

衛星搭載軟ガンマ線検出器用 ファインコリメータの放射化特性

広島大学 理学研究科 物理科専
クオーク物理学研究室

B061518 木村 太輔

主査 水野 恒史
副査 佐々木 茂美

平成 23 年 2 月 10 日

概要

2013 年度に打ち上げ予定の ASTRO-H 衛星には、10 keV から 600 keV という高エネルギー光子の観測を目的として、軟ガンマ線検出器 (SGD) が搭載される (図 1)。SGD は BGO シンチレーター中に半導体コンプトンカメラを取めた構造をしており、視野外から来たとみなせるイベントをバックグラウンドとして除外する。SGD は非撮像型検出器であるので、観測対象以外の天体が混入することを防ぐため、ファインコリメータと呼ぶ金属コリメータでさらに視野を絞っている (図上部線状の領域)。

衛星軌道上では地磁気にトラップされた数 100 MeV 程度の陽子によって、検出器が放射化し、バックグラウンドの原因となる。ファインコリメータは視野内物質のため、放射化のイベントを除去することが難しい。したがって、放射化に起因するバックグラウンドをモデル化し、実データから差し引く必要がある。

本研究では、ファインコリメータの素材に、衛星軌道上で典型的な 150 MeV の陽子ビームを照射し、放射化に起因して放出された光子を NaI 検出器で約半年間測定した。測定したエネルギーと半減期より、生成された核種を同定し、イベントレートから核種の生成量を算出した。またこの実験で得られた結果と、核子-核子反応のモンテカルロシミュレーションとを比較し、バックグラウンドモデルにフィードバックをかけた。

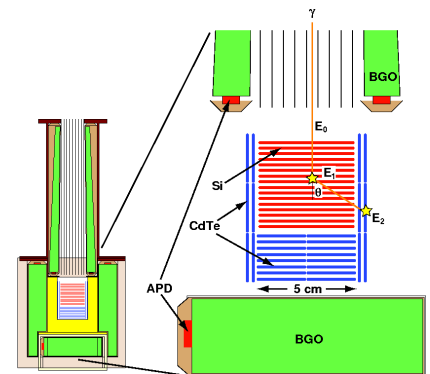


図 1 SGD 概念図

目次

1章	序論	5
2章	ASTRO-H 搭載軟ガンマ線検出器	7
2.1章	ASTRO-H X線天文衛星	7
2.2章	軟ガンマ線検出器 SGD	8
2.3章	本研究の目的	9
3章	物理プロセス	11
3.1章	光子と物質との反応	11
3.1.1.	光電効果	12
3.1.2.	コンプトン散乱	12
3.1.3.	対生成	14
3.2章	核子の崩壊	15
3.2.1.	α 崩壊	15
3.2.2.	β 崩壊	15
3.2.3.	β^+ 崩壊	15
3.2.4.	γ 崩壊	16
4章	放射性同位体の同定	17
4.1章	陽子照射実験	17
4.2章	長期測定実験のセットアップ	18
4.3章	エネルギー較正	20
4.4章	リン青銅の実験結果	22
4.5章	モリブデンの実験結果	24
5章	同位体生成の反応断面積	26
5.1章	検出器シミュレーション	26
5.2章	線源を用いたシミュレーションの確認	29
5.3章	反応断面積の算出	31
6章	放射化シミュレーションとの比較	33
7章	まとめと今後の課題	36

図 目次

2.1	SGD 概念図	8
3.1	NaI に光子を入射した時の反応断面積	11
3.2	コンプトン散乱の模式図	13
4.1	陽子照射実験の模式図	17
4.2	実験ジオメトリーの概略図	19
4.3	実験ジオメトリーの写真	19
4.4	シンチレータの概略図	19
4.5	実験ジオメトリーの接続図	19
4.6	^{22}Na の 511 keV 近傍のスペクトル	21
4.7	エネルギー較正直線	21
4.8	リン青銅のエネルギースペクトル	22
4.9	リン青銅の 120 keV 近傍のフィッティング	23
4.10	リン青銅の 120 keV 近傍のピーク時間経過	23
4.11	リン青銅の 510 keV 近傍のフィッティング	23
4.12	リン青銅の 510 keV 近傍のピーク時間経過	23
4.13	リン青銅の 820 keV 近傍のフィッティング	23
4.14	リン青銅の 820 keV 近傍のピーク時間経過	23
4.15	モリブデンのエネルギースペクトル	24
4.16	モリブデンの 400 keV 近傍のフィッティング	25
4.17	モリブデンの 400keV 近傍のピーク時間経過	25
4.18	モリブデンの 510 keV 近傍のフィッティング	25
4.19	モリブデンの 510 keV 近傍のピーク時間経過	25
5.1	NaI における反応断面積の比較	27
5.2	シミュレーションの視覚化	27
5.3	ペンシルビームでの NaI シンチレータの検出効率	28
5.4	4π 方向に光子を入射したときの NaI シンチレータの検出効率	28
5.5	^{22}Na 1275 keV の実験データとシミュレーションの比較	30
5.6	^{109}Cd 88 keV の実験データとシミュレーションの比較	30
5.7	^{137}Cs 662 keV の実験データとシミュレーションの比較	30
6.1	MGGPOD によって得られたリン青銅の生成断面積	34
6.2	MGGPOD によって得られたモリブデンの生成断面積	34
6.3	Geant4(QGSP_BIC_HP)によって得られたリン青銅の生成断面積	34
6.4	Geant4(QGSP_BIC_HP)によって得られたモリブデンの生成断面積	34
6.5	Geant4(QGSP_BERT_HP)によって得られたリン青銅の生成断面積	34
6.6	Geant4(QGSP_BERT_HP)によって得られたモリブデンの生成断面積	34

