

## 付録 2

### 平成 31 年度卒業研究発表会要旨

(原子力研究所配属学部学生および大学院生)

近畿大学原子力研究所には、電気電子工学科および生命科学科より十数名の卒業研究生、ならびに総合理工学研究所より数名の課程大学院生が例年配属されます。原子力研究所関係教員の指導のもとに学部、大学院教育、研究が行われ、その成果を口頭発表し、卒業論文、修士論文、博士論文としてまとめております。これらの内容は、近大原研の教育研究活動を知って頂く上で良い資料になると考え、ここに発表会の要旨を付録として掲載します。

## 卒業論文

### 1. 電気電子工学科

- 阪本 大陸 近畿大学原子炉起動用 Pu-Be 中性子源の特性評価
- 石割 瑞幹 銅箔中に生成される Ni-63 の測定法に関する検討
- 伊藤 駿 福島県川俣町におけるモニタリングポストの適正配置の検討
- 大槻 貫太 原子炉施設内のラドン濃度測定とラドン子孫核種濃度の変動との相関関係
- 喜田 康平 中性子線量測定器の応答
- 山本 直杜 近大炉において照射試料が受ける中性子線線量の評価
- 中山 皓斗 細胞密度が X 線による神経細胞死に及ぼす影響
- 戸倉 航大 ヒト iPS 細胞由来神経細胞の分化過程における生物学的効果比
- 重廣 馨太 ヒト iPS 細胞由来心筋細胞の放射線感受性
- 野條 幸之助 半実験的計算手法を用いた Ge 検出器の  
ピーク計数効率計算及び体積試料への適用
- 廣橋 翔人 医用  $\alpha$  核種放射能測定における線源自己吸収の影響評価
- 佐竹 宏通  $\beta$  ( $\alpha$ ) -  $\gamma$  同時・反同時  $\gamma$  線スペクトロスコピー  
システムの構築と放射能測定への応用

### 2. 生命科学科

- 福森 麻衣 熱中性子場における CsI シンチレータの自己遮蔽効果の評価
- 神元 梨穂 放射化した CsI シンチレータ中で発生する  
内部転換電子の計数の高精度化
- 西原 慎 X 線過分割照射がヒト iPS 細胞由来神経細胞に及ぼす影響
- 友岡 弓乃 イメージングプレートを用いたきのこ中の  
放射性セシウム分布測定とその定量解析に関する検討

# 近畿大学原子炉起動用 Pu-Be 中性子源の特性評価

16-1-036-0069 阪本 大陸  
(原子力研究所)

## 1. 序論

近年、近畿大学原子力研究所が所有している中性子源である Pu-Be 中性子源を用いた照射実験が増加しており、中性子検出器や線量計の試験に度々用いられている。しかし、この中性子源は、これまで原子炉起動用としてのみ用いられてきたため、照射用実験用の中性子源としての特性は調べられてこなかった。そこで本研究では、Pu-Be 中性子源の特性として、放出される  $\gamma$  線のエネルギースペクトルの調査を行った。

## 2. 実験方法

本実験では、Pu-Be 中性子源から放出される  $\gamma$  線測定に HPGe 半導体検出器 (APTEC 社 NRD) を用いた。測定は、近畿大学原子力研究所の原子炉室内にある中性子源取扱場所に Pu-Be 中性子源と検出器を設置して行った。Pu-Be 中性子源と Ge 半導体検出器前面との間の距離を 110 cm とし、100 秒間測定を行った。測定の際、中性子照射による検出器の放射化を避けるため、検出器の前面に遮蔽材としてパラフィンブロック (10 cm  $\times$  5 cm  $\times$  20 cm) を設置した。測定に先立って、設置するパラフィンブロックに対する中性子の透過率を評価するため、粒子・重イオン輸送計算コード PHITS<sup>[1]</sup>を用いてシミュレーション計算を行った。計算において、入射中性子のエネルギースペクトルは文献[2]に掲載されている Pu-Be 中性子源のスペクトルを参考に作成し、試行回数は 10 万とした。

## 3. 結果および考察

図 1 に、シミュレーション計算によって得られた中性子のフルエンス分布の例を示す。計算結果から、パラフィンブロック 5 個を用いて遮蔽体の厚さを 25 cm としたときに中性子透過率が 5.59% となり、実際の測定においても 5 個のパラフィンブロックを用いて遮蔽することとした。図 2 に Pu-Be 中性子源からの  $\gamma$  線測定によって得られたスペクトルを示す。Pu-239 からの  $\gamma$  線が検出されたが、その他の Pu 同位体からの  $\gamma$  線は検出されなかった。また、検出器の構成材料である Al の中性子捕獲によって生じた Al-28 や天然核種の Bi-214 に起因する  $\gamma$  線も検出された。また、測定場所が原子炉室内であり、原子炉に起因するバックグラウンド放射線も一緒に測定されていると考えられるため、Pu-Be 中性子源起源の  $\gamma$  線が判別ができないものもあった。したがって、さらに測定場所のバックグラウンド放射線を調査する必要

があると考えられる。

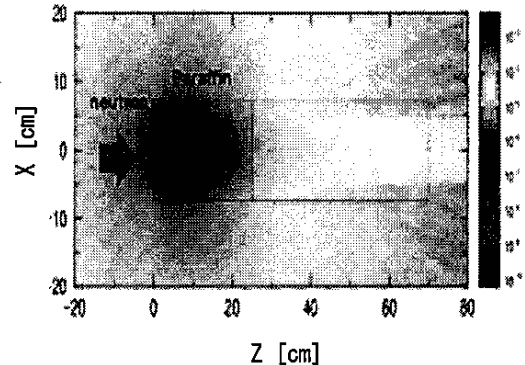


図 1 PHITS によるシミュレーション計算によって得られた中性子フルエンス分布

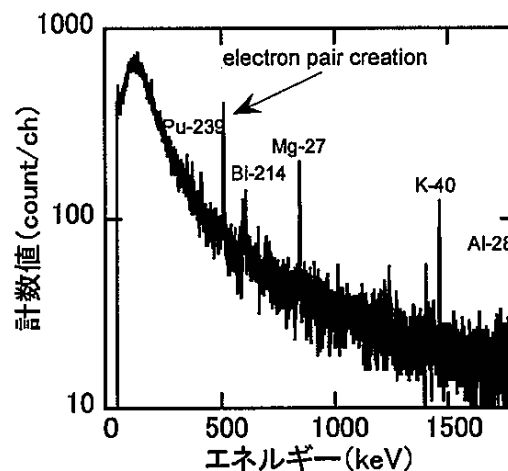


図 2 Pu-Be 中性子源からの  $\gamma$  線エネルギースペクトル

## 4. 結論

本研究では Pu-Be 中性子源からの  $\gamma$  線スペクトル測定を行い、検出された  $\gamma$  線の評価を行った。その結果、Pu-239 からの  $\gamma$  線が検出された他、Al の中性子捕獲による  $\gamma$  線のピーク、天然核種起源の放射線も検出された。原子炉に起因するバックグラウンド放射線も多い環境で測定を行ったので、Pu-Be 中性子源に起因する  $\gamma$  線のみを評価するためには、測定場所におけるバックグラウンド放射線の評価が必要である。

### 参考文献

- [1] T. Sato, et al., "Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02", J. Nucl. Sci. Technol. 55, pp. 684-690 (2018)
- [2] G. F. Knoll "放射線計測ハンドブック" 日刊工業新聞社、p.25 (1990)

# 銅箔中に生成される Ni-63 の測定法に関する検討

16-1-036-0105 石割 瑞幹  
(原子力研究所)

## 1. 序論

現在、原子力発電所の廃止措置が多く行われている。その際、廃棄される電力ケーブルの多くは放射性廃棄物として扱われる。これらのケーブルの一部でも通常の廃棄物として扱うことができれば、廃棄物の量を減らせるだけでなく、銅などの資源の有効利用が可能となる。先行研究<sup>[1]</sup>では、電力ケーブルが中性子照射によって放射化すると、廃止措置時にどのような残留核種があるのかをシミュレーション計算によって調査した。その結果、半減期 100 年の Ni-63 が主な残留核種であることが分かった。しかし、計算の基礎となる Ni-63 生成反応の断面積は実測に基づくデータがなく、不確かである。そのため実測値が求められているが、Ni-63 は純  $\beta$  放出核種であり、 $\beta$  線エネルギーが極めて低く、測定は困難である。本研究では、中性子照射により銅箔中に生成する Ni-63 の測定法を検討することを目的とした。

## 2. 方法

厚さ  $2\mu\text{m}$  の銅箔を Pu-Be 中性子源に巻き付けて 30 日間照射して放射化させ、照射終了後から 90 日後に測定することを想定した。銅箔中に生成される Ni-63 の測定にはプラスチックシンチレータを使用することとした。まず、シミュレーション計算コード PHITS<sup>[2]</sup>を用いて照射条件に基づいたシミュレーション計算を行い、銅箔中に生成する残留核種を調べた。次に、PHITS を用いて、放射化した銅箔中の Ni-63 から発生する  $\beta$  線が全て停止するプラスチックシンチレータの厚さを求めた。また、その厚さのプラスチックシンチレータで放射化した銅箔を測定したときに得られる  $\beta$  線のエネルギースペクトルを計算により求めた。

## 3. 結果および考察

残留核種を調査した結果、照射終了から 40 日後以降は Ni-63 (半減期 100 年) と Co-60 (半減期 5.27 年) の放射能がほとんどの割合を占めていることが分かった。また、測定を行う 90 日後の銅箔中の残留核種は、Ni-63 が 40.05%、Co-60 が 59.95%であった。

図 1 に、銅箔から放出される Ni-63  $\beta$  線のフルエンス分布の例を示す。計算の結果、プラスチックシンチレータの厚さを  $100\mu\text{m}$  とすると、ほぼ全ての  $\beta$  線が吸収されることが分かった。

図 2 に、放射化した銅箔からの  $\beta$  線を厚さ  $100\mu\text{m}$  のプラスチックシンチレータで測定したときに得ら

れるエネルギースペクトルの計算結果を示す。銅箔中の Ni-63  $\beta$  線が測定できているが、最大エネルギー ( $0.069\text{MeV}$ ) を超える  $\beta$  線もみられた。これは、銅箔中に生成される Co-60  $\beta$  線 (最大エネルギー  $0.318\text{MeV}$ ) による寄与と考えられる。したがって、今後は測定時の Co-60  $\beta$  線の影響や、Ni-63  $\beta$  線との分離測定の方法について検討が必要である。

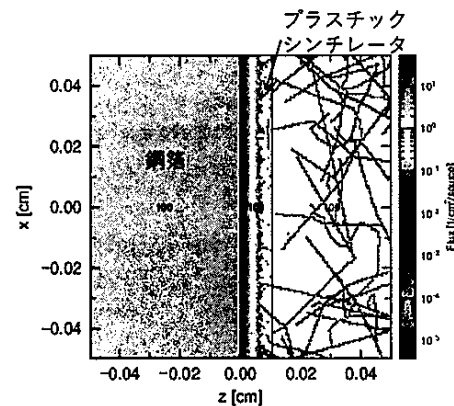


図 1 プラスチックシンチレータと密着させた銅箔から放出される Ni-63  $\beta$  線のフルエンス分布

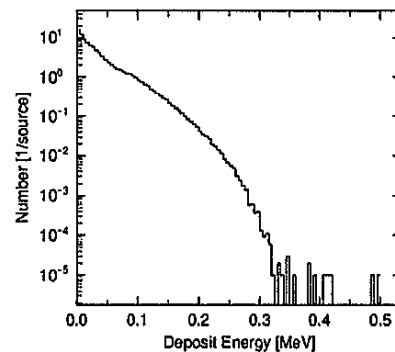


図 2 プラスチックシンチレータで測定した銅箔から放出される  $\beta$  線のエネルギースペクトル

## 4. 結論

Ni-63  $\beta$  線は、厚さ  $100\mu\text{m}$  のプラスチックシンチレータで測定できる。ただし、実際に放射化した銅箔からの  $\beta$  線を測定する場合、Ni-63 と同時に生成する Co-60 からの  $\beta$  線の寄与もあることが分かった。今後は、Co-60  $\beta$  線と Ni-63  $\beta$  線との分離測定の方法について検討が必要である。

## 参考文献

- [1] 奥川誠也: “原子力発電所で使われているケーブル中に生成する放射性核種の調査”, 近畿大学電気電子工学科, (2019)
- [2] T. Sato, et al., “Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02”, J. Nucl. Sci. Technol. 55, pp. 684-690 (2018)

# 福島県川俣町におけるモニタリングポストの 適正配置の検討

16-1-036-0099 伊藤 駿  
(原子力研究所)

## 1. 序論

福島県内では東京電力福島第一原発（1F）事故後からγ線空間線量率測定を目的としたモニタリングポストが各地に設置されている。そのほかにも原子力規制委員会による航空機モニタリングが継続的に実施されている。本研究ではモニタリングポストのデータ、航空機モニタリングや現地でのサーベイ結果を用いて測定局の適正な配置を提案することを目的とする。

本研究は福島県川俣町を対象とした。川俣町は1Fから北西約40kmの位置にあり、面積127.7km<sup>2</sup>、現在除染ほぼ完了しているが一部の地区が避難区域に指定されていた町である。モニタリングポストは全86か所で、そのうち500m以内に設置されているものが約半数の45か所あり、最も離れているもので約2kmの距離がある。密集して配置されている場所が多くある。

