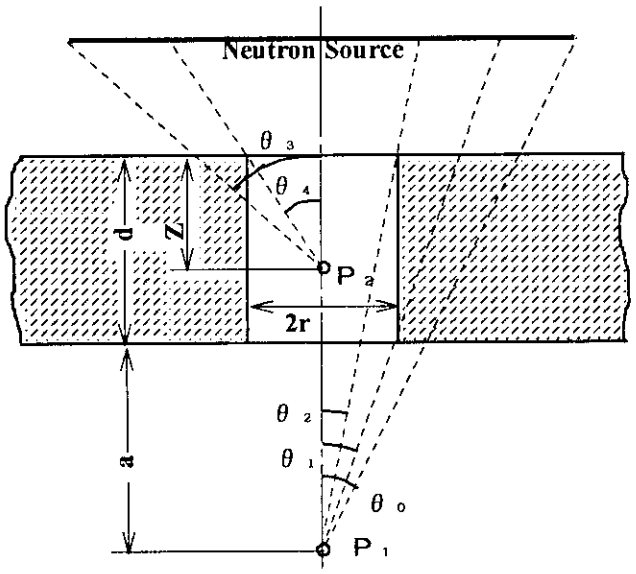


図１５ｂ　円盤線源中空円筒ダクト[7]

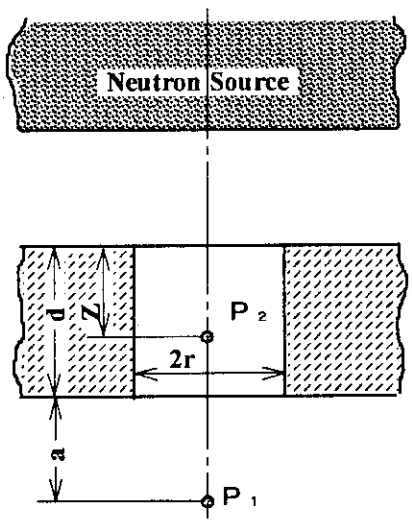


図１５ｃ　半無限体積線源中空円筒ダクト[7]

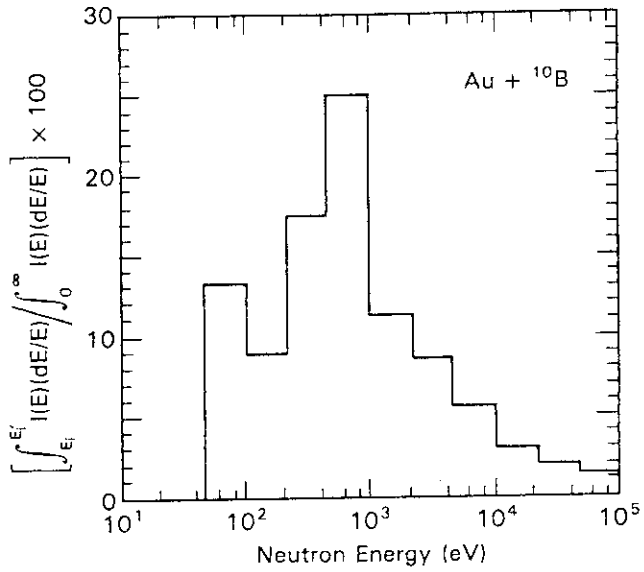


図１６　ボロン被覆金箔のエネルギー依存反応率[12]

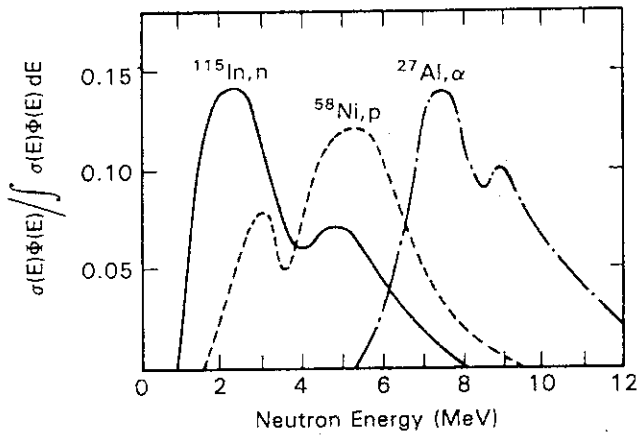


図１７　しきい検出器のエネルギー依存反応率[12]

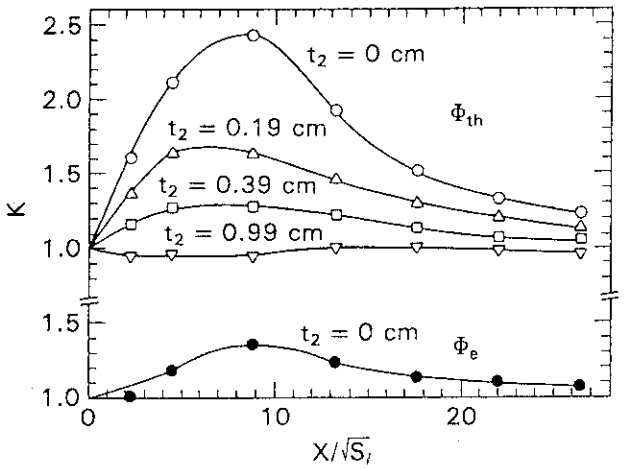


図１８　鋼壁の厚さの違いによる中性子束変化[12]