表 目次

4.1	リン青銅およびモリブデンの材質ならびに形状	18
4.2	使用した機器	20
4.3	使用した放射線源とその放出する γ 線のエネルギー	21
4.4	リン青銅における生成された核種の同定	22
4.5	モリブデンにおける生成された核種の同定	24
5.1	使用した放射線源	29
5.2	シミュレーションで求めた Full peak 検出効率	29
5.3	検出効率のシミュレーション	31
5.4	各核種のガンマ線放出率	32
5.5	各核種の生成量	32
5.6	生成断面積	32
6.1	実験および各放射化シミュレーションの生成断面積	35

1 章 序論

1962 年の Giacconi による X 線星(Sco-X1)の発見は、天文学者に大きなインパクトを与えた。伝統的な天文学において、天文観測とは可視領域の観測であった。地上観測では X 線、ガンマ線といった高エネルギー光子や、赤外線、電波といった低エネルギー光子の大部分は地球大気に吸収され観測が困難であり、高エネルギー光子の存在は考えられていなかったためである。しかし Sco-X1 の発見を皮切りに、しだいに X 線、ガンマ線は宇宙の高エネルギー現象を探るのに適した波長域であることが分かり、X 線、ガンマ線の観測がなされるようになった。地球大気に邪魔されない高高度に観測装置を搭載した人工衛星や気球の打ち上げや、大気を巨大な検出器に見立てチェレンコフ光を測定する大気チェレンコフ望遠鏡による観測で、高エネルギー光子の観測が徐々になされてきている。これまで「すざく」衛星による硬 X 線領域の観測や、大気チェレンコフ望遠鏡である H.E.S.S.や MAGIC による TeV ガンマ線領域の観測、また GeV ガンマ線領域でも Fermi 衛星(2008-)が次々と成果を挙げている。

このように、高エネルギーガンマ線や軟 X 線では、着々と成果が挙げられている一方で、硬 X 線・軟ガンマ線(数 10 keV - 数 100 keV)領域では、いまだに感度の低い観測しかされていない。そこで、我々は JAXA/ISAS の次期 X 線天文衛星 ASTRO-H のミッションとして世界初となる硬 X 線領域でのイメージング装置で、観測帯域が 5 - 80 keV の HXI と観測帯域が 10 - 600keV の同帯域で世界最高感度を誇る軟ガンマ線検出器 SGD の開発を行っている。

人工衛星に搭載された観測装置は、地磁気によってトラップされた陽子によって地表と比べられないほどの放射線を浴び、放射化(放射線によって安定な核から不安定な核が生成される現象)がおきる。そして放射化後崩壊したときに生じた粒子と観測天体からの信号が区別できないとき、放射化による信号はバックグラウンドとなり、観測の精度を低下させてしまう。したがって感度のよい観測を行うには、放射化によるバックグラウンドを精度よく見積もり、出力信号から差し引く必要がある。

SGD は狭視野コンプトンカメラという新たな検出器の方式を採用している。これによって自身の放射化による視野外からの信号と、天体からの信号を精度よく分離することが出来るようになった。この SGD には、低エネルギー側で視野を絞るファインコリメータが搭載される。これは視野内のパッシブな物質であり、放射化特性を注意深く調べる必要がある。そこで衛星軌道上で典型的な 150 MeV の陽子ビームを照射し、実際に放射化させる実験を行った。

本研究では特に、これまで必ずしも十分なデータが得られていなかった、長い寿命の放射性同位体の測定を行った。得られたデータから、実際に生成され

た核種を同定し、その生成量を求めた。これにより生成断面積が算出でき、軌道上バックグラウンドの予想にフィードバックをかけることができる。

本論文の構成は以下のとおりである。3章では、測定やデータ解析に必要な物理プロセスに関して記述する。4章では、リン青銅およびモリブデンの放射化実験と、生成された放射性同位体の測定について示す。5章では、用いた検出器の検出効率を求め、実際の核種の崩壊レートを求める。6章では実験結果と放射化シミュレーションを比較し、シミュレーションの検証を行う。