## 2. 実験方法

現地の現状把握のために空間線量率の測定を行った。測定結果と測定局の配置の現状から、[検討①]として密集地域の測定局の削減を目的とした均等配置を検討した。これは、クラスター分析最短距離法を応用し、マップ上で測定局同士の距離をクラスター間距離とし、測定局の数を半分の43か所にした。また、[検討②]として地域の線量率分布把握を目的とした配置を検討した。まず、航空機モニタリングの結果から空間線量率を4つのレベルに区分けするマップを作成し、現在の配置図と照らし合わせた。そして、測定局の値とその地区の空間線量率範囲を比較し、レベル区分から外れる測定局を局所的で代表性がないとして削減した。航空機モニタリング結果、測定局の空間線量率には共に平成29年9月25日のデータを用いた<sup>[1,2]</sup>。

## 3. 結果および考察

図1に均等配置検討結果を示す。[検討②]では60か所まで削減した。[検討②]で用いた線量率を4つのレベルに区分けしたものを図2に示す。図2では色の濃さで空間線量率の高さを表す。1Fに近い南東方向は線量率が高い。配置を評価するにあたり1メッシュを0.25km×0.25kmとして町内をメッシュ分割し、メッシュの空間線量率を最も近い測定局で得る値とした。全メッシュ数は2101である。川俣町内

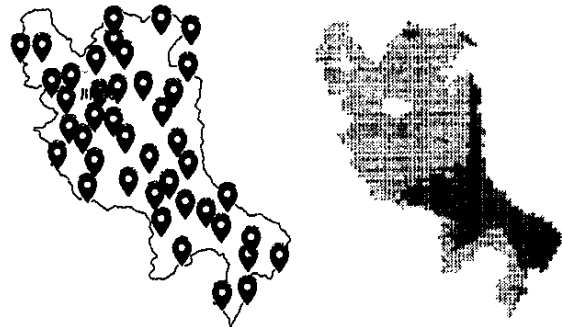


図1. ①均等配置の配置図（左）

図2. ②航空機モニタリング線量率分布マップ（右）

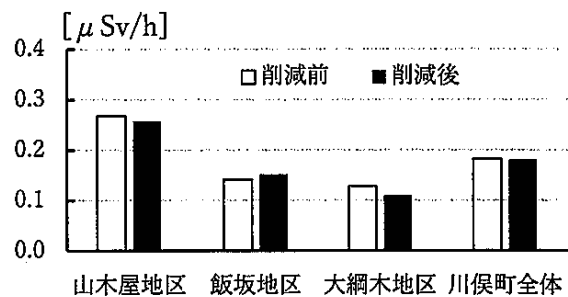


図3. [検討②]削減前後での空間線量率比較  
(一部の地区抜粋)

の地区ごとに削減前後で空間線量率を比較した。図3に[検討②]の比較結果を示す。削減前後での地区毎の線量率の変化は10%前後で、川俣町全体では[検討①]が削減前から+4%、[検討②]が削減前から±0%であり適切に削減できた。大綱木地区で、空間線量率の変化が少し大きいのが、それは地区に設置されている元々の測定局数が少ないため、1つ削減しただけで空間線量率の変化に大きく影響を与えているためである。

## 4. 結論

本研究で、密集して配置された測定局を削減する目的の均等配置、及び地域の線量率分布を正確に測定する目的の配置の2つの目的別の配置を提案した。他に、住民の被ばく線量を把握する目的で人口分布を考慮した配置も考えられる。

### 参考文献

- [1] 福島県川俣町 HP, (最終閲覧日：2020年1月16日), <https://www.town.kawamata.lg.jp/>
- [2] 原子力規制委員会 HP, (最終閲覧日：2020年1月10日), <https://radioactivity.nsr.go.jp/ja/list/191/list-1.html>

# 原子炉施設内のラドン濃度測定と ラドン子孫核種濃度の変動との相関関係

16-1-036-0135 大槻 貫太  
(原子力研究所)

## 1. 序論

原子炉施設では、施設の空気中の放射性物質濃度測定をし、測定値から自然起因成分を差し引いて原子炉起因成分を評価している。近畿大学の原子炉施設では、その測定にダストモニタを用いている。ダストモニタの測定値には、自然に存在する放射性物質であるラドンの子孫核種が寄与している。ラドンは希ガス元素の一種であり半減期が約3.8日である。また、ウラン系列に属しており、壊変を繰り返すことで最終的に鉛になる。

本研究では、原子炉起因成分を精度よく評価するために、原子炉室内でラドン濃度を測定し、ダストモニタの測定値と比較することで変動の差異を明らかにする。さらに、ラドン濃度と気象要素(屋内・屋外気温、相対湿度、気圧)とを比較することで変動パターンや変動要因を明らかにすることを目的とする。

## 2. 方法

原子炉室内に空気中のラドン濃度と気象要素を測定できる可搬型ラドン濃度測定器であるアルファガードを2019年2月16日から2019年8月8日までの間設置し測定した。また、排風機の手前に設置しているダストモニタの測定値と比較した。

アルファガードは原子炉室内の空気を通気式電離箱に導入し、フィルタによってラドン子孫核種は侵入させず、ラドンが放出する $\alpha$ 線を計数してラドン濃度を算出している。また、ダストモニタは施設内の空気中浮遊塵をフィルタに集め、そこで放出される $\alpha$ 線と $\beta$ 線を測定している。

## 3. 結果および考察

図1にラドン濃度とその子孫核種濃度の変動を示す。それぞれの濃度は1日平均を算出したものである。

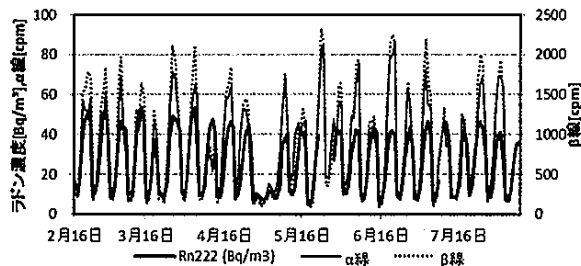


図1 ラドン濃度とその子孫核種濃度の変動

ラドン濃度と $\alpha$ 線計数率、ラドン濃度と $\beta$ 線計数率について散布図を作成し、相関係数を算出すると、それぞれ0.86と0.89であり、正の相関があった。また図1より、ラドン濃度とその子孫核種濃度は週変動していることがわかる。施設では、排風機を平日のみ稼働させている。排風機により、屋内の空気を強制的に排出し、排気した量を補うように自然給気させていて、吸出し換気が行われている。この換気法によって、コンクリート内に存在するラドンの親核種であるラジウムから発生したラドンが吸出されることで室内のラドン濃度が上昇したと考えられる。

次にラドン濃度と気象要素(相対湿度、気温差)の変動を図2に示す。気温差は屋内気温から屋外気温を差し引いたものである。ここでは、時季による変化をとらえるために、1週間におけるラドン濃度の最大値とそのときの気象要素を比較した。

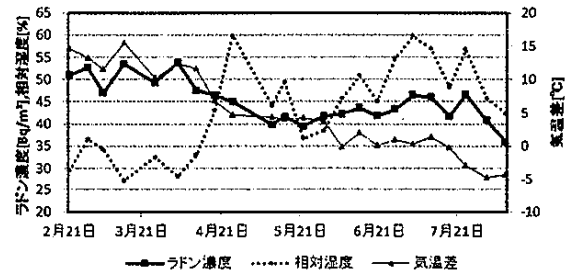


図2 ラドン濃度の最大値と相対湿度、気温差の変動

原子炉室内の気温は空調で23°Cから27°Cに保たれていた。2月から4月までは気温差が大きくラドン濃度も高い。これは、気温差によって煙突効果という自然換気が起こり、換気量が増えたためであると考えられ、正の相関がある。

また、5月以降は気温差が負に逆転し、煙突効果がなくなり、換気量が一定となったため、ラドン濃度との相関はない。この時期のラドン濃度の変動は、相対湿度によるコンクリートからラドン散逸率の変動によるものと考えている。

## 4. 結論

ダストモニタの測定値は親核種であるラドン濃度と変動を同じくし、週変動していることがわかる。また、近畿大学の原子炉施設では、ラドン濃度は、吸出しによって上昇し、その変動は煙突効果による換気量の変動が大きく寄与していると示唆された。

## 中性子線量測定器の応答

16-1-036-0020 喜田 康平  
(原子力研究所)

### 1. 序論

近年、原子炉や加速器による中性子利用技術は着実に国民生活に浸透し始めており、今後もさらなる発展が期待されている。しかし、中性子の線量測定は容易ではない。それは中性子のエネルギーが熱中性子から速中性子まで 9~10 桁と広いうえに、その放射線荷重係数がエネルギーの関数であるためである。本研究では異なるエネルギー分布の場で照射を行い、新たに開発された測定器<sup>[1]</sup>で得られる応答を比較することを目的とする。

### 2. 実験方法

検出器として熱ルミネセンス線量計(TLD)を用いた。TLD の E1,E2(エレメント)は中性子とγ線に感度を有し、E3,E4 は中性子に感度を有さない。図1に本研究で使用した測定器の断面図を示す。測定器は中性子減速材(PE:ポリエチレン)・吸収材(B<sub>4</sub>C:炭化ホウ素)を組み合わせ、低から高エネルギー中性子をTLD0(#0)から TLD3(#3)の4段で各々検出する層構造である。外側の TLD(#0,1)で低エネルギー中性子を検出し、高エネルギー中性子は減速され、中心の TLD(#3)で検出される。また、TLD2(#2)は中間エネルギー中性子を検出する。原子炉頂での照射実験と Pu-Be 線源での照射実験を行った。原子炉運転中の炉頂に測定器の感部が炉頂面に向かい合うように固定し、熱出力 1W で3時間照射した。また、Pu-Be 線源と測定器の中心の距離が 30cm になるように固定し、7.5時間照射を行った。実験と計算を照合させるにあたって、Pu-Be 線源での照射実験結果と放射線輸送コード(PHITS)でのシミュレーション計算結果を比較し、相関のある核反応生成物を選定した。

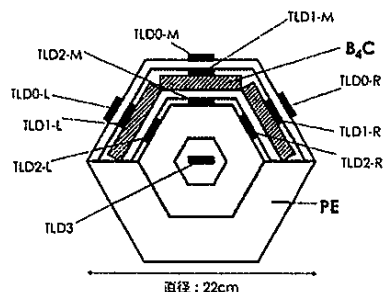


図1 測定器の断面図

### 3. 結果および考察

図2に炉頂での照射による測定結果、図3にPu-Be線源での照射による測定結果のグラフを各々示す。

原子炉頂での照射では平均指示値が#0と#1で各々2768μSv,720μSvと大きい値となった。これは熱中性子成分が多いため、測定器外側のTLDの値が大きくなったと考えられる。Pu-Be線源による照射では平均指示値が#2と#3で各々6085μSv,9846μSvと大きい値となった。これは速中性子成分が多いため、減速された後に検出され、中心部に近いTLDの値が大きくなったと考えられる。

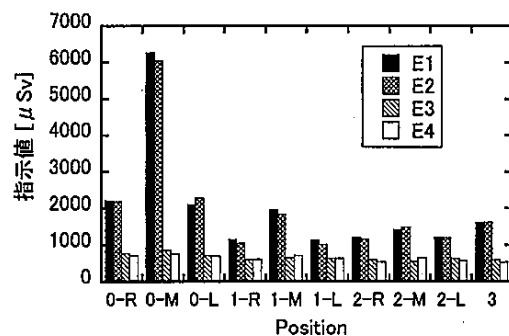


図2 原子炉頂での照射による測定結果

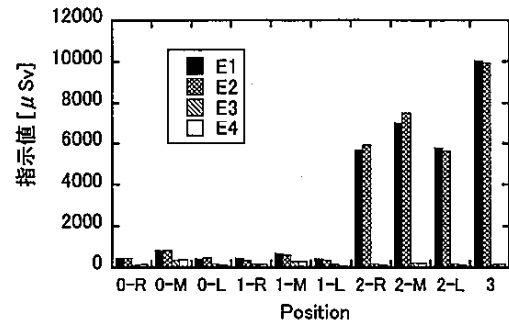


図3 Pu-Be線源での照射による測定結果

Pu-Be線源照射による結果とPHITSの結果を比較すると、正味指示値はα線、<sup>10</sup>B、<sup>7</sup>Liに相関が高いことが分かった。TLDの構成物質と中性子の核反応の結果としてα線を選定した。

### 4. 結論

本測定器は熱中性子場と速中性子場で異なる応答をする結果を得た。また、指示値とTLD内のα線生成量に相関性があることが分かった。今後、照射エネルギー別のα線生成確率に基づいて応答を定量化し、さらに線量変換係数と関連付けて、線量を求める必要がある。

### 参考文献

- [1] H.Yamanishi: Radiation Protection Dosimetry, Vol.146(1-3), pp.126-128(2011)

# 近大炉において照射試料が受ける 中性子線線量の評価

16-1-036-0113 山本 直杜  
(原子力研究所)

## 1. 序論

近畿大学原子炉 (UTR-KINKI : 以下近大炉) は、教育および研究を目的として利用されている。近大炉の炉内に生物試料等を入れて照射実験を行う研究課題もある。その際、照射量として生物試料に付与する中性子線線量を正確に把握することは重要となる。本研究では、近大炉炉心における生物試料が受ける中性子線線量を算出することを目的とする。

## 2. 方法

中性子線線量を求めるにあたって、近大炉炉心における中性子エネルギースペクトルと中性子束 $\phi$ を求める必要がある。中性子エネルギースペクトルは先行研究<sup>[1]</sup>の計算結果を用いる。図1に炉心のエネルギースペクトル比を示す。

