



KEK Proceedings 92-16
December 1992
A/R/D

第 2 回 E G S 4 研究会

Proceedings of the Second EGS4 User's Meeting in Japan
KEK, Japan
1992. 7. 20. — 22.

編 集：平山 英夫
波戸 芳仁
伴 秀一

edited by Hideo HIRAYAMA
Yoshihito NAMITO
Syuichi BAN

**NATIONAL LABORATORY FOR
HIGH ENERGY PHYSICS**

National Laboratory for High Energy Physics, 1992

KEK Reports are available from:

Technical Information & Library
National Laboratory for High Energy Physics
1-1 Oho, Tsukuba-shi
Ibaraki-ken, 305
JAPAN

Phone: 0298-64-1171
Telex: 3652-534 (Domestic)
(0)3652-534 (International)
Fax: 0298-64-4604
Cable: KEKOH0

はじめに

本レポートは、昨年に引続き1992年7月20、21、22日にKEK3号館セミナーホールにおいて、高エネルギー物理学研究所放射線安全管理センター主催で開催された『第2回EGS4研究会』での講演をまとめたものです。

EGS4を使用する研究者の人数、分野の拡大に伴って昨年度の研究会でも出された「EGS4システム」、「MORTRAN」、「ジオメトリールーチンの書き方」等の基本的な事項についての話を聞きたいという要望が多く寄せられていました。この要望に答え、EGS4をより有効に使用してもらうために、今回は開催期間を3日間にし、まる1日をこれらの基本的な事項についての講演にあてました。これらの講演内容は予稿集に詳しく書いてあるので本レポートには含んでいません。

研究会には所外62名、所内17名という昨年を上回る多数の出席者がありました。EGS4を使い始めたばかりの研究者やこれから使いたいという研究者の参加も多くこの研究会がきっかけになって新しいユーザー層が広がってきていることを示しているように思います。13件のEGS4を使用した研究についての講演では、昨年同様幅広い分野の話聞くことができました。専門分野が細分化され他分野の研究についての話を聞く機会が少なくなっている現状で、EGS4という手段を共通とする様々な分野の研究を交流できたことはそれだけでも有意義であったと思います。

忙しい時期にもかかわらず、積極的に講演の申し込みを行い、このレポートに寄稿していただいた方々に深く感謝するとともに、このレポートが今後のEGS4の利用に役立つことを願っています。

1992年12月

世話人 平山 英夫
波戸 芳仁
伴 秀一

目 次

1. EGS4コードの教育用ユーザインターフェイス	
動燃事業団 ^a 、CSK ^b 小無健司 ^a 、加瀬健 ^a 、 今西一文 ^a 、中村裕治 ^b ……………1	
2. 高速中性子による鉄の γ 線生成断面積の測定	京大 田辺英治、秦和夫……………7
3. 光核反応断面積測定のための制動放射線束の評価	
東北大サイクロトロン・RIセンター 宇野喜智、山寺亮、 中村尚司……………11	
4. 陽子線照射治療に伴う放射化空気の放射能濃度測定における検出器の校正	
筑波大 ^a 、三菱原子力 ^b 、三菱総研 ^c 多田順一郎 ^a 、岩井敏 ^b 、 佐藤理 ^c ……………16	
5. EGS4による放射性ガスモニターの応答計算	
動燃・大洗 鳥居建男、川越幸子、野崎達夫、安藤秀樹……………19	
6. 陽子線衛星搭載用 Si 半導体検出器の応答関数計算	
東北大サイクロトロン・RIセンター 高木俊治……………25	
7. γ 線、低エネルギーX線照射時の均質ファントム内吸収線量分布計算	
船研 ^a 、原研 ^b 、高エネ研 ^c 成山展照 ^a 、田中俊一 ^b 、波戸芳仁 ^c 、 吉澤道夫 ^b 、平山英夫 ^c 、伴秀一 ^c 、中島宏 ^b 、中根佳弘 ^b ……31	
8. 人体形状ファントムモデルを用いた線量当量計算へのEGS4汎用ユーザーズ版の 適用	動燃・東海 ^a 、三菱原子力 ^b 、原子力システム ^c 野尻一郎 ^a 、成田脩 ^a 、 岩井敏 ^b 、深作泰宏 ^c ……………38
9. コバルト-60治療装置の光子エネルギースペクトルと吸収線量の計算	
都立医療技術短大 斎藤秀敏、入船寅二、福田賢一、 福士政広、三枝健二……………46	
10. ポジトロンファクトリー用電子ライナックおよびターゲット系に関する考察	
原研高崎 金子広久、岡田漱平……………53	
12. EGS4を用いた核融合ダイバータへの逃走電子エネルギー沈着解析	
原研 ^a 、三菱総研 ^b 巧刀資彰 ^a 、秋葉真人 ^a 、小川益郎 ^a 、 佐藤理 ^b 、中村充志 ^b ……………56	
研究会プログラム……………	64
研究会参加者名簿……………	66

EGS4コードの教育用インターフェース

動燃事業団 小無健司、加瀬健
(株) CSK 今西一文、中村裕治

Interface of EGS4 for Tutorial Use

K. Konashi*, K. Kase*, K. Imanishi** and Y. Nakamura**

We have developed an interface of EGS4 for tutorial use. This program can be used on both of work station with UNIX and PC with DOS. The graphical input and output was designed for beginners of EGS4.

*Power Reactor and Nuclear fuel Development Corporation, Tokai
Ibaraki 319-11, Japan

**CSK Ltd., 4-2-30, Taga, Hitachi, Ibaraki 316, Japan

1. はじめに

ワークステーション (以下WS) 及びパソコン (以下PC) の性能向上に伴い、これまで大型計算機で使用されてきた科学技術用計算コードが、WS及びPCに移植され、利用できる様になってきている。また、WS及びPCは、大型計算機に比べGraphic User Interface (以下GUI) とその開発環境が整っている。そこで、WS及びPCのGUI環境を利用して、EGS4コードのパラメーター設定や、解析結果のグラフィック表示が行なえるプログラムを作成した。このプログラムは、WS及びPC上でのEGS4コードの簡易計算に利用できるばかりではなく、EGS4コードのCAI (コンピュータ支援教育) 用としても利用できる。

2. 計算機環境

プログラム作成に使用した計算機環境を表1、2に示す。

表1. ハードウェア環境

	ワークステーション	パーソナルコンピュータ*
名称	DEC station 5000 モデル200	NEC PC-9801RA
CPU (クロック)	R3000 (25 MHz)	80386 (16 MHz) + コプロセッサ
メモリ容量	16 Mbyte	5 Mbyte
ハードディスク容量	200 Mbyte	80 Mbyte
CRT	19インチカラー (1280×1024)	14インチカラー (640×400)

* IBM互換機についても動作確認を行った。

表2. ソフトウェア環境

	ワークステーション	パーソナルコンピュータ
EGS4	UNIX用EGS4	PC用EGS4
GUI	X-Window vcr 11.0	MS-Windows vcr 3.0
プログラミング言語	C、Fortran	MS-Fortran、VisualBasic

3. 特徴

(1) GUIの利用

このプログラムは、図1（WS版）、図2（PC版）に示すようなGUIを持っており、ここで計算条件の設定、および結果のグラフィック表示を行うことができる。そのため、EGS4に慣れていないユーザーも容易に計算を行うことが可能となった。また、両者のGUI環境（表2）が使えるハードウェアならば、機種を問わずにこれらのプログラムを利用することが可能である。

(2) 解りやすいパラメーター設定

EGS4の計算時に必要な各パラメーターの設定を、3章（1）で述べたGUIを用いて行うことができる。そのため、ユーザーコード自体を変更する必要がなくなり、パラメーターの変更による結果の違いを直ちに確認することができる。

以下に、設定可能なパラメーターを示す。

- ・入射粒子種（電子、陽電子、 γ 線）
- ・入射粒子エネルギー（MeV単位）
- ・入射粒子数
- ・ターゲット物質（Fe、Pb）
- ・ターゲット厚さ（cm単位）
- ・エネルギーカット（MeV単位）

WS版は、図1の画面下に並んでいるボックスを用いてパラメーターの入力を行う。また、PC版は図3のように、パラメーター設定用ウィンドウを使って入力を行う。

(3) 2モードの結果表示

計算結果はグラフィックで表示されるが、その表示方法にはモニターモードとバッチモードがある。モニターモードでは、入射粒子1個ずつについて、モンテカルロにより選ばれる物理過程を、画面上でモニターしながら計算することができる。この時、粒子のエネルギー、相互作用の起きた位置、eventの種類等を、モニター情報として表示するようになっている。また、バッチモードの場合は、モニター無しに結果だけを表示できるので、入射粒子が多い場合に適している。

以上の機能に合わせて、PC版の方には、再計算無しで図だけを描き直すRedraw機能

や、ターゲットや各粒子のカラー変更機能（図4）などを追加してある。

4. 実施例

今回は例として、一次元平板及び円柱ターゲットに電子、陽電子、 γ 線が入射する場合を取り扱った。図1、図2に示す結果は、厚さ3cmの鉄の円柱ターゲットに1000MeVの電子を10発入射した場合のターゲット中での電磁シャワーである。

5. WS版とPC版の比較

(1) 速度

WS版とPC版の速度の差を知るために、実際に動作させて計測を行った。計算条件は4章で述べたものと同様であり、計測は計算開始からバッチモードで図を描き終るまでの時間である。計測結果を表3に示す。

WS版とPC版とでは、プログラムの作成方法に違いがあるので単純な速度比較はできない。しかし、両者の計算速度はCPUの性能を反映しており、明かにWS版の方が高速である。従って、WS版に比べてPC版はヒストリー数等に制限を受けるものと考えられる。そこで、動作確認のためにIBM互換機（CPU:80486、クロック33MHz）でPC版を動作させてみたが、同じPC版でもかなりの差ができた。これ位のハードウェアであれば、PC版でも十分に実用に耐えうるものであることが分かった。

PC版については、また別の問題がある。WS版が計算しながら図を描いているのに対し、PC版は計算を終了してから図を描き始めるようになっている¹。そのため、計算開始から結果のグラフィックを描き始めるまでのレスポンスは、WS版の方が格段に高速である。

表3. WS版とPC版の速度比較

	DEC station 5000	PC-9801RA	IBM互換機 486
時間 (秒)	6.93	94.0	22.61

(2) グラフィック

今回の開発に用いたWSとPCの解像度を比較すると、PCの方はWSの約4分の1程しかない。だが、現在のPCの解像度であっても、粒子の軌跡を確認するには十分であることが分かった。また、PCの方でも解像度の高いビデオボードの利用を考えている²。

(3) GUI

PC版のGUIは、DOS系PCの標準になりつつあるMS-Windowsを利用した。また、そのための開発環境としてVisualBasicを利用した。VisualBasicはWindows用のGUIを容易に作成することができるため、開発時間を短縮することができた³。また、

¹現在はファイル経由でデータのやり取りをしている。速度の点ではネックとなっているが、Redraw機能などを実現するには役に立っている。

²800×600や1024×768のものがある。

³従来の開発環境では、GUIの開発の部分に全体の半分以上の時間を費やしていた。

後々のGUI変更も容易に行うことができる。

WS版のGUIは、X-Windowを用いている。だが、X-Windowはあくまでもウィンドウシステムであり、GUIのパーツ（ボタンや入力用ボックスなど）を持っておらず、今回の開発ではこれらの部分をオリジナルで作成している。今後、これらの部分をX-Window用のGUI⁴で作成することも考えられる。

6. 今後の課題

図1、図2の様な電磁シャワーに加えて、 γ 線スペクトル、照射線量等を出力結果として表示する。また、図の縮小拡大や3次元表示などを追加すれば、より便利なツールになると思われる。GUIについては、さらに洗練されたものにする。特にWS版については改良の余地がある。

EGS4コードの教育用に、今回作成したプログラムを利用することが考えられる。CAIで使用するには、ハードの普及の点から考えて、PC版の方が便利であると思われるので、PC版の速度面や使い勝手を再検討する必要がある。それに合わせて、教育用の問題作成や、動画や音などのマルチメディア機能の追加も必要である⁵。

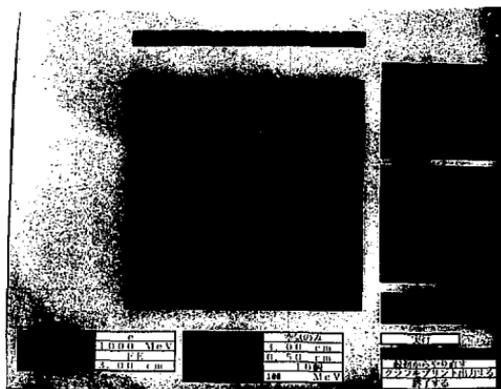


図1. 実行例 (WS版)

⁴ OPEN LOOKやOSF/Motifなどを考えている。

⁵ 現在でも入射粒子がターゲットに向かって飛んで行くところをアニメーションで表示している。



図 2. 実行例 (PC版)

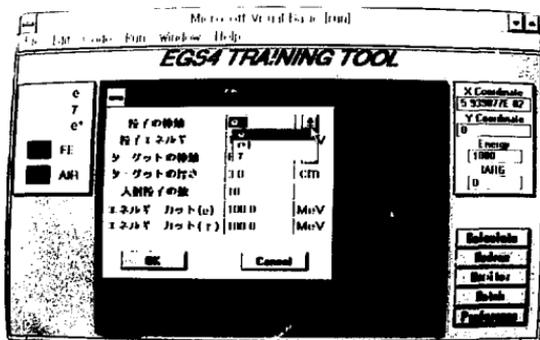


図 3. パラメーター設定ウィンドウ (PC版)

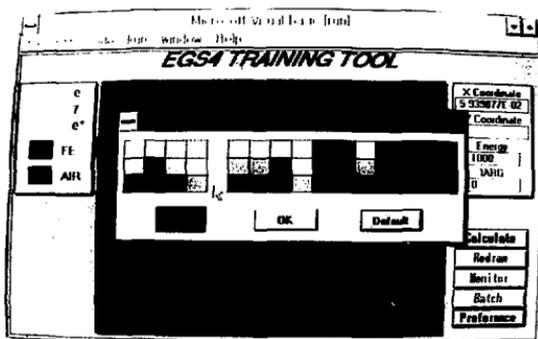


図4. カラー変更ウィンドウ (PC版)

3-33MeV 中性子による鉄の γ 線生成断面積の測定

京都大学工学部 田辺 英治、秦 和夫

Gamma-Ray Production Cross Section of Iron for Incident Neutron Energy Between 3 and 33MeV

Eiji Tanabe and Kazuo Shin

Dept. of Nuclear Engineering, Kyoto University.

Yoshidahon-machi, Sakyo-ward, Kyoto-city, Kyoto Japan

Neutron-induced gamma ray production cross sections of iron were measured at incident neutron energies 3-33 MeV. The gamma-ray spectra were measured with a BGO spectrometer using the cyclotron at CYRIC, Tohoku university and the Be(p,n) reaction as the neutron source. The resulting spectra were unfolded and corrections were applied for neutron and gamma-ray attenuation.

1 序

今日医療用照射施設や核分裂生成物の消滅処理施設、物性研究などの工学的応用等広い分野への加速器の応用が盛んになっている。このような施設では現在原子炉や核融合炉で対象とされているエネルギーより高いエネルギーを持つ放射線が発生、利用される。

これらの放射線のうち、特に中心的な役割を果たすのは中性子である。しかしこのような中性子についてみると必要とされる数十 MeV 以上のエネルギーにおいて核データの測定例は極めて少ない。

本研究では、中性子データのうち特に γ 線の生成断面積を取り上げ、鉄についての測定を行った。鉄を取り上げたのは構造材として鉄が多く利用されるからである。

2 実験

実験は東北大学サイクロトロンラジオアイソトープセンターの AVF サイクロトロンを用いて行った。

実験に使用した中性子は 35MeV に加速した陽子を、厚さ 20mm の Be ターゲットに入射させ、(p,n) 反応により放出されたものである。

実験の配置は Fig.1 の通りである。

γ 線スペクトルの測定には直径 2 インチ、長さ 1 インチの BGO 固体シンチレータを用いた。また、中性子スペクトルの測定は直径 3 インチ、長さ 3 インチの NE-213 有機液体シンチレータを、ビーム軸上の鉄サンプルの位置に置いて行った。

測定したデータは、波高、立ち上がり時間、飛行時間の 3 次元のデータである。

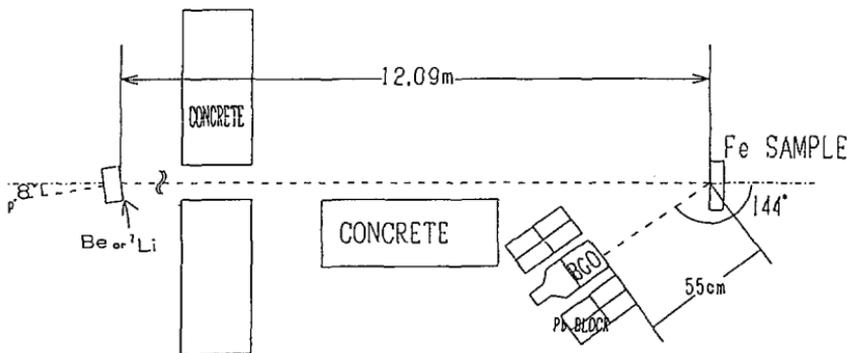


図1: BGOにより鉄サンプルからの γ 線を測定するときの配置

3 解析

3.1 BGOの γ 線に対するレスポンス関数の計算

BGOのレスポンス関数は、EGS4電子-光子モンテカルロ計算コードを用いて計算した。計算は2MeV以下は0.25MeV毎に、10MeVまでは0.5MeV毎に、更に30MeVまでは1.0MeV間隔で、50MeVまでは2.0MeV間隔で実施し、Am-Beおよび ^{137}Cs の γ 線の測定値を用いて分解能を決めた。最終的には0~50MeVまでの 54×54 のレスポンス行列として構成した。

3.2 中性子スペクトル

NE-213の入射粒子による立ち上がり時間の違いを利用して測定したデータの n - γ 分離を行った。

中性子のエネルギーはTime Of Flight法により求めた。Beターゲットで発生した中性子が検出器に来るまでの時間 t がわかっているならば、ターゲットから検出器までの距離を L 、中性子の静止質量を M 、光速を c として、中性子のエネルギー E は、

$$E = Mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - L^2/c^2 t^2}} - 1 \right)$$

で与えられる。飛行時間の測定データより t を求め、これから中性子のエネルギー E を求める。

以上によって求めたエネルギー分布を検出器の検出効率で割ると、中性子のエネルギースペクトルが求められる。Beターゲットからの中性子スペクトルをFig.2に示す。

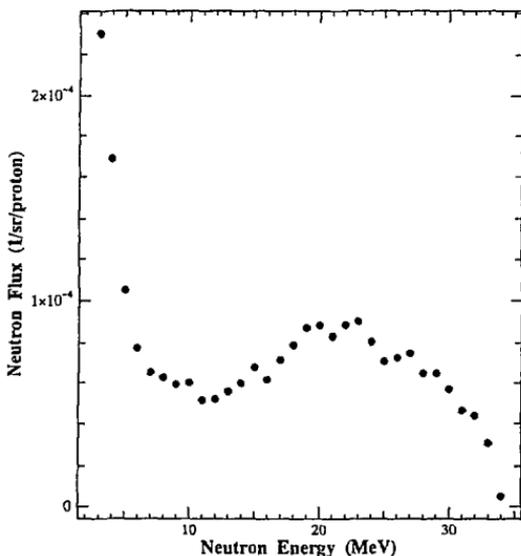


図 2: Be ターゲットからの中性子の立ち上がり時間 対 波高分布

3.3 γ 線スペクトル

実験で測定した γ 線の波高分布から γ 線のエネルギースペクトルを求めるために、波高分布を入射中性子のエネルギーについてまとめあげる。入射中性子のエネルギー区間幅は統計に十分なように 3MeV の幅とした。