2 章 ASTRO-H 搭載軟ガンマ線検出器

ASTRO-H 衛星は、日本で 6 番目の X 線天文衛星で、2014 年に打ち上げ予定である。この衛星に搭載される機器のうち、最も高エネルギー領域を担当するのが軟ガンマ線検出器 SGD である。

以下では、ASTRO-H 衛星および SGD について概説し、次いで本研究の目的を述べる。

2.1 章 ASTRO-H X 線天文衛星

20 世紀半ば以降、宇宙の観測は可視光だけでなく、それより波長の長い赤外線や電波、波長の短い紫外線、X 線やガンマ線で観測できるようになった。それによって、可視では分からなかった様々な現象を観測することが可能になった。

X 線は、主に数百万°C という非常に高い温度のプラズマから放出される。また、ガンマ線はより高いエネルギーの非熱的プラズマから放出される。この X 線ガンマ線を観測することで、超新星爆発、ブラックホールの活動、活動銀河核、銀河団の高温プラズマといった、宇宙の高エネルギー現象、宇宙の構造や進化に影響する現象を観測できる。しかし、X 線ガンマ線は地球上の大気に遮られてしまうため地上にはほとんど届くことがない。よって、気球や衛星を用いて高い高度まで観測機器を持ち上げ、大気の影響を抑えた観測が必要である。

これまで日本を含めた世界中で様々な X 線天文衛星(X 線の観測装置を備え宇宙を観測する衛星)が打ち上げられてきた。日本に限っても、X 線天文学黎明期から「はくちょう」、「てんま」、「ぎんが」、「あすか」、そして現在でも運用されている「すざく」が 2005 年に打ち上げられてきた。

2014 年に日本が打ち上げ予定の ASTRO-H は、これらの後継機で、日本で 6 番目の X 線天文衛星となる。ASTRO-H は、今まで日本が打ち上げた中で最大規模を誇り、広い波長領域で高感度の観測を行う。

ASTRO-H には、以下 4 つの観測機器が搭載される。

- 1) 軟 X 線分光検出器(SXS)
- 2) 軟 X 線撮像検出器(SXI)
- 3) 硬 X 線撮像検出器(HXI)
- 4) 軟ガンマ線検出器(SGD)

軟 X 線分光検出器(SXS)は、X 線が物質に入射した時に X 線光子のエネルギーが熱エネルギーに変換されることを利用し、X 線光子のエネルギーを測定する機器である。50 mK という極低温で動作する素子を使うことで、従来の 10

倍以上のエネルギー分解能でエネルギーを測定する。

軟 X 線撮像検出器(SXI)は、日本で開発された大面積 CCD を使い、高視野高感度の観測を行う機器である。SXS、SXI はともに軟 X 線を集光する望遠鏡ミラーと組み合わせて観測を行う。

硬 X 線撮像検出器(HXI)は、Si(シリコン)および CdTe(テルル化カドミウム)半導体を用い硬 X 線ミラーと組み合わせて、硬 X 線領域の撮像分光を行う。

最後の軟ガンマ線検出器(SGD)は、軟ガンマ線領域で支配的となるコンプトン散乱を積極的に利用する装置である。これについては 2.2 章で詳しく記述する。

これらの機器によって、今まで測定が不可能であった、生まれたての活動銀河核などの、光量の小さな天体の観測はもちろん、これまで観測されてきた X 線ガンマ線天体をより詳細に観測することが期待されている。

2.2 章 軟ガンマ線検出器 SGD

軟ガンマ線検出器(SGD)は ASTRO-H 衛星に搭載される機器の内、硬 X 線から軟ガンマ線に至る広いエネルギー帯域(10 keV - 600 keV)での観測を担う。SGD は狭視野コンプトンカメラという、新しいコンセプトを採用している。このエネルギー帯域で支配的なコンプトン散乱を積極的に利用し、光子の到来方向を算出するとともに、視野を出来るだけ絞ることで、視野外からのイベントをバックグラウンドとして除去する。SGD の概念図を図 2.1 に示す。

SGD の主検出部はコンプトンカメラを採用している。これは散乱体である Si(図中では赤の領域)と吸収体である CdTe(図中では青の領域)の 2 種類の半導体で構成される。前方にある散乱体でコンプトン散乱を引き起こさせるとともに、その反応が起こった位置とその場所で落とされたエネルギーを測定する。コンプトン散乱後の光子は CdTe で吸収され、位置およびエネルギーを検出するように設計されている。このよ