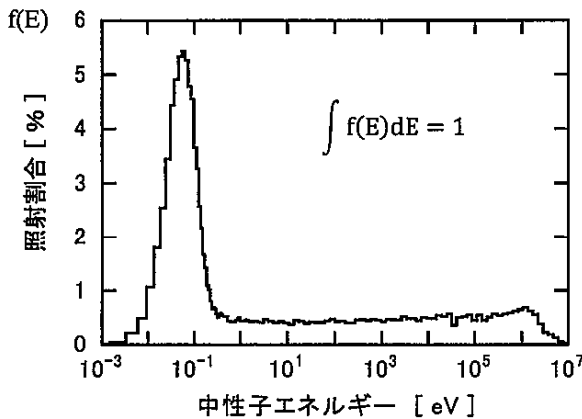


図1 中性子エネルギースペクトル比

中性子束を測定する方法としては、先行研究<sup>[2]</sup>と同様に放射化箔法を用いる。本研究では、炉心に当たる中央ストリンガー孔に先行研究の Au、Al に加えて、表1に示す金属箔を設置して、原子炉出力1Wで4時間中性子照射を行った。ただし、インジウム箔は0.1Wで10分間照射をして取り出した。その後、高純度ゲルマニウム半導体 (HPGe) 検出器を用いてガンマ線スペクトルを測定し、飽和放射能を求めた。中性子束 $\phi$ と飽和放射能 $A_{\infty}$ の関係を式(1)に示す。

$$A_{\infty} = N \int \sigma(E) \phi_0 f(E) dE \quad (1)$$

次に、放射線輸送シミュレーション計算コード (PHITS) を用いて、中性子1個入射あたりの反応生成数 R を求めた。R は式(2)によって得られる。

$$R = N \int \sigma(E) f(E) dE \quad (2)$$

ここで、 $f(E)$ は図1のスペクトル比に相当する。また、中性子束 $\phi$ と $f(E)$ は次の関係式(3)にある。

$$\phi = \phi_0 \int f(E) dE \quad (3)$$

実験によって求められた飽和放射能 $A_{\infty}$ と、PHITSを用いて算出した中性子1個入射あたりの生成数 R を比較し $\phi_0$ を求めることで中性子束 $\phi$ が得られる。

## 3. 結果および考察

表1に金属箔それぞれから求めた中性子束を示す。

表1 計算から求めた金属箔それぞれの中性子束

金属箔	生成核種	中性子束 $\phi$ ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )
Au	<sup>198</sup> Au	$1.55 \times 10^7$
Al	<sup>24</sup> Na	$5.02 \times 10^8$
Cu	<sup>64</sup> Cu	$5.79 \times 10^7$
In	<sup>116m</sup> In	$1.22 \times 10^7$
Fe	<sup>56</sup> Mn	$1.06 \times 10^{11}$
Ni	<sup>58</sup> Co	$2.54 \times 10^8$

先行研究<sup>[1]</sup>では、金箔を用いて算出した中性子束は $1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ であり、本研究で得た値と同等であった。一方で、Al、Fe、Niでは大きく異なっていた。この原因として考えられるのは、速中性子は成分比が小さいことである。反応確率が小さいためPHITSを用いてAl、Fe、NiのRを求めた際に、大きな誤差が生じたと考えられる。これを解決するには、速中性子のエネルギースペクトル比の精度をあげる必要があると考えられる。

## 4. 結論

本研究では、より正確な測定結果を求めるために先行研究の金箔、アルミニウム箔に加えて、金属箔の種類を増やして実験を行った。金箔の中性子束は先行研究と比較して近い値が得られた。しかし、速中性子束を求めるためにはエネルギー分布の精度を向上させ、測定することにより正確な値が算出できると考えられる。これを今後の課題とする。

## 参考文献

- [1] 近畿大学原子炉等共同利用の手引き : <https://www.kindai.ac.jp/files/rd/research-center/aeri/guide/external-use/outside4.pdf>
- [2] 上田早紀：近畿大学原子炉炉心における中性子線量の推定方法に関する検討 平成30年度 理工学部生命科学卒業論文



## 細胞密度がX線による神経細胞死に及ぼす影響

16-1-036-0214 中山 皓斗  
(原子力研究所)

### 1. 序論

近年の研究によって成人の脳にも神経幹細胞が存在し、神経細胞が継続的に産生されていることが明らかになった。放射線感受性の評価は、胎児から成人に至るまで、放射線が神経分化に及ぼす影響を予測する上で重要なものであると考えられている。培養段階で神経細胞の細胞密度が低いと細胞が育たず、細胞生存率が低下するとの報告がある。そこで神経細胞の密度を大きくすれば、放射線照射後の細胞の生存率を上昇させることができるのではないかと考え本実験を行った。

本研究では、ヒト iPS 細胞由来神経前駆細胞が神経分化に及ぼす初期段階（播種 2 日目）に X 線照射を行い、細胞密度の違いによる照射影響を評価した。

### 2. 実験方法

ヒト iPS 細胞由来神経前駆細胞を 96 ウェルプレートの 8 プレート各 4 ウェルに播種し、CO<sub>2</sub>5%インキュベーターで培養し神経細胞に分化させる。

細胞量が一倍のものと二倍のものを用意し、コントロール群（照射なし）、そして播種 2 日目に 3Gy、6Gy、9Gy の X 線照射をそれぞれ照射した。ここでの細胞量一倍は 1 ウェルあたりに播種 1 回、細胞量二倍のものは 1 ウェルあたりに播種 2 回したものとする。その後、倒立顕微鏡を用いて 10 倍に拡大して神経細胞の観察をした。

### 3. 結果および考察

神経細胞を顕微鏡を用いて観察し、データを画像化して細胞数を計数した。生存率の算出式は(1)を用いて求めた。

$$\text{細胞生存率} = \frac{\text{照射後の細胞数 (個)}}{\text{照射前の細胞数 (個)}} \quad (1)$$

細胞の生存曲線を図に示す。

今回の実験では X 線照射による生存率が大きく変化する播種 2 日目に着目し実験を行った。この時期では細胞播種してから照射までの期間が短く、細胞同士のネットワークが形成途中である。

神経細胞のネットワーク形成に着目すると、コントロール群は軸索や樹状突起も現れ、複雑なネットワークが形成されていたが、照射群はネットワークが形成されていたがコントロール群と比較すると複雑な形成は見られなかった。

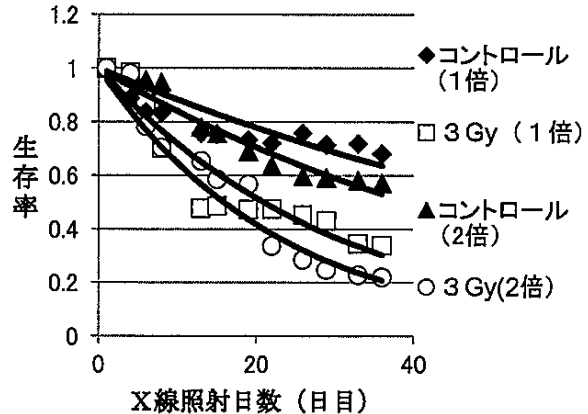


図 細胞の生存曲線

観察の結果、コントロール群では、神経細胞の樹状突起及び軸索が成長し続けるのに対し、X 線照射されたものは一時的な成長は見られたが、その後消滅する細胞が多かった。コントロール群は日数の経過とともに生存曲線がなだらかに減少していることが確認されたが、X 線照射したものは日数経過とともに大きく減少していることが確認された。コントロール群について細胞密度を比較すると、ある程度日数が経過すると細胞量一倍ものが二倍のものより生存率が高くなっていた。照射群についても同様の結果が確認された。

今後どのような実験が必要かを考えると以下のようなものが考えられる。今回の実験では通常の細胞密度の 2 倍になるように播種したが、細胞密度がさらに低い条件で実験を行うと生存率に差が見られる可能性がある。また、細胞密度条件を変えずに神経ネットワークが構成された後に X 線を照射すると同じ線量でも生存率に差が生まれる可能性がある。

### 4. 結論

細胞に放射線を照射することで細胞が消滅する。細胞播種回数を増やし、細胞量を増加させても細胞の生存率は上昇させることができなかった。

### 参考文献

- [1] K.Samoto: "Endogenous repair mechanisms in the brain", Rinsho Shinkeigaku, pp.830-pp.833 (2009)

# ヒト iPS 細胞由来神経細胞の分化過程における 生物学的効果比

16-1-036-0217 戸倉 航大  
(原子力研究所)

## 1. 序論

近年、高エネルギーX線によるがん治療において、治療場や照射された体内から二次的に中性子線が発生することが明らかとなったため、放射線治療時の正常細胞への二次的な放射線影響（細胞死、突然変異の誘発）が危惧される。よって、中性子線がヒト神経細胞に与える影響を調べる必要がある。

本研究では、ヒト iPS 細胞由来神経前駆細胞が神経細胞へと分化する初期段階（播種2日目）に中性子線、またはX線を照射し、生存率に影響を及ぼす線量を時系列的に評価した。また、その結果から、X線を基準とした中性子線の生物学的効果比(RBE)を求めた。

## 2. 実験方法

ヒト iPS 細胞由来神経前駆細胞を96ウェルプレートの2ウェルに播種し、CO<sub>2</sub>5%インキュベーターで14日間培養することにより神経細胞に分化する。

播種2日目に、0.30 Gy、0.59 Gy の中性子線、1.5 Gy、3.0 Gy、4.5 Gy のX線を照射した。その後、神経細胞の生存率を継続的に評価し、放射線照射から30日目の細胞生存率が0.50となる照射線量からRBEを求めた。生存率、およびRBEの算出式は(1)、(2)を用いてそれぞれ求めた。

$$\text{細胞生存率} = \frac{\text{照射後細胞数 (個)}}{\text{照射前細胞数 (個)}} \quad (1)$$

$$\text{RBE} = \frac{\text{X線照射群の照射線量(Gy)}}{\text{中性子線照射群の照射線量(Gy)}} \quad (2)$$

## 3. 結果および考察

照射後32日目までの細胞生存率推移のグラフを図1に示す。コントロール群（照射なし）と放射線照射群の細胞生存率は大きく異なり、照射から30日目においてコントロール群は0.8以上だったのに対して照射群は0.5未満と低くなった。また、照射線量が大きくなればなるほど、生存率への影響は早い段階から現れ、値も小さくなった。

照射から30日目時点の細胞生存率のグラフを図2に示す。生存率を線質ごとに直線で近似をとり、細胞生存率が0.50となる照射線量をそれぞれ求めた結果、中性子線が0.11Gy、X線が0.80Gyとなった。これらを式(2)に代入し、RBEは7.3という値を得た。

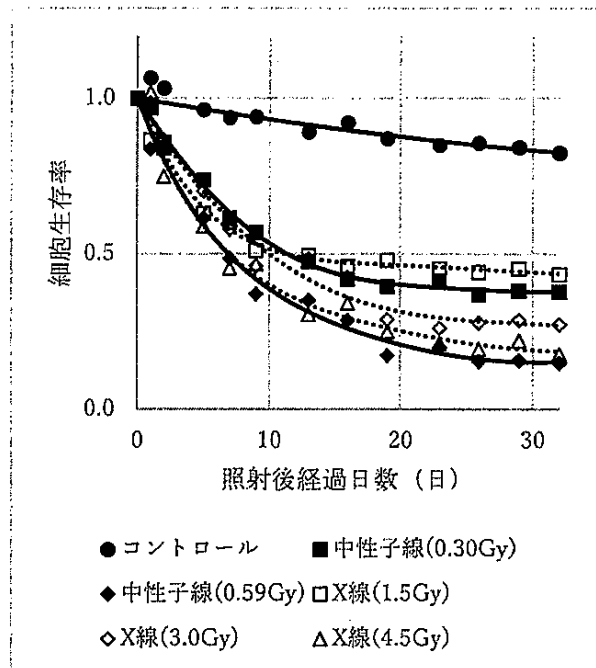


図1 日数経過に伴う細胞生存率

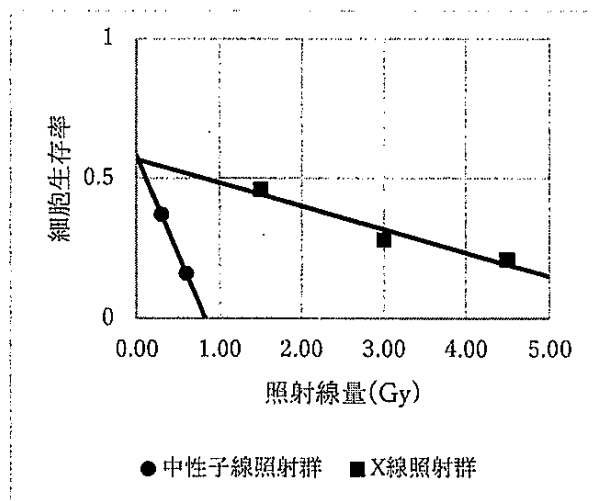


図2 照射から30日目における細胞生存率

## 4. 結論

分化初期の神経前駆細胞に照射する場合、中性子線はX線に比べて、7.3倍の生物学的効果を与えることが分かった。

## 参考文献

- [1] David J. Brenner *et al.*: "Secondary neutrons in clinical proton radiotherapy: A charged issue" *Radiotherapy and Oncology* 86, pp.165-pp.170 (2008)

