OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

| | |
|---|---|
| Title | ホウ素中性子捕捉療法（BNCT）のためのCdTe検出器を用いたSPECT装置の開発研究 |
| Author(s) | 真鍋, 正伸 |
| Citation | 大阪大学, 2016, 博士論文 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://doi.org/10.18910/55972 |
| rights | |
| Note | |

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

博士学位論文

# ホウ素中性子捕捉療法（BNCT）のための CdTe 検出器を用いた SPECT 装置の開発研究

真 鍋　正 伸

2016 年 1 月

大阪大学大学院工学研究科

# 要旨


ホウ素中性子捕捉療法(BNCT)とは、熱中性子もしくは熱外中性子とホウ素($^{10}$B)の核反応によって放出される α 粒子とリチウム粒子($^{7}$Li)でがん細胞を死滅させる新しい放射線治療法である。この治療法の利点は、ホウ素化合物をがん細胞のみに蓄積させる薬が開発されていること、そして、α 粒子とリチウム粒子の飛程が極めて短く細胞の同程度であるということである。つまり、他の放射線治療法と比べて、より正常細胞を傷つけずにがん細胞を死滅させることができる。

しかし、BNCT にはいくつかの未解決問題がある。その中の 1 つに治療効果をリアルタイムで知ることができないということがある。この問題を解決する為、核反応の結果、生成されたリチウム原子核から放出される 478keV の γ 線を計測し、3 次元画像にする単一光子放射断層撮影(SPECT)装置(BNCT-SPECT)の開発を進めている。著者は、BNCT-SPECT の γ 線検出器として、検出効率が高く、エネルギー分解能が優れるテルル化カドミウム(CdTe)検出器を選択した。

本論文は、これまで著者が実施してきた CdTe 検出器を用いた BNCT-SPECT の内容をまとめており、全 5 章で構成されている。

第 1 章では、本研究の概要について述べている。まず、BNCT の原理、歴史、現状、課題、目的の順番で、BNCT の研究する上で必要不可欠な内容を述べている。次に、本研究で開発を目指している BNCT-SPECT の基本原理と実現に向けての課題について述べている。SPECT と陽電子放出断層撮影(PET)の違いや BNCT-SPECT の設計条件など、本論文を読み進める上で必要な内容を記載した。

第 2 章では、CdTe(1 素子)の基礎特性について述べている。最初に、半導体検出器の原理から CdTe 検出器と他の放射線計測器との違いなど、CdTe 検出器に関する幅広い内容について述べた。そして、CdTe(1 素子)の検出器を実際に製作し、性能を確認するため、固有効率およびエネルギー分解能の測定を行った。その結果について記載しており、BNCT-SPECT の設計条件を満たす γ 線検出器であることを示した。

第 3 章では、BNCT-SPECT 用コリメータの基本設計について述べている。3 次元モンテカルロシミュレーションコード(MCNP5)を用いて実際の治療室と患者さんを模擬し、高強度中性子場とそれに付随して発生する γ 線の影響を最大限抑え、478keVγ 線の 1 時間当たりのカウント数および S/N 比を評価した結果について説明している。その結果、$^{1}$H(n,γ)$^{2}$H 反応による 2.22MeVγ 線のコンプトン散乱の影響により、最適なコリメータを用いても S/N 比が最大 0.2 しかできないことが判明した。また、アレイ型 CdTe 検出器による非同時計数を用いた S/N 比の改善効果を見積した。非同時計数により S/N 比は、0.4 まで改善されることを示し、非同時計数が研究のキーポイントであることを認識したことについて述べている。

第 4 章では、2 素子を用いた CdTe 検出器による同時計数率について述べている。非同時計数の効果を、実際に求めるため、1 素子を上下に重ねた CdTe(2 素子)検出器を製作した。CdTe(2 素子)検出器は、ただ単純に重ねるのではなく、漏れ電流を減らすためのガードリングの取付けや特定用途向け集積回路(ASIC)の実験が可能ように、さまざまな工夫を施した。そして、製作した CdTe(2 素子)検出器を用いて、同時計数が成功し、アレイ型 CdTe 検出器の製作に向けての道筋を見出すことができた。

第 5 章では、本論文についての総括を述べている。

# 目次


第 1 章　序論 ..... 1
1.1　研究の背景 ..... 1
1.2　BNCT の原理 ..... 4
1.3　BNCT の歴史 ..... 8
1.4　BNCT の現状 ..... 10
1.5　BNCT の課題 ..... 12
1.6　本研究の目的 ..... 13
1.7　SPECT ..... 14
1.7.1　基本原理 ..... 14
1.7.2　放射性核種の種類 ..... 16
1.8　BNCT-SPECT ..... 18
1.8.1　基本原理 ..... 18
1.8.2　高中性子束場(高バックグランド場)における測定 ..... 19
1.8.3　BNCT-SPECT の設計条件 ..... 20
1.9　本論文の構成 ..... 22
参考文献 ..... 23
第２章　CdTe(1 素子)を用いた検出器の特性 ..... 27
2.1　はじめに ..... 27
2.2　BNCT-SPECT 用 CdTe 検出器 ..... 28
2.2.1　半導体検出器の基本動作原理 ..... 28
2.2.2　CdTe 検出器と他の検出器との違い ..... 29
2.2.3　正孔キャリアの移動速度と寿命 ..... 32
2.2.4　ショットキー型 CdTe 検出器 ..... 34
2.2.5　検出効率及び空間分解能向上のための手法 ..... 35
2.3　CdTe(1 素子)を用いた検出器による性能評価 ..... 39
2.3.1　CdTe(1 素子)の製作 ..... 39
2.3.2　固有効率 ..... 41
2.3.3　エネルギー分解能 ..... 42
2.3.4　CdTe 検出器の性能評価(1 素子)の測定方法 ..... 45
2.3.5　CdTe 検出器の性能評価(1 素子)の測定結果 ..... 48
2.4　478keV と 511keVγ 線の分離測定実験 ..... 55
2.4.1　HPGe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験の方法 ..... 55

2.4.2 HPGe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験の結果 ..... 57
2.4.3 CdTe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験の方法 ..... 60
2.4.4 CdTe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験の結果 ..... 63
2.4.5 CdTe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の合成処理 ..... 64
2.5 考察及びまとめ ..... 67
参考文献 ..... 69
第 3 章 BNCT-SPECT 用アレイ型 CdTe 検出器のコリメータ最適設計 ..... 71
3.1 はじめに ..... 71
3.2 計算モデルの作成 ..... 72
3.2.1 CdTe(１素子)の大きさとコリメータ長 ..... 72
3.2.2 CdTe(2 素子)周りの遮へい ..... 77
3.2.3 アレイ型 CdTe 検出器用コリメータの計算モデル ..... 84
3.2.4 治療現場の最終計算モデル ..... 85
3.3 MCNP5 について ..... 86
3.3.1 MCNP ..... 86
3.3.2 モンテカルロ法 ..... 87
3.3.3 分散低減法の基本 ..... 89
3.3.4 強制衝突(Forced collision) ..... 92
3.3.5 タリー（Tally) ..... 93
3.4 MCNP5 によるコリメータ設計のためのシミュレーション計算概要 ..... 95
3.5 コリメータの計算方法 ..... 97
3.5.1 治療効果を表わす $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による 478keVγ 線 ..... 97
3.5.2 検出器内で生じる Cd の捕獲γ線 ..... 99
3.5.3 検出器位置の中性子による誘発γ線とその他のγ線の PHS ..... 100
3.5.4 S/N 比と 1 時間当りのカウント数の評価 ..... 102
3.6 コリメータの計算結果 ..... 103
3.7 アレイ型 CdTe 検出器による非同時計数の評価 ..... 106
3.7.1 $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による即発 478keVγ 線の統計誤差について ..... 106
3.7.2 非同時計数 ..... 107
3.7.3 アレイ型 CdTe 検出器の予定 ..... 108
3.8 アレイ型 CdTe 検出器による非同時計数のシミュレーション計算概要 ..... 109
3.9 非同時計数率の計算方法 ..... 111
3.9.1 角度依存性の計算 ..... 111
3.9.2 1.742MeVγ 線が素子外に漏れ出るγ線数 ..... 113
3.10 非同時計数率の計算結果 ..... 115
3.11 考察とまとめ ..... 116

参考文献.....118
第 4 章　2 素子を用いた CdTe 検出器による同時計数.....119
4.1　はじめに.....119
4.2　CdTe(2 素子)を用いた検出器製作について.....120
4.2.1　CdTe(2 素子)を横に並べた検出器.....120
4.2.2　CdTe(2 素子)を上下に重ねて製作した検出器.....121
4.3　CdTe(2 素子)検出器の性能評価.....124
4.3.1　CdTe 検出器の性能評価(2 素子)の測定方法.....124
4.3.2　CdTe 検出器の性能評価(2 素子)の測定結果.....126
4.4　CdTe(2 素子)検出器による同時計数の実験.....132
4.4.1　同時計数率の実験で用いた NIM モジュール.....132
4.4.2　同時計数率の実験方法.....134
4.4.3　同時計数率の実験結果.....135
4.5　CdTe(2 素子)検出器による同時計数率の計算方法.....137
4.5.1　同時計数率の計算概要.....137
4.5.2　$^{137}$Cs 線源からの γ 線と散乱 γ 線.....139
4.5.3　角度依存性の計算.....139
4.5.4　スレッシュホールドを考慮した時の散乱 γ 線.....140
4.6　CdTe(2 素子)検出器による同時計数率の計算結果.....142
4.7　考察とまとめ.....144
参考文献.....147
第 5 章　総括.....149
業績一覧.....153
謝辞.....157

# 第 1 章　序論

## 1.1　研究の背景

悪性新生物(がん)が、恐ろしい病気であることは人々に広く知られている。日本では、近年の高齢化に伴い、昭和 56 年（1981 年）から現在まで、死亡原因の第 1 位はがんであり、図 1-1 からもわかるように、がんで死亡する人の割合は、他の死亡原因と比べて、年を追うごとに増加している。厚生労働省の報告によると、平成 26 年（2014 年）度のがんの死亡率は約 28.9%であり、約 37 万人の国民が命を落とした。[1]　つまり、3 人に 1 人はがんで死亡しているということであり、がんの治療研究することは国を挙げて取り組むべき課題である。

上述の傾向から、がんは、近年の病気だと思いがちだが、実はがんとの闘いの歴史はかなり古い。紀元前 5－4 世紀に活躍した古代ギリシャの医師ヒポクラテスの著述のところに、がんのことを古代ギリシャ語の蟹を意味する、カルキノス(καρκίνος)と記述されている。蟹と名付けたのは、がんが周囲に広がっている様子が蟹に見えたので、その呼び名とした。[2] それが、英語の cancer の語源となっている。

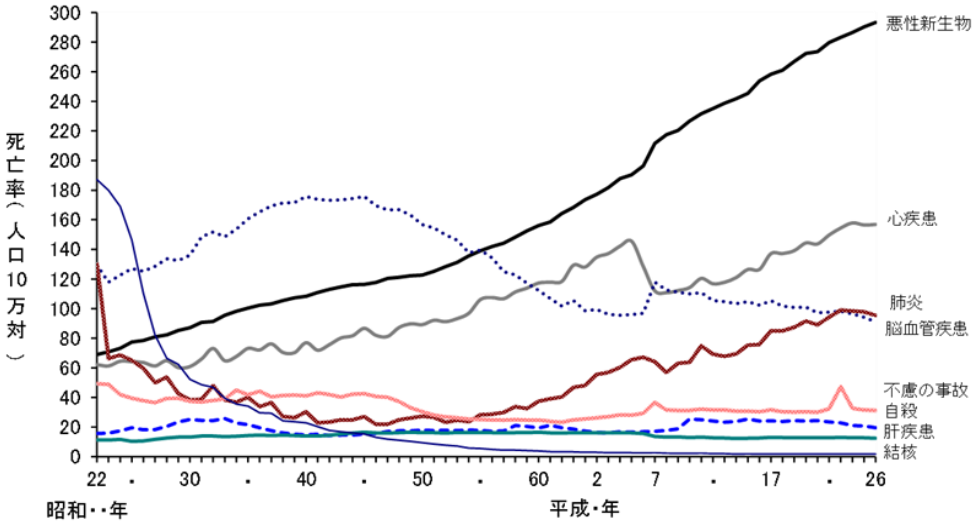



図 1-1　日本人の主な死因別の死亡率の推移

では、何故、昔から知られているがんの治療が確立されていないのか。その理由は、がん細胞は増殖する性質があるためである。一旦、進行がん[1]になると、元の発生した器官から別の器官へ転移を繰り返していく。そのため、手術で目の見えるがんを全て切除しても細胞レベルでは、残ってしまう。つまり、進行がんになると完全に取り除くことは難しい。

手術以外にもがんを治療する主な療法は、化学療法及び放射線療法がある。中でも、放射線療法は、手術による身体的負担が軽減でき、かつ、薬剤による副作用が少ないことで知られている。主に、X 線やγ線の電磁波により治療するサイバーナイフやガンマナイフ、陽子線や炭素線の粒子線により治療する陽子線治療や重粒子線治療[2]が知られている。図 1-2 のように、電磁波で治療する方法は、比較的強度が弱い X 線やγ線を多方向から照射し、がんにエネルギーを集中させ、がん細胞を死滅させる。この方法では、X 線とγ線は、正常細胞と同じ確率でダメージを受けるため、少なからず正常細胞も被ばくしてしまう。

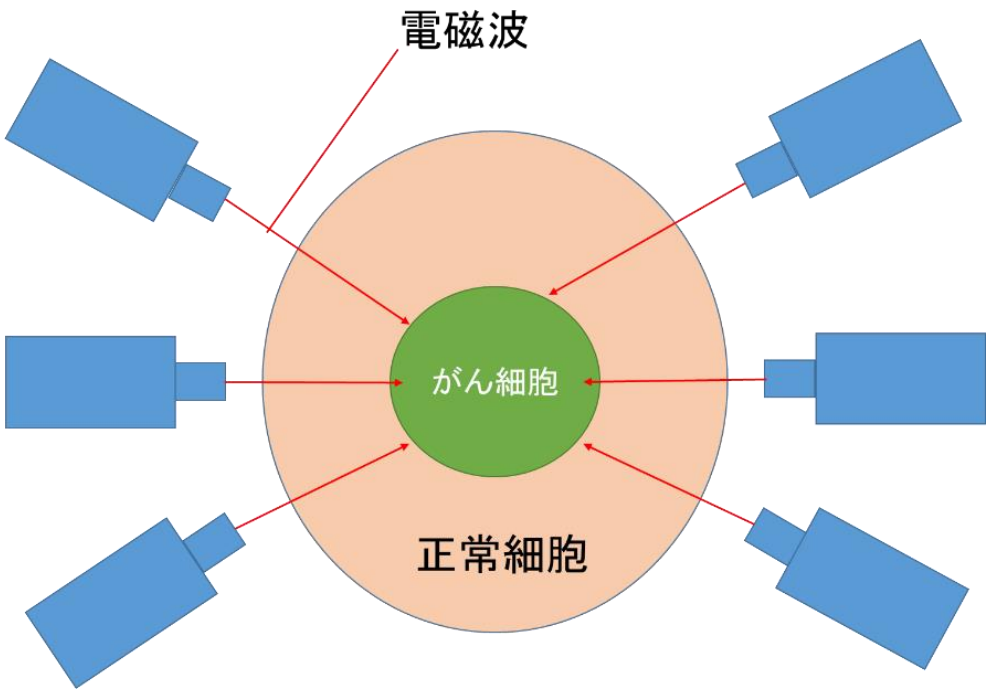



図 1-2　電磁波による放射線療法

[1] 進行がん　ある程度（基準はがんの種類によって違う）進行したがんのこと。
[2] 重粒子線治療　放射線で電子より重たいものを粒子線、ヘリウム原子核以上の重さを持つ粒子を重粒子線という。日本では、一般的に炭素線を使用したものを重粒子線治療という。

一方、粒子線で治療する方法は、図 1-3 に示すブラックピークの特徴を利用する。[3]　粒子線(正確には荷電粒子)はエネルギーによって、飛程(物質に入射して止まるまでの距離)が決まり、止まる付近でエネルギーを急激に放出して止まる。この現象のことをブラックピークという。

粒子線で治療する場合、粒子線の止まる位置とがんの深さ位置を合うように加速器で粒子のエネルギーを調節して、患者さんにピンポイント照射する。つまり、正常細胞の影響が電磁波を使う治療法と比べて少なくでき、がん細胞を死滅させることができる。ただし、この治療法では、陽子線や炭素線を数十～数百 MeV 位の高エネルギーまで加速し、がん細胞に集中的に照射するため、高い信頼性が必要である。

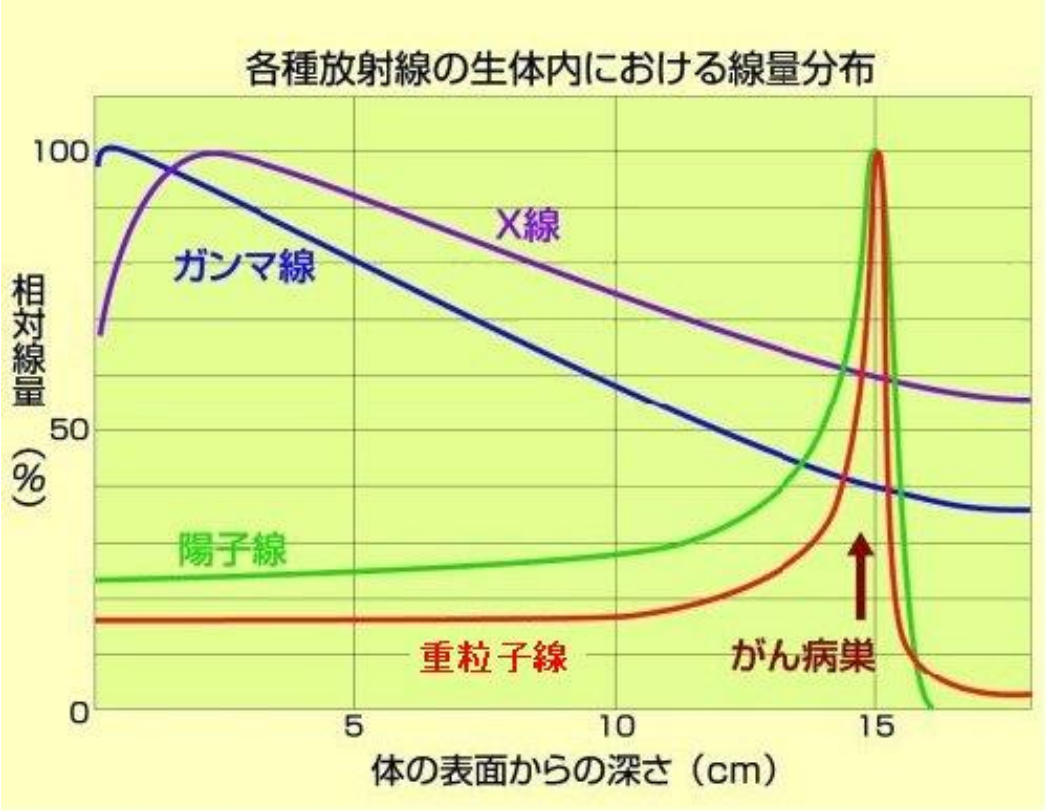



図 1-3　ブラック曲線

最近、これらの問題を解決できる可能性を持つ、新しい放射線療法が注目されている。その治療法は、ホウ素中性子捕捉療法(Boron Neutron Capture Therapy: BNCT)と呼ばれ、中性子とホウ素の核反応を用いて放射線治療する方法のことである。まず、第 1 章では、BNCT の研究する上で必要不可欠な内容（原理、歴史、現状、課題）を説明する。そして、本研究の概要(目的、SPECT、BNCT-SPECT)について説明する。

## 1.2　BNCT の原理

BNCT は、他の放射線治療とは異なり、あらかじめ治療すべきがん細胞に $^{10}B$ を取り込ませておき、熱中性子(0.025eV 前後)および熱外中性子(0.5eV～10keV)と呼ばれる低エネルギー中性子を照射することにより核反応を起こさせ、放出される荷電粒子によりがん細胞を死滅させる治療法である。BNCT の原理を説明する前に、何故、低エネルギー中性子と $^{10}B$ が使われているのかを説明する。低エネルギー中性子が使われている理由は、二点ある。一点目は、中性子は低エネルギーほど核反応が起こりやすいことである。

例として、図 1-4 に $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応断面積[3]を示す。[4]　図からわかるように、中性子のエネルギーが高くなるにつれて、反応断面積が小さくなっている。もう一点は、エネルギーが高い中性子ほど正常細胞への影響が強く、合併症をきたしやすいからである。つまり、低エネルギーの中性子は高エネルギーの中性子と比べて、核反応を起こしやすくかつ正常細胞の影響が少ない。

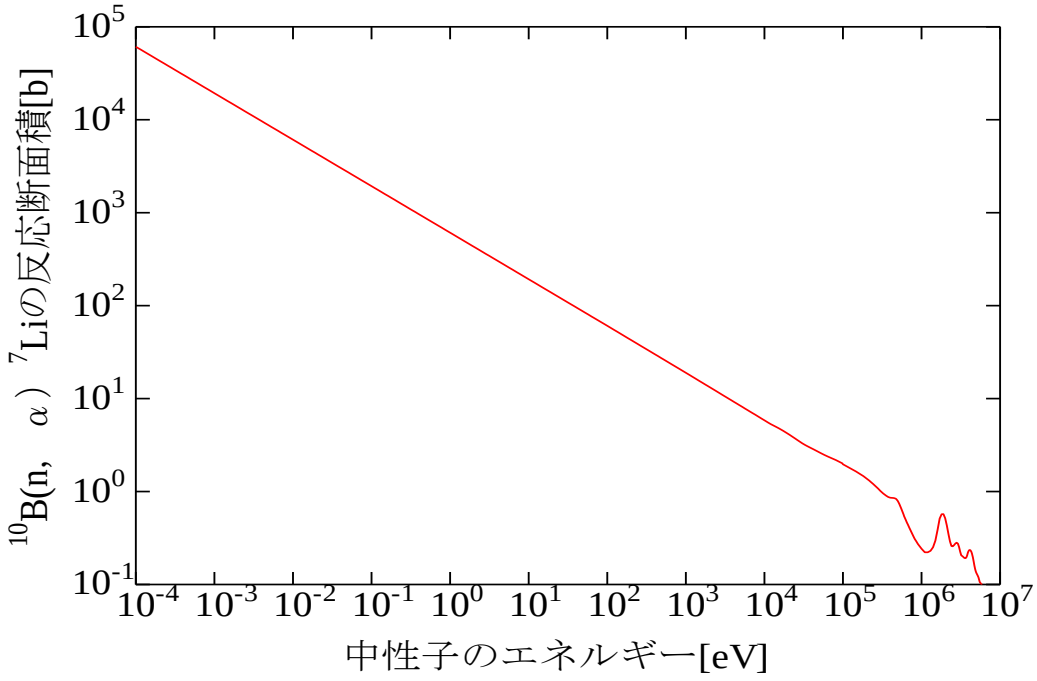



図 1-4　$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応断面積

[3] 反応断面積とは、粒子と原子核の核反応のしやすさを表すものである。入射する原子核と標的の原子核を重ねた時に見える面積みたいなものである。つまり、面積が大きければ大きいほど衝突する確率は大きいと言うことである。反応断面積の単位は、barn(バーン)が使われ、[b]で表記される。面積の次元を持っており、$1[b]=1\times10^{-24}[cm^{2}]$である。

ちなみに、barn は英語で「納屋」という意味であるが、原子核レベルでは、$10^{-24}$[cm]は「納屋ぐらい大きい値」という意味で付けられている。通常は、[b]では大きすぎるため、[mb]で表記することが多い。また、中性子と原子核の反応には、散乱、吸収、核分裂等があり、それぞれの断面積が定義されている。

また、$^{10}$B が使われている理由は、四点ある。一点目は、低エネルギー中性子の反応断面積が一般的な原子核と比べて大きい。例として、表 1-1 に熱中性子との反応断面積を示す。[4][5]

表 1-1 代表的な原子核と熱中性子との反応断面積

| 人体に含まれる主な原子核 | | | |
|---|---|---|---|
| **標的核** | **核反応式** | **反応断面積 [b]** | **最大放出エネルギー [MeV]** |
| $^{1}$H | $^{1}$H(n,γ)$^{2}$H | 0.332 | 2.22 |
| $^{12}$C | $^{12}$C(n,γ)$^{13}$C | 0.0035 | 4.95 |
| $^{14}$N | $^{14}$N(n,γ)$^{15}$N | 0.0075 | 10.83 |
| $^{16}$O | $^{16}$O(n,γ)$^{17}$O | 0.00018 | 4.19 |
| **反応断面積が大きい主な原子核** | | | |
| **標的核** | **核反応式** | **反応断面積 [b]** | **最大放出エネルギー [MeV]** |
| $^{3}$He | $^{3}$He (n, p)$^{3}$H | 5330 | 0.76 |
| $^{6}$Li | $^{6}$Li(n,α)$^{3}$H | 940 | 4.78 |
| $^{10}$B | $^{10}$B(n,α)$^{7}$ Li | 3840 | 2.79 |
| $^{157}$Gd | $^{157}$Gd(n,γ)$^{158}$Gd | 253200 | 7.86 |

上の表を見てわかるように、$^{10}$B の中性子の反応断面積は、人体に存在する主な元素($^{1}$H,$^{12}$C,$^{14}$N,$^{16}$O)と比べて、極めて大きいため、$^{10}$B をがん細胞のみに取り込みことができれば、正常細胞の影響を少なくできる。次節で説明するが、がん細胞のみに $^{10}$B を選択的に取り込む薬は開発されている。

二点目は、核反応後に生成される 2 次放射線の飛程が短いことである。がん細胞内で 2 次放射線の全てのエネルギーが失われなければ正常細胞に影響がでてしまう可能性がある。2 次放射線の中で、飛程距離が短いのは、荷電粒子である。γ 線や X 線の半価層[4]は、荷電粒子の飛程よりも長いため、がん細胞と正常細胞は同様の影響を受ける可能性が高い。これが、$^{157}$Gd を使用する NCT より有利な点である[5]。

[4] 半価層とは、γ 線や X 線などの放射線が物質を通過する際、散乱や吸収などにより入射放射線強度が半分になる物質の厚さのこと。

[5] 中性子捕捉療法には、Gd で治療を進めている研究者も一部いる。その治療法の名を、ガドリニウム中性子捕捉療法(Gadolinium Neutron Capture Therapy: Gd-NCT）と言う。［6］

三点目は、荷電粒子の放出する最大エネルギーが大きいほど、がん細胞を死滅させることができる点である。

四点目は、ホウ素化合物は、生体に取り込まれやすく、重金属のように高い毒性が無いことである。これらのことを総合的に判断し、反応断面積が大きくかつ 2 次放射線が荷電粒子（α 粒子と $^{7}$Li 原子核）である、$^{10}$B が選定された。

次に、BNCT の原理を説明する。BNCT では、図 1-5 に示すように、$^{10}$B を含んだ薬剤を患者さんに投薬し、がん細胞に蓄積させる。そして、体外から熱中性子(0.025eV 前後)もしくは熱外中性子(0.5eV ～10keV)を照射する。中性子は、$^{10}$B だけではなく生体にある元素【主に $^{1}$H と $^{14}$N)と(n,γ)及び(n,p)反応をそれぞれ起こす】と、表 1-1 にまとめた核反応を起こす。

ただし、$^{10}$B の反応断面積は生体にある元素よりも何桁も大きいため、正常細胞への影響は非常に小さい。その結果、$^{10}$B と中性子よる反応が支配的となり、（1.1）式に示す核反応により、α 線とリチウム粒子($^{7}$Li)が主たる中性子誘起荷電粒子として放出される。その飛程は α 粒子で約 10μm、$^{7}$Li で約 5μm と短く、この長さが、がん細胞 1 個分の大きさ(約 10μm)に近いことから、$^{10}$B が集積されたがん細胞のみが α 線と $^{7}$Li によって DNA 損傷を起こし死滅する。まさにがん細胞に対して高ピンポイント攻撃が可能な放射線治療法といえる。

つまり、BNCT は、電磁波による放射線治療に比べて正常細胞に対する影響が少なく、粒子線による治療と比べて、低エネルギーで治療が行えるため、コリメートの制約を厳しくする必要も無い。さらに、他の治療法で被ばくの観点上、同一箇所の複数回の治療は不可能だが、BNCT は繰り返し治療が可能であることが大きな利点である。

また、1.8.節でも述べるが(1.1)式の $^{10}$B と中性子の核反応により生じる $^{7}$Li の約 94%は、励起状態($^{7}$Li*)であり、基底状態に遷移する際に、478keV のエネルギーを持った即発 γ 線を放出する。この 478keV の即発 γ 線は本研究のキーポイントになっている。

$$^{10}B + n \rightarrow \alpha + {}^{7}Li + Q' \quad (2.79MeV) \quad (6.1\%)$$
$$^{10}B + n \rightarrow \alpha + {}^{7}Li^{*} + Q \quad (2.31MeV) \quad (93.9\%)$$
$$\searrow {}^{7}Li + \gamma \quad (478keV) \quad (1.1)$$

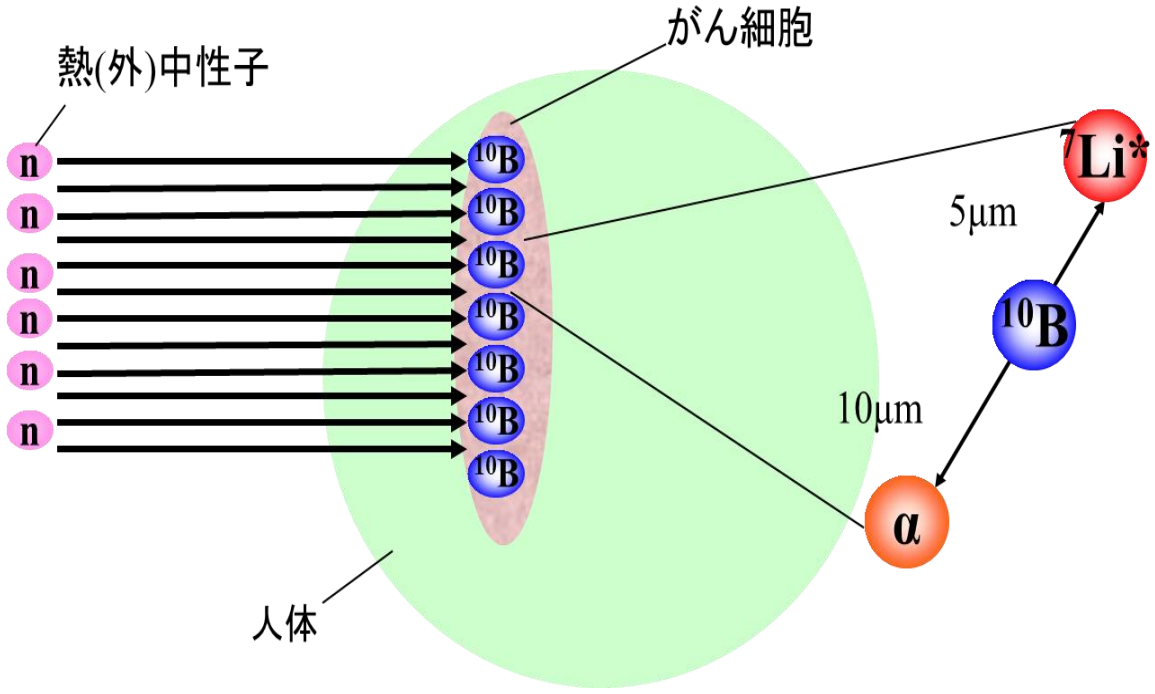



図 1-5　BNCT の原理図

## 1.3 BNCT の歴史

BNCT は、70 年以上前から研究されており、近年、本格的に治療を開始できる一歩手前まできている段階である。

BNCT の原理は、1936 年にアメリカの物理学者 Locher により提唱された。[7]ちなみに、1932 年に Chadwick が中性子を発見したわずか 4 年後のことである。1940 年代になると、アメリカで加速器による中性子を利用して、細胞や小動物を用いた基礎研究が行われた。[8][9]　この時期に、$^{10}$B をがんに取り込ませることができればがんを破壊することが可能であると推察された。1950 年～1960 年にかけて、アメリカのブルックヘブン国立研究所(BNL)の研究原子炉（BGRR 炉）とマサチューセッツ工科大学(MIT)の研究用原子炉（MITR 炉）にて、BNCT の治療照射が行われた。熱中性子場と $^{10}$B が 96%含むホウ砂(Borax)を使い数十例の脳腫瘍の治療を実施した。しかし、この時は、思うような治療結果が得られなかったため、アメリカにおける BNCT の研究は、1961 年に一旦終了している。

その後、1964 年～1968 年にかけてハーバード大学で BNCT を学んだ脳神経外科医の故畠中(帝京大学)が、化学者である Soloway らとの共同研究により、脳腫瘍に対して $^{10}$B の蓄積が優れているホウ素薬剤 BSH(Borocaptate Sodium:$Na_2B_{12}H_{11}SH$)を利用した。BSH は図 1-6(a)示すように、分子内に 12 個のホウ素原子を含む 20 面体のホウ素薬剤である。[10] 1968 年に日本に帰国した畠中は、初めて BNCT の治療を日立製作所の研究原子炉での熱中性子場を用いて実施した。[11]　熱中性子を脳腫瘍深部に到達させるために、開頭手術を併用して行った結果、アメリカの治療成績に比べて、すぐれた成績を残した。その後、武蔵工業大学の MITRR、京都大学の KUR、日本原子力開発機構の JRR-2、JRR-4 などの研究原子炉でも同様に臨床研究が行われた。

1987 年、三嶋が率いる神戸大学グループが図 1-5(b)に示す、アミノ酸トランスポーター[6]を介しがんにがん組織内に高く集積することできるホウ素薬剤である、BPA(p-Boronophenyalanine：$C_9H_{12}BNO_4$) を用いた悪性黒色腫(メラノーマ)の臨床治療研究を行い、世界に先駆けてメラノーマに対する BNCT の治療に成功した。[12]　BPA の登場により、BNCT は初めて選択的にがんを死滅させる治療法となった。

また、その後、大阪大学グループや川崎医科大学グループなどが頭頸部がんに対する治療を開始した。2001 年には、大阪大学グループの加藤らが、BSH と BPA の両方を併用することにより、世界で初めて頭頸部がんを治療することに成功した。[13]さらに現在では、肝臓がん、中皮腫といった他の臓器のがんに対する治療研究も開始されている。

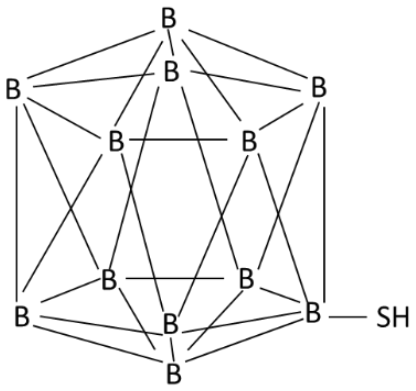
海外に目を向けると、日本の優れた BNCT の治療結果に注目したアメリカが、1994 年に BNCT の治療を再開した。BNL の BMRR 炉を改造して、BNCT 用熱外中性子場を作り出し、

---

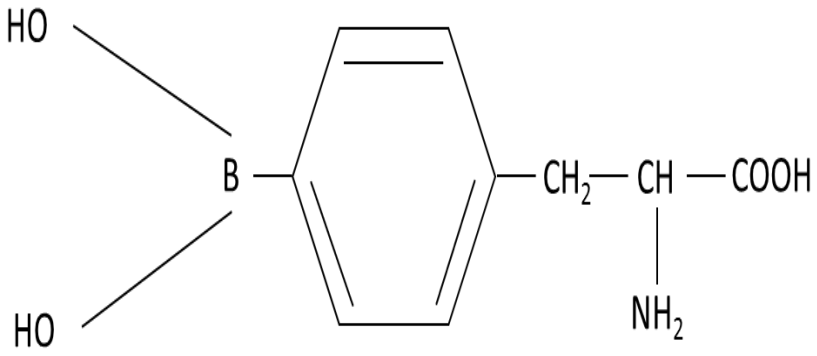
[6] がん細胞は、正常細胞よりも増殖が活発である。そのため、糖やアミノ酸を正常細胞よりも必要とする。アミノ酸をトランスポーター（輸送体）と $^{10}$B の化合物である BPA は、この特徴を利用して、がん細胞内に高く集積することができる。

BPA を組み合わせて脳腫瘍の治療を行った。さらに 1997 年には、ドイツを中心とした EU グループがオランダのペッテン原子力研究所(HFR)を利用して熱外中性子場により臨床研究を開始した。熱外中性子場により、深部まで高い線量が維持することができ、脳腫瘍の照射が非開頭で治療をすることができるようになった。日本でも KUR 及び JRR-4 の改造が行われ、熱外中性子を用いた非開頭による治療が開始された。このように発展してきた BNCT であるが、治療を行うには、強力な熱及び熱外中性子源が必要になる。そのため、現状の BNCT による臨床治療は、原子炉によるもののみとなっている。2010 年までは BNCT 用小型原子炉の建設も考えられていたが、特に日本において、2011 年 3 月の福島第一原発事故の影響により、国内に新規の原子炉を建設することは不可能の状況になった。

詳しくは、次の節で述べるが、このような状況の中、新たな BNCT 用中性子源として、病院内でも設置可能な小型加速器による熱外中性子源の開発が進められている。小型加速器が開発されれば、BNCT 治療の普及に貢献するだけでなく、大学、病院レベルでの治療研究が可能になり、治療成績の向上につながることが予想される。




(a)BSH




(b)BPA

図 1-6　BSH と BPA

## 1.4 BNCT の現状

2000 年以前の BNCT は、中性子強度の問題から研究用原子炉でしか治療ができなかった。また、患者さんの受け入れの問題や社会的な原子炉の建設の問題があり、一般社会への普及は難しい治療法であった。しかし、2000 年以降から、加速器技術が向上されたことにより、病院内に併設できる BNCT 用加速器を開発できる可能性が出てきた。そのことで、イギリス、イタリア、アルゼンチンなど、さまざまな国々で BNCT の研究が盛んになり[14～16]、表 1-2 に示すように、特に日本では多数の大学、研究所、企業等が加速器 BNCT による治療システムの確立を目指すプロジェクトを立ち上げている。最初に日本でプロジェクトを立ち上げたのは、京都大学と住友重機械工業であり、サイクロトン加速器を用いた治療システムを開発した。現在、最終段階の治験に来ている。また、この治療システムは南東北病院に導入されており、2014 年度に中性子ビーム試験を開始している。まもなく治療を開始する予定である。[17]

そして、大阪大学でも、医学研究科、歯学研究科、薬学研究科、そして工学研究科が専攻の垣根を越えて一丸となり BNCT 用加速器治療システムの確立を目指している。大阪大学では、世界的に前例がない、液体リチウムをターゲットにしたシステムを開発する予定である。[18～20]

表 1-2 を見てわかるように、ターゲットは Be 及び Li を使うグループに分かれている。[21] Be ターゲットの利点は、中性子発生量が多いこと、融点が 1287℃と高いことである。欠点は、入射陽子のエネルギーを高くする必要があるため、発生する中性子のエネルギーが高く、また、それに伴う 2 次 γ 線の量が多いことである。一方、Li ターゲットの利点は、入射陽子のエネルギーを低くすることができるため、発生する中性子のエネルギーを低く抑えることができることである。欠点としては、Li の融点は 180℃と低いため、入射陽子に必要な MeV オーダーのエネルギーでは、熱負荷を低減させる技術が難しいことである。大阪大学のプロジェクトでは、図 1-7 に示すように、あらかじめ加熱した液体リチウムを電磁ポンプにより流動させ、この欠点を解決できるとしている。[22]

表 1-2　加速器 BNCT プロジェクト一覧

| 設置機関 | ターゲット | 陽子エネルギー [MeV] | 電流 [mA] | 加速器 |
|---|---|---|---|---|
| 京都大・南東北病院 | Be | 30 | 1.2 | サイクロトロン |
| 筑波大 | Be | 8 | 10 | RFQ＋DTL |
| 国立がん研究センター | 固体 Li | 2.5 | 25 | RFQ |
| 東京工業大 | 液体 Li | 1.9 | 20 | RFQ |
| 大阪大 | 液体 Li | 2.5 | 30 | 静電型 |

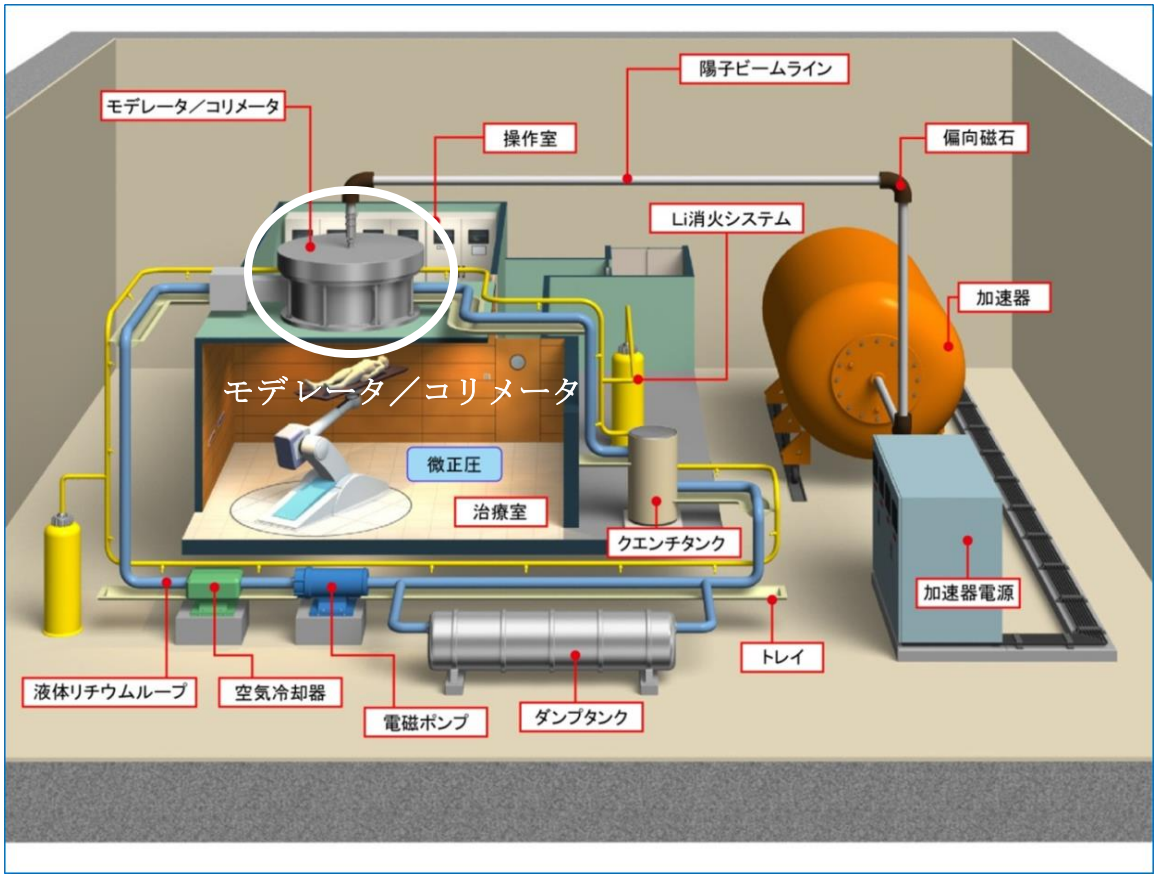



図 1-7　大阪大学液体 Li 方式 BNCT 装置の予定図

## 1.5 BNCTの課題

前節で述べたとおり、BNCTは非常に効果的な治療法であり、その普及を目指した研究が世界的に進められている。今まさに、普及が現実味を帯びつつある状態である。
しかし、BNCTを放射線治療法として確立するためにはいくつかの問題があり、物理学的な問題としては、主に三点ある。

まず一点目は、前節で述べたように、BNCT用加速器による高強度の低エネルギー中性子ビームが必要であり、現在は原子炉においてのみ治療が可能になっていることである。

二点目は、中性子場の特性評価が難しいことである。原子炉では、中性子場は、ほぼ標準場化されており特性評価の問題はあまりなかった。しかし、加速器を用いた中性子源では、現状、若干強度等が不十分であり、減速材に十分な厚み（空間）を確保することが難しく、照射場が標準化されているとはいえない。従って、加速器により作り出される中性子場で治療する場合、その中性子場のエネルギースペクトルや強度、あるいは不必要な高エネルギー中性子やγ線強度を正確に知っておく必要がある。この問題については、研究段階である。[23～25]

三点目は、治療効果のその場測定が難しいことである。BNCTの治療効果【正確な（n,α）反応数】の評価は、患部及びその周辺の正常部でのホウ素濃度分布とそこに到達する中性子フラックスの強度分布との掛け算により求められる。

これまでのBNCTでは以下のような手順が用いられていた。まず、治療前にFBPA-PET[7]によりホウ素濃度分布を計測する。中性子フラックス分布は、照射前に、BNCT用に開発されたソフトウェア（JCDS[8]及びSERA[9]）により、3次元モンテカルロシミュレーションを用いて求める。このソフトウェアは、MRI、CTなどの医療画像を基にモデルを製作し、標的腫瘍、ビームの方向、ホウ素濃度(仮定値)などを入力することで精密な中性子フラックス分布を計算することができる。これらのデータから治療前に照射計画を作成し、照射をスタートする。そして、照射中には、患部上に設置した金箔による放射化箔法などを用いて、実際に照射されている中性子フラックスをその場測定し、照射計画の補正を行い、最終的に治療中に照射時間を決定するという多少煩雑なやり方が行われていた。この方法では、明らかに不十分であり、実際、KURとJRR-4の2箇所のほぼ標準場と考えられる中性子場で

---

[7] FBPA-PETとは、$^{18}$FBPAを用いたPET検査のことである。$^{10}$Bの取り込み量は、患者さんによって異なるため、がん細胞(T)と正常細胞(N)の$^{10}$Bの濃度比(T/N比)および血液中(B)とがん細胞(T)の$^{10}$Bの濃度比（T/B比）を事前に知らなければならない。そこで、BPAを$^{18}$Fで標識した薬剤である$^{18}$FBPAを用いたPET検査を行い、T/N比およびT/B比が一定の基準を満たす場合、BNCTの治療対象者となる。

[8] JAEA Computational Dosimetry Systemの略式名称。
JRR-4で用いられている治療計画システム。

[9] Simulation Environment for Radiation Applicationの略式名称。
KURやフィンランドのVTTで用いられている治療計画システム。

すら、同じプロトコルによっても、治療効果及び予後が異なる、ということが報告されている。[26] 現状、治療効果をリアルタイムで計測する方法がないということが問題の本質であり、この問題に取り組むことが本研究の目的である。

## 1.6 本研究の目的

1.2 節で述べた、正確な治療効果(正確な（n,α）反応数）をリアルタイムで測定するため、本研究では、単光子放射断層撮影（Single Photon Emission Computed Tomography：SPECT）と呼ばれる画像診断技術の原理を BNCT と組み合わせて、リアルタイムで 3 次元の治療効果を計測する装置（BNCT-SPECT）の開発を行う。

1.8 節で詳しく述べるが、BNCT-SPECT は、中性子と $^{10}$B の核反応により放出される即発γ 線(478keV)を検出し、その情報から、リアルタイムで治療効果を推定する装置である。BNCT-SPECT の構成は、コリメータとγ線検出器からなる。著者は、これまでの研究により、γ線検出器としてテルル化カドミウム(CdTe)結晶を用いることを決めた。

その理由は、2.2.2 項でも詳述するが、CdTe 結晶は、半導体の中でも大きな原子番号と室温動作が可能なバンドギャップエネルギーを持ち、放射線に高い感度を有しているためである。本研究では、BNCT の治療効果をリアルタイムで知ることができる SPECT 装置の開発を目指し、実際の BNCT で使用可能な、新しい CdTe 素子[10]の開発研究を行う。SPECT については、次節で詳しく説明する。

[10] 本論文では、CdTe のことを CdTe 結晶、CdTe 素子、CdTe 検出器の 3 種類で表現している。CdTe 結晶とは、CdTe 結晶そのものを示し、CdTe 素子は、CdTe 結晶に電極を付けたものである。CdTe 検出器は、CdTe 素子に配線およびアルミの外観を取り付けしたものである。注意していただきたい。

## 1.7　SPECT

### 1.7.1　基本原理

核医学検査とは、体内に投薬した放射線医薬品[11]の集まる様子を体外から放射線検出器で計測し、その様子を画像化し、体外から見ることができない病気を検査することである。主に SPECT と PET 装置を用いて検査を行う。

SPECT とは、前章でも述べたが、「Single Photon Emission Computed Tomography」の略で、日本語では「単光子放射断層撮影」と呼ばれている。

図 1-8 に SPECT の原理図を示す。ごく微量の放射線を放出する単光子放出核種[12]($^{99m}$Tc や $^{123}$I など)の放射線医薬品を患者に取り入れ、体内から放出される γ 線の飛来方向をコリメータで限定し、γ 線検出器で測定する。その分布状況を放射線量から読み取り、コンピュータで画像化する機器である。

また、図 1-9 に示すように、全身範囲での撮影が可能であり、コリメータと γ 線検出器を回転させ測定することで X 線 CT[13]や MRI[14]と同様な断層画像が得られる。[27]

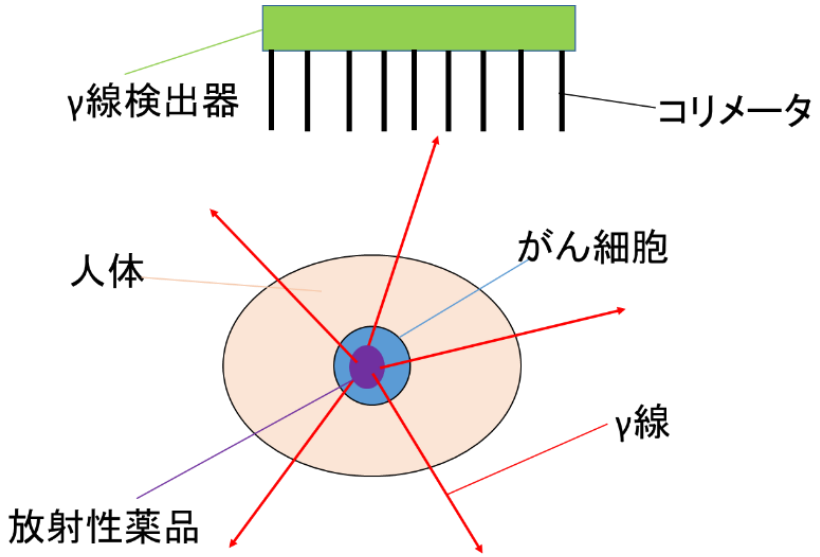



図 1-8　SPECT の原理図

---

[11] 放射線医薬品とは、放射線同位体が含まれた医薬品のこと。薬品に使用される放射線同位体には、透過性の高い放射線である γ 線を放出し、半減期が短く、検査後は体外に排泄されるものが使われている。

[12] 単光子放出核種とは、主要なエネルギーの光子(放出率が高い光子)が 1 本しか放出しない放射能をもつ核種のこと。

[13] X 線 CT は、X 線の物質に当たると吸収されやすい性質を利用して、吸収の度合いから、再構成処理を行い、物体の内部構造を得ることができる装置のこと。

[14] MRI とは、「Magnetic Resonance Imaging」の略式名称。日本語では、磁気共鳴画像という。体内の水素原子核が持っている微小な磁気を、強力な磁石を使って強磁場を作り出し、原子核のゆれかたにより画像を構成することができる装置のこと。

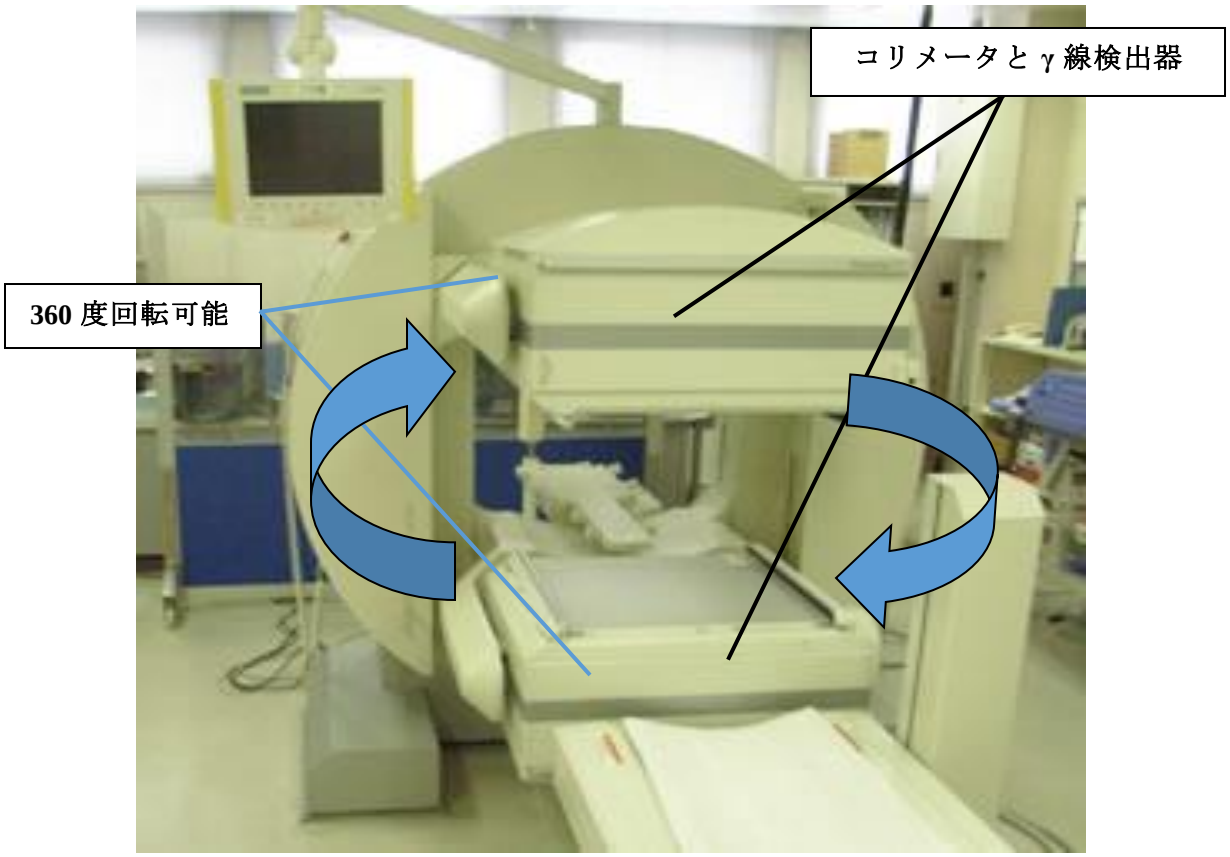



図 1-9　SPECT 装置

一方、PET とは、「Positron Emission Tomography」の略式名称であり、日本語では、「陽電子放射断層撮影」という意味である。陽電子放出核種の放射線医薬品を患者さんに取り入れる。体内で、放出された陽電子は、電子対消滅し、2 個の消滅γ線(511keV)が 180°反対方向の対で体外に放出される。PET は、人体の周囲を取り巻くように配列された多数のγ線検出器と同時計数回路[15]で構成されており、検出器のうちいずれか 2 つが同時にγ線を検出したとき、その 2 つの検出器を結ぶ直線上のどこかで電子対消滅が起きたとわかり、その情報から 3 次元画像を作成する。SPECT と異なり、コリメータを用いなくても、同時計数によりγ線の飛来方向が判明するため、一般的に PET は SPECT よりも感度が高く定量性に勝っている。