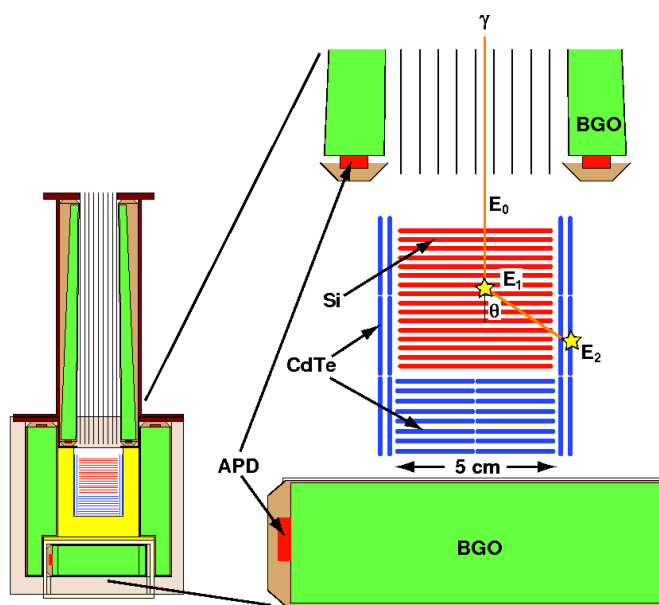


図 2.1 SGD 概念図

主検出器は Si(赤)および CdTe(青)。アクティブシールドは BGO(緑)。
ファインコリメーターはリン青銅 (図上部の黒い線)。

うにコンプトン散乱と光電吸収のエネルギーおよび位置を測定することで、光子の到来方向を再構成することが出来る。また、主検出器は BGO シンチレータからなるアクティブシールド(図中では緑の領域)で囲まれている。

光子が BGO 結晶で絞られた方向から飛来したと考えた時、コンプトン散乱運動学(3.1.2 参照)によって得られる散乱角は、式(2.1)で示すことが出来る。

$$\cos\theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (\text{式 2.1})$$

ここで、 θ はコンプトン散乱の散乱角、 m_e は電子の質量、 E_1 はコンプトン散乱時に落としたエネルギー、 E_2 は光電吸収で落としたエネルギーである。

再構成したとき、式(2.1)と角度の整合が取れていないイベントを除くことで、コリメーター方向から来ない検出器自身の放射化等に起因する光子や、大気中性子のランダムな 2 回散乱によるバックグラウンドを除去することが出来る。以上から分かる通り、コンプトンカメラに使用する検出素子は高いエネルギー分解能と、位置分解能が必要とされる。

また、アクティブシールドである BGO 結晶は、SGD 構造の支持を担うとともに、シンチレータとして用い、検出器と反同時計測することで、コリメーター方向以外から入射した光子および荷電粒子によるイベントの除去を可能とする。

さらにファインコリメーターと呼ばれる格子状の金属が検出部前面に配置される(図上部の黒い線状の領域)。これは一般に天体の数が多い、約 150 keV 以下の低エネルギー領域の光子に対して、視野をさらに細分化することで、より狭視野での観測を実現する。また全天からやってくる宇宙 X 線背景放射(暗い天体の重ねあわせと考えられる)の統計的なゆらぎによる感度の限界(混入限界)を小さくすることが出来る。SGD では 150 keV の光子に対して、 $1 \cdot 0.5 \text{ deg}$ と非常に狭い視野を実現する。先代の「すざく」HXD で実績のある、リン青銅がファインコリメーターで用いる金属の第一候補として検討されている。

2.3 章 本研究の目的

このファインコリメーターの構想は、今活躍中の「すざく」衛星に搭載されている、硬 X 線検出器(HXD)でも用いられている。しかし HXD の主検出部は光電効果を利用しており、検出部(GSO シンチレータ)自身の放射化による影響が支配的であった。従って、検出部以外の放射化の影響は相対的に少ない。一方、SGD はコンプトンカメラを用いることで主検出部の放射化による影響を BGO

で定められる視野と 4π との比で除去することが可能となった。そのため、視野内にあるファインコリメーターの放射化による影響が「すぎく」HXD に対し相対的に増え、重要性を帯びる。

ファインコリメーターは検出器の視野内に配置されたパッシブな物質であり、放射化によって生じたイベントを除外することは、同時に 2 本放出されたガンマ線の一方を BGO で検出するといった特別な場合を除いて、原理的に不可能である。したがって、ファインコリメーターの放射化に起因するバックグラウンドのモデルをたて、実データから差し引く必要がある。よって SGD で高感度の観測をするには、ファインコリメーターの放射化特性を精度よくモデル化する必要がある。

そこで本研究では、SGD のファインコリメーター素材であるリン青銅の放射化モデルを作るのに必要な、放射化によって生成された核種の同定と、生成断面積を実験から求めた。また、バックアップ素材として Mo(モリブデン)が検討されており、これについても結果をまとめる。

これらの結果を、放射化シミュレーションと比較をし、必要に応じてシミュレーションの修正を行うことで、信頼性の高いバックグラウンドモデルの構築につなげることが出来る。特に本実験では、これまであまり測定が行われなかった、長寿命(数百日)の核種の測定を行った。

本実験ではリン青銅およびモリブデンの放射化特性を調べたが、実験や解析の手順はその他の物質の放射化特性を求める場合にも参考となるだろう。

3 章 物理プロセス

放射性同位体を実験的に同定し、得られた結果を考察するには、様々な物理プロセスを知る必要がある。3.1 章では主に光子と物質の反応について、3.2 章では核子の崩壊についてまとめる[1]。