# ヒト iPS 細胞由来心筋細胞の放射線感受性

16-1-036-0205 重廣 馨太  
(原子力研究所)

## 1. 序論

現在では、肺がんや乳がんの治療において放射線治療は欠かせない治療法である。放射線治療に際して、心臓が放射線の照射域に入ってしまうことがあり、治療後の心臓への影響が心配されている。心臓は、他の組織に比較して放射線感受性が低いとされているが、5Gy 以下の被ばくでも、心血管疾患リスク増加に対する懸念が生じたというデータがあり、放射線感受性が低いとは断言できない。

心臓は様々な細胞や組織からなる器官であり、放射線被ばくにより、炎症や酸化ストレスにより心筋細胞のみならず、末梢血管の内皮細胞損傷など様々な細胞や組織の障害が引き起こされる。心臓の放射線感受性は、組織の感受性の総和と考えられる。

本研究では、心筋細胞に焦点を当て、放射線感受性を評価した。先行実験では、心筋細胞塊に 100Gy の放射線を照射しても、影響がないことが分かった。本研究では、200Gy 以上の放射線を心筋細胞塊に照射し、その影響を、経時的に評価した。

## 2. 実験方法

心筋細胞塊を形成するために、ヒト iPS 細胞由来心筋細胞を、非接着性 U-bottom 96-well plate へ播種し、CO<sub>2</sub> インキュベータで培養した。播種 3 日後に、形成された心筋細胞塊を非接着性 U-bottom 96-well plate から、接着性 24-well plate へ移し替え、CO<sub>2</sub> インキュベータで培養した。播種 20 日後に 200Gy、400Gy、600Gy の放射線を照射した。今回、プレートは、照射なし (0Gy)、200Gy、400Gy、600Gy の 4 つ使用した。また、各プレート、3 個の心筋細胞塊を観察した。

## 3. 結果および考察

拍動が停止した心筋細胞塊の数を表に示す。照射なし (0G) では、照射 23 日後に拍動が停止する心筋細胞塊が現れ、照射 31 日後に心筋細胞塊の拍動が全て停止した。200Gy では、照射 31 日後に 2/3 の心筋細胞塊の拍動が停止した。400Gy では、照射 10 日後に拍動が停止する心筋細胞塊が現れ、照射 17 日後に心筋細胞塊の拍動が全て停止した。600Gy では、照射直後に拍動が停止する心筋細胞塊が現れ、照射 1 日後には照射直後に拍動が停止した心筋細胞塊が拍動しており、照射 3 日後に拍動が停止する心筋細胞塊が現れ、照射 10 日後に心筋細胞塊の拍動が全て停止した。

表 拍動が停止した心筋細胞塊の数

	照射線量			
	0Gy	200Gy	400Gy	600Gy
播種直前	0	0	0	0
播種直後	0	0	0	1
1 日後	0	0	0	0
2 日後	0	0	0	0
3 日後	0	0	0	1
4 日後	0	0	0	1
10 日後	0	0	1	3
11 日後	0	0	1	3
17 日後	0	0	3	3
21 日後	0	0	3	3
23 日後	1	0	3	3
28 日後	1	0	3	3
31 日後	3	2	3	3

200Gy の放射線を照射しても細胞塊は拍動を 1 カ月続けており、照射なし (0Gy) との差はなかった。また、本研究室の昨年(2019)年の山崎の研究において、ヒト iPS 細胞由来神経前駆細胞は、2Gy の放射線照射によって影響が出るという結果がでており、心筋細胞は、神経細胞に比べ明らかに放射線感受性が低いといえる。

## 4. 結論

400Gy、600Gy の放射線は、ヒト iPS 細胞由来心筋細胞への影響があり、照射線量が高くなればなるほど心筋細胞塊の拍動が停止するのが早くなる。

ヒト iPS 細胞由来心筋細胞は、200Gy の放射線を照射しても 1 カ月間拍動停止することはなかった。神経細胞に比べ心筋細胞は放射線感受性が極めて低い。

## 参考文献

- [1] 福村直樹 “放射線治療計画ガイドライン”, 金原出版株式会社, pp.143-pp.180 (2016)
- [2] Heru Wang *et al.* “Radiation-induced heat disease: a review of classification, mechanism and prevention”, *Int.J.Biol.Sci.*,15,10, pp.2128-pp.2138 (2019)
- [3] 丹羽太真 “組織反応に関する ICRP 声明/正常な組織・臓器における放射線の早期影響と晩発影響-放射線防護の視点から見た組織反応のしきい線量”, 公益社団法人日本アイソトープ協会, pp.89-pp.111 (2017)

# 半実験的計算手法を用いた Ge 検出器の ピーク計数効率計算及び体積試料への適用

16-1-036-0183 野條 幸之助  
(原子力研究所)

## 1. 序論

Ge 検出器のピーク計数効率校正は、標準線源法が主に用いられているが、様々なサンプルを測定する場合、多数の標準線源が必要となる短所がある。一方、半実験的計算手法は、1 種類の基準とする標準線源の実測により得られるピーク効率と数値計算の組み合わせで、測定対象とするサンプルに対する計数効率を算出出来るため、測定したい標準線源を用意せずとも計数効率を得られる。そこで本研究では標準線源により基準とする点状線源に対する計数効率から、半実験的計算手法によって体積試料に対する計数効率を求め、標準体積線源を用いた標準線源法により得た計数効率との比較によって妥当性を検討した。

## 2. 実験方法

半実験的計算手法は、サンプルのピーク計数効率と全効率の比が、あるγ線エネルギーに対してサンプルの形状及び組成に依存せず検出器の固有の特性である原則に基づく手法であり、式(1)が成立する。<sup>[1]</sup>

$$\frac{\epsilon_{spl}}{\eta_{spl}} = \frac{\epsilon_{ref}}{\eta_{ref}} \quad (1)$$

ここで $\epsilon_{spl}$ はサンプルに対するピーク計数効率、 $\epsilon_{ref}$ は標準線源に対するピーク計数効率、 $\eta_{spl}$ はサンプルに対する全効率、 $\eta_{ref}$ は標準線源に対する全効率を示す。式(1)の変形により、サンプルに対する計数効率は式(2)により得られる。

$$\epsilon_{spl} = \epsilon_{ref} \frac{\eta_{spl}}{\eta_{ref}} \quad (2)$$

本研究では式(2)における $\eta_{spl}/\eta_{ref}$ は半実験的計算手法によるピーク効率を求めるために開発されたプログラム"EFFTRAN"によって計算した。<sup>[2]</sup>  $\epsilon_{ref}$ は点状の標準線源の測定により実験的に求めた。核種は $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ とした。本実験ではP型のGe検出器(GCD2018型 相対効率20%)を用い、標準線源と検出器の距離は25cmとした。一方サンプルは100mL円柱容器とした。EFFTRANで計算したピーク効率の妥当性を検証するため、サンプルと同じ容器に充填された標準体積線源を検出器直上にて測定し、計数効率 $\epsilon_{vol}$ を得た。

## 3. 結果および考察

体積標準線源の測定から得られた $\epsilon_{vol}$ とEFFTRAN効率 $\epsilon_{spl}$ の効率曲線を図1に示す。

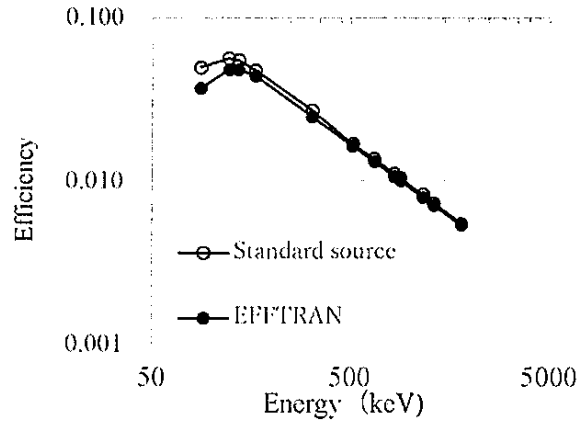


図1 効率曲線

エネルギーが低い場合はエネルギーの差が大きく、最もエネルギーが低い場合では差が約25%生じたが徐々に減少していき、400keVになったあたりからは差が約5%以下となった。この要因としては低エネルギーのγ線はGe検出器の表面の不感層厚の影響を受けやすく、測定する部分である内部の結晶に到達するまでに減衰してしまう。そのため少しでも厚くなると結果が大きく変わってしまう。本研究ではEFFTRANにメーカーから得たGe検出器の内部構造を入力したが、その内部構造と本実験で用いたGe検出器の内部構造がずれており差が生じたと考えられる。一方、高エネルギーのγ線は不感層厚の影響を受けにくいので差が徐々に減少したと考えられる。

## 4. 結論

本研究では400keVになったあたりから実測との計数効率の差は約5%以下となった。ここでメーカーが提示している標準線源の不確かさが5%、EFFTRANで計算したピーク効率の不確かさが3%存在しており、両方の不確かさを考慮すると、本研究の結果は妥当であると考えられる。

また、低エネルギー側は入力する内部構造の僅かな差でも結果が大きく変化するため、様々な内部構造を検討し、綿密に調整を行い、妥当性を向上させる必要があると考えられる。

## 参考文献

- [1] L.MOENS *et al.*: "CALCULATION OF THE ABSOLUTE PEAK EFFICIENCY OF GAMMA-RAY DETECTORS FOR DIFFERENT COUNTING GEOMETRIES.", *Nuclear Instruments and Methods*, 187, pp.451-472 (1981)
- [2] Tim Vidmar: "EFFTRAN-A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry", ELSEVIER, pp.604-608 (2005)

## 医用 $\alpha$ 核種放射能測定における 線源自己吸収の影響評価

18-1-036-0801 廣橋 翔人  
(原子力研究所)

### 1. 序論

近年 $^{223}\text{Ra}$ など $\alpha$ 線放出核種を用いた内用療法が注目されている。治療に用いる $\alpha$ 核種薬剤は生理食塩水で調整され添加物を含む。一方で、放射性核種の放射能測定には、放射性溶液を蒸発乾固させ試料とする方法があり、このような場合、弱透過性の $\alpha$ 線は線源自身の溶液中の添加物による自己吸収の影響を受けることが懸念される。<sup>[1]</sup>本研究では、放射性薬剤に含まれる添加物が $\alpha$ 線スペクトル及び計数効率に及ぼす影響を実験的に評価した。

### 2. 実験方法

放射性薬剤として用いられている $^{223}\text{Ra}$ はその子孫核種に多数の $\alpha$ 核種や $\beta$ 核種を含み、 $\alpha$ 線自己吸収のみ個別的に評価することが困難なため、本研究では $\alpha$ 線源として $^{241}\text{Am}$  ( $E_{\alpha}: 5.49 \text{ MeV}$ ) 溶液を用いた。市販の $^{223}\text{Ra}$ 放射性薬剤に含まれる添加物の影響を評価するため、この薬剤と同じ添加物 ( $\text{NaCl} 6.3 \text{ mg/ml}$ 及び $\text{Na}_2\text{H}(\text{C}_3\text{H}_5\text{O}(\text{COO})_3) 8.3 \text{ mg/ml}$ ) を加えた溶液を調整して用いた。測定試料は、市販薬添加物濃度の5倍希釈相当、50倍希釈相当となるように、厚さ $50 \mu\text{m}$ のプラスチックシンチレータに $^{241}\text{Am}$ 溶液と添加物溶液を混合滴下し蒸発乾燥させた作成した。試料はSi検出器を用いて線源と検出器の距離は $13 \text{ mm}$ に設定し、試料チェンバ内を真空にして $\alpha$ 線スペクトルの測定を行った。比較のため、自己吸収が一般的に極めて少ない $^{241}\text{Am}$ 電着線源(Amersham Int. AMR.23)も同様の条件で測定した。

さらに、同試料の線源部を同じ厚さのプラスチックシンチレータでサンドイッチ状に挟み込み、光電子増倍管と組み合わせて $4\pi$ 検出器としてスペクトル測定を行い、計数効率を評価した。

### 3. 結果および考察

図1にSi検出器による $\alpha$ 線スペクトルの測定結果を示す。スペクトルを比較すると、5倍希釈相当の試料は50倍希釈相当の試料より低エネルギー成分が多いスペクトルを示した。さらに電着線源と比較すると、添加物を含むいずれの試料も $\alpha$ 線ピーク領域の計数に対して低エネルギー領域の計数の割合が顕著に大きくなった。図2にプラスチックシンチレータによる $\alpha$ 線スペクトルの測定結果を示す。スペクトルを比較すると5倍希釈相当の試料が低エネルギー側にシフトしており、Si検出器による測定結果と同様の事象が確認できた。図2スペクトルの全計数率と各試料の放射能から得られた計数効率は50倍希釈相当の試料が94.1%に対し、5倍希釈相当の試料は65.4%まで低下した。このことより、線源に含まれる添加物濃度に依存して、 $\alpha$ 線の自己吸収が計数効率に大きな影響を与えることが確認できた。

図1にSi検出器による $\alpha$ 線スペクトルの測定結果を示す。スペクトルを比較すると、5倍希釈相当の試料は50倍希釈相当の試料より低エネルギー成分が多いスペクトルを示した。さらに電着線源と比較すると、添加物を含むいずれの試料も $\alpha$ 線ピーク領域の計数に対して低エネルギー領域の計数の割合が顕著に大きくなった。図2にプラスチックシンチレータによる $\alpha$ 線スペクトルの測定結果を示す。スペクトルを比較すると5倍希釈相当の試料が低エネルギー側にシフトしており、Si検出器による測定結果と同様の事象が確認できた。図2スペクトルの全計数率と各試料の放射能から得られた計数効率は50倍希釈相当の試料が94.1%に対し、5倍希釈相当の試料は65.4%まで低下した。このことより、線源に含まれる添加物濃度に依存して、 $\alpha$ 線の自己吸収が計数効率に大きな影響を与えることが確認できた。