この波高分布より、FERDO 計算コードにより先に計算した BGO のレスポンス関数を用いてアンフォルディングを行った。

なおこの際、波高分布と γ 線エネルギーのキャリブレーションを ^{137}Cs 、Am-Be γ 線源によって行った。

3.4 γ 線生成断面積

これまでで中性子スペクトル $\Phi(E)$ 、 γ 線スペクトル $\phi(E')$ がわかっているので、求める γ 線生成断面積 $\sigma(E, E')$ は、鉄サンプルの体積を V 、鉄の原子密度を N として、

$$\phi(E') = \Phi(E)\sigma(E, E')\eta_n\eta_\gamma NV$$

と書ける。ただし、 η_n, η_γ はそれぞれ中性子、 γ 線の減衰に対する補正項である。

η_γ は、鉄サンプル中で発生した γ 線が鉄により減衰されるための補正項である。物質内での γ 線の吸収は、物質の吸収係数を μ 、物質を通過した距離を x とすると、 $e^{-\mu x}$ だけであるので、今考えている体系では γ 線の発生が一様であるとして、

$$\eta_\gamma = \frac{1}{l} \int_0^l e^{-\mu x} dx$$

とできる。ただし、 l はサンプルの厚さである。この取り扱いはい、EGS4 によるモンテカルロ計算の結果とほぼ一致した結果が得られた。

η_n は、鉄サンプル中での減衰が非弾性散乱のみによるものとし、減衰した中性子はすべてなくなると取り扱った。鉄サンプル中の深さ x での中性子束を $\phi_n(x)$ とし、非弾性散乱断面積を σ_{non} とすると、 $\phi_n(x) = \phi_n(0)e^{-N\sigma_{non}x}$ 。鉄サンプル中での反応が一様であると考え、これを積分して

$$\eta_n = \frac{1}{l} \frac{1}{N\sigma_{non}} (1 - e^{-Nl\sigma_{non}})$$

となる。

4 結果

本研究によって求められたエネルギー微分 γ 線生成断面積の一部を Fig.3 に示す。

またエネルギー積分 γ 線生成断面積を Fig.4 に示す。

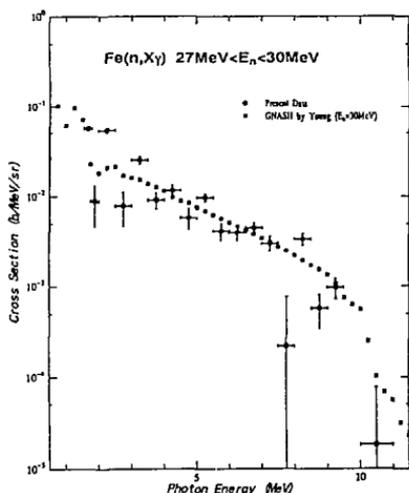


図 3: 30-33MeV 中性子による鉄の γ 線生成断面積

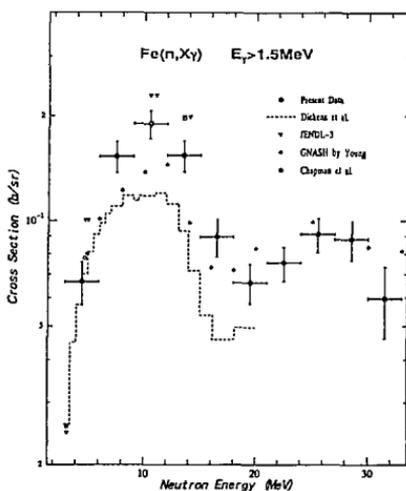


図 4: 鉄のエネルギー積分 γ 線生成断面積

これらの結果は、文献値のある低い中性子エネルギーの範囲で Dickens ら¹⁾、Chapman ら²⁾の値と誤差の範囲内で良い一致を示した。また、Young ら³⁾の GNASH による計算とも良い一致が得られた。さらに測定例の無い 20MeV 以上のデータを与えることができた。

参考文献

- 1) J.K.Dickens, G.L.Morgan, and F.G.Derey, *NSE 50*, 311-336(1973)
- 2) G.T.Chapman, G.L.Morgan, and F.G.Derey, ORNL-TM-5416, ORNL(1976)
- 3) P.Young, Private communication

光核反応断面積測定のための制動放射線束の評価

東北大学サイクロトロン・R1センター 宇野 喜智、山寺 亮、中村 尚司

Estimation of Bremsstrahlung Flux for Measurement of Photonuclear Reaction Cross Sections

Yoshitomo Uno, Akira Yamadera, Takashi Nakamura

Tohoku University, Cyclotron and Radioisotope Center
Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980 Japan

For investigating the isotopic dependence of photonuclear reaction cross sections around ^{90}Sr and ^{137}Cs , the average cross sections of (γ, n) reaction were measured by activation method. The enriched samples of ^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{88}Sr , ^{85}Rb , ^{87}Rb , ^{98}Ru and ^{104}Ru isotopes were irradiated by bremsstrahlung photons. They were produced from 1 mm thick platinum target bombarded by 60 MeV electrons which extracted from the electron linear accelerator of Tohoku University. The energy spectrum of bremsstrahlung at an irradiation point was calculated by the EGS4 code and the absolute flux was obtained from induced activities of Au monitor foils irradiated together with samples.

1. はじめに

光核反応による高レベル放射性廃棄物の消滅処理の基礎的研究⁽¹⁾として、 ^{90}Sr と ^{137}Cs の (γ, n) 反応断面積を評価するために、 ^{90}Sr と ^{137}Cs 付近の核種の (γ, n) 反応断面積の同位体依存性を調べた。60MeV電子による制動放射線で、 ^{84}Sr 、 ^{86}Sr 、 ^{88}Sr 、 ^{85}Rb 、 ^{87}Rb 、 ^{98}Ru 、 ^{104}Ru の濃縮同位体サンプルを照射し、放射化法により (γ, n) 反応の平均断面積を測定した。試料照射位置における制動放射線束の絶対値を、EGS4コード⁽²⁾により計算したエネルギースペクトルと試料とともに照射した金箔モニターの放射能により求めた。

2. 実験

実験は東北大学理学部付属原子核理学研究施設の電子ライナックを用いて行った。照射配置図を図1に示す。電子ライナックにより60MeVに加速された電子を、直径18mm、厚さ1mmの白金コンバータに入射させて制動放射線を発生させて試料を照射した。コンバータを透過した電子はPtターゲットのすぐ後ろに置かれたスニープマグネットで掃引し

て下方の水槽に入射させ、試料に入射しないようにした。照射後、試料を高純度 Ge 検出器で測定し γ 線スペクトロメトリーにより放射化率を求めた。

制動放射線束のエネルギースペクトルは入射電子のエネルギーを最大エネルギーとする連続スペクトルであるので、実験では平均反応断面積しか得られない。制動放射線束を $\phi(E)$ 、試料の放射化率を P とすると、平均反応断面積 $\bar{\sigma}$ は次式で計算される。

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma(E) \cdot \phi(E) dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi(E) dE} = \frac{P}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \phi(E) dE} \quad (1)$$

積分の範囲は (γ, n) 反応の巨大共鳴領域を含むように、 $E_{\min} = 9\text{MeV}$ 、 $E_{\max} = 25\text{MeV}$ とした。

3. 制動放射線束の評価

試料の照射位置での制動放射線束の絶対値は、試料と同時に照射した金箔モニターの放射化率と EGS4 で計算した入射電子 1 個当たりの制動放射線スペクトルから求めた。金の放射化率 P_{Au} は

$$P_{\text{Au}} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma_{\text{Au}}(E) \cdot \phi(E) dE \quad (2)$$

と表わされる。 $\sigma_{\text{Au}}(E)$ は $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ 反応の励起関数である。制動放射線束 $\phi(E)$ は、EGS4 で計算した入射電子 1 個当たりの制動放射線束 $\phi_{\text{EGS4}}(E)$ に平均電流値に相当する定数 C を乗じたものであるとす。

$$\phi(E) = C \cdot \phi_{\text{EGS4}}(E) \quad (3)$$

定数 C は式 (2) と (3) から、

$$C = \frac{P_{\text{Au}}}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma_{\text{Au}}(E) \cdot \phi_{\text{EGS4}}(E) dE} \quad (4)$$

として求めることができ、制動放射線束の絶対値が得られる。

励起関数 $\sigma_{\text{Au}}(E)$ には Dietrich らの文献⁽³⁾の値を用い、積分範囲は $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ 反応の巨大共鳴ピークを含むように $E_{\min} = 8\text{MeV}$ 、 $E_{\max} = 25\text{MeV}$ とした。

EGS4 による計算は図 2 のような体系で行なった。スウィープマグネットや試料台などは省略した。電子は白金コンバータの中心から半径 2mm の円内に垂直に入射するものとし、白金コンバータ以外の場所は空気 ($\text{N}_2:80\%$, $\text{O}_2:20\%$) とした。Pt ターゲットを通り抜けた電子は、スウィープマグネットで掃引したという実験条件に合せて追跡しないこととした。

4. 結果と考察

EGS4 コードで計算した入射電子 1 個当たりの試料照射位置における制動放射線スペクトルと、 $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ 反応の励起関数を図 3 に示す。

計算された制動放射線束と金箔モニターの放射化率から、実験での実際の定数 C の値は $C = 1.11 \times 10^{14} \pm 2.83 \times 10^{12}$ [electrons/s] と求められた。

実験により得られた ^{84}Sr 、 ^{86}Sr 、 ^{88}Sr 、 ^{85}Rb 、 ^{87}Rb 、 ^{98}Ru 、 ^{104}Ru の平均断面積を図4に示す。図4には、計算された制動放射線スペクトルとDietrichらの文献⁽³⁾に示されている励起関数から計算したGe、Se、Rb、Sr、Y、Nb、Mo、Rh、Agの平均断面積も併せて示した。式(1)から明らかなように、励起関数の文献値から求めた平均断面積は定数Cに無関係である。実験から得られた平均断面積と励起関数の文献値から求めた平均断面積の比較から、求めた制動放射線束の値が妥当なものであることがわかる。

5. まとめ

EGS4コードにより計算した制動放射線スペクトルと金箔モニターの放射化率から、制動放射線束の絶対値を得ることができた。 ^{84}Sr 、 ^{86}Sr 、 ^{88}Sr 、 ^{85}Rb 、 ^{87}Rb 、 ^{98}Ru 、 ^{104}Ru の (γ, n) 反応の平均断面積を測定し、 (γ, n) 反応の同位体依存性が調べられた。

参考文献

- (1) 中村 尚司他：「超ウラン元素を含む放射性廃棄物の光分解消滅のための基礎研究(V)」
動力炉核燃料開発事業団委託研究成果報告書、PNC PJ1601 91-003
- (2) W. R. Nelson, H. Hirayama and D. W. O. Rogers : SLAC-265(1985)
- (3) S. S. Dietrich and B. L. Berman : "Atlas of Photonuclear Cross Section Obtained with Monoenergetic Photons", UCRL-94820(1986)

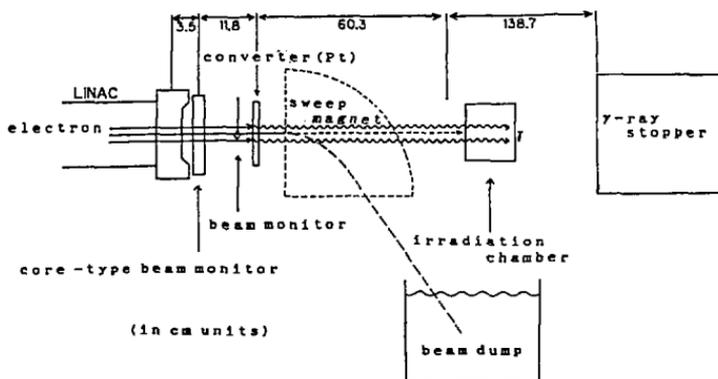


図 1: 照射配置図

電子は白金コンバータの中心から半径0.2cmの円内に垂直に入射

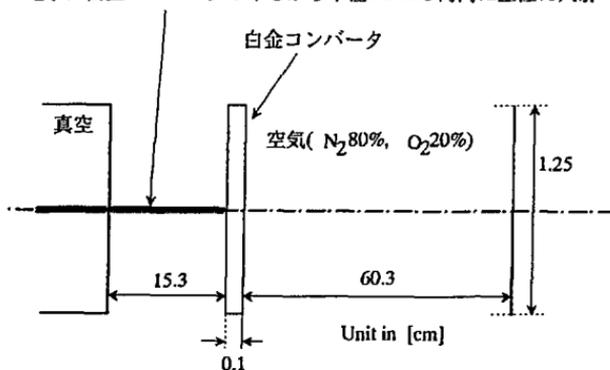


図 2: EGS4 による計算の幾何条件

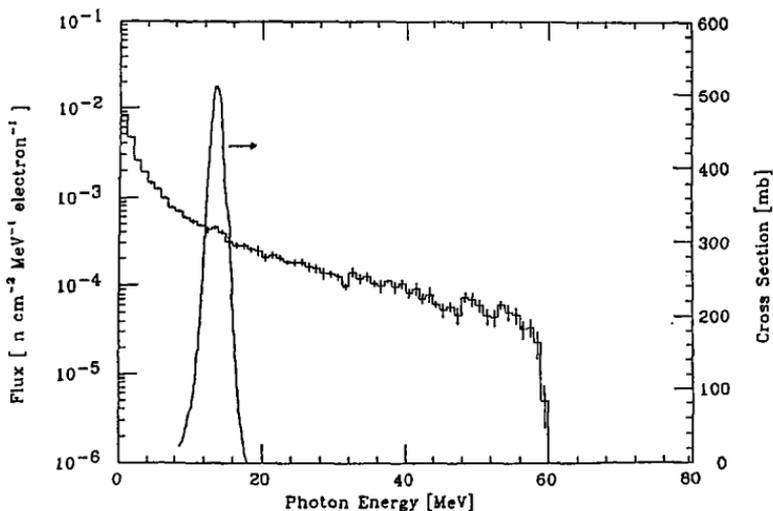


図 3: EGS4 で計算した制動放射線スペクトルと $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ 反応の励起関数

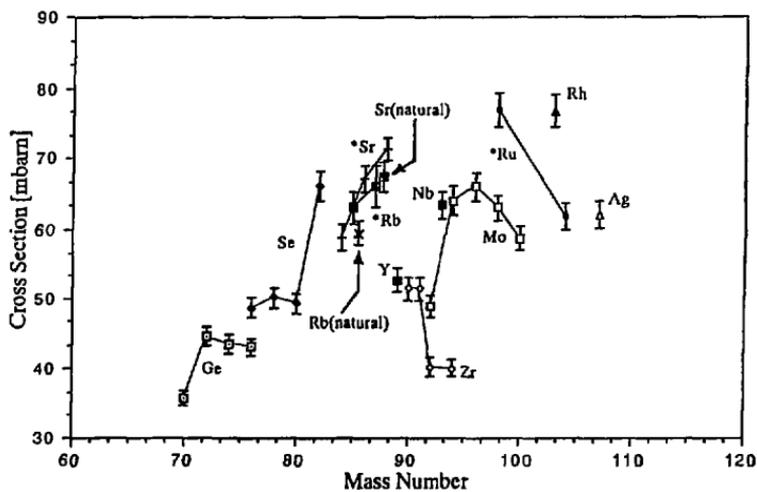


図 4: ^{90}Sr 付近の核種の平均断面積の同位体依存性 (*:実験値)

陽子線治療に伴う放射化空気の 放射能濃度測定における検出器の校正

筑波大学陽子線医学利用研究センター：多田 順一郎
三菱原子力工業株式会社大宮研究所：岩井 敏
株式会社三菱総合研究所：佐藤 理

Calibration of a detector to measure radioactive concentration in
the room air during proton beam therapy.

PMRC, Tsukuba university : Junlchiro Tada
Mitsubishi Atomic Power Industries, Inc. : Satoshi Iwai
Mitsubishi Research Institute, Inc. : Osamu Sato

When patients are irradiated by proton beam for cancer treatment, the beam crosses the room air over certain distance. This results the room air getting radioactive due to nuclear reactions such as $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ and $^{16}\text{O}(p, \text{spallation})^{11}\text{C}$. Thus the measurement of the radioactive concentration of the air is of importance as a point of radiation protection. The response of the gas monitor depends not only on the energy spectrum of emitted β -rays but also on the wall material and the geometry of the ionization chamber. Consequently, the calibration of the detector is necessary. As the standard activity samples are not available for those nuclides with short half life, ^{11}C , ^{13}N , etc., EGS-4 code is utilized to calculate the detector response. The result shows that the response of the detector (Tritium Room Monitor MGR-120X, Aloka) for these nuclides is about one tenth of that for tritium. With this calibration factor the radioactive concentration in the air of treatment room is estimated as 0.6 Bq/cc at maximum, where the beam energy and the fluence rate are 160 MeV and $6.4 \times 10^6 \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ respectively.