[15] 4.4 節で詳しく説明するが、本研究のキーポイントの 1 つになっている。

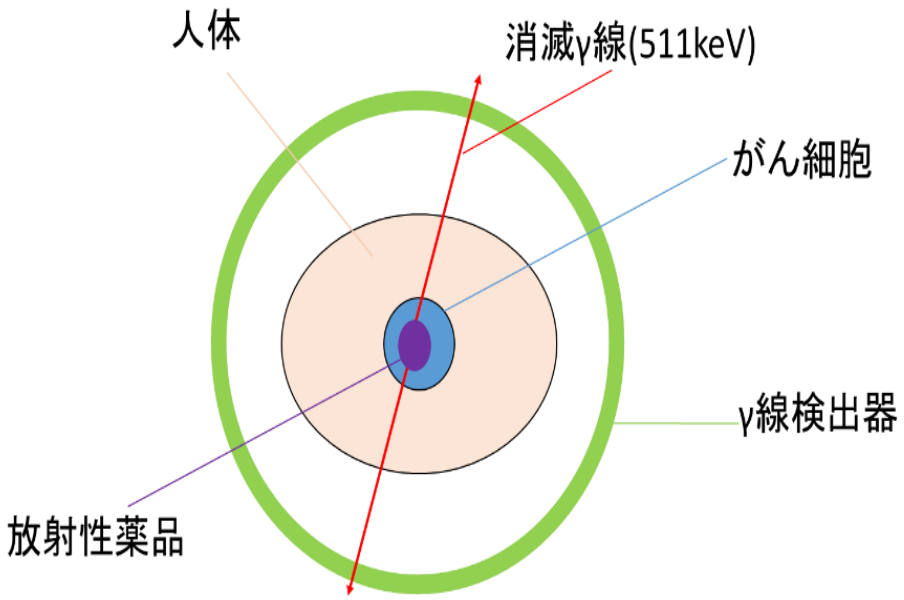



図 1-10　PET 装置の原理図

X 線 CT や MRI との違いは、血流、臓器、がんなどの変化を見ることができることであえる。理由は、放射線核種は特定の臓器や病巣に集まる性質があり、投影したい部位や病気のタイプごとに、相性の良い放射線核種を選べるからである。そのため、SPECT や PET は、短期間で全身のがんの転移を調べることを得意としている。

### 1.7.2　放射性核種の種類

前項でも記述したように、SPECT では単光子放出核種で作られた放射性医薬品が用いられ、PET は、陽電子放出核種で作られた薬剤を用いる。SPECT で用いられる放射性核種は、製薬会社が供給する合成キットに封入されている放射線核種溶液をバイアル瓶に加えて加熱などの操作を行うだけで薬剤合成が簡単に行うことができ、緊急の検査にも用いることができる。その放射性核種は、表 1-3 に示すように、PET で使用される核種に比べて半減期が長く、511keV よりも低いエネルギーの γ 線を放出することに特徴がある。

PET に使用される放射性核種は、極めて短寿命であるため、病院内に陽電子放出核種を製造する加速器(サイクロトロン)を併設するのが普通である。従って、できた陽電子放出核種を、その場で薬剤と化合し、目的の放射性薬剤を作る。そして、純度試験や無菌試験などの厳しい検査を経て検定に合格した薬剤を PET 検査に使用する。この一連の製造と品質管理を病院内で行わなければならないため、SPECT と比べ多額の費用を必要とする。[28]

表 1-3　SPECT と PET で用いられる代表的な放射性核種

| | 核種 | 半減期 [ min] | 崩壊形式 | γ線エネルギー [ keV] |
|---|---|---|---|---|
| **SPECT 用核種（単光子放出核種）** | $^{99m}$Tc | 360.6 | 核異性体遷移 | 140 |
| | $^{123}$I | 792.0 | 電子捕獲 | 159 |
| | $^{111}$In | 4046.4 | 電子捕獲 | 171、245 |
| | $^{201}$Tl | 4374.6 | 電子捕獲 | 71、135、167 |
| | $^{133}$Xe | 7545.6 | $\beta^-$崩壊 | 81 |
| **PET 用核種（陽電子放出核種）** | $^{11}$C | 20.4 | $\beta^+$崩壊、電子捕獲 | 511 |
| | $^{15}$O | 2.04 | $\beta^+$崩壊、電子捕獲 | 511 |
| | $^{13}$N | 10.0 | $\beta^+$崩壊 | 511 |
| | $^{18}$F | 110.0 | $\beta^+$崩壊、電子捕獲 | 511 |

## 1.8 BNCT-SPECT

### 1.8.1 基本原理

本節は、BNCT-SPECT の原理を説明する。(1.1)式の $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ 核反応により生じる $^{7}Li$ の約 94%は励起状態($^{7}Li^{*}$)になっている。$^{7}Li^{*}$ は、約 $10^{-14}$ 秒の半減期で基底状態へと遷移し、それに伴い即発 γ 線(478keV)が放出される。放出された 478keVγ 線の発生場所強度分布を、図 1-11 に示す SPECT 装置で測定する。478keVγ 線の数は、$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ 反応の数に比例するため、それが直接治療効果を示すことになる。また、478keVγ 線の組織内での線減弱係数[16]は約 $0.1cm^{-1}$[3]と非常に小さいため、ほとんどの γ 線が体外へ放出される。検出器の前には、γ 線を遮へいする能力があるタングステンや鉛などで作ったコリメータが設置されてあり、478keVγ 線の飛来方向を特定する。コリメータの穴を通過した 478keVγ 線を、各穴の後に並べられた複数の γ 線検出器(アレイ型 γ 線検出器)で測定し、測定した放射線量によりがん細胞内の(n,α)反応数分布を求め 3 次元画像にする。つまり、本 BNCT-SPECT により、BNCT の治療効果をリアルタイムに求めることができる。

ただし、注意しておく必要があるのは、高強度の中性子場(高バックグランド場)での 478keVγ 線を測定しなければいけないということである。通常の SPECT の場合は、使用される単光子放出核種以外から放出される放射線は存在しないため、ほぼバックグラウンド放射線がない理想的な測定が可能である。しかし BNCT の場合は、がん細胞付近での中性子強度が $1\times10^{9}n/sec/cm^{2}$ ときわめて強力で、それに比べ、$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応強度は、がん細胞付近のホウ素濃度が数十 ppm オーダーであるため、数桁程放射線強度が小さくなる。そのため、$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ 反応からの 478keVγ 線のみを測定することは難しい。

[16] γ 線や X 線が物質を通過すると、物質と相互作用したときに減少する。入射時の γ 線の強度を $I_0$、物質の深さ x のところでの強度 I とすると、$I=I_0\cdot e^{-\mu x}$ という関係式で表せる。この式の μ が線減弱係数であり、単位は $cm^{-1}$ である。例えば、鉛の線減弱係数は、約 $1.8cm^{-1}$ である。

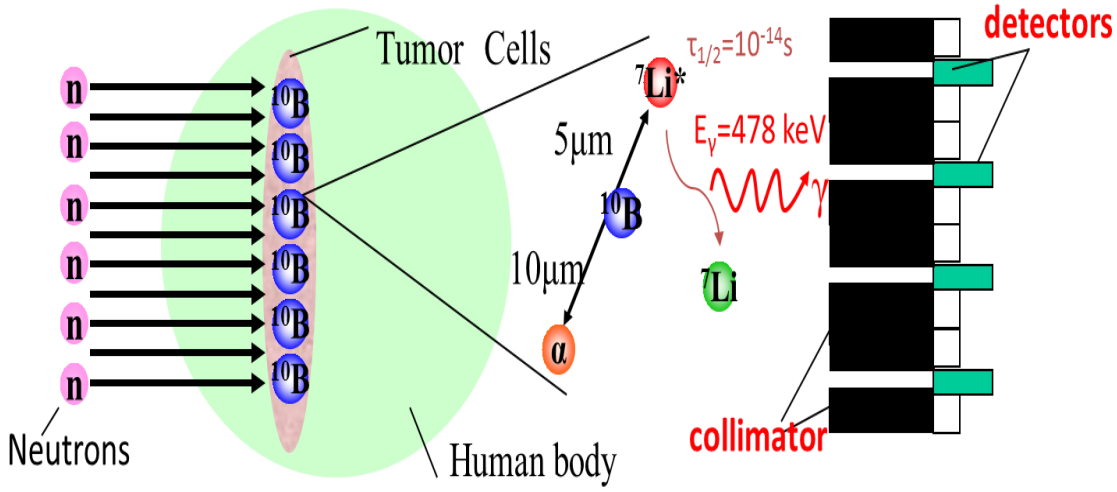



図 1-11　BNCT-SPECT の原理図

### 1.8.2　高中性子束場(高バックグランド場)における測定

前節で述べたように、高中性子束場(高バックグランド場)において $^{10}$B(n,α)$^{7}$Li 反応からの 478keVγ 線を選択的に測定することは非常に困難である。

問題となる主要な γ 線は、図 1-12 に示すように、実際の BNCT の治療現場において高純度ゲルマニウム半導体検出器(Hp-Ge 検出器)で測定した γ 線のパルス波高スペクトル(Pulse hight spectrum:PHS)から確認することができる。ちなみに、この 478keVγ 線は、熱中性子をがん細胞サンプル(ホウ素を含む)に熱中性子照射した際に放出された γ 線である。[29]

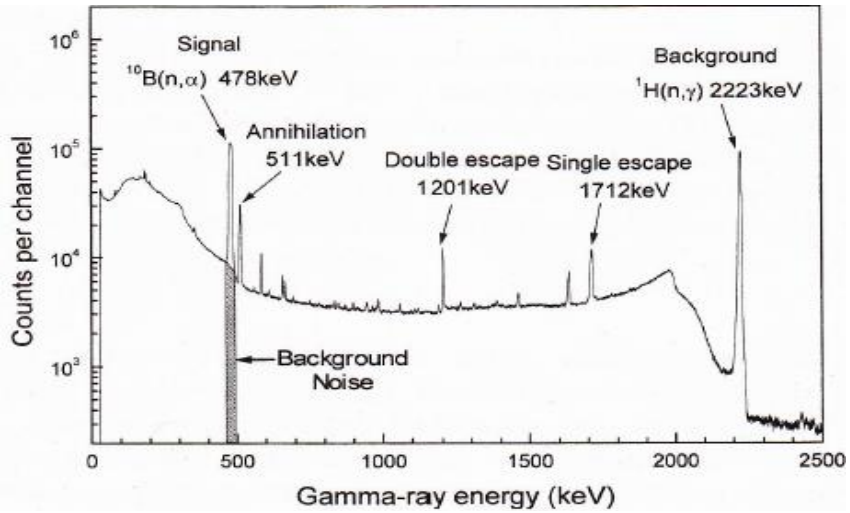



図 1-12　Hp-Ge 検出器による BNCT の治療現場での γ 線の PHS

この結果から、

① がん細胞付近で発生する $^{1}H(n,\gamma)^{2}H$ 反応による捕獲γ線(2.22MeV)

② 電子対生成/消滅過程により発生する消滅γ線(511keV)

が問題であることがわかる。

①の問題は、人体に $^{1}H$ が多量に含まれているため避けることができない。$^{1}H(n,\gamma)^{2}H$ 反応によって放出される、2.22MeVγ 線のコンプトン連続部が 478keV の光電ピークに重なり大きなバックグラウンドとなる。また、この 2.22MeV と 478keVγ 線の強度がどの程度であるかを推量するために、γ線の強度計算を行った。計算では、がん細胞内の $^{1}H$ の重量比を 11%、また、実際の治療実績のデータより、$^{10}B$ 濃度を 10ppm、$1\times10^{9}$n/sec/cm$^{2}$ の熱中性子(0.025eV)を照射したと仮定した。[30]

その結果、$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ 反応による 478keVγ 線発生量は 1 細胞当り $2.2\times10^{6}$ γ/sec[17]、対して $^{1}H(n,\gamma)^{2}H$ 反応による 2.22MeVγ 線発生量は 1 細胞当り $2.2\times10^{7}$ γ/sec[18]となり、約 10 倍の強度比となった。つまり、2.22MeVγ 線が検出器に入射すると、大きなバックグランドになると推定できるため、測定に際しては、478keV の γ 線に対する検出効率ができるだけ大きなγ線検出器を用いなければならない。また、②の問題は、478keVγ 線の近くに消滅γ線(511keV)が発生するため、検出器のエネルギー分解能[19]が悪い場合、478keV と 511keVγ 線を分離できず加算して測定してしまう可能性がある。つまり、478keV のエネルギー分解能は、半値全幅(Full width at half maximum:FWHM)[20]33keV 以下(511keV－478keV)である必要があることから、エネルギー分解能が良いγ線検出器を用いなければならない。

なお、図 1-12 の BNCT の治療現場は、中性子源として原子炉を用いているため、高速中性子に対し十分な遮へいがなされている。そのため、がん細胞サンプル付近で中性子散乱により発生する低エネルギー中性子及び $^{1}H$ 以外の(n,γ)反応γ線、また、周りの構造物や壁で散乱された低エネルギー中性子及び(n,γ)反応のγ線による寄与は、上図では確認できないくらい小さくなっている。

### 1.8.3 BNCT-SPECT の設計条件

BNCT-SPECT を実現させるためには、中性子照射中に発生する 478keVγ 線を他のγ線との分離の上、精度よく測定しなければならない。実際の治療を考慮すると、以下の条件が必要である。

---

[17] $10\times10^{-6}\times6\times10^{23}/10(^{10}B$ の原子数$)\times3840\times10^{-24}(^{10}B$ の反応断面積[cm$^{2}$]$)\times10^{9}($熱中性子[n/sec/cm$^{2}$]$)\times0.94(\gamma$線の発生率$)=2.2\times10^{6}$ γ/sec

[18] $0.11\times6\times10^{23}(^{1}H$ の原子数$)\times0.332\times10^{-24}(^{1}H$ の反応断面積[cm$^{2}$]$)\times10^{9}$(熱中性子[n/sec/cm$^{2}$])$=2.2\times10^{7}$ γ/sec

[19] 近接する 2 つのエネルギーピークをのどの位まで分離して測定できるかを表す指標。

[20] スペクトルの拡がりの程度を表す指標であり、ピーク幅の半分になるスペクトルの幅。

① BNCT での中性子照射時間は 60 分程度である。そのため BNCT-SPECT による 478keVγ 線の測定は 60 分程度で行える必要がある。
② 測定精度を数%以内にするためには、検出器 1 個当り、478keVγ 線のピークネットカウントで、1000 カウント以上である必要がある。
③ 治療に使用する観点から、得られる SPECT 画像の空間分解能[21]は数 mm 程度以内とする必要がある。
④ 478keVγ 線の最も近傍に現れる 511keVγ 線のピークを分離するため、検出器のエネルギー分解能は FWHM<33keV（=511keV－478keV）である必要がある。

上記の③の条件を満たすような高い空間分解能を得るには、検出器は小型である必要がある。その上で、①、②の条件を満たす(60 分間で検出器 1 個当り 1000 カウント以上)には、478keV の γ 線に対して高い検出効率を持つ必要がある。[31] さらに、その上で、④（優れたエネルギー分解能を持つ）を満たすため、本研究では CdTe 検出器を選択した。

近年の結晶製造技術の発展により、大型のウェハーで厚みのある CdTe 結晶が製作可能になったこと、ショットキー型の CdTe 検出器が開発されたことで、①と②をクリアできる。また半導体検出器は、シンチレーション検出器のように、放射線を光に変換する必要が無く、統計的ゆらぎが少なく、高いエネルギー分解能を得られやすいことより④を、同じ半導体検出器の Ge 検出器と比べて小さい結晶で用いることができることにより③をクリアできる可能性が高いと予想できる。

CdTe 検出器の基本特性や動作原理などについては、次章で詳しく述べる。

[21] 2 つの物体を分離して認識できる距離を表す指標。

## 1.9 本論文の構成

本論文では、全 5 章で構成されている。

第 2 章では、CdTe 検出器の基本特性について述べる。半導体検出器原理の原理から CdTe 検出器と選定した理由など、CdTe 検出器に関する幅広い内容について説明する。次に、CdTe 検出器を実際に製作し、性能を確認するため、固有効率および FWHM の測定を行った。その結果について記載している。

第 3 章では、BNCT-SPECT 用コリメータの基本設計について述べる。実際の治療室と患者さんを模擬し、高強度中性子場とそれに付随して発生する γ 線の影響を最大限抑え、478keVγ 線の 1 時間当たりのカウント数および S/N 比を評価した結果について説明する。

また、このコリメータの結果、S/N 比の結果が芳しくないため、非同時計数法という測定法により、どれぐらい改善できるのか見積を実施した。その結果についても述べる。

第 4 章では、CdTe(2 素子)を用いた検出器による同時計数率について述べている。実際に２素子を重ねた CdTe 検出器を製作し、非同時計数が実際に可能なのか、同時計数率の実験を行った。その結果について述べる。

そして、第 5 章で本論文についての総括を述べる。

## 参考文献


[1] 厚生労働省　統計情報・白書　平成 26 年人口動態統計月報年計（概数）の概況
http://www.mhlw.go.jp/toukei/saikin/hw/jinkou/geppo/nengai14/index.html

[2] 癌と人 第 38 号 目次　2011 年 05 月

[3] 独立法人　放射線医学総合研究所著, 公益財団法人　医用原子力技術研究振興残団
http://www.antm.or.jp/05_treatment/0201.html

[4] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S.Chiba,K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S.Kamada, and J. Katakura: "JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering," J. Nucl. Sci. Technol. 48(1), 1-30 (2011).

[5] Thermal Neutron Capture γ's (CapGam)
http://www.nndc.bnl.gov/capgam/

[6] Y.Fukumori,H.Ichikawa,H.Tokumitsu,M.Miyamoto,K.Jono,R.kanamori,Y.Akine,N.Tokita,"Design and Preparation of Ethyl Cellulose Microcapsules of Gadopentetate Dimeglumine for Neutron-Capture Therapy Using the Wurster Process" Chemical and Pharmaceutical Bulletin,41(6 ),1144-1148(1993).

[7] G.L. Locher, "Biological effects and therapeutic possibilities of neutrons", Am..J.Roentgenol.,36, 1-13(1936).

[8] W.H.Sweet," The Uses of Nuclear Disintegration in the Diagnosis and Treatment of Brain Tumor",N.Engl.J.Med.,245,875-878(1951).

[9] L.E.Farr, W.H. Sweet, J.S. Robertson, C.G.Foster , H.B. Locksley , D.L.Sutherland, M.L. Mendelsohn, E.E. Stickley, "NEUTRON CAPTURE THERAPY WITH BORON IN THE TREATMENT OF GLIOBLASTOMA MULTIFOMRE",Am.J.Roentgenol.,71,279-293(1954).

[10] A. H. Soloway, H. Hatanaka, M. A. Davis," Penetration of Brain and Brain Tumor.VII. Tumor-Binding Sulfhydryl Boron Compounds", J.Med.Chem., 10 (4), 714–717(1967).

[11] H. Hatanaka, Y. Nakagawa," Clinical results of long-surviving brain tumor patients who underwent boron neutron capture therapy" Clinical results of long-surviving brain tumor patients who underwent boron neutron capture therapy",J.Neurol.,209,81-94(1975).

[12] Y. Mishima, C. Honda, M. Ichihashi, H. Obara, J. Hiratsuka, H. Fukuda, H.Karashima, T. Kobayashi, K.Kanda, K.Yoshino, "Treatment of malignant melanoma by single thermal neutron capture therapy with melanoma-seeking 10B-compound",Lamcet,12(2),388-389(1989).

[13] I. Kato, K. Ono, Y. Sakurai, M. Ohmae, A. Maruhashi, Y. Imahori, M. Kirihata, M. Nakazawa,Y.Yura,"Effectiveness of BNCT for recurrent head and neck malignancies",Appl.Radiat.Isot.,61(5),1069-1073(2004).

[14] C.N. Culbertson, S .Green, A.J. Mason, D. Picton, G. Baugh, R.P. Hugtenburg,Z .Yin, M.C. Scott, J.M. Nelson,"In-phantom characterisation studies at the Birmingham Accelerator-Generated epIthermal Neutron Source (BAGINS) BNCT facility" Appl Radiat Isot.,61(5),733-738(2004).

[15] S. Agosteo, P. Colautti, M.G. Corrado, F. d'Errico, M. Matzke, S. Monti, M. Silari and R. Tinti , "Characterisation of an Accelerator-Based Neutron Source for BNCT of Explanted Livers", Radiat. Prot. Dosimetry,70 (1-4), 559-566(1997).

[16] A.J. Kreiner, V. Thatar Vento, P. Levinas, J. Bergueiro, H. Di Paolo, A.A. Burlon, J.M. Kesque, A.A. Valda, M.E. Debray, H.R. Somacal, D.M. Minsky, L. Estrada, A. Hazarabedian, F. Johann, J.C. Suarez Sandin, W. Castell, J. Davidson, M.Davidson, Y.Giboudot, M.Repetto, M.Obligado, J.P. Nery, H. Huck, M. Igarzabal, A.Fernandez Salares,"Development of a tandem-electrostatic-quadrupole accelerator facility for BNCT", Appl Radiat Isot., 67, S266–S269 (2009).

[17] 田中 浩基著,"サイクロトン加速器 BNCT 照射システム（C-BENS）の開発と今後の展望",RADIOISOTOPES,64(1),29-36(2015).

[18] H. Horiike, I. Murata, T. Iida, S. Yoshihashi, E. Hoashi, I. Kato, N. Hashimoto, S.Kuri, S. Oshiro,"Liquid Li based neutron source for BNCT and science application", Appl.Radiat.Isot.,106,92-94(2015).

[19] I.Murata, Y.Otani, F.Sato,"Neutron intensity monitor with activation foil for p-Li neutron source for BNCT – Feasibility test of the concept", Appl.Radiat.Isot.,106, 75-77(2015).

[20] S.Tamaki,M.Sakai,S.Yoshihashi,M.Manabe,N.Zushi,I.Murata,E.Hoashi,I.Kato,S.Kuri,S.Oshiro, M.Nagasaki,H.Horiike,"Mock-up experiment at Birmingham University for BNCT project of Osaka University – Neutron flux measurement with gold foil", Appl.Radiat.Isot.,106,72-74(2015).

[21] 古林 徹著,"加速器 BNCT 照射システムの特徴と将来性―BNCT の原理からの発想―", RADIOISOTOPES,64 (1) ,13-28(2015).

[22] 村田 勲著,"中性子捕捉療法(BNCT)の工学研究",大阪大学工業会誌 TECHNO NET",570,5-17(2015).

[23] I.Murata, T.Obata, "Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) - Low-Energy NeutronSpectrometer for Neutron Field Characterization", Plasma and Fusion Ref.,9,4401107 (2014).

[24] S.Tamaki, F.Sato, I.Murata, "A feasibility design study on a neutron spectrometer for BNCT with liquid moderator", Appl.Radiat.Isot,106,41-44(2015).

[25] X.Guan, M.Manabe, I.Murata and T.Wang,"Design of an epithermal neutron flux intensity monitor with GaN wafer for boron neutron capture therapy", Journal of Nuclear Science and Technology,52(4),503–508(2015).

[26] I.Kato, private communication. Osaka University(2008).
[27] 独立行政法人 国立国際医療研究センター 放射線核医学科 機械とお薬, http://www.ncgm.go.jp/sogoannai/housyasen/kakuigaku/inspect/camera.html
[28] 志田原美保,"SPECT/PET の基本原理" http://kakuigaku.cyric.tohoku.ac.jp/data.html"
[29] M.Ishikawa, T. Kobayashi, Y. Sakurai, "Optimization technique for a prompt gamma-ray SPECT collimator system" J.RADIAT.Res.,42, 387-400(2001).
[30] 財団法人医用原子力技術研究振興財団 日本中性子捕捉療法学会,"BNCT 基礎から臨床応用までーBNCT を用いて治療にかかわる人のためのテキストー" ,113-119(2012)
[31] I. Murata, T. Mukai, M. Ito, H. Miyamaru, S. Yoshida, "Feasibility study on BNCT-SPECT using CdTe detector", Proc. Fifth Int. Sym. on Radiation Detection Technol. (ISORD-5), July 15-17, 2009, Kitakyushu, Japan(2009).

# 第２章　CdTe(1 素子)を用いた検出器の特性

## 2.1　はじめに

この章では、BNCT-SPECT 用のγ線検出器として選出した CdTe 検出器を理解するために必要な内容について説明する。まず、一般的な半導体検出器の放射線計測の過程について述べる。そして、CdTe 検出器が BNCT-SPECT のγ線検出器として如何に最適かを、他の放射線検出器の性能と比較しながら述べる。その比較の結果から、計測スペクトル上の低エネルギー側テール[22]が引いてしまうことが判明し、テールの影響を減らすために開発されたショットキー型 CdTe 検出器についても紹介する。また、CdTe 検出器の測定手法も併せて本章で説明する。

それに引き続き、CdTe(1 素子)[23]による検出器の特性について説明する。向[1]及び村田[2]の研究により、既にいくつかの大きさの CdTe(1 素子)について、基本性能が測定されている。そこで、著者では、その結果を踏まえ、実用レベルの大きさの CdTe(1 素子)を製作した。CdTe(1 素子)は大きさによって性能が大きく左右されるため、製作した CdTe(1 素子)の基本性能を４種類の標準γ線源【$^{241}$Am (59.5keV),$^{133}$Ba (356.0keV),$^{137}$Cs (661.7keV),$^{22}$Na (511.0keV) 】を用いた性能評価実験(固有効率とエネルギー分解能)により確認した。具体的には、固有効率については、コリメータ設計に十分な精度があるかどうか、また、エネルギー分解能については、478keV と 511keVγ 線の分離測定に必要な条件【FWHM＜33keV(＝511keV－478keV)】を満たしているかを調査した。

本章では、以上の内容について詳しく説明する。

---

[22] テールとはスペクトルの裾のことである。

[23] 1.6 節でも述べたが、本論文では、CdTe のことを CdTe 結晶、CdTe 素子、CdTe 検出器の 3 種類で表現している。CdTe 結晶とは、CdTe 結晶そのものを示し、CdTe 素子は、CdTe 結晶に電極を付けたものである。CdTe 検出器は、CdTe 素子に配線およびアルミの外観を取り付けしたものである。注意していただきたい。

## 2.2　BNCT-SPECT 用 CdTe 検出器

### 2.2.1　半導体検出器の基本動作原理

どの種類の半導体検出器でも基本となる動作原理は同じであるため、比較的理解しやすい。いま、図 2-1 に示すようなプレナ型[24]の半導体検出器を考える。[3]この半導体の両端にある電極に逆バイアス電圧を印加すると結晶内に電場が形成され、空乏層ができる。プレナ型の電極は十分広いとみなし、この時の電場は一定とする。その半導体内に X 線、γ 線等の放射線が透過すると、結晶の原子と相互作用を起こし、その放射線はエネルギーを失う。この時の相互作用の種類としては、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成があり、これらの相互作用によって電子正孔対が生成される。電子と正孔は、電場によってそれぞれ陽極と陰極に移動する。この反応が空乏層で起こると、作られた電子と正孔の移動を信号として取り出すことが可能となり、X 線、γ 線を検出できる。取り出される信号の大きさは、生成される電子正孔対の数に比例するため、放射線のエネルギー情報を得ることができる。

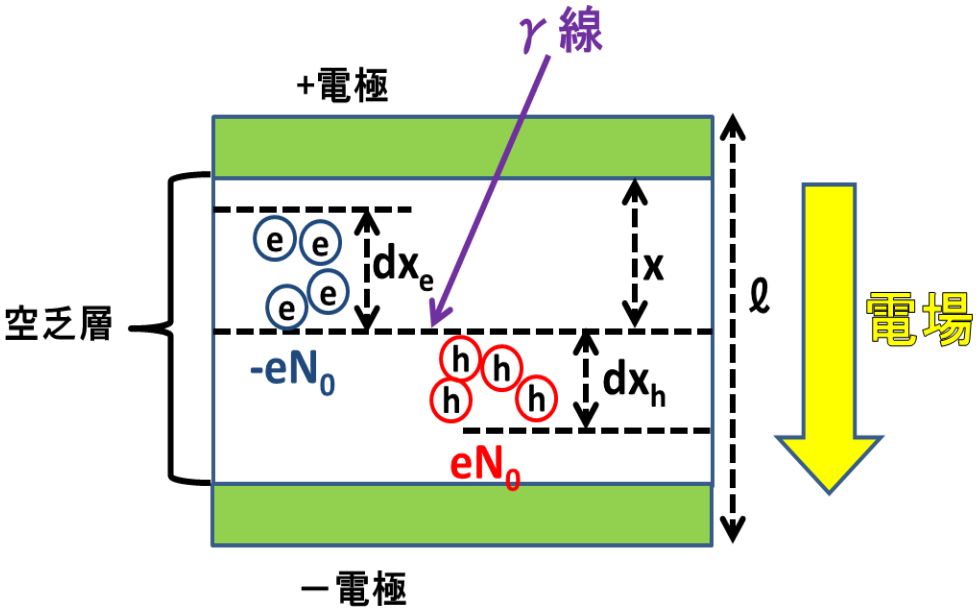



図 2-1　半導体検出器の原理図

このときの、電子と正孔の移動によって電極に現れる誘導電荷は、Shockley-Ramo の定理[4][5]より、

$$dQ(x) = \frac{eN_0}{\ell}(dx_e + dx_h) \tag{2.1}$$

[24] 同一平面上に端子用電極を形成した半導体。

と表すことができる。$dQ(x)$は誘導電荷、$N_0$は電子正孔対の数の初期値、$\ell$ は結晶の厚さである。電子と正孔の移動速度と移動時間をそれぞれ$v_e, v_h$と$t_e, t_h$とすると、(2.1)式は、

$$dQ(t) = \frac{eN_0}{\ell}(v_e dt_e + v_h dt_h) \tag{2.2}$$

と、時間の関数に書き換える事が出来る。この式から、電子と正孔の移動時間とともに誘導電荷が大きくなることがわかる。(2.2)式をγ線が相互作用した時刻から、ある時刻 $t$ まで時間積分すると、

$$Q(t) = \frac{eN_0}{\ell}(v_e t + v_h t) \tag{2.3}$$

となる。さらに、電子と正孔の収集が終了すると、

$$Q = eN_0 = Q_0 \tag{2.4}$$

となり、生成された全ての電子正孔対が電極へ移動した時の全誘導電荷$Q_0$を得ることができる。また、入射したγ線の全エネルギー $U_0$、出力電圧$V$、全誘導電荷$Q_0$の間には、

$$U_0 \propto V \propto Q_0 \tag{2.5}$$

という関係があるので、出力電圧 $V$ の大きさから入射放射線のエネルギーを知ることができる。これが半導体検出器による放射線検出の基本動作原理である。

(2.5)式のように、全エネルギー $U_0$の検出ができれば理想の半導体検出器だが、実際は、電子と正孔が収集されるまでに再結合するため、電荷キャリアの幾分かは失われる。

この再結合が、CdTe 検出器の場合、他の半導体検出器と比べて顕著に表れる特徴がある。次項で、その課程を詳しく述べる。

### 2.2.2 CdTe 検出器と他の検出器との違い

従来、X 線やγ線の測定するための半導体検出器として、主にシリコン(Si)結晶やゲルマニウム(Ge)結晶が使用されてきた。

しかし、γ線の検出を目的にした際に、Si 結晶は原子番号(14)が小さいため、充分な検出効率を得ることが難しい。Ge 結晶の原子番号(32)は、比較的大きいため検出効率が高く、

また、優れたエネルギー分解能を持つ[25]。このため、エネルギー分析が得意で、複数の核種同定を同時にできる能力を有している。しかし、バンドギャップエネルギーが小さく、常温では使用できない。真空引きして液体窒素などを用いて冷却する必要があり、検出器の小型化が困難である。

これらの問題を補うため、CdTe 結晶などのより重たい原子を用いた化合物半導体による放射線検出器が開発された。表 2-1 に、他の半導体検出器と比較した性能特性を示す。[6] CdTe 検出器は、バンドギャップエネルギーが 1.44eV と比較的大きいため、室温下であっても漏れ電流[26]を低減し、良好なエネルギー分解能を得ながら動作が可能であるといった利点を持つ。そのため、Ge 検出器で使用する場合に必要な大型の冷却装置が不要であり、装置の小型化が実現できる。さらに、図 2-2 に示ように、CdTe 検出器は、構成原子である Cd と Te の両方とも原子番号(48、52)が大きく、密度も大きいため、高エネルギー領域でも、大きな光電吸収断面積を持つことがわかる。[7][8] 光電効果は γ 線のエネルギーを検出中に全て付与するため、この断面積が大きければ、478keVγ 線を効率よく検出することができる。これらのことを考慮して、著者は、BNCT-SPECT の要素検出素子として CdTe 検出器を選択した。

しかし、CdTe 検出器にも欠点がある。それは、表 2-1 に示すように、正孔の移動度($\mu_h$)が小さく、平均寿命($\tau_h$)が短いことにある。Si 結晶や Ge 結晶は、電荷キャリアの $\mu_h\tau_h$ 積が大きいので生じた電荷を損なうことなく、集めることができるが、CdTe 結晶では途中で生じた電荷を損なってしまう割合が多い。[27]

[25] 半導体検出器のエネルギー分解能は、入射した放射線により生成される電子対正孔の数 n が大きいほどよい。$n = E/\varepsilon$　電子対生成の数 n ,放射線のエネルギーE[eV],イオン化エネルギー(1 個の電子対生成を作るのに必要なエネルギー)[eV]

[26] 漏れ電流(リーク電流)とは、本来流れない経路に電流が漏れ出すこと。

[27] 平均自由行程$\lambda = \mu\tau E$の関係より　$\lambda$[cm], $\mu$ [cm$^2$/V・s], $\tau$[s], $E$[V/cm]

表 2-1　半導体検出器の性能比較

| 半導体検出器 | CdTe | Ge | Si |
|---|---|---|---|
| 密度[g/cm$^3$] | 5.85 | 5.33 | 2.33 |
| 原子番号 | 48,52 | 32 | 14 |
| バンドギャップエネルギー[eV] | 1.44 | 0.67 | 1.12 |
| イオン化エネルギー[eV] | 4.43 | 2.96 | 3.61 |
| 比抵抗[Ω・cm] | $10^9$ | 50 | ~$10^4$ |
| $\mu_e$[cm$^2$/V・s] | 1100 | 3900 | 1400 |
| $\mu_h$[cm$^2$/V・s] | 100 | 1900 | 480 |
| $\tau_e$[s] | $3\times10^{-6}$ | $>10^{-3}$ | $>10^{-3}$ |
| $\tau_h$[s] | $2\times10^{-6}$ | $1\times10^{-3}$ | $2\times10^{-3}$ |

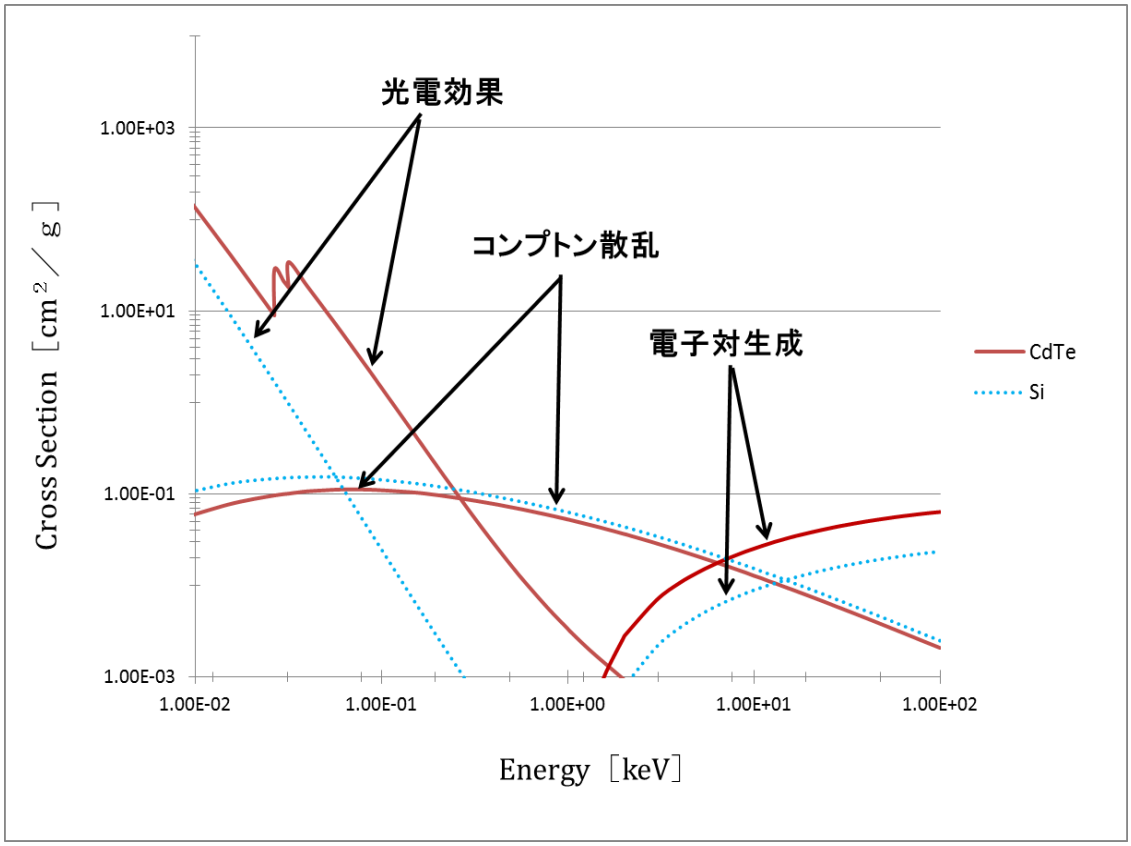



図 2-2　　CdTe と Si の吸収係数

また、表 2-2 に示すように、γ 線検出器として、半導体検出器以外にも通常の SPECT 装置で使用されるヨウ化ナトリウム(NaI)結晶を使用するシンチレーション検出器もある。[9][10]また、シンチレーション検出器の中には、密度が大きい結晶、例えばビスマス酸ゲルマニウム（$Bi_4Ge_3O_{12}$：BGO)結晶や絶対発光量が大きい物質である、臭化ランタン($LaBr_3$)結晶などがある。特に、$LaBr_3$ 結晶は、BNCT-SPECT の γ 線検出器として提案されている。[11] BGO 結晶は NaI 結晶と比較すると、密度が大きいため検出効率が高く、BNCT-SPECT で懸念される中性子照射による検出器の特性劣化の割合が少ないとされている。しかし、絶対発光量が NaI 結晶の約 20%と低く、エネルギー分解能が半導体検出器に比べ格段に悪くなる。このため、511keVγ 線との弁別が困難となるので、本研究では選択しなかった。一方、$LaBr_3$ 結晶の特徴は、絶対発光量がかなり多いので、半導体検出器と同等のエネルギー分解能が得ることができる。しかし、潮解性[28]が強く扱いにくいため、本研究では選択しなかった。

また、最近はシンチレータ結晶の開発が進み、密度が大きく、絶対発光量が多い、かつ潮解性を持っていない結晶が世に出てきている。中でも、ガドリニウムとアルミニウムとガリウムとガーネット（$Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$：GAGG)の結晶が放射線計測業界で注目されている。CdTe 結晶より GAGG 結晶の方が安価で製作可能のため、著者の研究グループでは、CdTe 結晶の代替えで GAGG 結晶が使えるのか、本研究と平行して検討を進めている。[12]

表 2-2　シンチレーション検出器の性能比較

| シンチレーション検出器 | NaI(Tl) | BGO | $LaBr_3$(Ce) | GAGG(Ce) |
|---|---|---|---|---|
| 密度[g/cm$^3$] | 3.67 | 7.13 | 5.08 | 6.63 |
| 最高放出波長[nm] | 415 | 480 | 380 | 520 |
| 減衰時間[μs] | 0.23 | 0.30 | 0.026 | 0.088(91%)<br>0.258(9%) |
| 絶対発光量[光子/MeV] | 38,000 | 8,200 | 63,000 | 57,000 |
| 潮解性 | 有 | 無 | 有 | 無 |

### 2.2.3　正孔キャリアの移動速度と寿命

この項では、CdTe 検出器の正孔の移動速度が小さく、移動時間が短いために光電ピークがガウシアンにならず、低エネルギー側にテールを引いてしまう現象について述べる。

2.2.1 項でも述べたように、実際に、キャリアが結晶内を移動すると、結晶内の格子欠損等でキャリアの再結合が起こる。電子正孔対の数は、キャリアの移動時間とともに指数関

[28] 潮解性とは、空気中の水を吸収し表面がベタベタする性質(水溶液になる性質)をもつ物質こと。

数的に減少する。(2.2)式に再結合の効果を考慮すると、

$$dQ(t) = \frac{eN_0}{\ell}\left(v_e exp\left(\frac{-t_e}{\tau_e}\right)dt_e + v_h exp\left(\frac{-t_h}{\tau_h}\right)dt_h\right) \tag{2.6}$$

と近似できる。ここで、$\tau_e$と$\tau_h$は電子と正孔の寿命(再結合率)を表す。(2.6)式をγ線が相互作用した時刻から、ある時刻$t$までの時間積分をすると、

$$Q(t) = \frac{eN_0}{\ell}\left\{v_e\tau_e\left(1 - exp\left(\frac{-t}{\tau_e}\right)\right) + v_h\tau_h\left(1 - exp\left(\frac{-t}{\tau_h}\right)\right)\right\} \tag{2.7}$$

となり、電極にあらわれる誘電電荷を近似することができる。(2.7)式において、電荷$Q(t)$を結晶の深さ方向の位置$x$(電子の移動した距離)の関数を表す。図 2-1 に示すように、電子が動けるのは厚さ$x$、正孔が動けるのは厚さ$\ell - x$であるので、

$$Q(x) = \frac{Q_0}{\ell}\left\{v_e\tau_e\left(1 - exp\left(\frac{-x}{v_e\tau_e}\right)\right) + v_h\tau_h\left(1 - exp\left(\frac{-(\ell - x)}{v_h\tau_h}\right)\right)\right\} \tag{2.8}$$

となる。(2.8)式は、Hecht の式として知られている。[13] Hecht の式の右辺第 1 項は電子の、第 2 項は正孔の寄与を表している。第 2 項の$v_h\tau_h$積が、厚さ $\ell$ よりも十分大きければ誘導電荷 $Q$ は位置$x$にほとんど依存しなくなることがわかる。しかし、$v_h\tau_h$積が小さい場合には位置$x$により収集電荷の値は変化する。この場合、入射光子のエネルギーが同じでも収集電荷にばらつきができてしまい、スペクトル性能を悪化させる要因となる。CdTe 結晶では、特に正孔の$v_h\tau_h$積の値が小さく、完全に収集される前に再結合が起こってしまうため、電荷収集に欠損が起こり、結果として波高が低くなり、スペクトルが低エネルギー側にテールを引いてしまう。

また、入射したγ線のエネルギーが低い場合は、CdTe 結晶内に入射してから短い距離で相互作用する割合が多く、$x$のばらつきは大きくならない。そのため、テールの割合は比較的少ない。しかし、γ線のエネルギーが高いほど CdTe 結晶内で均等に相互作用が起こり、$x$のばらつきが大きくなる。そのため、高エネルギーのスペクトルほどテールの割合は多くなる。

これらの理由から、CdTe 検出器は、得られるスペクトルの光電吸収ピークの低エネルギー側にテールを引いてしまい、エネルギー分解能はその分だけ悪くなるという現象が起こる。

### 2.2.4　ショットキー型 CdTe 検出器

前項で述べたテールの影響を減らし、優れたエネルギー分解能のスペクトルを得るためには、できるかぎり強い電場を発生させ、移動速度を大きくする必要がある。そのためには、バイアス電圧を高くして、正孔が消滅する前に電荷を収集する必要がある。

しかし、図2-3(a)に示すような、検出器両端の電極が同じ白金(Pt)で形成されたオーミック型[29]のCdTe検出器に高バイアス電圧を印加すると、漏れ電流が大きくなり、検出器として動作しなくなる。

その問題を解決するために、実用化されているもう一つの検出器として、図2-3(b)に示すような、ショットキー型[30]CdTe検出器がある。この検出器は、P型のCdTe素子表面にインジウム(In)のような仕事関数[31]の小さな金属を用いることで、電極と半導体の間にショットキー障壁が形成される。このショットキー障壁は、P型半導体での多数キャリアである正孔に対する障壁となり、漏れ電流を小さく抑えることができる。漏れ電流が小さくなれば、高いバイアス電圧をかけることができるので、正孔が再結合されてしまう前に収集することができ、エネルギー分解能の良いスペクトルを得ることができる。ただし、陽極から遠い結晶内部では電界強度は低下するので、実用的な素子厚は1mm程度以下に制限される。図2-4は、同一な大きさ(2×2×0.5mm)を有する(a)オーミック型と(b)ショットキー型のCdTe検出器のスペクトルを示す。[14] 図を見て明らかなように、ショットキー型CdTe検出器では高電圧を印加することにより、電荷の収集効率が改善され、FWHMはオーミック型に比べて大きく改善していることが分かる。

しかし、ショットキー型CdTe検出器は、時間が経過するにつれて電荷の収集効率が変化し、検出器応答が変化するポーラリゼーション(分極)と呼ばれる現象が生じる。ポーラリゼーションは一度バイアス電圧の印加をリセットすることで回復することが知られている。この現象のはっきりした原因はわかっていないが、1974年にH.L. Malm と M. Martiniが、深いアクセプタ準位に起因している可能性について述べている。[15]

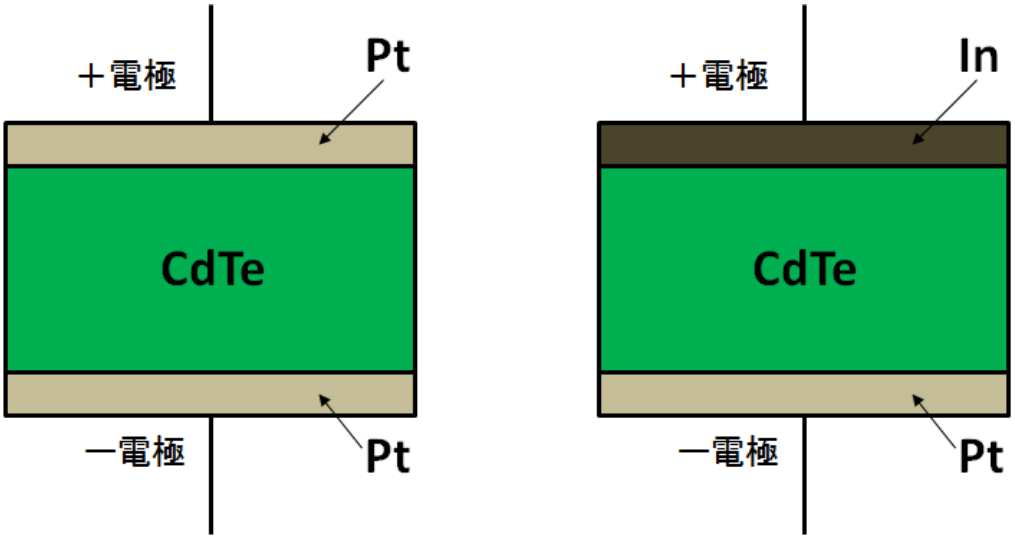
以上のことから、本研究では、BNCT-SPECTのためのγ線検出器としてショットキー型CdTe検出器で研究を推進している。

---

[29] 半導体と金属（電極）の接触界面に電気的な障壁（ポテンシャル障壁）がなく、電子(または正孔)は界面を自由に通り抜けられる。(整流性が無い）つまり、電流値は半導体内の抵抗値で決まるもの。

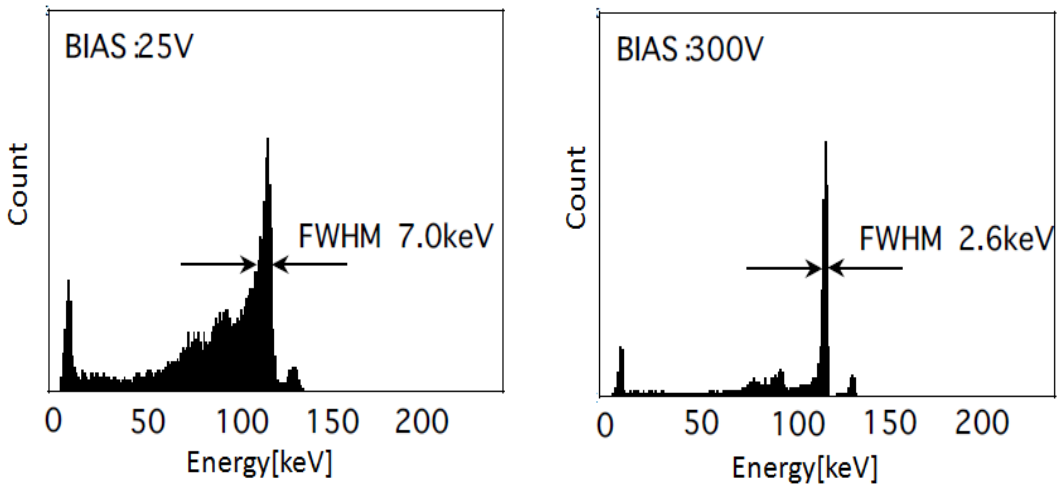
[30] 半導体と金属(電極)の接触界面にポテンシャル障壁があるもの。(整流性が有るということ)この障壁のことをショットキー障壁といい、モデルを提唱した Walter Schottky の名前が付けられている。

[31] 仕事関数とは、電子(または正孔)を半導体内から電極表面(正確にはフェルミ準位から真空準位)まで取り出すのに必要最小限のエネルギーのこと。




(a)オーミック型　　(b)ショットキー型

図 2-3　CdTe 素子の種類




(a)オーミック型　　(b)ショットキー型

図 2-4 同じ大きさ(2×2×0.5mm)のオーミック型とショットキー型 CdTe 検出器の $^{57}$Co エネルギースペクトル

### 2.2.5　検出効率及び空間分解能向上のための手法

検出器の小型化が可能であることなどから、本研究では CdTe を SPECT 用検出器として選択したが、現在市販されている CdTe 結晶では、すでに述べた通り厚さが薄いため、BNCT-SPECT の条

件である、検出効率と空間分解能の達成基準を満たすことは困難であった。そのため検出器の検出効率と空間分解能を同時に向上させるため新たな CdTe 結晶の開発が必要になる。

CdTe 結晶は、Si 結晶や Ge 結晶などに比べて、厚いウェハーを製作することが難しい。理由は、結晶成長の過程で、結晶欠損が起きやすいためである。また、漏れ電流の制限で、高圧をかけることが難しく、従来は、薄い結晶を用い、低電圧印加で、比較的低いエネルギーの X 線の測定に使われてきた。さらに、イオンと電子の電荷収集効率の違いから、陰極面を入射面にする必要があるなど、使用における制約があった。

しかし、近年、大型のものが製作可能になり、また、ショットキータイプのものが開発され、大面積で、しかも高圧印加が可能になってきた。これにより、エネルギーの高い X 線の測定ができるようになり、さらにエネルギー分解能が改善され、BNCT-SPECT のγ線検出器として使用が可能となってきた。唯一の問題は、効率の低さだった。厚い結晶を作ることは、まだ難しいが、空間分解能の確保の観点からは、小さいことも必要である。

そこで、本研究では、薄いが直径 5 ㎝程度まで製作可能となってきた、ショットキータイプの CdTe のウェハーから、短冊状の結晶を切り出し、それを図 2-5 に示すように、通常の使い方とは異なるが、入射面を電極面に垂直な面にすることで、BNCT-SPECT のγ線検出器として使用することとした。[1]

これにより、一般的に市販されている放射線検出器は、左図のように放射線の入射面が大きく厚み方向が小さくなっているが、側面から放射線が入射するように設計することで、空間分解能を十分小さく保ちながら、検出効率を著しく改善することが可能となる。

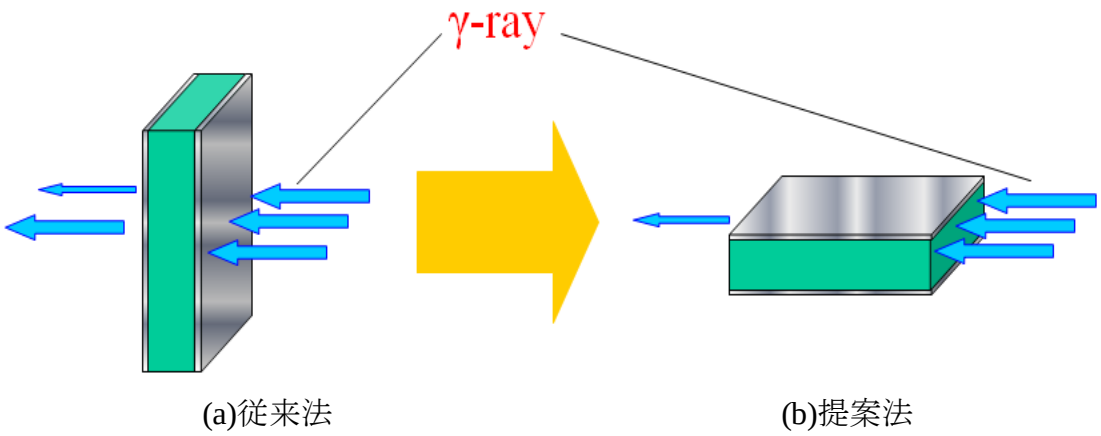



図 2-5　CdTe 検出器の使用形態（従来法と本研究における提案法）

図 2-6 に示すように、入射面 A と入射面 B に対して 1cm の距離に標準線源【$^{241}$Am（59.5keV）,$^{133}$Ba（356.0keV) ,$^{137}$Cs (661.7keV)】を配置し、観測される PHS から絶対効率[32]を求め、それぞれの入射面の面積で割ることで、入射面の単位面積当たりの絶対効率を求めた。[1]　図 2-7 に単位入射面積当たりの絶対効率の比較を示し、図 2-8 ではこれらの効率の比（A 面における単位面積当たりの効率を B 面における単位面積当たりの効率で割った）を示す。[1]　図 2-8 より、エネルギーの低い線源に対しては、入射方向の違いによる単位面積当たりの絶対効率に大きな差はない。しかしγ線のエネルギーが大きくなれば、入射方向の厚みが小さい入射面 B の場合、検出器にエネルギーを付与せずに通り抜ける割合が増加し、効率比は大幅に増加することが分かる。

このようにすることで 478keVγ 線の検出効率を実用レベルまで向上させることが確認できた。

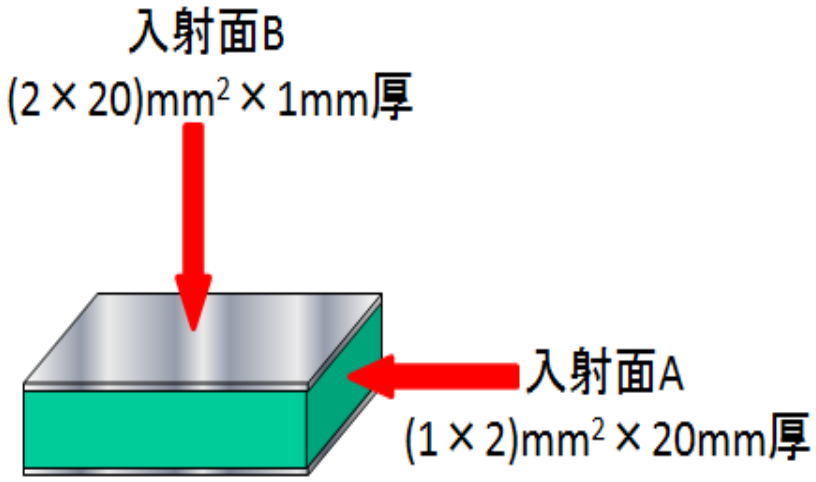



図 2-6　CdTe 検出器の入射面の違いによる検出効率の比較実験

[32] 絶対効率とは、検出効率の種類の 1 つ。絶対効率 $\varepsilon_{abs} = \frac{\text{記録されたパルスの数}}{\text{線源より放出される放射線の数}}$ の比で定義される。検出効率については、2.3.2 項で詳しく説明する。