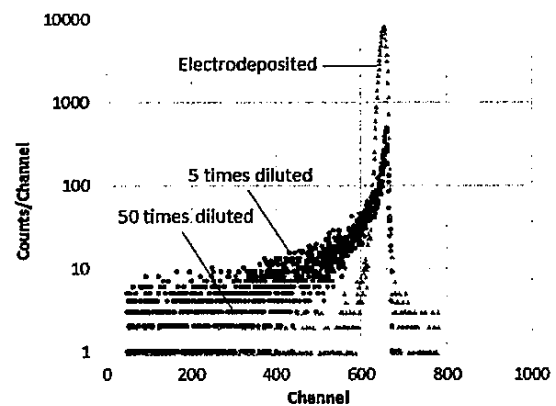


図1 Si検出器による $^{241}\text{Am}$ スペクトル

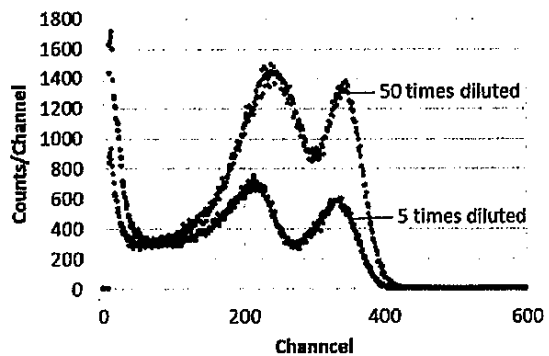


図2  $4\pi$ プラスチックシンチレータによる $^{241}\text{Am}$ スペクトル

### 4. 結論

本研究で放射性薬剤に含まれる添加物による自己吸収によってスペクトルが変化し、計数効率にも大きく影響することが分かった。ただし、 $\alpha$ 線放射性薬剤であっても50倍程度の希釈によって、添加物の影響をほぼ無視できる程度の十分な計数効率を得ることが分かった。

### 参考文献

- [1] P. Blanco Rodriguez et al, Experimental studies of self-absorption and backscattering in alpha-particle sources. Appl. Radiat. Isot. Vol 48-9, 1215-1220 (1997)

# β(α)-γ同時・反同時γ線スペクトロスコピシステムの構築と放射能測定への応用

16-1-036-0180 佐竹 宏通  
(原子力研究所)

## 1. 序論

β(α)-γ同時・反同時スペクトロスコピ手法を用いた放射能絶対測定法があり、本手法を複雑なγ線スペクトルを示す医療応用が期待されるα/β核種の測定に応用する研究を行っている。本手法を放射能測定に適用するにあたっては、γ線検出器の精密な分解能とβ(α)線とγ線の両検出器からの信号の詳細なタイミング調整が要求される。本研究では、デジタルマルチチャンネルアナライザ(MCA)を用いたシステムを構築し、その主要特性を評価した。

## 2. 実験方法

本研究で構築したシステムを図1に示す。本装置ではγ線検出器に高分解能Ge検出器、β線検出器にプラスチックシンチレータを用い、デジタルMCAの信号入力にγ線検出器からの信号を入力し、スペクトルを得る。一方、β線検出器からの信号はMCAのGateに入力することでGate信号と同時・反同時に観測されたγ線のスペクトルを得る。本装置を用いて同時・反同時γ線スペクトル測定を正確に行うには、β線検出器、γ線検出器それぞれからの信号のタイミングをdelay回路によって調整する必要がある。さらにタイムウォークなどの影響を受けずに、Gate信号と同期したγ線検出器の波高パルスを得るため、本検討ではβ線とγ線をほぼ同時に放出する<sup>60</sup>Coを用い、delay timeの調整後、Gate時間幅を0.5 μs~4.0 μsで変化させ、異なるGate時間幅条件で反同時γ線スペクトルを測定した。反同時γ線のスペクトル中の<sup>60</sup>Co γ線ピーク計数率 $n_{ac}$ と、Gateなしの場合のピーク計数率 $n_{\gamma}$ から次式(1)によって得られるβ線計数効率 $\epsilon_{\beta}$ を求め、そのGate時間幅依存性を検証した。

$$\epsilon_{\beta} = 1 - \frac{n_{ac}}{n_{\gamma}} \quad (1)$$

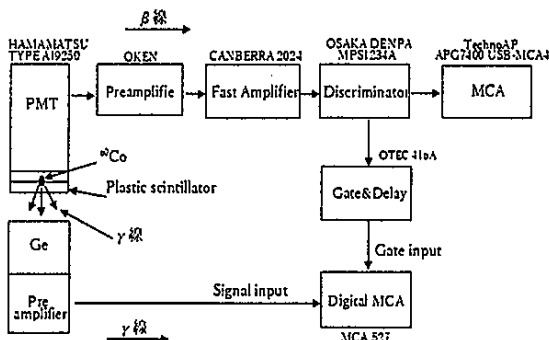


図1 同時・反同時γ線スペクトロスコピシステム

## 3. 結果および考察

図2に①反同時γ線のスペクトル及び②Gateなしの場合のγ線のスペクトルを示す。このときの分解能に影響するShaping timeは1.0 μsとした。測定により得られた分解能はFWHM 2.01 keV (<sup>60</sup>Co @ 1.33 MeV)となりほぼ検出器の性能補償値と同じ結果が得られた。図のスペクトルから得られた $n_{\gamma}$ 、 $n_{ac}$ より求めた $\epsilon_{\beta}$ とGate時間幅の関係を図3に示す。図3のとおり計数効率はGateの時間幅が1.0 μsから4.0 μsの間では不確かさの範囲で一致した値が得られた。

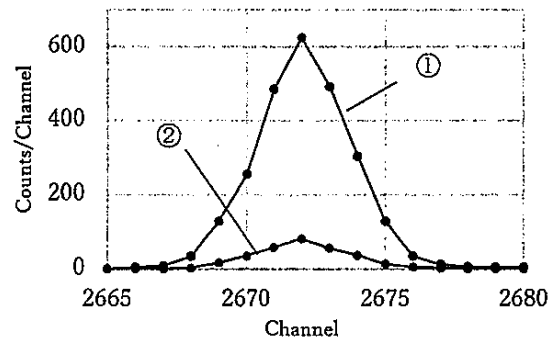


図2 <sup>60</sup>Co γ線スペクトル@1.33 MeV

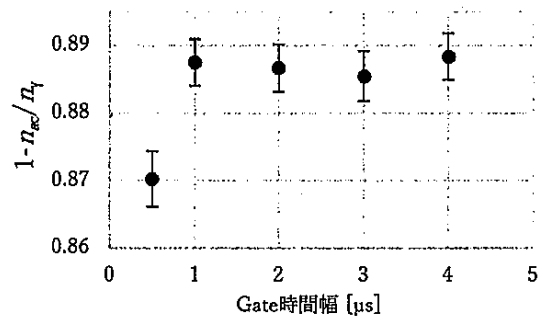


図3 Gate時間幅と計数効率の関係

## 4. 結論

Gateの時間幅が1.0 μsから4.0 μsの間で計数効率が安定的に得られることが確認できた。これによって本手法によって得られるβ線計数効率とβ線計数率から絶対測定によって放射能が精度よく得られ、かつ高い分解能でγ線スペクトルが得られることが見込まれた。

### 参考文献

- [1] 野口正安: 実験と演習 γ線スペクトロメトリー, 日刊工業新聞社, pp157-160(1980)
- [2] 野口正安, 富永洋: 放射線応用計測基礎から応用まで, 日刊工業新聞社, pp251-254(2004)

## 熱中性子場における CsI シンチレータの自己遮蔽効果の評価

16-1-033-0001 福森麻衣  
原子力研究所

## 【目的】

近年、がん治療で使用される放射線ビームの高エネルギー化に伴い、治療場で発生する二次中性子による二次がんのリスクが懸念されている。従来の熱中性子束測定では、熱中性子場で金箔を放射化させ、生成放射能から間接的に熱中性子束を求める方法がとられてきたが、短時間照射かつ低強度の熱中性子が発生する治療場では、生成放射能が小さく、測定が困難であった。そこで、CsI シンチレータの自己放射化を用いた熱中性子束測定法の開発を行ってきた。CsI シンチレータに熱中性子を照射すると、放射化によってシンチレータ内部に  $^{134m}\text{Cs}$  と  $^{128}\text{I}$  が生成される。生成した  $^{134m}\text{Cs}$  の誘導放射能を CsI シンチレータ自身で測定することにより、熱中性子束を求めることができる。この方法では、 $^{134m}\text{Cs}$  の半減期が 2.9 時間と短いため、短時間の照射であっても金箔と比べ高い放射能を得ることができる。

しかしこの方法では、自己遮蔽効果により、CsI シンチレータ内部の熱中性子束が減衰し、熱中性子束が過小評価される問題があった。そこで本研究では、CsI シンチレータの自己放射化を用いた中性子測定法における自己遮蔽効果の評価を行い、測定値の補正を行うことを目的とする。

## 【方法】

本研究では、表 1 に示す 2 種類のサイズの円柱型 CsI シンチレータについてシミュレーション計算により自己遮蔽効果の評価を行った。放射線輸送計算コード PHITS<sup>[1]</sup>を用いて、中性子ビーム(平均エネルギー 0.025 eV、マックスウェル分布)を CsI シンチレータに照射したときのシンチレータ内の中性子フルエンス分布を計算した。得られた中性子フルエンスから、各シンチレータの自己遮蔽因子を求めた。

次に、近畿大学が保有する Pu-Be 中性子源を使用し、CsI シンチレータに中性子を 1 時間照射した。その後、CsI シンチレータ内で生成された  $^{134m}\text{Cs}$  から放出される内部転換電子 (128 keV) のエネルギースペクトルを測定した。同様の手順で、カドミウム板で覆った CsI シンチレータに中性子を照射して測定を行い、先に得られた測定結果と合わせてカドミウムフィルタ法<sup>[2]</sup>を適用することにより熱中性子束を求めた。2 種類のサイズのシンチレータに対して得られた測定結果を先に求めた自己遮蔽因子で補正し、熱中性子束の値を比較した。

## 【結果・考察】

計算結果及び測定結果を表 1 に示す。異なるサイズのシンチレータによって得られた熱中性子束の値が一致しており、本研究で求めた自己遮蔽因子による補正は適切であったといえる。

表 1. 計算・実験に用いた CsI シンチレータのサイズ、自己遮蔽因子の計算結果及び熱中性子束の測定値

CsI シンチレータ	①	②
直径(cm)	2.54	2.54
高さ(cm)	2.54	1.27
自己遮蔽因子(%)	65.1	79.8
熱中性子束( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ )	$(5.05 \pm 0.20) \times 10^2$	$(5.24 \pm 0.21) \times 10^2$

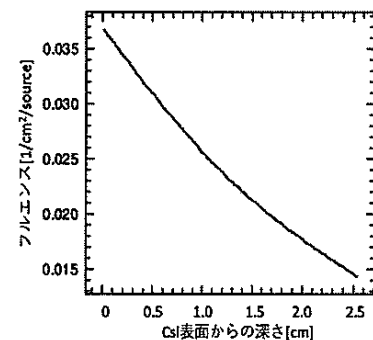


図 1. CsI シンチレータ内部の中性子フルエンス分布の例 ( $\phi 2.54 \text{ cm} \times 2.54 \text{ cm}$ )。

## 【参考文献】

- [1] T.Sato, et al., "Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.17", J. Nucl. Sci. Technol. 55, 684-690 (2018)  
 [2] GLENN F. KNOLL: "放射線計測ハンドブック 第2版", 日刊工業新聞社, pp768-769 (1991)

## 放射化した CsI シンチレータ中で発生する内部転換電子の計数の高精度化

16-1-033-0044 神元梨穂  
原子力研究所

### 【目的】

近年、高エネルギーの治療ビームを用いた放線線がん治療の利用拡大に伴い、治療場で発生する中性子による二次被ばくの影響が懸念されている。治療場における二次中性子を測定するためには、低強度の中性子線を短時間で精度よく測定する必要がある。そのような測定方法として、CsI シンチレータの放射化を利用した中性子測定法を開発してきた。

CsI シンチレータに中性子を照射すると、シンチレータ中に誘導放射能として  $^{134m}\text{Cs}$  が生成される。 $^{134m}\text{Cs}$  が核異性体転移を起こすと、87.4%の確率で内部転換電子、12.6%の確率で  $\gamma$  線が発生する。照射終了後、 $^{134m}\text{Cs}$  から放出される 128 keV の内部転換電子を計数し、 $^{134m}\text{Cs}$  の飽和放射能を定量することで、熱中性子束を求めることができる。内部転換電子は、エネルギースペクトル上でピークとして現れるので、ほぼ 100%の高効率で測定できる。したがって、低強度の中性子線を短時間で測定することができる。

しかしながら、12.6%の確率で発生した  $\gamma$  線も、シンチレータ中で光電効果を起こすと同じ 128 keV のピークとして現れるため、ピーク計数には内部転換電子に加えて、 $\gamma$  線による寄与も含まれていると考えられる。したがって、 $\gamma$  線による寄与を補正することにより、さらに正確に放射能を定量することができる。そこで本研究では、CsI シンチレータ中で  $^{134m}\text{Cs}$  から放出された  $\gamma$  線による光電ピークの計数を評価して補正することによって熱中性子束を測定し、結果の妥当性を検証することを目的とする。