がんの陽子線による治療では、陽子ビームが空気中を通過するため、空気の放射化が生じる。放射化物による照射室内空気の汚染濃度の測定は、陽子線治療施設における放射線診療従事者等の内部被曝線量評価に不可欠な情報である。放射化した空気に含まれると予想される主な放射性同位元素は、 ^{11}C 及び ^{13}N である。電離箱式の β 線ガスモニタの応答は、放出される β 線のスペクトルばかりでなく電離箱の幾何学的構造や電離箱の壁や電極の材質に依存する。そのため、 β 線ガスモニタは、測定対象となく核種毎にその応答を校正しなくてはならない。ところが、上記の陽電子放出核種は、何れも半減期が極めて短いため、ガスモニタの指示値校正に用いる標準濃度資料が存在しない。そこで、これ等の放射性同位元素と、ガスモニタが既に較正值を与えられている ^3H とに関し、EGS4によりモニタ・チャンバー内へのエネルギー沈積量を算出し、上記短半減期核種に関する

較正値を決定して、照射室内空気の測定を行なった。

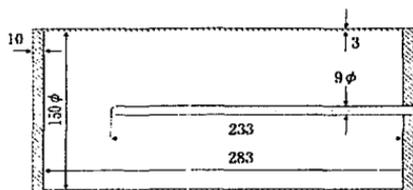
ガスモニターの構造は、右図の様に、内直径150mm・内法長さ283mm(材質ABS樹脂：側壁厚3mm、内面を厚さ0.2mmの銅で鍍金、端壁厚10mm)、中心電極直径9mm、同長さ233mm(材質アルミ、先端部を半球状に加工)の同軸円筒型である。

モンテカルロ計算により得られた電離箱のエネルギー沈着量(β 又は β' 粒子1個当りの平均沈着エネルギー)の計算値は、以下の通りであった(ヒストリー数100,000)。尚、線源は電離箱の中の1気圧の空气中に一樣均質に分布し、その初期運動エネルギースペクトルは、フェルミ函数を用いた理論式で与えた。

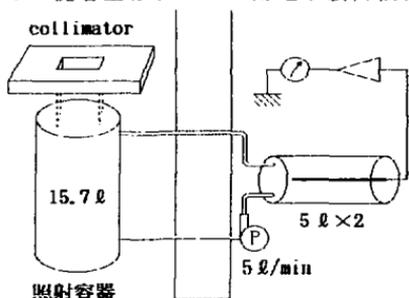
$${}^3\text{H} \quad 5.9\text{keV} \quad {}^{11}\text{C} \quad 57 \text{ keV} \quad {}^{13}\text{N} \quad 53 \text{ keV}$$

ガスモニター(アロカ、トリチウムモニターMGR-120X)は、既に ${}^3\text{H}$ 濃度に対して値付けされて居り、算出されたエネルギー沈着量は、3つの陽電子放出核種に関して(沈着エネルギースペクトルにおいても)ほぼ同程度の数値を示す事から、防護の目的では、これ等の核種の混合比の如何に拘らず、モニターの指示値の1/10をもって、陽電子放出核種による空気汚染濃度と看做してよいことがわかる。

陽子線照射による陽電子放出核種の生成量と濃度を測定するため、図の様な実験を行った。空気は毎分5ℓの割合で閉

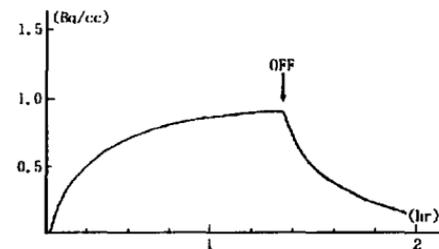


アロカ、トリチウム・モニター MGR-120X
電離箱構造図



回路を循環し、エネルギー200MeV、及び160MeVの陽子線が、 $10 \times 10 \times 50\text{cm}^3$ の容積を照射する。ガスモニターの設置場所は陽子線照射中0.5mrem/hr程度の線量率の中性子線に曝されているが、モニター自身が密閉型の電離箱を持ち、中性子線に対するレスポンスの分を補償する機構になっている。

エネルギー160MeV線量率約0.31Gy/min ($\phi = 6.4 \times 10^{16} \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$)で85min照射

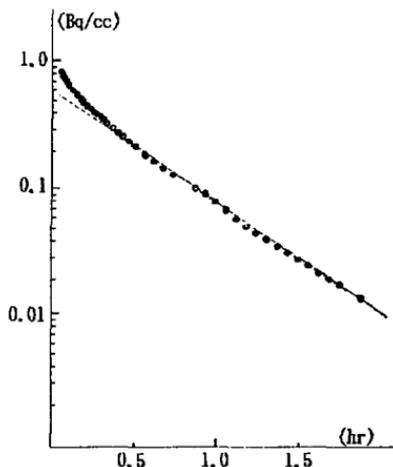


した資料の減衰曲線を下図に示す。 ${}^{11}\text{C}$ の飽和濃度は、ほぼ0.6Bq/ccであった。この放射能濃度は、エネルギー200MeVの場合にも殆ど変化せず、通常の陽子線照射治療の条件では、この濃度が防護の目安となる事がわかった。

一方、Rudstamの半経験的spallation断面積公式を用いて算出された ${}^{11}\text{C}$ の飽和濃度は4.4Bq/ccであり、測定値の8倍程度の値となる。実験では、照射室外へガスを導くために、比較的長いホースを使用せざるを得なかったが、そのホース

表面での吸着等が影響し、低い測定値を与えていた可能性も考えられる。また、断面積からの計算は、 ^{13}N が、 ^{11}C の約2倍の生成量を示すが、減衰曲線から見る限り、それほど多くの ^{13}N が存在する様には見えない。高エネルギー物理学研究所の加藤等によれば、放射化で生成した ^{13}N は、他の核種に比べて物の表面に吸着され易い傾向があるとの事である。懼く、高度にイオン化された状態で生成する ^{11}C と ^{13}N は、速やかに酸化物に変わることが期待されるので、酸化物としての反応性の高い ^{13}N の方が、より多く途中のものの表面に捕えられる可能性がある様に思われる。

併し、放射線管理の実際上は、断面積に基づくそれぞれの核種の生成比を基に ^{11}C の計測量から他の核種の濃度を推定することで十分であろう。



Rudstam, G. Z.: Naturf., 21a, 1027, (1966)

EGS4による放射性ガスモニタの応答計算

動燃・大洗 鳥居 建男、川越 幸子、野崎 達夫、安藤 秀樹

Response Calculation of Radioactive Gas Monitor using EGS4 Code

T. Torii, S. Kawagoshi, T. Nozaki, H. Ando

O-arai Engineering Center,
Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation
4002 Narita, Oarai-machi, Ibaraki-ken, 311-13, JAPAN

Concentrations of radioactive gases are measured continuously by radioactive gas monitors installed in nuclear facilities. The calibration of these gas monitors has been carried out using a calibration loop and standard gases, such as ^{85}Kr and ^{133}Xe , in O-arai Engineering Center. However it is hard to calibrate the gas monitors for FP gases with short half-lives and for gaseous positron emitters. Because there is no standard gas of such nuclide.

To evaluate the sensitivity for such gases, we calculated the response of the plastic scintillator type gas monitor for several radioactive gases using EGS4 code. The calculated results were in good agreement with experimental ones. Furthermore it became to be possible to estimate the calibration factors and the lowest detectable concentration of the gas monitor for radioactive gases with short half-lives.

1. はじめに

原子炉施設、核燃料使用施設等の原子力施設では、大気中に放出される放射性ガスのモニタリングに種々のガスモニタが使用されている。動燃・大洗工学センターでは ^{85}Kr 等の標準ガスとガスモニタ校正ループを用いて、これらのガスモニタの実ガス校正を行っている⁽¹⁾。しかし、破損燃料からの短寿命FPガス等の短半減期核種については、標準ガスがないため実験的に濃度換算係数を求めることが困難である。また、加速器施設では加速器の運転に伴い ^{13}N 、 ^{15}O 等の β 線放出ガスが生成されるが、 β 線を放出する標準ガスはなく、これらのガスについても濃度換算係数を求めることが困難である。このため、短寿命FPガスや β 線放出ガスが放出された場合、これらの濃度評価は困難である。

そこで、これらの核種に対するガスモニタの感度評価を目的として、モンテカルロ計算コードEGS4⁽²⁾を用いて、ガスモニタの応答計算を行った。また、実ガス校正実験によって濃度換算係数が得られている核種については本計算結果と比較した。さらに、実験的に感度評価が困難な核種に対するガスモニタの濃度換算係数と検出下限濃度を推定したので、その結果について報告する。

2. ガスモニタのモデル化と応答計算

応答計算を行ったガスモニタは、大洗工学センターで排気系モニタとして最も多く用いられているプラスチックシンチレータNE102Aを検出器とする富士電機製の β (γ)線ガスモニタ(図1参照)である。EGS4で考慮したモデル化の範囲はガスサンプリングタンクとシンチレータであり、図2に示す形状・組成を用いた。線源の位置、及び放射線の放出方向は、乱数を用いてガスサンプリングタンク内の任意の位置、任意の方向に放出させることとした。例えば、線源の位置(x,y,z)は、次式のように与えた。

$$x=R(2\xi-1), y=R(2\xi-1), z=H\xi$$

ここで、Rはタンクの半径、Hはタンクの高さ、 ξ は0~1の一様乱数である。また、ここで上記のx、yは、 $x^2+y^2 \leq R^2$ を満たすものとした。

次に、計算対象とする放射性ガスの β 線エネルギー分布は、下記のFermi関数を用いた理論式で与え、放出される β 線の運動エネルギーTをサンプリング法により決定した⁽³⁾。

$$P(T)dT=kC(T)F(\pm Z,W)pW(T_0-T)^2dT$$

ここで、C(T)はスペクトル補正因子、F($\pm Z,W$)はFermi関数、pは放出される電子(陽電子)の運動量、Wは運動エネルギーTの電子の全エネルギーと静止エネルギーとの相対比(=T/0.511+1.0)、そして T_0 は β 線の最大エネルギー(MeV)である。

計算対象とした核種は、実ガス校正実験により濃度換算係数が得られている¹⁴C、⁴¹Ar、⁸⁵Kr、¹³³Xeの4核種と、実験的に濃度評価が困難である β^+ 線放出ガスの¹¹N、¹⁵O、及び短寿命FPガスの¹³⁵Xeの3核種である。これらの放射性ガスの β 線のエネルギースペクトルを図3に示す。

上記のように、乱数を用いた β 線発生モデルを作成し、タンク内の粒子の挙動をシミュレーションし、プラスチックシンチレータ内での吸収エネルギーを算出した。計算ヒストリー数は各 β 線放出モードに対して10万とし、電子、光子のカットオフエネルギー(ECUT, PCUT)をそれぞれ521keV、10keVとした。

また、放射性ガスから放出される γ 線についても、 β 線と同様にタンク内の任意の位置、任意の方向に放出するものとして同様の計算を行った。

なお、当初サブルーチンHOWFARの作成にあたって、遮蔽計算コードQAD-CGやMORSE-CG等で用いられているCG (Combinatorial Geometry) 法を使用したサンプルプログラムUCSAMPCG.MORを参考にした (step sizeはデフォルト値を使用)。しかしながら、計算する電子エネルギーが低いこと、吸収エネルギーを求めるプラスチックシンチレータの厚さが0.5mmと薄いことから、PRESTA⁽⁴⁾による計算も試みた。このため、Mortranマクロを使用したHOWFAR等のユーザーコードについても別途作成した。

3. 実ガス校正実験

ガスモニタの実ガス校正実験は、大洗工学センターに設置したガスモニタ校正ループを使用した。本ループは配管、貯溜タンク、循環及び排気ポンプ等からなり、図4に示すように、一方に基準電離箱、他方に被校正ガスモニタを接続し、放射性ガスを通気して実験を行った。ガスモニタの濃度換算係数は、基準電離箱の電離電流値より系内の放射性ガス濃度を求め、ガスモニタの指示値との比を求めることにより算出した。

基準電離箱には大倉電気製のガス捕集用電離箱 (1.5ℓ円筒型電離箱) を使用し、あらかじめこの電離箱に標準ガス (仏LMRI製) を導入して、電離箱の濃度換算係数を求めた。

なお⁴¹Arについては、日本原子力研究所大洗研究所・材料試験炉 (JMTR) より提供されたものを使用し、⁴¹Arに対する電離箱の濃度換算係数は文献値⁽⁵⁾を使用した。

4. 計算結果

実ガス校正実験値と計算値を図5に示す。ここで、計算値はシンチレータのエネルギー吸収量が50keV以上のものについて積算したものである。これは、ガスモニタのディスクリレベルが約50keVに設定してあるためである。なお、図でEGS4-CGとはCG法を用いたHOWFARでの計算値、EGS4-PRESTAはPRESTAを使用したものである。この結果、計算値はどちらについても実験値と測定誤差範囲内で非常に良く一致し、本計算モデルは実験を十分に再現していることが分かった。また、¹⁴C (平均エネルギー: 49keV) より高エネルギーの核種については、CG法とPRESTAを用いた計算値はほとんど等しい値を示した。

なお、これらの計算値は β 線についてのエネルギー吸収量である。 γ 線の吸収エネルギーについては、シンチレータが薄いため β 線に比して極めて小さく、比較的高エネルギーの γ 線を放出する⁴¹Arでも γ 線/ β 線応答比が約0.7%と、無視できるものであった。

以上のことから、実験的に感度評価が困難な核種に対しても本モニタの応答特性の推定が可能となったと考えられる。一例として、¹³Nに対する検出下限濃度 (DL) は、計算によって求めた¹³Nの濃度換算係数K、及び実験によって得られたモニタのバックグラウンド計数率 (=130 cpm) と時定数 (=66 sec) から、

$$DL=2.6 \times 10^3 \text{ Bq/cm}^3$$

であることが分かった。この値から、本ガスモニタは、放射線障害防止法に基づく ^{13}N の空气中濃度限度 $1 \times 10^1 \text{ Bq/cm}^3$ は十分に測定できるものの、排気中濃度限度である $6 \times 10^4 \text{ Bq/cm}^3$ までは測れないことが分かった。

5. まとめ

- (1). プラスチックシンチレータ型ガスモニタの検出器をモデル化し、 β 線発生モデルを作成して、EGS4コードを用い吸収エネルギー法により検出器の応答を計算した。この結果、実験値が得られている核種については、計算値と実験値は極めて良く一致した。
- (2). このことから、実験による感度評価が困難な核種に対してモニタ感度の推定にこの手法が十分に適用できることが分かった。
- (3). また、同一型式のモニタに対して、1つの核種に対する実ガス校正（例えば、 ^{85}Kr ）を行うことにより、測定対象とする他の核種に対して濃度換算係数を推定することが可能となった。
- (4). さらに、形状、組成等が異なるガスモニタについても、本手法を用いることにより、感度推定ができることと思われる。今後、測定対象核種の検出に適したモニタの設計等に本手法を適用していく予定である。

なお、本研究の遂行にあたって、解析等に協力していただいたVIC・杉田武志氏に深く感謝する。

<参考文献>

- (1). 武田、鳥居他：保健物理学会第18回研究発表会(1983)
- (2). W. R. Nelson, H. Hirayama & D. W. O. Rogers: SLAC-265 (1985)
- (3). (財) 原安センター編：放射線施設のしゃへい計算実務マニュアルII (1990)
- (4). A. F. Bielajew, D. W. O. Rogers: Nucl. Instr. and Meth., B15 (1987) 165
- (5). 加藤他：応用物理、32 (1963), 380

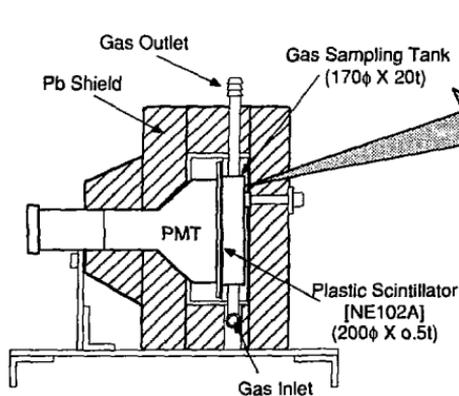


図1 ガスモニタ断面図

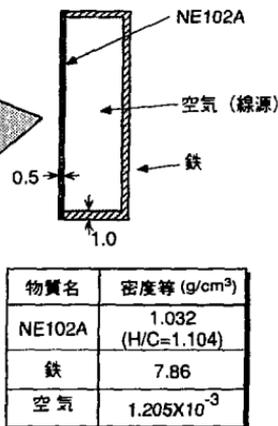


図2 検出器のモデル化と組成

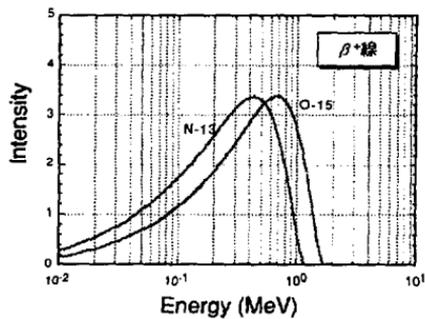
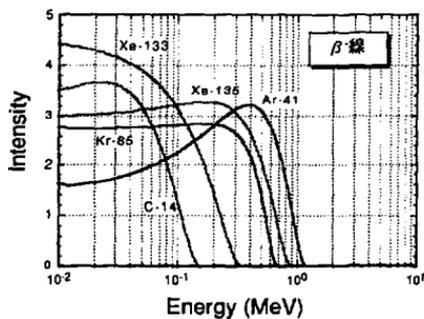


図3 β^{\pm} 線エネルギースペクトル

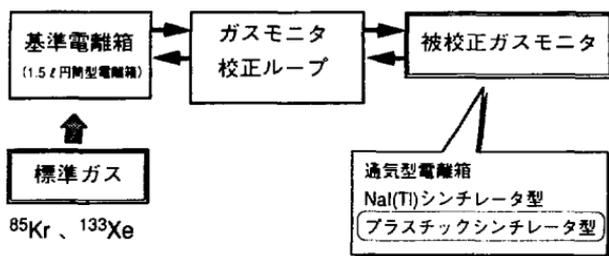


図4 ガスモニタの校正手法

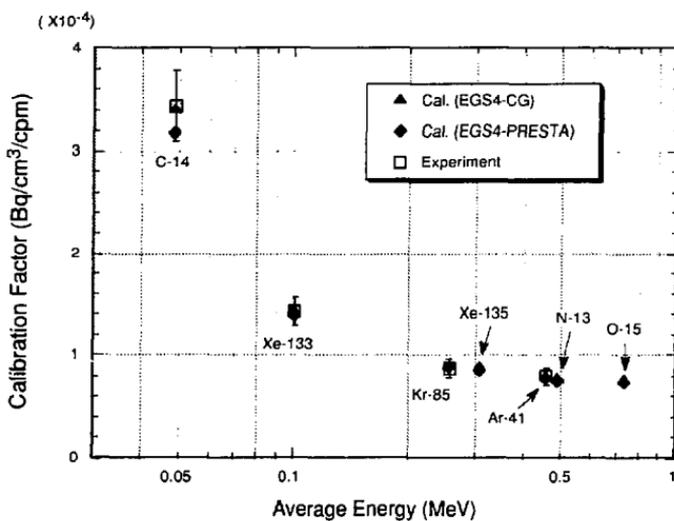


図5 ガスモニタの応答計算結果と実ガス校正実験結果

陽子線衛星搭載用 Si 半導体検出器の応答計算

東北大学 サイクロトロン R1 センター 高木俊治

Response Calculation of the SSDs Boarding on the Satellite

Shunji Takagi

Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University
Aoba, Aramaki, Sendai 980, Japan

Response of the thin SSDs was calculated by using the EGS4 code. These detectors have been measuring energetic charged particles, mainly geomagnetically trapped particles, boarding on the satellite. It is very important to determine the exact energy ranges that the detectors system can measure. The results of the energy ranges calculated by the EGS4 code become higher than those from the Bethe's stopping power equation.