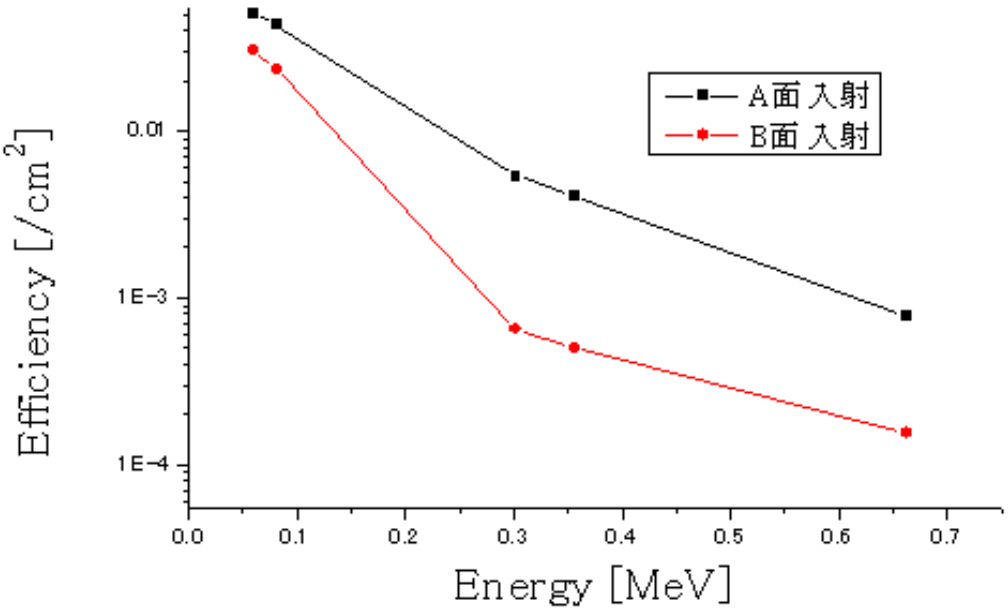



図 2-7　単位入射面積当たりの絶対効率の比較

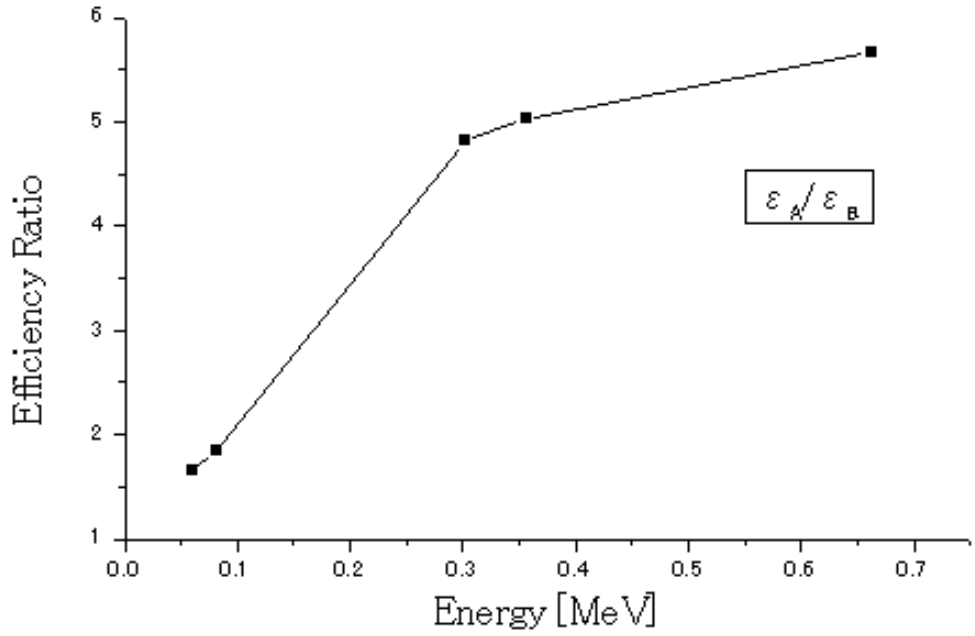


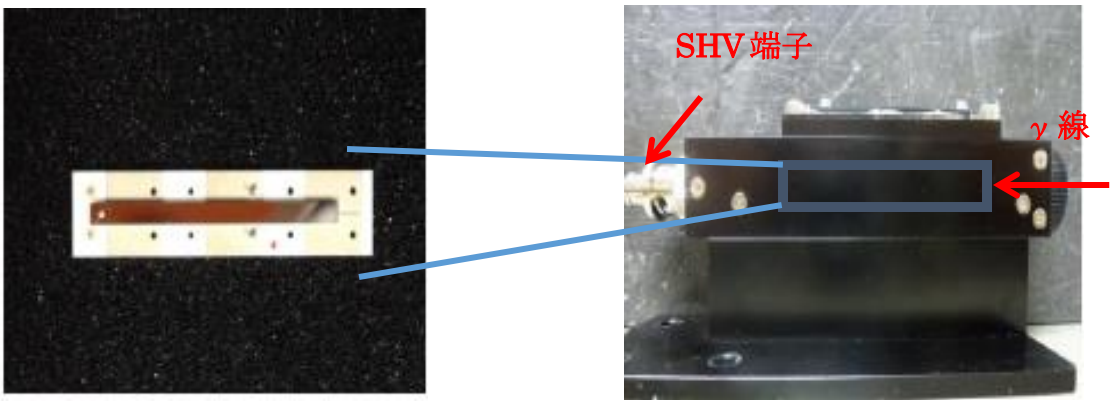

図 2-8　単位入射面積当たりの絶対効率の比(A 面入射の単位面積当たりの絶対効率 $\varepsilon_A$ を B 面入射の単位面積当たりの絶対効率 $\varepsilon_B$ で割った値)

## 2.3　CdTe(1 素子)を用いた検出器による性能評価

### 2.3.1　CdTe(1 素子)の製作

CdTe(1 素子)の性能を確認するため、これまでで最も大きなショットキー型の CdTe(1 素子)を製作した。素子寸法は 2×1.5×30mm である。図 2-9(a)と(b)に、製作した CdTe(1 素子)とアルミ板で製作した検出器容器の外観を示す。(b)の左側に高電圧を印加するための端子である、SHV 端子を取り付けた。γ 線は右側から入射させるが、念のため上面からも入射できるように、それぞれ、アルミ箔による窓が取り付けられている。CdTe(1 素子)をアルミ板で覆っているのは、エネルギーの低い電磁波(可視光や紫外線など)が素子に入射しないようにするためである。

表 2-3 と図 2-10 に今回製作した CdTe(1 素子)(2×1.5×30mm)の暗電流[33]と電圧特性を示す。図 2-10 より、以前に試作した CdTe(1 素子)(1×2×20mm)と比べ、素子の大きさ分だけ暗電流は増加しているが、I-V の増分の特性は同じであることを確認した。




(a)CdTe(1 素子)　　(b) CdTe 検出器の外観

図 2-9　製作した CdTe(1 素子)

[33] 暗電流　遮光した半導体から流れ出す漏れ電流のこと。

表 2-3　暗電流-電圧特性

| 電圧[V] | 暗電流[nA] | |
|---|---|---|
| | 1×2×20mm | 2×1.5×30mm |
| 10 | 0.08 | 0.44 |
| 15 | 0.30 | 0.55 |
| 25 | 0.39 | 0.71 |
| 50 | 0.56 | 1.04 |
| 70 | 0.68 | 1.23 |
| 100 | 0.84 | 1.51 |
| 150 | 1.06 | 1.89 |
| 250 | 1.48 | 2.51 |
| 500 | 2.41 | 3.94 |
| 700 | 3.19 | 5.11 |
| 1000 | 4.43 | 6.96 |

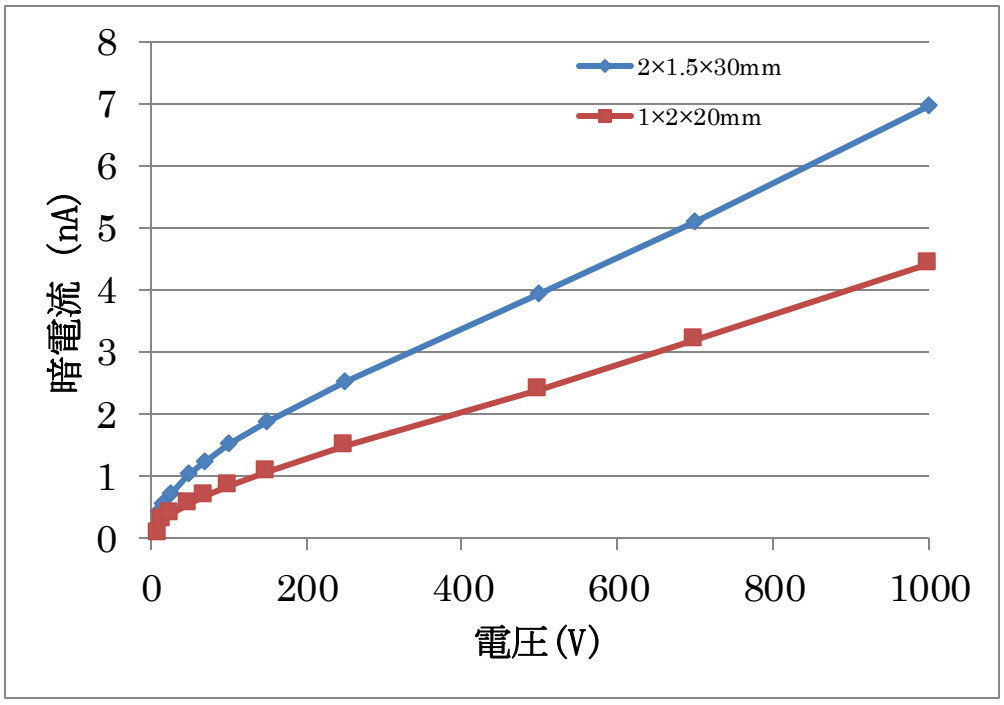



図 2-10　暗電流-電圧特性

### 2.3.2 固有効率

製作した CdTe(1 素子)（2×1.5×30mm）の性能(固有効率、エネルギー分解能)を確認する測定を実施した。まず、本項では、性能評価の指標として用いた、固有効率について説明し、次項でエネルギー分解能について説明する。その後に、測定内容と結果について述べる。

全ての放射線検出器は、入射した放射線と有感体積内で相互作用した結果を、出力パルスで表すものである。α 粒子や β 粒子のような荷電粒子の場合、有感体積の中へ粒子が入射すると必ず相互作用が起こり、飛跡上に十分な数の電子正孔対する。これによって発生するパルスは自然放射線(バックグランド)を上回る有意な大きさとなる。したがって、荷電粒子の場合は、有感体積に入って来さえすれば、必ずその粒子を検出できる。こうした条件下では検出器の検出効率は 100%になる。

一方、γ 線や中性子のような非荷電性放射線は、透過性が高いため、検出器と相互作用しないで検出器を通過することが多い。そして、時々検出器と相互作用を起こし、その結果発生する荷電粒子により検出される。このことから、検出器の効率はたいてい 100%以下となる。したがって検出効率を正確に求める必要がある。検出効率は絶対効率$\varepsilon_{abs}$と固有効率$\varepsilon_{int}$の 2 種類がある。絶対効率は次のように定義される。[9]

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{記録されたパルスの数}}{\text{線源より放出される放射線の数}} \tag{2.9}$$

これは検出器の特性のみならず、主として線源と検出器間の距離にも依存する。また、固有効率は、より基本的な物理量として、

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{記録されたパルスの数}}{\text{検出器に入射した放射線の数}} \tag{2.10}$$

で定義される。主に検出器材料・放射線のエネルギーおよび入射放射線の方向にとった検出器の物理的な厚さに依存する。この 2 種類の効率は等方的な線源の場合、

$$\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \tag{2.11}$$

という簡単な関係となる。ここで$\Omega$は線源の位置から線源が検出器を見る立体角である。

(2.11)式より、絶対効率よりも固有効率の方が、検出器位置の依存性が少ないことがわかる。このため、本研究では、立体角に関係なく検出器そのもの性能を調べるため、固有効率の測定を行った。

ちなみに、今回の測定では、(2.10)式の分母は以下の式より求めている。

$$\text{検出器に入射した放射線の数} = \frac{S}{4\pi r^2} \times Bq \times \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}} \times \text{放出比} \times \text{検出時間} \tag{2.12}$$

$S$ が検出器の入射面積、$r$ が線源と検出器との距離、$Bq$ は標準線源強度である。また、標準線源の較正日からの経過年数を $t$、半減期を $T$ としている。放出比は、標準線源の崩壊当たりの γ 線の放出割合である。

### 2.3.3 エネルギー分解能

エネルギー測定に使用する検出器の特性は、図 2-11 のようなスペクトルの幅で特徴付けられる。この山形の曲線の最大値の半分の位置の全幅 $\Gamma$ は、半値全幅(full width at half maximum: FWHM)と呼ばれる。そして、エネルギーピーク $E_0$ の粒子を弁別する検出器の能力の事をエネルギー分解能 $R(E_0)$と呼び、$\Gamma$ を用いて、次式のように定義される。[16]

$$R(E_0) = \frac{\Gamma}{E_0} \tag{2.13}$$

$\Gamma$ は、エネルギーの単位で、$R(E_0)$は無次元である。エネルギー分解能に影響を及ぼすものは以下の3つの事象である。

1)検出器内に作られた電子正孔対個数の統計変動
2)検出器本体もしくは、検出器に接続している電子回路雑音(振動、電磁場などによる回路のノイズなど)
3)検出器内に生成される電子正孔対の不完全性(半導体結晶構造の異常など)

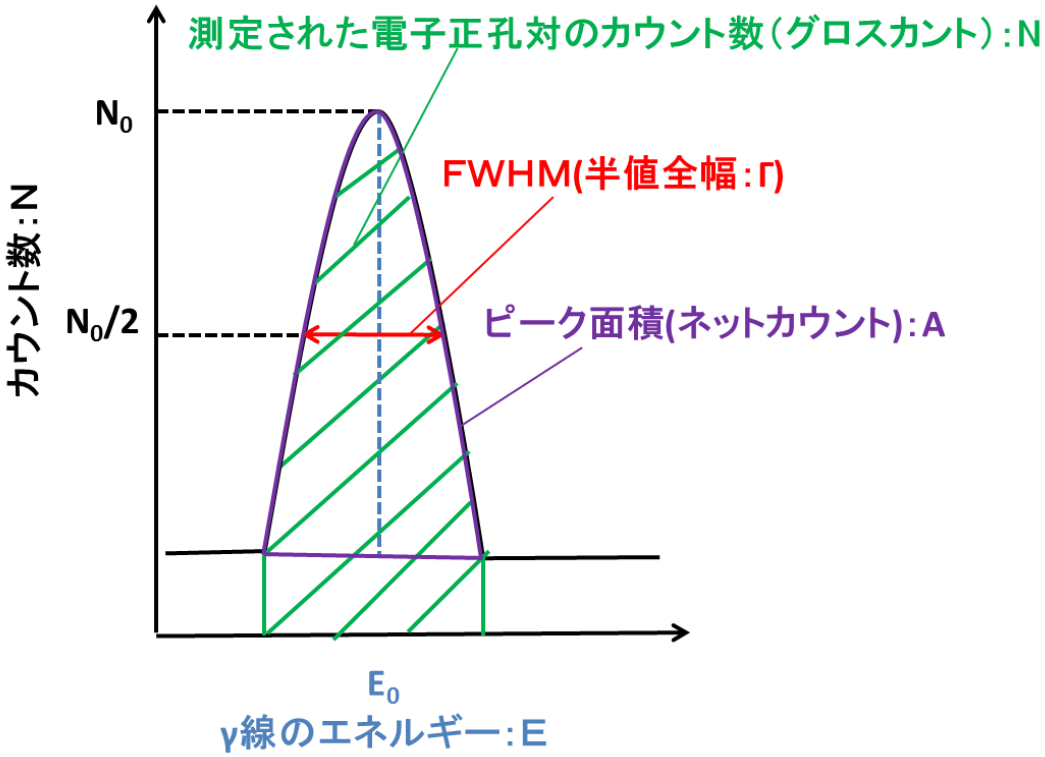



図 2-11　エネルギー分解能の説明図

この中で1)の変動源がもっとも重要である。その理由は、いくら完全な検出器を作ったとしても、2)と3)は、検出器信号中に常に存在して減らすことのできない最少量の変動になるからである。放射線によって検出器内に発生する電子正孔対の個数は、入射エネルギーが同じであっても、連続的に同じ数になることはなく、離散的な電子正孔対の個数となる。そのため、統計的雑音が発生する。

例えば、半導体検出器に放射線が入射し、エネルギー$E$が付与された場合を考える。この半導体内で電子正孔対を 1 対作るのに必要するエネルギーεとすると、平均的には個数Nは$E/\varepsilon$個となる。放射線計測の場合、通常$N$は大きな値なので、これだけが信号の変動源であるとすると図2-11に示すようなガウス分布(カウント数が少ない場合は、ポアソン分布に従う)となるはずである。ゆえに、標準偏差$\sigma$、測定された電子正孔対のカウント数$N$は、

$$\sigma = \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}} = \sqrt{N} \tag{2.14}$$

と表される。

また、ガウス分布は次式のように表すことができる。

$$G(E) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} exp\left(-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{2.15}$$

この分布で半値幅は$\frac{A}{2\sigma\sqrt{2\pi}}$の時なので、

$$\Gamma = 2\sqrt{2ln2}\sigma = 2.35\sigma \tag{2.16}$$

の関係で半値幅$\Gamma$を決定できる。$A$は、ピーク面積である。一般的にパルス波高$E_0$と$N$には比例関係があり、$E_0 = KN$で表すことができる。ここで$K$は比例定数である。この時のPHSの標準偏差$\sigma$は波高値であることからエネルギーに変換すると、(2.14)式より、$\sigma = K\sqrt{N}$となり、これを(2.16)式に代入すると、FWHMは、$\Gamma = 2\sqrt{2ln2}\sigma$＝$2.35K\sqrt{N}$となる。統計的変動のみに依存するエネルギー分解能 $R$は、

$$R = \frac{\Gamma}{E_0} = \frac{2.35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2.35}{\sqrt{N}} \tag{2.17}$$

となる。この(2.17)式から、エネルギー分解能$R$は測定された測定された電子正孔対のカウント数$N$にのみ依存し、$N$が増加するほど良いことがわかる。

しかし、実際の個々の電子正孔対過程は独立しておらず、その分散はポアソン過程で予想される値より小さくなる。[34]電子正孔対数のポアソン過程からのずれを定量化するためにファノ因子が導入されている。[9]ファノ因子$F$は、

$$F = \frac{\text{測定された電子正孔対の総個数 N の分散}}{\text{ポアソン分布で予想される分散(＝N)}} = \frac{\sigma_{abs}^2}{N} \tag{2.18}$$

で定義される。この$F$を考慮した標準偏差$\sigma_{abs}$は、上式より

$$\sigma_{abs} = \sqrt{FN} \tag{2.19}$$

が得られる。$F$の値は0と1の間の値をとる。$\Gamma$は$\sigma_{abs}$との関係から、

[34] ポアソン分布は、個々に独立した試行で起こる確率が小さくて一定であるときに適応できる。(放射線同位体元素の原子 1 個当たりの壊変が起こる確率が小さいということ。)

$$\Gamma = 2\sqrt{2ln2}K\sigma_{abs} \approx 2.35\,K\sigma_{abs} \tag{2.20}$$

が得られる。また、(2.19)式と(2.20)式から

$$\Gamma = 2.35\,K\sqrt{FN} \tag{2.21}$$

が得られる。このファノ因子で決まるエネルギー分解能 R は(2.13)式と同等な式になる。

$$R = \frac{\Gamma}{E_0} = \frac{2.35K\sqrt{\mathrm{N}}\sqrt{F}}{KN} = 2.35\sqrt{\frac{F}{N}} \tag{2.22}$$

この$R$はファノ限界と呼ばれ、半導体検出器では、$F$は 1 よりかなり小さい。

本研究では、直観的にエネルギー分解能が判別しやすい$\Gamma$をパラメータとして用いることにする。$\Gamma$を縦軸、γ 線エネルギー$E$を横軸として、プロットすると、γ 線のエネルギー$E$が高いほど$N$は大きくなるため、(2.21)式から$\Gamma$が大きくなることが予想できる。

また、本研究では、4 種類の放射線源を用いて FWHM の値をプロットし、内挿することで、478keVγ 線における CdTe 検出器の FWHM を求めた。

### 2.3.4 CdTe 検出器の性能評価(1 素子)の測定方法

固有効率と FWHM の測定は、図 2-12 に示す実験体系で実施した。図 2-13 は実際の実験体系の写真である。半導体検出器は、バイアス電源(Bias voltage)により逆バイアス電圧を印加し、空乏層領域を作る。そして、この空乏層領域に放射線が入射した際に、生成される電子と正孔を電荷有感型前置増幅器(Charge-sensitive preamplifier)により収集し、電圧信号に変換する。バイアス電源前にある保護抵抗(Protective resistor)は、CdTe 検出器に過電流を流れないようにしている。

この電気信号(検出器から直接出力される信号)はかなり小さく、数 mV 位であり、ケーブルを通ると電子回路雑音に埋もれてしまう可能性がある。そのため、電荷有感型前置増幅器は、できるかぎり信号が減衰しないように、検出器と主増幅器間のインピーダンス整合をするため接続されている。主増幅器(Main amplifier)は、波形整形増幅器とも言われている。その名の通り、数 mV の信号を数 V に増幅および波形をパルス信号に整形し、信号を計数できる波形にする。最後に、パルス波を計数する装置であるマルチチャンネル波高分析器(Multichannel analyzer: MCA)により、パルス信号の電圧(放射線のエネルギー)に対応したチャンネルごとに計数してゆく。今回使用したアンプテック(AMPTEK)社の MCA8000A は、小型軽量型(300g 未満)であり、単 3 アルカリ乾電池でも動作可能のため持ち運びできる。また、Ch 数は、最小 256ch から最大 16kch までの設定が可能である。

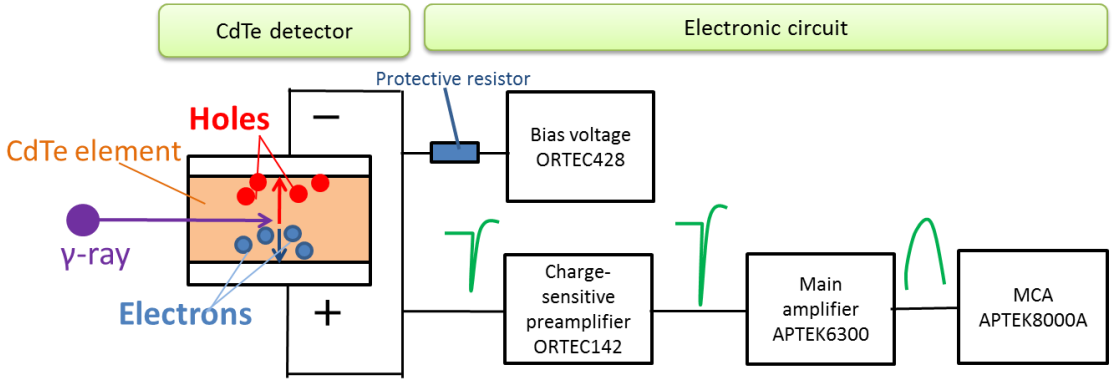



図 2-12　固有効率及び FWHM 測定実験体系

図 2-13　固有効率及び FWHM 測定実験体系(写真)

これらの装置を用いて固有効率と FWHM を測定した。まず、固有効率を測定した。表 2-4 に示す標準γ線源を2×1.5×30mm の大きさの CdTe 素子の表面から 7.2cm の前方(図 2-14)に配置した。測定時間は 30 分とした。バイアス電圧は、電荷収集を良くするため 1000V にした。また、主増幅器の Shaping-time は 3.65μsec に設定した。この測定で求めたカウント数から、固有効率の計算を

(2.11)および(2.12)式で求めた。この時は S＝0.3cm$^2$、r＝7.2cm になる。

次に、FWHM の測定を実施した。実験体系は固有効率の場合と同様である。異なる点は、標準線源と CdTe 検出器の距離を 0cm(図 2-15)とし、測定時間は 120sec($^{22}$Na 線源は 305sec)とした。距離と測定時間を変えたのは、ポーラリゼーションによるテールを引いてしまう影響が表れる前に、正確な FWHM を求めるためである。また、FWHM は、カウント数が少なく、波高パルスのばらつきが大きい(きれいなガウス分布になっていない)ため、波高パルス内の ch 当たりの最大カウント数をピークの中心位置と決め、中心位置から最大カウントの 1/2 になる最小と最大の FWHM を求め、その平均値で定義した。[35]

表 2-4 標準γ線源のエネルギー

| 標準γ線源 | エネルギー[keV] | 半減期[年] | 放射線強度[kBq] | 放出比[%] |
|---|---|---|---|---|
| $^{241}$Am | 59.5 | 432.2 | 390 | 35.9 |
| $^{133}$Ba | 356.0 | 10.5 | 377 | 62.0 |
| $^{22}$Na | 511.0 | 2.6 | 418 | 99.9 |
| $^{137}$Cs | 661.7 | 30.0 | 410 | 85.2 |

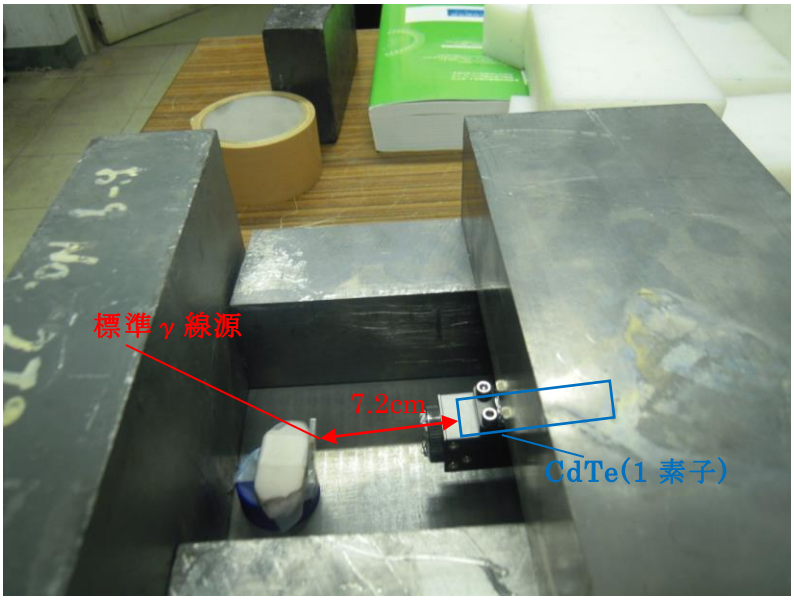



図 2-14　固有効率測定時の標準γ線源と CdTe(1 素子)の距離

[35]平均の FWHM＝$\frac{(\text{最小の FWHM}+\text{最大の FWHM})}{2}$を、FWHM として表 2-5 に記載している。

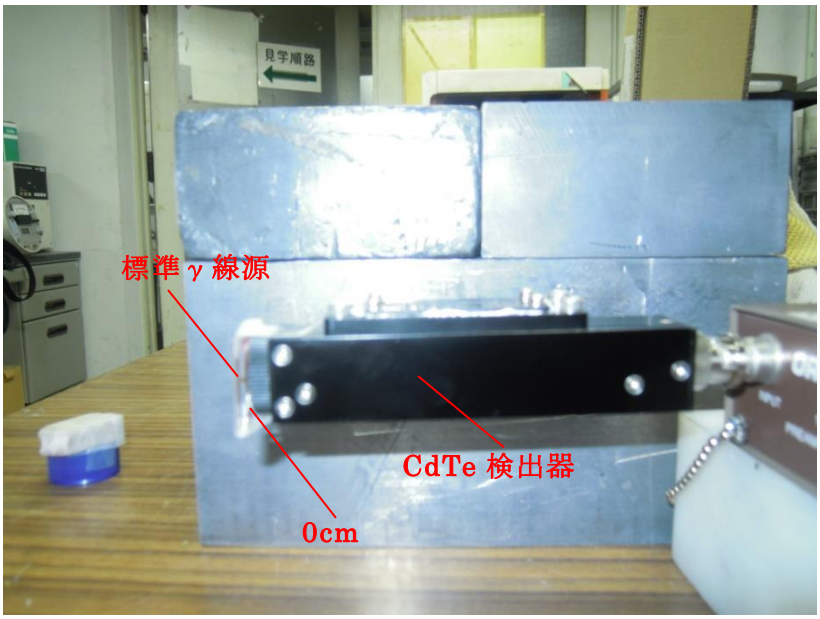



図 2-15　FWHM 測定時の標準γ線源と CdTe 検出器の距離

### 2.3.5　CdTe 検出器の性能評価(1 素子)の測定結果

得られた、4 種類の標準線源の固有効率及び FWHM 計測のための PHS を図 2-16 と図 2-17 に示す。また、それぞれの固有効率と FWHM の数値を表 2-5 と表 2-6 に示す。

固有効率は理論値と比べるため、MCNP5 [36](3 次元モンテカルロ計算コード) を用いて計算評価した。MCNP5 の計算結果と測定値の比較したグラフを図 2-18 示す。図 2-18 の結果より、固有効率は計算値と測定値がほぼ一致していることがわかった。[17] また、表 2-5 に記載してある「統計誤差」とは、測定値の統計誤差を計算した値である。「MCNP5 との差」とは、測定結果と MCNP5 の計算差である。

図 2-18 のエラーバーは、統計誤差で表した。

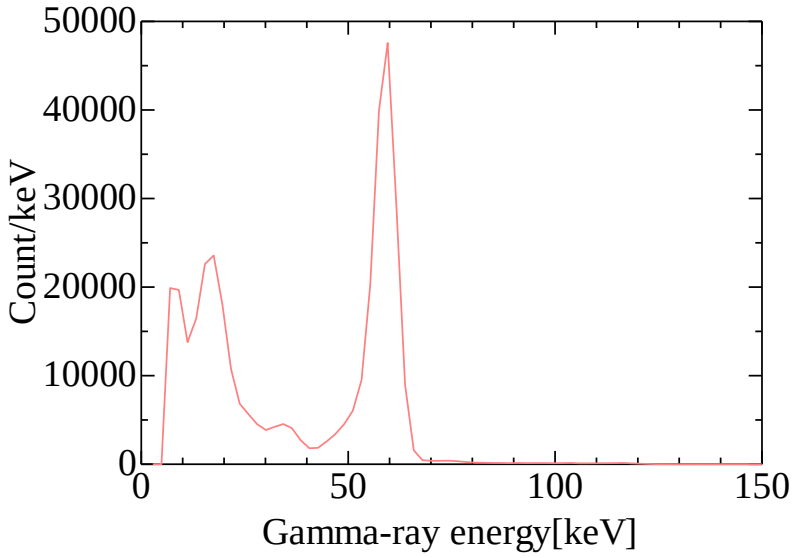
次に、FWHM のグラフを図 2-19 に示す。表 2-6 に記載した「不確かさ」とは、前項でも述べたように、カウント数が少なく、PHS 内のばらつきが多いため、推定最小 FWHM と最大 FWHM の差で定義した。図 2-19 のエラーバーは、不確かさで表している。また、測定の「統計誤差」についても示している。

図より、γ線に対する FWHM を内挿により求めた結果、478keVγ 線の FWHM は 17.2keV となった。この結果を $^{22}$Na の FWHM(511keVγ 線)の実験値 17.2keV と併せると、おおよそ (17.2+17.2)/2=17.2＜33keV[37]となり、前章で述べた必要条件④の 33keV（=511keV－478keV）

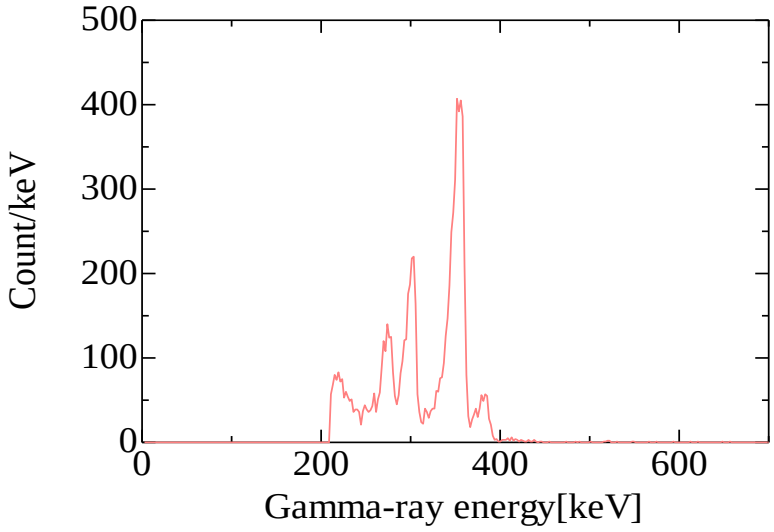
[36] MCNP5 とは、放射線輸送計算を行う計算コードである。詳しくは、3.3 節にて説明する。
[37] 478keVγ線の PHS の中心位置から右端と 511keVγ線の PHS の中心位置から左端が重ならないかを見ているため、478keV と 511keVγ線の FWHM を足して 2 で割っている。

以下であることを確認した。[17]

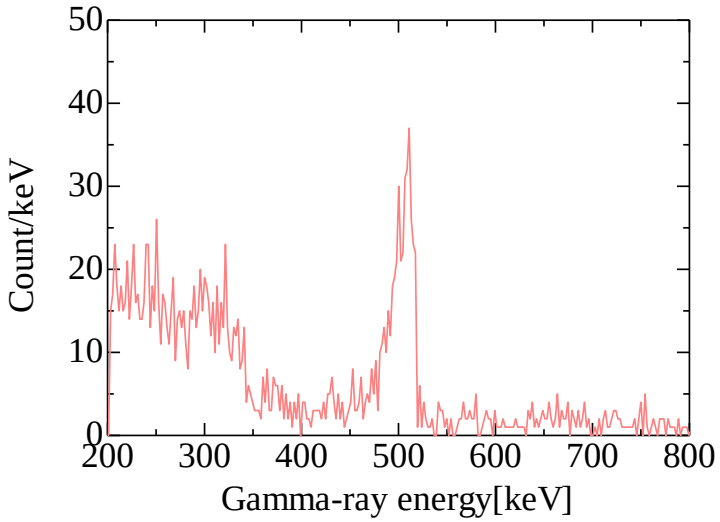
また、本論文では省略するが、この実験と同時期に村田[18]が、CdTe 素子(1×1.5×30mm)による空間分解能の検討をしている。MCNP5 を用いて、BNCT-SPECT の必要条件である①と②の条件を満たし(治療時間 60 分以内に 478keV の γ 線を十分な統計精度で計測する)、かつ③の条件である、空間分解能を数 mm 以内であることを求めていた。そのため、④の条件が達成すれば、BNCT-SPECT の必要条件を満たす CdTe 素子を開発できたと証明できるため、かなり丁寧な確認を行った。2.4 節で詳細を説明する。



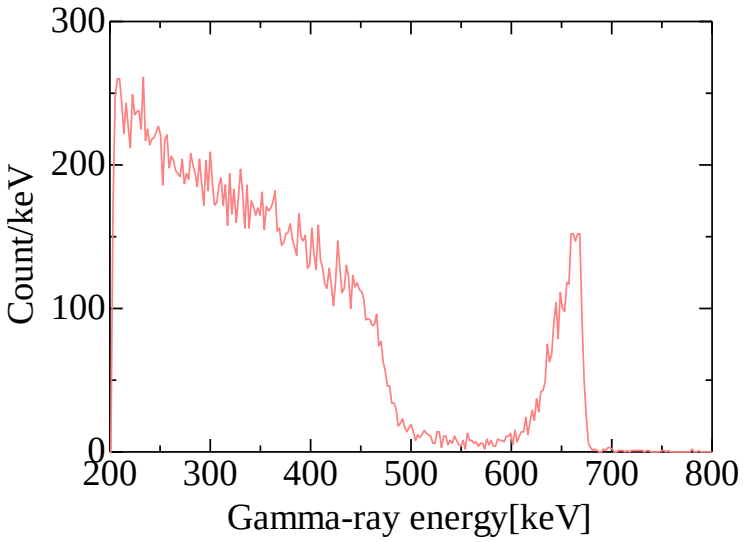

(a) $^{241}$Am の PHS




(b)$^{133}$Ba の PHS

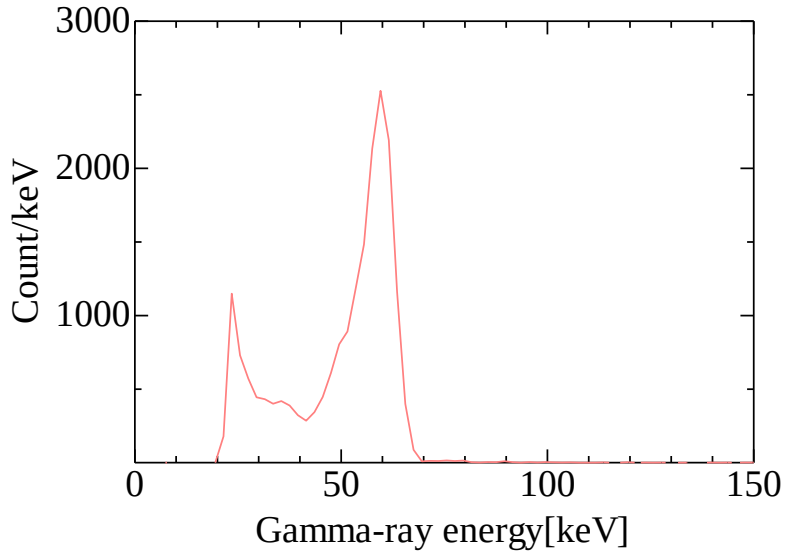



(c) 22Na の PHS

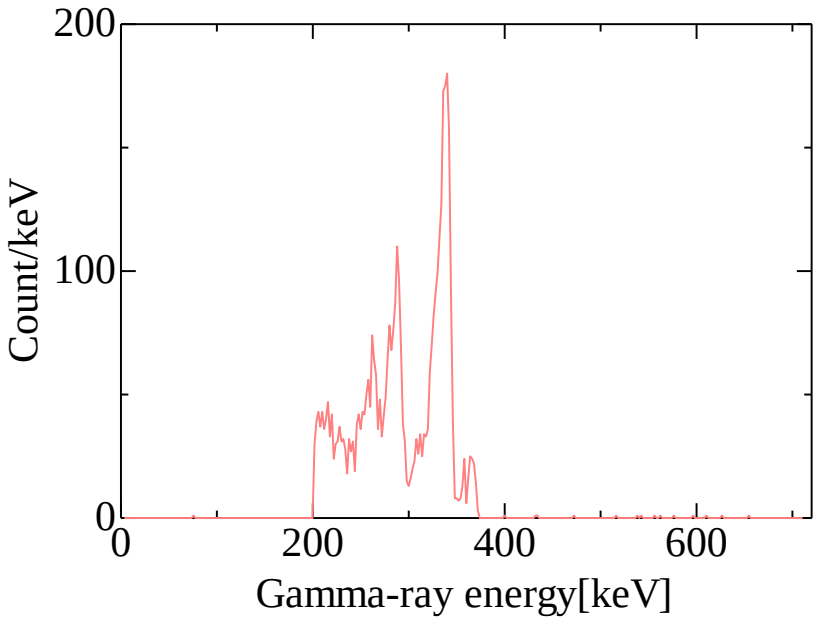



(d) $^{137}$Cs の PHS

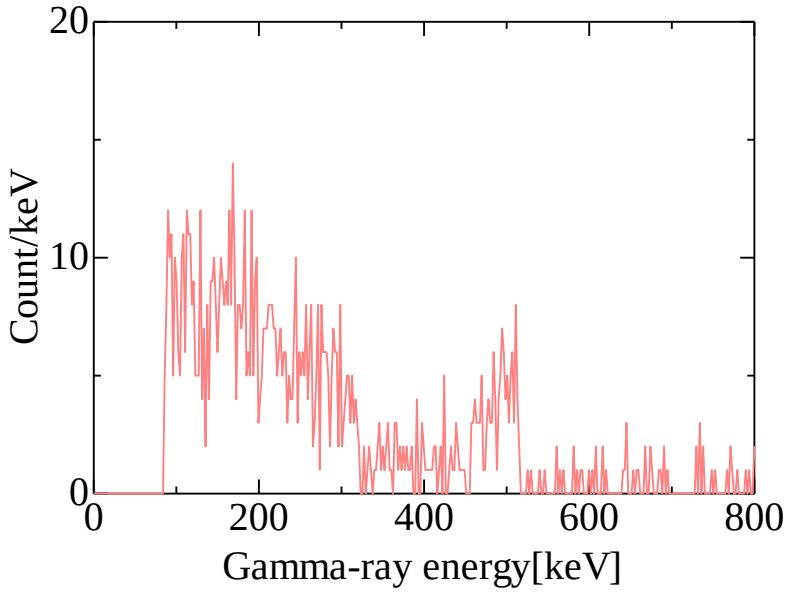
図 2-16　固有効率を求めるために CdTe 検出器により測定した PHS



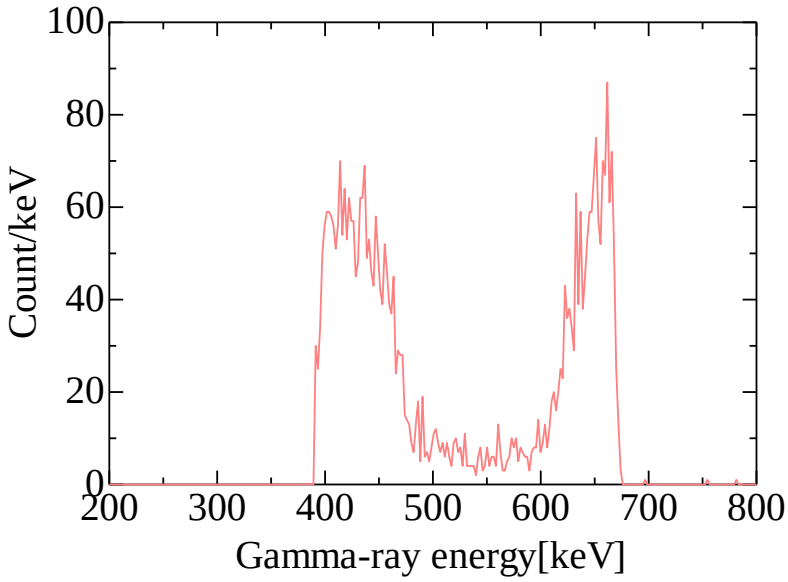

(a) $^{241}$Am の PHS




(b)$^{133}$Ba の PHS




(c) $^{22}$Na の PHS




(d) $^{137}$Cs の PHS

図 2-17　FWHM を求めるために CdTe 検出器により測定した PHS

表 2-5　固有効率の計算値と測定値

| 標準γ線源 | MCNP5 | 測定値 | 統計誤差 | MCNP5 との差 |
|---|---|---|---|---|
| $^{241}$Am(59.5keV) | 0.869 | 1.000 | 0.008 | 0.131 |
| $^{133}$Ba(356.0keV) | 0.254 | 0.213 | 0.024 | 0.041 |
| $^{22}$Na(511.0keV) | 0.126 | 0.161 | 0.094 | 0.035 |
| $^{137}$Cs(661.7keV) | 0.076 | 0.074 | 0.025 | 0.002 |

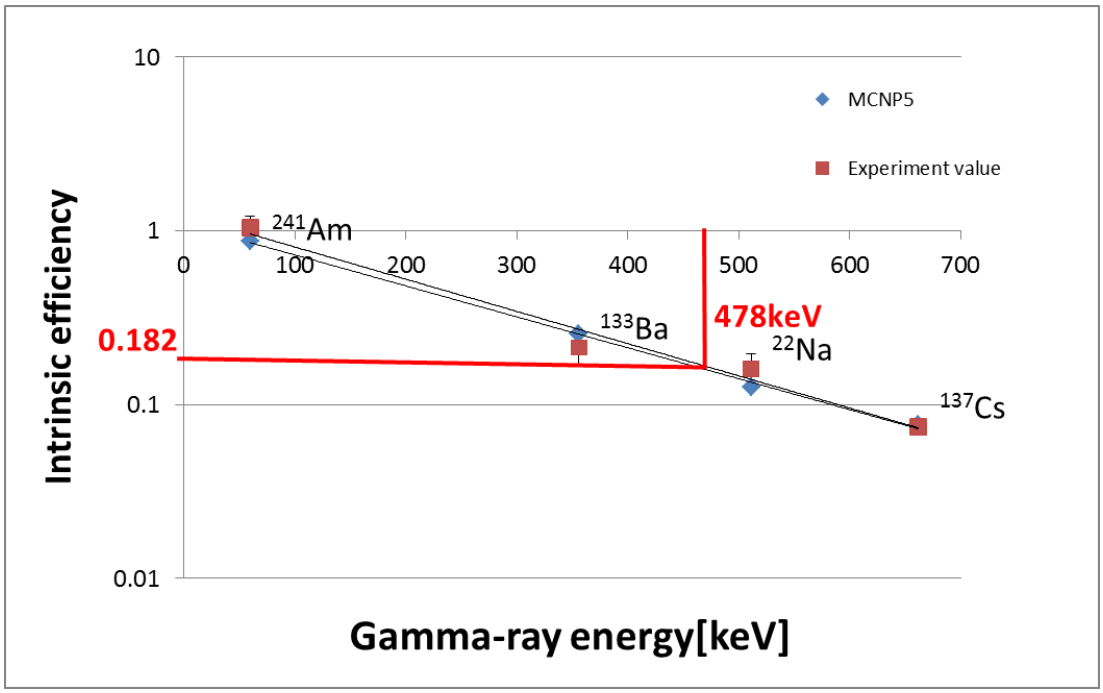



図 2-18　固有効率の計算値と測定値のグラフ

表 2-6　FWHM の測定値

| 標準γ線源 | FWHM(keV) | 不確かさ | 統計誤差 |
|---|---|---|---|
| $^{241}$Am(59.5keV) | 6.07 | 0.53 | 0.002 |
| $^{133}$Ba(356.0keV) | 16.1 | 2.15 | 0.016 |
| $^{22}$Na(511.0keV) | 17.2 | 4.30 | 0.047 |
| $^{137}$Cs(661.6keV) | 21.5 | 6.45 | 0.020 |

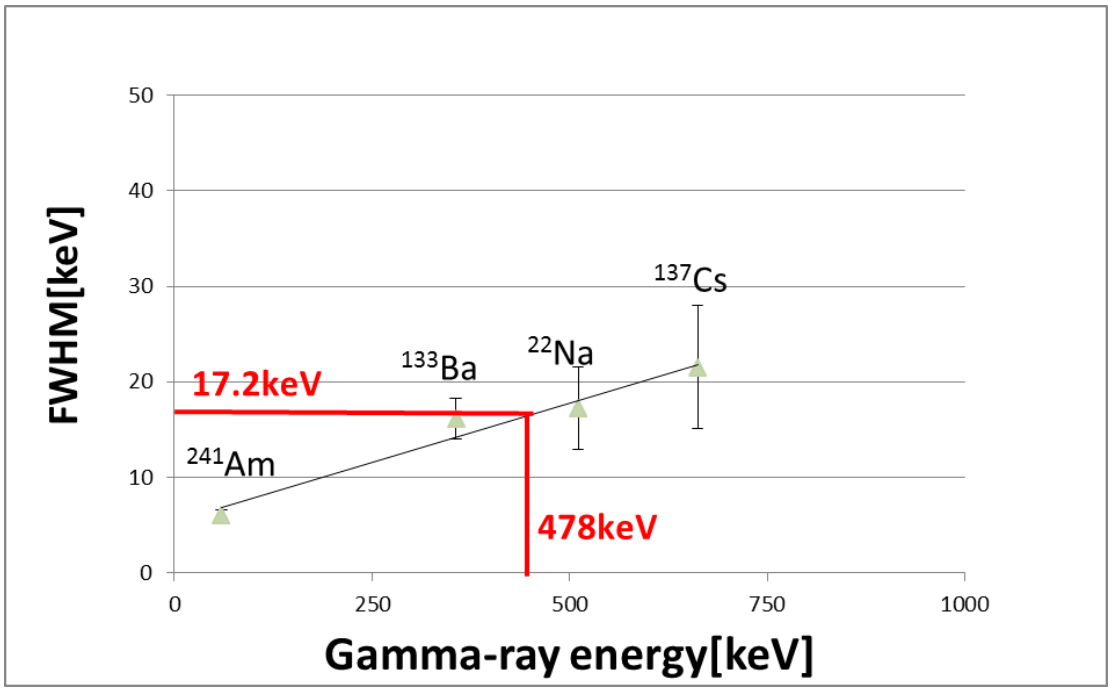



図 2-19　FWHM の測定値のグラフ

## 2.4　478keV と 511keVγ 線の分離測定実験

### 2.4.1　HPGe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験の方法

前節の図 2-19 で示した通り、標準γ線源によるエネルギー分解能の測定結果からは、④の条件である 478keV と 511keVγ 線との分離は可能と思われる。

しかし、特に 478keVγ 線の FWHM に関しては、標準γ線源による結果からの内挿値であり、実際の両γ線の放出過程は、ドップラー拡がりを持つ[38]。[19]　また、中村[20]により、CdTe 検出器を用いて 478keV のγ線がドップラー拡がりを持つことは確認しているが、511keVγ 線との分離できるかどうかは確認できていない。従って、ドップラー拡がりを考慮しても両γ線の分離測定が可能であるかどうかを確かめる必要がある。このため本研究では、実際の BNCT で起こっている $^{10}$B（n,α）$^{7}$Li 反応から放出される 478keVγ 線と電子対生成による消滅γ線 511keV を直接測定することとした。

まず、最初に、CdTe 検出器よりもエネルギー分解能と検出効率が良い高純度ゲルマニウム検出器(High-purity germanium detector:HPGe 検出器)を用いて 478keV と 511keVγ 線が分離測定できるかを、両ピークのドップラー広がりを計測することで検証した。[18]　測定は、図 2-20 の体系を製作して実施した。図 2-21 にその体系の写真を示す。中性子源は、OKTAVIAN(大阪大学強力 14MeV 中性子工学実験装置)が所蔵する AmBe(アメリシウム $^{241}$Am とベリリウム $^{9}$Be の混合物)を使用した。AmBe は、$^{241}$Am から放出するα線と $^{9}$Be が(α,n)反応を起こし、中性子を放出する。中性子の平均エネルギーは、約 4MeV である。さらに、AmBe は、高速中性子[39]だけでなく、直接高エネルギーのγ線(4.44MeV)が放出されるほか、(n，γ)反応によっても高エネルギーのγ線が発生し、電子対生成を起こして、消滅γ線 511keV が発生する。

また、村田[21]によると、OKTAVIAN にある AmBe は、中性子とγ線の発生量は、$2.4\times10^{6}$n/s と $1.8\times10^{6}$γ/s であるため、両方とも高エネルギーであり強度も強い。そのため、AmBe から生じる高速中性子 は、黒鉛カラムによって熱外および熱中性子化して、ホウ酸に照射させるようにした。できる限り $^{10}$B（n,α）$^{7}$Li 反応を起こさせ、多数の 478keVγ 線を発生させるためである。また、478keVγ 線のカウント数をできるだけたくさん計測するため、ホウ酸を入れたバイアル瓶と HPGe 検出器の距離を 10cm にまで近づけた。一方、AmBe から発生す

---

[38] $^{10}$B( n,α)$^{7}$Li 核反応により生じる 478keVγ 線は、$^{7}$Li$^{*}$は高速運動中にγ線を放出して Li に戻るため、ドップラー拡がりを持つ。

また、電子対生成により生成される陽電子は、物質中で原子核や電子との相互作用により運動エネルギーを失い(ほとんど静止エネルギーのみ)、物質中で運動している自由電子や束縛電子と相互作用し電子対消滅する。その際に、放出される放射線が 511keV の消滅γ線である。そのため、消滅γ線 511keV は、ドップラー拡がりを持つ。ちなみに束縛電子の方が自由電子よりも運動量を持っているため、ドプッラー拡がりが大きい。

[39] 高速中性子とは、一般的に 1MeV 以上のエネルギーを持つ中性子のことを指す。

る不必要な高エネルギーのγ線は、HPGe 検出器の周囲に鉛(Lead)を置きできる限り遮へいした。

HPGe 検出器は、ORTEC 社の GEM-35210 のハンディ Hp-Ge を用いた。この検出器は、検出器内に前置増幅器が内蔵されているため、前置増幅器は体系図に含まれていない。バイアス電圧は 3000V を印加し、Shaping-time は 6μsec に設定し、測定時間は約 1 時間(正確には 3911sec)とした。

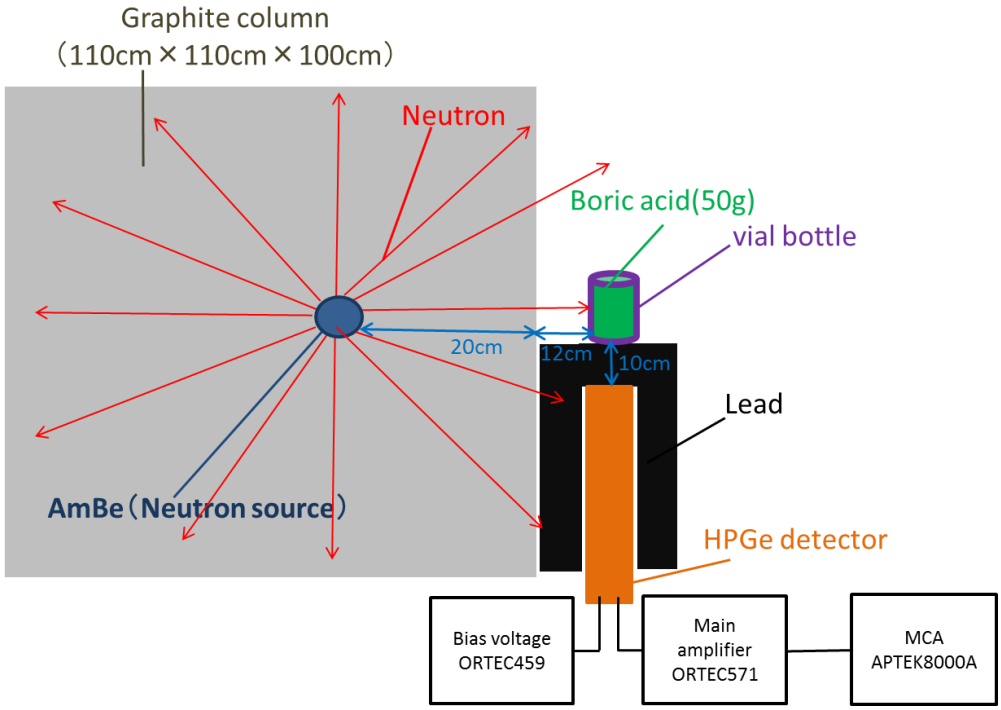



図 2-20　HPGe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験体系(既に述べたように、本来は AmBe からγ線も放出されるが、分かりづらくなるため省略している。)

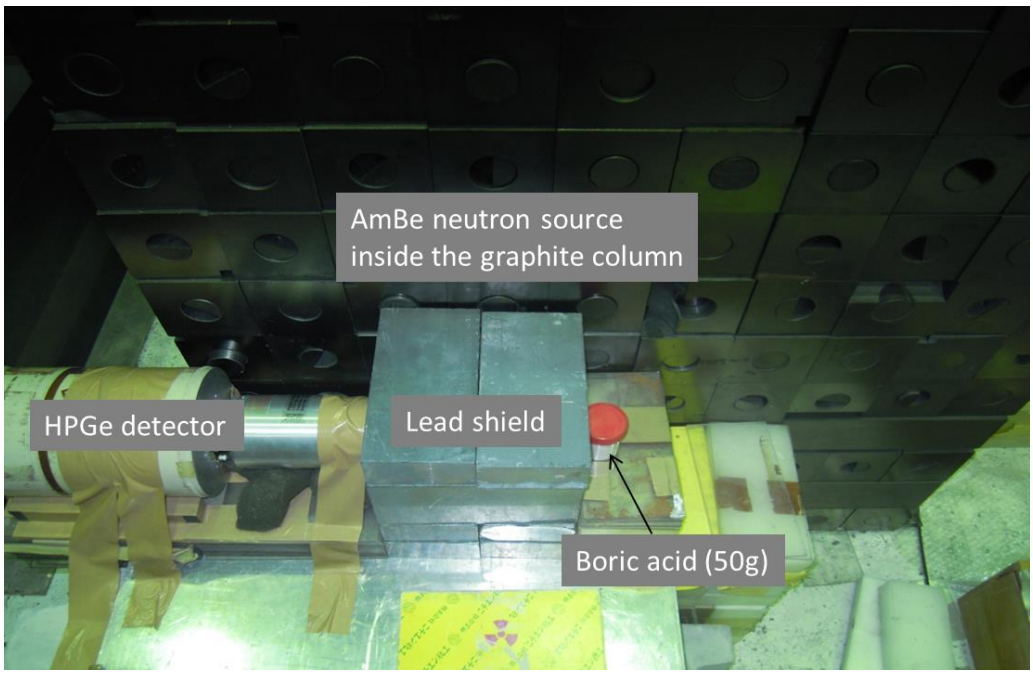



図 2-21　HPGe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験体系(写真)

### 2.4.2　HPGe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験の結果

図 2-22 にバックグランドと図 2-23 に AmBe の PHS を示す。図 2-23 より AmBe から放出される中性子が周辺にある物質に当たり、(n,γ)反応を起こし、それが原因で全体のカウント数が増えていることがわかる。図 2-24 に AmBe の前にホウ酸(50g)を置いた時(図 2-20 および 2-21)の PHS を、図 2-25 に 478keV 付近を拡大した PHS をそれぞれ示す。図 2-24 と図 2-25 より、478keVγ 線はドップラー拡がりによる、ピークの拡がりが顕著に確認できる。この時の 478keVγ 線の FWHM は、18.5keV であった。511keVγ 線の PHS は、FWHM で 3.8keV あった。511keVγ 線の FWHM が、ドップラー拡がりを含まれていない 478keVγ 線とすると、ドップラー拡がりは、18.5－3.8＝14.7keV の影響を与えていることがわかる。