### 【方法】

放射線輸送計算コード PHITS<sup>[1]</sup>を用いて、円柱型 CsI シンチレータ ( $\phi 2.54 \text{ cm} \times 2.54 \text{ cm}$  及び  $\phi 2.54 \text{ cm} \times 1.27 \text{ cm}$ ) 中に一様に 128 keV の  $\gamma$  線源を配置し、 $\gamma$  線との相互作用によって発生する二次電子のエネルギー損失分布を計算した。次に、Pu-Be 中性子源を用いて、光電子増倍管を接続した円柱型 CsI シンチレータ ( $\phi 2.54 \text{ cm} \times 2.54 \text{ cm}$  及び  $\phi 2.54 \text{ cm} \times 1.27 \text{ cm}$ ) に 60 分間の中性子照射を行った。照射終了後、CsI シンチレータからの信号の波高スペクトルを測定し、 $^{134m}\text{Cs}$  から放出される内部転換電子 (128 keV) によるピークの計数を得た。同様の手順で、カドミウム板で覆った CsI シンチレータを 60 分照射し、先に得られた測定結果と合せてカドミウムフィルタ法<sup>[2]</sup>を適用することにより熱中性子束を求めた。

### 【結果・考察】

図 1 に CsI シンチレータ中における二次電子エネルギー損失分布の例を示す。計算結果から、 $\gamma$  線が CsI シンチレータ中で光電効果を起こし、128 keV のピークとして計数される確率は、2.54 cm 厚のシンチレータに対しては 86.4%、1.27 cm 厚のシンチレータに対しては 82.3%という結果が得られた。これらの結果を用いて、熱中性子束の測定結果を補正したところ、2.54 cm 厚のシンチレータでは  $(5.05 \pm 0.20) \times 10^2 \text{ [cm}^2 \text{ s}^{-1}]$ 、1.27 cm 厚のシンチレータでは  $(5.24 \pm 0.21) \times 10^2 \text{ [cm}^2 \text{ s}^{-1}]$  となり、一致した。したがって、128 keV ピークに対する  $\gamma$  線の光電効果の寄与を適切に評価・補正することができたと考えられる。

### 【参考文献】

- [1] T. Sato, et al., "Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.140", J. Nucl. Sci. Technol. 55, 684-690 (2018)
- [2] G. F. Knoll: "放射線計測ハンドブック 第 2 版", 日刊工業新聞社, 768-769 (1991)

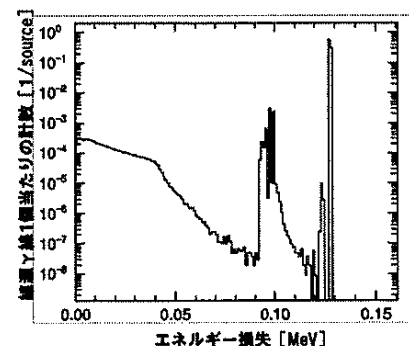


図1 CsIシンチレータ中における二次電子のエネルギー損失分布



## X線過分割照射がヒト iPS 細胞由来神経細胞に及ぼす影響

16-1-033-0052 西原 慎  
原子力研究所

### 【目的】

脳腫瘍の治療において放射線治療が選択される場合、腫瘍細胞以外の正常細胞への放射線影響を軽減することが重要である。よって脳腫瘍の放射線治療法では、1回当たりの照射線量を小さくし、複数回に分けて腫瘍に照射する分割照射法が用いられる。最近では、分割照射のみで治療を行うのではなく、腫瘍再増殖率および正常細胞の障害からの修復を考慮した過分割照射法、および加速分割照射法が検討されている。

分割照射治療における総線量と分割回数、照射間隔は腫瘍の大きさや悪性度等に応じて決定され、正常神経細胞の損傷を軽減することが重要である。照射間隔の差による正常神経細胞への影響を評価することは、脳腫瘍分割照射治療における照射間隔の決定の指標となりうると考えた。

本研究はヒト iPS 細胞由来神経細胞に3種類の過分割照射を行い、生存率の推移と細胞形態の変化より過分割照射の照射間隔の差による正常細胞への影響を評価することを目的とする。

### 【方法】

ヒト iPS 細胞由来神経前駆細胞とコーティング液で調整した  $2.0 \times 10^5$  cells/mL の細胞懸濁液を 96 ウェルプレートの 6 ウェル分に 150  $\mu$ L ずつ加えて細胞を播種した。その後はインキュベーター (37  $^{\circ}$ C、CO<sub>2</sub> 濃度 5%) で培養した。16 日間培養し、ヒト iPS 細胞由来神経細胞に分化させた。播種後 16 日後から X 線照射を開始し、照射条件は照射を全く行わないコントロール、2 種類の異なる分割照射 (3 回照射/週、4 回照射/週) を 1 回 2 Gy で行い、3 種類の異なる過分割照射 (それぞれ 4 回照射/週の頻度で照射を行い、照射間隔を 2 時間、4 時間、6 時間) を 1 回 1 Gy で 1 日 2 回に分けて行った。それぞれ、総照射線量 50 Gy に到達するまで X 線照射を行った。

### 【結果・考察】

照射開始日の生細胞数を細胞生存率 1 として、X 線照射後に生細胞数を計測し細胞生存率を算出した。生存率の推移は右図のようになった。

図より、コントロールの生存率は観察最終日では 0.88 と最も高かった。照射を行った中では過分割照射 4 回/週 (照射間隔 4 時間) の生存率は 0.77 と最も高く、分割照射 4 回/週と過分割照射 4 回/週 (照射間隔 2 時間) の生存率は 0.53 と最も低かった。

過分割照射のみで考えると、照射間隔 2 時間は生存率 0.53 であるのに対して、照射間隔 4 時間以上のものであればどちらも

0.75 以上であることより過分割照射は照射間隔を 4 時間以上空けることで細胞死を抑制できると考えられる。過分割照射 4 回/週 (照射間隔 2 時間) の生存率が分割照射 4 回/週の生存率と同じことから照射間隔 2 時間の過分割照射では細胞死を抑制できないが、過分割照射 4 回/週 (照射間隔 4 時間)、過分割照射 4 回/週 (照射間隔 6 時間) の生存率を見ると分割照射 4 回/週の生存率より高くなっていることから、過分割照射は照射間隔を 4 時間以上あけることで分割照射より細胞死を抑制できると考えられる。また、分割照射 3 回/週の生存率よりも高くなっていることから、これらの照射条件の中では最も正常神経細胞の損傷を軽減できた照射方法だと考えられる。

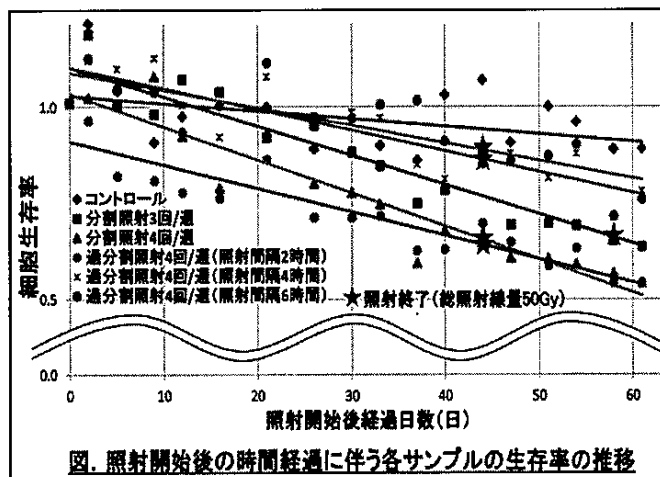


図. 照射開始後の時間経過に伴う各サンプルの生存率の推移

## イメージングプレートを用いたきのこ中の放射性セシウム分布測定と その定量解析に関する検討

16-1-033-0041 友岡弓乃

原子力研究所

### 【目的】

出荷時の全数検査や自家消費を目的とした試料中の放射性セシウム測定に、試料の前処理をせず試料をそのまま測る非破壊式測定装置が開発され利用されている。非破壊式測定では、試料中の放射性セシウムに偏在がある場合、測定結果に影響することが懸念される。本研究では、非破壊式測定の測定対象とすることを想定したきのこ試料を、そのままの状態イメージングプレートにより測定し、個々のきのこ中の放射性セシウム分布の放射線画像を取得するとともに、その定量性について評価することを目的とした。

### 【方法】

福島県内で採取されたしいたけを乾燥後、イメージングプレート (IP) 上に配置し暗箱内で約 1 週間露光した。露光後の IP から読み取り装置 (Typhoon FLA 7000) によって図 1 の放射線画像を取得した。個々の試料によって得られた像の範囲を解析ソフト (ImageQuant<sup>TM</sup>) を用いて図 1 中に示すように円状の解析範囲 (Area 値) を決定し、検出量 (Volume 値) を求めた。また、同試料を個別に粉碎し、Ge 検出器を用いて放射能を測定し、IP から得られた定量値との相関を求めた。

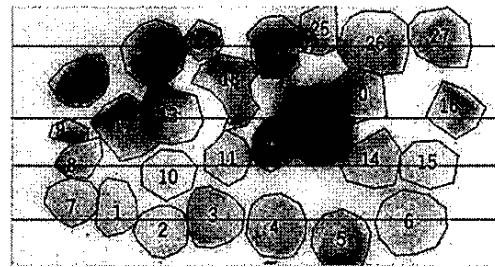


図 1 IP での読み取り画像

### 【結果・考察】<sup>[山田1]</sup>

<sup>[山田2]</sup> 図 1 のとおり IP での読み取り画像によって各試料による放射線画像の強度に有意な差が観測された。それぞれの試料位置での強度と各試料の放射能の相関を確認するため、図 1 に示すように各試料の像の定量範囲を決めた。図 2 に水平ライン上の 1 次元発光量分布及び前述の定量範囲を示す。図のとおり定量範囲と範囲外のバックグラウンドでは明確な差があり、本研究ではバックグラウンドの 3 倍の 60counts を検出限界とし、検出限界以上を解析範囲と決めて解析範囲を調整した。図 3 に IP の測定値と Ge 検出器による測定で得られた各試料の放射能の相関を示す。図の通り、回帰曲線の適合値と測定値に、比較的大きな差が観測された。ばらつきの要因の一つにβ線の試料中の自己吸収が考えられる。計算によると、厚さ 1 mm の試料の IP への感度を 1 とすると、3 mm、10 mm それぞれの試料に対する相対感度、約 0.4 及び 0.2 であった。今回用いたしいたけ試料の厚みは 3~10 mm 程度で厚さにバラつきがあったことから、図 3 のばらつきの大きな要因として自己吸収による影響が考えられた。より測定不確かさを小さくするには試料厚さに応じた自己吸収の補正について考慮する必要があると考えられた。

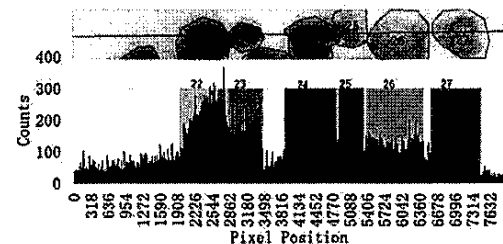


図 2 一次元発光量分布

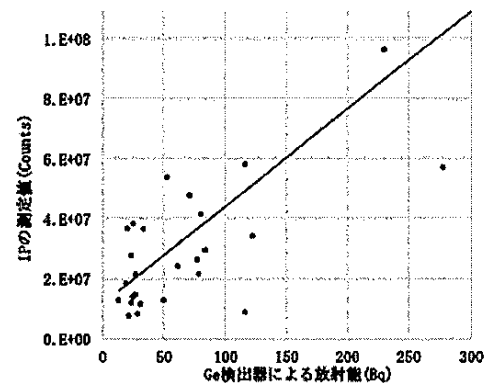


図 3 IP と Ge 検出器との測定結果の相関

## 修士論文

総合理工学研究科エレクトロニクス系工学専攻

博士前期課程

高橋 和暉

Feynman- $\alpha$  中性子相関法を用いた  
遅発中性子データセットの検証

島津 美宙

CsI シンチレータに含まれる Cs の放射化を  
利用した中性子測定法に関する研究

西小野 華乃子

in vitro 実験によるキノコの放射性セシウム  
蓄積機構検討と内部被ばく線量評価

# Feynman- $\alpha$ 中性子相関法を用いた遅発中性子データセットの検証

## A Verification of Delayed Neutron Dataset Using Feynman- $\alpha$ Neutron Correlation Technique

18-3-334-0436 高橋 和暉 (原子炉工学研究室)

### 1. 緒言

原子炉の運転・管理において重要なパラメータである、臨界に対してどの程度猶予があるかを示す反応度を測定する手法は様々考案されてきたが、動特性解析と呼ばれる対象とする炉心に特定の外乱を加えた際の反応度を測定する手法では、動特性パラメータと呼ばれる炉心の特性情報及び、遅発中性子発生過程を記述する遅発中性子情報が必要不可欠である。遅発中性子情報は遅発中性子データセットとして表現され、現在までに多くの研究者によって様々なタイプの遅発中性子データセットが報告されてきた。