Ｋ　：厚さ0.59cmを基準としたときの比

t_2：鋼壁の厚さ

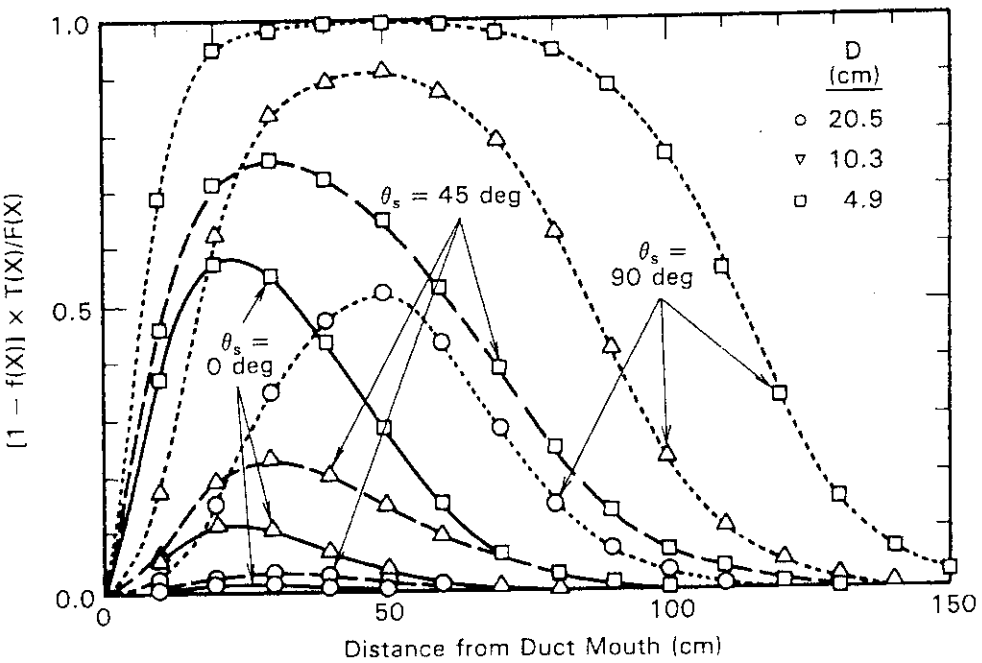


図１９　透過成分の全中性子束に占める割合[12]