2.3.5 項で求めた標準 γ 線源による 478keVγ 線の FWHM は 17.2keV、511keVγ 線の FWHM は 17.2keV であり、これにドップラー拡がりの影響を含む。図 2-24 のように分離できればよい。④の条件は、$(17.2\text{keV}+18.5\text{keV}/2+17.2\text{keV})\ /2 = 21.8\text{keV}$ ＜33keV となることが得られ、ドップラー拡がりを含んでも概ね達成することを確認した。

ちなみに、ドップラー拡がりを 2 で割っているのは、478keVγ 線の PHS の右端のみが、511keVγ 線の分離測定と関係があるためである

また、478keV と 511keV の間にあるピークは、$^{70}$Ge(n,γ)$^{71}$Ge 反応による γ 線(500keV)と思われる。

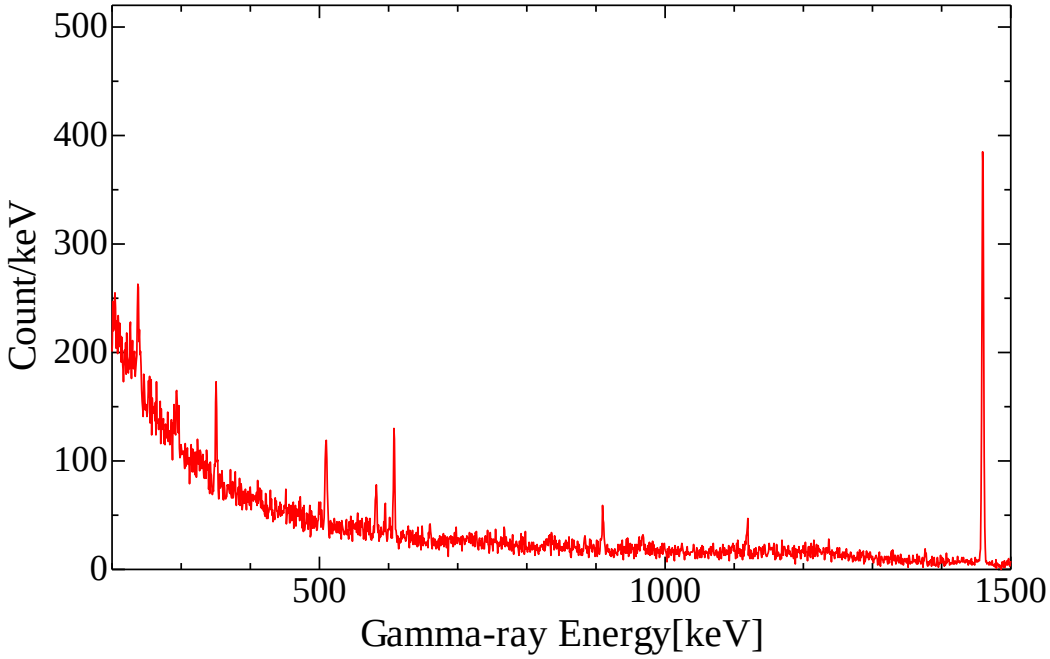



図 2-22　HPGe 検出器で測定したバックグラウンド PHS

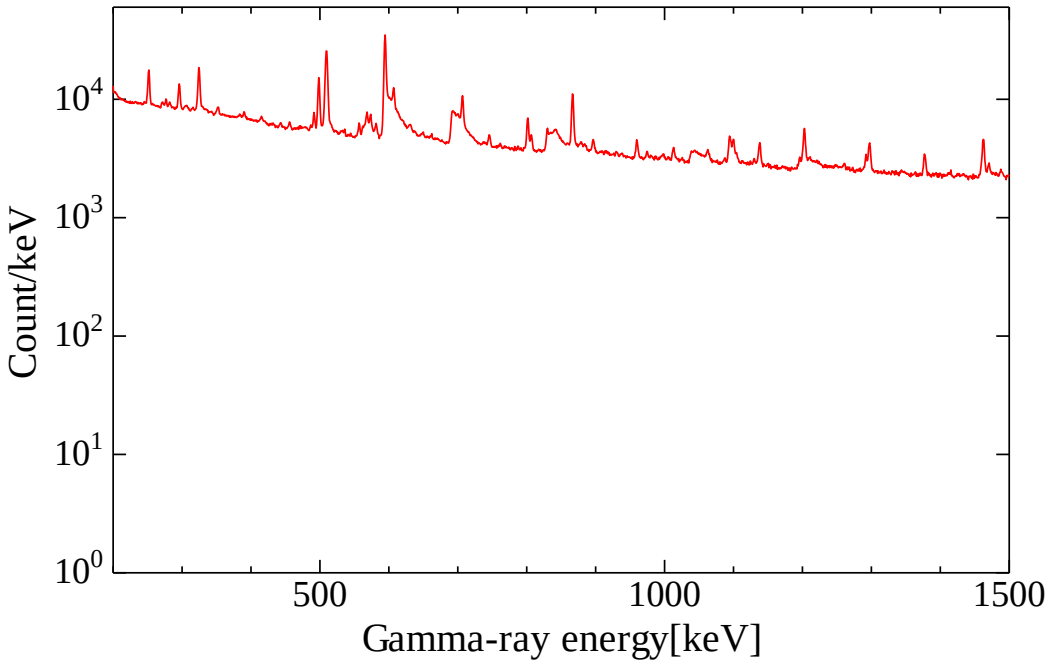



図 2-23　AmBe を設置した場合の HPGe 検出器で測定した PHS

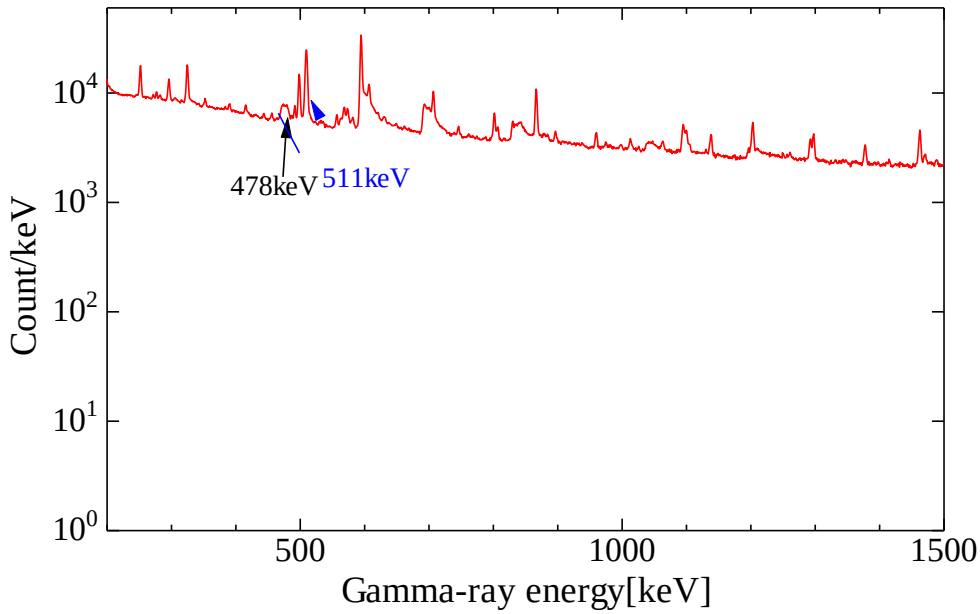
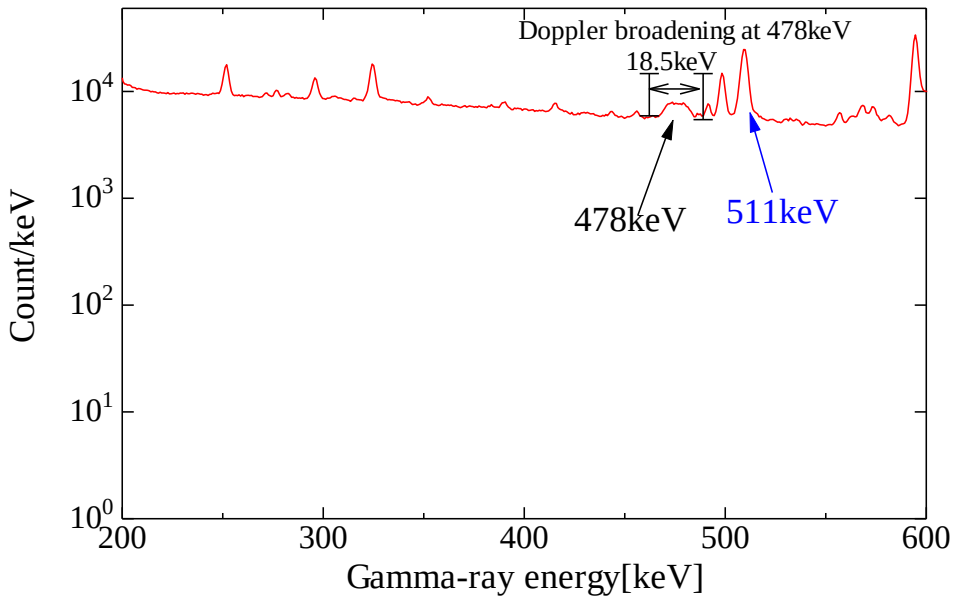



図 2-24　AmBe 及びホウ酸を設置した場合の
HPGe 検出器で測定した PHS
($^{10}$B（n,α）$^{7}$Li 反応から放出される 478keV と 511keVγ 線が見られる。)




(478keV 付近拡大図)
図 2-25　AmBe 及びホウ酸を設置した場合の
HPGe 検出器で測定した PHS

### 2.4.3 CdTe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験の方法

次に、CdTe 検出器を用いて 478keV と 511keVγ 線の分離測定を確認する実験を実施した。[19]まず、最初に HPGe 検出器による前節の実験と同様の体系で 478keVγ 線と 511keVγ 線を測定しようと試みた。その結果、CdTe 検出器の結晶が Ge 検出器に比べて小さい[40]ため、検出効率が悪く、478keV と 511keVγ 線のピークを確認することができなかった。

理由は、AmBe から放出される中性子の強度( $2.4\times10^{6}$n/s) [21]が、そのままホウ酸に入射するのではなく、等方的に飛程するためで、最終的に黒鉛カラムやその他の物質に減速・吸収される。その結果、ホウ酸に届く中性子の強度は $2.4\times10^{6}$n/s よりも、かなり弱まったと考えられる。

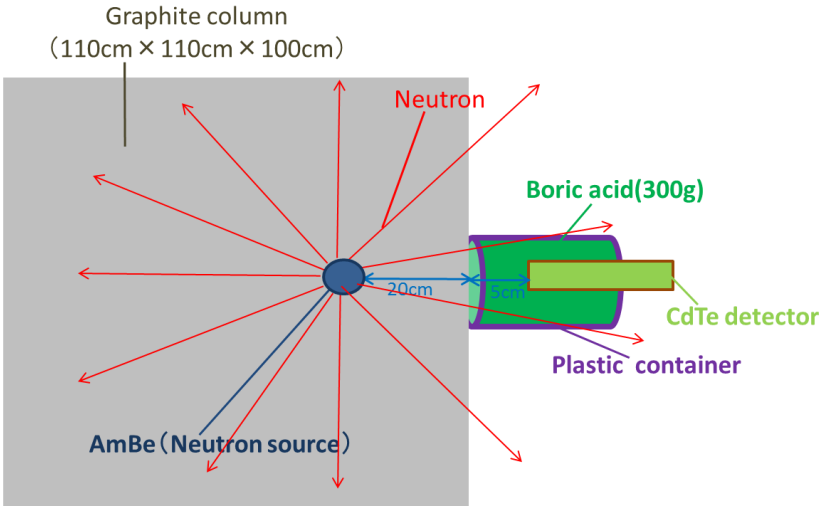
ちなみに、BNCT での治療は、患者さんに $1\times10^{9}$n/s 程度の熱外中性子を照射する。中性子の強度が高いため、多数の核反応が起こり、その結果二次的に放出される高エネルギーγ 線の数も多く、電子対生成の事象が多数起こると考えられる。すなわち、511keVγ 線は多く発生する。

そこで、著者らは、ホウ酸の量を 50 g から 300 g まで増やし、検出器をホウ酸の容器に入れ、また、黒鉛カラムとホウ酸の容器の間の距離をできるだけ縮めて、(n,γ)反応数を増やすように試みた。【(図 2-26a)】

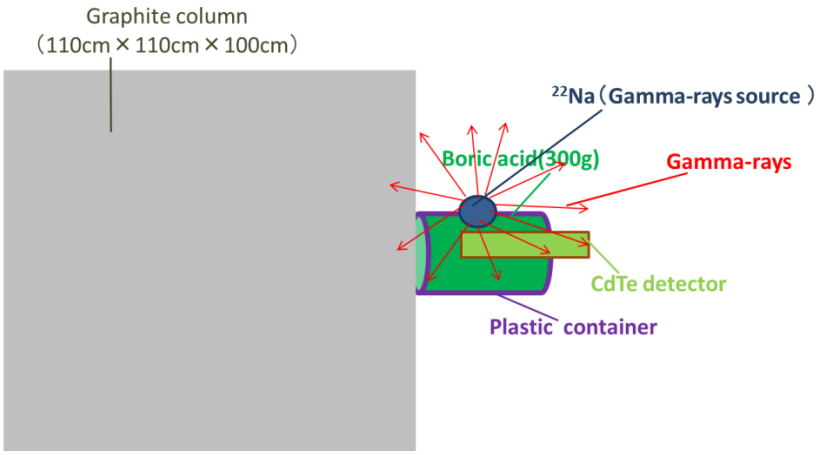
また、次に 478keV 近傍に存在する 511keVγ 線を $^{22}$Na 線源で模擬し、CdTe 検出器のすぐ傍にその線源を設置した。【(図 2-26(b)】

---

[40] 本実験で使用した HPGe 結晶は、直径 57.0mm×長さ 69.7mm の円筒形であるので、CdTe 結晶(1×1.5×30mm)よりかなり大きい。




(a)478keVγ 線測定の実験体系

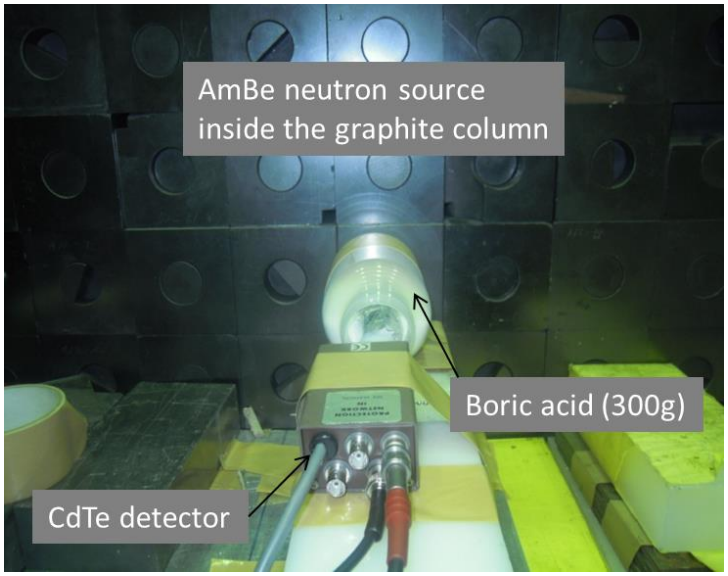



(b)511keVγ 線測定の実験体系

図 2-26　CdTe 検出器を用いた 478keV と 511keVγ 線測定の実験体系

なお、測定実験における CdTe 検出器以降の接続は、図 2-12 の固有効率の測定体系と同様である。バイアス電圧は 1000V、主増幅器の Shaping-time は 1.75μsec にした。また、測定時間は、1000sec とした。これは、著者の経験上、1000sec 以上からポーラリゼーションの影響が現れてくることを確認していたためである。標準 γ 線源は、大阪大学ラジオアイソトープ吹田 RI センターから $^{22}$Na(線源強度 342kBq)を借用し、本実験に使用した。最初は、固有効率と FWHM の測定時に使用していた $^{22}$Na 線源を使用していたが、製造時期から約 20 年経過していたため放射線強度が弱く、測定ができなかったためである。下図に、実験時の写真を示す。

(a)CdTe 検出器




（ｂ）実験体系

図 2-27　CdTe 検出器を用いた 478keV と 511keVγ 線測定実験の体系(写真)

### 2.4.4　CdTe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の分離測定実験の結果

478keVγ 線と 511keVγ 線の PHS を図 2-28 と図 2-29 に示す。[19]　ポーラリゼーションの影響を防ぐために測定時間が短くした結果、カウント数が少なく、PHS にばらつきがある。そのため、両スペクトルとも FWHM の求め方は、2.3.5 で説明した手動による方法とした。この結果、478keVγ 線の FWHM は 18.4keV であり、誤差が±10.25keV が得られた。なお、560keV 前後でもエネルギーの山が出来ているが、これは CdTe 半導体の $^{113}$Cd の(n,γ)反応による捕獲γ線である。

一方、511keVγ 線の PHS の FWHM は、16.0keV で誤差は±5.1keV であった。この結果から、④の条件は、最大誤差も考慮して計算すると、$(18.4\text{keV} + 10.25\text{keV} + 16.0\text{keV} + 5.1\text{keV})/2 = 24.9\text{keV}$となる。しかし、これでは、実際の治療現場で得られる 478keV と 511keV のγ線強度比ではないため、次項に示す合成処理を行った。

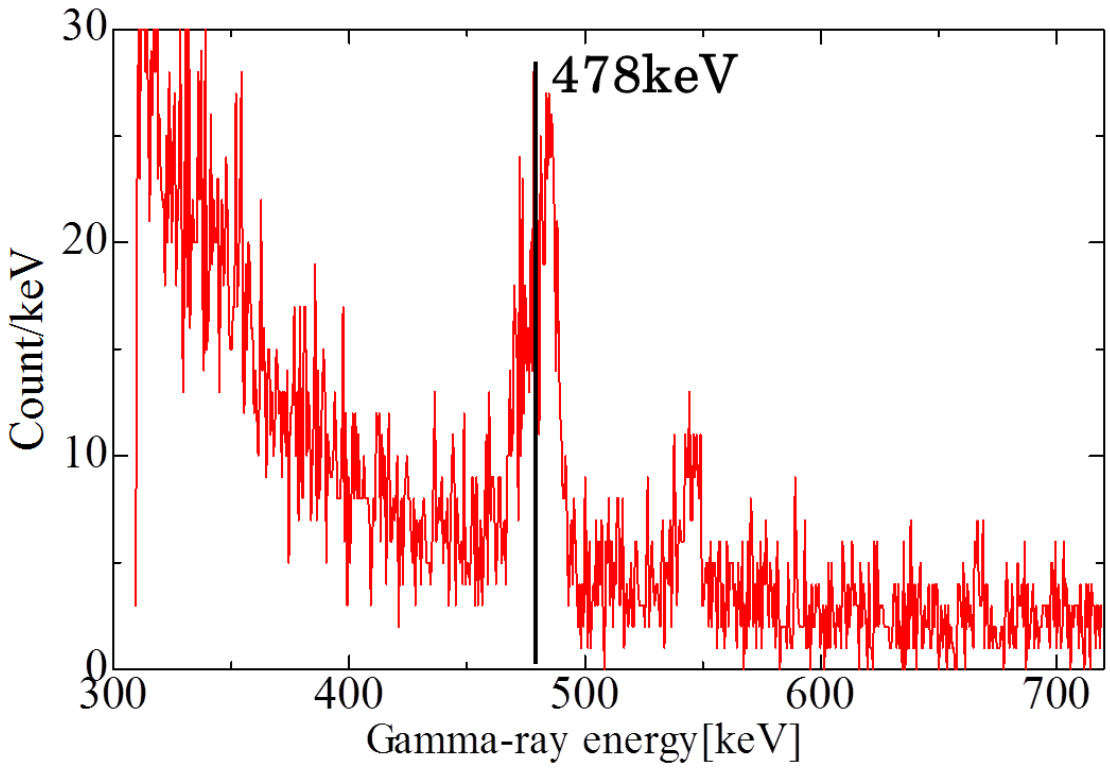



図 2-28　CdTe 検出器を用いて測定した 478keVγ 線の PHS

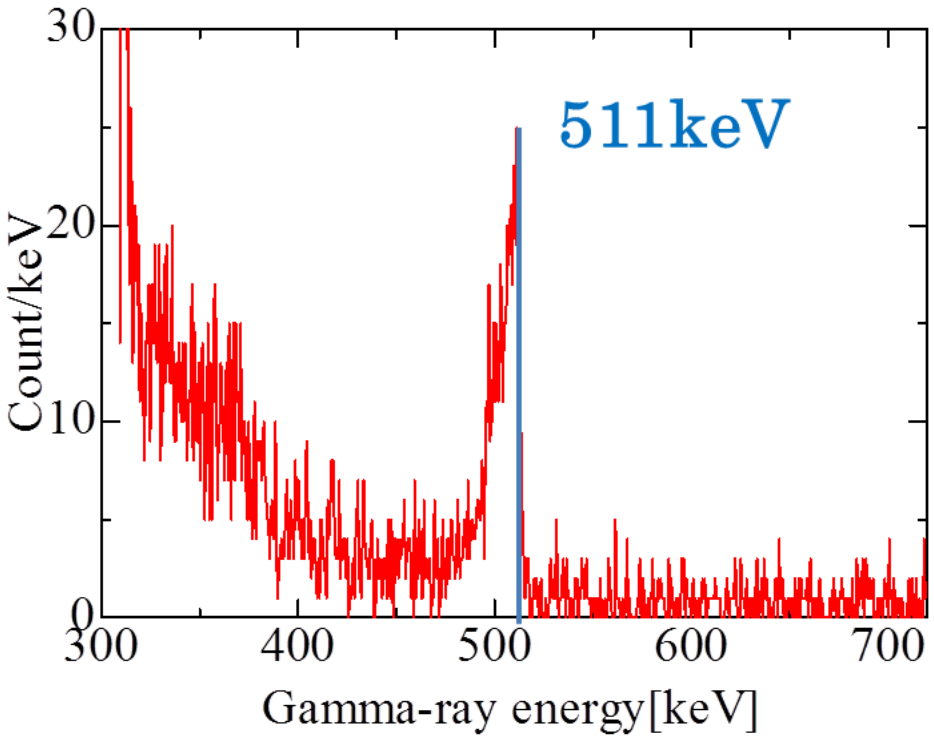



図 2-29　CdTe 検出器を用いて測定した
511keVγ 線の PHS

### 2.4.5　CdTe 検出器による 478keV と 511keVγ 線の合成処理

478keV と 511keVγ 線の合成は、実際の治療現場で得られた両 γ 線の強度比データ[22]を用いて作成し、BNCT の現場で得られるだろう γ 線の PHS を評価した。

まず始めに、Ref.[22]の TABLE IV より、HPGe で測定した 478keV と 511keVγ 線の強度比 Ir(HPGe)を$\mathrm{Ir(HPGe)}=\frac{4}{2.94}=1.37$で求めた。今回は、CdTe 検出器で比較するため、この強度比をそのまま用いることはできない。そこで次に、CdTe 検出器と HPGe 検出器のエネルギー依存検出効率を調べた。478keV と 511keV の真の強度をそれぞれ、$I_{478keV}$及び $I_{511keV}$とし、CdTe 検出器のそれぞれのエネルギーに対する検出効率を$D_{C478keV}$及び $D_{C511keV}$とすると、CdTe 検出器による強度比Ir(CdTe)は(2.23)式で表される。

$$\mathrm{Ir(CdTe)}=\frac{I_{478keV}\times D_{C478keV}}{I_{511keV}\times D_{C511keV}} \tag{2.23}$$

また、Ir(HPGe)も同様の形で表すと、次式のようになる。

$$\mathrm{Ir(HpGe)} = 1.37 = \frac{\mathrm{I_{478keV}} \times \mathrm{D_{G478keV}}}{\mathrm{I_{511keV}} \times \mathrm{D_{G511keV}}} \tag{2.24}$$

よって、Ir(CdTe)は、(2.23)と(2.24)式より

$$\mathrm{Ir(CdTe)} = \mathrm{Ir(HpGe)} \times \frac{\mathrm{D_{C478keV}} \times \mathrm{D_{G511keV}}}{\mathrm{D_{C511keV}} \times \mathrm{D_{G478keV}}} \tag{2.25}$$

と表され $\mathrm{I_{478keV}}$ と $\mathrm{I_{511keV}}$ の具体的な数値が不要となる。CdTe 検出器の 478keV と 511keV の検出効率の比$D_{c511keV}/D_{c478keV}$ はは、図 2.18 より、0.182(内挿値)/0.161(測定値)＝1.14 を求められる。また、HPGe 検出器の検出器効率は、Ref.[22]の TEBLEⅢに 478keV と 2.22MeVγ 線の絶対効率が記載してあるため、それらの値から、下記の図 2-30 に示す、絶対効率の効率曲線を作成した。

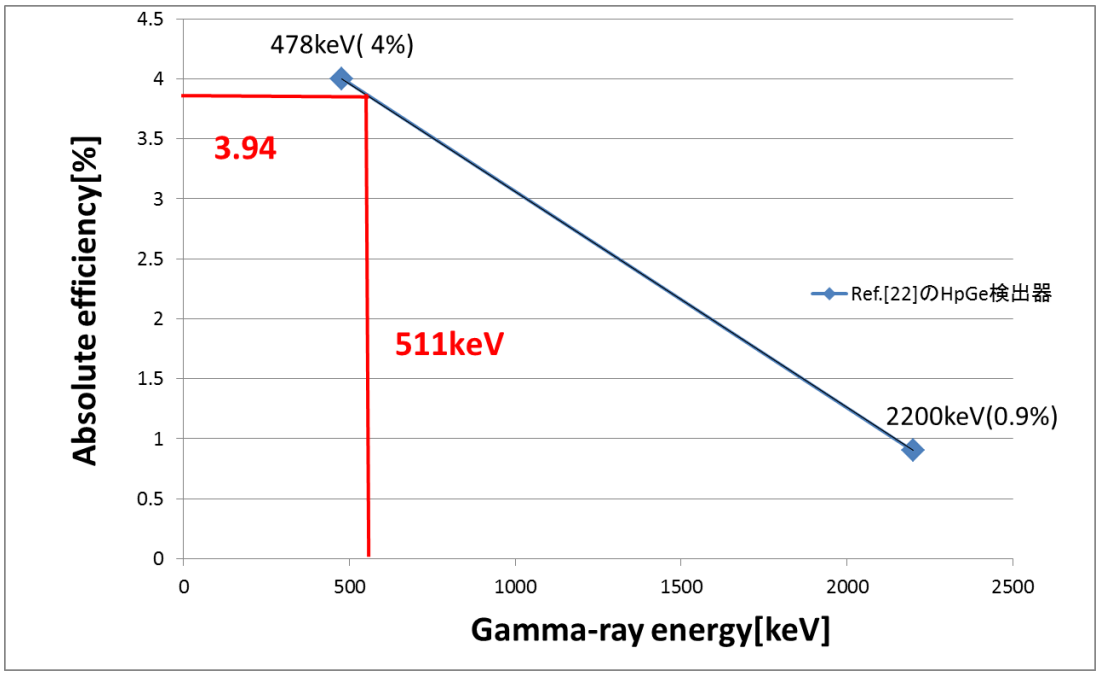



図 2-30　Ref.[22]HPGe 検出器の絶対効率曲線[41]

この結果より、HPGe 検出器の 478keV と 511keVγ 線の検出効率の比$D_{G511keV}/D_{G478keV}$ は、

[41] 本研究室が所有する HPGe 検出器(GEM-35210)により、絶対効率曲線が図 2-30 のような直線になることを確認済であるため、内挿して 511keVγ 線の絶対効率を求めている。

3.94/4＝0.99 と求められる。よって、(2.25)式より、$Ir(CdTe) = 1.37 \times 1.14 \times 0.99 = 1.55$ となり、CdTe の強度比が得ることができた。この比を、図 2-28 の PHS に掛け、図 2-29 と足し合わせたのが、図 2-31 の PHS である。[19]この結果より、478keV と 511keVγ 線の FWHM は、15.91±12.09keV と 12.38±13.85keV であった。

これらの結果より誤差も含めると、④の条件は、(15.91+12.09+12.38+13.85)/2=27.1keV＜33keV が得られた。すなわち、実際の治療現場においての 478keV と 511keVγ 線の分離測定は、CdTe 検出器を用いれば可能であることが証明できた。

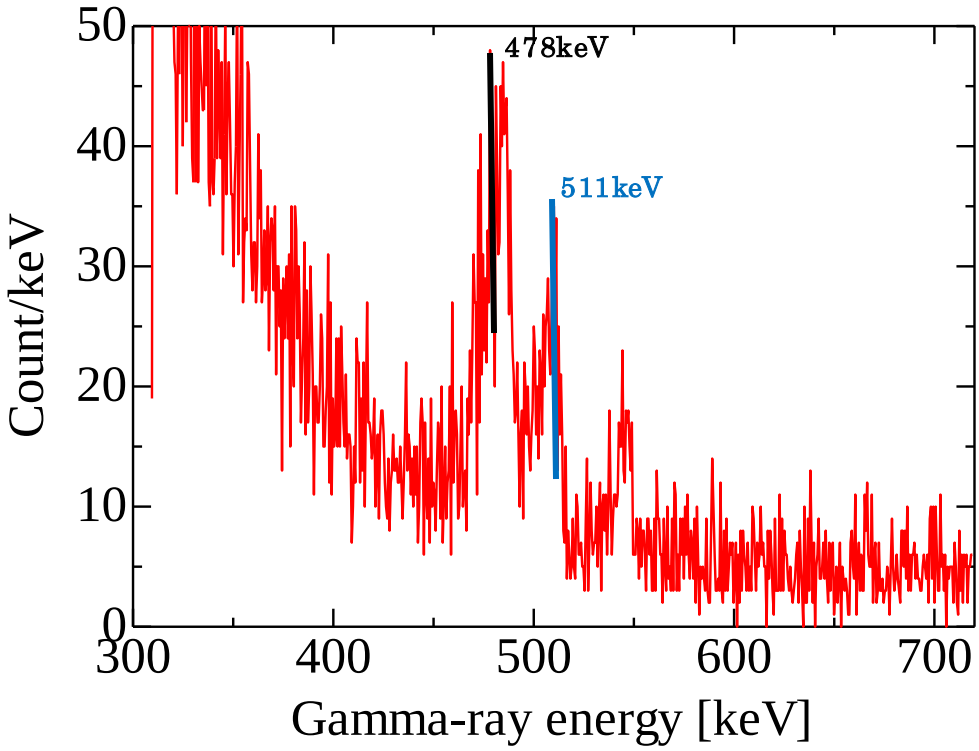



図 2-31　CdTe 検出器を用いた 478keV と 511keVγ 線の測定結果

## 2.5 考察及びまとめ

本章では、CdTe(1 素子)を用いた検出器の特性評価について詳述した。実際に CdTe(1 素子)の検出器を製作し、検出器の性能指標である固有効率とエネルギー分解能を測定した。

固有効率は、標準γ線源を用いて実験を行った。図 2-18 に示す通り、計算と実験は良く一致することを確かめた。このことから、更に大きな CdTe 結晶を用いた場合（実用レベルでは、製作可能な最大の結晶(2×2.5×40mm)を用いる予定)でも、設計条件を満たす検出器を高い予測精度で製作可能であると判断した。この結果から、次章に示す、コリメータ設計計算の前提条件になるとともに、コリメータ設計の妥当性を示している。

エネルギー分解能は、まず始めに標準γ線源を用いた測定結果から、図 2-19 を作成し、そこから内挿により、478keVγ 線に対するエネルギー分解能（FWHM）を 17.2keV と評価した。$^{22}$Na の FWHM の測定結果(511keVγ 線)が 17.2keV であるため、1 章で述べたエネルギー分解能（FWHM）についての必要条件④の 33keV（＝511keV－478keV）以下であることを確認した。また、実際に $^{10}$B（n,α）$^{7}$Li 反応を起こさせ作製した 478keV のγ線源を HPGe 検出器によって測定した結果から、図 2-25 に示す通り、478keV のγ線はドップラー効果による拡がりを持つピークになっていることを確認した。そして、CdTe 検出器を用いて $^{10}$B（n,α）$^{7}$Li 反応による 478keV のγ線源 478keV と $^{22}$Na の 511keVγ 線をそれぞれ別々に測定した。また、実際の BNCT 治療現場での論文 Ref.[22]のデータを参照し、478keV と 511keV の強度比を計算した。その強度比を図 2-28 に示す 478keV の PHS に掛け、図 2-29 の 511keVγ 線の PHS に足し合わせて、図 2-31 を作成した。その結果より、CdTe 検出器を用いれば、実際の BNCT 治療現場で使用しても、478keVγ 線と 511keVγ 線の分離測定は可能であることを確認した。

ここまで、測定した PHS から手動で計算し、FWHM を求めてきた。その結果によりエネルギー分解能条件を満たすことは確認できたが、図 2-31 の 478keV と 511keV の PHS からは、若干の不確かさが残る。

そこで、図 2-31 の結果を、(2.15)式で示す、ガウス分布でフィッティングを行った。図 2-32 がフィッティングをした図である。この図より、(2.16)式で FWHM を評価した。その結果、(28.4＋24.7)/2=26.6keV となり、図 2-31 から手動で求めた計算(27.1keV)とほぼ等しくなり、分離測定できていることを最終的に再確認できた。

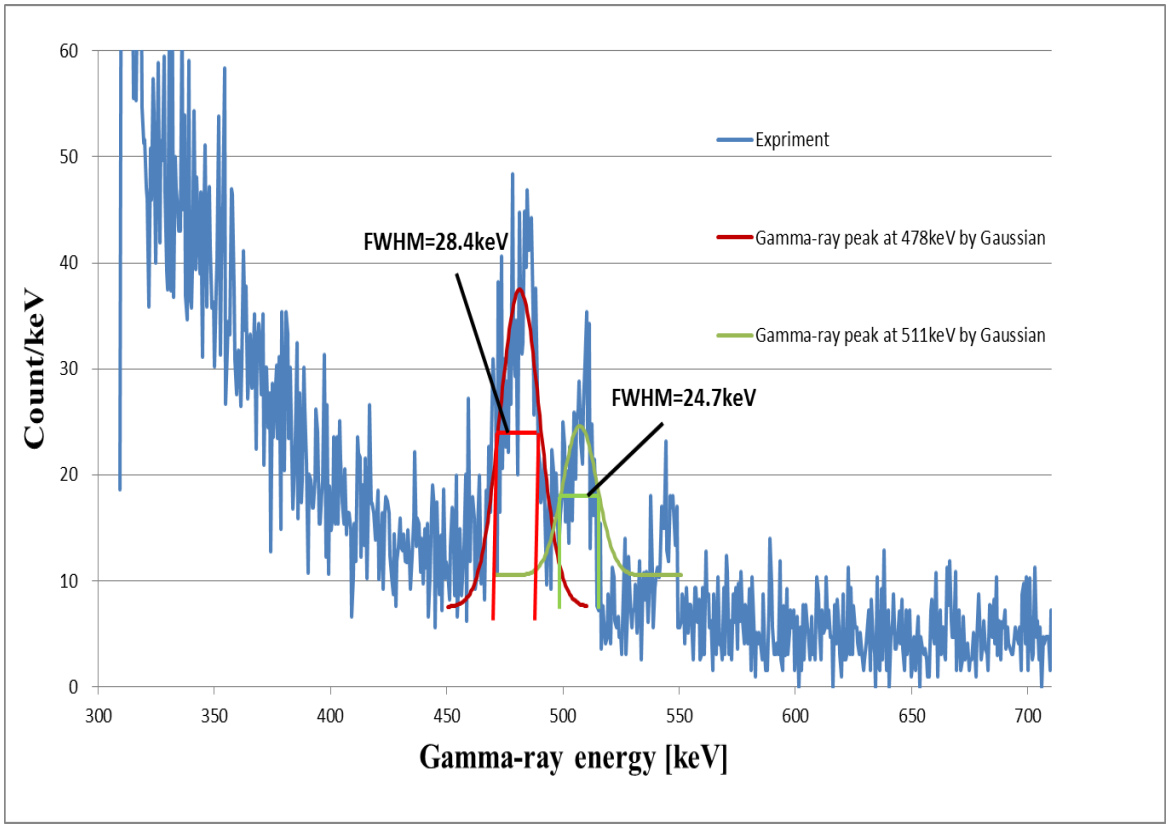



図 2-32　ガウス分布のフィッティングによる
478keV と 511keVγ 線の FWHM

## 参考文献


[1] 向泰輝,”テルル化カドミウム(CdTe)検出器を用いた BNCT 用 SPECT 装置の開発研究”, 大阪大学大学院工学研究科 修士論文(2010)

[2] I. Murata , T.Mukai , S.Nakamura , H.Miyamaru , I.Kato,” Development of a thick CdTe detector for BNCT–SPECT”, Appl.Radoat.Isotopes 69(12),1706-1709(2011).

[3] 森口哲郎,”波形解析による大容量 CdTe 結晶を用いたγ線検出器の開発”, 立教大学理学部物理学科 卒業論文(2006)

[4] W.Shockley,“Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge”,Journal of Applied Physics 9 (10),635 (1938).

[5] S.Ramo, ”Currents Induced by Electron Motion ”, Proceedings of the IRE27 (9),584-585 (1939).

[6] 株式会社アクロラド ホームページ,http://www.acrorad.co.jp/cdte.html

[7] 渡辺伸,”テルル化カドミウム(CdTe)半導体を用いた硬 X 線・ガンマ線撮像用ピクセル検出器の開発”,東京大学大学院理学系研究科 修士論文(2001)

[8] XCOM:Photon Cross Section Database, http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html

[9] G.F.Knoll(神野郁夫、木村逸郎、阪井英次共訳),”放射線計測ハンドブック(第 4 版)”,日刊工業新聞社(2013)

[10] 古河電子株式会社　ホームページ, http://www.furukawa-denshi.co.jp/cgi-bin/pdfdata/20140428162950.pdf

[11] Minsky D.M. , A.A. Valda, , A.J. Kreiner, S. Green, C. Wojnecki, Z.Ghani ,“Experimental feasibility studies on a SPECT tomograph for BNCTdosimetry”, Appl Radiat Isot. 67(7-8), S179-82(2000).

[12] 皿上 順英,真鍋 正伸,佐藤 文信,村田 勲,“GAGG シンチレータを用いた BNCT-SPECT の可能性検討”,第 12 回日本中性子捕捉療法学会(口頭発表),2015 年 9 月 4 日,神戸学院大学ポートピアキャンパス(2015)

[13] Karl Hecht,“Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen“,Z.Phisik77(3),235-245(1932).

[14] 大野良一,”CdTe 系放射線検出器の開発動向”, 放射線 30(1),23-32(2004)

[15] H.L. Malm and M. Martini,”Polarization Phenomena in CdTe Nuclear Radiation Detectors”, IEEE Trans. Nucl. Sci.21, 322–330(1974).

[16] ニコラス ツルファニディス（阪井英次訳）,”放射線計測の理論と演習下巻・応用編(第 2 版)”,現代工学社(2000)

[17] M.Manabe, S.Nakamura, I.Murata, “Present Status of BNCT-SPECT Development with CdTe Detector”, Nov.14-15, Fukui, Japan, JAEA-Conf 2014-002,198-203(2015).

[18] I.Murata,S.Nakamura,M.Manabe,H.Miyamaru,I.Kato,“Characterization measurement of a thick CdTe detector for BNCT-SPECT – Detection efficiency and energy resolution”,Appl.Radiat.Isotopes 69,1706-1709 (2011).

[19] M.Manabe,S.Nakamura,F.Sato,I.Murata,”Separate measurement of 478keV and annihilation gamma-rays by CdTe detector for BNCT-SPECT”,housyasen in press.

[20] 中村宗一朗, ”BNCT 用 SPECT 装置のための CdTe 検出器の開発”,大阪大学大学院工学研究科 修士論文(2012)

[21] I.Murata, I.Tsuda, R.Nakamura, S.Nakayama, M.Matsumoto and H. Miyamaru,” Neutron and gamma-ray source-term characterization of AmBe sources in Osaka University”, Progress in Nucl. Sci.Technol. 4, 345-348 (2014).

[22] T. Kobayashi, Y. Sakurai,M.Ishikawa, “A noninvasive dose estimation system for clinical BNCT based on PG-SPECT－Conceptual study and fundamental experiments using HPGe and CdTe semiconductor detectors ” Med. Phys., 27(9), 2124-2132 (2000).

# 第 3 章　BNCT-SPECT 用アレイ型 CdTe 検出器のコリメータ最適設計

## 3.1　はじめに

この章では、前章の CdTe(1 素子)の性能評価を基に、BNCT-SPECT の必要条件を満たすアレイ型 CdTe 検出器前面に配置するコリメータの設計計算を実施した。BNCT では、$1\times10^9$ n/sec/cm$^2$ の強力な中性子ビームを使用するため、478keV の高精度計測を実現するには、バックグラウンド放射線をコリメータで遮へいする必要がある。

本章では、BNCT-SPECT に必要となるコリメータを MCNP5(3 次元モンテカルロ計算コード)により設計した。MCNP5 の計算条件は、頭部ファントム(直径 20cm)内にあるがん細胞(直径 3cm 、$^{10}$B 濃度 20ppm)へ熱外中性子(エネルギー10keV、強度 $10^9$n/sec/cm$^2$)が入射するとした。計算は、F4、F5、F8 タリーと分散低減法(強制衝突、ソース・バイアス、セル・インポータンス)を使用した。MCNP5 については、3.3 節で詳細に説明する。

CdTe 検出器を BNCT の現場に設置した状態で計測される PHS を MCNP5 により評価し、十分大きな S/N 比(>1)が得られること、および、478keVγ 線のカウント数が 60 分間で 1000 カウントを超えられるかどうかを確認した。

計算の結果、アレイ型 CdTe 検出器に据え付けるコリメータの最適設計を終えた。しかし、後で詳細を説明する通り、$^1$H(n,γ)$^2$H 反応により発生する 2.22MeV のコンプトン散乱の影響により、S/N 比< 1 になってしまうことが判明した。そこで、非同時計数[42]という測定手法を使い、S/N 比が改善できることを MCNP5 で確認した。計算は、F1、F8 タリーを使用した。

これらの内容について、詳細に説明する。

---

[42] 非同時計数(Anti-coincidence)とは、同じタイミングで計測した複数の γ 線や荷電粒子の情報を消去する測定方法のことである。バックグランドが多い時の放射線計測に用いられる。詳しくは、3.7.2 項で説明する。

## 3.2　計算モデルの作成

### 3.2.1　CdTe( 1 素子)の大きさとコリメータ長

中村[1]は、CdTe(1 素子)とコリメータ穴を 1 個に設定した時の BNCT-SPECT 用コリメータ設計を実施した。その結果から CdTe(1 素子)の大きさとコリメータの素材及び長さの最適な組合せを導き出した。CdTe(1 素子)の大きさは、1.5×2×30mm 以上であること、また、主なコリメータ素材は、タングステンで出来ていること及び長さは 16cm 前後であるという結果であった。この計算モデルを図 3-1 に示す。

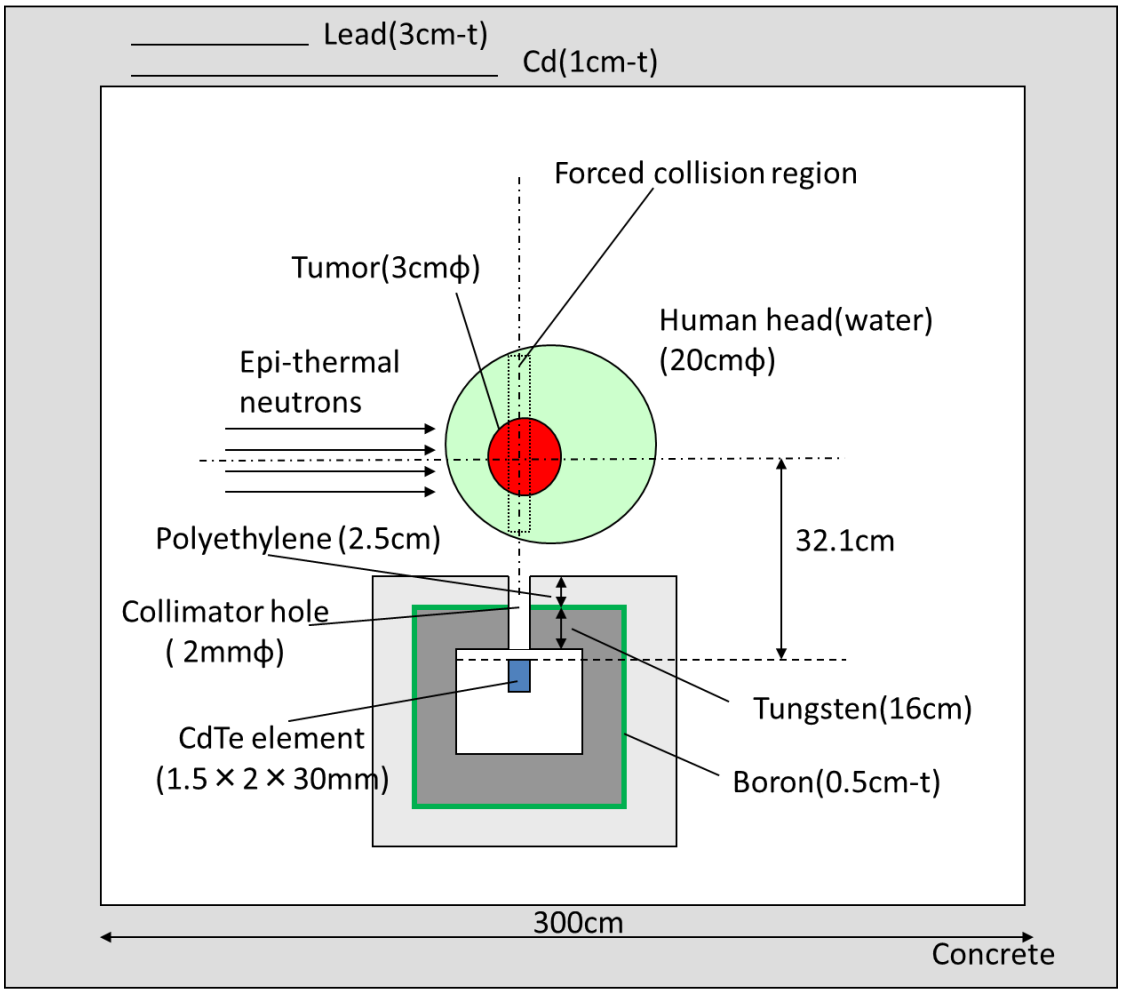



図 3-1　BNCT-SPECT 用コリメータの計算モデル(コリメータ穴 1 個)

ただし、この計算モデルでは、治療効果を表わす $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ 反応による 478keV 線の放出は近似的にラインソースとして計算している。ラインソースとは、拡がりをもたない直線

的なビームとして放出するソースのことである。このソースを用いて、478keVγ 線がコリメータ穴を通過して、CdTe(1 素子)に入射するよう設定していた。この時の BNCT-SPECT の必要条件は、ラインソースを使用しているため、今回の条件に比べて厳しく設計条件を設定しており、478keVγ 線計測カウントが 30 分間(今回は 60 分)で 1000 カウント以上及び S/N 比>1 としていた。また、がん細胞内のホウ素濃度も厳しく見て設定しており、10ppm(今回は 20ppm)と実際の治療で用いられる濃度よりも少なくしていた。[2]

中村の計算モデルは、照射室の壁、人間の頭を模擬したファントム[43]、そして BNCT-SPECT の要素検出素子である CdTe(1 素子)とコリメータで構成されている。計算モデル内の CdTe(1 素子)とコリメータ以外の寸法については、実際の治療現場を考慮しながら決定した。照射室の壁は、一般的なコンクリートで、その中にバックグラウンド低減のため、3cm の厚さの鉛と 1cm の厚さのカドミウムが埋め込まれている。頭部ファントムは、正常組織の部分を水（直径 20cm）として、がん細胞をホウ酸水（直径 3cm、$^{10}$B 濃度 10ppm）としている。

一方、今回の計算モデルでは、前回よりもできるだけ実際の治療現場に近づけるために、478keVγ 線の放出に用いるソースは、ラインソースからγ線の放出分布に拡がりを持つソースへ変更した。このため、先ほど説明したコリメータの素材と長さの最適な組合せが違ってくる。

まず、478keVγ 線の放出分布に拡がりを持つソースの場合、前回の必要条件である 30 分間 1000 カウント以上を達成する(最初は前回の必要条件で達成することを目標にした)ためには、タングステンの厚さと CdTe(1 素子)からがん細胞中心間の距離をどのくらい短くすればよいのか、MCNP5 を用いて計算を実施した。その計算結果のモデルが図 3-2 である。図 3-2 に示すように、コリメータ穴の数と CdTe 素子数をそれぞれ 2 個とした。この計算モデルの結果が良ければ、穴の数と素子数を増やしていき、最終的にアレイ型 CdTe 検出器用のコリメータ設計をする予定であった。【実際は 3.2.3 項で説明する CdTe(1 素子)のみ用いてのコリメータ設計に変更した。】

また、CdTe(1 素子)はこの時点で最終的に用いる予定だった大きさ(2×2.5×35mm)で計算した。

[43] ファントムとは、模型のことである。

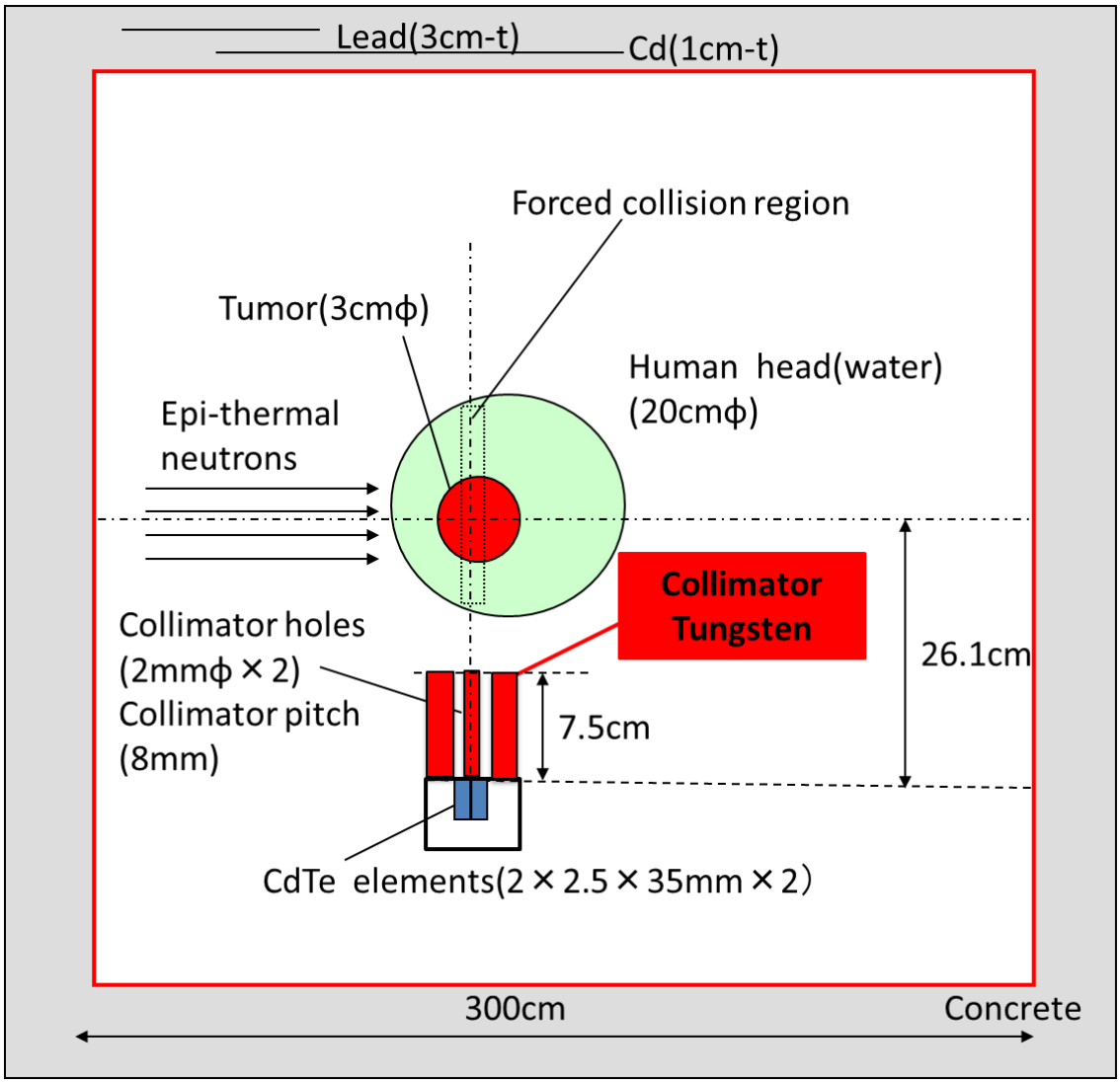



図 3-2　CdTe(2 素子)からがん細胞中心までの距離を決定した計算モデル[44]

図 3-1 と図 3-2 を比べてわかるように、本来タングステンの厚さは、16cm 前後必要なのにもかかわらず、約半分の 7.5cm の厚さでないと成立しないことが分かった。また、CdTe(2 素子)とがん細胞中心の距離は 8cm(32.1－26.1)縮めねばならなかった。これらの結果から、前回の厳しく設定した必要条件を見直し、今回の必要条件(カウント数が 60 分間で 1000 カウント以上、S/N 比>1)とした。また、がん細胞に含まれるホウ素濃度も 10ppm から実際の治療現場で用いられている濃度である 20ppm にした。

[44] Collimator pitch とは、コリメータ 2 穴間(コリメータ穴中心からコリメータ穴中心間)の距離のこと。

次に、今回の必要条件である、60 分間で 1000 カウントを超えることが可能な CdTe(1 素子)の大きさとタングステンの厚さの組合せの目星を MCNP5 によるシミュレーション計算で求めた。計算結果の一部を表 3-1 に示す。この計算結果より、CdTe(1 素子)が 1.5×2×35mm 以上の大きさでかつタングステンの厚さは、10cm 程度にすることが必要であることを確認した。著者は、カウント数を出来る限り多くしたいため、今回の計算モデルでは、現状、製作可能な最大の CdTe 素子の大きさである 2×2.5×40mm を用いることにした。

表 3-1　CdTe 寸法とコリメータ及びカウント数の関係

| CdTe 寸法 [cm] | | | コリメータ (タングステン) [cm] | | CdTe(1 素子) からがん細胞中心間 [cm] | 60 分間当たりのカウント数 [count/hour] |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 縦 | 横 | 厚さ | 直径 | 厚さ | | |
| 0.10 | 0.20 | 2.0 | 0.2 | 10 | 29 | 566 |
| 0.10 | 0.20 | 3.5 | 0.2 | 10 | 29 | 675 |
| 0.10 | 0.20 | 4.0 | 0.2 | 10 | 29 | 689 |
| 0.15 | 0.20 | 2.0 | 0.2 | 10 | 29 | 856 |
| 0.15 | 0.20 | 3.5 | 0.2 | 10 | 29 | 1054 |
| 0.15 | 0.20 | 4.0 | 0.2 | 10 | 29 | 1078 |
| 0.15 | 0.20 | 2.0 | 0.2 | 15 | 29 | 396 |
| 0.15 | 0.20 | 3.5 | 0.2 | 15 | 29 | 481 |
| 0.15 | 0.20 | 4.0 | 0.2 | 15 | 29 | 498 |
| 0.20 | 0.25 | 2.0 | 0.2 | 10 | 29 | 1249 |
| 0.20 | 0.25 | 3.5 | 0.2 | 10 | 29 | 1573 |
| 0.20 | 0.25 | 4.0 | 0.2 | 10 | 29 | 1620 |
| 0.20 | 0.25 | 2.0 | 0.2 | 15 | 29 | 576 |
| 0.20 | 0.25 | 3.5 | 0.2 | 15 | 29 | 713 |
| 0.20 | 0.25 | 4.0 | 0.2 | 15 | 29 | 741 |

この表 3-1 で最終的に決定したモデルを図 3-3 に示す。これ以降に紹介する計算モデルでは、がん細胞ホウ酸水は、直径 3cm、$^{10}$B 濃度 20ppm としている。