本研究では、原子炉雑音解析の一種であるFeynman- $\alpha$ 中性子相関法を用いて、近畿大学原子炉 (UTR-KINKI) 及び京都大学臨界集合体 (KUCA) で実験を行い得られた結果と、遅発中性子データセットを用いた理論解析を行うことで得られる結果を比較することで、どの遅発中性子データセットが最も実験値を再現するか検証を行った。なお、本研究で使用した遅発中性子データセットは Keepin[1]、Brady[2]、Wilson[3]の6群及び Wilson[3]、Spriggs[4]の8群データセットである。

また、本予稿中では近畿大学原子炉で行った実験の結果についてのみ記述する。

### 2. 実験条件

図1に、近畿大学原子炉の構成を示す。

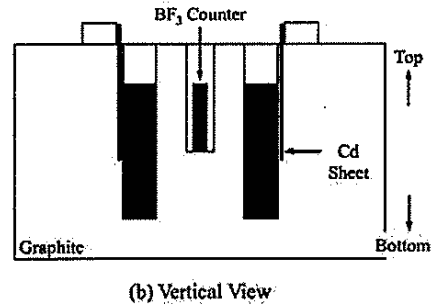
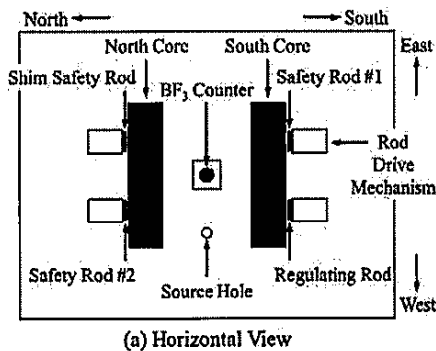


図1 近畿大学原子炉の構成

**Fig. 1. Reactor Configuration of UTR-KINKI**  
 近畿大学原子炉は定格熱出力が1Wで、軽水減速黒鉛反射体の二分割炉である。制御棒は4本設置されており、それぞれ安全棒#1、#2、シム安全棒、調整棒である。本研究では、この4本の制御棒を用いて異なる3つの反応度を有する炉心を構築し、時系列データの取得を行った。表1に構築した炉心の各制御棒パターンを示す。

表1 制御棒パターン

Pattern	Reactivity [ $\beta$ ]	Safety Rod and Control Rod Position			
		S.R.#1	S.R.#2	R.R.	S.S.R.
A	-0.135	U.L.	U.L.	L.L.	U.L.
B	-0.617	U.L.	U.L.	U.L.	L.L.
C	-2.080	L.L.	L.L.	L.L.	L.L.

# S.R.(Safety Rod), R.R.(Regulating Rod), S.S.R.(Shim Safety Rod)

# L.L.(Lower Limit), U.L.(Upper Limit)

なお、本研究で使用した1-inchのBF<sub>3</sub>比例計数管は、炉心中央に位置する照射物質の挿入口である中央ストリンガーに挿入し、中性子源は使用せず燃料固有中性子によって駆動した。

### 3. Feynman- $\alpha$ 中性子相関法

従来のFeynman- $\alpha$ 中性子相関法では、(1)式を定式化した(2)式を用いて解析が行われる。

$$Y(T) = \frac{\overline{N(T)^2} - \overline{N(T)}^2}{\overline{N(T)}} - 1 \quad (1)$$

$$Y(T) = Y_{\infty, K+1} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \quad (2)$$

$T$  はゲート時間、 $Y(T)$ は相関量、 $N(T)$ は中性子計数、 $K$ は遅発中性子先行核群数、 $Y_{\infty}$ は相関量 $Y(T)$ の収束値、 $\alpha$ は即発中性子減衰定数である。ただし、この(2)式は即発中性子のみに着目し定式化されたもので、我々の過去の研究により、遅発中性子についても考慮することでより良い解析結果が得られることが報告されている。[5]そこで本研究では、遅発中性子についても考慮した(3)式を用いることで解析を行った。

$$Y(T) = Y_{\infty, K+1} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) + CT. \quad (3)$$

なお、 $C$ は遅発中性子項である。また、(3)式によって得られた解析結果を図2に示す。

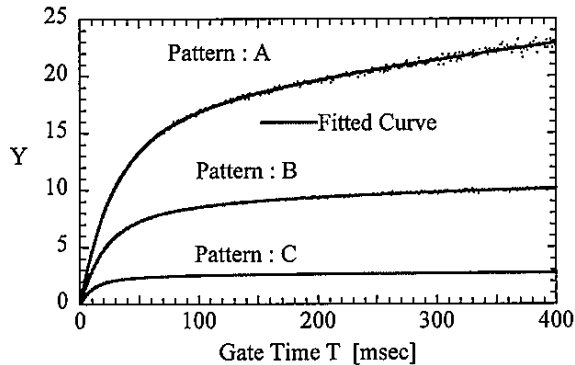


図2 Feynman- $\alpha$ 法解析結果

Fig. 2. Results of Feynman- $\alpha$  Technique

この解析結果を用いて、(4)式で示される指標を作成した。

$$R_{dp} = \frac{C}{\frac{Y_{\infty, K+1} \alpha}{2}}. \quad (4)$$

ここで作成した指標  $R_{dp}$  は遅発対即発比指標 (Delayed-to-Prompt Ratio Index) とした。

#### 4. 理論解析

(4)式で作成した遅発対即発比指標は、(5)式のように異なる形で表現することが可能である。

$$R_{dp} = \frac{\sum_{k=1}^K A_k G(-s_k)}{A_{K+1} G(-s_{K+1})}. \quad (5)$$

なお、 $k$ は遅発中性子先行核群、 $G(s)$ は(6)式で示されるゼロ出力伝達関数、 $s$ 及び $A$ はゼロ出力伝達関数の極と留数である。

$$G(s) = \frac{1}{s \left( \frac{\Lambda}{\beta} + \sum_{k=1}^K \frac{\alpha_k}{s + \lambda_k} \right) - \frac{\rho}{\beta}}. \quad (6)$$

ここで、 $\Lambda$ は中性子世代時間、 $\beta$ は遅発中性子割合、 $\rho$ は反応度、 $\alpha_k$ 及び $\lambda_k$ はそれぞれ遅発中性子先行核の相対収率及び崩壊定数である。 $\beta$ 及び $\Lambda$ については決定論計算コードSRACの計算結果を利用し、 $\alpha_k$ 及び $\lambda_k$ について遅発中性子データセットの値を利用した。

#### 5. 解析結果

表2に、遅発対即発比指標解析結果を示す。

表2 遅発対即発比指標解析結果

Table 2. Results of Delayed-to-Prompt Ratio Index

Pattern	A	B	C
Measurement	0.01854 ±0.00103	0.00771 ± 0.00044	0.00146 ± 0.00020
Keepin 6-group	0.02432	0.00779	0.00181
Brady 6-group	0.03280	0.01090	0.00255
Wilson 6-group	0.03194	0.01069	0.00251
Wilson 8-group	0.03183	0.01064	0.00250
Spriggs 8-group	0.02431	0.00779	0.00181

Keepinの6群及びSpriggsの8群データセットは実験値を良く再現したのに対し、Bradyの6群、Wilsonの6群及び8群データセットは、実験値の再現性が悪かった。

#### 6. まとめ

本研究では、Feynman- $\alpha$ 中性子相関法を用いた実験によって得られる結果と、遅発中性子データセットを用いた理論解析によって得られる結果の比較を行うことで、どの遅発中性子データセットが最も良く実験値を再現するか検証を行った。結果として、Keepinの6群及びSpriggsの8群データセットが最も良く実験値を再現した。

#### 参考文献

- [1] G.R.Keepin, T.F.Wimett, R.K.Zeigler, Delayed neutrons from fissionable isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium, *Physical Review*, Vol.107, pp.1044-1049 (1957)
- [2] M.C.Brady, Evaluation and application of delayed neutron precursor data, LA-11534-T, Los Alamos National Laboratory (1989)
- [3] W.B.Wilson, T.R.England, Delayed neutron study using ENDF/B-VI basic nuclear data, *Progress in Nuclear Energy*, Vol.41, pp.71-107 (2002)
- [4] G.D.Spriggs, J.M.Campbell, V.M.Piksaikan, An 8-group delayed neutron model based on a consistent set of half-lives, *Progress in Nuclear Energy*, Vol.41, pp.223-251 (2002)
- [5] 橋本憲吾, Feynman- $\alpha$ 解析のゲート時間範囲依存性の検討, 日本原子力学会, 2018年秋の大会予稿集, 2M06 (2018)

## CsI シンチレータに含まれる Cs の放射化を利用した中性子測定法 に関する研究

Study on the neutron measurement method using the activation of Cs in a CsI scintillator

18-3-334-0411 島津美宙(原子力研究所)

### 1. はじめに

放射線がん治療で利用される高エネルギーの X 線は、患者の身体や周辺機器に入射すると光核反応を起こし、二次中性子が生成される。生成された中性子は生物学的効果が大きいため、二次発がんのリスクを増加させる可能性がある。したがって、治療計画の高精度化のためには、治療場で発生する二次中性子の発生量を把握することが重要である。

従来の中性子測定には、熱中性子に対して高い放射化断面積を有する金 ( $^{197}\text{Au}$ ) を標的物質とした放射化法[1]が用いられてきた。ところが放射線治療場で発生するような強度の弱い中性子による短時間の照射に対しては、生成する放射能が少なく、高感度測定を行うことが困難である。

我々は CsI シンチレータの自己放射化を用いることにより、低強度の中性子束を短時間で高精度に測定する方法の開発を行ってきた[2-5]。これまでの研究では、中性子照射によってシンチレータ中に内部線源として生成される  $^{128}\text{I}$  から放出される  $\beta$  線をシンチレータ自身で測定することにより、生成放射能の定量を行ってきた。しかし、 $\beta$  線のエネルギースペクトルは連続スペクトルとして観測され、低エネルギーの  $\beta$  線による信号は計数されないため、検出効率の向上には限界があった。そこで、 $^{128}\text{I}$  と同時に生成される  $^{134\text{m}}\text{Cs}$  に着目した。 $^{134\text{m}}\text{Cs}$  は内部転換電子を放出し、エネルギースペクトルは線スペクトルとして観測される。そのため、ほぼ 100% の検出効率で測定することが可能である。

本研究では、中性子照射によって CsI シンチレータ中に生成される  $^{134\text{m}}\text{Cs}$  を利用して熱中性子束を測定する方法を開発し、その有効性を評価することを目的とする。

### 2. 原理

CsI シンチレータを中性子場に設置し、一定

の時間照射してシンチレータを放射化させ、照射終了後にシンチレータ自身で  $^{134\text{m}}\text{Cs}$  から放出される内部転換電子を計数する。一定の中性子束  $\phi$  [ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ] の下で CsI シンチレータを照射したときに、シンチレータ中に生成される  $^{134\text{m}}\text{Cs}$  放射能  $A$  [Bq] は、照射時間を  $t$  [s]、壊変定数を  $\lambda$  [ $\text{s}^{-1}$ ]、シンチレータ中の Cs 原子数を  $N$  とすると、次のように表される。

$$A = \phi\sigma N(1 - e^{-\lambda t}) \quad (1)$$

ここで、 $\sigma$  は放射化断面積 [ $\text{cm}^2$ ] である。また、 $t \rightarrow \infty$  のとき、飽和放射能  $A_{\infty}$  [Bq] は次の式で表される。

$$A_{\infty} = \phi\sigma N \quad (2)$$

したがって、内部転換電子の計数値から飽和放射能  $A_{\infty}$  を求めることにより、(2) 式から中性子束  $\phi$  を求めることができる。

### 3. 実験方法

サイズの異なる 2 個の円柱型 CsI シンチレータ ( $\phi 2.54 \text{ cm} \times 2.54 \text{ cm}$  及び  $\phi 2.54 \text{ cm} \times 1.27 \text{ cm}$ ) を用いて、以下の手順で照射、測定を行った。まず、光電子増倍管 (浜松ホトニクス社製 H3178-51) に接続した CsI シンチレータと Pu-Be 中性子源の間にパラフィンブロック ( $5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ ) を設置し、1 時間中性子を照射した。照射終了後、光電子増倍管からの出力信号を 10 分間計数し、内部転換電子のピークの計数値を得た。また、カドミウムフィルタ法 [6] を適用するため、生成された放射能が十分減衰した後に同じ CsI シンチレータをカドミウム板で覆い、同様の体系・手順で照射・測定を行った。

さらに、従来から熱中性子測定法として利用されている金の放射化法による測定結果と比較するため、金箔 ( $\phi 1 \text{ cm} \times 20 \mu\text{m}$ ) の照射実験を行った。カドミウムで覆った金箔と裸の金箔を 1 組とし、CsI シンチレータを照射したとき

と同様の体系で中性子を5時間45分照射した。照射終了後、HPGe 半導体検出器 (Mirion Technologies (Canberra) KK GC2018) を用いて、 $^{198}\text{Au}$  から放出される  $\gamma$  線 (412 keV) を48時間測定した。

CsI シンチレータの自己遮蔽効果の補正には、シミュレーションコード PHITS[7]によって求めた自己遮蔽因子を用いた。

#### 4. 結果および考察

図1に放射化したCsI シンチレータ ( $\phi$  2.54 cm $\times$ 2.54 cm) から得られたエネルギースペクトルの例を示す。 $^{134\text{m}}\text{Cs}$  から放出される内部転換電子による線スペクトルと  $^{128}\text{I}$  からの  $\beta$  線による連続スペクトルが観察された。内部転換電子のピークの計数値を用いて熱中性子寄与の飽和放射能を求めると  $(1.2\pm 0.1) \times 10^2$  Bq となった。また、もう一方のCsI シンチレータ ( $\phi$  2.54 cm $\times$ 1.27 cm) から同様に熱中性子寄与の飽和放射能を求めたところ、 $(0.7\pm 0.1) \times 10^2$  Bq となった。金箔の放射化から得られた熱中性子寄与の飽和放射能は  $(1.7\pm 0.1) \times 10^2$  Bq であった。これらの飽和放射能から、CsI シンチレータについては自己遮蔽因子による補正を行い、式(2)を用いて熱中性子束を導出すると表1のような結果が得られた。

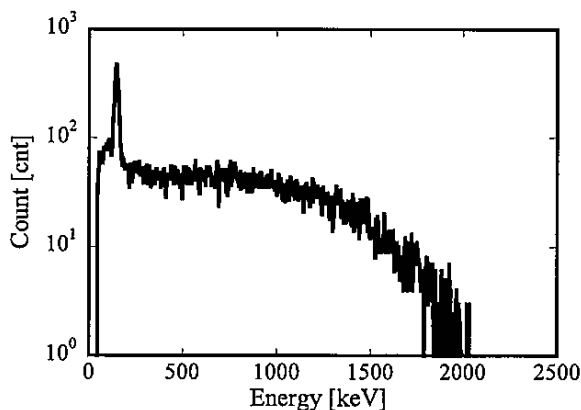


図1 CsI シンチレータの放射化により得られたエネルギースペクトルの例

Fig1. The example of the energy spectrum measured with the CsI scintillator irradiated by neutrons

表1より、各測定で得られた熱中性子束はほぼ一致した。このことから、CsI シンチレータを用いた放射化法により、短時間の照射、測定に

よって従来の方法と同様に熱中性子束を精度よく測定できることが分かった。また、大きさの異なる2個のCsI シンチレータから求められた結果がよく一致していることから、CsI シンチレータの自己遮蔽効果に関しても PHITS によるシミュレーション計算により正しく推定できていることが分かった。

表1 CsI シンチレータ及び金箔の放射化によって得られた熱中性子束

Table 1. Thermal neutron fluxes obtained by the activation of CsI scintillators and Au foils.