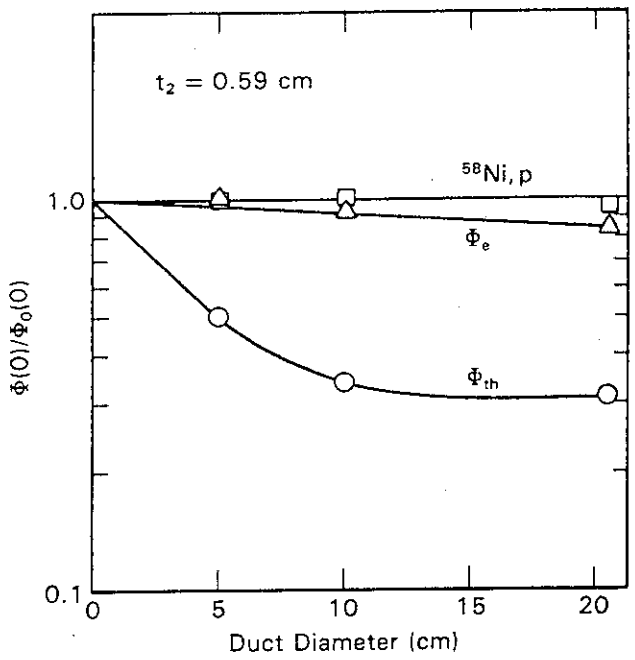


図２０　ダクトがある場合とダクトが無い場合での
ダクト入口位置での中性子束の比[12]
t_2：鋼壁の厚さ

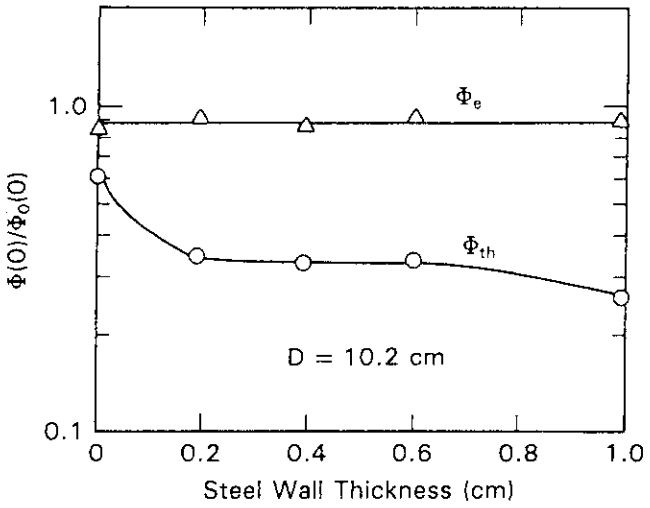
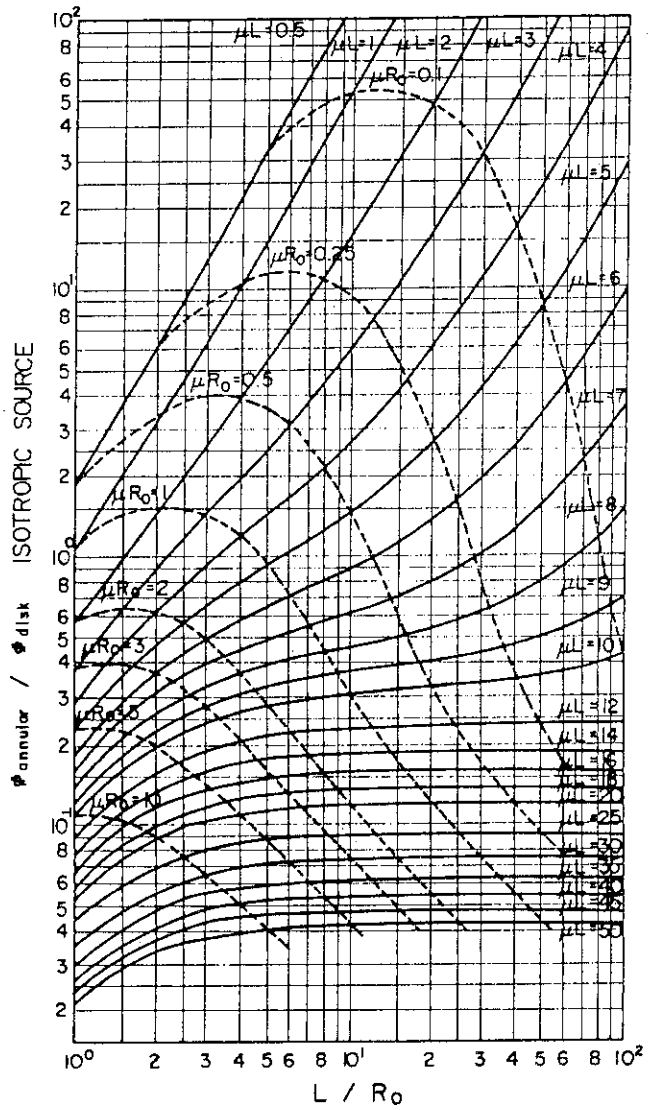
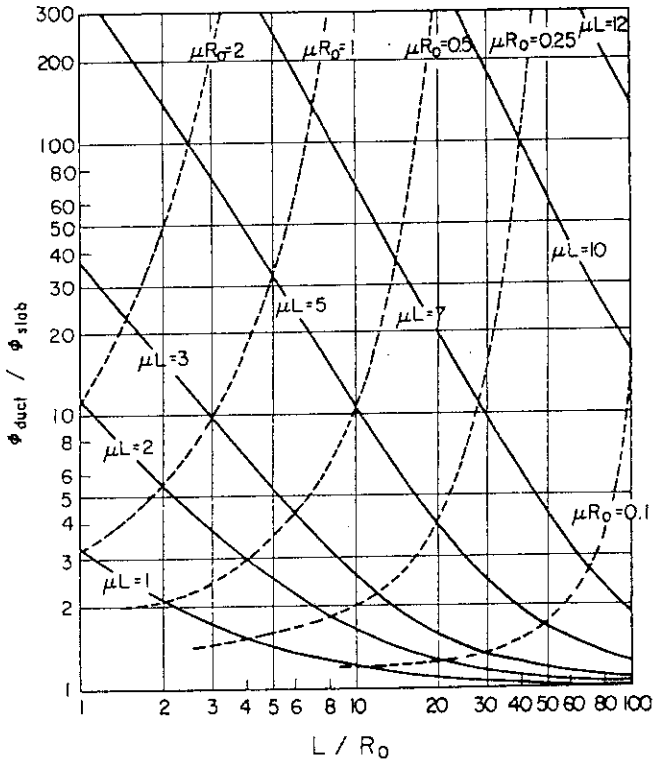


図２１　ダクトがある場合とダクトが無い場合での
ダクト入口位置での中性子束の比[12]
D：ダクト直径



L：ダクト長さ、　R_0：ダクト半径

図２２　等方平面線源に対する比 $\Phi_{annular}/\Phi_{disk}$ [18]



L：ダクト長さ、　R_0：ダクト半径

図２３　等方平面線源に対する比 Φ_{duct}/Φ_{slab} [18]

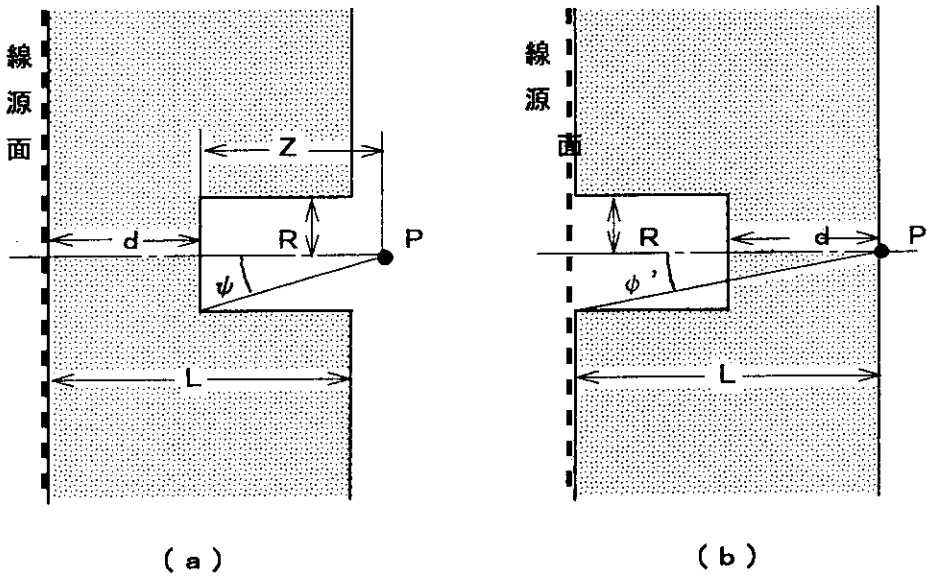


図２４　遮蔽体を部分的に貫通するダクト[16]