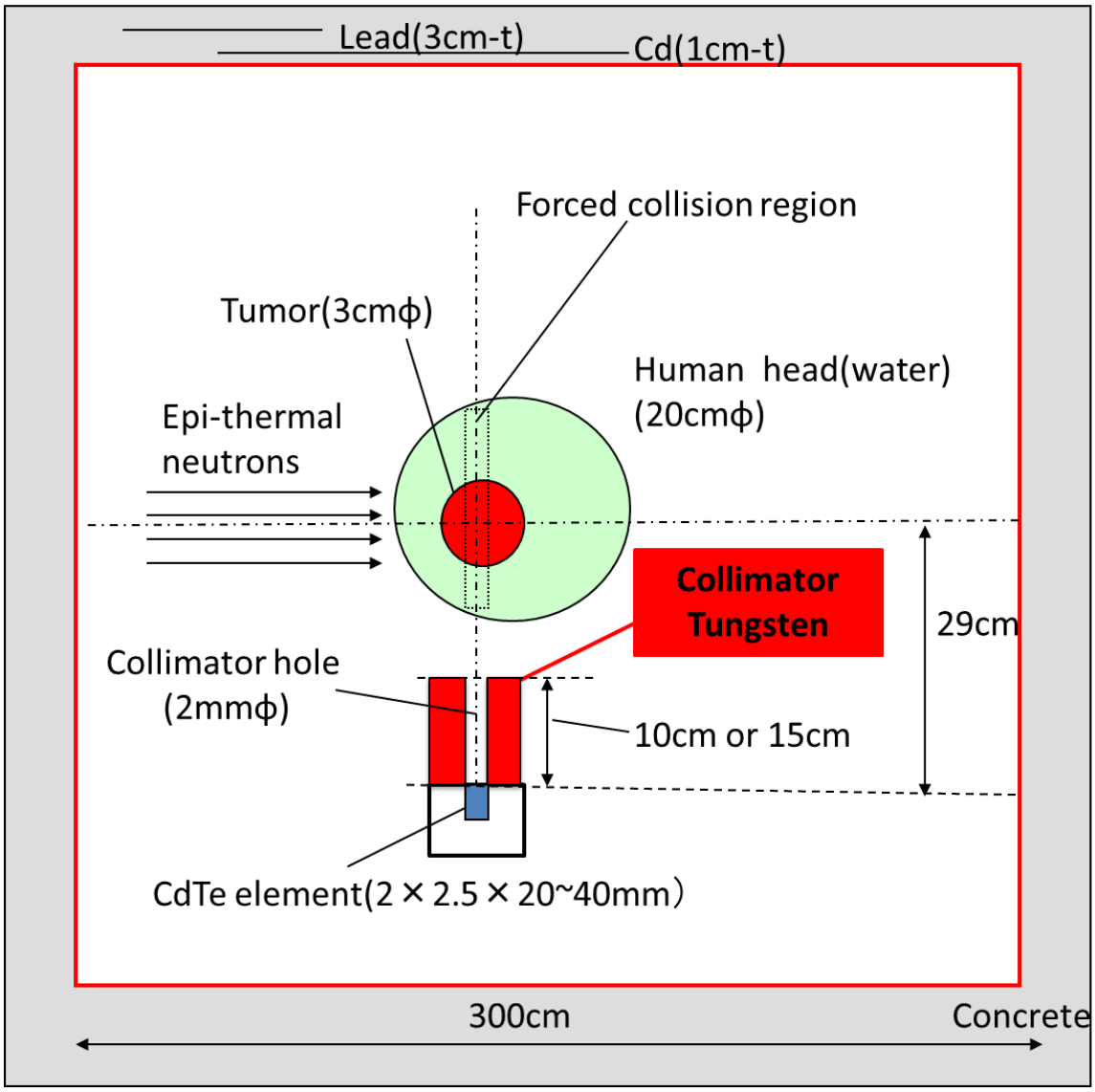



図 3-3　CdTe(1 素子)寸法とコリメータの長さを推測した時点の計算モデル

### 3.2.2　CdTe(2 素子)周りの遮へい

CdTe(2 素子)をバックグラウンド放射線から遮断し、BNCT-SPECT の必要条件である S/N 比＞1 を達成するために、最適な周りの遮へい素材と寸法を MCNP5 で求めた。

まず、S/N 比>1 を満たしている、コリメータ穴 1 個の計算モデル(図 3-1)を用いて、CdTe(2 素子）へ入射する中性子フラックスとγ線フラックスを求めた。表 3-2 に結果を示す。また、この時のγ線フラックスには、$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による 478keV の即発γ線と CdTe(2 素子）内における Cd の捕獲γ線は含まれていない。この表 3-2 の中性子フラックスとγ線フラックスを暫定の目標値と決めた。

表 3-2　S/N 比>1 を満たす時の計算結果
(コリメータ穴が 1 個)

| 中性子フラックス [n/s/cm$^2$] | γ線フラックス [γ/s/cm$^2$] | 素子周り [cm] | 素子前面 [cm] |
|---|---|---|---|
| 1611 | 2089 | W:16<br>B:0.5<br>PE:2.5 | W:16 |

W：タングステン、B:ホウ素、PE：ポリエチレン

次にコリメータ穴の数を 2 個に増やして、遮へい素材と寸法を変えることで、できる限り目標値の中性子フラックスとγ線フラックスに近づけることにした。その計算結果の一部を表 3-3 に示す。

表 3-3　遮へい材および減速材の寸法を変化した時の中性子とγ線のフラックス
(コリメータ穴 2 個)

| 番号 | 中性子フラックス [n/s/cm$^2$] | γ線フラックス [γ/s/cm$^2$] | 素子周り [cm] | 素子前面 [cm] | 備考 |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 5657 | 15946 | W:10.0<br>Cd:1.5<br>PE:4.5 | W:10.0<br>Li:2.0 | |
| 2 | 4092 | 1980 | W:10.0<br>Cd:1.5<br>PE:4.5 | | 前面から中性子及びγ線が入射無しと設定 |
| 3 | 16337 | 17363 | Li:0.5<br>W:10.0<br>B:0.5<br>LiH:4.5 | W:10.0<br>Li:1.5 | |
| 4 | 6157 | 18378 | Li:0.5<br>W:10.0<br>B:0.5<br>$H_2O$:4.5 | W:10.0<br>Li:1.5 | |
| 5 | 1843 | 10100 | Li:4.6<br>W:9.5<br>B:1<br>PE:5.1 | W12.0<br>Li:2.0 | |

W：タングステン、Cd:カドミウム、Li:リチウム
PE：ポリエチレン、B:ホウ素、LiH：水素化リチウム

まず、中性子とγ線はどの方向から入射する事象が多いかを計算した。その結果、中性子は全方向から入射され、γ線は前方からの入射が多いことが判明した。この結果を反映しているのが、1 番と 2 番の計算モデルである。図 3-4 と図 3-5 にそれぞれ示す。

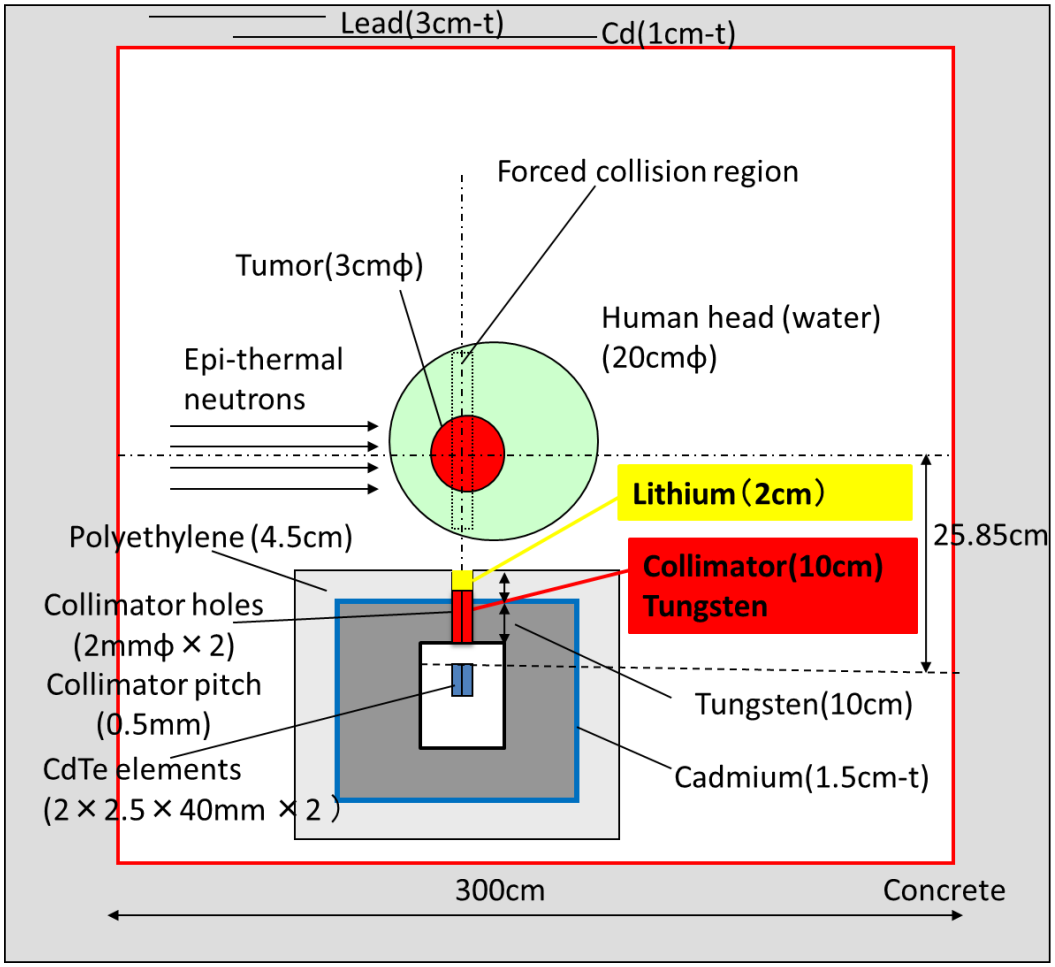



図 3-4　1 番の計算モデル

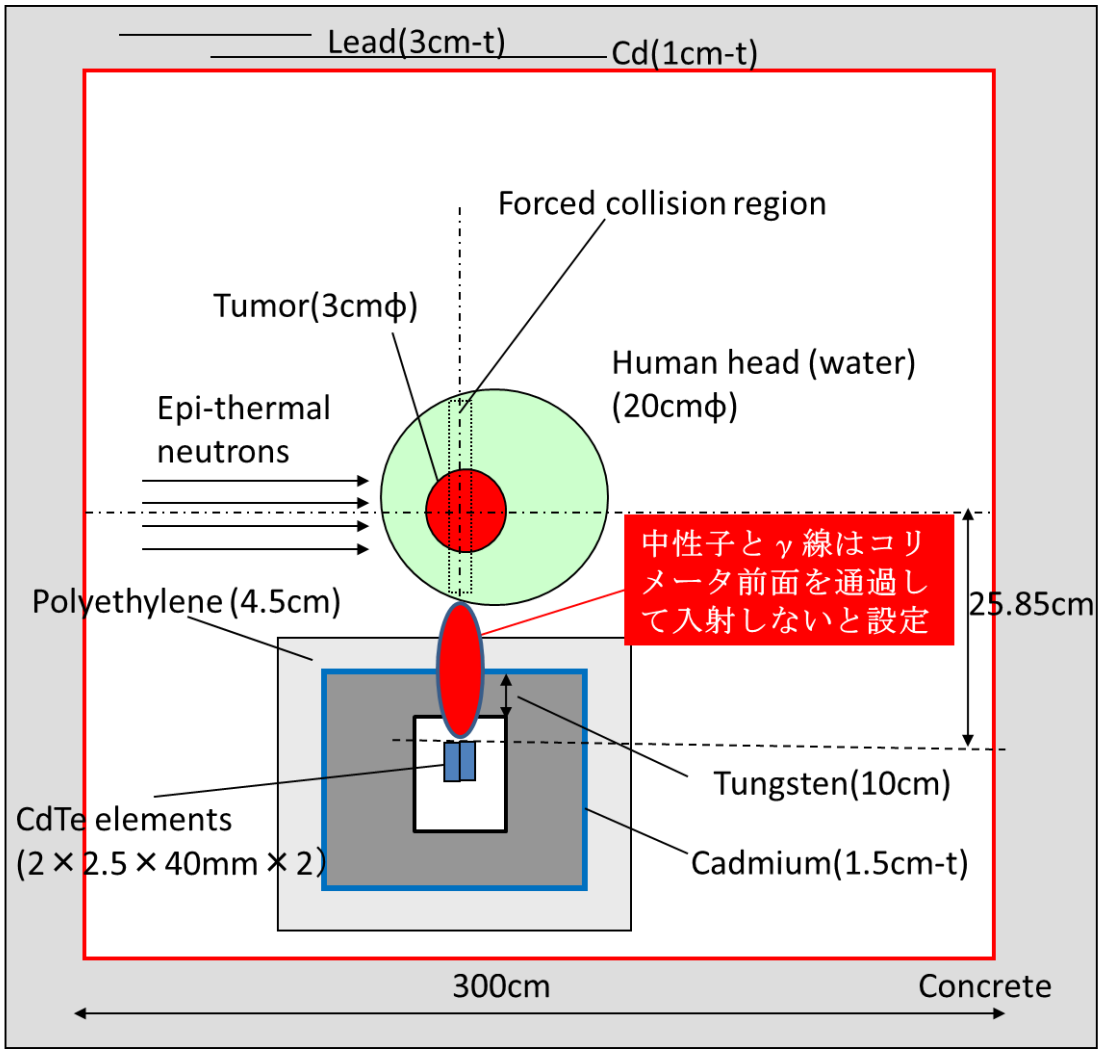



図 3-5　2 番の計算モデル

CdTe(2 素子)前面方向にどれ位の中性子とγ線が入射するのかを調べるために、全く同じ計算モデルに対し前面入射有り(図 3-4　1 番)と前面入射無し(図 3-5　2 番)を計算した。計算の結果、表 3-1 より、中性子は約 27%(1－4092/5657)、γ線は約 87%(1－1980/15946)がコリメータ前面を通過して CdTe(2 素子)に入射することが判明した。つまり、中性子は CdTe(2 素子)周りのバックグランドが支配的であるため、素子周りに中性子の減速材と遮へい材を厚くすれば、ほぼ中性子の入射を防ぐことができることがわかった。

一方γ線は、前面方向からのバックグラウンドが支配的であり、それが約 87%にも達した。これは、ほとんどのγ線がコリメータ穴を透過するという意味であり、また、その穴は、478keVγ線の精査用のため、塞ぐことはできない。つまり、コリメータの長さを調整することにより、478keVγ線以外のγ線を軽減する必要があることがわかった。

そこでまず、中性子の入射を減少させることを考えた。今まで使用していた中性子の遮

へい材をカドミウムから高エネルギーまで断面積の大きいホウ素に変更した。また、中性子が CdTe 素子内を一端すり抜け、タングステンなどに跳ね返り、再度素子に入射するのを防止するために、遮へい材の内側にγ線が出ない中性子吸収材であるリチウムを追加した。

そして、中性子の減速材として使っていた、ポリエチレンを水素化リチウムや水などに変えて調べてみた。(図 3-6　3 番、図 3-7　4 番)　しかし、ポリエチレンを用いた時よりも中性子とγ線のフラックス双方とも増えてしまったため、減速材はポリエチレンを用いることに決めた。

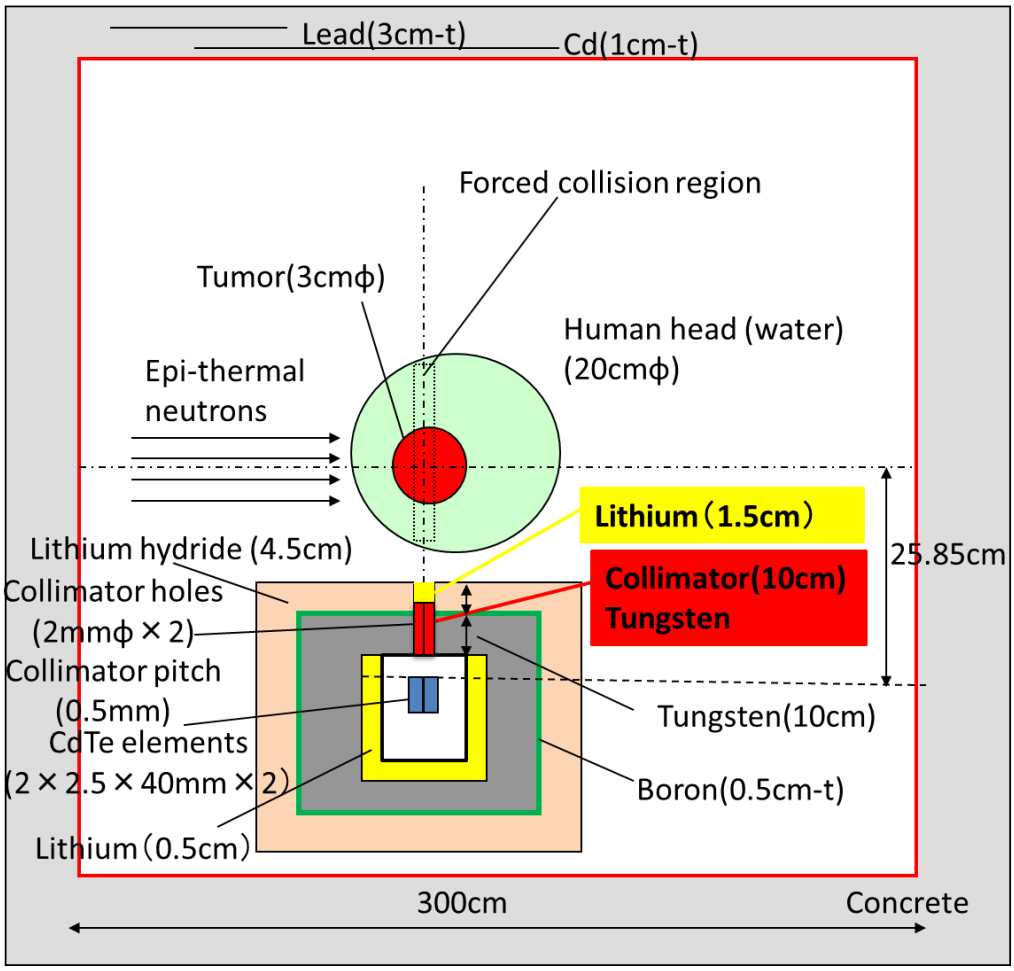



図 3-6　3 番の計算モデル

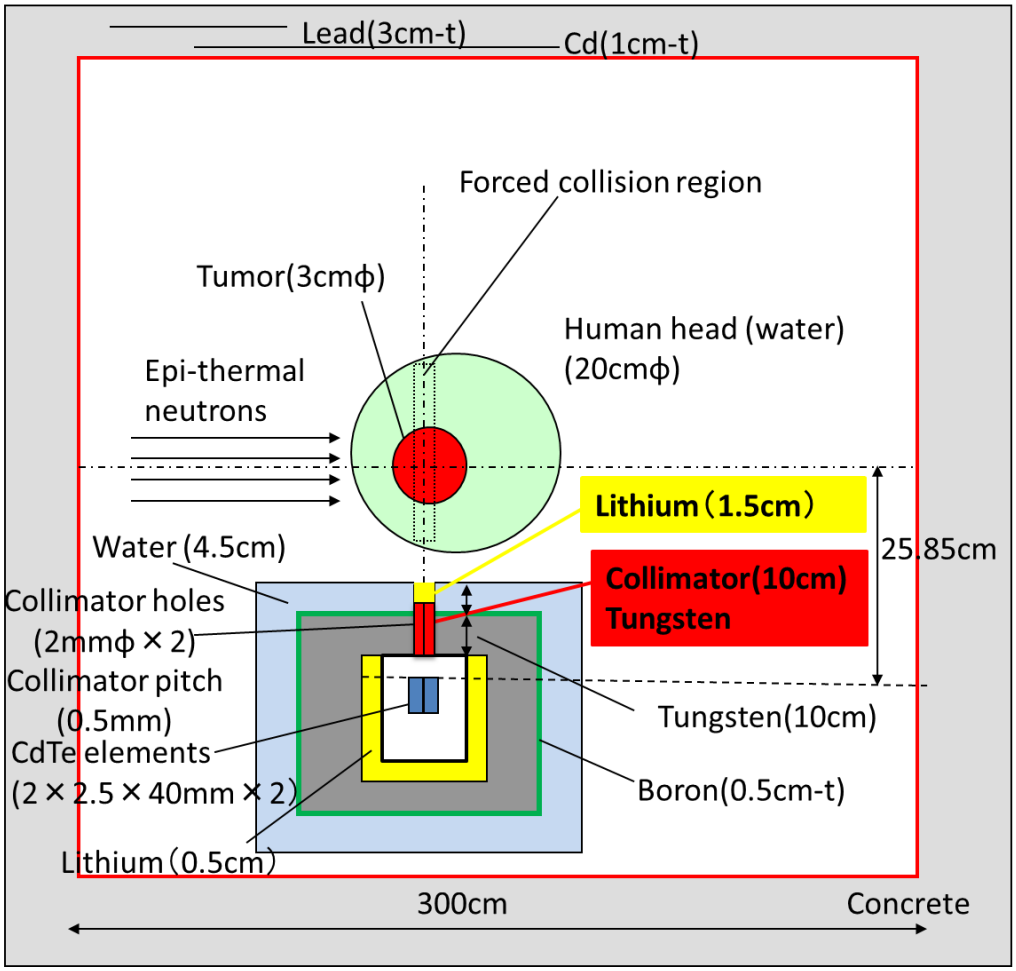



図 3-7　4 番の計算モデル

減速材であるポリエチレンと遮へい材のホウ素と内側のリチウムの厚さを増やすと、表 3-2 の目標値である中性子フラックスと近い値が求められた。(図 3-8)　また、前面のタングステンを少し増やすだけで、γ 線の遮へい効果が高いことがわかった。

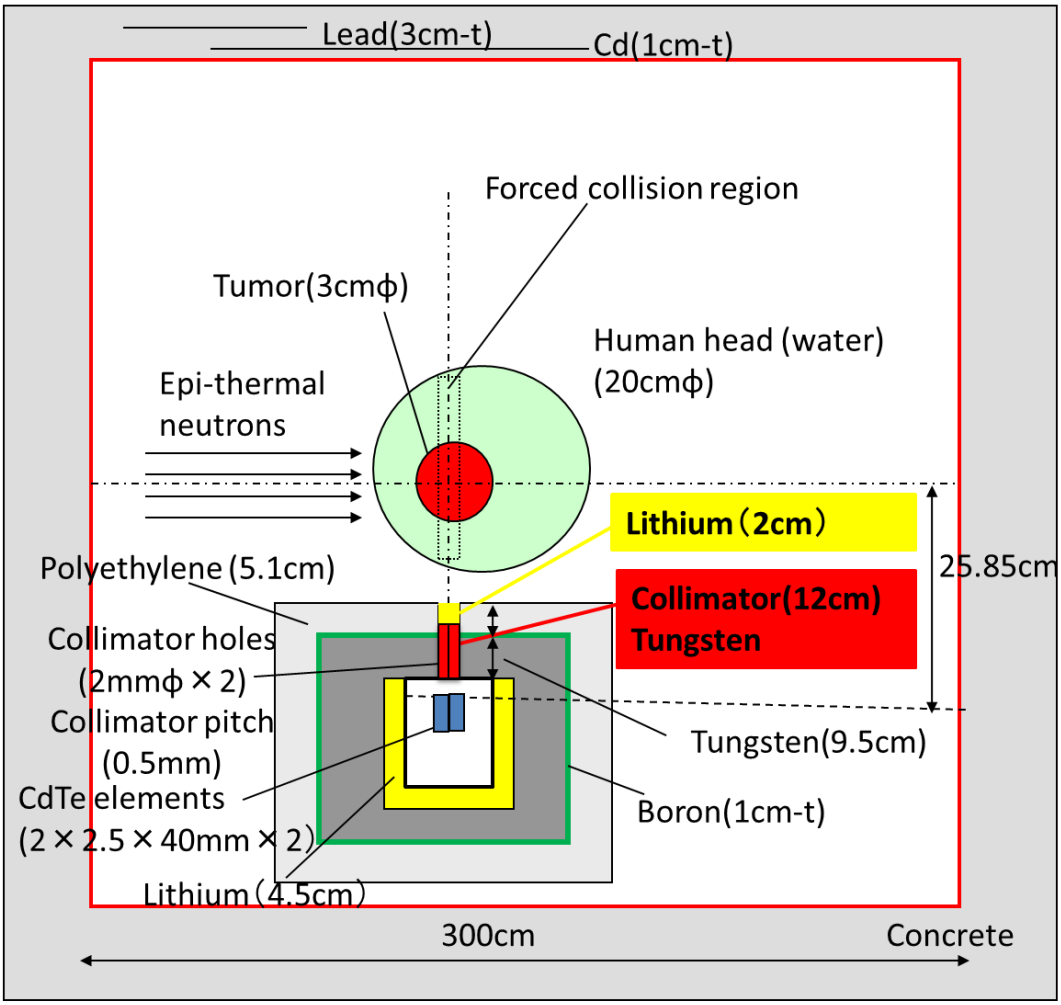



図 3-8　5 番の計算モデル

次にγ線の遮へいを考えるのであるが、CdTe(2 素子)前面はバックグラウンドの寄与が約 87%もあり、それは、当然コリメータ穴の配列に大きく依存する。つまり、まず、CdTe 素子の数及び配置を決定しないと設計できないことになるが、現段階ではそこまでのスペックは決定していない。実験的にも、前章まで述べてきたとおり、1 素子の性能評価のみ実施されている状態である。

そこで、本研究では、次項で述べる、1 素子でアレイ型 CdTe 検出用コリメータを設計するために、1 つの見通しを立てることとした。

### 3.2.3　アレイ型 CdTe 検出器用コリメータの計算モデル

まず、最初に、現在製造可能な最大の CdTe(1 素子)(2×2.5×40mm)からコリメータの穴径と、素子間の配線スペースを決定した。そして、その 1 素子ががん細胞全体を見る範囲に、コリメータが存在すると仮定してコリメータの穴の数を決定した。

下図に示すように、現状製造可能な大きさの CdTe(1 素子)の入射面は、2×2.5mm であるため、コリメータの穴径が入射面に収まるように 2mm とし、素子間の配線のスペースを 0.5mm 確保した。次に、CdTe(1 素子)が計算モデルで扱うがん細胞の大きさ全体を見る範囲に存在する最小のコリメータ穴の数を求めた。最小の穴の数は、4×4=16 個であった。その結果より、コリメータ穴の数を 16 個として計算モデルを作成した。

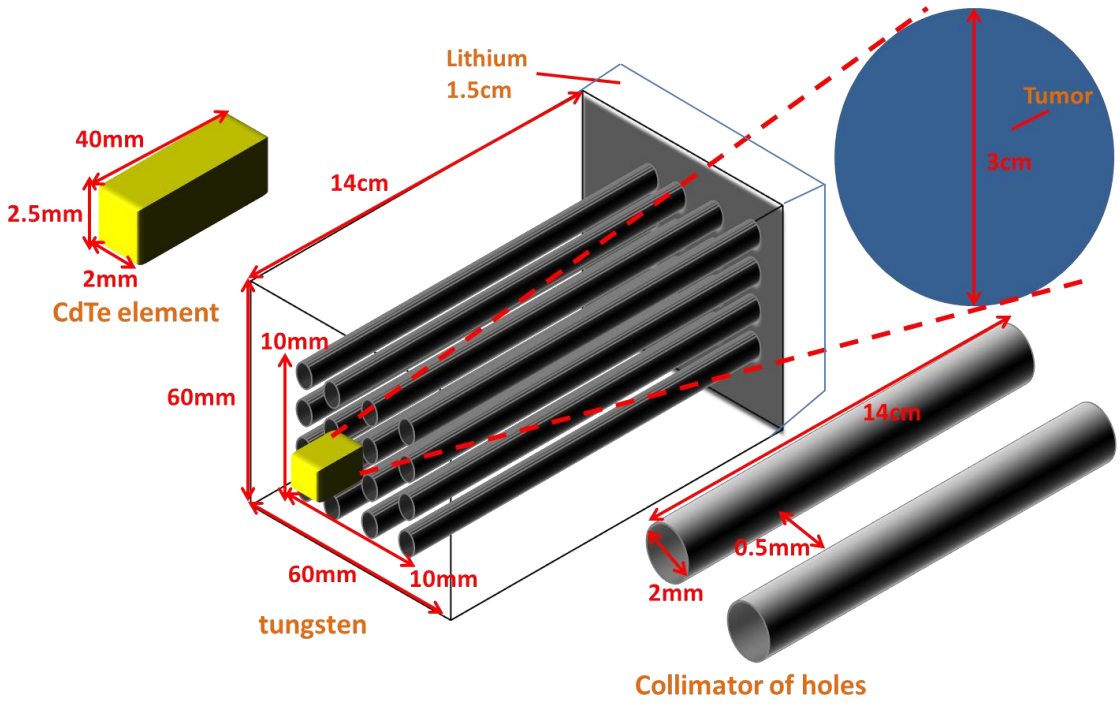



図 3-9　アレイ型 CdTe 検出器コリメータの穴径と個数の説明図

### 3.2.4　治療現場の最終計算モデル

前項のCdTe(1素子)によるアレイ型CdTe検出器用コリメータ設計を実施した。その結果、最終の治療現場計算モデルとして、図 3-10 を得た。

具体的には、CdTe(1 素子)は、3.2.2 項で説明した(図 3-8)ように、バックグラウンド放射線を遮断するため、周りをポリエチレン 5.1cm、ホウ素 1cm、タングステン 9.5cm、リチウム 4cm で覆っている。(リチウムのみ、4.5cm と 4cm のどちらでも遮へい効果はほとんど変わらなかったため、4cm に変更した。)　検出器前面にあるタングステンとリチウムの厚さを変えてコリメータ最適設計を実施した。このタングステンには、前項で述べた通り、直径 2mm の穴径が縦 4×横 4＝16 個が開いている。ここでは、コリメータの最適設計を得るために、CdTe(1 素子)の前側にあるタングステンとリチウムの厚さをパラメータとし、60 分間当たりのカウント数と S/N 比の計算の両方の結果を考慮することとした。

この計算過程は複雑であるため、次節以降で詳しく説明する。

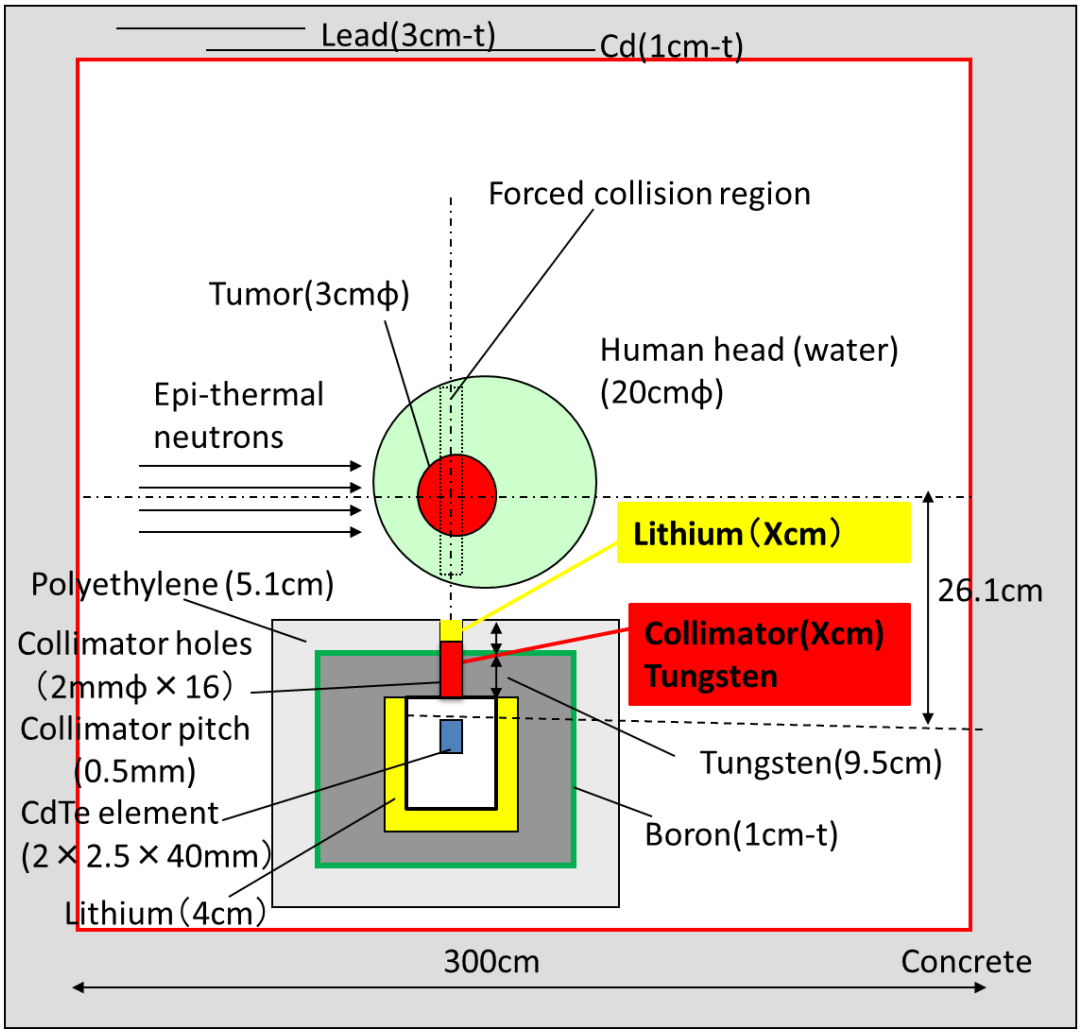



図 3-10　実際の BNCT の治療現場を想定した最終計算モデル

## 3.3 MCNP5 について

### 3.3.1 MCNP

MCNP とは、前章や 3.1 でも記載したが、A General Monte Carlo N- Particle Transport Code の略で放射線輸送計算[45]コードのことである。[5] 1970 年代半ばに、米国のロスアラモス研究所で開発された。最初は、中性子と光子のみの計算だったが第 4 版である MCNP4 から電子の輸送計算もできるようになり、現在は、MCNP6 までバージョンアップしている。本論文のシミュレーション計算では、第 5 版である MCNP5 を使用している。幅広い分野の設計や安全評価(原子炉、加速器、人工衛星など)をシミュレーションするために使われている。MCNP の計算可能なエネルギー範囲は、中性子が $10^{-5}$eV～20MeV(一部の核種は 150MeV) 、光子が 1keV～100GeV、電子が 1keV～1GeV であり、評価済み核データ[46]( JENDL[47]や ENDF[48]など)を用いてそれに基づく輸送計算を行うことができる。MCNP での輸送計算の解法は、モンテカルロ法という数値計算を用いて行われる。

次項では、MCNP の放射線輸送計算で使われている、モンテカルロ法について説明する。

---

[45] 放射線と物質の輸送現象はボルツマン輸送方程式によって記述される。ボルツマン輸送方程式は、微小領域内における放射線の入出関係を表しており、6 次元位相空間(空間変数 3 次元、角度変数 2 次元、エネルギー1 次元)を持っている。6 次元もあるため、複数の境界条件や初期条件が無ければ直接解けない方程式であり、通常は数値計算を用いて解を求める。このボルツマン輸送方程式を解くことを輸送計算という。

[46] 核データとは、さまざまな核種の反応断面積や核反応後に生成される放射線の種類やエネルギー、原子核の励起状態など核反応に関わるデータの総称である。核データは基本的には実験値から求められている。しかし、実験値には、測定誤差が含まれているため、原子核や統計の理論を加味して、真の値に近づけなければならない。このようにして得られる核データのことを評価済み核データと呼ぶ。また、この評価済み核データを一定の書式にまとめたものを評価済み核データライブラリという。

[47] JENDL とは、Japanese Evaluated Nuclear Data Library の略式名称。日本原子力開発機構が作成している評価済み核データのこと。現在は、JENDL-4.0 が最新版であり、ホームページからダウンロード可能である。[3]

[48] ENDF とは、Evaluated Nuclear Data File の略式名称。ブルックヘブン国立研究所核データセンター(BNL/NNDC)が作成した評価済み核データファイルである。現在、第 7 版である ENDF/B-Ⅶが出ており、BNL/NNDC のホームページでダウンロードできる。[4]

### 3.3.2　モンテカルロ法

モンテカルロ法は、著名な数学者であるJ. von Neumann と S. Ulam によって考案され、1949年に N. Metropolis と S.Ulam により「The Monte Carlo Method」という題名の論文が出されたのが始まりとされる。[6] カジノにあるゲーム（ルーレットやソリティアなど）を数学的に定式化することができることから、モナコ公国にある、世界的にカジノが有名なモンテカルロという地区の名前から取っている。ちなみに、S.Ulam のおじに、モンテカルロのカジノ賭博で借金した人がいたというエピソードが関係しているとも言われている。[7] 元々は、原子核内の中性子の拡散現象を調べるために発案されたが、今では、物理学以外にも交通工学や金融工学にも応用されている。モンテカルロ法の手法を端的にいうと、乱数を用いてコンピュータ内で実験(シミュレーション)を多数回繰り返し実施することである。乱数を用いているのは、現実はほとんどランダム現象(放射性同位体から発生する放射線、ある国道の交通渋滞状況、保有資産の価格変動など)であるため、現実に近い解を求めたい時には、乱数を用いたサンプリング(無作為標本抽出 : ランダムサンプリング)を利用することが有用であるためである。

モンテカルロ法の利点は、計算のアルゴリズムが簡単なことである。普通は、求めるものが複数の確率変数の関数(放射線のエネルギーや飛程方向など)で表現される場合、それぞれの確率的試行(弾性散乱や非弾性散乱など)を求めるごとに１つのプログラムを作成しなければならない。それに対しモンテカルロ法では、複数の確率変数で仮定される確率分布に沿ったランダムサンプルリング(あるエネルギーや位置などの情報を持った放射線)を、物理モデル(実験体系)に従ってプログラム演算を繰り返し行えば、実験の平均値(近似解)が得られる。つまり、ボルツマン輸送方程式のような複雑な式を解く必要がなく、現実に近い近似解を得ることができる。

一方欠点は、計算精度を高めるためには、繰り返し回数を多くしなければならないことである。普通、計算誤差は、N を試行回数、C を定数とすると、$C/\sqrt{N}$で表される。つまり、計算誤差を 1/10 にするには N を 100 倍する必要があり、言い換えると、それまで計算に掛かった時間の 100 倍必要ということである。[8]

図 3-11 に示すのが、モンテカルロ法のモデルケースである。(分かりやすさのため、抽象的な図と説明を用いた。)

ランダムサンプリングで作成された、あるエネルギーや飛行方向などの情報を持つ中性子が N 個(N 回計算を繰り返す)、コンクリートに入射する。このコンクリートには、幾何学的形状、組成比、密度、評価済み核データなどの情報が入っている。もちろん、CdTe 検出器や中性子線源にも同様の情報が入っている。そして、中性子とコンクリートの相互の情報に基づき確率的に様々な核反応を起こす。壁内で、エネルギーを失うものや非荷電粒子やγ線に変換されるなど、散乱回数や過程もバラバラである。その中の一部に、確率的に壁を透過したγ線と中性子がおり、また、その一部が検出器に検出される。

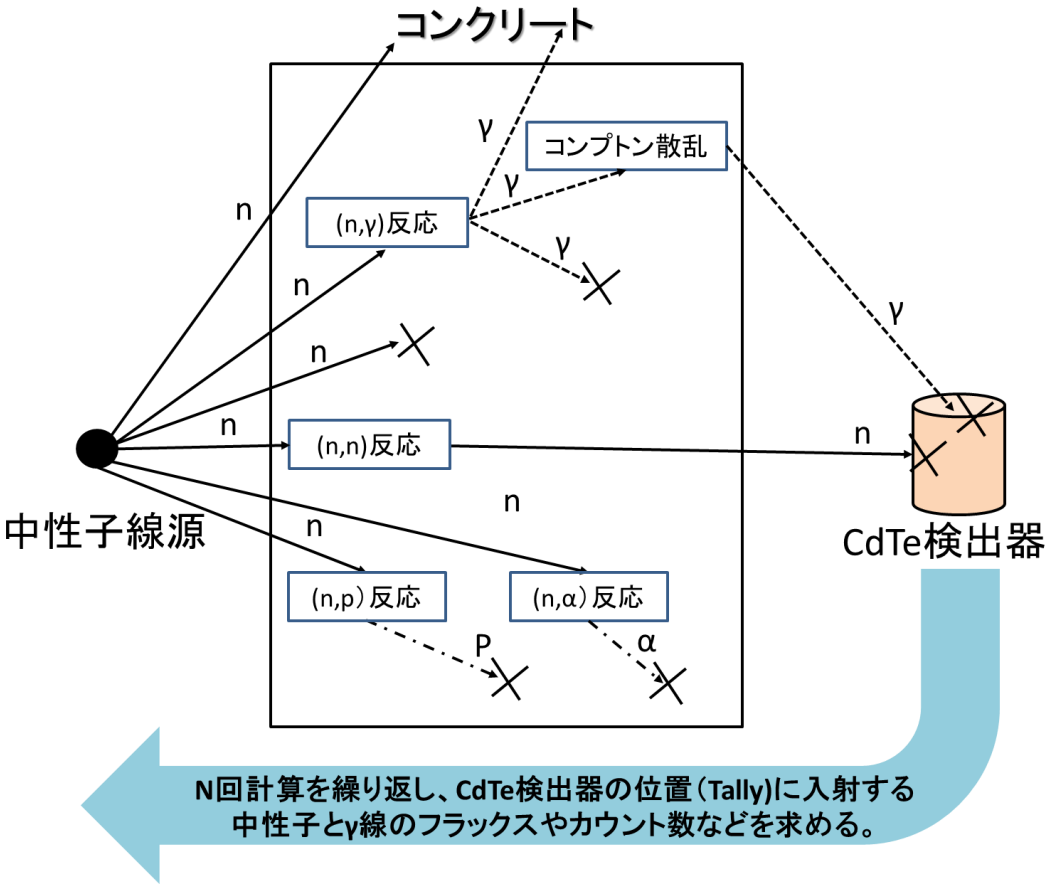



図 3-11　モンテカルロ法のモデルケース

この例では、中性子線源、コンクリートの壁、検出器の 3 種類の物理モデルしかないため、最近のコンピュータならあまり計算時間を掛けずに計算精度を高められるかも知れない。しかし、実際の実験体系はこの例よりも、複雑(実験体系全体の周辺の物質、複数の遮へい材や減速材、かなり小さいタリー[49]など)である。そのため、普通にモンテカルロ法で計算を N 回繰り返すとかなり時間が掛かってしまう。そこで、計算時間を減らしかつ必要な計算精度を落とさないテクニックがある。そのテクニックのことを分散低減法と呼び、次項以降で説明する。

[49] タリー（Tally）とは、計算上で定めた検出器のこと。3.3.5 項で詳しく説明する。

### 3.3.3 分散低減法の基本

まず、分散低減法の説明に入る前に、分散低減法の考え方の基になっているノンアナログ計算についてアナログ計算と対比して説明する。[9][10]

モンテカルロ法には、図 3-12 に示すように、アナログ計算とノンアナログ計算がある。アナログ計算は、(a)のように入射放射線と物質との間で、相互作用が起こるとある確率 P で放射線が消滅した場合、その時点で追跡をやめてしまう。相互作用の反応で消滅しない放射線だけが次の物質との相互反応の反応に移行する。つまり、全ての物理的な計算をただひたすら実行することをいう。もう一方(b)は、入射放射線と物質の間で、相互作用が起こっても放射線を消滅させずに、評価済み核データ【(n,γ)反応の断面積、(n,2n)反応の断面積、光電吸収断面積など】に基づく割合に従って放射線の価値の指標である重み(ウェイト)を減らす。

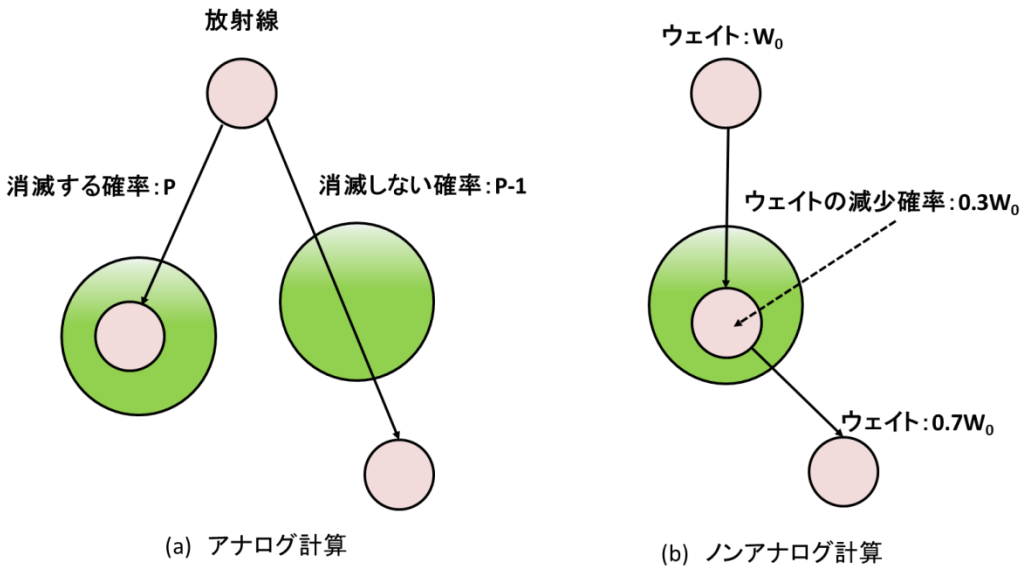



図 3-12 アナログ計算とノンアナログ計算

したがって、ノンアナログ計算とは、物理的な現象をそのまま計算せず、ウェイト調整を行うことにより、無駄な計算を減らし、計算時間を短縮することができる計算である。ただし、ノンアナログ計算のウェイトは、アナログ計算がタリーに到達する放射線数について統計的な平均値と一致しなければならない。

また、一般的に計算誤差は、タリーまで届く放射線の数が多ければ多いほどよく(分散

を減少させる方がよい)[50]、そのため、分散低減法は、ウェイトを減らしても放射線の数は減らさない計算を実現できるノンアナログ計算を用いる。

MCNP での分散低減法は、基本的に３つのノンアナログ計算を組み合わせて行っている。図 3-13 に示す、(a)スプリッティング、(b)ロシアンルーレット、(c)ノンアナログ確率密度関数サンプリングである。

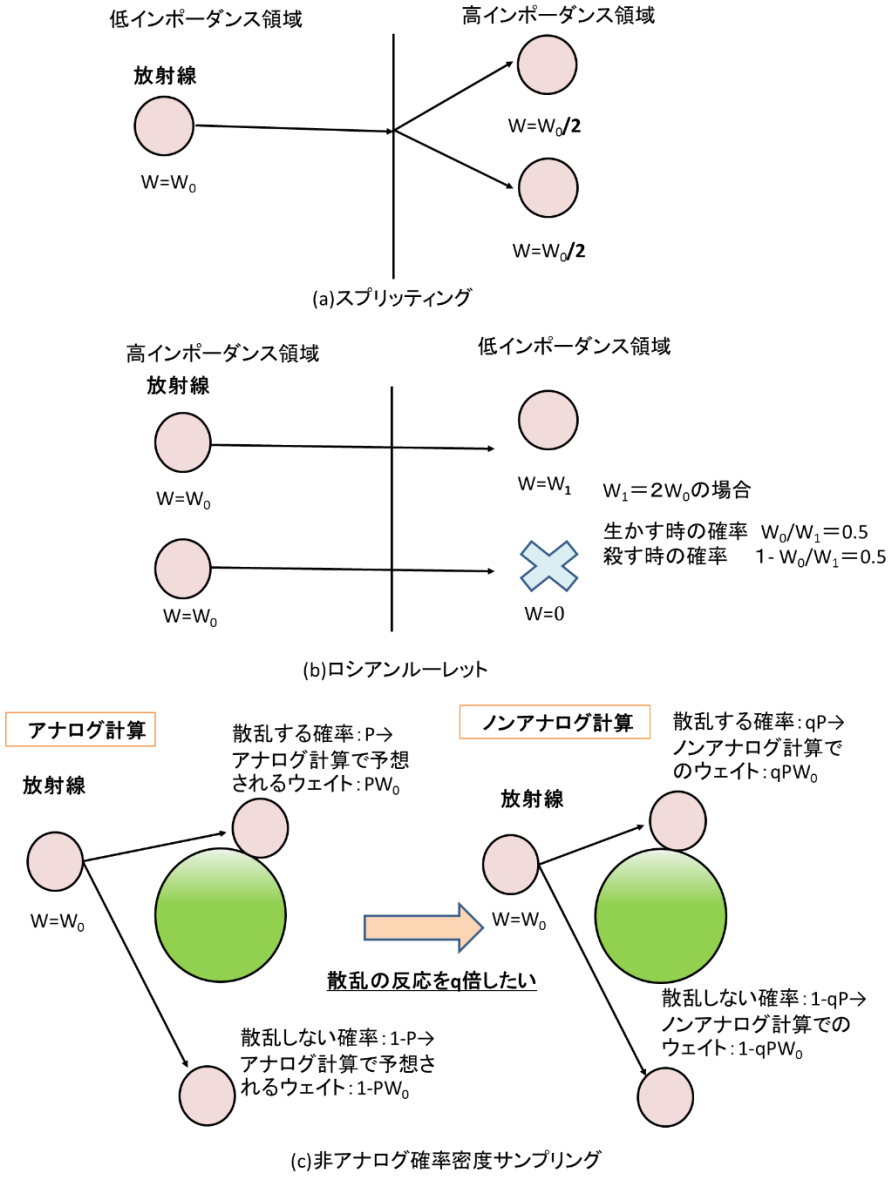



図 3-13　分散低減法でよく用いられる基本的なノンアナログ計算

[50] 分散($\sigma^2$)は、$\sigma^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(x_i - \bar{x})^2$で表される。$N$はタリーに入射した放射線の総数、$x_i$は$i$番目にタリーに入射した放射線数、$\bar{x}$は$1$～$N$番目のタリーに入射した放射線の平均値、分散を低減するためには、タリーに入射する放射線を増やせばよい。

(a)スプリッティングとは、「割れる」という意味で、入射放射線が低インポーダンス領域(低い重要度の空間とエネルギーからなる位相空間)から高インポーダンス領域(高い重要度の空間とエネルギーからなる位相空間)に移動した際に、放射線数を 2 個以上に分けることである。(a)の例では、ウェイト$W_0$の放射線を、2 個($W_0/2$)に分割しており、$2 \times W_0/2 = W_0$となることがわかる。つまり、アナログ計算での $W_0$[51]が非アナログ計算でも、保存されていることがわかる。

(b)ロシアンルーレットの名は、「複数人が、弾一発入ったリボルバー式拳銃(回転式拳銃)を回しあい、弾が発砲するまで続ける死のゲーム」が由来である。放射線をある確率で生かし(計算を続ける)、ある確率で殺す（計算を続ける）方法である。(b)の例では、高インポータンス領域から低インポータンス領域へ移動する際に、ウェイト$W_0$の放射線を、$W_0/W_1$の確率で$W_1$ $(= 2W_0)$にして計算を続け、$1 - W_0/W_1$の確率で終了する。また、$W_1 \times W_0/W_1 + O \times (1 - W_0/W_1) = W_0$になり、アナログ計算でのウェイトは保存されている。

(c)非アナログ確率密度関数サンプリングとは、相互作用により、複数の放射線が生成される可能性がある場合、ある特定の事象(今回の例は散乱)を優先的に多く起こすようにする方法である。この例のアナログ計算は、ウェイト$W_0$の放射線が$P$の確率で散乱が起こり、ウェイト$PW_0$となるところを、ノンアナログ計算では、散乱する放射線数を増やしたいため、倍した $Pq$ 起こしたいとする。アナログ計算が保存するためには、ノンアナログ計算のウェイトを$W_0/q$にすれば、つまり、$W_0/q \times \mathrm{Pq} = \mathrm{P}W_0$になればよい。

ここまで、分散低減法の基本を説明してきたが、理論的な内容は単純であると思われるかも知れないが、実際はパラメータ(分割数, $W_1$, $q$)を決めるのは相当難しい。また、分散低減法の種類は数多く、どれも一長一短があり、選定も難しい。そのため、分散低減法の自動化の研究もされている。[11]　MCNP5 で用いる分散低減法の選定のコツは、まず経験的観点からパラメータを決め、ヒストリー数(繰り返し数)を少なくし、とりあえず実行してみる。そして、MCNP5 の出力から FOM 値[52]、タリーの計算誤差[53]、セル（物質の入れ物）に入る Population(放射線の数)などを総合的に判断することが必要である。

---

51 アナログ計算でのウェイト $W_0$ は、一つしか存在していないとしている。

52 FOM 値とは、Figure of Merit の略であり、日本語で言うと性能指数値の意味である。MCNP の計算効率を評価する指標であり、$\mathrm{FOM} = \frac{1}{(R^2 T)}$で定義されている。$R$は、標本された相対標準偏差（標本の標準偏差／標本の平均値）で、T は計算時間（分）である。この式からわかるように、値が大きければ大きいほど、計算効率がよいということになる。

53 MCNP の計算誤差の評価は R を用いており、R＞0.1（F5 タリーのみ、R＞0.05）は信頼性がかける。ちなみに、本論文での MCNP の計算は、R＜0.1（F5 タリーは、R＜0.05）で計算している。

本研究では、分散低減法の中で、強制衝突(Forced Collision)、ソース・バイアス、セル・インポータンスなどを使用した。一例として、Forced Collision について、次項以降に説明する。詳しくは、文献[10]を参照していただきたい。

### 3.3.4 強制衝突(Forced collision)

Forced collision は、ある領域で衝突のサンプリングを増やす分散低減法である。[10] 特に F5 タリーを用いている場合は、寄与は衝突点及びソースからしか得られないので有効である。前節までで説明してきた計算モデル図に記載されている、「Forced collision region」とは、この領域内で、Forced collision オプションが適用されていることを示している。

計算方法は、領域内に入射する粒子を、スプリッテイングにより衝突粒子と非衝突粒子にわける。衝突粒子は領域内で無理やり衝突させられる。非衝突粒子は領域内で衝突することなく境界まで到達し、セーブされ、衝突粒子の計算終了後、その境界から計算が再開される。

非衝突粒子は、$W_0$を衝突前のウェイト、$D$ は範囲の端から端まで飛行する距離、$\Sigma$をマクロ断面積とすると、$W_0 exp(-\Sigma D)$と表される。つまり衝突前のウェイト$W_0$に範囲内の衝突しない確率$exp(-\Sigma D)$を掛けている。一方衝突粒子のウェイトは、$W_0\{1-exp(-\Sigma D)\}$となる。こちらも同様に、衝突前のウェイト$W_0$に範囲内の衝突する確率$\{1-exp(-\Sigma D)\}$を掛けていることがわかる。衝突粒子の選択方法は、衝突する割合 $\eta$ を決め、その $\eta$ 分だけ衝突粒子が生成されるようにしている。例えば、$\eta$<1 とする。乱数の数字が、$\eta$ より小さい時、衝突粒子にする。また、$\eta$ より大きいとき時は、非衝突粒子にするというように決めて計算を行う。ちなみにコリメータ設計で Forced collision region を使用しているのは、頭部ファントムおよびがん細胞内の核反応から放出される γ 線を、出来る限り CdTe(1 素子)の点検出器(F5 タリー)に入射数を多くし、計算誤差を減らすために用いている。

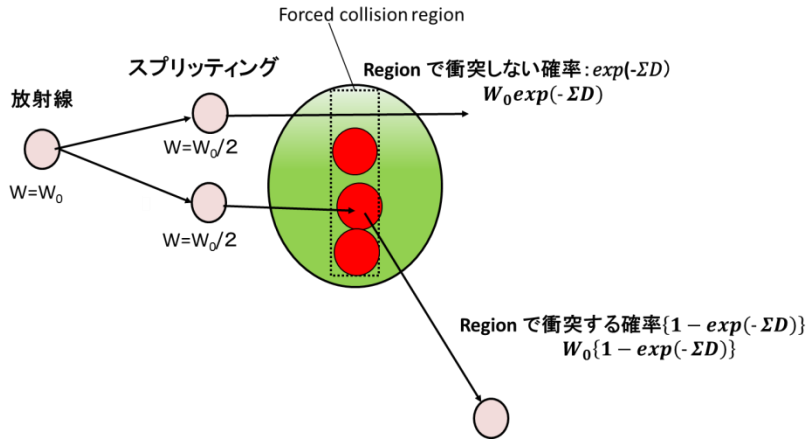



図 3-14 Forced collision region の説明図

### 3.3.5 タリー（Tally)

タリーとは、MCNP 内の仮想的な検出器である。ユーザーが中性子、γ 線、電子の物理量を求めたい場所にタリーを設定する。MCNP でタリーが可能な物理量を表 3-4 に示す、7 種類のタリーが用意されている。MCNP5 では、タリーの使用個数に制限があり、1 種類のタリーが最大 20 個まで、全種類のタリーの総和で最大 100 個まで使用可能である。[5][12]