Target	Thermal neutron flux ( $\times 10^2$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )
CsI ( $\phi$ 2.54 cm $\times$ 2.54 cm)	5.2 $\pm$ 0.2
CsI ( $\phi$ 2.54 cm $\times$ 1.27 cm)	5.2 $\pm$ 0.3
Au foil	5.6 $\pm$ 0.2

#### 5. まとめ

CsI シンチレータの自己放射化法を用いて Pu-Be 中性子源の熱中性子束を測定したところ、従来から用いられている金箔の放射化法の結果とほぼ一致した。このことより本方法は低強度の熱中性子束に対して短時間かつ高精度の測定ができたと考えられる。

#### 参考文献

- [1] 木村逸郎・阪井英次訳, 放射線計測ハンドブック第2版, 日刊工業新聞社, 1996年 pp.765-767
- [2] G. Wakabayashi et al, Applicability of self-activation of an NaI scintillator for measurement of photo-neutrons around a highenergy X-ray Radiotherapy machine, Radiol. Phys. Technol, Vol. 8, no.1 (2015) pp.125-134
- [3] A. Nohtomi et al, Accuracy of neutron self-activation method with iodine-containing scintillators for quantifying  $^{128}\text{I}$  generation using decay-fitting technique, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, vol. 800 (2015) pp.6-11
- [4] A. Nohtomi et al, High sensitive neutron-detection by using a self-activation of iodine-containing scintillators for the photoneutron Monitoring around X-ray radiotherapy machines, JPS Conf Proc, vol. 11, (2016) 050002
- [5] S. Honda et al, Shape distortion of  $^{128}\text{I}$   $\beta$ -spectrum observed by a self-activated CsI(Tl) scintillator for high-sensitivity neutron measurements, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, vol. 871 (2017) pp.148-153
- [6] 木村逸郎・阪井英次訳, 放射線計測ハンドブック第2版, 日刊工業新聞社, 1996年 pp.769
- [7] Tatsuhiko Sato et al, Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02, J. Nucl. Sci. Technol, (2018) <https://doi.org/10.1080/00223131.2017.1419890>

## *in vitro*実験によるキノコの放射性セシウム蓄積機構検討と 内部被ばく線量評価

Investigation of radioactive cesium accumulation mechanism by mycelium culture experiments  
and *in vitro* evaluation of the internal dose by mushroom ingestion

18-3-334-0402 西小野華乃子(原子力研究所第3研究室)

### 1. はじめに

東北地方太平洋沖地震に伴う東京電力福島第一原子力発電所事故により環境中に放射性物質が大量に放出された。放出された核種の中でも $^{137}\text{Cs}$ は半減期が約30年と長く、今後も長期的に環境内で循環する。福島県は全面積の71%が森林である<sup>1</sup>ことから、森林での $^{137}\text{Cs}$ 動態に着目することは有意義である。森林生態系の中でもキノコの子実体は放射性セシウムを特異的に吸収するので、蓄積機構の解明は、将来的な $^{137}\text{Cs}$ 動態の評価に有用である。

また、野生キノコは季節の食物として親しまれており、地元住民の慢性的な内部被ばくが懸念されるため、実態に沿った内部被ばく線量評価が求められている。食品からの内部被ばく線量評価は一般的に預託実効線量が用いられ、調理等による補正係数は1として計算する。しかし、鍋師らや山口らは干シイタケの水戻しや生キノコの乾熱、凍結、電子レンジ処理による放射性セシウム溶出を指摘している<sup>2,3</sup>。さらに、キノコは消化が難しい食品であり、キノコ中の放射性セシウムは吸収されずに排泄される可能性がある。よって、保存・調理および消化段階のキノコへの残存率の考慮により実態に即した内部被ばく線量評価が必要と考えた。

そこで本研究では、 $^{137}\text{Cs}$ をトレーサーとしたキノコ菌糸培養実験によってキノコの放射性セシウム吸収・蓄積機構検討を行うとともに、*in vitro*模擬消化実験から得た消化液中 $^{137}\text{Cs}$ 濃度をもとに内部被ばく線量評価を行った。

### 2. 方法

2.1 キノコへの放射性セシウムの蓄積機構検討  
市販株のナメコ (*Pholiota microspore* (Berk.) Sacc.) を液体培地で培養し、球形の菌糸体を形成させる。培地には MYPG 培地を使用した。培地組成は精製水 1 L に対して麦芽エ

キス 4 g, 酵母エキス 4 g, ペプトン 4 g, グルコース 20 g である。100 mL フラスコに MYPG 培地を 50 mL 分注したものを COLD 培地とした。 $^{137}\text{Cs}$  をトレーサーとして培地から菌糸への吸収を成長段階毎に追跡する。COLD 培地 50 mL に対して  $^{137}\text{CsCl}$  溶液 (78 Bq /  $\mu\text{L}$ ) を 20  $\mu\text{L}$  添加し HOT 培地とした ( $^{137}\text{Cs}$  濃度 : 30.2 kBq / L)。

菌糸は 25 °C, 100 rpm の暗条件で最大 10 日間振盪培養した。培養およびサンプリング条件を図 1 に示す。培養条件は①COLD 培地で 10 日間培養, ②HOT 培地 6 日 COLD 培地 4 日, ③COLD 培地 6 日, HOT 培地 4 日, ④HOT 培地で 10 日間培養とした。培養 3 日目から球形の菌糸体を形成し始め, 10 日目には直径 5 mm となる。条件①から放射性セシウム吸収速度を、①②を比較して成長段階別の吸収速度を、①③を比較して放射性セシウム排出能の有無を検討した。条件①④は培養 3 日目, 6 日目, 8 日目, 10 日目に、②③は 8 日目と 10 日目にサンプリングをおこなった。各サンプリング条件につき 3 サンプル, 計 36 個の培養基を用いた。サンプリング後乾燥処理し, 高純度 Ge 半導体検出器を用いて放射能濃度を定量した。また, イメージングプレートでの菌糸体断面の露光により, 放射性セシウムの菌糸内分布を得た。

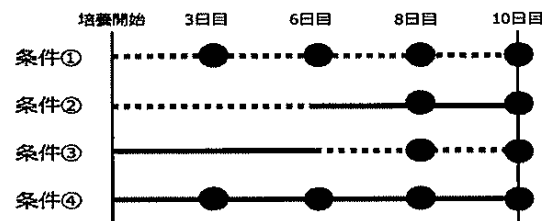


図 1 培養およびサンプリング条件

(実線 : COLD 培地培養期間, 破線 : HOT 培地培養期間, ● : サンプリング)

Fig. 1 Culture and sampling condition

2.2 放射性セシウム含有キノコを摂取した際の



### 内部被ばく線量評価

放射性セシウム含有キノコを保存または調理したのち、模擬消化実験を行い、高純度ゲルマニウム半導体検出器を用いて各工程で得た試料の放射性セシウム濃度を測定した。保存・調理条件、模擬消化実験で用いる試薬の条件をそれぞれ変えることで、保存・調理時および消化時の放射性セシウム溶出率を算出し、内部被ばく線量を評価した。なお、子実体は一般的に食される部位のみを用いた。キノコには栽培期間が短いトキイロヒラタケ (*Pleurotus djamor*) を選んで用いた。前処理は①乾燥後に水戻し、②冷蔵保存、③収穫後に煮沸、④乾燥後に煮沸の4種類である。1条件につき3サンプル用意した。条件①は野生コウタケ (*Sarcodon aspretus*) と、条件②は野生シャカシメジ (*Lyophyllum fumosum*) とトキイロヒラタケの結果を比較した。野生株はいずれも福島県で採取した子実体である。

## 3. 結果および考察

### 3.1 キノコへの放射性セシウム蓄積機構検討

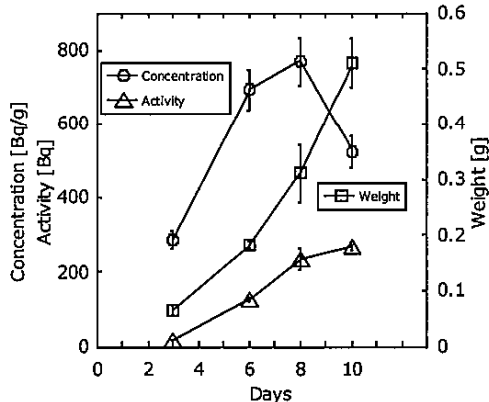


図 2 HOT 培地で培養したサンプルの<sup>137</sup>Cs 濃度、放射能、乾燥重量の推移

(○: <sup>137</sup>Cs 濃度, △: 放射能, □: 乾燥重量)

Fig. 2. Transition of <sup>137</sup>Cs Conc., Activity and Weight of mycelia cultivated in HOT medium

(○: <sup>137</sup>Cs Conc., △: Activity, □: Weight)

HOT 培地で培養したサンプルの放射能濃度を図 2 に示す。放射能濃度は 3 日目から 6 日目にかけて急激に増加し、6 日目から停滞したのち、8 日目以降減少した。そこで、放射能、乾燥重量の変化に注目すると、ともに 3 日目から 6 日目にかけて急激に増加したのち、6 日目以降も増加が続くものの、放射能は増加割合が徐々に低下した。一方、重量は 6 日目以降に増加割合

がやや低下するが、一定の増加割合を維持した。これらより、成長に伴う<sup>137</sup>Cs 吸収の鈍化が示唆された。本発表では、条件 2~4 の結果と合わせて菌糸による放射性セシウムの吸収・排出機構を議論する。

### 3.2 放射性セシウム含有キノコを摂取した際の内部被ばく線量評価

保存・調理に用いた溶媒の放射能、または保存・調理処理前後のキノコに含まれる放射能の差を処理前のキノコの放射能で除した値を溶出率と定義した。溶出率は収穫後に煮沸が最も高く 55 %であった。油調理よりは水調理、常温調理よりは加熱調理のほうが高い溶出率を示した。子実体中の放射性セシウムが水溶性であることと加熱処理によって菌糸細胞が損傷したためであると考えられる。また、乾燥後水戻しした際の溶出率をトキイロヒラタケとコウタケで比較すると、コウタケのほうが三倍高かった。トキイロヒラタケは子実体の大部分が傘で、水戻し前と後では重量は増加するが形態的变化は確認できなかった。一方、コウタケは傘と柄で構成されており、乾燥時に柄の内部が空洞であったが、水戻し後にはなくなっていた。子実体の構造によって乾燥・水戻し処理時の菌糸細胞への損傷の受けやすさが異なり、戻し汁への溶出率が変化することが示唆された。消化液への溶出率は調理法に関わらず 100 %であった。キノコに含まれる放射性セシウムのうち、消化されずキノコ内に残存する割合は乾燥保存および調理したものはいずれも 1 %程度であった。一方、冷蔵保存したサンプルでは残存率はトキイロヒラタケで 28 %, シャカシメジで 17 %と、キノコの種類によって差があった。本発表では、これらの結果をもとに算出した預託実効線量について議論する。

### 参考文献

- [1] 林野庁, 都道府県別森林率・人工林率 <https://www.rinya.maff.go.jp/j/keikaku/genkyou/h29/1.html> (閲覧日: 2019 年 12 月 18 日)
- [2] 鍋師裕美 *et al.*, 乾しいたけの水戻しおよび牛肉の加熱調理による放射性セシウム量の変化, 食品衛生学雑誌, 54 巻 1 号 (2013) p. 65-70
- [3] 山口敏朗 *et al.*, 食用可能な野生キノコの放射性セシウムおよびカリウムの水への溶出特性, 日本食生活学会誌, 27 巻 3 号 (2016) p. 207-213