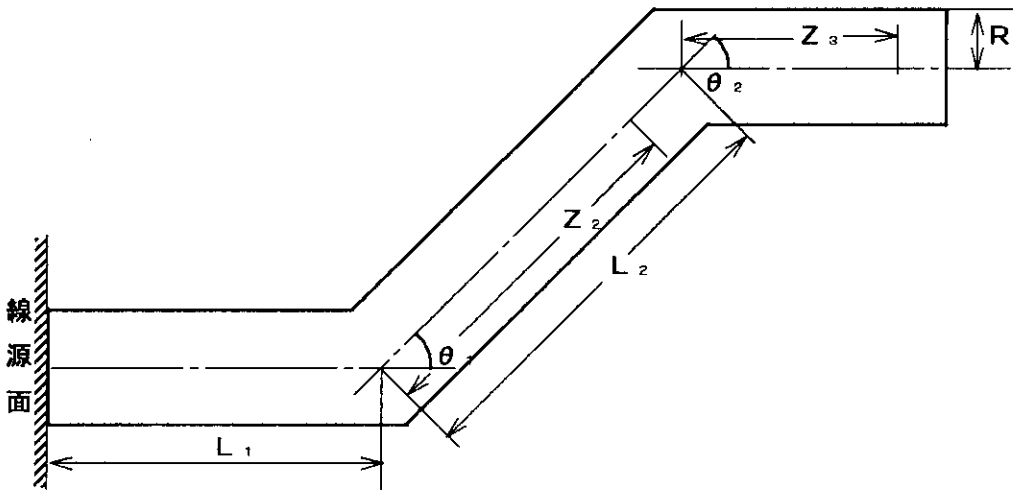


図２５　平面線源に屈曲ダクト

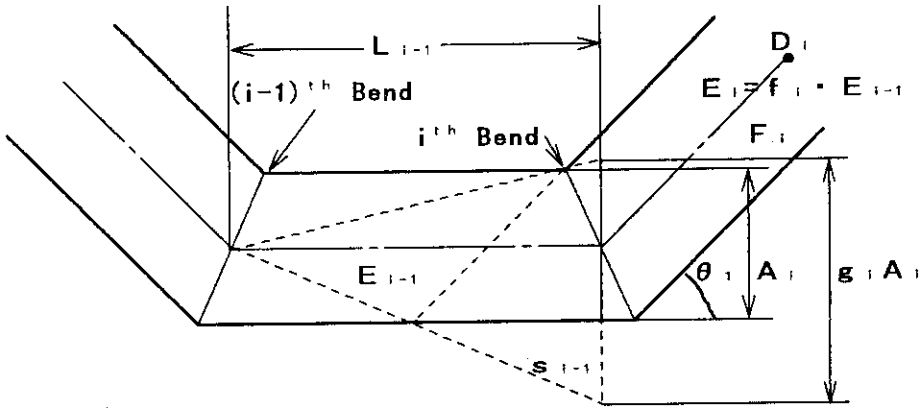


図２６　Wijker の式の各記号番号の関係と記号の意味[22]