表 3-4　MCNP5 で用意されているタリーの一覧

| タリー | 出力可能な粒子 | 評価する物理量 | 単位 |
|---|---|---|---|
| F1 | n,p,e | 面を交差する粒子のカレント | コ |
| F2 | n,p,e | 面を交差する粒子のフラックス | コ/cm$^2$ |
| F4 | n,p,e | セルを通過する粒子のフラックス | コ/cm$^2$ |
| F5 | n,p | 点もしくはリングでのフラックス | コ/cm$^2$ |
| F6 | n,p | セルで平均したエネルギー付与 | MeV/g |
| F7 | n | セルで平均した核分裂エネルギー付与 | MeV/g |
| F8 | p,e | パルス波高 | パルス |

n:中性子、p：光子、e：電子

タリーは、計算目的にあった物理量を計算するために、モデルや評価位置などの条件に適したものを選ばなければならない。

本研究では、MCNP5 を用いた計算では、F1，F4，F5，F8 を使用して計算している。一例として、点検出器評価法(F5)について以下に示す。[9]

点検出器は検出器を点状とみなし、線源から直接検出器に向かう成分、放射線が物質との衝突のたびに検出器の方向へ向かう成分を求め、これらすべてを合算して放射線のフラックスを評価する方法である。図 3-15 に点検出器の評価方法の説明図を示す。線源から検出器に直接向かう放射線、あるいは衝突点から検出器に向かう経路沿いに構造物などが存在する場合、放射線は遮へいされ減衰され検出器に入射する。その寄与は、衝突点から点検出器までの光学的距離[54]$L$ を用いて減衰計算を行う。

散乱後粒子の飛ぶ方向の立体角 $\Omega$ に向く確率 $P(\Omega)$とウェイト$W$を掛け合わせることで、フラックス$\emptyset$は、

$$\emptyset = \sum_i w_i P_i \, exp\left(-L_i\right) \tag{3.1}$$

[54] 光学的距離 L とは、本来、幾何光学で用いられる用語で、実際の距離に屈折率を掛けたものである。本論では、主に、中性子と γ 線の話だが、L の正式な呼び名が無いため、マクロ断面積を屈折率と見立てて、マクロ断面積と実際の距離を掛けたものを光学的距離と呼ぶこととする。

となる。$i$ は、多重のセルを意味し、すべて加算する。ここで距離 $L$ は、

$$L = \Sigma_t D \tag{3.2}$$

となる。$\Sigma_t$はマクロ断面積[55]、$D$は粒子が検出器に到達するまでの距離である。検出器までの経路であり、多重のセル i を通過する光学的距離 $L$ は、

$$L = \sum_i (\Sigma_{ti} D_i) \tag{3.3}$$

となる。乱数で決定した散乱方向が、たとえ検出器方向を向いていなくても、強制的に検出器の方向へ向かう粒子を集めることができ、統計誤差を大幅に改善することができる。

ちなみに、本研究では、コリメータから通過してくる中性子と γ 線の数がとても少ないため、CdTe(1 素子)のタリーとして、点検出器(F5 タリー)を選定して計算している。

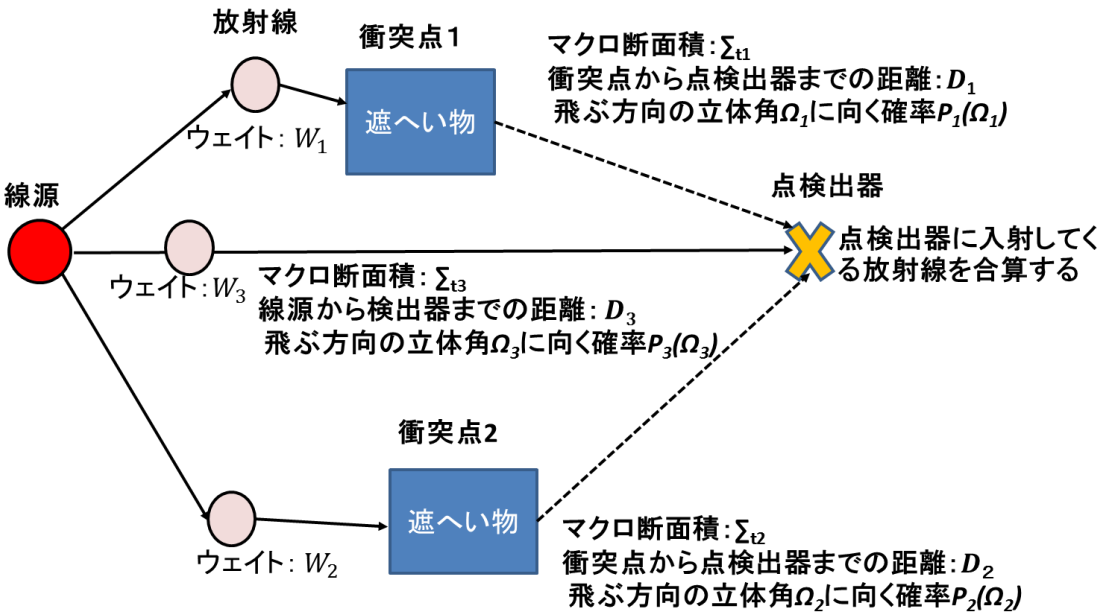



図 3-15　点検出器(F5 タリー)の評価法の概要図

[55]マクロ断面積とは、単位長さ当たり核反応する確率のことである。

## 3.4 MCNP5 によるコリメータ設計のためのシミュレーション計算概要

MCNP5 を用いて、図 3-10 の計算モデルから、60 分当りのカウント数と S/N 比の計算を実施した。断面積データとしては、ENDF の第 6 版である ENDF/B-VI ベースの核データライブラリを使用した。熱外中性子ビーム条件は、エネルギー10keV、直径 3cm、強度 $1\times10^{9}$n/s/cm$^{2}$、として、ファントムに照射した。計算で求める PHS のエネルギービン幅は 20keV とした。これは、前章で測定したエネルギー分解能の FWHM が 20keV 程度であったためである。

計算は、1 度ですべて実施することは困難であるため、以下の 4 種類の放射線の PHS を別々に計算評価した。

① 治療効果を表わす $^{10}$B(n,α)$^{7}$Li の反応による即発 478keVγ 線
② CdTe(1 素子)内で生じる $^{113}$Cd(n,γ) $^{114}$Cd の捕獲 γ 線
③ CdTe(1 素子)内の中性子によって発生する γ 線
④ ①、②を除いたその他の γ 線【$^{1}$H(n,γ)$^{2}$H を含む】

詳しい計算方法は、3.5 節で述べる。

これらの①～④の計算は、下図に示すようにソースターム[56]と PHS の計算を別々に実施している。その理由は、コリメータの穴径が狭く γ 線がほとんど検出器に届かないことと、下の例の通り、ホウ素濃度が少ないため、$^{10}$B(n,α)$^{7}$Li の反応により放出される 478keVγ 線の量が少なく検出されにくいからである。つまり、1 度の計算では、どうしても計算誤差の悪化を避けることができない。計算を 2 回に分けることによって、計算誤差を低く抑えることができ、同時に計算時間が節約できる。

しかし、単に計算を 2 つのステップに分割するだけでは、上記の問題は解決できない。そこで、本計算は、前節で説明した Forced collision などの分散低減法や F5 タリーを用いることで、精度の高い計算を実現した。

[56]原子力で使われるソースタームとは、炉心損傷事故時に、核分裂生成物(ソース)が炉心から放出された場合の、核分裂生成物の種類、化学形、放出量などの情報を総称してソースタームと呼ばれている。[14]　本論文では、ソースにするために必要な情報を総称して、ソースタームと呼んでいる。例えば、がん細胞を 478keVγ 線のソースにするために必要な $^{10}$B(n,α)$^{7}$Li 反応率の値など。

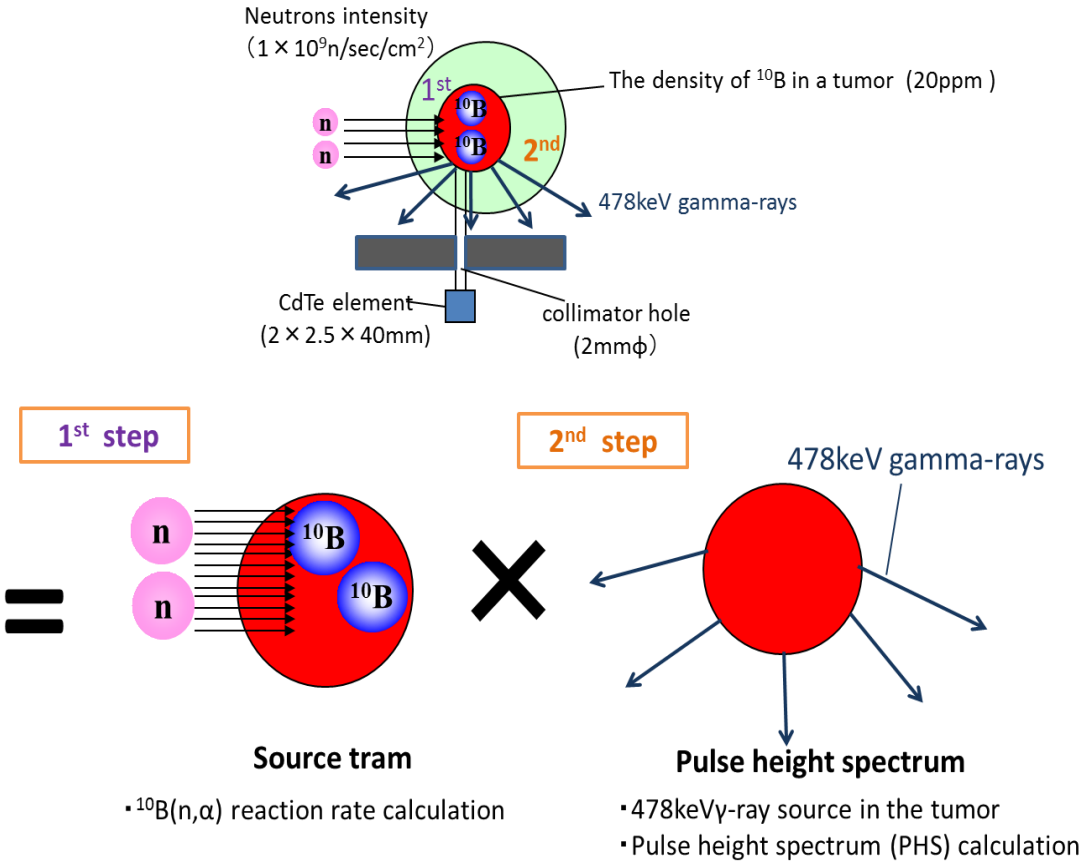



図 3-16　$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による 478keVγ 線の計算例

### 3.5　コリメータの計算方法

次に､今回計算対象とした4種類の放射線のPHSの計算方法について詳しく述べていく。[13]

まず、今回の計算では、がん細胞に $10^9\ n/s/cm^2$ の強度の熱外中性子が入射すると仮定する。使用する中性子は熱外中性子であることから、がん細胞を含む頭部ファントムに熱外中性子を照射し、がん細胞領域熱中性子束$\phi_0\ n/cm^2$ を F4 タリー（セルを通過する平均フラックスを求めるタリー）で用いて正確に評価する。これより、がん細胞内平均熱中性子束強度補正係数$f_0$を決定する。

$$f_0 = \frac{10^9}{\phi_0}\ [1/s] \tag{3.4}$$

#### 3.5.1　治療効果を表わす $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ の反応による 478keVγ 線

まず、治療効果を表わす $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ の反応による 478keVγ 線の 1 秒間当たりのカウント数$P_B\ cps$を求める。今回ファントムとして用いたがん細胞のホウ酸水の半径$r\ (=1.5\ cm\ )$とおくと体積$V_B\ cm^3$ は

$$V_B = \frac{4}{3}\pi r^3 [cm^3] \tag{3.5}$$

となる。ホウ酸水の密度$d_B(=1\ g/cm^3)$、ホウ素濃度を$p(=20\ ppm)$、アボガドロ数を$N_A(=6.02\times10^{23})$、またホウ素の原子量が 10 なので、ホウ酸水中の $^{10}B$ の数は

$$Number\ of\ ^{10}B = \frac{V_B \times d_B \times p \times 10^{-6} \times N_A}{10} [個] \tag{3.6}$$

と表わす事ができる。

これを用いて、熱外中性子ビームを頭部ファントムにおけるがん細胞内の $^{10}B$ (n,α)反応率$R_B$を F4 タリーで求め、がん細胞の位置から 478keVγ 線をソースとして、F8 タリーによるγ線の PHS 計算を行って、ピークネットカウント$F_B\ cps$を求めた。

そして、分散低減法の 1 つである、ソース・バイアス[57]により、コリメータ内にのみ放射

[57] ソース(線源)は、ソースの場所の分布、放射線の飛行方向の分布、エネルギー分布等の情報を設定できる。これらの変数にバイアスをかけることをソース・バイアスと呼ぶ。本項の説明は、飛行方向の分布について、バイアスをかける説明をしている。

線が入射するように設定し、計算の効率化を図った。パラメータとなる放出される 478keVγ 線のウェイトは以下のように求めた。まず、図 3-17 のように、腫瘍の中心からタングステンの前方までの長さを$L\ cm$、コリメータの穴の半径$\ell\ cm$をとおき、図の部分の角度を$\theta$とおく。これらの間には次の関係式が成り立つ。

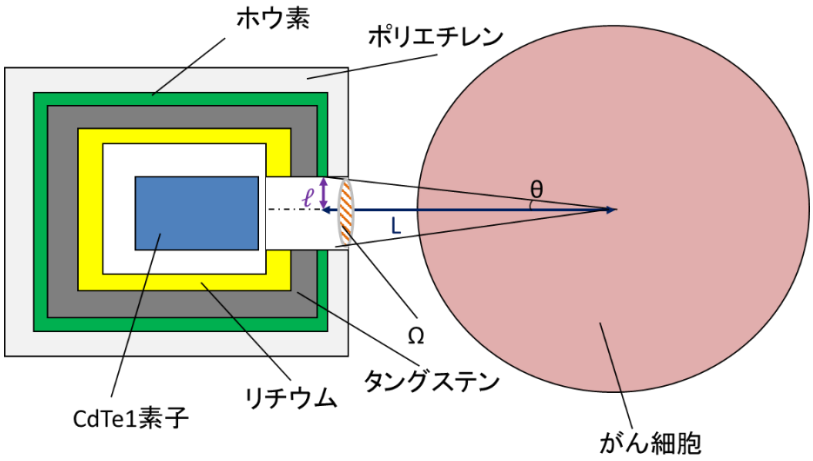



図 3-17　計算モデルにおける 478keVγ 線のソース・バイアスの説明図

$$cos\ \theta = \frac{L}{\sqrt{\ell^2 + L^2}} \tag{3.7}$$

なお、立体角$\Omega$とおくと、$\Omega = 4\pi \cdot wgt$が成立する[58]ため、バイアス後の放出する放射線のウェイト$wgt$は、

$$wgt = \frac{1 - cos\ \theta}{2} \tag{3.8}$$

となる。

(1.1)式より、ホウ素と中性子からの 478keVγ 線の発生確率 94%と考え、中性子束強度補正係数$f_0$、$^{10}$B (n,α)反応率$R_B$、F8 タリーで計算した PHS のピークネットカウント$F_B$の積を取ることで、治療効果における 478keVγ 線の 1 秒間当たりのカウント数$P_B\ cps$を以下の式で求めることができる。

[58] (3.8)式の導出過程について説明する。まず、単位球(半径 1)を考える。単位球の中心から θ を増した時の立体角 ω を計算する。$\omega = 2\pi \int_0^\theta sin\varphi d\varphi = 2\pi(1 - cos\theta)$ となる。次に、単位立体角 dω を計算する。dω は、ω を全角度 4π で割ればよいので、$d\omega = 2\pi(1 - cos\theta)/4\pi = \frac{1-cos\theta}{2}$となる。この単位立体角 dω を基準に考え、4π をかければ、求めたい立体角 Ω を得ることができるため、単位立体角 $d\omega = wgt$としている。

$$P_B = 0.94 \times f_0 \times R_B \times F_B \ [cps] \tag{3.9}$$

### 3.5.2 検出器内で生じる Cd の捕獲γ線

次に、CdTe の $^{113}$Cd の捕獲 γ 線の計算方法について説明する。図 3-17 のような大きさの CdTe(1 素子)の入射面の面積の長さをそれぞれ$x\ cm$ 、 $y\ cm$、厚みを$z\ cm$とおく。

CdTe1 結晶の体積$V_C\ cm^3$は

$$V_C = x \times y \times z \ [cm^3] \tag{3.10}$$

となる。

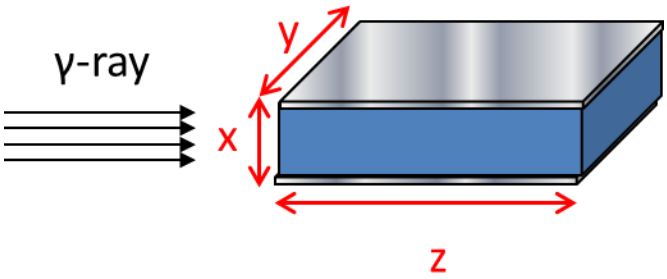



図 3-17　CdTe(1 素子)における長さを示す図

CdTe1 結晶の密度を$d(= 5.855\ g/\ cm^3)$　とすると、重さ$M\ g$は

$$M = d \times V_c[g] \tag{3.11}$$

となる。

Cd の原子量が 112.4、Te の原子量が 127.6 なので CdTe1 結晶の分子量は 240 になる。CdTe の分子数$N$は

$$N = \frac{M}{240} \times N_A \ [個] \tag{3.12}$$

と計算できる。

$^{113}$Cd の天然存在比は 12.22%だから、$^{113}$Cd の数は

$$Number\ of\ ^{113}Cd\ = N \times 0.122[個] \tag{3.13}$$

となる。

この数値を用いて、熱外中性子ビームからの中性子と CdTe(1 素子)との $^{113}$Cd(n,γ)$^{114}$Cd の反応率$R_C$を F5 タリーで求める。次に、BNL（ブルックヘブン国立研究所）の $^{113}$Cd の γ 生成のデータ[15]から放出比が高いエネルギーを抽出して、$^{113}$Cd のソースタームを求める。そして、CdTe(1 素子)をソースとし、F8 タリーで$F_H$を計算する。これにより、CdTe(1 素子)内において生じる Cd の捕獲γ線の 1 秒間当りのカウント数$P_{cd}\ cps$を次式のように求めるこ

とができる。

$$P_{cd} = f_0 \times R_C \times F_H \ [cps] \tag{3.14}$$

### 3.5.3 検出器位置の中性子による誘発γ線とその他のγ線の PHS

CdTe(1 素子)位置の中性子による誘発γ線の PHS と CdTe(1 素子)位置におけるその他のγ線の PHS【$^{10}$B(n,α)$^{7}$Li の反応による 478keVγ 線と $^{113}$Cd の捕獲γ線を除く】を次に求める。

まず、CdTe(1 素子)位置における中性子フラックス$\Phi_N\ n/cm^2$とγ線フラックス$\Phi_\gamma\ \gamma/cm^2$を F5 タリーにより計算する。これは、CdTe(1 素子)がとても小さく、直接計算が不可能なため F5 タリーを用いている。この計算結果から、CdTe(1 素子)をソースとする。

次に、CdTe(1 素子)を測定位置に配置する。そして、$\Phi_N\ n/cm^2$と$\Phi_\gamma\ \gamma/cm^2$をそれぞれを用いて、F8 タリーで$F_N$と$F_\gamma$を求める。

また、CdTe(1 素子)は点検出器と仮定しているため、CdTe(1 素子)の形状を考慮した中性子フラックスおよびγ線フラックスに変換する必要がある。このため、CdTe(1 素子)をモデル化した上で素子内等方線源を用い Void[59]計算を実施し、CdTe(1 素子)が Void 時の中性子フラックス$\phi_c\ n/cm^2$とγ線フラックス$\phi_\gamma\ \gamma/cm^2$とを F4 タリーで計算する。これらのフラックスの逆数と点検出器の結果から、有限体積を持つ CdTe の計算を実施する場合の補正係数を求めることができる。

そして、CdTe(1 素子)位置の中性子による誘発 γ 線の 1 秒間当りのカウント数$P_N\ cps$と CdTe(1 素子)位置のその他γ線の 1 秒間当りのカウント数$P_\gamma\ cps$を以下の式で計算する。

$$P_N = f_0 \times \Phi_N \times F_N \times \frac{1}{\phi_c}[cps] \tag{3.15}$$

$$P_\gamma = f_0 \times \Phi_\gamma \times F_\gamma \times \frac{1}{\phi_g}\ [cps] \tag{3.16}$$

以上より、①～④の放射線における PHS を求める事ができる。①～④の放射線の寄与経路の概略を図 3-18 に示す。

[59] Void 計算とは、物質は存在しないがセルだけは存在するモデルによる計算のことである。

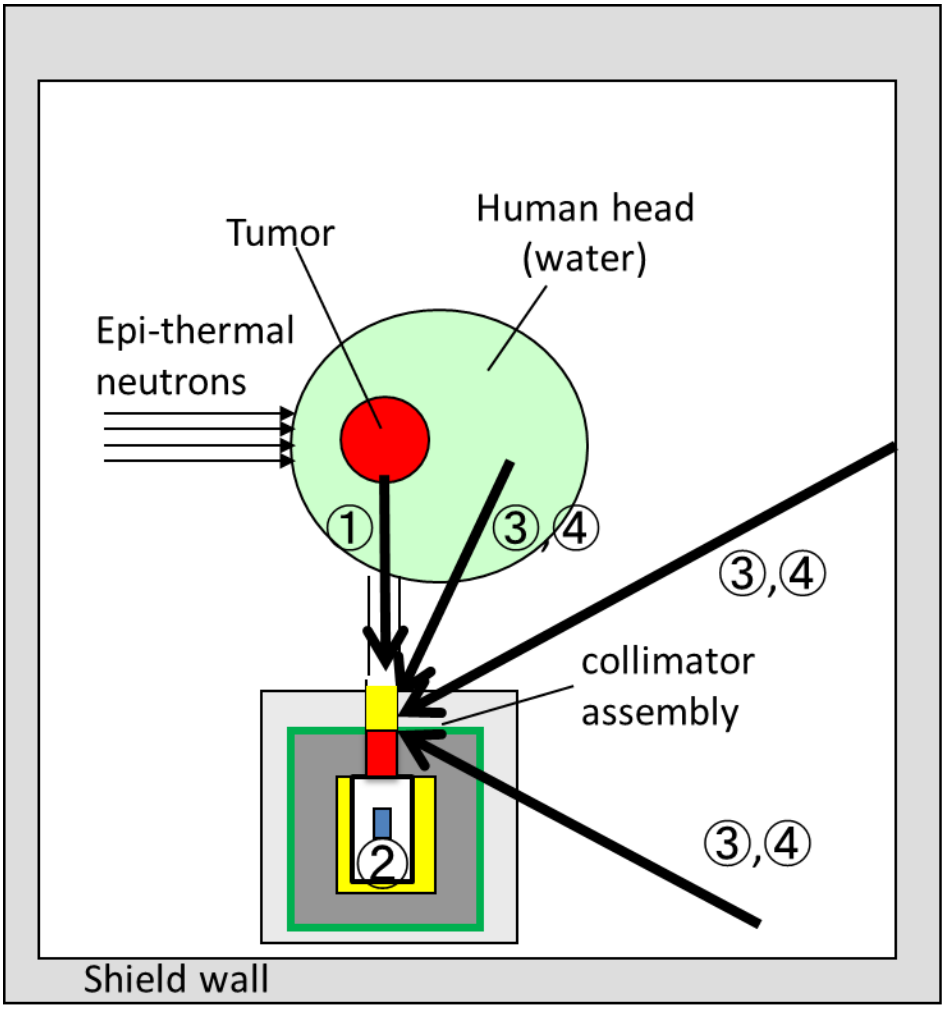



図 3-18 それぞれの放射線のソース位置の概略図

【①治療効果を表わす $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による即発 478keV の γ 線、②CdTe(1 素子)内で生じる $^{113}Cd$ の捕獲 γ 線、③CdTe(1 素子)において測定される中性子によって発生する誘発 γ 線、④①、②を除いたその他の γ 線】

### 3.5.4 S/N 比と 1 時間当りのカウント数の評価

478keV のピークは、そのほかの γ 線のコンプトン連続部の上に形成される。ここでは、そのピークが埋もれることなく計測できるかどうかを確認するため、478keVγ 線の 1 秒間当りのカウント数$P_B\ cps$の S/N 比を(3.17)式より評価した。右辺の分母は、Cd の捕獲 γ 線の 1 秒間当りのカウント数$P_{cd}\ cps$、CdTe(1 素子)位置の中性子による誘発 γ 線の 1 秒間当りのカウント数$P_N\ cps$、CdTe(1 素子)位置のその他 γ 線の 1 秒間当りのカウント数$P_\gamma\ cps$である。また、各数値とも 478keV のピークを含む適切な ROI[60]内の積分値である。本研究では、S/N 比として 1 以上を目指した。

$$\frac{S}{N} = \frac{P_B}{P_{Cd} + P_N + P_\gamma} \tag{3.17}$$

上記、S/N 比の評価と同時に、本研究が目標値としている 478keVγ 線のカウント数が 1 時間で 1000 カウントを超える見込みがあるかも確認した。求め方は、$P_B$ cps に 3600sec を掛け求めた。

[60] ROI(関心領域:Region of Interest)とは、欲しい領域だけに範囲を設定することである。

### 3.6　コリメータの計算結果

(3.9)式の $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による即発 478keVγ 線の$P_B\ cps$、(3.14)式の CdTe(1 素子)内で生じる $^{113}Cd$ の捕獲γ線の$P_{Cd}$ 、(3.15)式の中性子によって発生する誘発γ線の$P_N\ cps$、(3.16)式のその他のγ線によって生じるγ線$P_\gamma\ cps$ ($P_B$と$P_{Cd}$は除いている)の PHS を図 3-19 と図 3-20 に示す。図 3-19 は 10MeV までの PHS である。この図より、$^{1}H$（n,γ）$^{2}H$ 反応による 2.22MeV のγ線より高いエネルギー領域の計数率($cps$)は低いことがわかる。

次に、図 3-20 は 478keV 付近の波高スペクトルである。この結果から、$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の核反応による 478keVγ 線は、478keV 以外のγ線が大きく影響することがわかった。また、478keV 以外のγ線の中で、特に影響するのが $^{1}H$（n,γ）$^{2}H$ 反応による 2.22MeVγ 線であることがわかる。表 3-5 の 478keV の寄与割合に示すように、478keV 以外のγ線の寄与率は 72%あり、かなり大きい。このことから、2.22MeVγ 線によるコンプトン連続部が支配的であることが見て取れる。

また、図 3-21 は PHS を 3.2.4 項の計算モデルで説明した通り、CdTe(1 素子)前面のリチウムとタングステンの厚さを変化させ、478keVγ 線の 1 時間当りのカウント数と S/N 比を計算し、まとめたものである。図を見てわかるように、最適なリチウムの長さは 1.5cm、最適なタングステンの長さは 14cm を求めることができた。

この時の 478keVγ 線の 1 時間間当たりのカウント数は、1159count/h となり、設計基準を満たしたが、S/N 比は 0.21 となり、目的設計基準である S/N 比＞1 を満たさなかった。原因は、$^{1}H(n,\gamma)^{2}H$ 反応から放出される 2.22MeVγ 線のコンプトン散乱の影響であるが、現状の限られた空間では、この数値が限界と考えられる。

そこで著者は、次節に示す、アレイ型 CdTe 検出器による非同時計数法を使い、S/N 比が改善できる値を MCNP5 で計算した。

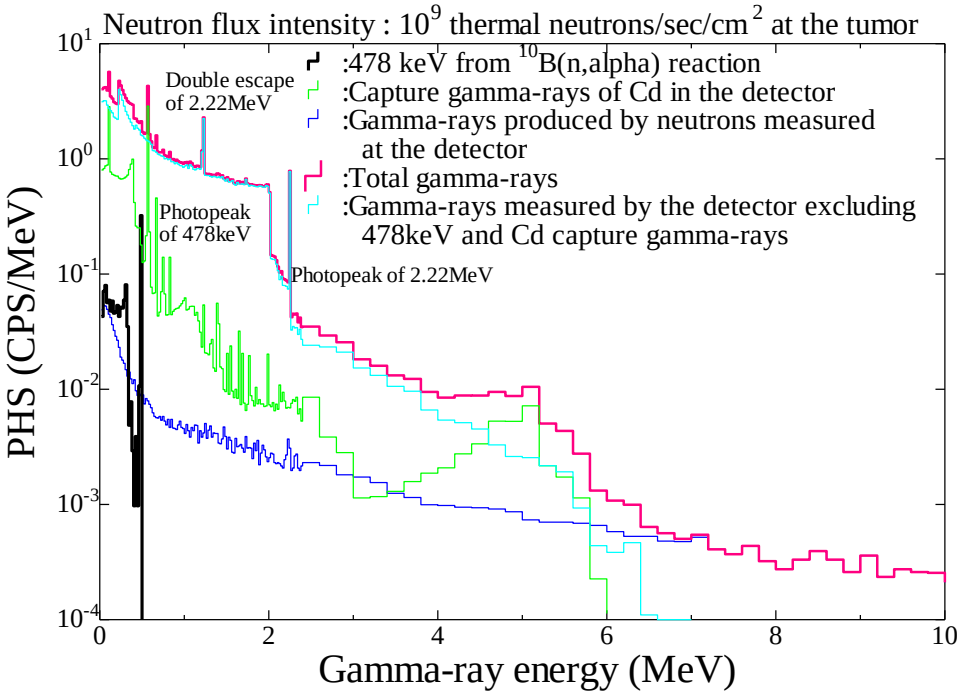



図 3-19　10MeV までのエネルギーにおける PHS

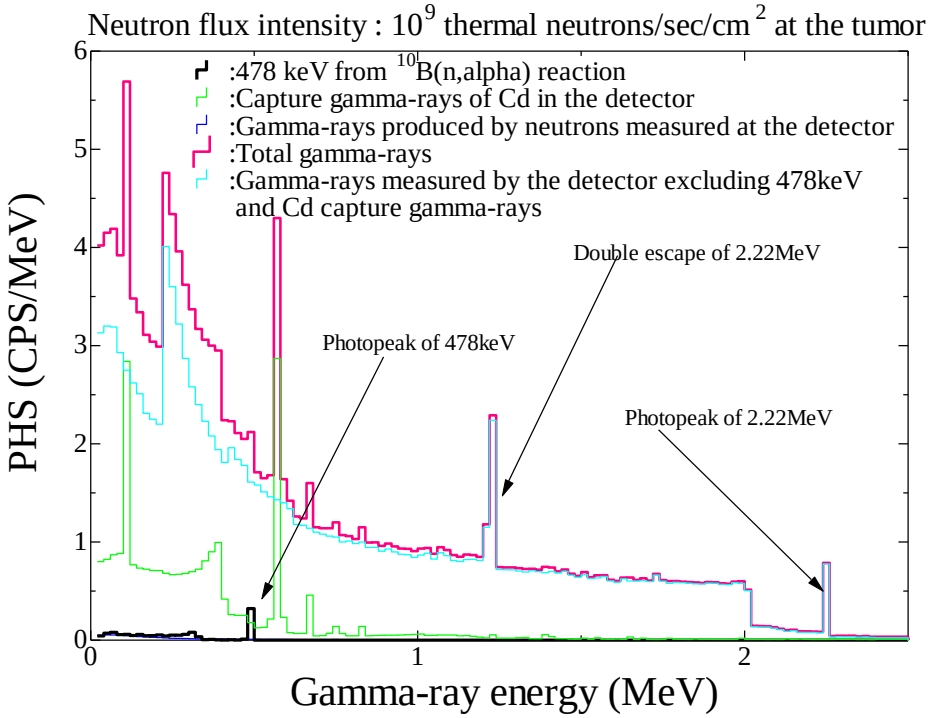



図 3- 20　478keV 付近のエネルギーを拡大した PHS

表 3-5 リチウム($L_i$)＝1.5cm とタングステン(W)＝14cm の
ときの 478keV の寄与割合

| ソースターム | 478keV のγ線の寄与割合[%] | カウント数[count/h] |
|---|---|---|
| ①$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ のγ線 | 17.7 | 1159 |
| ②$^{113}Cd(n,\gamma)^{114}Cd$ のγ線 | 9.9 | 652 |
| ③中性子による誘発γ線 | 0.4 | 28 |
| ④その他のγ線 | 72.0 | 4732 |

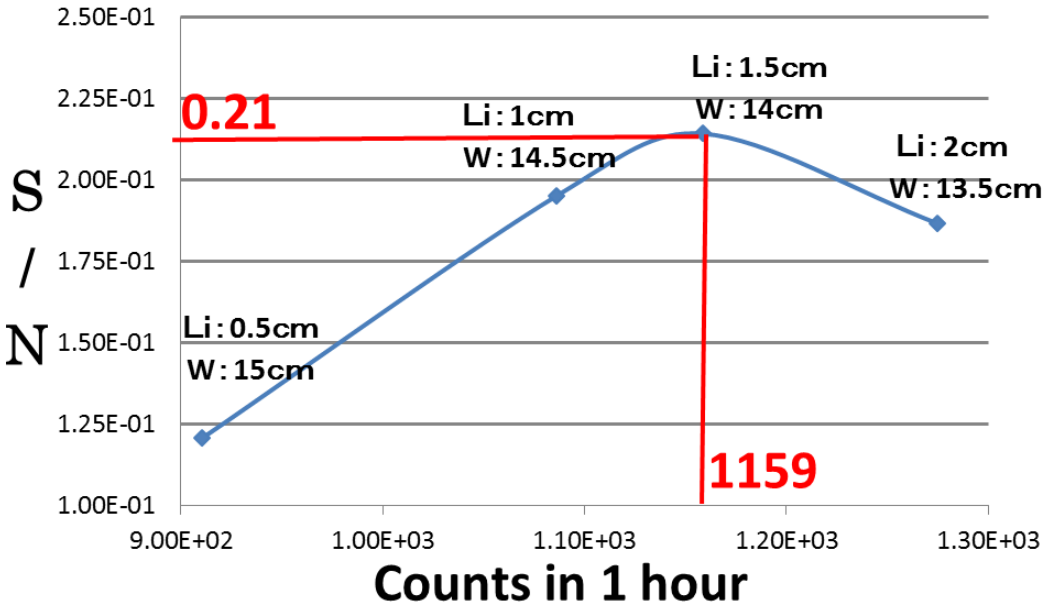



図 3-21　リチウム($L_i$)とタングステン(W)厚さと 478keVγ線の関係

図 3-21 の Li＝1.5cm,W=14cm の際に、グラフが極大値になっている。Li が 1.5cm よりも薄い場合は、中性子の遮へい効果が弱まり、S/N 比が悪くなる、逆に、W が薄すぎると、γ線の遮へい効果が弱まり、S/N 比が悪くなると考えられるためである。

## 3.7　アレイ型 CdTe 検出器による非同時計数の評価

### 3.7.1　$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による即発 478keVγ 線の統計誤差について

前節の説明で S/N 比の N が大きい(図 3-22 の赤の斜線部分)原因について述べたが、本項でさらに詳述する。下図は、前節で計算した最適なコリメータを用いた場合の BNCT-SPECT の PHS である。$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による即発 478keVγ 線の PHS は、赤い斜線部分のカウント数を出来る限り抑え、統計誤差を少なく(S/N 比を改善)しなければいけない。前節で示した通り、この一番の原因が、$^{1}H(n,\gamma)^{2}H$ 反応から放出される 2.22MeVγ 線のコンプトン散乱である。

そのための対策として、遮へい材・減速材を含んだコリメータを設置するが、最適な配置を行ったとしても S/N 比は最大 0.2 にしかならない。また、測定後の対策として、2.5 節の 478keV と 511keVγ 線の分離測定で行ったようなフィッティングがあるが、本ケースでは赤の斜線部分と 478keVγ 線の PHS は、測定後に分離はできない。

そこで、著者は、測定中で 2.22MeVγ 線によるコンプトン連続部を低減させる方法を考えた。今回、BNCT-SPECT で用いる γ 線検出器は、複数の CdTe 素子で構成されるアレイ型 CdTe 検出器のため、素子間に γ 線が同時計数される事象が非常に多い。これを利用し、コンプトン連続部をキャンセルする非同時計数により、S/N 比の改善を実施することにした。[16]

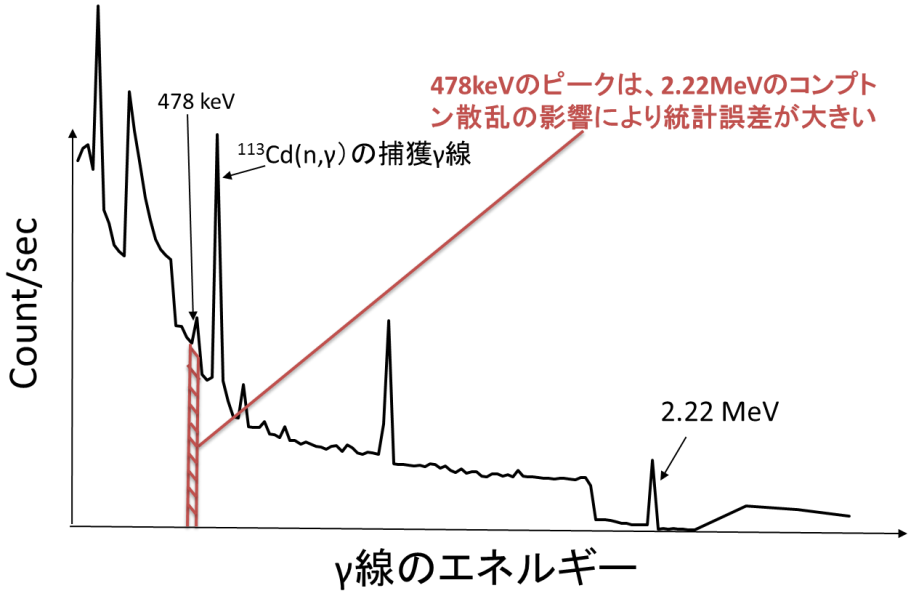



図 3-22　BNCT-SPECT での理想的な PHS

### 3.7.2　非同時計数

非同時計数とは、同じタイミングで計測した複数のγ線や荷電粒子の情報を消去する測定のことで、バックグランドが多い場合の放射線計測によく用いられる。図 3-23 の例では、CdTe(1 素子)に 2.22MeV のγ線が入射し、コンプトン散乱により、478keV のγ線を計測している。コンプトン散乱なので、余ったエネルギーの 1.742MeV(=2.22MeV－0.478MeV)のγ線は、多くの場合エスケープするので、その 1.742MeV のγ線を他の CdTe(1 素子)で計測し、この事象をキャンセルすれば、非同時計数で 2.22MeVγ線によるコンプトン連続部を減らすことができる。図では、隣の CdTe(1 素子)で 1.742MeVγ線を計測できているため、非同時計数法が成り立っている。しかし、実際の 1.742γ線はさまざまな方向に飛び出すこと、また、1.742MeV は高エネルギーγ線なので、2 次、3 次以降の物質との相互作用(光電効果、コンプトン散乱、電子対生成)を起こす確率が高いため、出来る限り複数の CdTe 素子を四方八方に並べればなければいけない。つまり、著者が使用するアレイ型 CdTe 検出器なら、かなり多くの素子数を使う予定であり、478keV と 1.742MeV のγ線を非同時計数できる確率を上げることができると予想される。どれぐらいの CdTe 素子数を並べれば、非同時計数により改善できるのか、MCNP5 を用いて評価を行った。

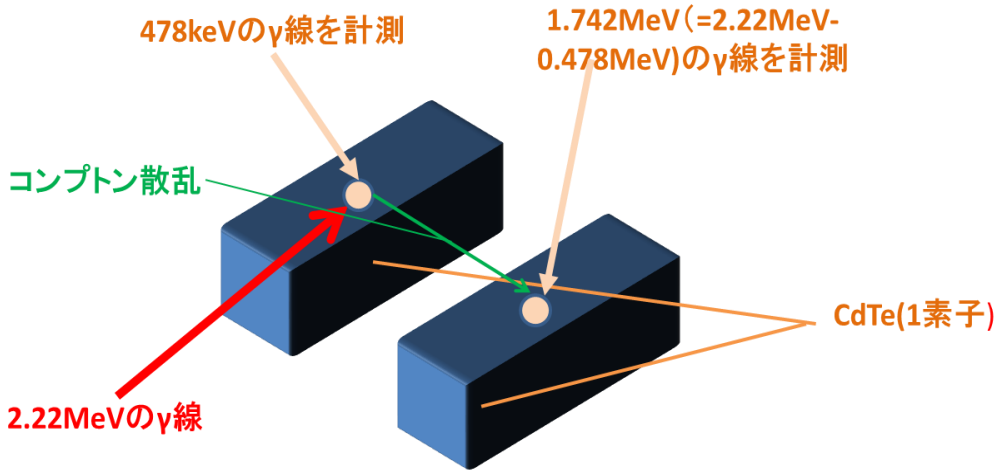



図 3-23　2 素子間の非同時計数法の例

### 3.7.3　アレイ型 CdTe 検出器の予定

図 3-24 は、アレイ型 CdTe 検出器の素子数の予定図(正式の素子数は決まっていない)である。この素子数は、64 列の X 線検出器の面検出器 CT に相当し、16cm×16cm の領域を投影できる。つまり、4096 素子(64×64=4096 素子)[61]が構成されることとなる。

ちなみに、この素子数を正式に決めるには、実際に前段階のアレイ型 CdTe 検出器を製作し、測定された PHS から、画像の再構成の解析しなければならない。

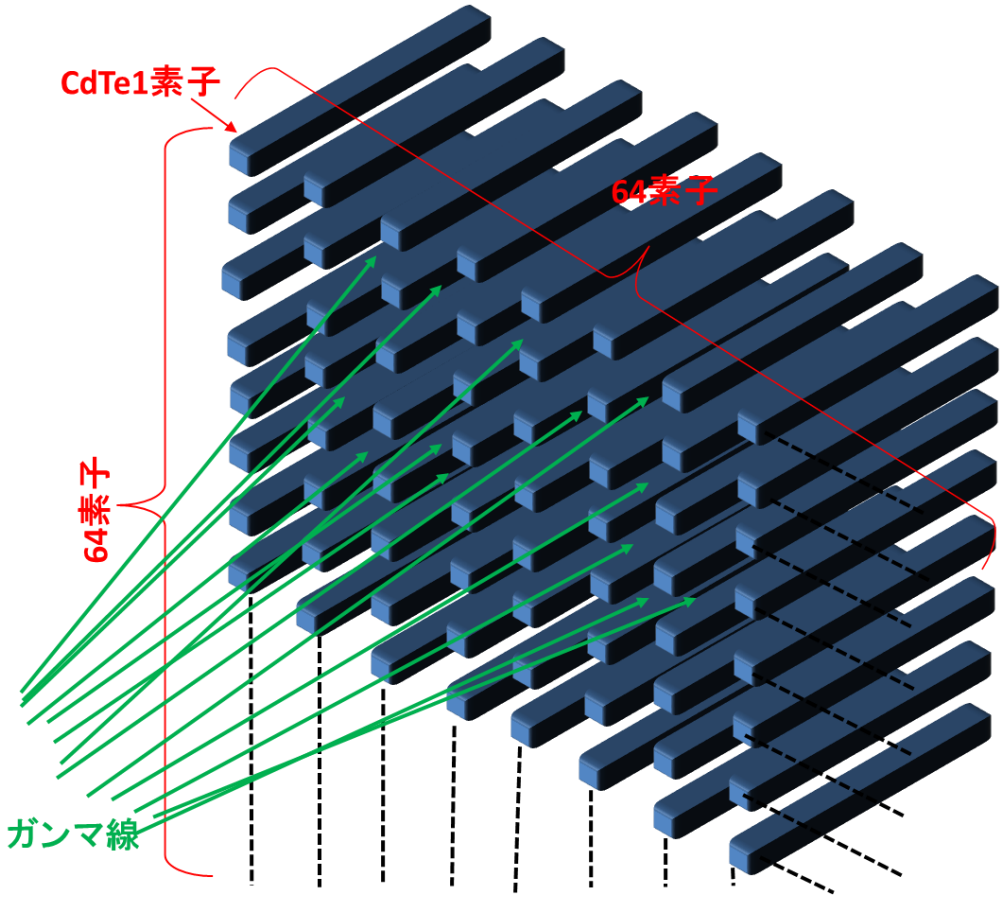



図 3-24　アレイ型 CdTe 検出器の素子数(予定)

[61] 64×64 素子の大きさは、縦が(2mm+0.5mm)×64=160mm であり、横が 2.5mm×64=160mm となる。

## 3.8　アレイ型 CdTe 検出器による非同時計数のシミュレーション計算概要

アレイ型 CdTe 検出器による非同時計数の評価をするため、MCNP5 を用いて、シミュレーションを行った。下記の図は、9 素子(3×3)の場合の、計算モデルである。おおまかな計算手順は、等方的に 1.742MeVγ 線を中心の CdTe(1 素子)から放出したときに、周囲 8 個の CdTe(1 素子)から漏れ出るγ線の個数を F1 タリー(面を交差する粒子のカレント)の割合から非同時計数率を計算する、というものである。CdTe(1 素子)は、製造可能な最大な大きさ(2×2.5×40mm)とし、素子間の隙間は、コリメータのピッチ幅 0.5mm に合わせた。断面積データとしては、ENDF の第 6 版である ENDF/B-VI ベースの核データライブラリを使用した。今回は、9 素子(3×3)、16 素子(4×4)、49 素子(7×7)、81 素子(9×9)の計算モデルで非同時計数率を計算した。計算方法は、どの計算モデルでも同じであるため、本論文では、9 素子の計算モデル例で説明を進めることにする。

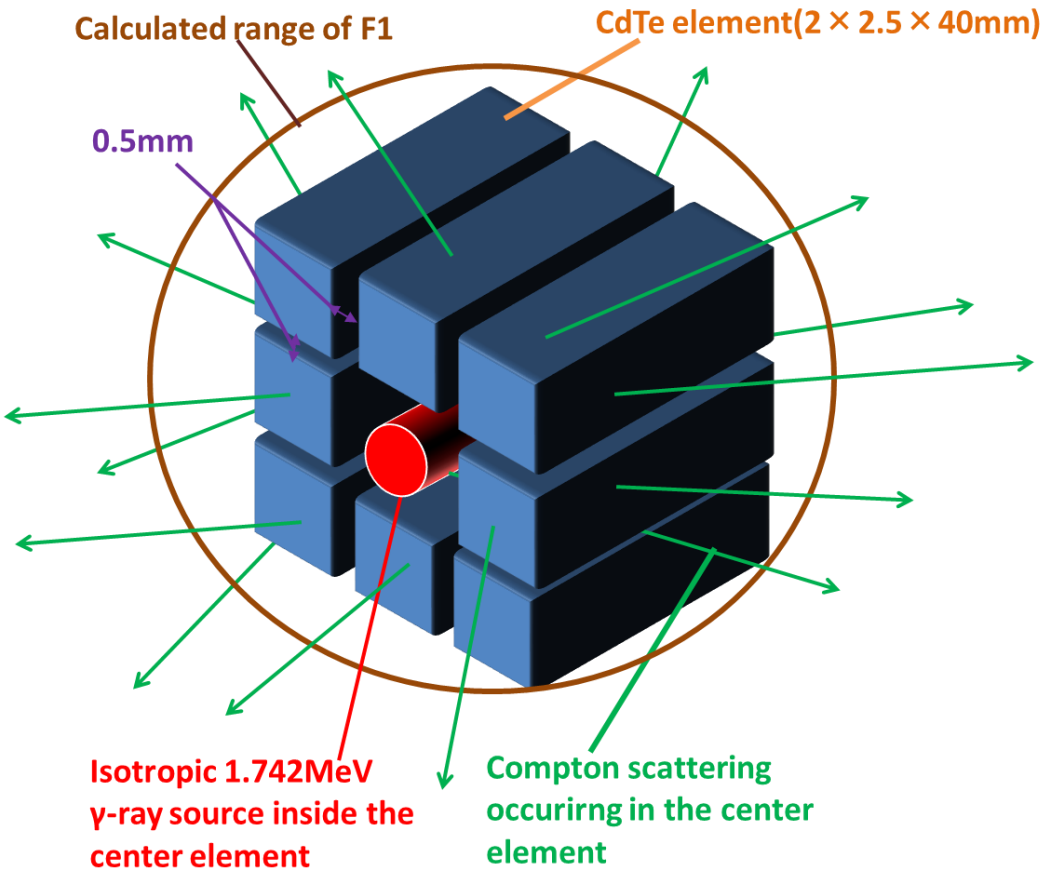



図 3-25　アレイ型 CdTe 検出器による非同時計数率を求めるための計算モデル

ただし、コリメータの設計の場合と同様に、以下のように複数回の計算を行った。これは、478keVγ 線のみに対する S/N 比を求めるためであり、あえて計算を複雑にしている。言い換えると、本研究では、$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ の反応による即発 478keVγ 線の PHS に関係しない γ 線は、どんな分布や大きさになっていても問題は無いからである。

① 2.22MeVγ 線が CdTe(1 素子)に入射した時の 478keVγ 線の波高値
② 2.22MeVγ 線が中心素子に入射した時に周囲素子(Void) で検出する 1.742MeVγ 数
③ 1.742MeVγ 線が中心素子から等方に放出される時に周囲素子(Void)で検出する 1.742MeVγ 線数
④ 1.742MeVγ 線が中心素子から等方に放出される時に周囲素子外へ漏れ出る γ 線数

詳しい計算方法は、次節で述べる。

## 3.9　非同時計数率の計算方法

### 3.9.1　角度依存性の計算

図 3-25 の計算モデルのように、素子中心を等方ソースとして使用する場合、コンプトン散乱の γ 線は前方に放出される割合が多いため、角度依存性を補正しなければならない。そのため、角度依存補正係数η を求めることにした。

まず、図 3-26 に示す通り、①2.22MeVγ 線が CdTe(1 素子)に入射した時の PHS を F8 タリーにより計算した。線源条件としては、コリメータ穴径と同じ大きさ(直径 2mm)の平行ビームが CdTe 素子に入射するとした。また、計算で求める PHS のエネルギービン幅は、前回のコリメータ設計と同様に 20keV とした。この結果から 478keVγ 線の波高値 a(赤の斜線部分)を求めた。この波高値 a が、非同時計数を行うことが可能な γ 線の総数であり、η を定義する際に、規格化が必要なため計算した。

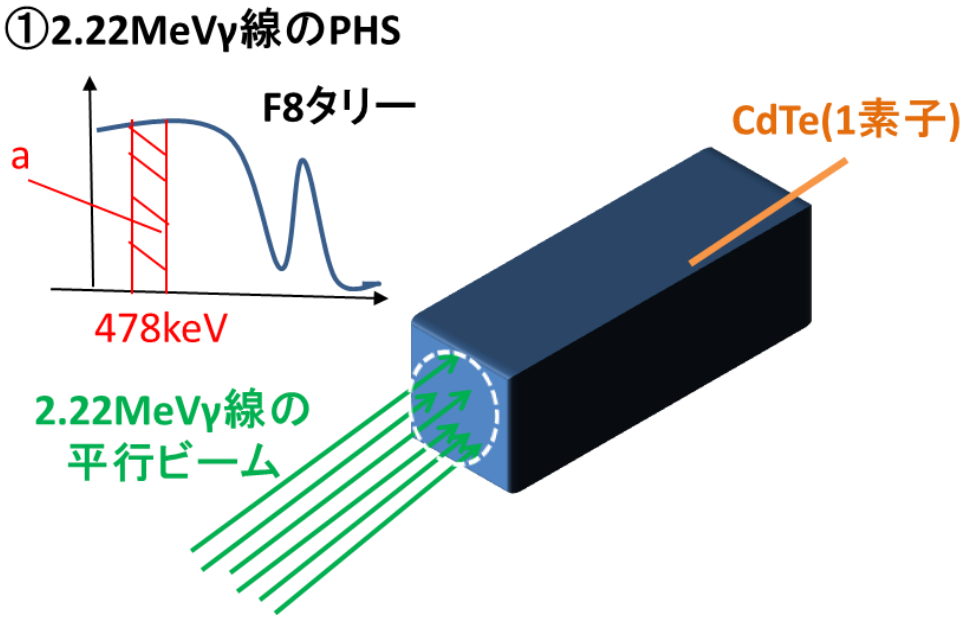



図 3-26　2.22MeVγ 線の PHS を求める計算モデル

次に、②2.22MeVγ 線が中心素子に入射した時の、周囲 8 素子(Void) で検出する 1.742MeVγ 線数を F1 タリーで計算した。図 3-27 に計算モデルを示す。中心位置の CdTe(1 素子)の斜めに位置している CdTe(1 素子)に入射する 1.742MeVγ 線のカレントは、右上、左上、左下、右下のうち、どれか 1 つ(図 3-27 では右上$b_1$)を計算して 4 倍すれば求めることができる。また、上下に位置している CdTe(1 素子)に入射する 1.742MeVγ 線のカレントは、同様に$b_2 \times 2$(図 3-27 では上$b_2$)で得られる。左右に位置している CdTe(1 素子)に入射する 1.742MeVγ 線のカレントも、$b_3 \times 2$(図 3-27 では上$b_3$)で求められる。これらの合計を b とすると、

$$b = b_1 \times 4 + b_2 \times 2 + b_3 \times 2 \quad [個] \tag{3.18}$$

で表される。つまり、この計算から 1.742MeVγ 線のコンプトン散乱の角度依存性を含んだ周囲 8 素子を通過するカレント数bが求まる。

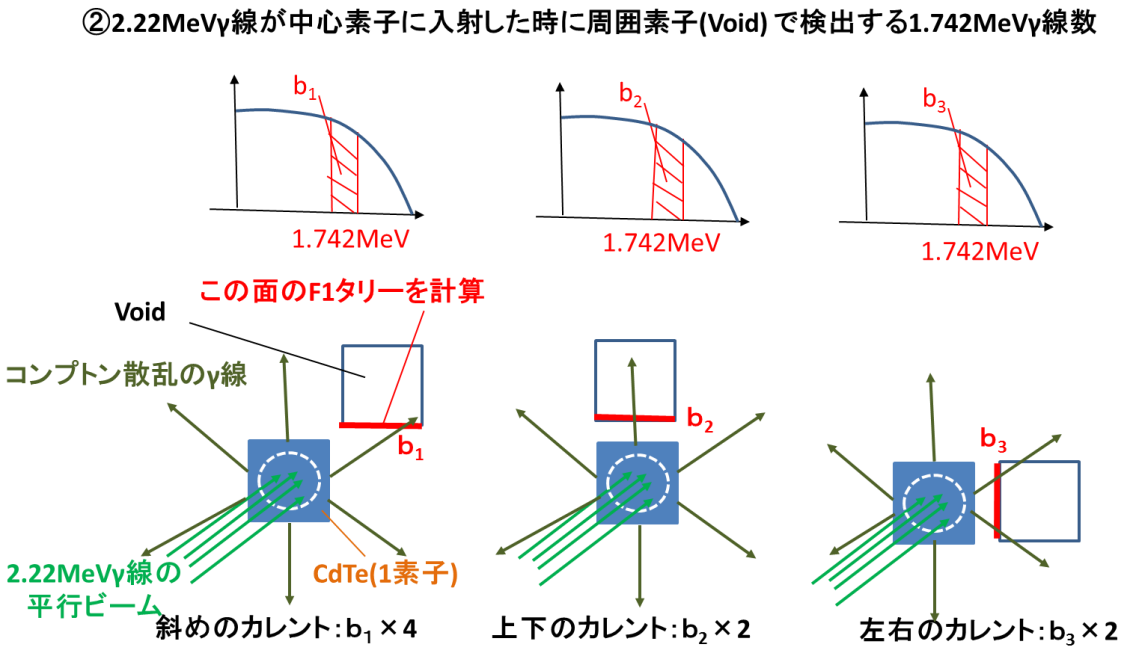



図 3-27　1.742MeVγ 線(コンプトン散乱)のカレントを求める計算モデル

そして、③1.742MeVγ 線が中心素子から等方に放出されるとした時に周囲 8 素子(Void)で検出する 1.742MeVγ 線数を F1 タリーで計算した。ソースは、素子中心位置の円柱状(直径 2mm，高さ 40mm)から 1.742MeVγ が放出される等方線源とした。図 3-28 に計算モデルを示す。先ほどの計算と同じように、斜め、上下、左右の位置にある CdTe(1 素子)のカレントを計算し、カレントの合計を c とすると、

$$c = c_1 \times 4 + c_2 \times 2 + c_3 \times 2 \quad [個] \tag{3.19}$$

で表される。この計算により、1.742MeVγ 線を等方線源にした時(角度依存性を含まない)に周囲 8 素子を通過するカレント数 c が求まる。

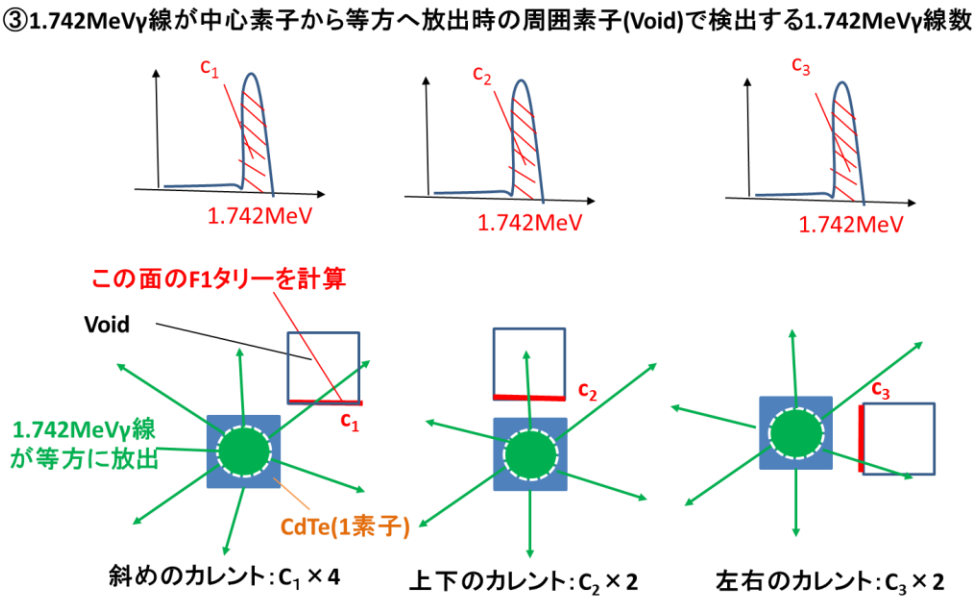



図 3-28　等方で放出する 1.742MeVγ 線のカレントを求める計算モデル

これらの結果から、角度依存補正計数ηを、

$$\eta = \frac{\text{角度依存性を含む 1.742MeV のカレント数}}{\text{角度依存性を含まない 1.742MeV のカレント数}} = \frac{b}{c \times \mathrm{a}} = 0.9 \qquad (3.19)$$