1 はじめに

宇宙空間には、銀河宇宙線をはじめとして、太陽フレア粒子や放射線帯粒子などの高エネルギー荷電粒子が多く存在することがすでに様々な観測の結果から知られている。これらの荷電粒子は、宇宙機器や宇宙飛行士の被曝に多大な影響があり、これらの粒子の測定は重要な意味がある。

1989年に宇宙科学研究所で科学衛星「あけぼの」(EXOS-D)¹⁾の打ち上げが行われ、様々な測定が行われてきた。この衛星は、高度 270km から 11,000km、軌道傾斜角 75.1° の軌道を通ることから、放射線帯と呼ばれる荷電粒子が地球磁場に捕捉されて粒子強度が高くなっているところを通過することになる。そのため衛星の放射線環境は非常に厳しいものがあり、これらの放射線による衛星機器の影響を監視する目的で放射線モニター (Radiation Monitor, RDM) が搭載されている。このモニターの検出器の一つに、高エネルギー荷電粒子検出器 (high energy particle monitor, HPM) と呼ばれる SSD を用いた dE/dx 検出器があり、放射線帯粒子等の荷電粒子の測定ができる。これらの粒子の測定エネルギー範囲を決定することは重要な要素であるが、地上実験で校正されなかったので、EGS4 コード²⁾を用いて SSD での電子の沈着エネルギーを計算し、その結果から HPM 検出器の電子の測定エネルギー範囲を求めることにした。

2 高エネルギー粒子検出器 (HPM)

高エネルギー粒子検出器 (High Energy Particle Monitor, HPM) は立教大学の村上活之氏等により設計され、明星電気株式会社で製作されたもので、衛星に搭載するために小型軽量の Si 表面障壁型半導体 (SSD) の ΔE 検出器が用いられている。Fig. 1 はその概略図である。この検出器は、4 枚の SSD (有効直径 10 mm、厚さ 0.2 mm) と、1 枚の Al (厚さ 0.1 mm)、2 枚の Cu (厚さ 0.3 mm、1.0 mm) の吸収材を組合せている。Al は太陽光やプラズマ粒子を遮蔽する目的で一番外側に配置されている。

各入射粒子のエネルギーと、4枚のSSDでそれぞれ失うエネルギーの関係は陽子、 α 粒子については Ziegler 等の阻止能と飛程の計算コード TRIM85³⁾を用いて計算し、電子に関しては、次に示す阻止能を与える Bethe の式⁴⁾ から計算された。

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \times \left[\ln \left(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}mc^2}{I} \right) + \frac{1}{2\gamma^2} \left\{ \frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2 + 2\gamma - 1) \ln 2 \right\} \right]$$

$$\gamma = \frac{T + mc^2}{mc^2}$$

r_0 : 古典的電子半径 = 2.818×10^{-15} m

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2}$$

mc^2 : 電子の静止質量エネルギー = 0.511 MeV

T : 運動エネルギー

N : 粒子が通る物質中の 1m^3 当たりの原子の個数

Z : 物質の原子番号

I : 物質の平均励起ポテンシャル

Fig. 2に電子、陽子、アルファ粒子の三種類の入射粒子エネルギーの関数としてのSSD中での沈着エネルギーを図示する。この図から、入射粒子によりSSD1で失うエネルギーが異なるので、SSD1の出力信号にLLD1(60 keV)、LLD2(600 keV)、LLD3(6 MeV)の3つのディスクリレベルを設けることにより、粒子の弁別が行われる。また、SSD2、SSD3、SSD4において、SSD1とコインシデンス、SSD2、SSD3、SSD4 どうしてアンチコインシデンスをとることにより、電子と陽子に関しては、3つのエネルギー範囲について測定が行われる。SSDで沈着するエネルギーから計測される粒子とそのエネルギー範囲はそれぞれ Table 1に載せたようになる。

また検出器は、衛星の外表面上にスピンの軸に対して垂直に向いており、その視野角は中心の回りに $\pm 11^\circ$ である。

Table 1. 測定粒子とエネルギー範囲

CHANNEL NAME	PARTICLE	ENERGY RANGE [MeV]
eE1	electron	2.0 < (8.0)
eE2	electron	0.7 - 2.0
eE3	electron	0.25 - 0.7
pE1	proton	30 - 38
pE2	proton	15 - 30
pE3	proton	6.4 - 15
AA	alpha particle	15 - 45

3 EGS4によるSSD中の沈着エネルギー計算

3.1 計算体系と条件

測定は、SSD1とSSD2、SSD3、SSD4のコインシデンスをとっているため、検出器の窓以外から混入してくる粒子は少ないと考えられる。そこで、Fig. 3に示すようなAl、Si、

Cuの円盤(各々半径0.5cm)を配置しただけの体系を考えることにする。

計算は、4枚のSSD(Si)中での吸着エネルギーをそれぞれのSSDの線源側の面を横切る電子数で割ることにより、各SSDに入射した電子による平均吸着エネルギーを求めた。

入射粒子は、円盤に対して垂直のビーム線源を考えた。また、粒子数は各SSDで粒子が十分入るように50,000から500,000でエネルギー毎に変えて計算した

3.2 ESTEPEの効果

EGS4コードでは、Molièreの多重散乱理論を用いており、Al、Cu、SSDの厚さが薄いので特にstep sizeに注意しなければならない。そこで、ESTEPEでstep sizeを変化させてその影響を見た。電子のエネルギーが500keVの時、SSD1で失うエネルギーの変化をFig. 4に示す。ESTEPEをdefaultで用いた時と0.1%で計算した場合は、30%の違いが得られた。また、PRESTAアルゴリズムによる計算も試みた。PRESTAを用いた場合は、ESTEPE値に影響なくほぼ0.20MeVという結果が得られた。

3.3 計算結果

ESTEPEをEGS4のdefaultで計算した時の入射電子エネルギーと各SSDの吸着エネルギーの関係をFig. 5(a)に示す。測定エネルギー範囲は、電子弁別用のディスクリレベルLLD1(600keV)以上のエネルギーをSSDに吸着させるような入射電子エネルギーとして表される。この図から、Betheの阻止能から求めたものと比較して、それぞれのSSD中の沈着エネルギーが高くなり、測定エネルギー範囲も高くなっている。これらの差異はEGS4が電子の軌跡を忠実に追えるので、SSD中のpath lengthが長くなり、沈着エネルギーが大きくなる。また、吸収材(Al、Cu、前面のSSD)での吸収も大きくなるので、グラフが右側にシフトし、測定エネルギー範囲が高エネルギー側になると考えられる。吸収エネルギーのピークが、dE/dx計算によるものと比較して緩やかになっているのも、SSD中を斜めに通過していく粒子による影響で、吸収材中の散乱により後のSSDほど顕著に表れている。

一方、PRESTAを用いて、SSDでの吸収エネルギーを計算した結果をFig. 5(b)に図示する。Betheの式から計算したものと比較するとstep sizeをdefaultで計算した場合と同じ様な傾向になった。しかし、個々のSSD中に沈着するエネルギーはstep sizeをdefaultで使用した場合と比較して低くなり、それに伴いHPM検出器で測定されるエネルギー範囲も低エネルギー側になっている。これは、defaultのstep sizeがSSDの厚さに比べて大きすぎるため、仮想的にSSDの厚さが厚くなるため、沈着するエネルギーも大きくなるためである。

4 放射線帯電子エネルギースペクトル

1989年5月から1990年6月までのHPM検出器による電子エネルギースペクトルとNASAの電子の放射線帯モデル(AESMAX¹⁾)から求めたエネルギースペクトルと比較したものである。この図より、Betheの式から求めたエネルギー範囲から求めたスペクトルはモデルから計算したスペクトルと比較して、低エネルギー部で約一桁低いが、逆に1MeV

¹AESは、AE4⁶⁾、AE5⁶⁾並びにAE6⁷⁾をまとめて一つにし、少し改良したモデルである。

以上では一桁ほど高くなっている。EGS4 コードから計算したエネルギー範囲ではこの違いを説明できるほど変化はなく、モデルと測定されたスペクトルの差異は、測定時期(モデルは前太陽周期の時までの平均値)の違い、地磁気条件の違いなどによるものと考えられる。

5 まとめ

EGS4 コードを用いて SSD 中の電子入射による沈着エネルギーが計算された。その結果から HPM 検出器の電子測定エネルギー範囲を求めると Table 2 に示すようになり、Bethe の式から求めたものと比較して、測定エネルギー範囲は高エネルギー側になった。また、PRESTA アルゴリズムを用いて step size を変化させて計算させた場合と、EGS4 コードの default の step size で計算させた場合でも違いが見られ、PRESTA で計算した方がエネルギー範囲が低くなっている。今までの様々な研究成果等⁸⁾により、PRESTA アルゴリズムがより正確な計算結果を与えることが確かめられてきたので、HPM 検出器の電子測定エネルギー範囲も PRESTA を用いて EGS4 で計算されたものと考えられるが、この検出器は既に宇宙にあるためこの結果を確認するのは難しい。

新たに計算された測定エネルギー範囲を用いて放射線帯粒子の電子のエネルギースペクトルを求めたが、NASA の放射線帯モデルから求めたものと比較して傾きが緩やかになっていることがわかった。

Table 2. 測定粒子とエネルギー範囲

CHANNEL NAME	ENERGY RANGE (MeV)	
	EGS4 (default step size)	EGS4 (use PRESTA)
eE1	2.8 < (8.0)	2.5 < (8.0)
eE2	1.1 - 2.8	0.95 - 2.5
eE3	0.33 - 1.1	0.3 - 0.95

参考文献

- 1) EXOS-D 中間報告書, 文部省宇宙科学研究所, 1988
- 2) W. R. Nelson, H. Hiriyama, D. W. O. Rogers, *The EGS4 Code System*, SLAC-265, 1985
- 3) J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, 1985
- 4) Nicholas Tsoulfanidis, *Measurement and Detection of Radiation*, McGraw-Hill Book Company, 1983
- 5) G. W. Singley, J. I. Vette, *The AE-4 Model of the Outer Radiation Zone Electron Environment*, NSSDC/WDC-A-R&S 72-06, NASA/Goddard Space Flight Center, 1972

- 6) M. J. Teague, J. I. Vette, *The Inner Zone Electron Model AE-5*, NSSDC/WDC-A-R&S 72-10, NASA/Goddard Space Flight Center, 1972
- 7) M. J. Teague, J. I. Vette, *AE-6: A Model Environment of Trapped Electrons for Solar Maximum*, NSSDC/WDC-A-R&S 76-04, NASA/Goddard Space Flight Center, 1976
- 8) T. M. Jenkins, W. R. Nelson, A. Rindi, *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, Plenum Press, 1988

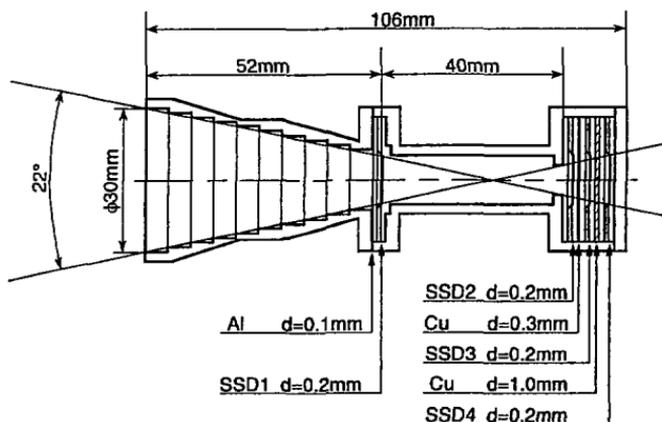


Fig. 1. HIPM 検出器断面図 (図中左側が視野方向)

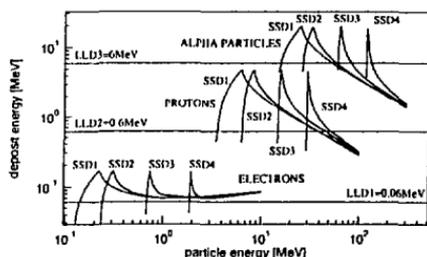


Figure 2. TRIM85(for p, α)、Bethe の式 (for e^-) から求めた入射エネルギーに対する HIPM 検出器の SSD 中におけるエネルギー

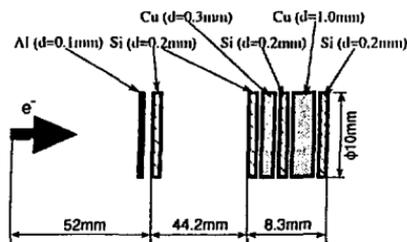


Figure 3. EGS4 で用いた計算体系

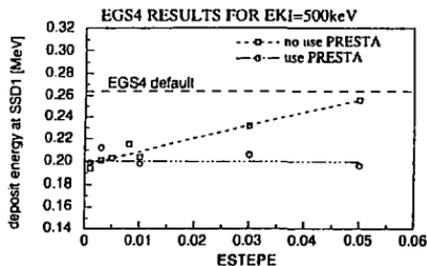


Figure 4. ESTEPE による沈着エネルギーの変化

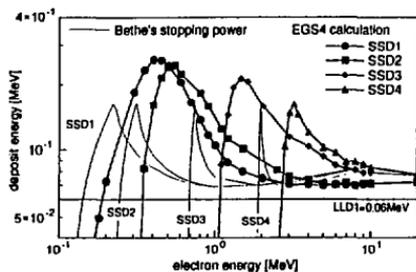


Figure 5(a). EGS4(default step size) による沈着エネルギーの計算結果

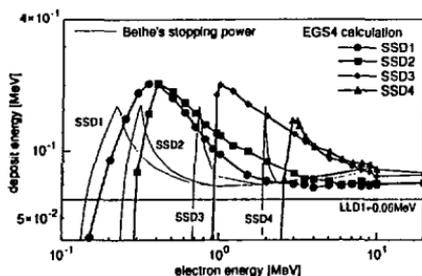


Figure 5(b). EGS4(use PRESTA) による沈着エネルギーの計算結果

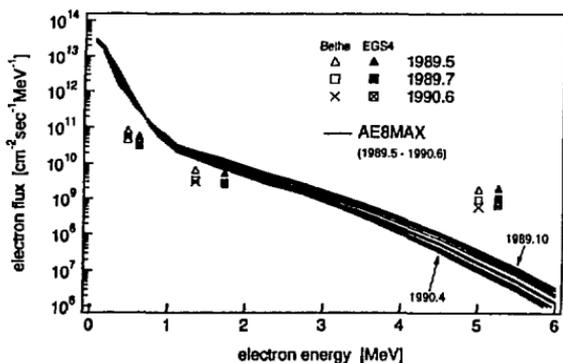


Figure 6. 「あけぼの」による測定値とNASAの電子放射線帯モデル(AE8MAX)から計算した電子エネルギースペクトル

γ線、低エネルギーX線照射時の 均質ファントム内吸収線量分布計算

船研[△]、原研[□]、高エネ研[○] 成山展照[△] 田中俊一[□] 波戸芳仁[○] 吉澤道夫[△]
平山英夫[○] 伴秀一[□] 中島宏[○] 中根佳弘[△]

Calculations of Absorbed Dose Distributions in Phantoms Irradiated with
Gamma and Low Energy X-rays

Nobuteru Mariyama

Ship Research Institute

6-38-1 Shinkawa, Mitaka, Tokyo, 181 Japan

Shun-ichi Tanaka, Michio Yoshizawa, Hiroshi Nakashima, Yoshihiro Nakane

Japan Atomic Energy Research Institute

Tokai, Naka, Ibaraki, 319-11 Japan

Yoshihito Namito, Hideo Hirayama, Syuichi Ban

National Laboratory for High Energy Physics

1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305 Japan

The applicability of EGS4 code has been expanded to low energy X-ray region with addition of electron binding corrections and linear polarization effects to Compton scattering and Rayleigh scattering. The precision of the code was confirmed by calculating absorbed dose distributions in phantoms and comparing them with ones measured using monochromatic low energy X-rays from synchrotron radiation.

1. はじめに

従来50keV以下の低エネルギーX線は強い線源がないこともありあまり重視されてこなかったが、最近の放射光施設の普及によりこうしたX線に対する線量評価を精度よく行う必要性が高まってきた。EGS4は元来高エネルギー放射線用に開発されてきたコードではあるが、光子エネルギーで1keV、電子エネルギーで10keVまで計算できるようになっており⁽¹⁾、こうした低エネルギー領域においてもその適用が期待される。そこでまず精度評価のもととなる実験として放射光からの単色X線に対する線量分布を測定し、この実験結果をもとにEGS4コードの低エネルギー領域における計算精度の評価および改良を行った。

2. 実験

X線の照射は高エネ研の放射光実験施設(PF)を利用した。実験体系を図1に示す。エネルギーは10、30keVの2通りを用いた。しかしSi(1, 1, 1)2結晶モノクロメータによって単色化されているので、3倍のエネルギーをもつ高調波が含まれる。その影響を確認するため真空チェンバーに配置した厚さ

100 μ m のベリリウム箔から90度方向に散乱されるスペクトルをHp-Ge検出器でモニターした。その結果30 keVの場合、高調波成分の割合は最大0.3%程度であり、30 cmまでの深さの吸収線量には影響しないことを計算で確かめた。

また放射光は直線偏光すなわち電気変位あるいは磁気変位の方向に偏りがあるため微分散乱面積に方位角依存性がある。その偏光度をモニターするため、図1に示すように90度垂直方向にもHp-Ge検出器を配置し、各々の検出器によって得られる光子強度の比Rから

$$P = (I - R) / (I + R)$$

の式を用いて偏光度を求めた。その結果30 keVの場合で、 $P = 0.84$ の値を得た。

光子フルーエンスは全吸収型熱量計⁽¹²⁾によって校正された平行平板型自由空気電離箱⁽¹³⁾を用いてモニターした。ビーム内の均質性はモニター用電離箱の前で幅0.5 mmのスリットをもつタングステンを垂直および水平方向に走査させて調べた。10 keV X線に対する結果を図2に示す。垂直、水平方向とも不均一であることがわかったため、不均一部分はXYコリメータを用いて除いた。

用いた均質ファントムは低エネルギー領域で軟組織等価な組成をもち(表1)、1辺30 cmの立方体を組んでいる。ビームはそのファントム表面中心に垂直に入射させた。線量計には組織等価で厚さ65 μ mの $Li_2B_4O_7$ (Cu) TLDと380 μ mのLiF TLD⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾を用い、ファントム内のビーム軸上とビーム軸から距離1、3、5 cm離れた地点の同心円上にそれぞれ配置した。測定値は偏光の影響をみるため水平面に対して0、45、90度をなす面内でそれぞれ平均した。なおファントム中でのエネルギーレスポンスは空洞理論に基づく計算値(図3、4)を用いたが、放射光を使った空気中でのエネルギーレスポンス測定値(図5、6)から計算値の補正を行った。30 keV X線に対して $Li_2B_4O_7$ (Cu)の補正値は0.83、LiFの補正値は1.05⁽¹⁶⁾である。照射は実験によって確認された直線領域内で行った(図7、8)。10、30 keVの実験結果をそれぞれ図9、10に示す。ビーム形は30 keV X線で直径5 mmの円形、10 keV X線で1.1 mm角の矩形を成している。30 keV X線では深さ15 cm程度までは偏光の影響が現れ、方位角により最大約3倍の開きが確認された。10 keV X線ではビーム軸以外では線量が小さすぎて測定できず、また1.5 cm以上では30 keV高調波の影響が現れた。

また比較のため ^{60}Co 、 ^{137}Cs ガンマ線を用いた実験も行った(図11、12)。

3. 計算

3. 1. コヒーレント散乱と電子束縛の影響

E G S 4 による ^{60}Co 、 ^{137}Cs 照射の計算結果を図11、12に示す。線源とファントム表面間の距離は ^{60}Co で3 m、 ^{137}Cs で2.4 m離れているので平行面線源として計算した。計算値は実験値とおよそ一致した。25 cm深さにおける計算値の過大評価は、実際の線源角度分布の平行からのずれによるものと思われる。次に低エネルギーX線の線量計算を考えた場合、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs などの γ 線と異なり考慮しなければならないことが2点ある。1つはコヒーレント散乱の影響である⁽¹⁷⁾。E G S 4 はオプションとしてコヒーレント散乱を組み込んでおり、

PEGSAの入力でIRAYL=1を、EGSAのユーザールーチンで各領域のIRAYLRを1とすれば計算できる。そこでその影響度を30 keV X線 で試算したところ、本実験体系においてコヒーレント散乱の無視はビーム軸上で最大70%過大評価、周辺部で数%の過小評価をもたらすことを確認した(図13)。

さらに低エネルギーX線に対してはこのほかにコンプトン散乱における電子束縛の影響がある。つまりEGSAはコンプトン散乱をKlein-仁科の式で表現しているが、これは原子内の電子を自由電子として扱ったもので入射光子のエネルギーが小さくなるとその仮定が成り立たなくなる。それを示したのが図14である。光电効果が支配的になればこうした影響を考慮しなくてよいが今回のような30 keVのエネルギーでは光电効果がそれほど支配的でないので電子束縛の影響を考慮する必要がある。そこでまず電子束縛の効果がすでに組み込まれているMCNPモンテカルロコード⁽⁷⁾を用いてその影響を評価した。評価方法としてコンプトン微分散乱断面積をKlein-仁科の式で表した場合と形状因子によって式を補正した場合とで比較する方法をとった。コヒーレント散乱は両者とも考慮されている。結果を図15に示す。電子束縛を考慮しないと中心軸で最大30%、周辺部で10%ほど過小評価することがわかった。そこでインコヒーレント散乱関数S(x, z)を用いて電子束縛の効果をEGSAコードに組み込み同様な計算を行った。計算結果を図16に示す。MCNPと同様に電子束縛の影響を考慮しないと中心軸上で30%、周辺部で10%ほど過小評価になり、改良により低エネルギーに対する適用性の増したことが確認された。

3. 2. 偏光の影響

直線偏光光子のコンプトン散乱およびコヒーレント散乱はEGSAで考慮されていないので新たに組み込んだ⁽⁸⁾。方法として直線偏光について平均されていないKlein-仁科の式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{4} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \left(\frac{k_0}{k} + \frac{k}{k_0} - 2 + 4 \cos \theta \right)$$

を用いた。θは入射、散乱光子の電場ベクトル間の角度、k₀、kは散乱前後の光子エネルギーである。コヒーレント散乱については直線偏光について平均されていないTomsonの式を用いた。入力として新たに必要となった定数は偏光度Pのみである。計算結果を図9に示す。両者は良好な一致をみた。

4. まとめ

従来のEGSAにコンプトン散乱、コヒーレント散乱における電子束縛および直線偏光の効果を付け加えることにより、その適用性を50 keV以下まで拡充した。その精度は放射光を用いた実験に基づき確認した。

参考文献

- 1) Nelson W.R., Hirayama H., and Rogers D.W.O. : SLAC-265 (1985)
- 2) Nakashima H., et al. : "Development of a Microcalorimeter for Measuring Absolute Intensity of Synchrotron Radiation", Nucl. Inst. Meth., A310, 696 (1991)
- 3) Ban S., et al. : "Measurement of Photon Energy Absorption Coefficient

of Air, Nitrogen and Argon at 30 keV", to be submitted to Int. J. Appl. Radiat. Isot.