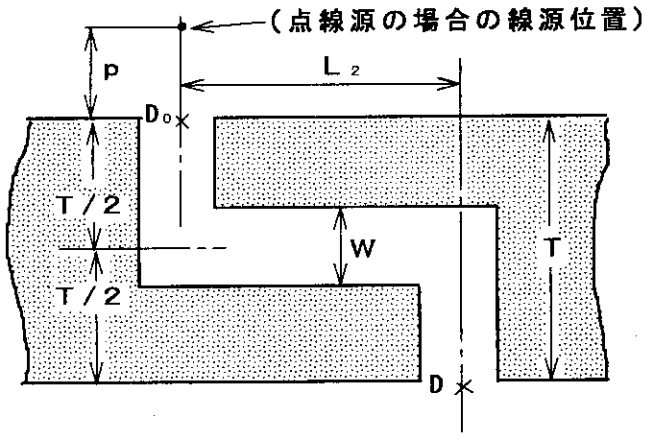


図２７　断面積がＷ×Ｈの矩形屈曲ダクト

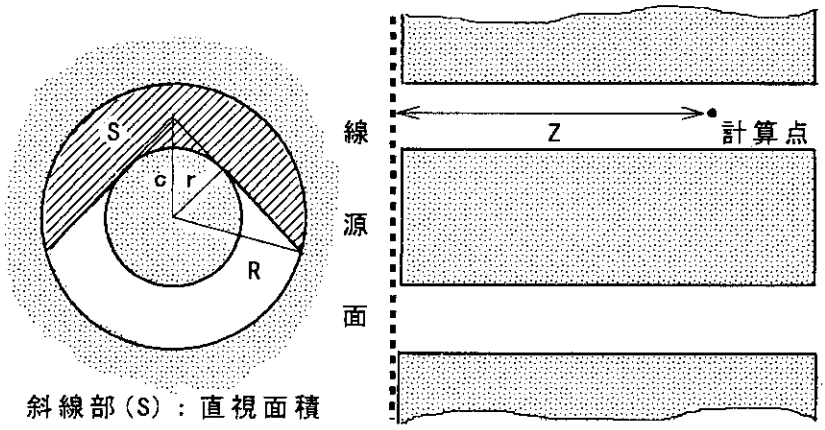


図２８　円環ダクトと計算点からの線源面直視面積

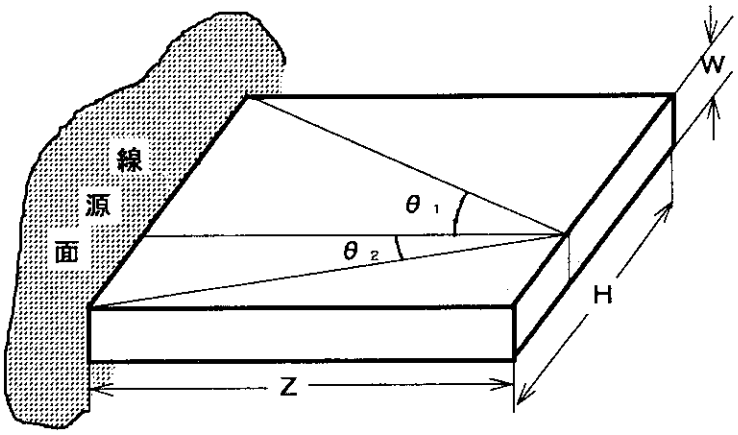


図２９　平面線源に矩形ダクト（スロット）

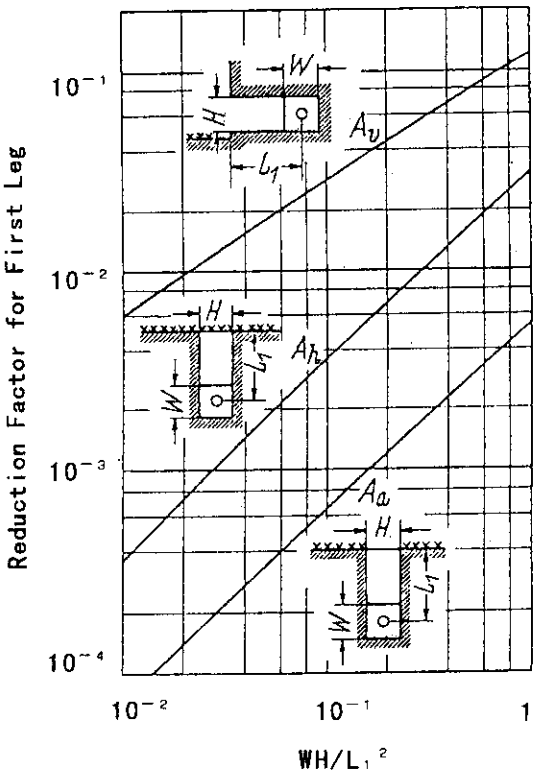


図３０　線源依存の減衰係数[7]

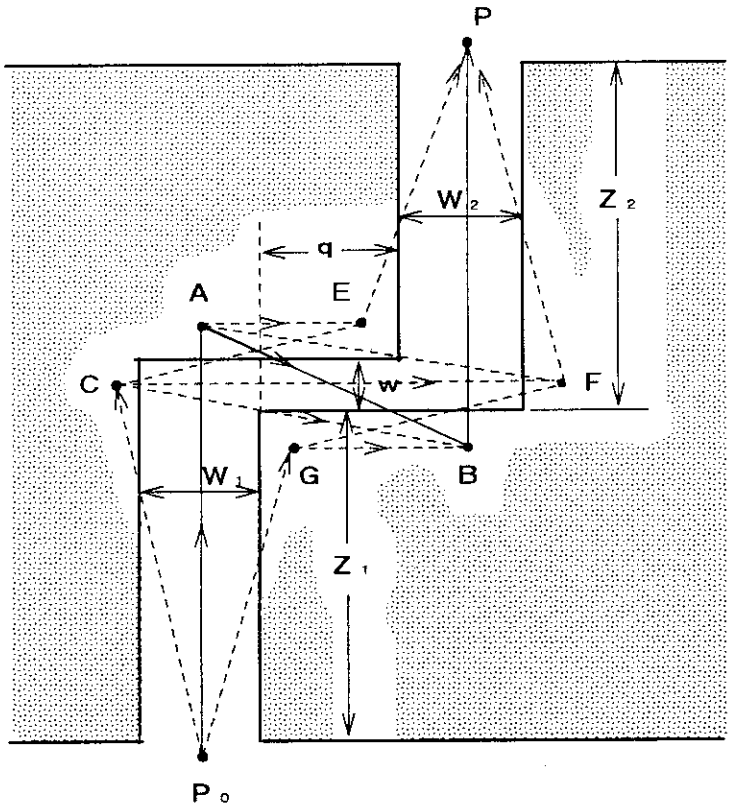


図３１　オフセット状空隙部での中性子漏洩経路[3]