3.1 章 光子と物質との反応

図 3.1 は NaI シンチレータに光子が入射した時の反応断面積である。光子は物質と相互作用をする際に、低エネルギー領域(100 keV 程度以下)では、光電効果が支配的で、高エネルギー領域(10 MeV 程度以上)では電子対生成が支配的となり、その中間領域ではコンプトン散乱が支配的となる。以下ではこの 3 つの反応について説明していく。

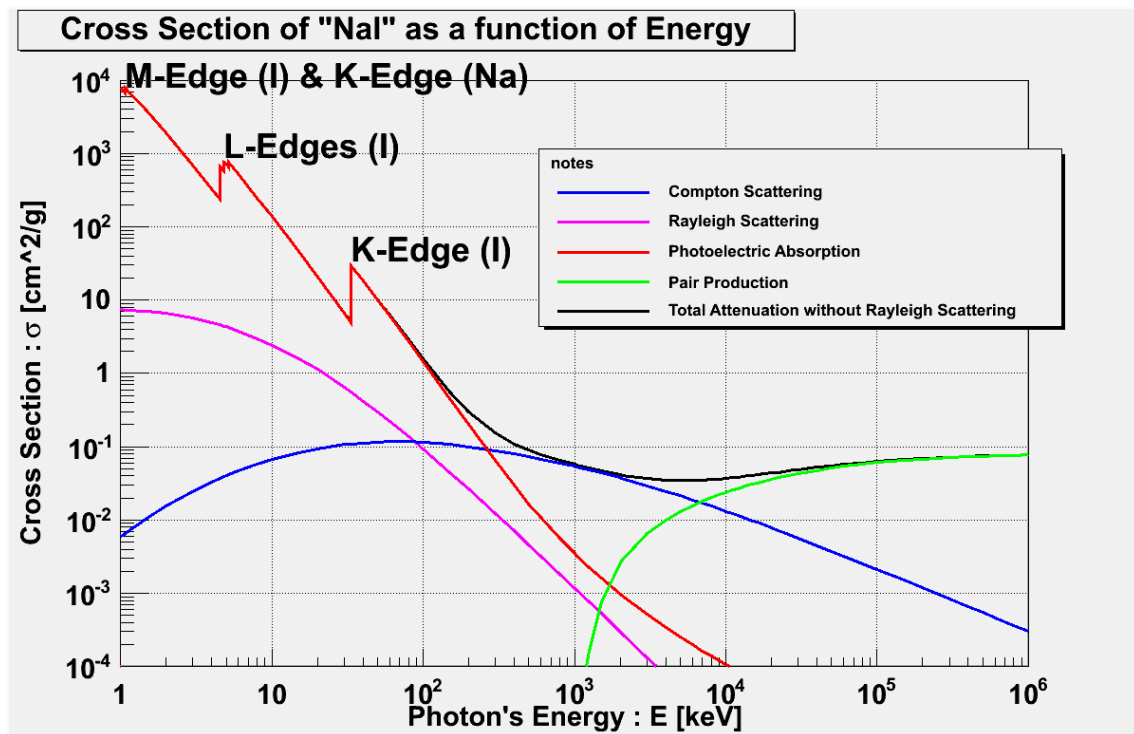


図 3.1 NaI に光子を入射した時の反応断面積

それぞれ光電効果(赤)、コンプトン散乱(青)、電子対生成(緑)と、その合計(黒)の反応断面積を示している。また、弾性散乱としてレイリー散乱(マゼンタ)も示す[2]。

3.1.1 光電効果

光子が原子に吸収され、電子、主として最内殻(K 殻)軌道の電子を放出する反応を光電効果と言う。光電効果によって放出される電子は、(式 3.1)のように、原子による電子の束縛エネルギー分だけ失った形で飛び出てくる。

$$E_e = E_0 - BE. \quad (\text{式 3.1})$$

ここで E_0 は入射光子のエネルギー、 E_e は飛び出した電子のエネルギー、 $B.E.$ はその電子の束縛エネルギーである。また、光子のエネルギーが、K殻の束縛エネルギーより大きく、電子の静止質量より十分小さいとき($BE(K) \leq E_0 \ll m_e c^2$ のとき)、光電効果の断面積はボーンの近似式(式 3.2)で表すことが可能である。

$$\sigma_{p.e.} = 4\alpha^4 \sqrt{2Z^5} \sigma_0 (m_e c^2 / E_0)^{7/2} \quad (\text{式 3.2})$$

ただし、 $\sigma_0 = 8\pi r_e^2 / 3 \cong 6.7 \times 10^{-25} [cm^2]$ 、 $\alpha (\cong 1/137)$ は微細構造定数、 $r_e (\cong 2.82 \times 10^{-15} [m])$ は古典的電子半径である。この光電効果は低いエネルギーの時に支配的である。