と定義した。上式を用いて、9 素子および 25 素子の場合のηを計算したが、その結果、ほぼ同じ 0.9 であった。この結果から、素子の後方に抜けるγ線の割合が多いことが推測できる。

### 3.9.2　1.742MeVγ 線が素子外に漏れ出るγ線数

最後に、④1.742MeVγ 線が中心素子から等方に放出される時に漏れ出るγ線数を計算する。計算モデルは、計算概要で示した図 3-25 である。中心素子内に 1.742MeVγ 線の円柱状ソース(直径 2mm、高さ 40mm)を設定する。そして、図 3-29 のように、周囲の素子から漏れ出る 1.742MeVγ 線のカレント d を F1 タリーで求めた。この計算により、非同時計数率は、

$$\eta \times (1 - \mathrm{d}) \times 100\% \qquad (3.20)$$

で求めることができる。実際の非同時計数は、特定用途向け集積回路 (Application Specific Integrated Circuit：ASIC)により行うことができる。ASIC を使用すれば、アレイ型 CdTe 検出器の全素子毎の信号を同時に取り出し、合計が 2.22MeV のγ線になるのかを高速で計算が

可能である。

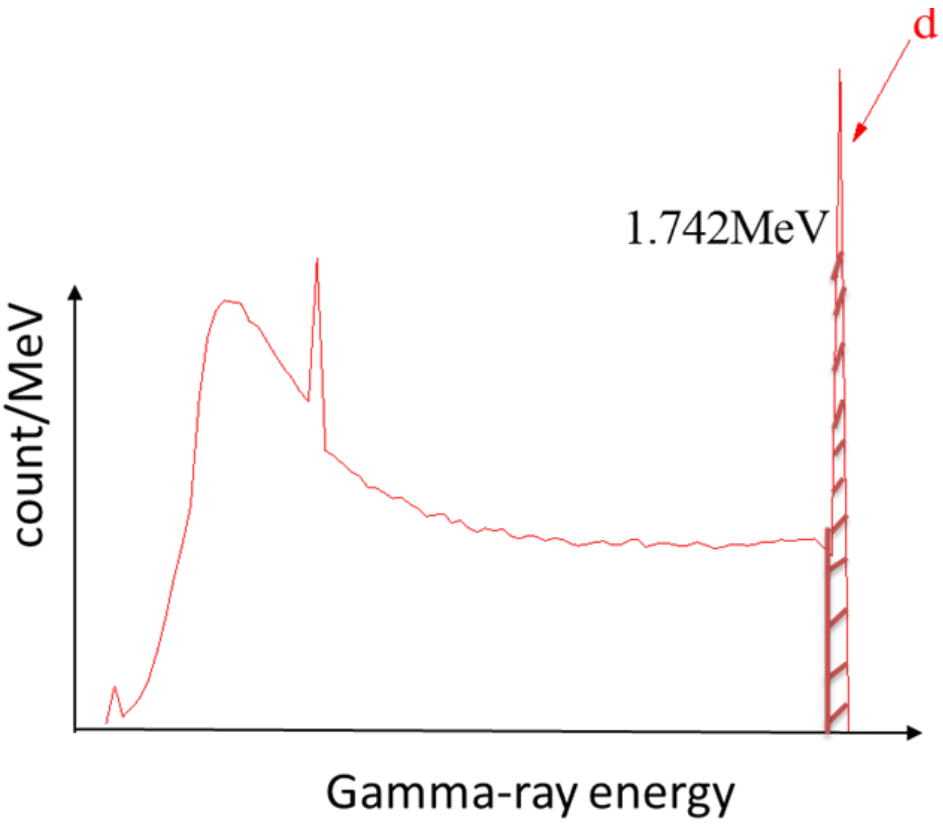



図 3-29　漏れγ線のカレントスペクトル

### 3.10　非同時計数率の計算結果

計算は、9 素子(3×3)だけでなく、16 素子(4×4)、49 素子(7×7)、81 素子(9×9)で実施し、非同時計数率を計算した。その結果を、図 3-30 に示す。横軸は素子総数の逆数、縦軸は非同時計数率である。素子数を増やせば増やすほど、非同時計数率が大きくなり、直線上に増加することが判明した。

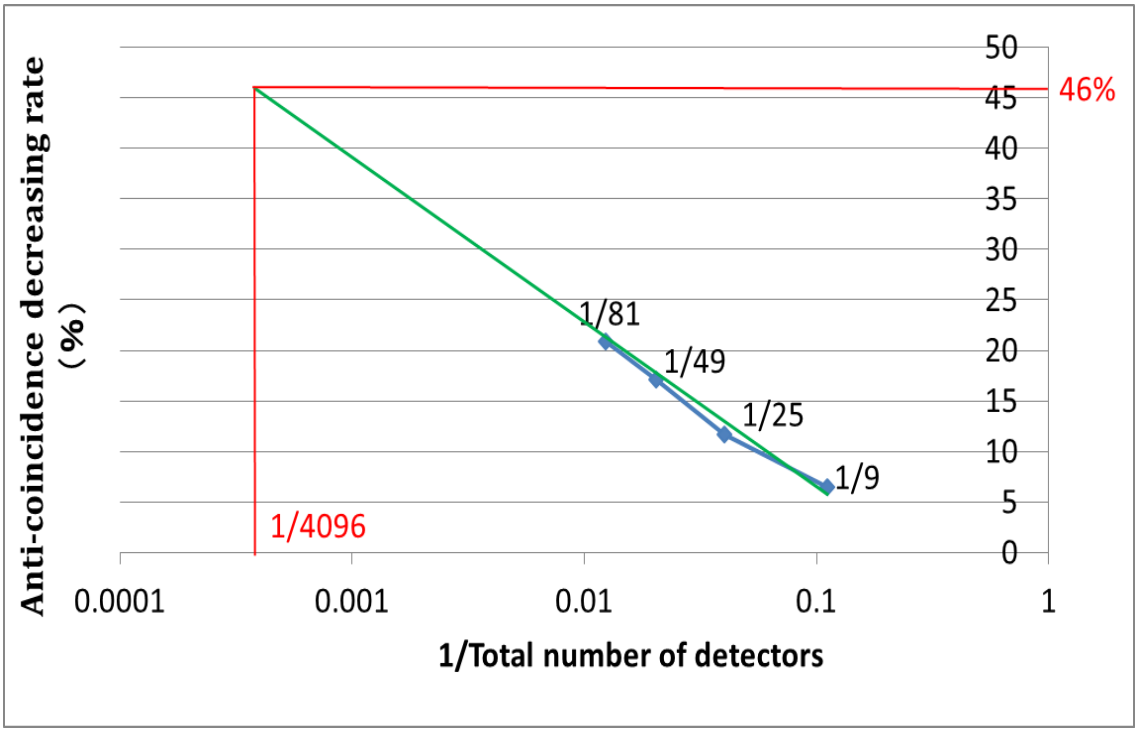



図 3-30　非同時計数率の計算結果

その測定結果をフィッティングし、実際のアレイ型 CdTe 検出器で使う予定の 4096 素子数(64×64)での、非同時計数率を外挿で求めた。その結果、46%であった。

つまり、コリメータの最適設計で求めた、S/N 比は 0.21 であったので、S/N 比は最大約 0.40【=0.21×1/(1-0.46)】まで改善できることを導くことができた。

## 3.11　考察とまとめ

今回の計算結果により判明したことは、まずBNCT-SPECTに用いるための、アレイ型CdTe検出器用コリメータには、最適な厚さが存在する、ということである。その結果は、全厚さが制限されている中では、最適な検出器の前面は、リチウム1.5cmとタングステン14cmであることがわかった。

次に判明したのは、2.22MeVγ線より発生するコンプトン散乱の影響が大きく、CdTe(1素子)だけでS/N比を1以上にすることに限界があることがわかった。そのため、S/N比を少しでも改善すべく、アレイ型CdTe検出器による、素子間の非同時計数によって2.22MeVγ線によるコンプトン連続部を減らす検討を行った。その結果、実際予定している概算の素子数4096個(256×256)の際、非同時計数を行うことによりS/N比は、倍の値(0.2から0.4)まで改善することを示した。

今後、著者は、アレイ型CdTe検出器とシンチレータを用いた、非同時計数法によりS/N比を改善する予定である。以下、具体的に説明する。

下図に示すように、CdTe(2素子)が並んでおり、CdTe素子の後方にシンチレータが並んでいる状況を考える。下図のように、γ線が入射後、散乱によって左側のCdTe素子に入射した場合、周りに同様のCdTe素子で囲まれていたら、非同時計数法により除去することができる。また、正面からの入射するγ線が散乱した場合でも、周りのCdTe素子との非同時計数法により除去することができる。さらに、正面から入射するγ線がCdTe素子後方に散乱および透過した場合でも、CdTe素子とシンチレータの非同時計数法により除去することができる。

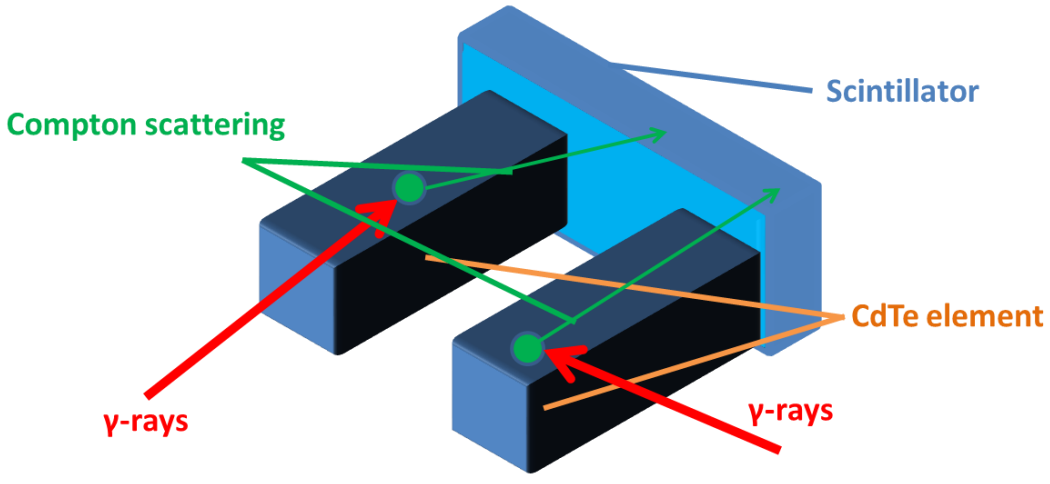



図3-31　シンチレータとCdTe(2素子)との非同時計数法

また、図 3-19 と図 3-20 の PHS から、2.22MeV によるシングルエスケープと 511keV の消滅γ線が見られなかった。2.22MeV によるシングルエスケープは、CdTe 素子が薄いため、素子内で電子対生成が発生しても、消滅γ線は素子内からほぼ通り抜けると考えられる。

なお、511keV の消滅γ線は計算上ほとんど見られないが、考慮する必要がある。なぜなら、今回の評価では、加速器や原子炉での中性子源自身を考慮していないからである。照射室の外には(n,γ)反応によって高いエネルギーのγ線が大量に発生し、その多くは、電子対生成を起こして、消滅γ線を発生させる原因になり、照射室に入る可能性がある。通常の加速器実験では、γ線を測定すれば、511keV の消滅γ線ピークが観測されることが知られている。つまり、開発した検出器は必ず、実際の BNCT の現場でのテスト計測が必要であることを意味し、今後の課題である。

## 参考文献


[1] S.Nakamura,T.Mukai,M.Manabe,I.Murata,”Precise Numerical Simulation of Gamma-ray Pulse Height Spectrum Measured with A CdTe Detector Designed for BNCT-SPECT”,Prog.Nucl.Sci.Technol. 3,52-55(2012).

[2] I. Kato, K. Ono, Y. Sakurai, M. Ohmae, A. Maruhashi, Y. Imahori, M. Kirihata, M. Nakazawa,Y.Yura,”Effectiveness of BNCT for recurrent head and neck malignancies”,Appl.Radiat.Isot.,61(5),1069-1073(2004).

[3] 日本原子力開発機構　核データ研究グループホームページ,

[4] http://wwwndc.jaea.go.jp/jendl/Jendl_J.html

[5] ブルックヘブン国立研究所核データセンターのホームページ, http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endf00.jsp

[6] X-5 Monte Carlo Team, 2003. MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, LA-UR-03-1987, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico.

[7] N.Metropolis, S. Ulam,” The Monte Carlo Method”, Journal of the American Statistical Association 44(247), 335-341(1949).

[8] 情報システム用語辞典,IT media エンタープライズ,

[9] http://www.itmedia.co.jp/im/articles/0901/26/news107.html

[10] 確率論・モンテカルロ法,イ・エム・ソボリ、ユ・ア・ロゾノフ(坂本実、磯野 秀明共訳),総合科学出版(1970)

[11] 小佐古　敏荘・笹本　宣雄,”放射線遮断”,オーム社(2011)

[12] 村田　勲,”モンテカルロ計算ハンドブック”, 第 14 章分散低減法,日本原子力学会(2006)

[13] 佐藤　理,”モンテカルロ計算ハンドブック”,第 15 章自動最適分散低減法,日本原子力学会(2006)

[14] 石川　智之,”モンテカルロ計算ハンドブック”,第 16 章エスティメータの選択,日本原子力学会(2006)

[15] 中村宗一朗,”BNCT 用 SPECT 装置のための CdTe 検出器の開発”,大阪大学大学院工学研究科 修士論文(2012)

[16] 緊急被ばく医療研修のホームページ, 公益財団法人原子力安全研究協会, http://www.remnet.jp/index.html

[17] Thermal Neutron Capture γ's (CapGam), http://www.nndc.bnl.gov/capgam/

[18] M.Manabe,S.Nakamura,I.Murata,”Study on Measuring Device Arrangement of Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT”, Reports of Practical Oncology and Radiotherapy(2016).

# 第 4 章　2 素子を用いた CdTe 検出器による同時計数

## 4.1　はじめに

第 4 章では、CdTe(2 素子)検出器の設計及び製作と同時計数率の測定について述べている。

前章でシミュレーションした非同時計数の結果を確認するためには、アレイ型 CdTe 検出器の製作が必要である。しかし、設計が定まっていないことおよびコストを考えると、いきなり多素子によるアレイ型 CdTe 検出器を製作するのは、得策でない。また、2 章でも述べたが、CdTe 検出器の素子が大きければ大きいほど、また、電圧が高ければ高いほど漏れ電流が多く、漏れ電流防止の対策を施さねばならない。

本論文では、ASIC を用いたアレイ型 CdTe 検出器の実験が可能でかつ、漏れ電流の防止対策を施した、同時計数が確認できる最小素子数である、CdTe(2 素子)を用いた検出器で製作した。

製作した CdTe(2 素子)検出器と標準 γ 線源を用いて、1 素子の検出器と同様に性能評価(固有効率とエネルギー分解能)を行った。その後、$^{137}$Cs から放出される 662keVγ 線とコインシデンスモジュールを使い、CdTe(2 素子)検出器による同時計数率を実施した。

これらの内容について、本章で説明する。

## 4.2　CdTe(2 素子)を用いた検出器製作について

### 4.2.1　CdTe(2 素子)を横に並べた検出器

最初は、1 素子を横に 2 個並べた検出器を製作した。図 4-1 がその設計図であり、図 4-2 が CdTe(2 素子)の外観と中に入った CdTe(2 素子)の写真である。この CdTe 検出器は、高電圧を印加するための、SHV 端子が 2 個ついており、CdTe(1 素子)に 1 個接続されている。外観は電磁波の遮へいのため、アルミ製のケースに入れてある。入射窓は、素子前面と側面の 2 方向に取り付けてある。数百 keV 単位の γ 線を測定する場合、基本的には前面の入射窓しか使用しないが、側面からの入射も可能となっている。

この同時計数率の測定データを用いて、アレイ型 CdTe 検出器の製作を行う予定としていた。しかし、2 素子の性能のばらつきが大きく、同じ値の電圧を印加しても、漏れ電流の量の差が大きかった。そのため、測定データと計算を比較することが難しかった。つまり、CdTe(2 素子)を製作するときには、同電圧が印加できること、また、漏れ電流を出来るだけ抑える工夫が必要であることが判明した。この結果は、次節で示す、2 素子を用いた C d Te 検出器の製作に有益な情報となった。

ただし、この CdTe(2 素子)の検出器は有用であり、本論文の考察で詳細を述べるが、同時計数率の評価研究には役立つと考えられる。[1]

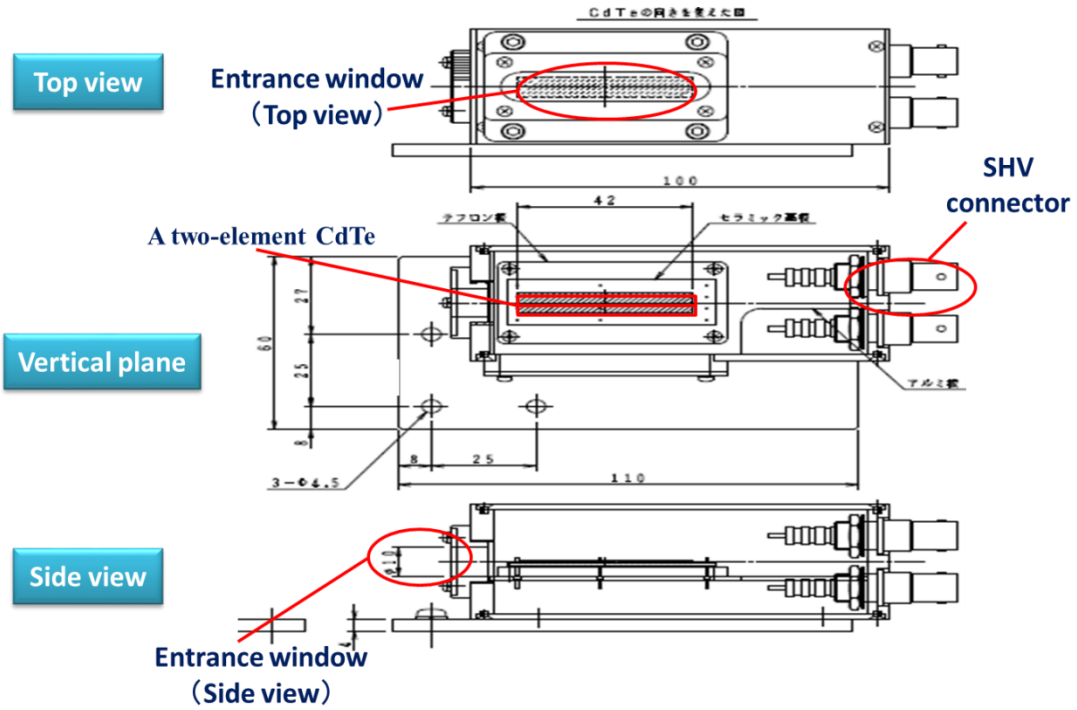
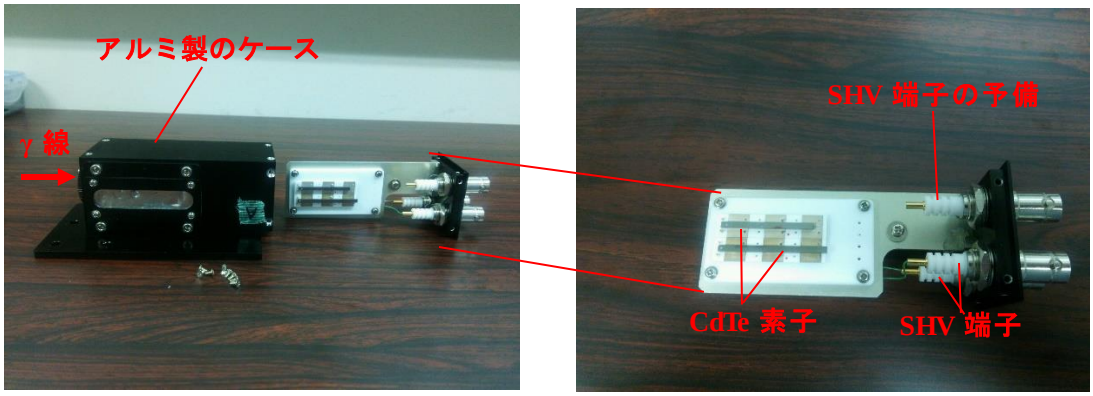



図 4-1　1 素子を横に並べて製作した CdTe(2 素子)を用いた検出器の設計図



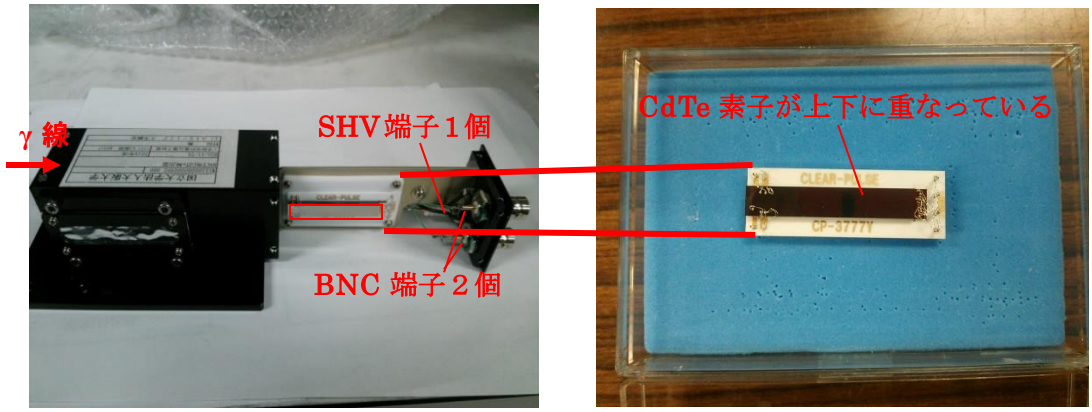

(a)CdTe(2 素子)検出器の外観と内観　　(b)CdTe(2 素子)検出器の内観の拡大図

図 4-2　CdTe(2 素子)を用いた検出器の写真【CdTe(1 素子)を横に並べた場合】

### 4.2.2　CdTe(2 素子)を上下に重ねて製作した検出器

次に、図 4-3(a)のように 1 素子を上下に重ねた CdTe(2 素子)の検出器を製作した。この CdTe(2 素子)の検出器は、前項での CdTe(1 素子)を横に並べて製作した検出器に問題があるため新たに製作した。具体的には、漏れ電流を出来るだけ低減すること、なおかつ、将来的に 2 素子以上のアレイ型 CdTe 検出器の実験を ASIC でできるよう工夫した。図 4-3(b)と(c)に CdTe(2 素子)の外観と CdTe(2 素子)を示す。CdTe 検出器の外観は、前項で説明した構造とほぼ同じである。違う点は、SHV 端子だけではなく、通常の出力信号で使われる BNC 端子を 2 個取付けている。理由は、下記の工夫点の説明で示す。

(a)重ねる前の CdTe(2 素子)




(b)CdTe(2 素子)検出器の外観と内観　　(c)重ねた後の CdTe(2 素子)

図 4-3　CdTe(2 素子）を用いた検出器の写真【CdTe(1 素子)を上下に重ねた場合】

工夫点は、以下の 3 点である。

① CdTe(1 素子)を 8 つのピクセルに分割し、ASIC の実験ができるように対応。
② CdTe 素子の端面から出る漏れ電流を減らすため、ガードリング[62]を取り付けた。
③ 高電圧の影響による電磁ノイズ等を抑えるために、出力信号をグランドから取り出す構造とした。

図 4-4 がこの CdTe(2 素子)の構造図であり、CdTe(1 素子)(1×5×40mm)の周りに、端面から漏れ出る電流を減らすために素子周り 1mm のガードリングを取付けた。CdTe(1 素子)を 8 つのピクセル(1×0.625×40mm×8 本)に分割し、それぞれのピクセルごとに出力信号線を取付けた。ピクセルに分割したのは、ASIC の実験を実施するためである。もう 1 つ同じ CdTe(1 素子)を製作し 2 枚を貼り合わせ、CdTe(2 素子)(2×5×40mm)を構成した。この上下 8 ピクセル(4 ピクセル+4 ピクセル)で CdTe(2 素子)検出器の 1 素子とした。理由は、現状製造可能な CdTe(1 素子)は、2×2.5×40mm であるが、歩留まりが悪く、1mm 厚さを 2 枚使用した。高電圧線を印加する CdTe 素子の上下側面に取付け、出力信号を貼り合わせた中心部から取り出すこととした。2 枚の CdTe 素子は、導電性接着剤を用いて金線を介して貼り付け、電極を

[62] ガードリングとは、半導体素子の漏れ電流を減らすために使用されている技術である。例えば PN 接合ダイオードに逆バイアスを掛けると、中心部分は電荷が多いため、電場は空乏層に一様に広がるが、端部分は、中心部分に比べて電場が歪んでいる。そこで、ダイオードの周りに P 型層を取り付けると、空乏層が外に広がり電場の偏りを緩和することができる。ダイオードから見ると外側から囲んでいるように見えるので、ガードリングという名前で呼ばれている。[2]

作り、設置してある。CdTe 素子間の電極に金属を使用していないのは、CdTe 素子がもろいためである。高電圧線と出力信号線を分離しているため、高電圧回路が起因する電磁ノイズ等が抑えられる効果もある。今回は、CdTe(2 素子)間の同時計数率を計測するため、出力信号線は、上下 CdTe(1 素子)の出力信号線を 8 本束ねて、2 本の出力信号線とした。

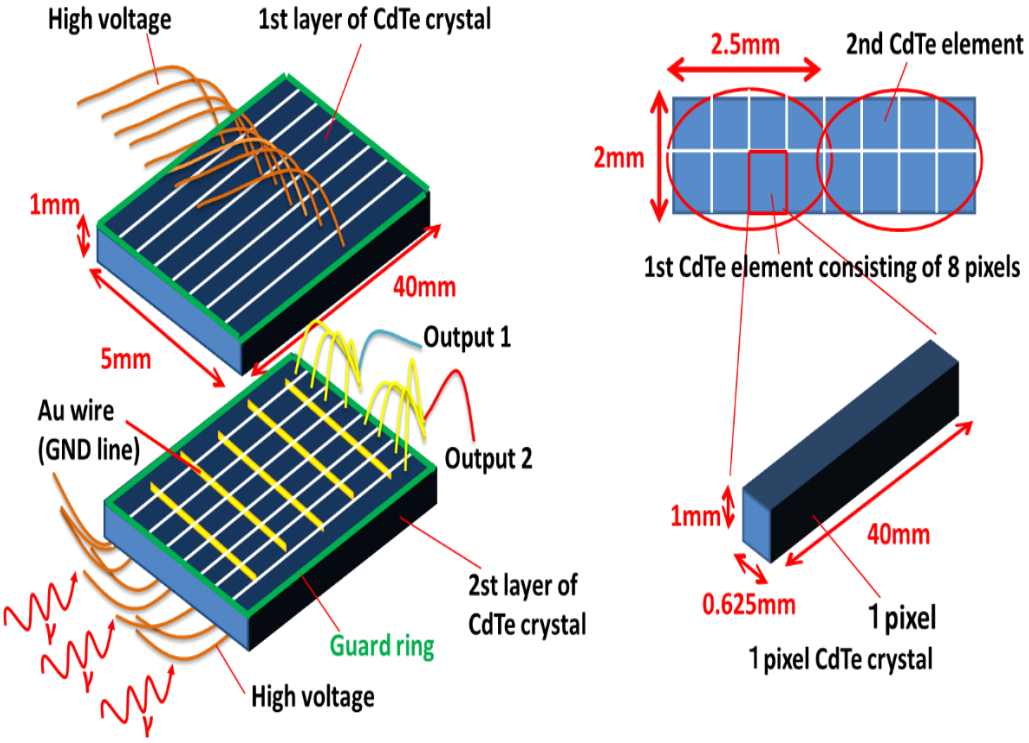



図 4-4　CdTe(2 素子）の構造図

## 4.3　CdTe(2 素子)検出器の性能評価

### 4.3.1　CdTe 検出器の性能評価(2 素子)の測定方法

性能評価(固有効率と FWHM の測定)は、図 4-5 に示すシステムで実施した。[3][4][5] CdTe(2 素子)検出器以外は、2.3.4 項で示した CdTe(1 素子)検出器と同様である。変わっているのは、前置増幅器(ORTEC142AH)と主増幅器(ORTEC590A)だけである。この前置増幅器(ORTEC142AH)は、1 素子で使用していた ORTEC142 の上位機器である。この２つの前置増幅器の主な違いは、高電圧対応可能範囲であり、ORTEC142AH は±5kV まで対応可能に対し、ORTEC142 は±1keV である。ORTEC590A はアンプ＆タイミング SCA といい、主増幅器と TSCA(Timing Single Channel Analyzer)の機能が付いており、両方対応できる便利なモジュールである。このモジュールの詳しい説明は、4.4.1 項で記載している。バイアス電圧は、電荷を高収集するため 1000V、主増幅器の Shaping-Time を 1.75μsec とした。

CdTe(1 素子)検出器として、3 種類の標準γ線源【$^{133}$Ba (356.0keV),$^{137}$Cs (661.7keV),$^{22}$Na (511.0keV) 】を用いた。固有効率の測定では、標準γ線源と CdTe(2 素子）検出器の距離は 4cm に置き、$^{133}$Ba と $^{137}$Cs は測定時間 1800sec、$^{22}$Na は 3600sec 測定した。

また、FWHM 計測時の標準γ線源と検出器の距離は 0cm に置き、$^{133}$Ba と $^{137}$Cs は測定時間 120sec、$^{22}$Na は 300sec 測定した。図 4-6(a)と(b)に、固有効率と FWHM 測定時の CdTe(2 素子）検出器の写真を示す。

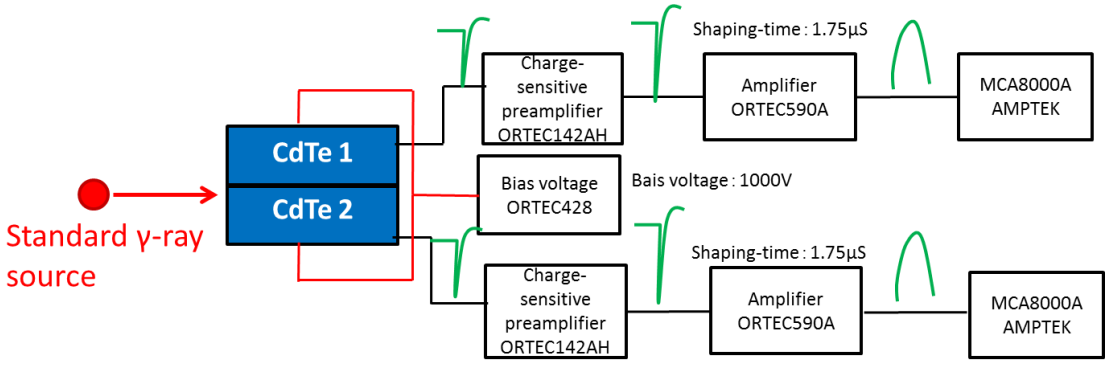
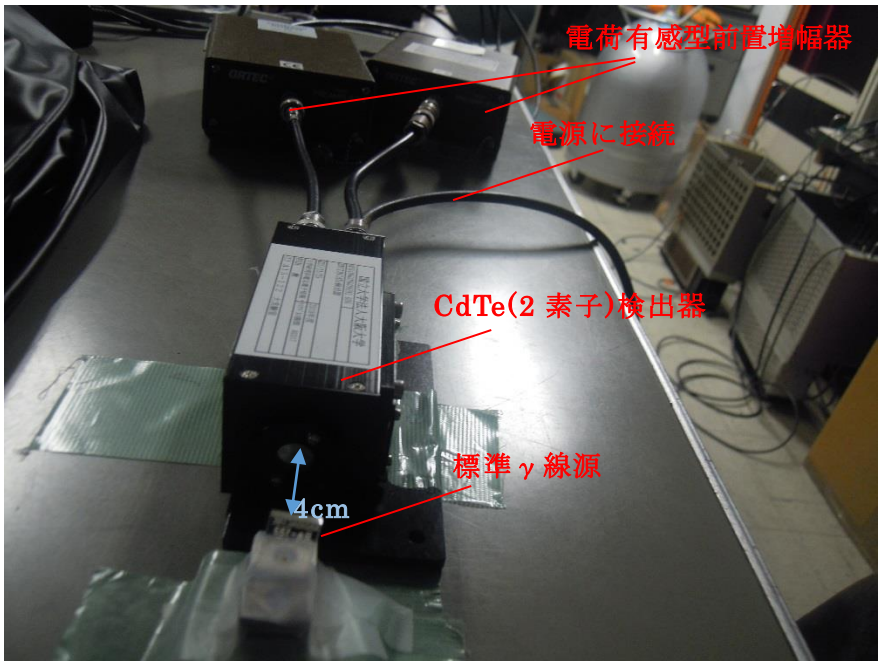



図 4-5　CdTe(2 素子)検出器の性能評価の測定実験体系




(a)固有効率測定時の写真

(b)FWHM 測定時の写真

図 4-6　CdTe(2 素子)検出器による固有効率と FWHM 測定時の写真

### 4.3.2　CdTe 検出器の性能評価(2 素子)の測定結果

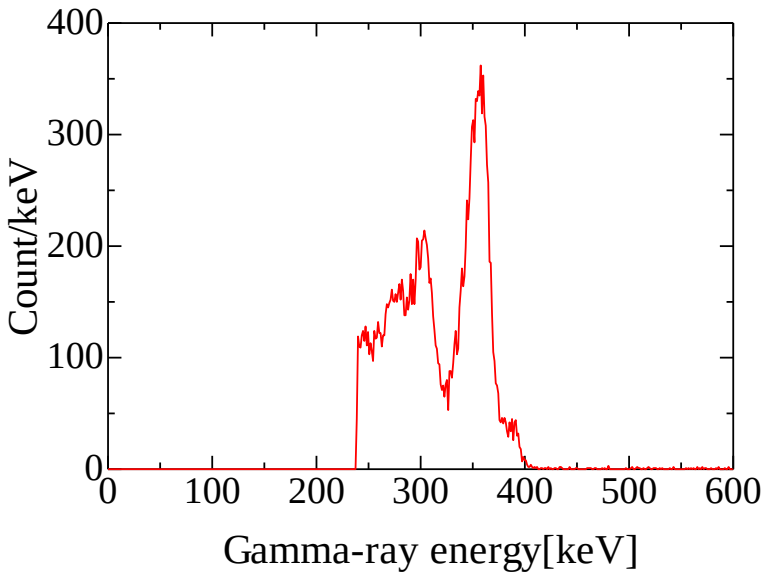
得られた、3 種類の標準線源の固有効率及び FWHM 計測のための PHS を図 4-7 と図 4-8 に示す。また、それぞれの固有効率と FWHM の数値を表 4-1 と表 4-2 に示す。固有効率は、1 素子の場合と同様に理論値と比べるため、MCNP5 を用いて測定結果を評価した。MCNP5 の計算結果と測定値の比較したグラフを図 4-9 示す。図 4-9 の結果より、CdTe(1 素子)検出器と同様に CdTe(2 素子)検出器の固有効率は計算値と測定値がほぼ一致していることがわかった。図 4-9 のエラーバーは、測定時の統計誤差で表した。

また、図 2-18 で示した、1 素子の場合の 478keVγ 線の固有効率(0.182)と比べて、2 素子の方が大きい(0.225)のは、CdTe(2 素子)検出器の CdTe(1 素子)が 2×2.5×40mm であり、CdTe(1 素子)検出器の素子寸法(1×1.5×30mm)より大きいからである。

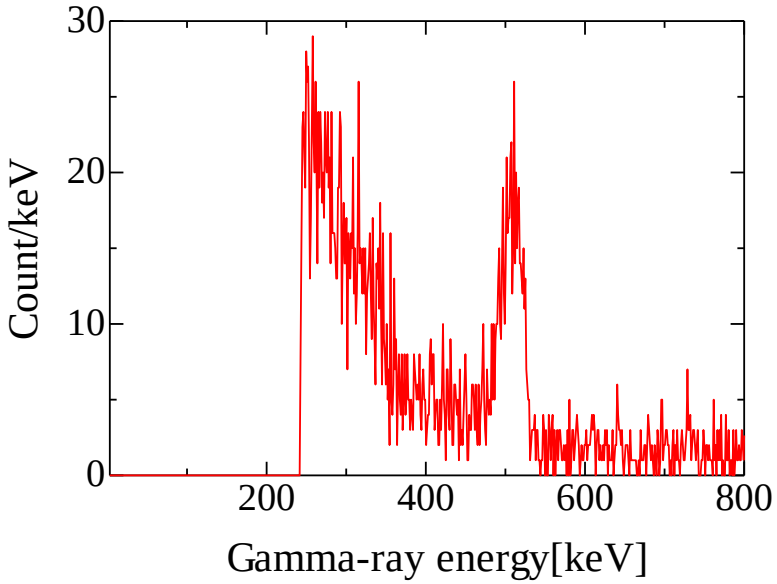
この結果、次節で説明する、2 素子の CdTe 検出器を用いた同時計数率の実験結果を MCNP5 で解析できると判断した。

次に、FWHM のグラフを図 4-10 に示す。表 4-2 に記載した「不確かさ」とは、1 素子でも述べたように、カウント数が少なく、PHS 内のばらつきが多いため、推定最小 FWHM と最大 FWHM の差で定義した。図 4-10 のエラーバーは、この不確かさで表している。

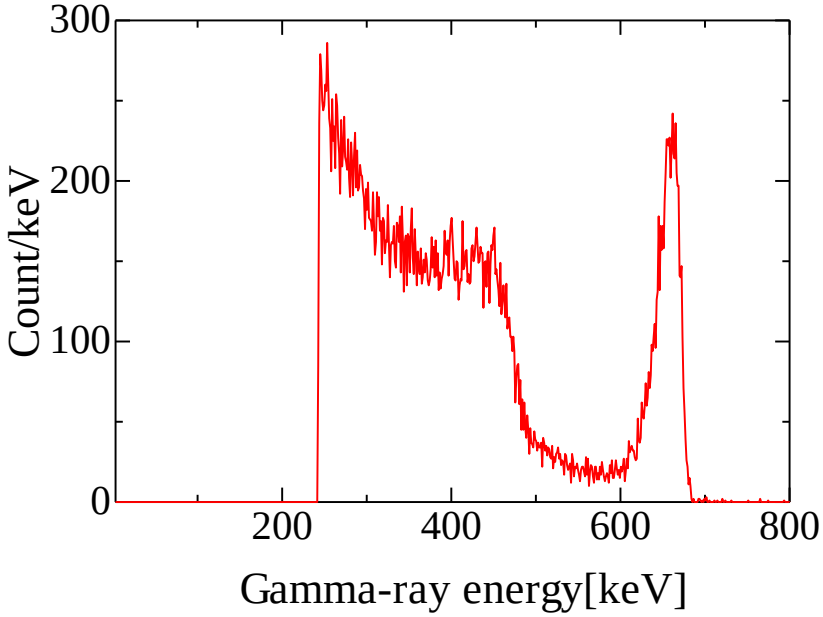
図より、γ 線に対する FWHM を内挿により求めた結果、478keVγ 線の FWHM は 17.2keV となり、FWHM については、CdTe(2 素子）検出器と図 2-19 で示した CdTe(1 素子)検出器の値(17.2keV)が一致するため、2 章で示した、FWHM＜33keV(511-478keV)を満たすと判断できる。




(a) $^{133}$Ba の PHS

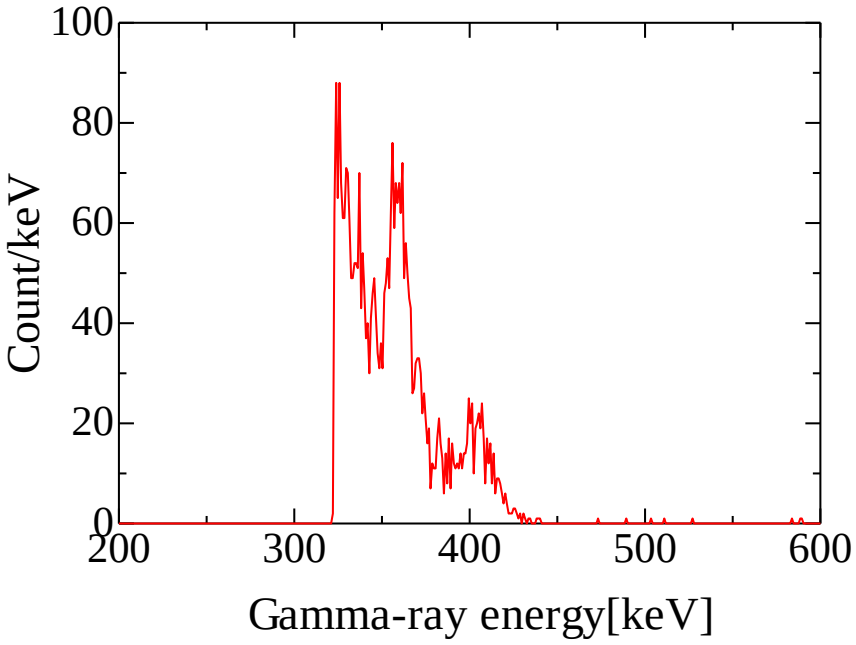



(b) $^{22}Na$ の PHS

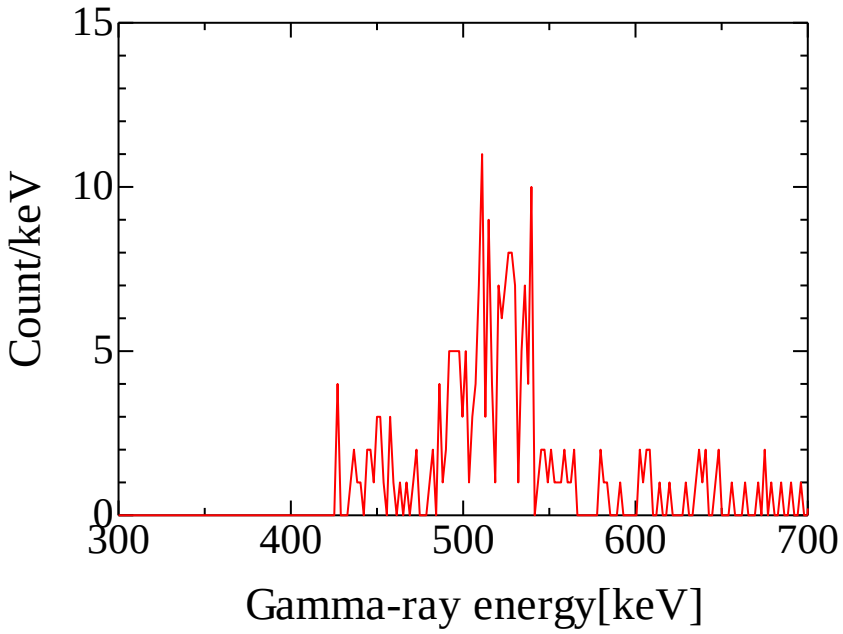



(C) $^{137}Cs$ の PHS

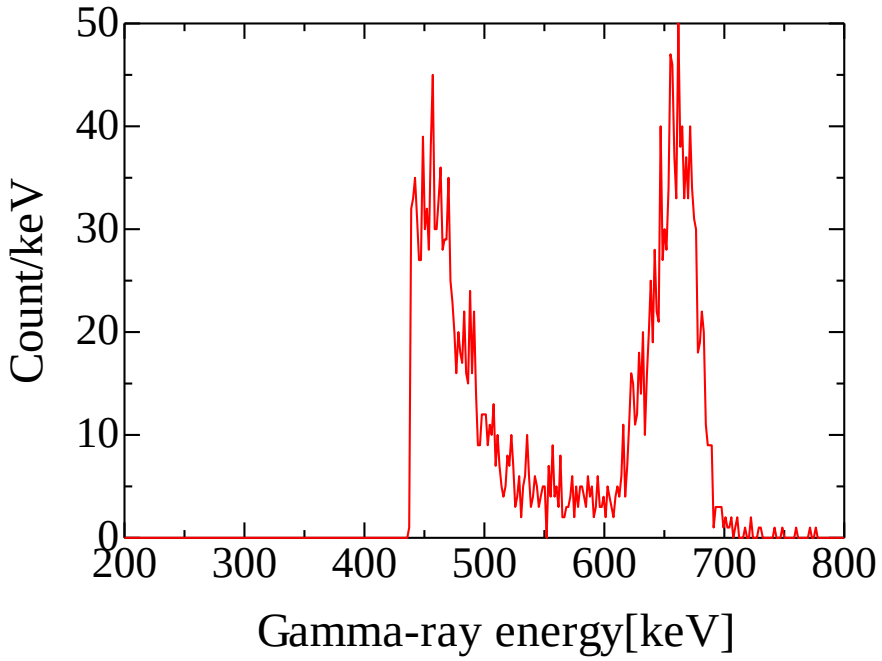
図 4-7　固有効率を求めるために CdTe(2 素子)検出器により測定した PHS




(a) $^{133}$Ba の PHS




(b) $^{22}$Na の PHS




(C) $^{137}$Cs の PHS

図 4-8　固有効率を求めるために CdTe(2 素子)検出器により測定した PHS

表 4-1　固有効率の計算値と測定値

| 標準γ線源 | MCNP5 | 測定値 | 統計誤差 | MCNP5 との差 |
|---|---|---|---|---|
| $^{133}$Ba(356.0keV) | 0.254 | 0.365 | 0.015 | 0.111 |
| $^{22}$Na(511.0keV) | 0.126 | 0.194 | 0.042 | 0.067 |
| $^{137}$Cs(661.7keV) | 0.076 | 0.074 | 0.012 | 0.002 |

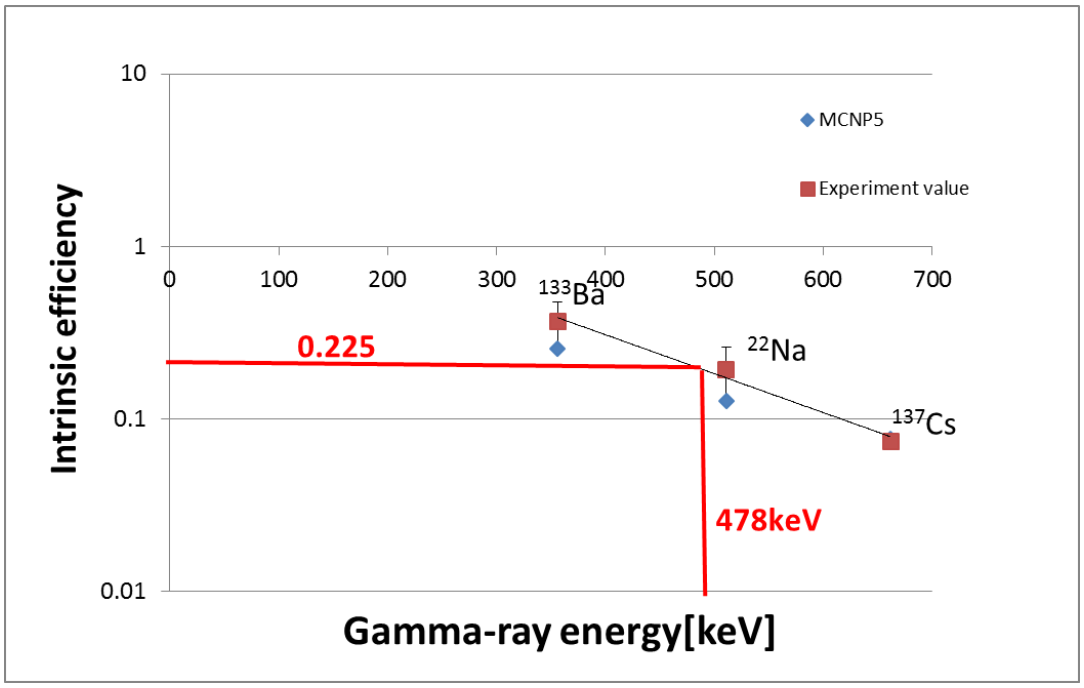



図 4-9　CdTe(2 素子)検出器の固有効率

表 4-2　FWHM の測定値

| 標準γ線源 | FWHM(keV) | 不確かさ | 統計誤差 |
|---|---|---|---|
| $^{133}$Ba(356.0keV) | 15.7 | 5.72 | 0.032 |
| $^{22}$Na(511.0keV) | 18.0 | 10.44 | 0.077 |
| $^{137}$Cs(661.6keV) | 28.7 | 4.92 | 0.030 |

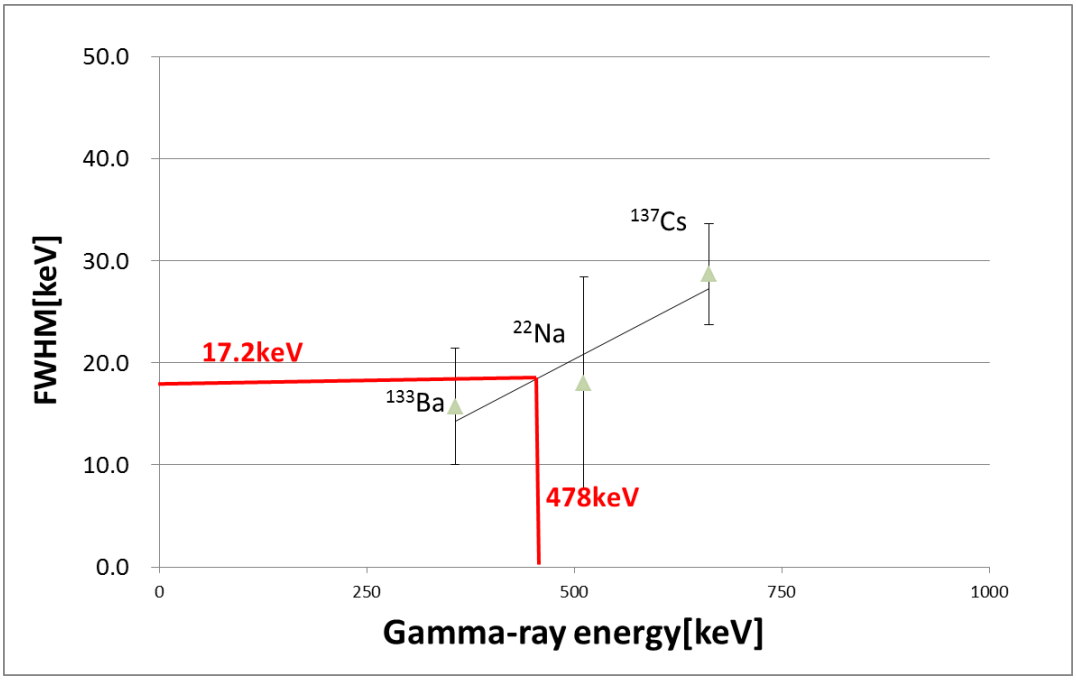



図 4-10　CdTe(2 素子)検出器の FWHM

## 4.4　CdTe(2 素子)検出器による同時計数の実験

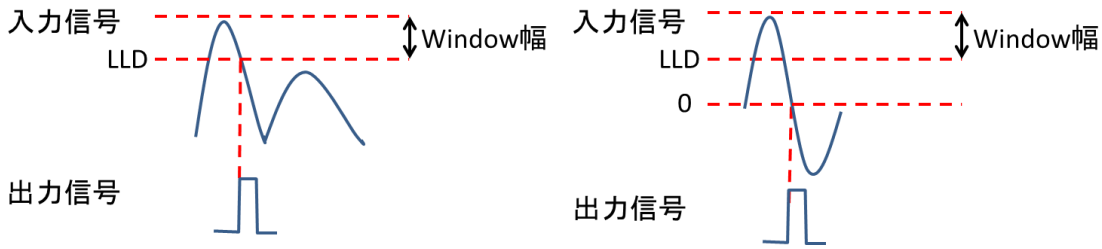
### 4.4.1　同時計数率の実験で用いた NIM モジュール

本実験では、同時計数を計測するために、さまざまな NIM モジュールを用いて構成した。同時計数回路の説明に入る前に、今回使用したモジュールの機能について以下に説明する。

○アンプ＆タイミング SCA(ORTEC590)

アンプ＆タイミング SCA とは、主増幅器とタイミング SCA の両方の機能を持ち合わせており、単独および同時に使用することができる。主増幅器は、最大 1250 倍増幅することが可能で、Shaping-Time は 0.5、1.5、3.0μsec の 3 種類選択できる。SCA とは、入力信号の波高値(電圧値)によって、欲しいエネルギー範囲だけ弁別したいときに使用するものである。図 4-11(a)のように入力信号の中から、Window 幅と LLD(Lower Level Discriminator)を用いてしきい条件を設定し、その条件を満たす電圧信号がきた時にだけ、ロジックパルスを出力信号として出す。Window 幅は、0.1V 刻みで 0～10V まで幅を変えることができる。また、Window 幅と LLD の信号は、そのまま取り出さず、LLD を割る時までに、Window 幅をこえていないかどうかを判定し、こえていなければ出力信号を出す方法をとっている。この方式だと、入力パルスがどんな波形であっても早く応答することがメリットであるが、その代わりに入力信号の大きさによって、出力信号のタイミングが早くなったり遅くなったりする。

今回の同時計数率を求めるような実験では、タイミングが重要である。その場合は、図 4-11(b)のように入力信号にバイポーラパルスを用いて、信号がゼロレベルになる時点でシングルチャネルの判定をする。この方式だと、出力信号はゼロレベルのみの時にしか出ないため、時間分析などの用途に用いられ、これをタイミング SCA という。[6][7]




(a)SCA　　(b)タイミング SCA

図 4-11　SCA における入力信号と出力信号の関係

○ディレイアンプ(ORTEC427A)

ディレイアンプとは、文字通り入力してきた信号を遅らせて出力させる機能を有するもので、タイミング調整が必要な時に使用される。最小 0.25μsec から最大 4.75μsec まで信号を遅らせることができる。アンプについては、補助的なものであり信号を遅らせる仮定での損失を補うため入っている。[8]

○リニアゲート(ORTEC426)

リニアゲートとは、ゲート信号が入力されている時にだけ、入力信号はそのままの通過させるものである。ゲート入力端子に加える信号は、＋2V 以上と決められている。入力信号が入力された際、ゲート信号が到着するようにディレイアンプで少し遅らせて、適切な時間だけ重ねるように調整し使用する。[9]