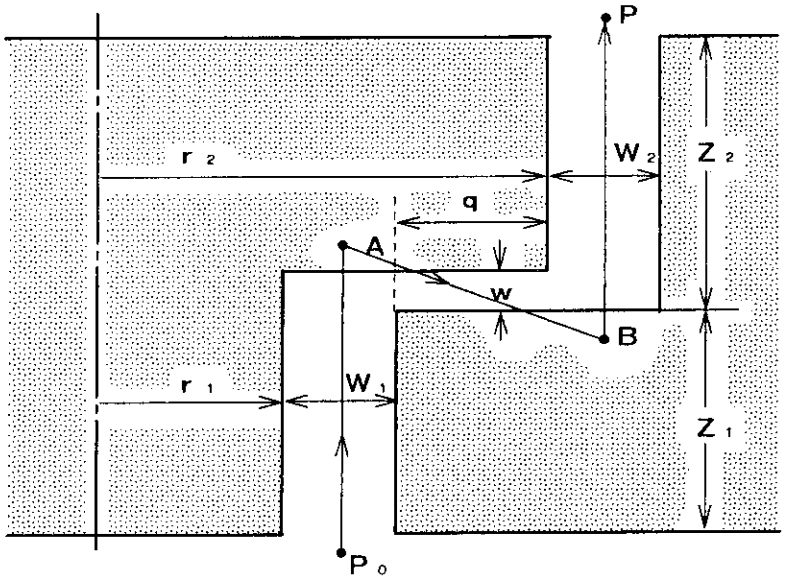


図３２　段付き円環ダクト（プラグ）での中性子漏洩経路

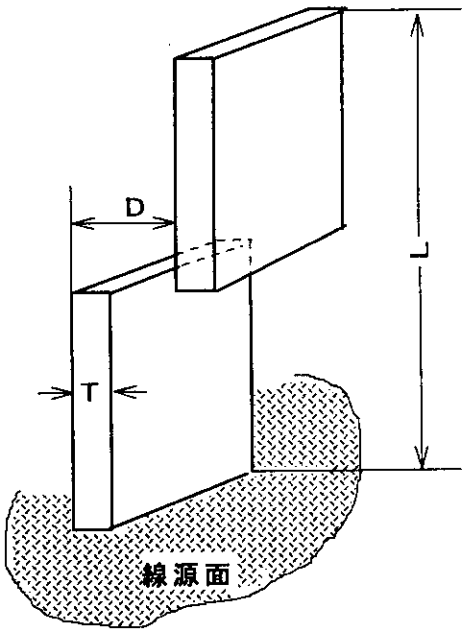


図３３　オフセットスロット

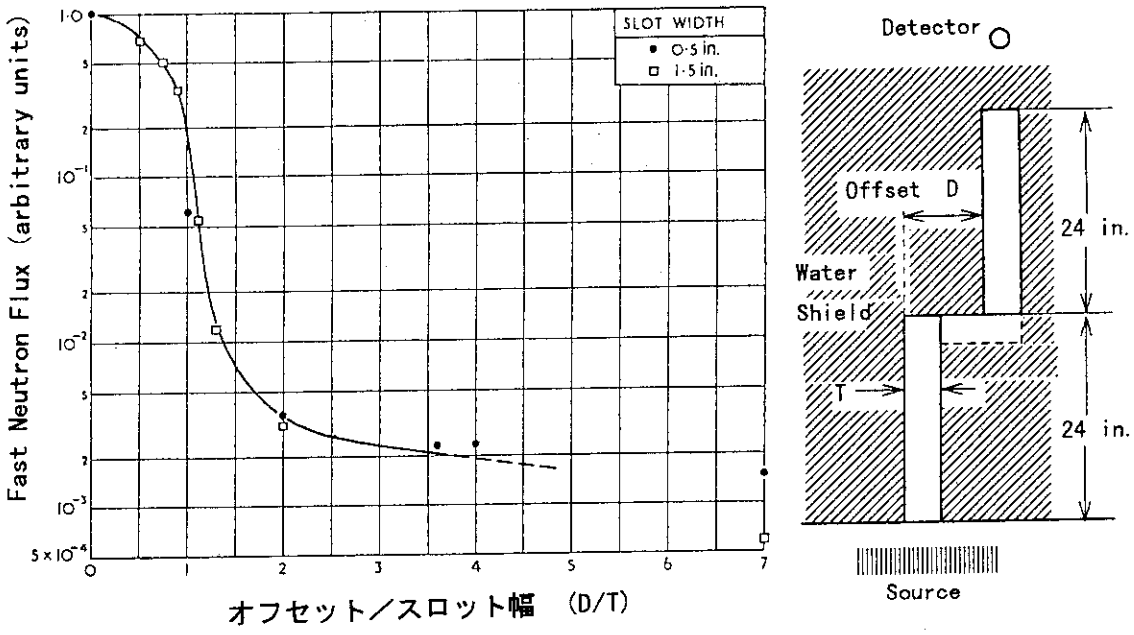


図３４　オフセットの形状変化に伴うスロット出口での速中性子束の変化（測定値）[6]

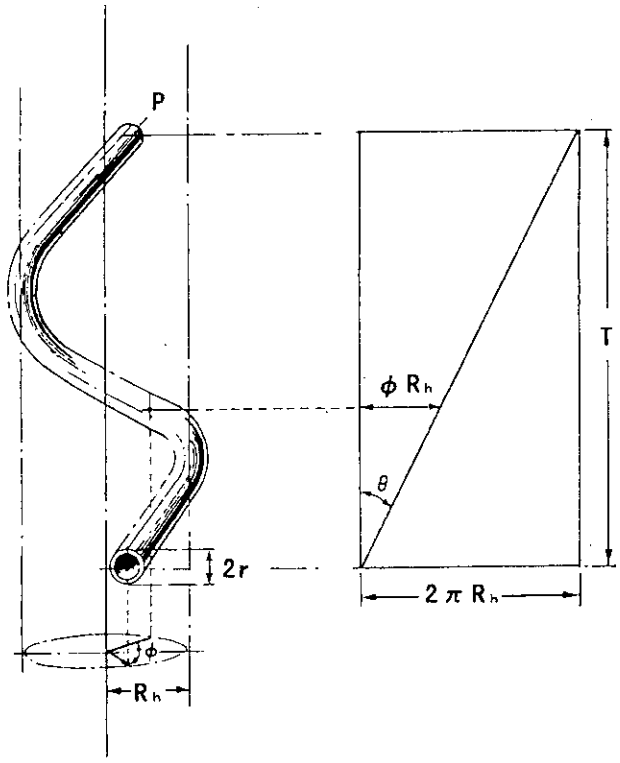


図３５　ヘリカルダクト[26]

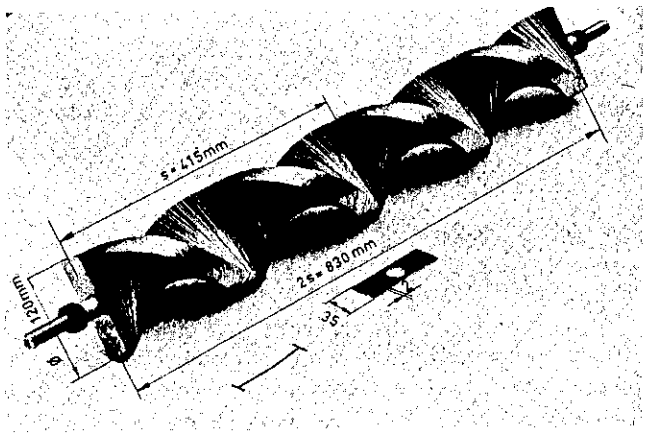


図３６　２回転ねじれたプラグの写真[27]