- 4) Nariyama N., et al. : "Development of a Glow Curve Measuring System of TLDs and its Applications", JAERI-M 92-023 (1992)
- 5) Nariyama N., et al. : "Responses of LiF TLD to 10-40 keV Monoenergetic Photons from Synchrotron Radiations", in preparation for publication.
- 6) Beernink K.P., et al. : "Considerations of Coherent Scattering and Electron Binding in Incoherent Scattering, in Computation of Dose Deposition in Tissue from Low-Energy Photon Beams", Radiat. Res., 96, 429 (1983)
- 7) Briesmeister J.F. (editor) : "MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A", LA-7396-M, Rev. 2 (1986)
- 8) Namito Y., et al. : "Implementation of Linearly-Polarized Photon Scattering into the EGS4 Code", to be submitted to Nucl. Inst. Meth.

表1 ファントム組成

element	wt%
H	8.4
O	15.5
C	68.2
N	3.76
Cl	3.2
P	0.9
density	1.072 g/cm ³

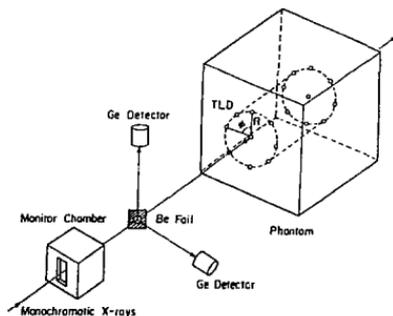


図1 実験配置図

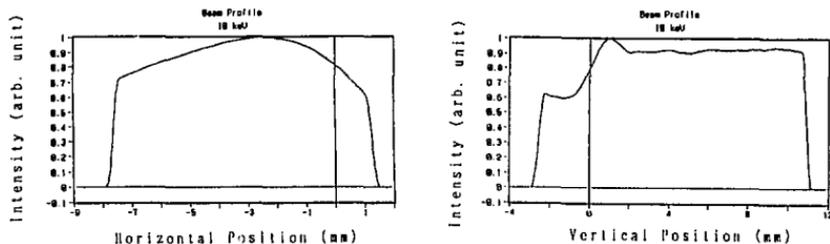


図2 10 keV X線ビーム内プロファイル

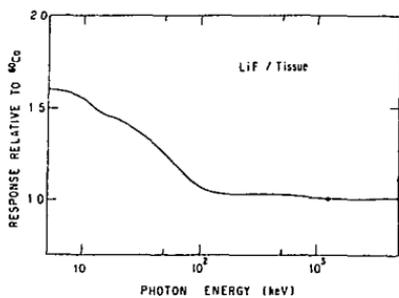


図3 ファントム中でのLiFレスポンス計算値

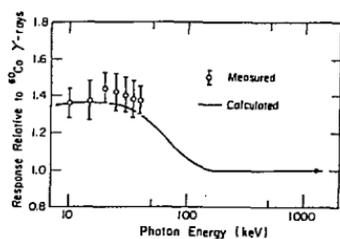


図5 空気中でのLiFレスポンス

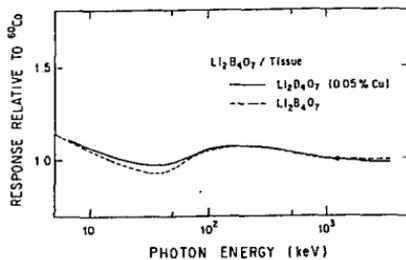


図4 ファントム中でのLi₂B₄O₇:Cu TLDエネルギーレスポンス計算値

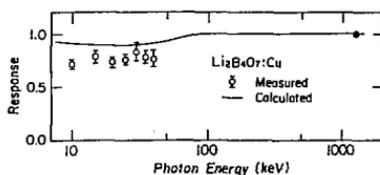


図6 空気中でのLi₂B₄O₇:Cuレスポンス

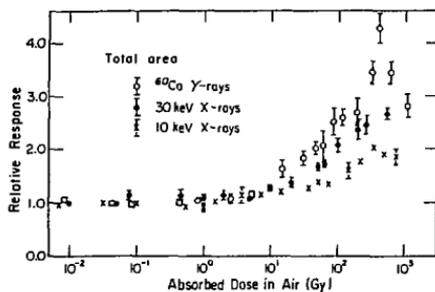


図7 ⁶⁰Co γ線、30、10 keV X線に対するLiF線量特性測定値

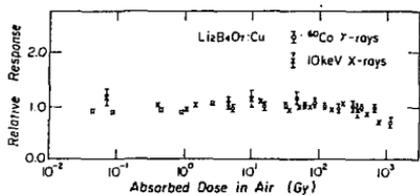


図 8 ^{60}Co の γ 線、 10keV X 線に対する $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ の線量特性測定値

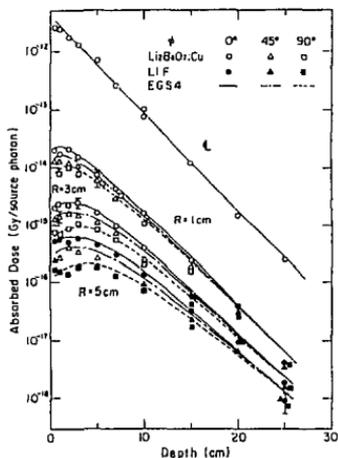


図 9 30keV X 線入射時のファントム内吸収線量分布測定値および計算値 (直径 5mm ビーム)

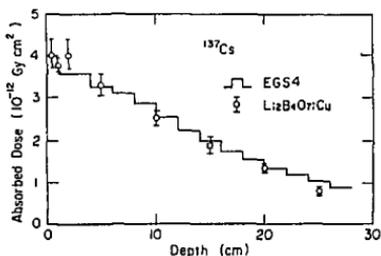


図 10 10keV X 線入射時のファントム内吸収線量分布測定値および計算値 (11mm 四方ビーム)

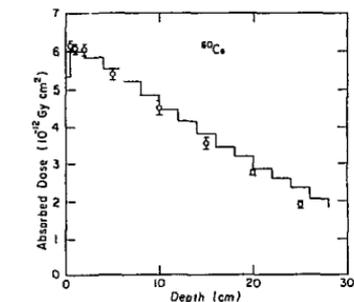


図 11 ^{60}Co の γ 線照射時のファントム内吸収線量分布測定値および計算値

図 12 ^{137}Cs の γ 線照射時のファントム内吸収線量分布測定値および計算値

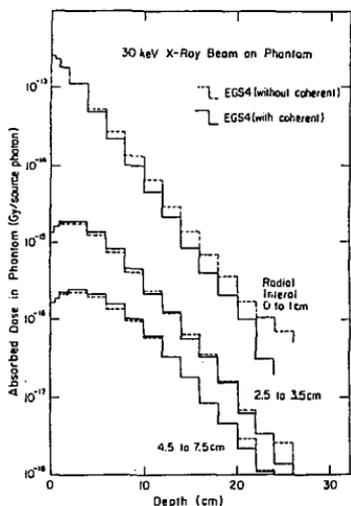


図 1 3 コヒーレント散乱の有無による 30 keV X 線入射時のファントム内吸収線量分布計算値 (6.4 mm 四方ビーム)

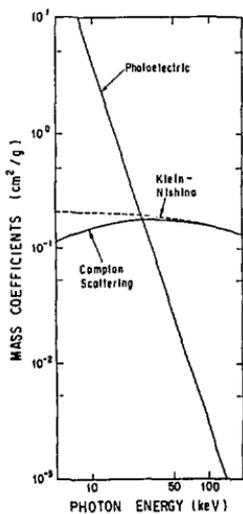


図 1 4 ファントムの光子質量減衰係数

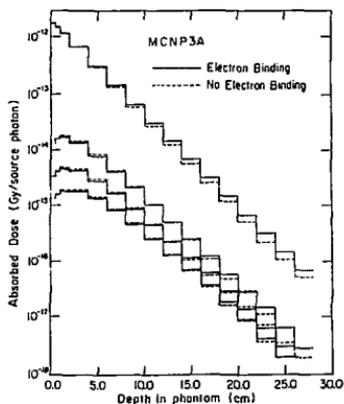


図 1 5 電子束縛の有無による 30 keV X 線入射時のファントム内吸収線量分布計算値 (MCNP) (6.4 mm 四方ビーム)

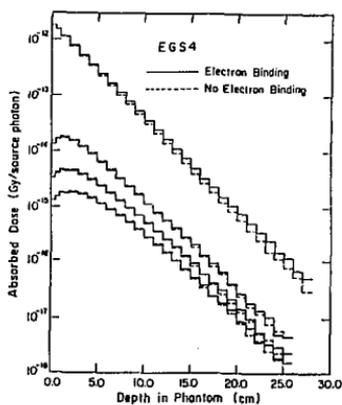


図 1 6 電子束縛の有無による 30 keV X 線入射時のファントム内吸収線量分布計算値 (EGS4) (6.4 mm 四方ビーム)

人体形状ファントムモデルを用いた線量当量計算への EGS4汎用ユーザーズ版の適用

動燃・東海 三菱原子力*
原子力システム**

野尻一郎, 成田 脩
岩井 敏*, 深作泰宏**

Application of a general purpose users' version of the EGS4 code system
to the dose equivalent calculation of using the human phantom model

I. Nojiri^A, O. Narita^A, S. Iwai^B, and Y. Fukasaku^C

A : Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-11, Japan

B : Mitsubishi Atomic Power Industries Inc.
1-297 Kitabukuro-cho, Omiya-shi, Saitama 330, Japan

C : Nuclear Energy System Inc.
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-11, Japan

A general purpose users' version of the EGS4 code system has been developed to make EGS4 easily applicable to the safety analysis of nuclear fuel cycles facilities. By using this version, without requiring user-written subroutines for geometrical modeling, sources, detectors, and variance reduction, electron - photon transport could be simulated. The dose equivalent calculation of the human phantom model has been performed by using this version. These calculational results have been compared with published data of ICRP Pub. 51. This comparison has shown that almost good agreements between calculated and published data would be obtained by using some adequate modeling.

1. はじめに

EGS4⁽¹⁾は任意の3次元体系における電子及び光子の挙動を忠実にシミュレーションできるコードであり、核燃料サイクル施設の安全評価の分野においても、しゃへい計算や線量当量評価への適用が期待できることから、動燃では安全評価手法整備の一環として、EGS4コード汎用ユーザーズ版の開発を行っている⁽²⁾。汎用ユーザーズ版では、従来MORTAN3により使用者が作成することが推奨されているMAIN、HOWFAR及びAUSGABが入力データのみで処理されるため、複雑な幾何形状の体系においてもCG形式で簡単に形状指定が行えるようになった。そこで、線量当量評価への適用のための検討として、人体形状ファントムモデルを用いて線量当量計算を行い、ICRP Pub.51⁽³⁾に示されている値との比較を行った。

2. 計算方法

人体形状ファントムモデルは、MIRDパンフレット5⁽⁴⁾を基にしたファントムモデルにLewisの食道ファントム⁽⁵⁾を追加したモデルであり、男女の器官を兼ね備えており、表-1に示すように肺組織2、軟組織37、骨組織22の合計61の臓器・組織により構成されている。臓器・組織の幾何学的形状の入力には、汎用ユーザーズ版ではHOWFARに組み

込んでいる拡張MARS形状入力機能を用いており、本計算に用いたファントムモデルでは、各臓器・組織の形状を138のCG形式の理論式を用いて表現している。なお、作成した幾何学的形状はPICTURE機能を用いることにより図-1のように出力できることから、容易に入力データの確認が行える。計算に用いる臓器・組織の元素組成及び質量については、いずれも公開データ⁽⁶⁾を用いて設定した。

計算では、ファントムに光子平行ビームが人体軸に垂直に前方(AP)、後方(PA)及び側方(LAT)の各方向から入射する照射ジオメトリーに関して、各臓器・組織における沈着エネルギーをEGS4により求め、この結果を用いて単位フルエンス当たりの組織線量当量(等価線量)を算出した。線源形状は基本的にはファントム全体を含むように設定したが、対象とする臓器が小さく十分な統計精度が期待できない場合については、照射野を絞って計算することとした。入射光子エネルギーは、0.1MeV, 0.3MeV, 0.5MeV, 1.0MeV, 3.0MeVの5点とした。計算は動燃事業団所有のVP2600を用い、ヒストリー数を10000(1000×10バッチ)として実施した。

3. 計算結果及び考察

本計算では、モデル化したすべての臓器・組織の沈着エネルギーが同時に算出され、この結果から各臓器・組織の線量当量が求められるが、ここでは、計算結果について、公開されている数値との比較検討を行うこと及び臓器の形状に対する精度の検討を行うことから、単位フルエンス当たりの臓器線量当量がICRP Pub. 51に示されている肺(女性)及び睾丸を代表臓器として検討を行った。

各臓器の各照射ジオメトリーに対する沈着エネルギーの計算結果を表-2に示す。なお、線源形状については、肺(女性)にはファントム全体を包むように設定したものを、睾丸には照射野を絞ったものを用いており、この表に示す睾丸の計算には10cm×10cmの線源を用いている。計算結果から、両臓器ともいずれの照射ジオメトリーにおいても光子エネルギーが高くなると相対標準偏差(FSD)が増加しており、また、AP照射及びPA照射に比べてLAT照射の場合にFSDが大きくなっていることがわかる。前者は、光子エネルギーが高くなると透過する光子が増加し、計算上沈着する粒子数が少なくなっていることによるものである。後者は、対象臓器と線源との間に存在する他の臓器によるしゃへい効果が、LAT照射ではAP照射及びPA照射に比べて大きいため、計算上十分な粒子数を確保できず、FSDの増大をもたらしている。いずれの場合に対しても、計算上十分な粒子数を確保できるようヒストリー数を増やすことにより、計算精度の向上できるものと考えられる。

これらの沈着エネルギーを用いて算出した単位フルエンス当たりの臓器線量当量をICRP Pub. 51で与えられている値とともに図-2～図-5に示す。肺のAP照射及びLAT照射並びに睾丸のAP照射については概ねICRP Pub.51の値と一致しているものと考えられる。一方、睾丸のLAT照射についてはICRP Pub.51の値を大きく下回るとともに、相対標準偏差も25%～30%と大きくなっている。これは、睾丸の計算に用いた照射野の絞り込み(10cm×10cm)がAP照射においては適切であったが、線源までの距離が長いLAT照射では有効な線源領域を包含できなかったことによるものと考えられる。このため、睾丸のLAT照射について照射野の面積をパラメータとして計算を行ったところ、図-6及び図-7に

示すような結果が得られた。照射野の面積が2倍(10cm×20cm)で概ねICRP Pub.51の値と一致する結果となったが、さらに面積を増加した場合には、線源面積の増加に伴って対象とする臓器に入射する粒子数が減少することから、FSDがやや増加の傾向を示している。これより、睾丸のLAT照射ように形状が小さくかつ相対的に深部に存在する臓器に対しても、適切な照射野を設定することにより、十分な精度の評価が可能となることが分かった。

4. まとめ

EGS4汎用ユーザーズ版を用いて人体形状ファントムモデルにより臓器線量当量の計算を行った。計算結果によれば、形状の比較的大きな臓器・器官についてはファントム全体を包む線源形状においても概ねICRP Pub.51の値と一致しており、また、形状の小さい器官及び深部に存在する器官の評価においても、照射野の改善により、概ねICRP Pub.51の値と一致する結果が得られた。これらから、EGS4汎用ユーザーズ版の核燃料サイクル施設の線量当量評価への適用の見通しが得られた。

今後は、電子についての線量当量計算への適用検討として、ICRU球、平板ファントム及び人体形状ファントムを用いた計算を実施する計画である。また、核燃料サイクル施設の線量当量評価への適用のため、年齢依存の線量当量換算係数の算出及び排気中及び排水中の放射性物質に起因する線量当量評価への適用のための検討を実施するとともに、スカイライン線量評価のためのルーチンの組込みを実施する計画である。

参考文献

- 1) W. W. Nelson et al., The EGS4 Code System, SLAC-Report 265 (1985).
- 2) 百瀬, 他 EGS4コード汎用ユーザーズ版の開発, KEK Proceedings 91-14, p.48-73 (1991).
- 3) ICRP Pub.51 Data for Use in Protection against External Radiation.
- 4) W. S. Snyder et al., NM/MIRD Pamphlet No.5 (revised), J. Nucl. Med. 19 Supplement : 5-67 (1978).
- 5) C. A. Lewis et al., Phys. Med. Biol. Vol.24 No.5 p.1019-1024 (1979).
- 6) M. Cristy et al., Specific Absorbed Fractions of Energy at Various Ages from Internal Photon Sources, ORNL/TM-8381/V1-V7 (1987).
- 7) ICRP Pub.23 Report of the Task Group on Reference Man

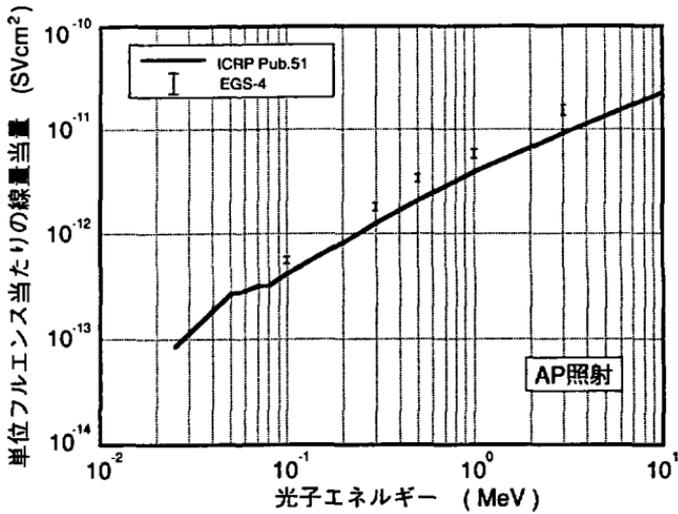


図-2 肺 (女性) についての線量当量計算結果 (1)

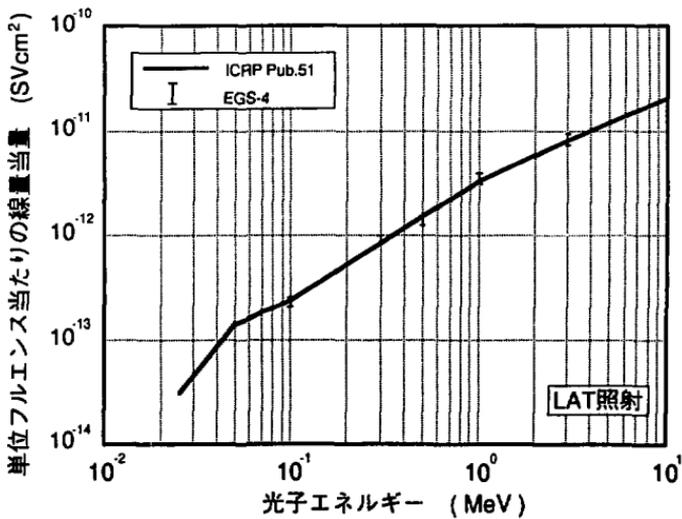


図-3 肺 (女性) についての線量当量計算結果 (2)