また、光電効果により空き準位が出来ると、そのままでは原子は不安定な状態であるため、その外側の軌道の電子や自由電子が空き準位に落ち込む。2つの準位のエネルギー差は、光子として原子外に持ち運ばれる。この光子のことを蛍光 X 線と呼ぶ。電子準位のエネルギーは量子力学から導かれ、物質に固有な飛び飛びの値をとる。したがって、蛍光 X 線のエネルギーも同様に、物質に固有の値を持つ。

3.1.2 コンプトン散乱

原子核中の電子の束縛エネルギーが無視できるほど、入射光子のエネルギー E_0 が大きくなると、光子と電子の衝突は、光子と自由電子との衝突として考えることが出来る。これをコンプトン散乱と呼ぶ。この散乱エネルギーは、運動量保存則およびエネルギー保存則から求めることが出来る。光子と電子でのエネルギーと運動量の関係は電子の静止質量を m_e として

光子：運動エネルギー E に対し、運動量 E/c

電子：運動エネルギー E に対し、運動量 $\sqrt{E(E + 2m_e c^2)}/c$

である。よって、入射光子エネルギーを E_γ 、コンプトン散乱された後の光子エ

エネルギーを E_γ 、コンプトン散乱された後の電子エネルギーを E_e と置くと、運動量保存則およびエネルギー保存則は以下のように書くことができる(式 3.3 - 5)。

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{E_{\gamma'}}{c} \cos \theta + \frac{\sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}}{c} \cos \phi \quad (\text{式 3.3})$$

$$0 = \frac{E_{\gamma'}}{c} \sin \theta - \frac{\sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}}{c} \sin \phi \quad (\text{式 3.4})$$

$$E_\gamma = E_{\gamma'} + E_e \quad (\text{式 3.5})$$

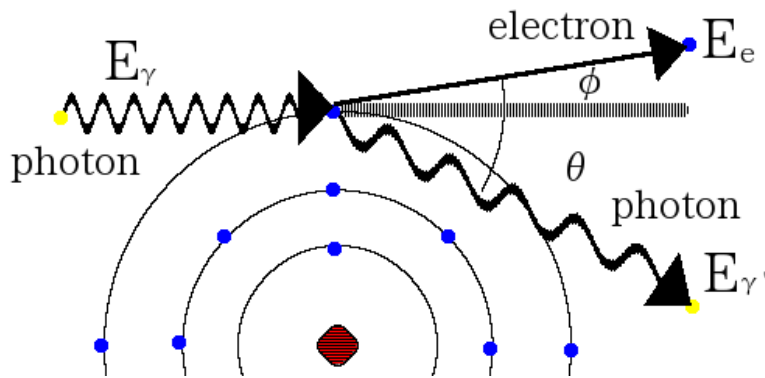


図 3.2 コンプトン散乱の模式図

ここで、 θ はコンプトン散乱後の光子の散乱角、 ϕ はコンプトン散乱後の電子の散乱角である(図 3.2)。

(式 3.3 - 5)より、以下の式を得る。

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (\text{式 3.6})$$

これが散乱後の光子のエネルギーを与える。また、(3.5) 式と(3.6)式より以下を得る。

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_{\gamma'}} - \frac{1}{E_\gamma + E_e} \right) \quad (\text{式 3.7})$$

SGDのように、1 回コンプトン散乱した後に光電吸収をする場合を考える。SGDでは、コンプトン散乱時で落としたエネルギーおよびコンプトン散乱後の光子エネルギーを測定する。電子はすぐさま周囲にエネルギーを落とす。した

がってコンプトン散乱で落とすエネルギーを E_1 、光電吸収で落とすエネルギーを E_2 とすると、 $E_1 = E_e$ 、 $E_2 = E_{\gamma'}$ の関係があり、

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (\text{式 3.8})$$

を得る。これはコンプトン散乱の運動学として知られ、入射光子の到来方向を得るのに使われる。

また、電子 1 個当たりの散乱断面積 $\sigma_{c(el)}$ は Klein・仁科の公式(式 3.9)によって与えられる。

$$\frac{d\sigma_{c(el)}}{d\Omega_r} = \frac{r_e^2 E_{\gamma'}^2}{2 E_{\gamma}^2} \left(\frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma'}} + \frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}} - \sin^2 \theta \right) \quad (\text{式 3.9})$$

コンプトン散乱を考える上で、原子は自由電子が Z 個の集合とみなすことが出来る。したがって、原子番号 Z の原子の反応断面積: σ_C は式(3.10)で書き表される。

$$\sigma_C = Z\sigma_{c(el)} \quad (\text{式 3.10})$$

3.1.3 対生成

光子のエネルギーが電子 2 つ分の静止エネルギー(1.02 MeV)を超えると、原子核による電場ポテンシャルと相互作用し、電子陽電子対を生成することがある。この現象は対生成と呼ばれる。その反応断面積 σ_{pair} は光子のエネルギーが電子の静止エネルギーに対して十分に大きいときおおむね一定となる。その漸近値は以下の式(3.11)で与えられる。

$$\sigma_{pair} \cong 4Z^2 \alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \left(\ln \frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{9} \right] \quad (\text{式 3.11})$$