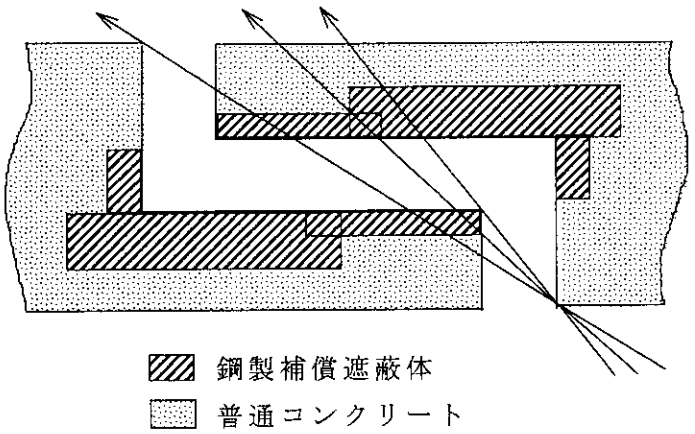


図３７　２回屈曲ダクトに対する補償遮蔽体の
形状と寸法を決定するラインの例

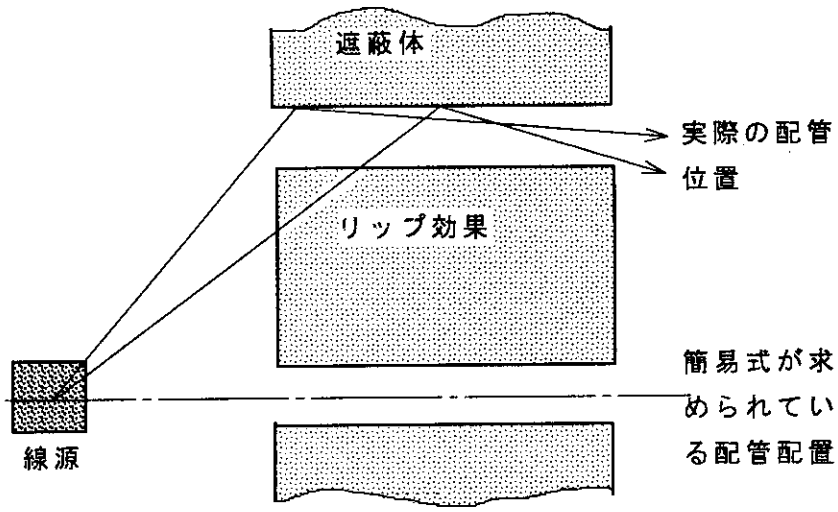


図３８　これまでの簡易式が対象としているダクト配置と実際のダクト配置

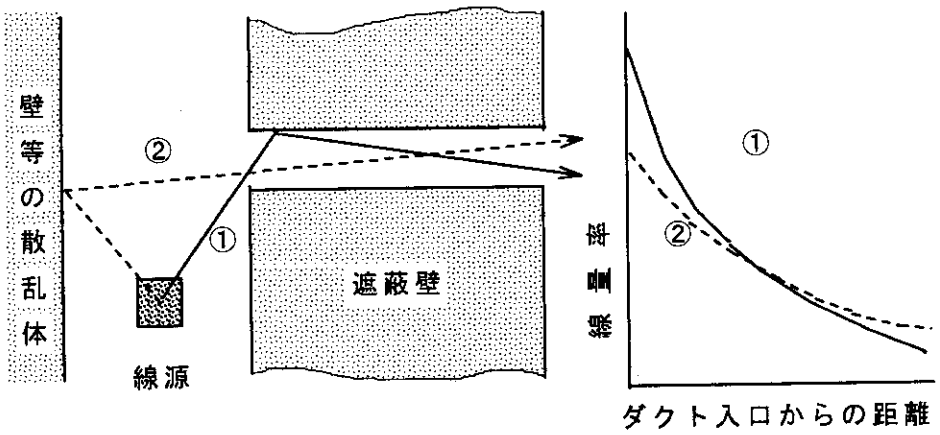


図３９　ダクト前方の壁等の散乱体によるストリーミング

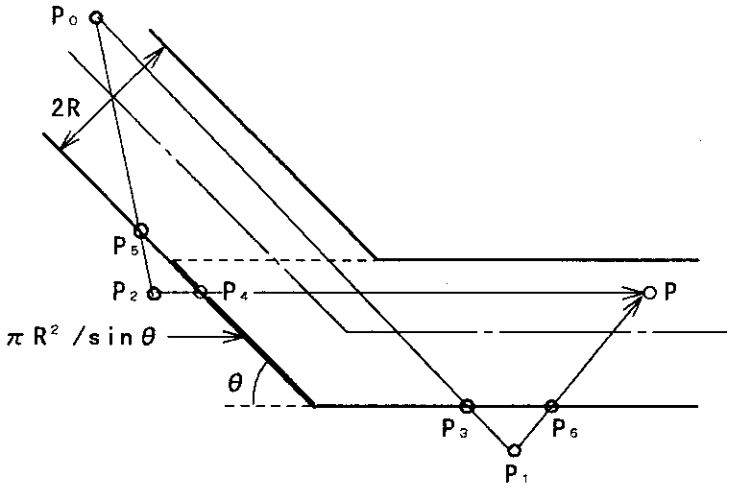


図４０　ダクト屈曲部を通過するストリーミング放射線の代表的な散乱経路