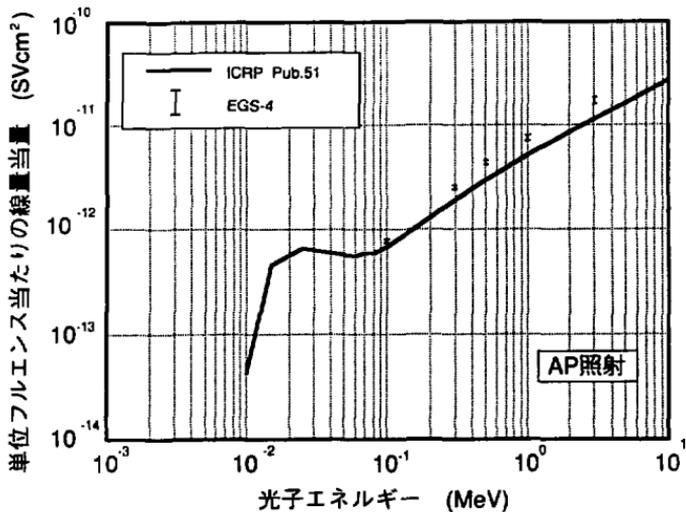


図-4 率丸についての線量当量計算結果 (1)

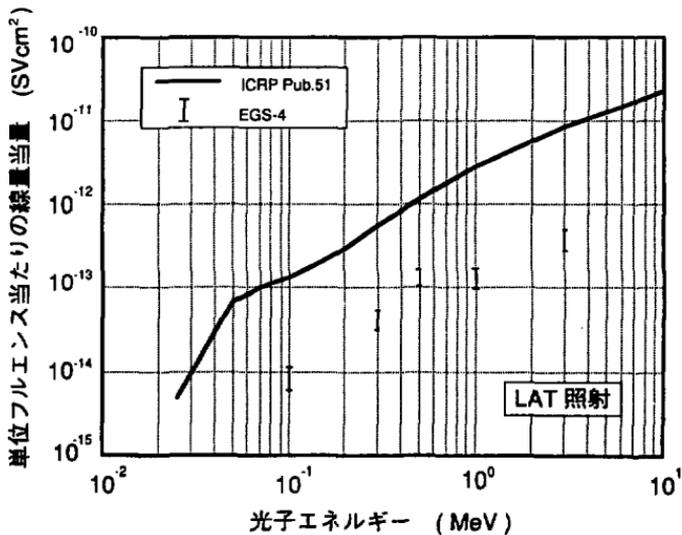


図-5 率丸についての線量当量計算結果 (2)

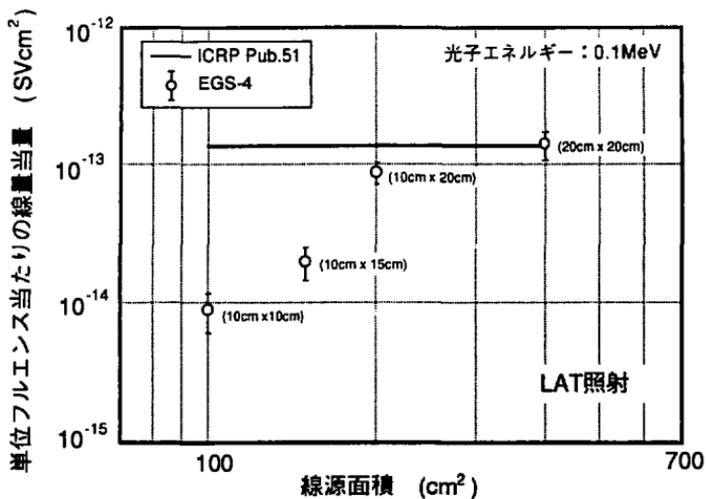


図-6 線源面積に対する素丸の線量当量計算結果(1)

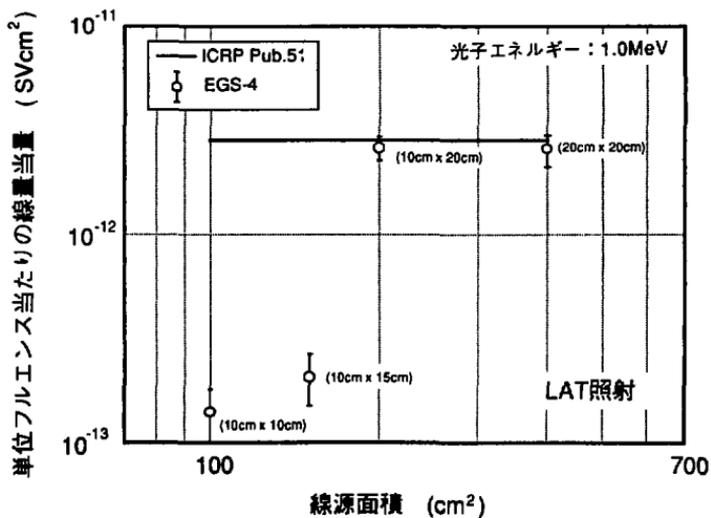


図-7 線源面積に対する素丸の線量当量計算結果(2)

表一 人体形状ファントムモデルに組み込まれる臓器及び組織

番号	臓器・組織	番号	臓器・組織	番号	臓器・組織	番号	臓器・組織
1	食道	17	肝臓	33	鎖骨	49	顔部
2	脳	18	肺・左	34	肩甲骨	50	胴部
3	副腎・左	19	肺・右	35	腕の骨上部・左	51	脚部
4	副腎・右	20	脾臓	36	腕の骨中部・左	52	頸部皮膚
5	胆のう	21	膵臓	37	腕の骨下部・左	53	胸部皮膚
6	胆のう内容物	22	胸腺	38	腕の骨上部・右	54	胸部皮膚
7	膀胱	23	甲状腺	39	腕の骨中部・右	55	乳房・左
8	膀胱内容物	24	水晶体・左	40	腕の骨下部・右	56	乳房・右
9	胃	25	水晶体・右	41	腕の骨上部・左	57	睾丸・左
10	大腸上部	26	前頭部	42	腕の骨中部・左	58	睾丸・右
11	大腸下部	27	後頭部	43	腕の骨下部・左	59	卵巣・左
12	胃及び大腸内容物	28	頭蓋骨	44	腕の骨上部・右	60	卵巣・右
13	小腸及び内容物	29	頰の骨	45	腕の骨中部・右	61	子宮
14	心臓及び内容物	30	脊髄上部	46	腕の骨下部・右		
15	腎臓・左	31	脊髄中部	47	骨盤		
16	腎臓・右	32	脊髄下部	48	肋骨		

表二 各照射ジオメトリにおける沈着エネルギー計算結果

臓器	光子I ₀ (MeV)	前方照射 (AP)		後方照射 (PA)		側方照射 (LAT)	
		沈着I ₀ (MeV)	FSD (%)	沈着I ₀ (MeV)	FSD (%)	沈着I ₀ (MeV)	FSD (%)
肺 (女性)	0.1	4.58E-04	7.66	5.27E-04	8.24	2.63E-04	9.71
	0.3	1.49E-03	8.31	1.76E-03	7.74	1.07E-03	9.35
	0.5	2.80E-03	8.50	3.17E-03	8.30	1.63E-03	10.54
	1.0	4.80E-03	9.98	4.64E-03	10.40	4.03E-03	11.21
	3.0	1.25E-02	12.02	1.06E-02	13.18	9.76E-03	13.09
睾丸	0.1	1.78E-03	3.93	2.02E-04	11.49	2.05E-05	31.56
	0.3	5.95E-03	4.35	1.21E-03	9.32	9.94E-05	25.92
	0.5	1.02E-02	4.75	3.20E-03	8.54	3.14E-04	23.45
	1.0	1.72E-02	5.66	7.74E-03	8.51	3.15E-04	28.64
	3.0	3.97E-02	6.95	2.76E-02	8.12	9.06E-04	28.16

コバルト60治療装置の光子エネルギースペクトルと 吸収線量の計算

東京都立医療技術短期大学 齋藤秀敏, 入船寅二, 福田賢一
福土政広, 三枝健二

Photon energy spectrum and dose distribution computation of a telecobalt therapy beam

Hidetoshi Saitoh, Toraji irifune, Kenichi Fukuda,
Masahiro Fukushi, Kenji Saegusa
Tokyo Metropolitan College of Allied Medical Sciences
7-2-10, Higashi-Ogu, Arakawa-Ku, Tokyo, 116, JAPAN

The most accurate mean of three-dimensional dose distribution calculation is by Monte Carlo techniques. In order to calculate dose distributions in a patient using Monte Carlo techniques, we must obtain accurate energy spectra of therapy beams. In this work, we used the EGS4 code system to compute the energy spectra from Shimadzu RTGS-2 cobalt-60 radiation therapy unit and the dose distributions in a homogeneous phantom for verification of the spectra.

As the result of the 1.17 and 1.33 MeV primary photons of 4,000,000 were randomly generated inside the entire source volume respectively, 66,976 photons reached the scoring plane at 80 cm SSD for field size of $30 \times 30 \text{ cm}^2$. Of the 66,976 photons, 61.3% were unscattered primary photons and 38.7% were scattered photons. The ratio of primary photons to scattered photons decreased as field area increased. These lower energy photons were ejected mainly caused by Compton interactions with the source itself, the source capsule, the primary definer and the adjustable collimator.

The spectra were used as input to calculate percentage depth doses in water phantom. The computed percentage depth doses were in good agreement with the experimental data with an ionization chamber.

1 はじめに

放射線治療の精度向上のためには体内の吸収線量分布を3%の精度で計算する必要がある¹⁾。しかし、従来の計算アルゴリズムでは複雑な不均質部の線量計算を高い精度で実施することは難しい。

シミュレーションでは図2のように線源格納部分は線源カプセルの周囲をタングステンで囲み、さらにその周りを鉛で囲んだ構造とした。1次コリメータの材質はタングステン、照射野コリメータの材質は鉛である。実際の照射野コリメータは多重絞り機構であるが、シミュレーションではモノブロックコリメータとし、簡略化した。また、照射野コリメータは線源表面間距離 (source-surface distance; SSD) 80 cmの位置で、最大 $30 \times 30 \text{ cm}^2$ までの任意の正方形照射野に設定できる。線源および線源カプセルの材質と寸法は図3に示すように、日本アイソトープ協会のP150型のステンレス製カプセルを精密にコーティングした。コバルト60線源についてはペレット形状であるが、密度が 5.6 g/cm^3 の一様な金属とした。また、カプセルはSUS316Lと呼ばれるステンレス材であり、重量比が C : 0.03%, Si : 1.0%, Mn : 2.0%, P : 0.04%, S : 0.03%, Ni : 13.5%, Cr : 17.0%, Mo : 2.5%, Fe : 63.9%, 比重は 7.9 g/cm^3 の合金である。これらの金属については新たにPEGS4プログラムで断面積データを計算し、使用した。

1.17 MeVと1.33 MeVの光子を線源容器内で均一に、各方向に一様に各4百万個発生させ、 10×10 , 20×20 , $30 \times 30 \text{ cm}^2$ の正方形照射野について、図2に示すSSD80 cmの位置に設定した円内に到達する光子数を50 keVごとに算出した。

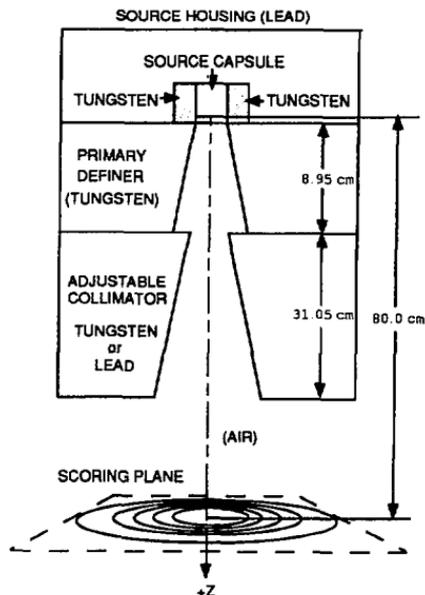


Fig.2 Schematic diagram of the source housing, primary collimator, adjustable collimator and sampling plane on our simulation.

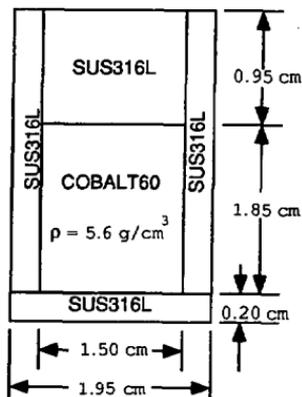


Fig.3 Diagram of the source and source capsule geometry and materials on our simulation.

2.2 結果

照射野 $30 \times 30 \text{ cm}^2$ の場合、66,976 個の光子が SSD 80 cm の位置に設定した半径 15 cm の円中に到達した。このときのエネルギースペクトルを図 4 に示す。コバルト 60 線源からの 1 次線は 41,064 個、散乱光子は 25,912 個であり、その比は 0.613 : 0.387 であった。また、照射野 10×10 、 $20 \times 20 \text{ cm}^2$ での比はそれぞれ 0.657 : 0.343、0.621 : 0.379 であり、照射野が大きいほど治療線束中の 1 次線に対する散乱線の割合が増大した。

1 次線を除いた散乱光子のエネルギースペクトルを図 5 に示す。散乱光子の約 22% は照射野限定機構で散乱された光子であり、0.8 MeV 以上の比較的高いエネルギー領域に分布した。線源および線源カプセルで散乱された光子は約 0.15 MeV から 1.10 MeV 程度までほぼ一様に分布したが、0.4 MeV 以下は線源内で照射野の反対方向に放出された光子が線源カプセル内で後方に散乱し、治療線束中に混入したものが多くみられた。

ビーム中心軸から半径 0-5 cm、6-10 cm、11-15 cm の同心円内に到達した散乱光子のフルエンスを図 6 に示す。中心軸に近いほど、フルエンスは大きい。とくに半径 0-5 cm では、約 0.8 MeV 以上の散乱光子が多く見られた。

照射野 10×10 、 20×20 、 $30 \times 30 \text{ cm}^2$ について、半径 5 cm の円内に到達した光子のエネルギースペクトルを図 7 に示す。照射野が大きいほど高いエネルギーの光子が多い。これは照射野コリメータの開度が大きいほど、コリメータで散乱された比較的高いエネルギーの散乱光子が照射野に混入するためである。

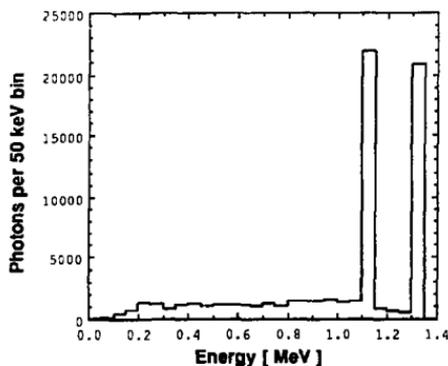


Fig.4 Energy spectrum of all photons which were collected in a radial bin extending from 0.0 to 15.0 cm at sampling plane (SSD80 cm) for field size $30 \times 30 \text{ cm}^2$.

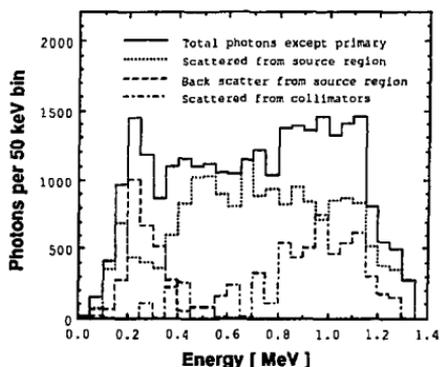


Fig.5 Energy spectrum of photons except the unscattered primary photons are shown separately from last scattered regions.

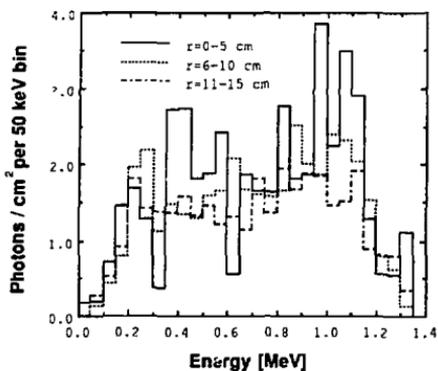


Fig.6 Comparison of the scattered photon spectra which were collected in different radial bin position at sampling plane for field size 30×30 cm².

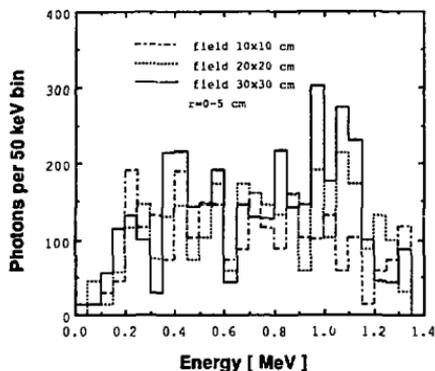


Fig.7 Comparison of the scattered photon spectra which were collected in a radial bin extending from 0.0 to 5.0 cm at sampling plane for different field size.

3 吸収線量分布計算

3.1 方法

我々は計算により求められた光子エネルギースペクトルを使用して、均質な水ファントム中心軸上の吸収線量分布を計算した。水ファントムは半径30 cm、深さ40 cmの円筒形とし、その中心軸上に半径1 cm、厚さ0.5 cmのビンを設定した。ビームは線源下面を軸とするファン状とし、ファントムに垂直に入射する。SSD 80 cmの水ファントム表面上で、 5×5 、 10×10 、 20×20 cm²の正方形照射野について計算した。このときの計算条件はESTEPE=5%、AP=10 keV、AE=50 keVである。またコリメータ、線源、線源カプセルで発生するコンプトン電子は全光子数の約1%が患者体表に到達するが、計算は光子のみ、ヒストリー数は1千万個で行なった。

3.2 結果

正方形照射野 5×5 、 10×10 、 20×20 cm²のモンテカルロ法による深部量百分率の計算値と電離箱線量計による実測値との比較を図8、9、10に示す。計算による深部量百分率は、ビルドアップ深さ0.5-1.0 cmの吸収線量で正規化したものである。コバルト60治療ビームを1.25 MeVの単色光子と仮定した場合、10 cmより浅い深さでは計算値が実測値より大きく、深部量百分率曲線の勾配も急峻であるが⁴⁾、スペクトルを考慮した我々の計算値は電離箱線量計による測定値と良く一致した。

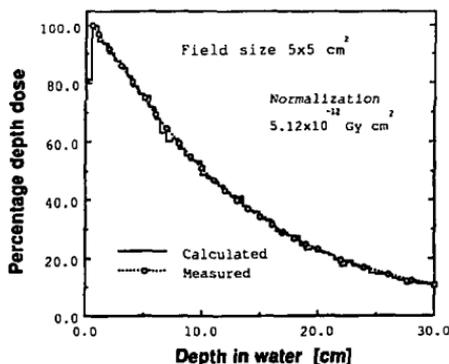


Fig.8 Comparison of calculated and measured percentage depth dose curves for a 5×5 cm² field.