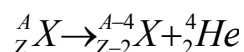
上式(3.10)で分かるように、対生成の確率はおよそ Z^2 に比例する。

3.2.章 核子の崩壊

原子核の中には、何らかの理由で不安定な状態にあるものがある。これらは安定な状態に移る際に粒子(放射線)を放出する。これを放射性崩壊と呼ぶ。以下では典型的な崩壊である α 崩壊、 β 崩壊および γ 崩壊について説明する。

3.2.1 α 崩壊

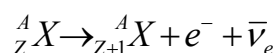
重い核は一般的にエネルギー的に不安定であり、ヘリウム原子核(α 粒子)を自発的に放出する確率が高い。これを α 崩壊と呼ぶ。従ってこの崩壊では、質量数 A が4、原子番号 Z が2減る。



α 粒子自身は物質中で急速にエネルギーを失うため、コンプトンカメラを用いたSGDでは大きな問題とはならない。しかし娘核がさらに β^+ 崩壊や γ 崩壊し、それによって生じた光子はバックグラウンドに寄与する。

3.2.2. β 崩壊

軽い原子核は質量数ごとに安定な原子番号が存在する。これより小さな原子番号の原子核はエネルギー的に不安定であり、電子および反電子ニュートリノを原子核外に放出する。これを β 崩壊と呼ぶ。従ってこの崩壊では、質量数 A は変化せず、原子番号 Z が1増える。



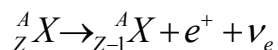
β 崩壊は三体崩壊のため、電子のエネルギーは決まらず、**End point**と呼ばれるエネルギー端から下に連続的なエネルギースペクトルを持つことが特徴である。

β 崩壊で生じた電子は、SGD内のSiまたはCdTeでほぼ止まるため、コンプトンカメラを用いたSGDでは直接的な問題とはならない。しかし娘核がさらに γ 崩壊を起こし、光子を放出するとバックグラウンドに寄与する。

3.2.3. β^+ 崩壊

β 崩壊と対称的に、安定な核種より大きな原子番号を持つ原子核もまたエネルギー的に不安定であり、陽電子および電子ニュートリノを原子核外に放出す

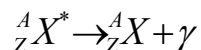
ることがある。これを β^+ 崩壊と呼ぶ。従ってこの崩壊では、原子核の質量数Aは変化せず、原子番号Zは1減る。



β^+ 崩壊で生じた陽電子は、物質中でエネルギーを失い、最後は電子と対消滅を起こす。この際 511 keVの2本の γ 線が生じ、これはSGDのバックグラウンド源となりうる。

3.2.4 γ 崩壊

原子核が何らかの理由で励起状態にあるとき、そのままではエネルギー的に不安定なのでエネルギーの低い準位に移行する。このとき、差分のエネルギーは光子(γ 線)として原子核外に持ち運ばれる。この現象のことを γ 崩壊と呼ぶ。従ってこの崩壊では、質量数A、原子番号Zはともに変化しない。



γ 線はもちろん、SGDのバックグラウンドに寄与する。

4 章 放射性同位元素の同定

衛星軌道上では、主に地磁気にトラップされた陽子を浴びることで検出器が放射化し、安定核まで崩壊する際に放射線を出すことでバックグラウンドに寄与する。ある放射性同位体がどのような種類の崩壊をするか(3章参照)、その分岐比、半減期などは様々な実験に基づき、よく知られている [3]。しかし、そもそもどのような同位体がどれだけ生成されるかは入射陽子のエネルギーに依存することもあり、必ずしも十分にわかっていない。そこで実際に陽子を照射し、そこから出てくる放射線のエネルギーおよびカウントレートを測定することで、生成された核種とその生成量を知る必要がある。

この章では、生成された核種を同定する実験について記述する。同定の際に用いるのは、エネルギーと半減期である。したがって放射線のエネルギーおよびカウントレートの時間依存性を測定すればよい。

4.1 章では先行実験である陽子の照射と、その直後の測定について簡単に記述する。4.2 章以降で、本研究で行った測定について詳しく述べる。

4.1 章 陽子照射実験

今回用いたリン青銅およびモリブデンの板の形状および材質を、表(4.1)に示す[4]。これを 5 枚ずつ、計 10 枚重ねて、陽子ビームを当てた。概略図は図(4.1)に記す。実験は、2010 年 7 月 13 日に放射線医学総合研究所で行われ、150 MeV の陽子を 75 秒間、合計 3.1×10^{11} 個照射した。ビームは直径 1 cm の円状である。

ここで、入射陽子ビームが試料を通過する際に起こす反応について考察する。

まず、クーロン相互作用によってエネルギーを失う。これは以下のベーテブロッホの式(4.1)で記述できる[5]。

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 \right] \quad (4.1)$$

ここで、 dE/dx は入射粒子の単位距離あたりのエネルギー損失、 z は入射粒子と電子の電荷比の絶対値、 β および γ は、入射粒子の速度を v 、真空中の光の速度を