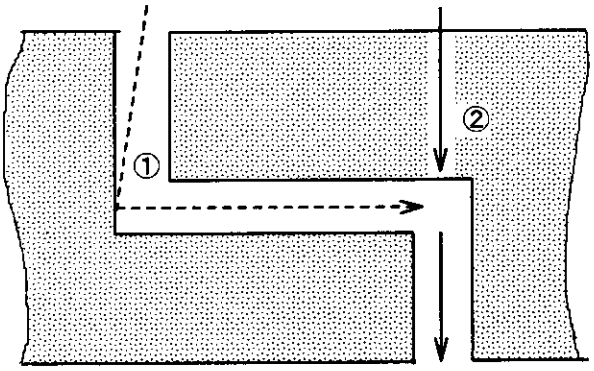


図４１　２回屈曲ダクトの第３脚部ストリーミング放射線の線源（②の透過放射線が線源として重要となる）

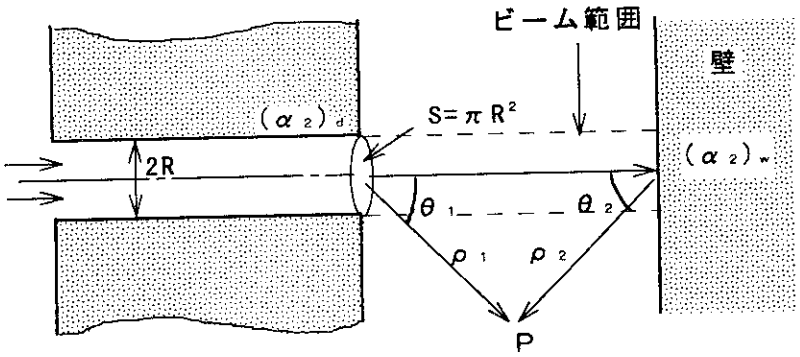


図４２　ダクト後部に壁がある場合、ダクト軸から離れた位置での線量率の計算

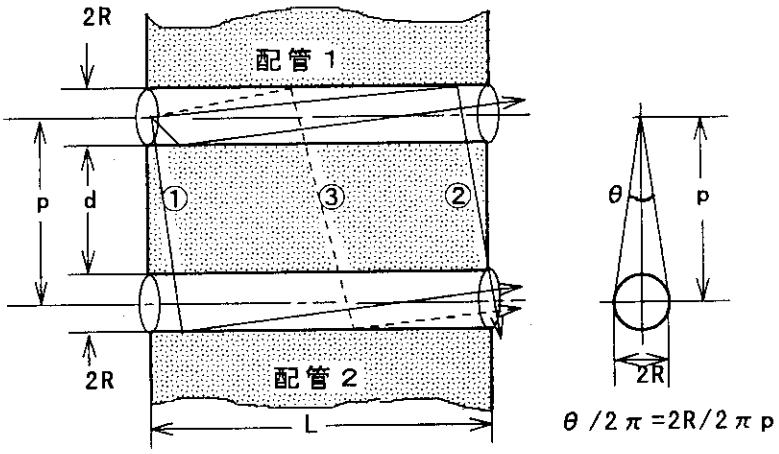
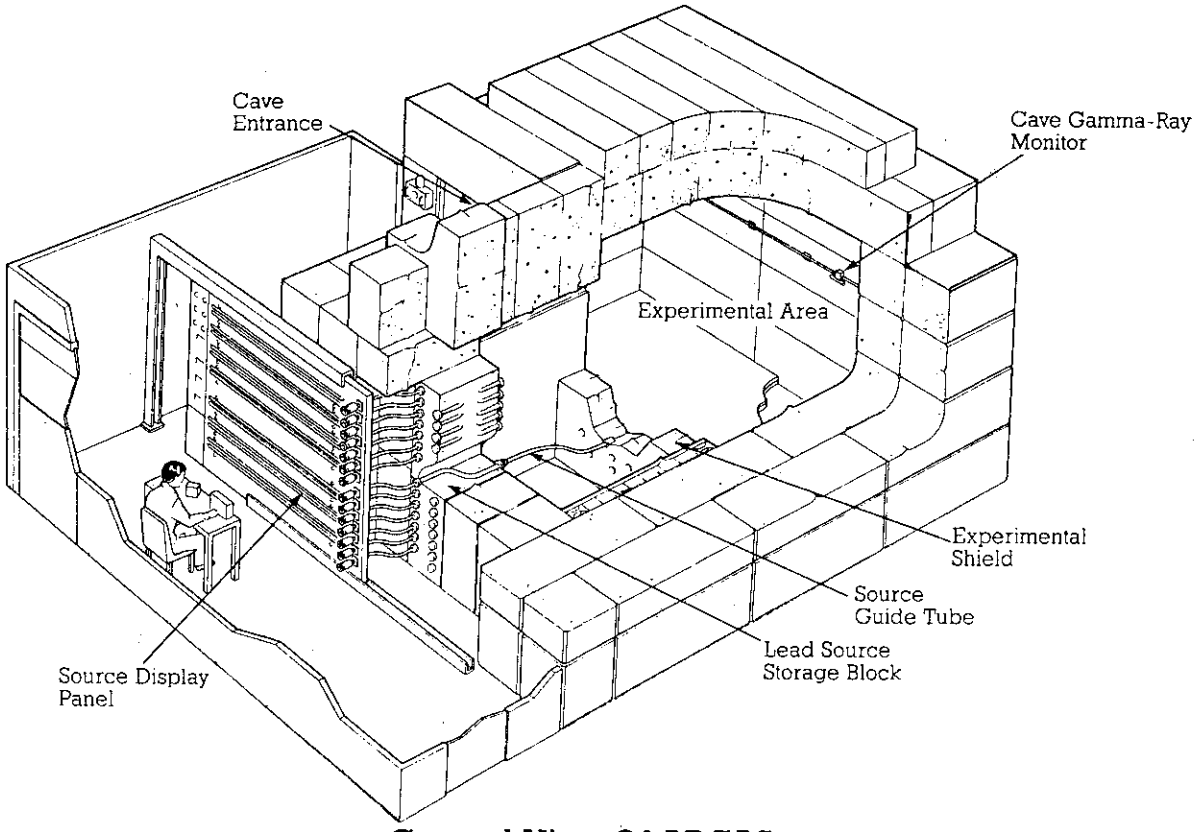


図４３　他の配管からの漏れ込み（①、②の経路が重要）



General View Of ARCAS

図４４　ＡＲＣＡＳ遮蔽実験設備