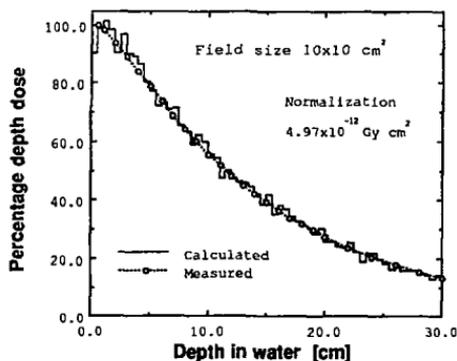


Fig.9 Comparison of calculated and measured percentage depth dose curves for a 10×10 cm² field.

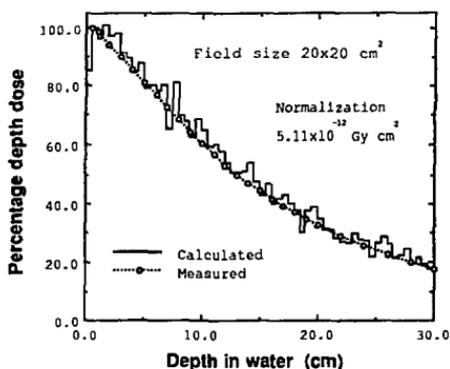


Fig.10 Comparison of calculated and measured percentage depth dose curves for a 20×20 cm² field.

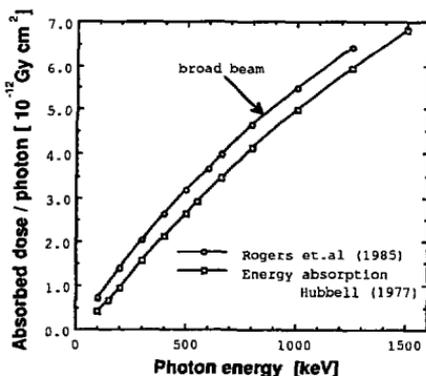


Fig.11 Calculated absorbed dose at buildup region for a broad beam by Rogers (Ref.6) and mass energy absorption by Hubbell.

4 考察

今回、我々が計算した島津社製RTGS-2型遠隔コバルト治療装置において、照射野 30×30 cm²、SSD 80 cmの位置に到達した光子の1次線と散乱線との比は0.613 : 0.387であった。Hanらが報告したAECL社製Theratron780遠隔コバルト治療装置に

よる同様のシミュレーションでは、照射野 $35 \times 35 \text{ cm}^2$ ，SSD 80 cmの位置に到達した光子の1次線と散乱線との比は約2:1であった¹⁾。これはHanらのコバルト60線源の高さが1.0 cmであったのに対して、我々の計算した線源の高さが1.85 cmと高く、線源内部からの散乱光子数が多かったためであると考えられる。

エネルギースペクトルを考慮した均質な水ファントム中の中心軸線量は電離箱線量計による測定値と良く一致した。しかし、大きい照射野では統計誤差によるゆらぎが大きかった。Nahumによれば吸収線量の計算精度を2%にするためには、入射光子のエネルギーが1 MeVで照射野が $10 \times 10 \text{ cm}^2$ の場合、約4千万ヒストリーのシミュレーションが必要である²⁾。大きな照射野で計算精度を確保し、計算時間を短縮するためには、今後variance reduction techniqueと最適な計算パラメータを検討する必要がある。

我々の計算では1光子当たりのビルドアップ深さでの吸収線量は約 $5.1 \times 10^{-12} \text{ Gy}$ であった。図11に広い線束の最大吸収線量深さでの、1光子当たりの吸収線量の計算値のエネルギーによる変化³⁾を示す。さらに、質量エネルギー吸収係数から算出した1光子当たりの吸収線量のエネルギーによる変化を示す。これによるとコバルト60治療ビームの実効的なエネルギーは、約0.9 MeVまたは約1.0 MeVとなった。

5 まとめ

放射線治療のためのコバルト60照射装置は出力線量率が大きいため、直接シンチレータ、半導体検出器などによるエネルギースペクトルの測定は難しい。また、間接的な測定で得られるエネルギースペクトルが、治療位置の患者に入射するエネルギースペクトルであることを検定することも困難である。われわれが今回報告したように、モンテカルロ法により治療ビームのエネルギースペクトルを求め、そのスペクトルによる吸収線量分布を計算し、電離箱線量計による測定値と比較することによってエネルギースペクトルの検定を行なう方法は実際的である。

参考文献

- 1) Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of X or Gamma rays in radiotherapy procedures: ICRU report 24, 12-15, 1976.
- 2) Nahum A. E.: Overview of photon and electron Monte Carlo, Monte Carlo transport of electrons and photons, 3-20, Plenum Press, 1988.
- 3) Nelson W. R., Hirayama H., Rogers D. W. O.: The EGS4 code system, SLAC report-265, 1985.
- 4) Ito A.: Three-dimensional dose calculation for total body irradiation, Monte Carlo transport of electrons and photons, 573-598, Plenum Press, 1988.
- 5) Han K., Chui B. C., Mohan R.: Monte Carlo simulation of a cobalt-60 beam: Med. Phys. 14, 414-419, 1987.
- 6) Rogers D. W. O. and Bielajew A. F.: Calculated buildup curves for photons with energies up to ⁶⁰Co: Med. Phys. 12, 738-744, 1985.

ポジトロンファクトリー用電子リニアック及びターゲット系に関する考察

原研高崎 金子広久、岡田淑平

Cosideration on Electron Linac and Target System for the Positron Factory

Hirohisa Kaneko, Sohei Okada

Takasaki Establishment, Japan Atomic Energy Reserarch Institute
Watanuki-machi, Takasaki-shi, Gunma-ken 370-12, Japan

JAERI Takasaki has been promoting design studies for the Positron Factory, which aims at production of linac-based intense monoenergetic positron beams of 10^{10} s^{-1} in intensity. A new concept of the target design is proposed, which is expected to supply intense slow positron beams simultaneously for multiple beam channels.

We investigated relationship between the electron beam energies of the linac onto the converter and the slow positron yields from the moderator with Monte Carlo simulations. We used EGS4 for the energetic positron production in the converter and a newly developed code named SPG (Slow Positron Generation) for the slow positron production in the moderator. It was concluded that the optimal electron beam energy is around 100 to 150 MeV.

1. はじめに

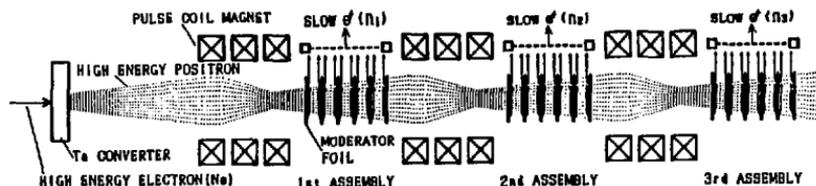
原研高崎では、100kW級の専用電子リニアックを用いて、 10^{10} 個/秒以上の高強度単色陽電子ビームを発生させ、高度な材料キャラクタリゼーションや、基礎物理・化学・生物学に応用することを目指すポジトロンファクトリー計画¹⁾が検討されている。その中のターゲット系について、モンテカルロ計算に基づく検討を行い、電子リニアックのビームエネルギーとして、どの程度のものが最適であるか検討を行った。

2. 方法

高エネルギーの電子が入射するコンバータ部での、制動放射と対生成のカスケード反応による高エネルギー陽電子の発生シミュレーションにはEGS4を用いた。USER CODEは、平山氏によって作成されたUCPOSIT⁴⁾をベースに、 10° ステップの放出角度分布が各コンバータ厚さ毎に求められるようモディファイしたものを使用した。低速陽電子を取り出すモデレータ中での高エネルギー陽電子の挙動(熱化、拡散、消滅、再放出)のシミュレーションには、自作のモンテカルロコードSPG (Slow Positron Generation)²⁾を使用した。

3. 計算結果及び考察

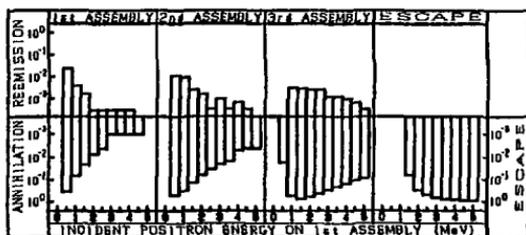
ポジトロンファクトリーの設計検討においては、図1に示すような多チャンネル低速陽電子同時取り出しのためのターゲット系を提案している^{2, 3, 6, 8)}。



【図1】複数のモデレータアセンブリー配置による多チャンネル低速陽電子ビーム同時取り出しの概念

このような複数のモデレータアセンブリーに、コンバータからいろいろなエネルギーの陽電子が入射した場合、それがどの程度の割合で低速陽電子に変換される

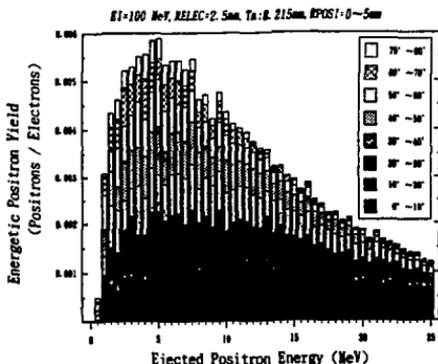
かをSPGで計算した結果を図2に示す。従来方式の単一モデレータアセンブリー（図中の第1アセンブリーのみ）では、高エネルギーの陽電子は透過してしまい低速陽電子生成への寄与は少ない。複数のアセンブリーを並べると後段のアセンブリーで高エネルギー成分を有効に利用できるようになる。それにしても、高エネルギー成分の利用効率は低い。



【図2】コンバータから種々のエネルギーの陽電子が入射した場合の多チャンネルモデレータアセンブリーにおける低速陽電子再放出、消滅、透過の割合（計算値）。W差面における再放出分率は1/3とした。アセンブリー構成は、第1が2μm厚W×20枚、第2が2μm厚W×18枚を2.5μm厚W2枚ではさんだもの、第3が2.5μm厚W×20枚とした。

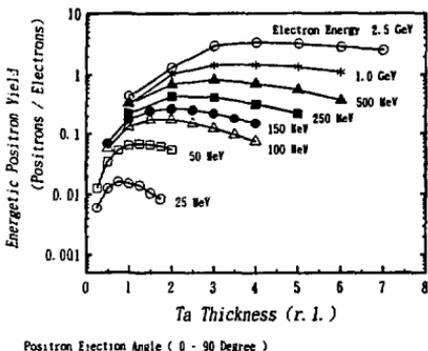
は低い。従って、今後いろいろなモデレータの形式を考えるにせよ、コンバータから放出されたモデレータに入射する陽電子のうち低速陽電子生成に有効なのは

せいぜい10MeV程度までのエネルギーのものと考えてよい。図3は、コンバータから放出される陽電子のエネルギー及び角度分布を、EGS4を用いて計算した例である。放出陽電子の低エネルギー側ほど全角度にわたって分布していることがわかる。このような計算を、入射電子エネルギー及びコンバータ厚さを色々変えて行った結果が図4である。各入射電子エネルギーでの最適なコンバータ厚さがわかる。図5は、電子ビーム出力を100kW一定とした場合に、コンバータから放出される陽電子のうち、低速陽電子生成に有

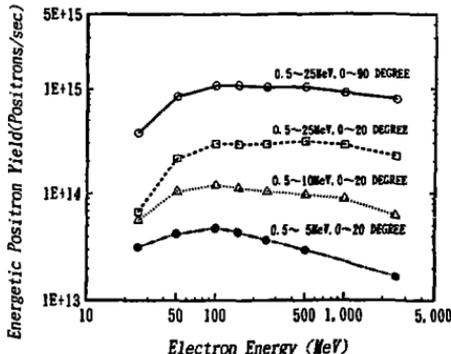


【図3】Taコンバータから放出される陽電子のエネルギー及び放出角度分布（EGS4による計算値）

効と考えられるもの(陽電子エネルギー5 MeV以下及至10 MeV以下)の数を、電子ビームエネルギーに対してプロットしたものである。コンバータの厚さとしては、各電子ビームエネルギーに対して最適なものを選んだ。コンバータからの陽電子の放出角度については、モデレータに入射する有効な立体角を考え20°以内とした。図には、参考のため全角度に放出される2.5 MeVまでの陽電子についてもプロットした。これから明らかにかなうように、低速陽電子生成のために最適な電子ビームエネルギーは100~150 MeV程度である。



【図4】各エネルギーの電子ビームを入射した場合には、コンバータから放出される高エネルギー陽電子の生成効率と、コンバータの厚さとの関係(計算値)。



【図5】Taコンバータへの入射電子ビーム(径5mm)の出力を一定(100kW)とした場合の、電子ビームエネルギーとコンバータ(厚径5mm以内)からの放出陽電子数との関係(計算値)。图中の数値は放出陽電子のエネルギー及び放出角度範囲。

4. まとめ

ポジトロンファクトリーターゲット系における低速陽電子生成にEGS4(コンバータ部)及び自作のコードSPG(モデレータ部)を順次適用した結果、最も効率の良い電子ビームエネルギーは100~150 MeVであることがわかった。なお今年度中には、EGS4とSPGを結合させて、より精度の高い計算ができるようになる予定である。

参考文献

- 1) S. Okada: Proc. 2nd Int. Symp. Advanced Nuclear Energy Research (Wito, 1990) p. 324
- 2) S. Okada and H. Sunaga: Nucl. Instr. and Meth. B56/57 (1991) 604
- 3) S. Okada and H. Sunaga, H. Kaneko, H. Tachibana, K. Yotsumoto and J. Okamoto: Proc. Int. Conf. on Evolution in Beam Application (Takasaki, 1991) p. 257
- 4) H. Hirayama: KEK Internal Report 89-17 (1990)
- 5) 金子広久、岡田漱平: 第39回応用物理学関係連合講演会(習志野, 1992)
- 6) 金子広久、岡田漱平: 第29回理工学における同位元素研究発表会(東京, 1992)

EGS4を用いた核融合炉ダイバータ への逃走電子エネルギー沈着解析

原研[△]、備三菱総研[△] 刃刀資彰[△]、秋場真人[△]、小川益郎[△]
佐藤理[△]、中村充志[△]

Simulation of Energy Deposition from Runaway Electrons
in Plasma Facing Components with EGS4

Tomoaki Kunugi, Masato Akiba and Masuro Ogawa
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-11 Japan

Osamu Sato and Mitsushi Nakamura
Mitsubishi Research Institute Inc.
Time & Life Building, 3-6, Ohtemachi 2-chome, Chiyoda-ku, Tokyo, 100 Japan

ABSTRACT

The electron-gamma shower code EGS4 was applied to the simulation of energy deposition from runaway electrons in the plasma facing components of tokamaks. We calculated the energy deposition in the layers of carbon and molybdenum irradiated by electrons which energies were from 10 to 300 MeV and the incident angles were from 0.5 to 25 degrees. The energy depositions calculated by EGS4 were compared to the results of GEANT3. EGS4 calculated higher total energy deposition rate in both carbon and molybdenum layers, and lower peak energy at the surface of molybdenum layer. EGS4 was also applied to the calculations of energy deposition on three types of proposed ITER divertor targets. The results of these calculations showed that the peak deposited energies on metallic components were not affected by their geometrical shapes in case of low incident angle.

1. はじめに

国際熱核融合炉 (ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor) 等(図1)におけるプラズマディスラプション時には、熱クエンチや電流クエンチが生ずることが指摘されている⁽¹⁾。電流クエンチでは、トロイダル磁場で加速された高エネルギー逃走電子(Runaway Electrons)がダイバータ(図2)等のプラズマ対向機器(PFC: Plasma Facing Components)へ直接入射・散乱し、PFC部材内での体積発熱が大きくなる為、熱構造上の問題となっている。本報告は、高エネルギーの逃走電子のPFC内エネルギー沈着量を評価するためのEGS4ユーザー・コード・システムの開発、同種コードであるGEANT3との比較検討および本コードシステムのITERダイバータ構造への適用に関するものである。

2. 解析手法

高エネルギーの逃走電子をモンテ・カルロ法によって追跡し、PFC部材内でのエネルギー沈着量を評価するため、高エネルギー物理学分野で開発されたEGS4を基本としたユーザー・コードを開発した⁽²⁾。EGS4コードシステムは、数keVから数TeVまでのエネルギー領域で、電子対生成、コンプトン散乱、制動放射、電子陽電子消滅、イオン化および多重散乱等を考慮しており、10~600MeVのエネルギーを持つと想定されている核融合炉の逃走電子に対する電磁カスケードシミュレーションが可能である。

3. 解析結果

核融合炉ダイバータの一例として比較的単純な構造(炭素材アーマー付きモリブデン鋼)を対象とし(図3)、入射エネルギーの大きさ(10~300MeV)および入射角度(0.5°~25°)をパラメータとして、H. CalenらのGEANT3コード(CERNが開発)を用いた解析結果⁽³⁾と比較検討した(図4、5および表1~3)。その結果、EGS4の全エネルギー沈着量はGEANT3より大きな値を示すが、モリブデン鋼の炭素材側の界面近傍に生ずる沈着エネルギーのピークはGEANT3より低い値を示す傾向のあることが分かった。この傾向が一般的なものであるかどうかは、他の物質に対するシミュレーションを実施して確認する必要がある。

また、3種類のITER候補ダイバータ構造(図6)についても予備的な解析を行った。この際、300MeVの逃走電子がダイバータ表面に対して 0.5° で入射すると仮定した。その結果を図7及び表4に示す。入射角度が比較的小さいため、ダイバータ表面での反射が大きく、ダイバータ内部構造の違いによるエネルギー沈着量の差はほとんど見られなかった。入射角が大きくなればこの差は大きくなると推定され、現在解析中である。今回は、磁場を考慮しておらず、電子の磁力線への絡み付きや反射電子の再入射挙動をシミュレートできていない。今後、これらの影響を考慮したユーザー・コードの改良を行うと共に、実験結果等によるコードの検証を進める予定である。

参考文献

- [1] T. Kuroda and G. Vieider, "ITER Plasma Facing Components," ITER Doc. No. 30 (1990)
- [2] T. Kunugi, O. Sato, M. Nakamura, M. Akiba and M. Ogawa, "The Simulation of the Energy Deposition from Runaway Electrons in Plasma Facing Component with EGS4," Fusion Technology, vol. 21, pp. 1868-1872 (1992)
- [3] H. Calen, S. Kullander and A. Mortzell, "Energy Deposition in Tokamaks by Impact of Runaway Electrons," Dep. of Rad. Sci., Uppsala Univ., UU-267 (1989)