○リニアゲート＆スローコインシデンス(OKEN721-1)

リニアゲート＆スローコインシデンスとは、同時計数または非同時計数を計測するためのモジュールである。図 4-12 に示すように、入力した A と B のロジックパルスが同時に来た場合のみゲート信号になり、その際に入力信号がくれば、そのまま出力信号になる。ゲート幅は 0.5～10μsec まで調整でき、コインシデンスの入力は 3 チャンネルまで可能である。[10][11]

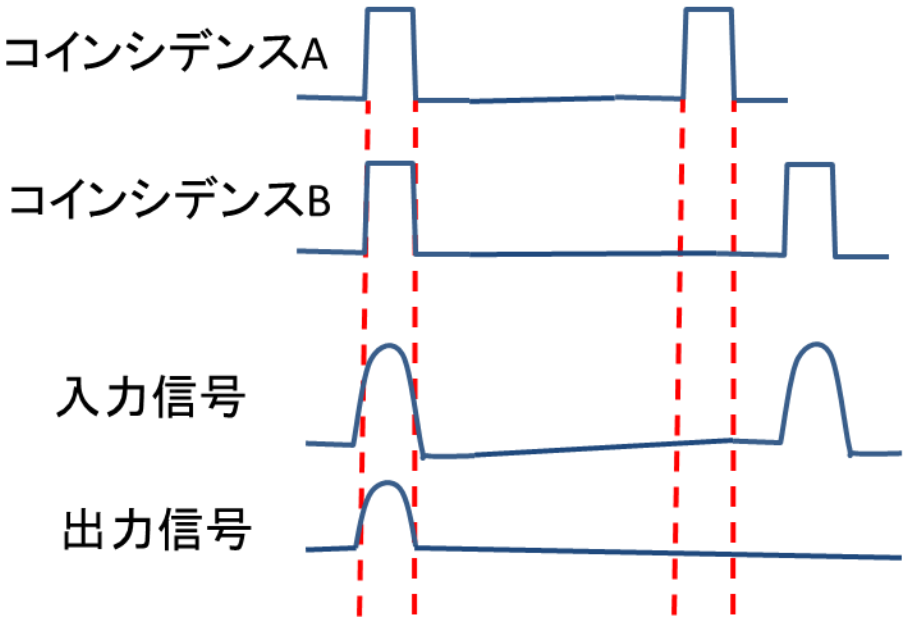



図 4-12　同時計数のタイミング図

### 4.4.2　同時計数率の実験方法

前項で説明した NIM モジュールを用いて、図 4-13 に示すように、同時計数事象を計測する実験回路を組み上げ、同時計数率を求めた。γ 線源は $^{137}$Cs(661.7keV,410kBq)を用いた。$^{137}$Cs と CdTe(2 素子)検出器の距離は 4cm である。図では、CdTe(2 素子)をそれぞれ CdTe1、CdTe2 と呼ぶことにする。[12]

バイアス電圧(ORTEC428)は 1000V とし、主増幅器(ORTEC590)の Sharping-Time は 1.75μsec、リニアゲート＆スローコインシデンス(OKEN721-1)のゲート幅を 10μsec、測定時間は 30 分間とした。30 分間としたのは、30 分以降になると、ポーラリゼーションの影響がひどくなり、PHS が広がりエネルギー分解能が悪化するからである。

実験では、MCA1 で CdTe1 が計測した $^{137}$Cs の PHS を、MCA2 で CdTe1 と CdTe2 が同時計数した時の PHS を計測する。

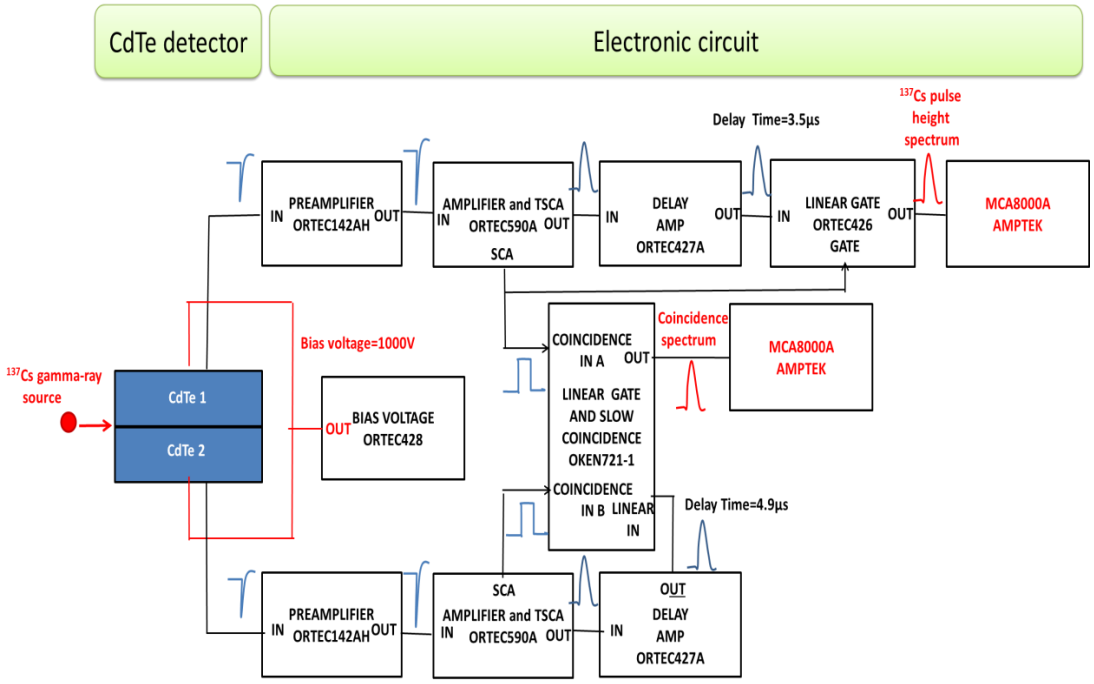



図 4-13　CdTe(2 素子)検出器を用いて同時計数を測定する実験体系

まず、CdTe1 での信号の流れについて説明する。CdTe1 で計測した出力信号は、電子ノイズで信号が埋もれてしまわないように、電荷有感型前置増幅器(ORTEC142AH)により増幅する。そして、アンプ＆タイミング SCA(ORTEC590)で主増幅器側とタイミング SCA に 2 つに分岐する。主増幅器側に入力した出力信号は、$^{137}$Cs の PHS に整形し、ディレイアンプ

(ORTEC427A)とリニアゲート(ORTEC426)を通り、MCA１で $^{137}$Cs の PHS として計測される。タイミング SCA の出力信号の方は、リニアゲート＆スローコインシデンス(OKEN721-1)の Coincidence in A に入力する。この信号は、CdTe2 側との同時計数を行うためのタイミング信号として使われる。ディレイアンプとリニアゲートを通すのは、Coincidence in A に入力するタイミング信号と CdTe1 で計測される $^{137}$Cs の PHS のタイミングを調整している。

一方、CdTe2 側で計測した出力信号は、CdTe1 側と同様に、電荷有感型前置増幅器(ORTEC142AH)とアンプ＆タイミング SCA(ORTEC590)を通る。タイミング SCA の出力信号の方は、リニアゲート＆スローコインシデンス(OKEN721-1)の Coincidence in B に入力する。この信号は、CdTe1 側との同時計数を行うためのタイミング信号である。主増幅器の方の出力信号は、ディレイアンプ(ORTEC427A)を通り、リニアゲート＆スローコインシデンス(OKEN721-1)の Linear in に入る。この出力信号は、Coincidence in A と Coincidence in B に同時にタイミング信号が入ったときのみ、リニアゲート＆スローコインシデンスの OUT から出力信号が MCA2 に送られ計測される。この信号が同時計数で計測した信号である。

また、コリメータを使用しないで同時計数の実験をしているのは、素子間に隙間がないため、コリメータの調整が難しかったためである。

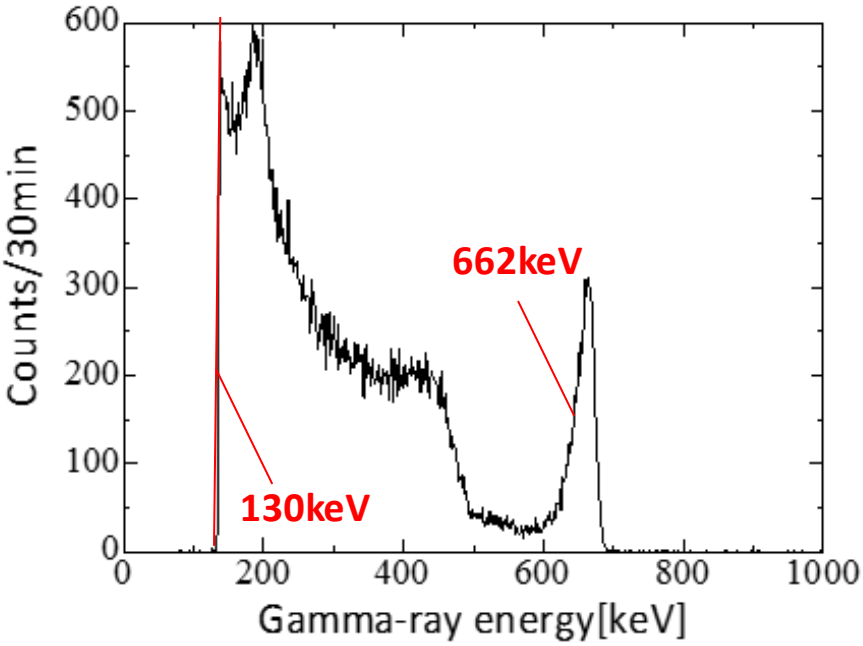
### 4.4.3 同時計数率の実験結果

MCA１と MCA2 の測定結果を図 4-14(a)と(b)にそれぞれ示す。(a)は CdTe1 で計測した $^{137}$Cs の PHS である。130keV で信号をカット(スレッシュホールド)しているのは、低エネルギー側には、電子回路からの電子ノイズがのるためである。トータルカウントは、79529 カウントであった。

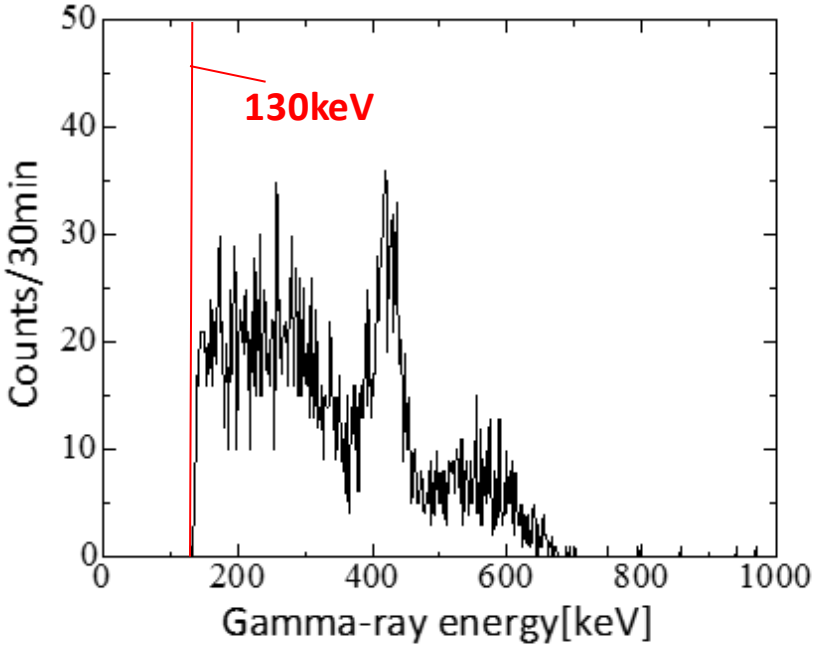
一方、(b)は、CdTe2 側で測定された同時計数の PHS である。450keV 付近にピークがあるが、これは、(a)$^{137}$Cs のコンプトン後方散乱ピークが 200keV 付近に一番多くカウントされているためだと考えられる。トータルカウントは、4007 であった。同時計数率は、下式で定義されるので、

$$\text{同時計数率} = \frac{\text{散乱}\ \gamma\ \text{線の PHS}}{\text{元の}\ \gamma\ \text{線の PHS}} \tag{4.1}$$

実験での同時計数率は、4007/79529=0.050±0.0008 となった。この同時計数率を MCNP5 で計算し、一致するか確認した。次節で計算方法を説明する。




(a) CdTe1 側で測定した $^{137}$Cs の PHS




(b) CdTe2 側で測定した同時計数の PHS

図 4-14　CdTe(2 素子)検出器で測定した $^{137}$Cs と同時計数の PHS

## 4.5　CdTe(2 素子)検出器による同時計数率の計算方法

### 4.5.1　同時計数率の計算概要

MCNP5 を用いて、同時計数率の計算を実施した。断面積データとしては、ENDF の第 6 版である ENDF/B-VI ベースの核データライブラリを使用した。計算で求める PHS のエネルギービン幅は 20keV とした。

図 4-15 が計算モデルであり、CdTe1 のみを $^{137}$Cs から放出される γ 線を平行ビームで入射させ、F8 タリーで図 4-16(a)の PHS を求める。そして、CdTe1 から散乱された γ 線が、CdTe2 に入射する時の図 4-16(b)の PHS を F8 タリーで求める。

ただし、今回の実験では、スレッシュホールドを設定しているので、1 回の計算では評価できなかった。そのため、以下の 3 つに分割して計算を行った。

① $^{137}$Cs 線源から放出される γ 線が、CdTe 1 のみに入射する PHS と散乱 γ 線が CdTe2 に入射する PHS とフラックス
② 散乱 γ 線のフラックスにより CdTe2(Void)をソースとして、等方で放出された時のフラックス
③ 散乱 γ 線のフラックスにより CdTe2(物質有り)をソースとして、等方で放出された時の PHS

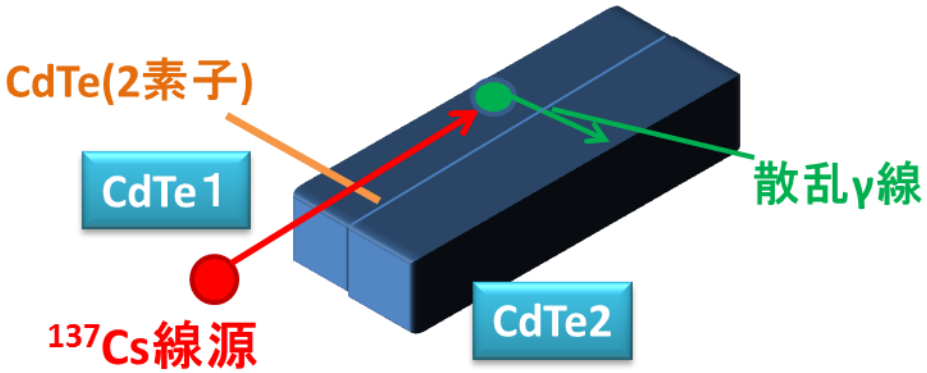
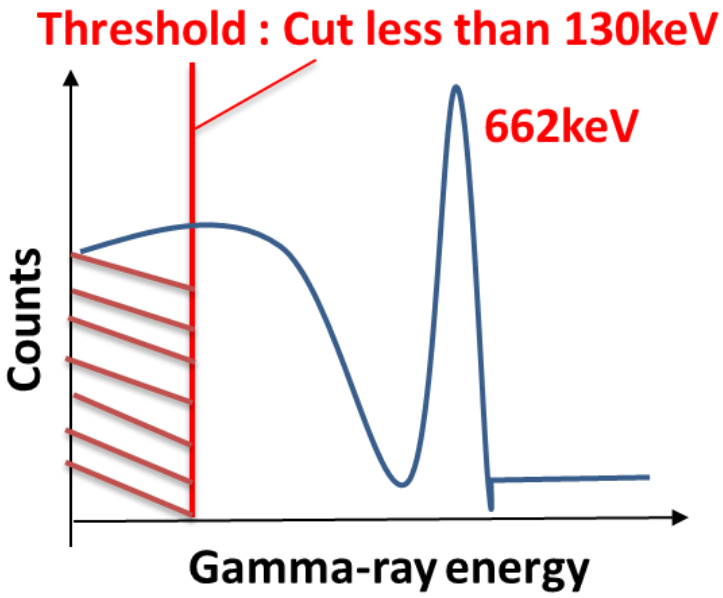
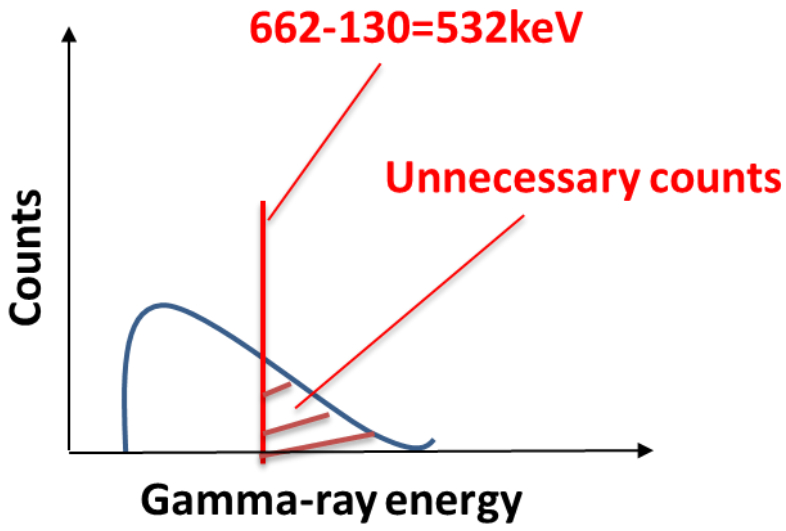



図 4-15　同時計数の計算モデル




(a) CdTe1 の PHS モデル




(b) CdTe2 の PHS モデル

図 4-16 $^{137}$Cs 線源を CdTe(2 素子)検出器で測定した時の PHS モデル

### 4.5.2 $^{137}$Cs 線源からのγ線と散乱γ線

図4-17に示すのが、手順①の計算モデルである。CdT1(2×2.5×40mm)とCdTe2(2×2.5×40mm)を横に並べている。$^{137}$Cs 線源から放出するγ線は、662keVの平行ビームとして、ソース・バイアスをかけて、CdTe1の入射面積(2×2.5)のみに一様入射するように設定した。その時のF8タリーを求めた。求めたスペクトルの130keV以下の数値は捨てたのが$F_{Cs}$である。

CdTe2には、前面に物質が入っていないセルを作り、セル内に粒子がきたら、計算をしない(ゼロインポータンス)ように設定した。これは、前面からγ線の入射を防ぎ、$^{137}$Cs 線源のγ線が入射したCdTe1の横方向から散乱されたγ線のみをCdTe2で計測するためである。この散乱されたγ線の計算をF8タリーとF4タリーの両方を求め、130keV以下の数値と532keV(662-130)以下の数値を捨てたのが、$F_g$と$\phi_0\ \gamma/cm^2$である。$\phi_0\ \gamma/cm^2$を計算しているのは、次項で示す、ソースタームとして使用するためである。実験で130keV以下のスレッシュホールドを設定しているため、それを考慮したソースで計算しなければいけないためである。また、$F_{Cs}$と$F_g$との合計が(4.1)式の分母に当たる。

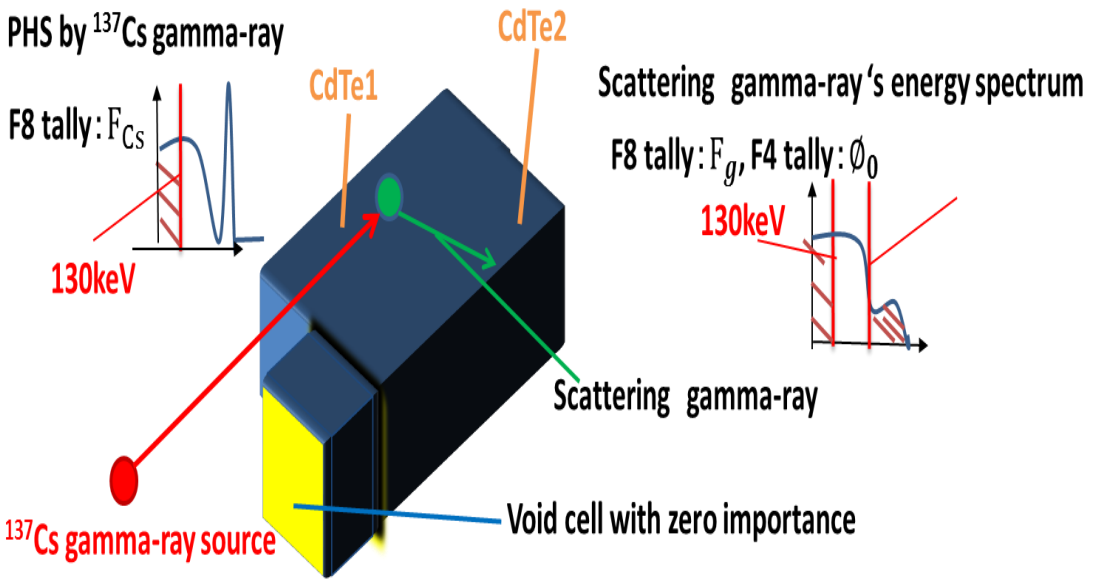



図 4-17　①番目の計算モデル

### 4.5.3 角度依存性の計算

次に、(4.1)式の分子である散乱γ線のPHSを②番目と③番目の計算モデルで求めた。図4-18に示す、②番目の計算モデルは、先ほど求めた、フラックス$\phi_0\ \gamma/cm^2$をソースタームとして用いた。CdTe2(Void)自身を等方なソースとし、F4タリー用いて、CdTe2内から放

出するフラックス$\phi_1\ \gamma/cm^2$を求めた。Void としているのは、等方な散乱 γ 線として計算するため、角度依存性の補正を行うためである。補正は、下式に示す角度依存補正係数$\eta$を定義し、求めた。

$$\eta = \frac{\text{角度依存性を含む散乱 γ 線のフラックス}}{\text{角度依存性を含まない散乱 γ 線のフラックス}} = \frac{\phi_0}{\phi_1} \tag{4.2}$$

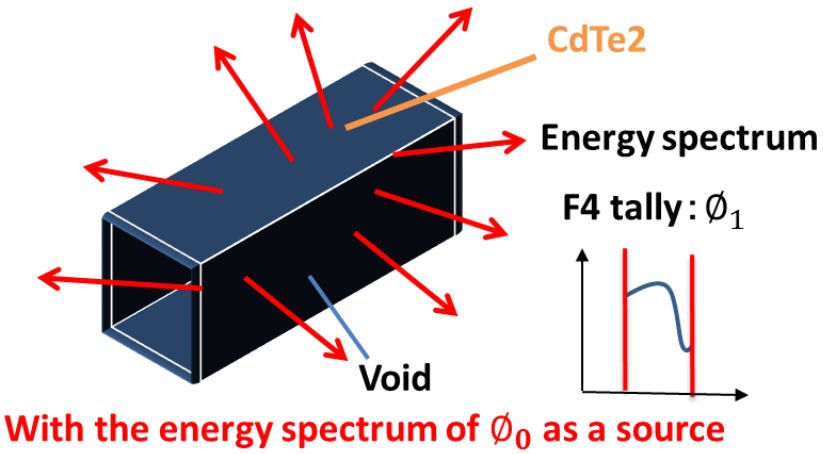



図 4-18　②番目の計算モデル

#### 4.5.4　スレッシュホールドを考慮した時の散乱 γ 線

次に、図 4-19 の③番の計算モデルを行った。散乱 γ 線が入射した時のフラックス$\phi_0\ \gamma/cm^2$をソースタームとして、CdTe2(物質有り)を等方のソースとした。CdTe2 内の F8 タリーで用いて求めた PHS が$F_{g1}$である。この$F_{g1}$が、130keV 以下の数値と 532keV(662-130)以下の数値を捨てたことを考慮に入れた時の PHS である。$F_{g1}$と角度依存補正係数$\eta$を掛けたものが、散乱 γ 線が入射した際に、計測された γ 線となり、これが、(4.1)式の分子になる。

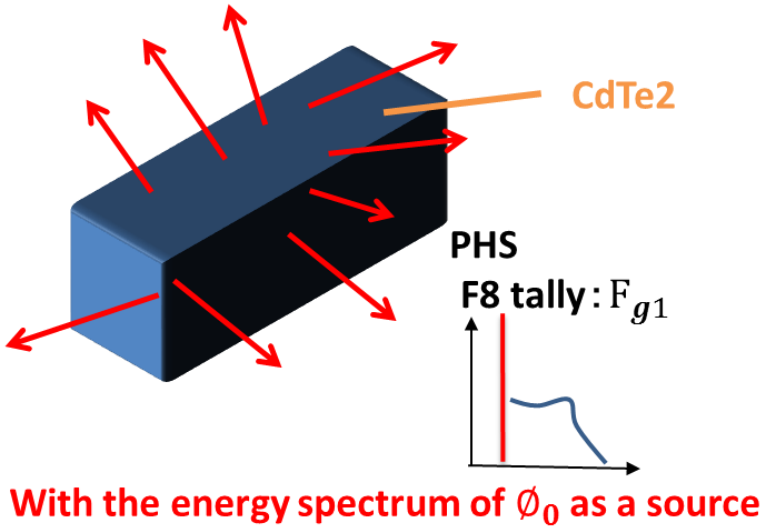



図 4-19　③番目の計算モデル

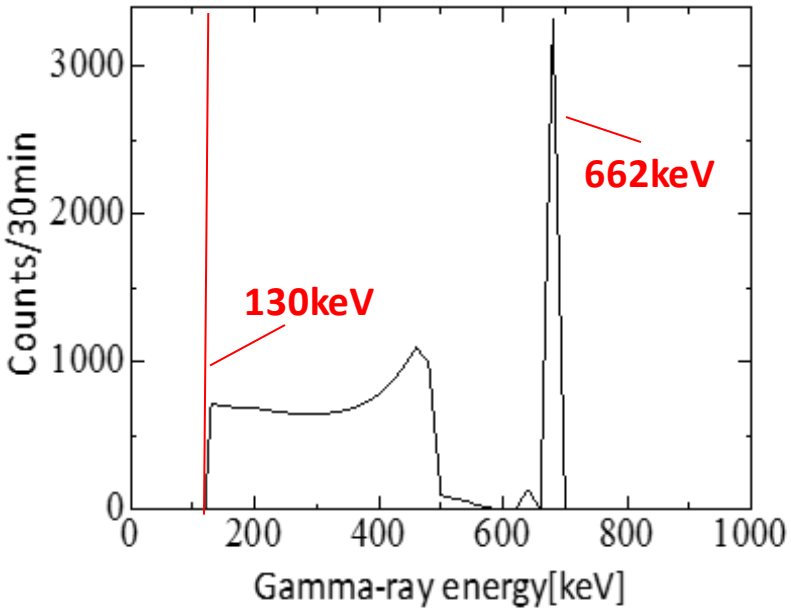
## 4.6　CdTe(2 素子)検出器による同時計数率の計算結果

前節で求めた MCNP5 による同時計数の計算結果は、(4.1)式と(4.2)式より同時計数率は、

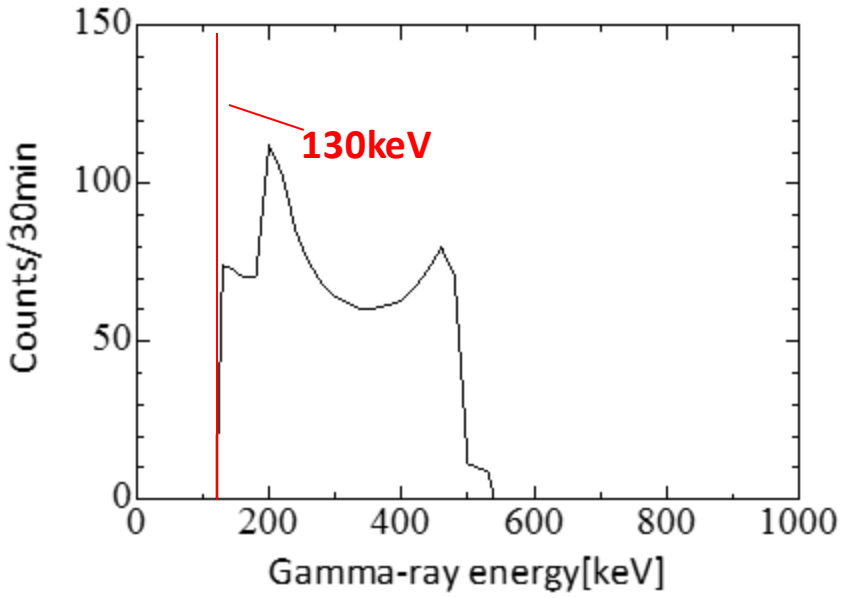
$$\text{同時計数率} = \frac{\text{散乱で入射した γ 線の PHS}}{\text{元の γ 線の PHS}} = \frac{F_{g1} \times \eta}{F_{Cs} + F_g} \times 2(\text{素子}) \qquad (4.3)$$

で求めることができる。2 をかけているのは、実験では、CdTe1 と CdTe2 とも $^{137}$Cs 線源からの γ 線と素子間の散乱 γ 線が含んでいるためである。この上記式より同時計数率は、0.024 であった。実験結果の同時計数率は、0.050 であり、実験と計算結果で 2 倍程、計算結果の方が小さかった。

また、この MCNP5 の計算から求めた、$^{137}$Cs 線源と同時計数の PHS を図 4-20(a)と(b)にそれぞれ示す。




(a)計算で求めた $^{137}$Cs 線源の PHS




(b)計算で求めた同時計数の PHS

図 4-20　MCNP5 で用いて求めた $^{137}$Cs 線源と同時計数の PHS

## 4.7 考察とまとめ

本章では、製作した CdTe(1 素子)を上下に重ねた CdTe(2 素子)検出器が、BNCT-SPECT の設計条件を満たす性能(固有効率、エネルギー分解能)を持つことを確認した。また、この CdTe(2 素子)検出器は、雑音を低減する工夫(ガードリングの取り付け、および、グランドから出力信号を取り出す)や、将来 ASIC を用いてアレイ型 CdTe 検出器ができる工夫(1 素子を 8 ピクセルに分割)している。さらに、製造可能な最大の素子の大きさ(2×2.5×40mm)を持っており、今後の研究を進める上で有益な検出器を作ることができた。

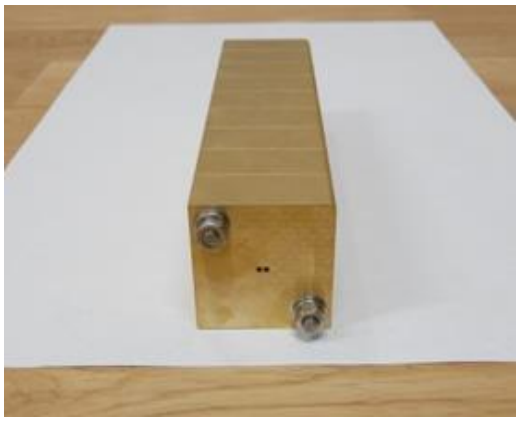
この CdTe(2 素子)検出器で $^{137}$Cs から放出される 662keVγ 線とコインシデンスモジュールを使い、CdTe(2 素子）検出器による同時計数率を実施した。実験結果は 0.050 であり、MCNP5 による計算結果(0.024)と比較すると、倍近く実験結果の値の方が大きかった。

その原因は、MCNP5 は、電子の輸送計算に弱く、CdTe(1 素子)内の光電効果吸収などにより発生した励起電子が、もう一方の CdTe 素子に入る事象が反映されていないためと考えられる。同時計数率の実験値が計算と一致しなければ、次のステップである、アレイ型 CdTe 検出器の製作に進むことができない。

そこで、著者は、実験値と計算値が合わない原因を調べるために、CdTe(2 素子)検出器とコリメータを用いた同時計数率測定を進めており、MCNP5 の計算値と一致するか検証を進めている。この CdTe(2 素子)検出器は、本章の最初に述べた、CdTe(1 素子)を横に並べて製作したものである。上下に素子を重ねて製作した CdTe(2 素子)検出器では、素子間が完全に貼り付いているので、コリメータ穴と CdTe(1 素子)の入射面を合わすのはとても難しいからである。

現状は、測定環境を整えている。図 4-21 に示したのが、製作したコリメータである。コリメータの材料は、真鍮で出来ている。前章の最適なコリメータの材料であるタングステンにしなかった理由は、真鍮の方がかなり安く製作できるからである。コリメータ穴は 2mm でピッチは 0.5mm にした。この寸法は、最適なコリメータと同じである。

また、さまざまな実験に使えるように、コリメータの長さを 2cm～20cm を 2cm ごとに可変できるようにした。２角にある固定ねじが 2cm～20cm 用の長さがそろっているため、これを差し替えれば簡単に長さを変えることができる。

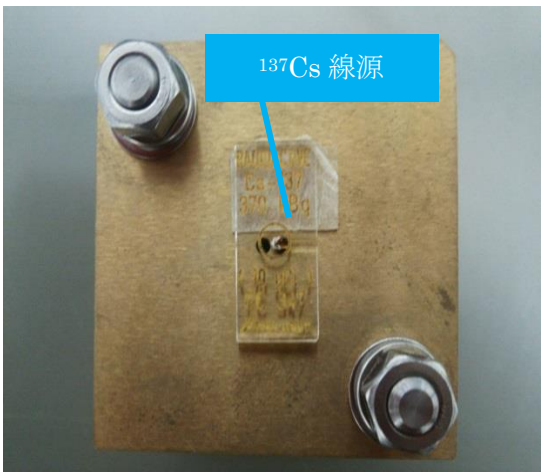


(a) コリメータの正面図

(b) コリメータの側面と固定ねじ

図 4-21　同時計数の実験をするために製作したコリメータ

また、本文中では詳しく説明しないが、コリメータを用いた CdTe(2 素子)検出器による同時計数率の実験体系の写真を下図に示す。[1]　図 4-22(a)のように、$^{137}$Cs 線源をコリメータ 1 穴に合わせ、2 穴中 1 穴しか γ 線が直接通過しないようにする。次に、(b)の駆動ステージを使い、2 素子中 1 素子のみ最大のカウント数になるよう位置調整し、実験を行う。




(a)　$^{137}$Cs 線源を取付けたコリメータ

( b)実験体系

図 4-22　コリメータを用いた同時計数率の実験体系

実験値と計算値の一致を確認後、製作した CdTe(2 素子)検出器と ASIC を接続し、アレイ型 CdTe 検出器の実験を行い、MCNP5 以外の PHITS や EGS5 などの計算コードを用いて、実験との不一致の原因を明らかにしていく。

## 参考文献


[1] M.Manabe,N.Saraue,R.Ohya,F.Sato,I.Murata,"Cross Talk Experiment and its analysis for Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT", submitted to the Special Edition of Journal of Radiation Protection & Research (JRPR) of Korean Association

[2] 廣瀬　文彦,"半導体デバイスの教科書",山形大学大学院理工学研究科, http://fhirose.yz.yamagata-u.ac.jp/.

[3] M.Manabe,F.Sato,I.Murata,"Cross Talk Experiment of Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT -Experimental Design-", Proc. of the 2014 Symposium on Nuclear Data, Nov. 27-28, Hokkaido, Japan, in press.

[4] S.Nakamura,T.Mukai,M.Manabe,I.Murata, "Characterization Test of CdTe Detector Element Designed and Developed for BNCT-SPECT," Nov. 16-17, 2011, RICOTTI, Tokai-mura, Ibaraki-ken, Japan, JAEA-Conf 2012-001,165-170 (2012).

[5] M.Manabe, S.Nakamura, I.Murata, "Present Status of BNCT-SPECT Development with CdTe Detector", Nov.14-15, Fukui, Japan, JAEA-Conf 2014-002,198-203(2015).

[6] 岡村　迪夫," 放射線測定回路とシステム",日刊工業新聞社(1975).

[7] ORTEC," 590A Amplifier and Timing Single-Channel Analyzer", www.ortec-online.com/download/590a.pdf.

[8] ORTEC," 427A Delay Amplifier", www.ortec-online.com/download/427A.pdf.

[9] ORTEC," Model 426 Linear Gate Operating and Service Manual", www.ortec-online.com/download/426-MNL.pdf.

[10] 応用光研工業株式会社,ホームページ, http://www.oken.co.jp/apdf_jp/12.pdf.

[11] 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(2004).

[12] M.Manabe,F.Sato,I.Murata," Basic detection property of an array-type CdTe detector for BNCT-SPECT -Measurement and analysis of anti-coincidence events-", Applied Radiation and Isotopes(2016).

# 第 5 章　総括

本章では、本研究(第 1 章~第 4 章)の説明した内容をそれぞれ要約し、そこから導き出される課題と今後の進め方について述べる。

本論文は、著者が、これまで研究を進めてきた CdTe 検出器を用いた BNCT ための SPECT 装置(BNCT-SPECT)についてまとめたものである。本研究の目的は、BNCT の治療を確立するために解決しなければならない大きな 3 つの未解決問題の 1 つである、治療効果をリアルタイムで評価する装置を開発する、ことである。この問題を解決する為、$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ 反応の結果、生成されたリチウム原子核($^{7}Li$)から放出される 478keV の γ 線を計測し、3 次元画像にする SPECT 装置(BNCT-SPECT)の開発を進めている。著者は、BNCT-SPECT の γ 線検出器として、検出効率が高く、エネルギー分解能が優れる CdTe(テルル化カドミウム)検出器を選択した。

第 1 章では、本研究の概要について述べている。

まず、BNCT の原理、歴史、現状、課題の順番で、BNCT の治療の確立が如何に社会的に有意義なことであるか、について述べ、次に、本研究で開発を目指している BNCT-SPECT の基本原理と実現に向けての課題について述べた。

第 2 章では、CdTe(1 素子)の基礎特性について述べている。

最初に、村田、向井らが実施した CdTe(1 素子)の検出器による予備解析より、BNCT-SPECT に必要な CdTe(1 素子)の大きさ(2×1.5×30mm)を決定し、製作を実施した。その製作した素子の性能特性を確認するため、4 種類の標準線源【$^{241}Am$ (59.5keV), $^{133}Ba$ (356.0keV), $^{137}Cs$ (661.7keV), $^{22}Na$ (511.0keV)】を用いて、固有効率の測定を実施した。固有効率は、計算結果と比較を行い、測定結果とほぼ一致していることがわかった。この結果から、コリメータ設計が十分な精度で可能であることを確認した。また、$^{10}B$（n,α）$^{7}Li$ 反応から放出される 478keVγ 線と $^{22}Na$ から放出される 511keVγ 線の分離測定可能性を検討するため、実際に両 γ 線の波高分布を計測した。その結果、478keVγ 線の PHS にドップラー拡がりは見られたが、分離測定は可能であることを確認した。

そして、村田、向井らの CdTe 検出器での研究成果と今回の結果より、CdTe 検出器を用いた場合、BNCT-SPECT の４つの設計条件【①BNCT での中性子照射時間は 60 分程度、②478keVγ 線は検出器 1 個当り 1000 カウント以上、③SPECT 画像の空間分解能数 mm 程度以内、④FWHM は 33keV（511keV－478keV）以下】を達成する性能を持っていることを確認した。

第 3 章では、BNCT-SPECT 用コリメータ設計とアレイ型 CdTe 検出器による非同時計数率について述べている。

CdTe 検出器が放射線に弱いこと及び CdTe(1 素子)が受ける可能性がある最大バックグラウンド放射線を考慮し、コリメータの材料及び寸法を、MCNP5(モンテカルロ粒子輸送計算コード)を用いて、正確にモデル化及び評価し、最適なコリメータを設計した。計算結果から、最適なコリメータは、前面のタングステンの厚さが 14cm、リチウムの厚さが 1.5cm であることが明らかとなった。また、結晶サイズは、現在の製造技術では最大結晶(2×2.5×40mm)の CdTe 検出器を使用した時、60 分間で 1000 カウント以上の 478keVγ 線を計測することができることを確かめた。しかし、$^{1}H(n,\gamma)^{2}H$ 反応による 2.22MeVγ 線のコンプトン散乱の影響が大きく、S/N 比は 0.2 であった。

次に、S/N 比を少しでも改善すべく、アレイ型 CdTe 検出器による、素子間の非同時計数によって 2.22MeVγ 線によるコンプトン連続部を減らす検討を行うことにした。MCNP5 を用いて、アレイ型 CdTe 検出器の中心に 2.22MeVγ 線が入射した場合の、478keVγ 線と 1.742MeVγ 線が同時計数される割合から、非同時計数率を計算した。CdTe(1 素子)のサイズは、コリメータ設計と同様の最大結晶(2×2.5×40mm)を用いた。その結果、実際予定している素子数 4096 個(64×64)の際、非同時効率により S/N 比は、0.4 まで改善することを示した。

第 4 章では、CdTe(2 素子)検出器の設計及び製作と同時計数率の測定について述べている。前章の非同時計数法が実際に実現可能か確認するため、1 結晶を 2 個重ねた CdTe 検出器(2×2.5×40mm)を製作した。できるだけ雑音を減らすために、CdTe1 結晶(1×5×40mm)の外側にガードリング取付け、グランドから出力信号を取り出すよう工夫した。また、将来的に ASIC(特定用途向け集積回路)を用いたアレイ型 CdTe 検出器の実験ができるようにするため、CdTe1 結晶当り、8 ピクセルに分割したものを 2 個、上下に重ね、上下 8 ピクセルで CdTe(1 素子)(2×2.5×40mm)とし、1 ピクセルごとに出力線を取り付けた。製作した CdTe(2 素子)検出器を、1 素子の場合と同様に、4 種類の標準線源【$^{133}Ba$ (356.0keV), $^{137}Cs$ (661.7keV), $^{22}Na$ (511.0keV)】を用いて固有効率とエネルギー分解能の測定を行った。固有効率は、実験結果と計算結果を比較し、ほぼ一致した。この結果から、MCNP5 を使った CdTe(2 素子)検出器の設計計算が実施できることを確認した。一方、エネルギー分解能は、CdTe(1 素子)の場合とほぼ一致したことを確認した。さらに、$^{137}Cs$ から放出される 662keVγ 線とコインシデンスモジュールを使い、CdTe(2 素子)検出器による同時計数率を実施した。MCNP5 による同時計数率の計算と比較したが一致は良くなかった。その原因はおそらく、MCNP5 では、CdTe(1 素子)内の光電効果吸収などにより発生した励起電子が、もう一方の CdTe 素子に入る事象が反映されていないためと考えられる。

現在は、$^{137}Cs$ から放出される 662keVγ 線と真鍮コリメータを使い、素子間の隙間が 0.5mm 空いている、CdTe(1 素子)検出器を 2 個並べた検出器で、同時計数率の実験値と MCNP5 の

計算値と一致するか検証を進めているところである。実験値と計算値の一致を確認後、製作した CdTe(2 素子)検出器と ASIC を接続し、アレイ型 CdTe 検出器の実験を行い、MCNP5 以外の PHITS や EGS5 などの計算コードを用いて、実験との不一致の原因を明らかにしていく。また、S/N 比を改善するために、アレイ型 CdTe 検出器の後方にシンチレータを設置した場合の非同時計数率に取り組む。

それらがうまくいけば、第 3 章で設計した BNCT-SPECT 用アレイ型 CdTe 検出器のコリメータの製作に取りかかる。コリメータが完成すれば、実際の治療現場での高バックグランドに耐え、かつ 478keVγ 線が測定できるか、確認を行う。

それ以後は、ASIC を接続した時の CdTe(2 素子)検出器の取得データから BNCT-SPECT 用のアレイ型 CdTe 検出器の設計を予定している。アレイ型 CdTe 検出器が設計できれば、がん細胞の画像構成のシミュレーションによる解析(素子数をいかに減らして画像構成できるか)に取りかかる。具体的には以下のように研究を実施する。BNCT-SPECT では、当然、がん細胞内のホウ素の反応率分布を知ることが目的であるため、測定された PHS から、画像の再構成を行うことが必要になる。具体的な方法としては、アレイ型 CdTe 検出器をがん細胞の周りに 3 方向に設置するか、もしくは回転させ、データ取得を行う。測定結果から、3 次元（n,α）反応分布を推定するための、再構成アルゴリズムの開発を行う。

これらがすべて出来次第、アレイ型 CdTe 検出器の製作に取りかかる。

なお、BNCT-SPECT 用の CdTe 結晶は、1 結晶当りのコストが高いため、製品化して普及させるには経済的に大きな壁がある。そこで、CdTe 結晶よりコストが安く、かつほぼ同等の性能を持つ、最近開発された GAGG シンチレータで代替できないも、上記研究計画と並行して検討を進めて行く。

これらの研究計画を遂行することで、BNCT-SPECT の実現を目指す。

# 業績一覧

## I. 主要論文（査読あり）

[1] **M.Manabe**,S.Nakamura,I.Murata,"Study on Measuring Device Arrangement of Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT", Reports of Practical Oncology and Radiotherapy, doi:10.1016/j.rpor.2015.04.002 (2016).

[2] **M.Manabe**,F.Sato,I.Murata," Basic detection property of an array-type CdTe detector for BNCT-SPECT -Measurement and analysis of anti-coincidence events-", Applied Radiation and Isotopes, doi:10.1016/j.apradiso.2015.11.003 (2016).

[3] **M.Manabe**,S.Nakamura,F.Sato,I.Murata,"Separate measurement of 478keV and annihilation gamma-rays by CdTe detector for BNCT-SPECT",housyasen, in press.

## II. 関連論文（査読あり）

[1] S.Nakamura,T.Mukai,**M.Manabe**,I.Murata,"Characterization Test of CdTe Detector Element Designed and Developed for BNCT-SPECT," Proc. of the 2011 Annual Symposium on Nucl. Data, Nov. 16-17, 2011, RICOTTI, Tokai-mura, Ibaraki-ken, Japan, JAEA-Conf 2012-001, p.165-170 (2012). S.Nakamura,T.Mukai,**M.Manabe**,I.Murata,"Precise Numerical Simulation of Gamma-ray Pulse Height Spectrum Measured with A CdTe Detector Designed for BNCT-SPECT", Progress in nuclear science and technology 3, p.52-55(2012).

[2] I.Murata,S.Nakamura,**M.Manabe**,H.Miyamaru,I.Kato,"Characterization measurement of a thick CdTe detector for BNCT-SPECT – Detection efficiency and energy resolution", Applied Radiation and Isotopes 69,p.1706-1709 (2014).

[3] **M.Manabe**,S.Nakamura,I.Murata, "Present Status of BNCT-SPECT Development with CdTe Detector", Proc. of the 2013 Symposium on Nuclear Data, Nov.14-15, Fukui, Japan, JAEA-Conf 2014-002,p.198-203(2015).

[4] **M.Manabe**,F.Sato,I.Murata,"Cross Talk Experiment of Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT -Experimental Design-", Proc. of the 2014 Symposium on Nuclear Data, Nov. 27-28, Hokkaido, Japan, in press.

[5] **M.Manabe**,N.Saraue,R.Ohya,F.Sato,I.Murata,"Cross Talk Experiment and its analysis for Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT", submitted to the Special Edition of Journal of Radiation Protection & Research (JRPR) of Korean Association for Radiation Protection.

## III. その他の論文

[1] Murata,S.Ohnishi,**M.Manabe**,R.Nakamura,H.Ito,S.Tamaki,X.Guan,S.Sato,A.Sukegawa,H.Morota,N.Hesham,A.Sagara,T.Muroga,T.Tanaka,"Study on enchmark Experiment for Backward-Angle Scattering Reaction Cross Section at 14 MeV", ISSN 0917-1185, Annual Report of National Institute for Fusion Science April2013 – March 2014, National Institute for Fusion Science,p.347 (2014).

[2] S.Tamaki,M.Sakai,S.Yoshihashi,**M.Manabe**,N.Zushi,I.Murata,E.Hoashi,I.Kato,S.Kuri,S.Oshiro,M.Nagasaki,H.Horiike,"Mock-up experiment at Birmingham University for BNCT project of Osaka University – Neutron flux measurement with gold foil", Applied Radiation and Isotopes 106, p.72–74 (2015).

[3] X.Guan,**M.Manabe**,I.Murata and T.Wang,"Design of an epithermal neutron flux intensity monitor with GaN wafer for boron neutron capture therapy", Journal of Nuclear Science and Technology52(4),p.503–508(2015).

## IV. 国際会議(Oral)

[1] **M.Manabe**,S.Nakamura,I.Murata, "Collimator Design for Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT,"presented in 15th International Congress on Neutron Capture Therapy(ICNCT-15),Sept.10-14,2012,Tsukuba,Japan(2012).

[2] **M.Manabe**,S.Nakamura,I.Murata,"Separate measurement of 478keV and annihilation gamma-rays by CdTe detector for BNCT-SPECT" presented in 7th International Symposium on Radiation Safety and Detection Technology(ISORD-7),Jun.15-18,2013,Sanya,China(2013).

[3] **M.Manabe**,S.Nakamura,I.Murata,"Study on Measuring Device Arrangement of Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT" presented in 7th Young Researchers' Boron Neutron Capture Therapy (7YBNCT), September 22-26, 2013,Granada,Spain(2013).

[4] **M.Manabe**, F.Sato, I.Murata," Basic property of array-type CdTe detector for BNCT-SPECT" presented in 16th International Congress on Neutron Capture Therapy(ICNCT-16),June14-19, Helsinki, Finland (2014).

[5] **M.Manabe**, N.Saraue, F.Sato, I.Murata," Feasibility study of BNCT-SPECT using GAGG scintillator", presented in 8th Young Researchers' Boron Neutron Capture Therapy (8YBNCT), September 13-17,Pavia,Italy(2015).

## V. 国際会議(Poster)

[1] **M.Manabe**,Y.Kashiwagi,X.Guan,F.Sato,T.Wang,I.Murata,"Experiment of Neutron Flux Intensity Monitor with GaN developed for BNCT", presented in 8th International Symposium on Radiation Safety and Detection Technology(ISORD-8), July 14-16, Jeju Island, Korea(2015).

[2] **M.Manabe**, N.Saraue, F.Sato, I.Murata,"Cross Talk Experiment and its Analysis for Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT", presented in 8th International Symposium on Radiation Safety and Detection Technology(ISORD-8), July 14-16, Jeju Island, Korea(2015).

## VI. 国内学会及び研究会(Oral)

[1] **真鍋正伸**,佐藤文信,村田勲,"BNCT-SPECT 用 2 素子 CdTe 検出器の基本特性及び非同時計測の可能性",第 11 回日本中性子捕捉療法学会学術大会,大阪府吹田市(大阪大学),2014 年 7 月.

[2] **真鍋正伸**,村田勲,吉橋幸子,酒井真理, 図子直城,玉置真悟,帆足英二,加藤逸郎, 久利修平, 河瀬眞也, 大代修司, 長崎将雄, 堀池寛,"大阪大学 BNCT プロジェクトのためのバーミンガム大学におけるモックアップ実験－長時間照射により生成する放射化物－",第 11 回日本中性子捕捉療法学会学術大会,大阪府吹田市(大阪大学),2014 年 7 月.

[3] **真鍋正伸**,関興彩,佐藤文信,王鉄山,村田勲,"BNCT のための GaN 箔を使用した中性子束強度測定装置の開発(1)",日本原子力学会 2015 年春の年会,茨城県日立市(茨城大学),2015 年 3 月.

[4] **真鍋正伸**,皿上順英,中村宗一朗,向泰輝,宮丸広幸,佐藤文信,村田勲,"大阪大学におけるホウ素中性子捕捉療法のための SPECT 装置開発研究",平成 27 年度(第 41 回)非破壊検査に関する研究発表会,大阪府大阪市(電子科学研究所),2015 年 8 月.

## VII. 国内シンポジウム(Poster)

[1] **M.Manabe**,S.Nakamura,I.Murata, "Present Status of BNCT-SPECT Development with CdTe Detector", The 2013 Symposium on Nuclear Data, Fukui, Japan, November,2013.

[2] **M.Manabe**,F.Sato,I.Murata,"Cross Talk Experiment of Array-type CdTe Detector for BNCT-SPECT -Experimental Design-", The 2014 Symposium on Nuclear Data, Hokkaido, Japan,November,2014.

# 謝辞

本論文における研究は、大阪大学大学院工学研究科環境・エネルギー工学専攻　量子エネルギー工学講座量子反応工学領域　村田　勲教授の下、行われたものである。村田 勲教授には、本研究の全体にわたり熱心なご指導、ご鞭撻をいただいた。また、精神的、経済的にも大変支えていただいた。深く感謝を申し上げます。

本論文の作成にあたり、貴重なお時間を割いて下さり、ご指導とご助言をいただいた、本学大学院工学研究科環境・エネルギー工学専攻　北田　孝典教授、佐藤　文信准教授に深く感謝を申し上げます。特に、佐藤　文信准教授には、本研究を遂行するための実験や学生生活など、さまざま面で大変ご尽力いただいた。重ねて感謝を申し上げます。

本研究について、終始ご助言をいただいた大阪府立大学　宮丸　広幸准教授に深く感謝を申し上げます。

本研究で使用した CdTe 検出器の製作は、クリアパルス株式会社　久保　信氏、山口　明則氏をはじめ社員の皆様にご協力いただいた。深く感謝を申し上げます。また、本研究で使用した真鍮コリメータの製作は、EMF ジャパン株式会社　谷口　明氏、谷口　順氏、井原　陽平氏をはじめ社員の皆様に行っていただいた。深く感謝を申し上げます。

本研究に関する主要論文について、ご助言とご協力いただいた、グラダナ大学　Prof. Porras、ヘルシンキ大学　Dr.Hanna Koivunoro、東京都市大学　河原林　順教授に深く感謝を申し上げます。

本研究以外の BNCT の研究および学生生活でご指導とご助言をいただいた､大阪大学　飯田　敏行名誉教授、福井工業大学　堀池　寛教授、福井工業大学　吉橋　幸子准教授、本学大学院歯学研究科　加藤　逸郎助教に深く感謝申し上げます。

本研究以外の学生生活でご指導をいただいた、本学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻　田中　和夫教授、上田　良夫教授、兒玉　了祐教授、本学レーザーエネルギー学研究センター　村上　匡且教授、中井　光男教授、斗内　政吉教授、實野　孝久特任教授に深く感謝申し上げます。

本研究以外の研究で大変お世話になりました、バーミンガム大学　Prof.Stuart Green、Dr.Ben Phoenix、群馬大学　酒井　真理助教、三菱メカロシステムズ株式会社　久利　修平氏、住友商事株式会社　大代　修司氏、株式会社長崎鉄工所　長崎　将雄氏、蘭州大学　王鉄山教授、関　興彩氏、ヘルシンキ大学　Mr. Alex Winkler、古河電子株式会社　岩田　哲裕氏、その他関係者の皆様には深く感謝申し上げます。

在学中に色々と大変お世話になった、本学大学院工学研究科環境・エネルギー工学専攻システム量子工学領域の帆足　英二准教授、沖田　隆文助教、上原　圭太氏、平松　晃佑氏をはじめ教職員、在学中および卒業・修了した学生の皆様、ならびに、本大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻　先進ビーム工学領域の加藤　裕史准教授、図子　直城氏、

崎山　朝喜氏、奥村　友紀氏、前川　達郎氏はじめ在学中および卒業・修了した学生の皆様、には深く感謝申し上げます。

本研究に関する有益な議論から、OKTAVIAN での生活にかかわる様々な事柄でお世話になりました 大西　世紀氏、高木　寛之氏、向　泰輝氏、原田　和幸氏、金杉　浩幸氏、中村　宗一朗氏、小幡　翼氏、中村　亮太郎氏、伊藤　秀家氏、坪内　邦男氏、玉置　真悟氏、井本　祥一氏、大谷　祐貴氏、大澤　佑太氏、小林　美菜氏、皿上　順英氏、大屋　瞭介氏、柏木　佑介氏、狩場　友治氏、西山　泰博氏、林　直哉氏、山地　恒輔氏に深く感謝申し上げます。

OKTAVIAN 施設内での学生生活において多大なご助力をいただいた、杉本　久司特例嘱託技術職員、 伊達道　淳技術専門員、吉岡　潤子技術専門職員に深く感謝申し上げます。

国際学会の海外渡航に際し、経済的援助をしていただいた、公益財団法人　村田学術振興財団、公益財団法人 中部電気利用基礎研究振興財団、公益財団法人　東電記念財団、公益財団法人　中谷医工計測技術振興財団の皆様には厚く御礼申し上げます。

また、摂南大学の非常勤講師職をご紹介下さり、在学中の経済的援助をしていただいた、摂南大学　山本　淳治教授に深く感謝申し上げます。

最後になりましたが、これまで支えていただいた多くの友人と家族に深く感謝申し上げます。