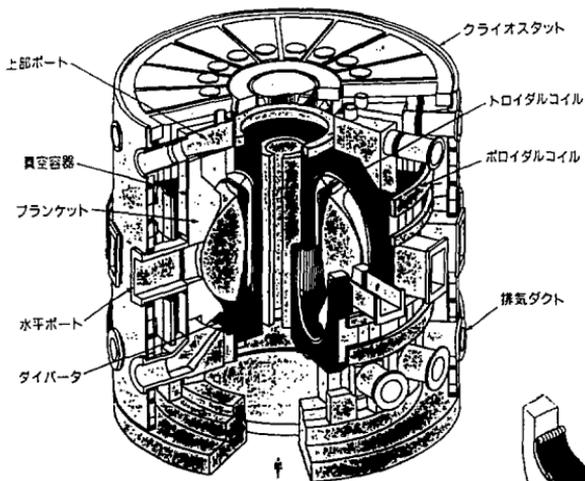


図1 ITER外観

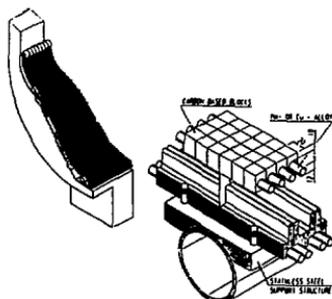


図2 ダイバータ構造例

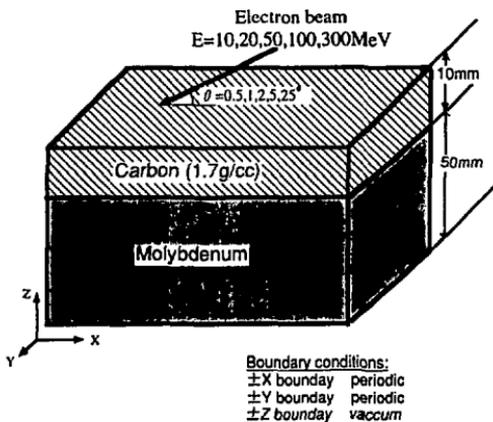


図3 EGS4/GEANT3
比較用解析モデル体系

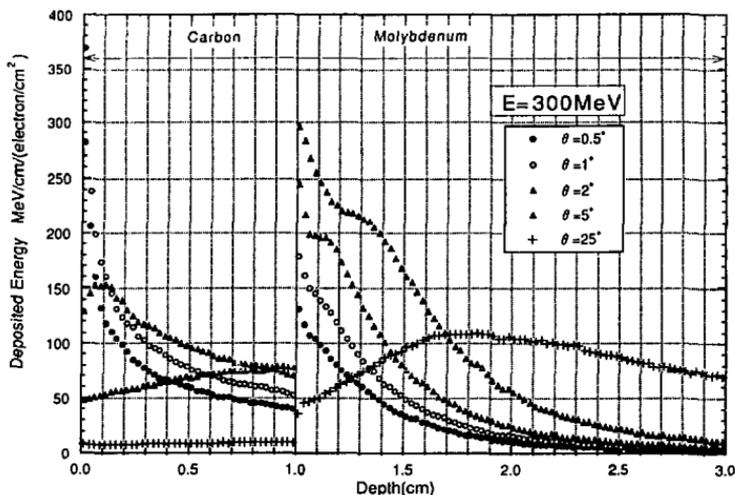


図4 エネルギー沈着分布計算例
(300 MeV 逃走電子)

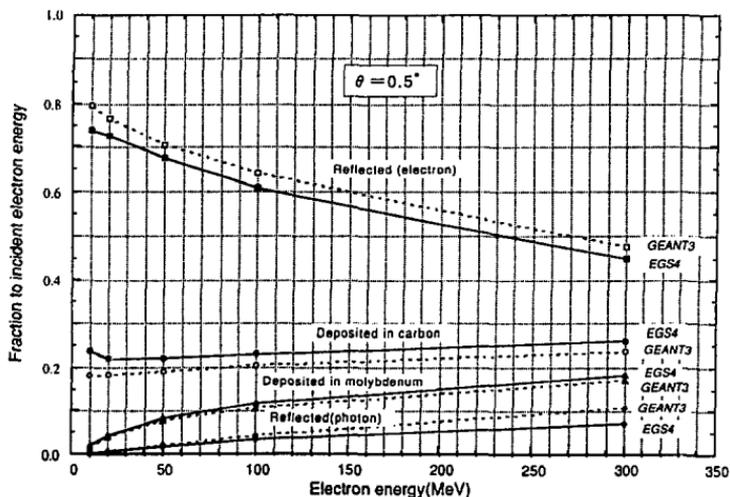


図5 逃走電子の沈着反射割り合い例
(入射角度: 0.5°)

表1 炭素およびモリブデン層中への沈着エネルギー
の入射エネルギーに対する割合

Electron Energy E (MeV)	Incident Angle θ (degree)	Fraction of deposited energy (%)			
		in Carbon		in Molybdenum	
		EGS4	GEANT3*	EGS4	GEANT3*
10	0.5	23.85 ± 0.49	18.24	2.02 ± 0.11	1.63
	1.0	29.96 ± 0.51	23.80	2.53 ± 0.12	2.29
	2.0	39.01 ± 0.52		3.40 ± 0.13	
	5.0	56.80 ± 0.49	50.84	5.54 ± 0.17	5.23
	25.0	73.10 ± 0.29	74.18	21.75 ± 0.29	19.11
20	0.5	22.09 ± 0.44	18.36	4.32 ± 0.17	3.99
	1.0	30.00 ± 0.46	24.44	6.04 ± 0.20	5.44
	2.0	39.55 ± 0.46	34.62	8.34 ± 0.22	7.86
	5.0	54.48 ± 0.41	50.84	13.02 ± 0.26	12.72
	25.0	47.19 ± 0.29	50.37	47.58 ± 0.32	43.96
50	0.5	22.24 ± 0.38	19.29	8.19 ± 0.25	7.87
	1.0	30.11 ± 0.39	25.94	11.34 ± 0.27	10.12
	2.0	39.91 ± 0.38		15.67 ± 0.31	
	5.0	50.14 ± 0.30	46.79	26.54 ± 0.35	26.75
	25.0	18.26 ± 0.12	19.26	75.70 ± 0.20	73.35
100	0.5	23.13 ± 0.34	20.67	11.85 ± 0.29	10.77
	1.0	30.64 ± 0.33	28.32	16.77 ± 0.32	15.88
	2.0	38.81 ± 0.30	36.27	23.63 ± 0.34	22.80
	5.0	41.60 ± 0.25	39.93	41.09 ± 0.36	39.30
	25.0	8.68 ± 0.05	8.99	85.18 ± 0.14	83.96
300	0.5	26.13 ± 0.27	23.78	18.35 ± 0.31	17.21
	1.0	32.27 ± 0.24	29.75	26.31 ± 0.33	23.51
	2.0	34.78 ± 0.20	34.06	39.43 ± 0.34	36.71
	5.0	22.28 ± 0.15	22.54	66.52 ± 0.25	61.52
	25.0	3.10 ± 0.02	2.94	89.22 ± 0.10	89.68

* The results of GEANT3 is obtained from Ref. (E=10-100MeV, $\theta=1-25^\circ$)

表2 炭素およびモリブデン層からの反射電子エネルギー

Electron Energy (MeV)	Incident Angle (degree)	Fraction of reflected energy (%)			
		by Electrons		by Positrons	by Photons
		EGS4	GEANT3*	EGS4	EGS4 GEANT3*
10	0.5	73.96	79.7	0.00	0.44 0.3
	1.0	67.24	73.4	0.00	0.62 0.5
	2.0	57.32		0.00	0.62
	5.0	37.08	43.2	0.00	0.80 0.8
	25.0	4.05	5.0	0.00	0.65 0.8
20	0.5	72.79	76.7	0.00	0.82 0.8
	1.0	62.89	69.0	0.00	1.17 1.0
	2.0	50.75	56.1	0.00	1.43 1.3
	5.0	30.73	34.6	0.01	1.65 1.7
	25.0	2.38	3.2	0.00	2.89 1.8
50	0.5	67.58	70.6	0.07	1.80 2.1
	1.0	56.29	59.7	0.12	2.05 2.7
	2.0	40.72		0.18	3.03
	5.0	20.18	21.6	0.07	2.76 4.2
	25.0	1.65	1.9	0.03	1.46 3.2
100	0.5	60.99	64.1	0.42	3.35 4.3
	1.0	47.37	48.8	0.48	4.44 5.7
	2.0	31.64	32.9	0.51	5.01 6.6
	5.0	12.06	12.9	0.34	4.31 6.9
	25.0	0.63	0.3	0.04	1.31 2.9
300	0.5	45.15	47.8	2.06	7.28 10.8
	1.0	29.51	33.1	2.24	8.60 13.1
	2.0	15.44	15.2	1.87	7.34 13.4
	5.0	4.48	4.6	0.98	4.50 10.5
	25.0	0.16	0.6	0.02	0.89 1.6

* The results of GEANT3 is obtained from Ref. (E=10-100MeV, $\theta=1-25^\circ$)

表3 炭素およびモリブデン層中での最大沈着エネルギー

Electron Energy (MeV)	Incident Angle (degree)	Peak deposited energy (MeV/cm ²)/(electron/cm ²) in Carbon		Peak deposited energy (MeV/cm ²)/(electron/cm ²) in Molybdenum	
		EGS4	GEANT3*	EGS4	GEANT3*
10	0.5	24.17 ±0.36	17.30	1.60 ±0.12	2.00
	1.0	30.07 ±0.37	22.50	2.10 ±0.13	2.60
	2.0	36.90 ±0.36		2.72 ±0.15	
	5.0	39.15 ±0.32	37.30	4.46 ±0.18	6.20
	25.0	9.76 ±0.15	11.20	15.62 ±0.32	18.40
20	0.5	40.85 ±0.57	32.90	3.73 ±0.20	5.00
	1.0	51.52 ±0.57	42.60	5.84 ±0.26	6.50
	2.0	60.75 ±0.54	54.50	7.57 ±0.27	9.10
	5.0	49.71 ±0.45	53.80	12.34 ±0.34	15.10
	25.0	10.34 ±0.17	11.40	32.30 ±0.48	37.90
50	0.5	90.29 ±1.09	79.20	12.75 ±0.49	14.50
	1.0	111.85 ±1.06	101.60	17.28 ±0.57	18.30
	2.0	111.65 ±0.96		24.37 ±0.65	
	5.0	50.73 ±0.74	62.70	41.08 ±0.82	43.10
	25.0	10.66 ±0.17	10.90	51.04 ±0.72	54.80
100	0.5	163.08 ±1.66	154.80	31.08 ±1.00	33.30
	1.0	181.68 ±1.53	180.60	40.68 ±1.04	50.30
	2.0	136.07 ±1.22	153.60	58.26 ±1.22	68.00
	5.0	57.21 ±0.80	63.10	96.55 ±1.47	108.70
	25.0	9.69 ±0.15	9.80	58.49 ±0.87	64.10
300	0.5	369.89 ±3.11	349.50	131.13 ±2.61	162.80
	1.0	282.05 ±2.51	307.00	179.06 ±2.85	234.90
	2.0	153.36 ±1.76	166.00	246.39 ±3.15	315.50
	5.0	79.14 ±1.06	78.30	296.41 ±3.23	364.20
	25.0	10.44 ±0.16	9.50	109.48 ±1.39	135.00

* The results of GEANT3 is obtained from Ref. (E=10-100MeV, $\theta=1-25^\circ$)

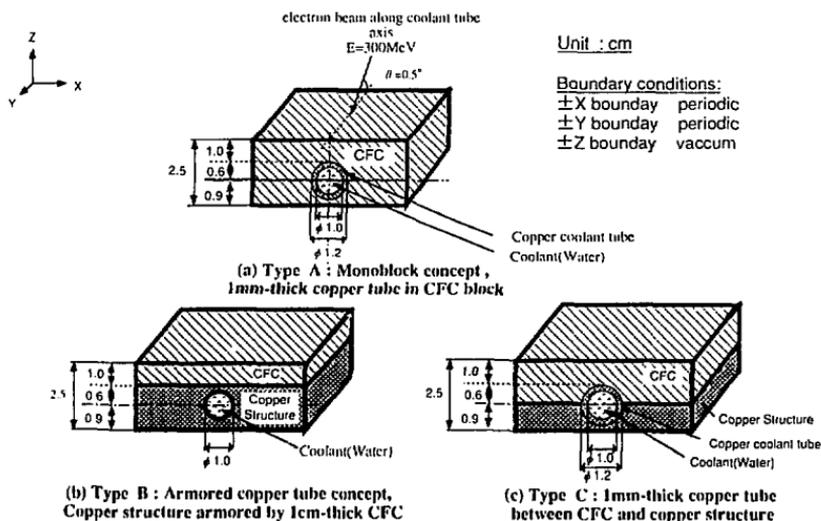


図6 ITER候補ダイバータ構造 (A : モノブロックタイプ、B : フラットタイプ、C : サドルタイプ)

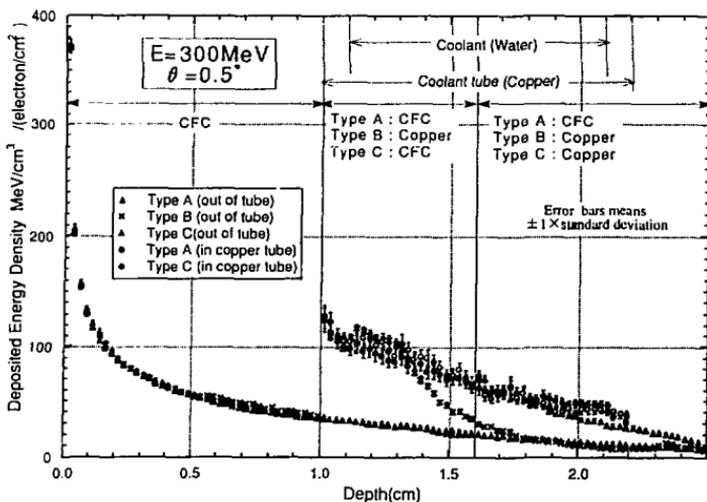


図7 3種類のITER候補ダイバータ断面の平均エネルギー沈着量分布
(逃走電子エネルギー: 300MeV、入射角度: 0.5°)

表4 3種類のITER候補ダイバータ各層の最大エネルギー沈着量

Type A : Monoblock concept, 1mm-thick copper tube in CFC block

component	average deposited energy (MeV/cm ³)	peak deposited energy (MeV/cm ³)
CFC	47.21 ± 0.50	372.3 ± 3.1
Coolant tube	73.65 ± 1.48	124.6 ± 10.5
Coolant	16.00 ± 0.39	

Type B : Armored copper tube concept, copper structure armored by 1cm-thick CFC

component	average deposited energy (MeV/cm ³)	peak deposited energy (MeV/cm ³)
CFC	76.21 ± 1.04	371.2 ± 4.0
Copper structure	40.63 ± 0.91	126.1 ± 3.4
Coolant	7.96 ± 0.29	

Type C : 1mm-thick coolant tube between CFC and copper structure

component	average deposited energy (MeV/cm ³)	peak deposited energy (MeV/cm ³)
CFC	63.92 ± 0.88	374.8 ± 4.0
Coolant tube	73.32 ± 1.88	127.4 ± 3.4
Copper structure	30.60 ± 0.87	75.5 ± 3.2
	15.36 ± 0.47	

第2回『EGS4研究会』講演プログラム

於：高エネルギー物理学研究所・3号館セミナーホール

1992年7月20日(月)

EGS4システムの紹介(1) (13:30 ~ 17:30)

- | | |
|--------------------------------|-----------|
| 1) EGS4の概要 | KEK 平山 英夫 |
| 2) EGS4のインストールとPEGs4の使い方 | KEK 波戸 芳仁 |
| 3) MORTRAN3の使い方(1) | KEK 平山 英夫 |
| 4) EGS4の使用例(1) | KEK 平山 英夫 |
| 5) 放射線安全管理センターにおけるEGS4システム使用環境 | KEK 波戸 芳仁 |

1992年7月21日(火)

EGS4システムの紹介(2) (9:30 ~ 11:45)

- | | |
|------------------------------------|-----------|
| 6) MORTRANの使い方(2) | KEK 平山 英夫 |
| 7) EGS4の使用例(2) | KEK 平山 英夫 |
| 8) UNIX Workstation への組み込み時のトラブル対策 | KEK 波戸 芳仁 |

EGS4を使用した研究報告

セッションI (13:30 ~ 14:40) 座長 伴 秀一(KEK)

- | | |
|----------------------------------|--------------------------|
| 1) EGS4コードの教育用ユーザインターフェイス | 動燃事業団 小無健司 他 |
| 2) 高速中性子による鉄の γ 線生成断面積の測定 | 京大 田辺英治 他 |
| 3) 光核反応断面積測定のための制動放射線束の評価 | 東北大サイクロトロン・RIセンター 宇野喜智 他 |

セッションII (14:50 ~ 16:20) 座長 田中 俊一 (原研)

- 4) 陽子線照射治療に伴う放射化空気の放射能濃度測定における検出器の較正
筑波大 多田順一郎 他
- 5) EGS4による放射性ガスモニターの応答計算
動燃・大洗 鳥居建男 他
- 6) NaI (Tl) のシンチレーション効率に関する研究とそのEGS4の利用
高エネ研 佐々木慎一 他
- 7) 陽子線衛星搭載用 Si 半導体検出器の応答関数計算
東北大サイクロトン・RIセンター 高木俊治

1992年7月22日(水)

セッションIII (9:15 ~ 10:30) 座長 中村尚司 (東北大)

- 8) γ 線、低エネルギーX線照射時の均質ファントム内吸収線量分布計算
船研 成山展照 他
- 9) 人体形状ファントムモデルを用いた線量当量計算へのEGS4汎用ユーザズ版の適用
動燃・東海 野尻一郎 他
- 10) コバルト-60治療装置の光子エネルギースペクトルと吸収線量の計算
都立医療技術短大 斎藤秀敏 他

セッションIV (10:45 ~ 12:00) 座長 秦 和夫 (京大)

- 11) ポジトロンファクトリー用電子ライナックおよびターゲット系に関する考察
原研高崎 金子広久 他
- 12) Linac による低速陽電子の生成率評価
京大 道下敏則
- 13) EGS4を用いた核融合ダイバークへの逃走電子エネルギー沈着解析
原研 巧刀資彰 他

参 加 者 名 簿

氏 名	所 属	氏 名	所 属
秋本 泰造	富士フィルム	俵 裕子	K E K
浅野 芳裕	原研大型放射光	土谷 徹	富士フィルム
井口 哲夫	東大工学部	戸部 秀之	東大・教育
稲垣 隆男	K E K	鳥居 建男	動燃大洗
今西 一文	動燃東海	中島 宏	原研遮蔽研
岩井 敏	三菱原子力	中根 佳宏	原研遮蔽研
宇野 喜智	東北大CYRIC	中村 詔司	動燃東海
大橋 厚人	船研	中村 尚司	東北大CYRIC
大町 幸子	動燃大洗	中村 裕治	動燃東海
岡田 淑平	原研高崎研	波戸 芳仁	K E K
沖 雄一	K E K	成山 展照	船研
奥野 巧一	間組	沼尻 正晴	K E K
加瀬 健	動燃東海	野尻 一郎	動燃東海
加藤 和明	K E K	野谷 将広	東大工学部
金子 広久	原研高崎研	橋本 周	動燃大洗
紙谷 琢哉	K E K	原 明久	間組
神谷 敏光	日本鋼管	原野 英樹	東大工学部
功刀 資彰	原研高温熱工学	伴 秀一	K E K
黒沢 直弘	V I C	東 昶男	東大核研
小無 健司	動燃東海	平山 英夫	K E K
小林 一之	日本電気	深作 泰宏	原子力システム
近藤 健次郎	K E K	藤田 文行	北大工学部
斎藤 秀敏	都立医療短大	福井 秀人	神戸大理学部
坂本 幸夫	原研遮蔽研	福士 政広	都立医療短大
佐々木 慎一	K E K	藤井 芳昭	K E K
笹本 宣雄	原研大型放射光	前田 繁	法政大学工学部
佐藤 理	三菱総研	牧野 明寛	動燃
重兼 史尚	名大理学部	三浦 太一	K E K
杉田 武志	V I C	水野 昭彦	原研大型放射光
鈴木 健訓	K E K	道川 太一	J R E C
篠原 厚	名大理学部	道下 敏則	京大教養部
秦 和夫	京大工学部	南 聖治	東工大
鈴木 伸介	原研大型放射光	宮井 裕史	日立エネ研
高木 俊治	東北大CYRIC	光弘	K E K
高橋 浩	C R C 総研	望月 哲朗	総研大(放射光)
田中 俊一	原研遮蔽研	安 芳次	K E K
田中 進	原研高崎研	山崎 正晴	三菱電機
田中 博文	三菱電機中研	吉村 喜男	K E K
田辺 英治	京大工学部	義本 孝明	京大原子炉
谷口 雅弘	大成建設		