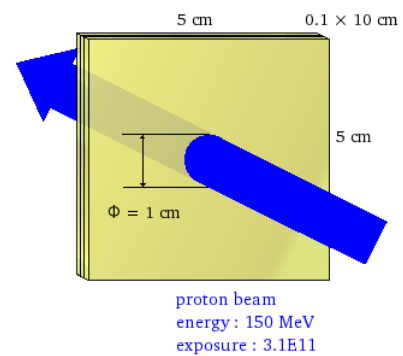


図 4.1 陽子照射実験の模式図

150 MeV の陽子を 75 秒間、合計 3.1×10^{11} 個照射した。

c として、 $\beta=v/c$ 、また $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$ である。比例定数 K は、アボガドロ数を N_A 、電子の古典的半径を r_e 、静止質量を m_e として、 $K = 4N_A r_e^2 m_e c^2 = 307 [\text{keV mol}^{-1} \text{cm}^2]$ となる。また Z 、 A 、 I はそれぞれターゲットの原子番号、質量数、平均励起エネルギーを表す。 T_{\max} は入射粒子の静止質量 M を用い以下のように書き表す。

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (4.2)$$

ここで、陽子ビームについて考えているので $z=1$ かつ $M=938 [\text{MeV } c^{-2}]$ である。これによって、陽子ビームのエネルギー損失が得られる。本実験では約 40 MeV 落とすことが分かる。

また非弾性散乱の断面積は、エネルギー依存性を無視するとおよそ $\sigma \cong 45A^{0.7} [\text{mbarn}]$ である[6]。したがって陽子ビーム全体のおよそ 7 %が反応を起こす。

陽子の照射後約 1 ヶ月間、東京大学 葦輪研にて Ge 検出器で測定を行い、短い寿命の核種のデータを取得した。その後広島大学で測定を行い、比較的長い寿命の核種の同定を行った。

表 4.1 リン青銅およびモリブデンの材質ならびに形状

素材名	形状 [mm ³]	内容物	密度 [g/cm ³]
リン青銅	50 × 50 × 1	Cu(92.105 %), Sn(7.65 %), P(0.24 %)	8.9
モリブデン	50 × 50 × 1	Mo(100 %)	10.3

4.2 章 長期測定実験のセットアップ

前節で放射化させた試料を、2010年8月20日からおよそ5ヶ月間広島大学で測定した。これを長期測定実験と呼ぶ。この実験の概略図を図(4.2)に、写真を図(4.3)に示す。図に示すように光電子増倍管に NaI シンチレータを取り付け、試料から放出されるガンマ線を測定した。NaI シンチレータの詳細なサイズは、図(4.4)に、また信号の流れを図(4.5)に示す。また、用いた機材については表(4.2)にまとめる。

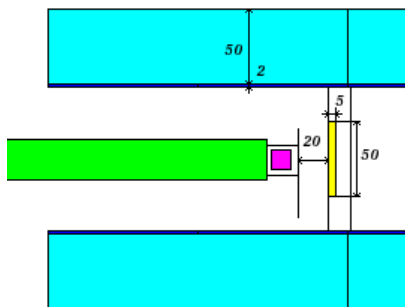


図 4.2 実験ジオメトリの概略図

黄色が放射化させた物質、マゼンダが NaI シンチレータ、緑が光電子増倍管(PMT)、水色が鉛、青がスズ。単位は mm。

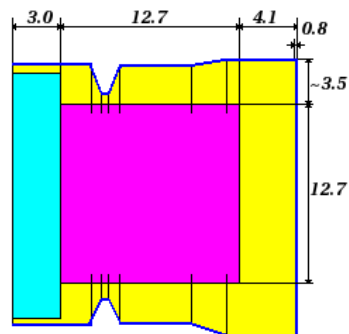


図 4.4 シンチレータの概略図

マゼンダが NaI シンチレータ本体、青が Al ケース、水色が光学窓、黄色が反射材。単位は mm。

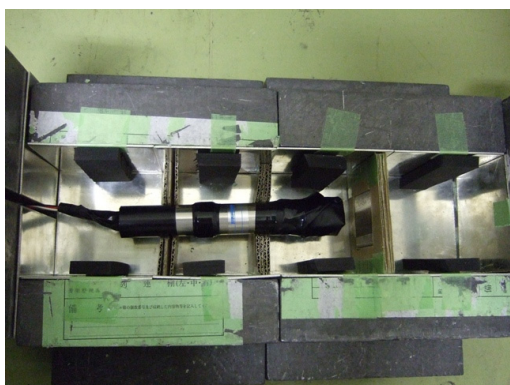


図 4.3 実験ジオメトリの写真

黒色のスポンジとダンボールは装置や鉛ブロックの支持のため使用している。

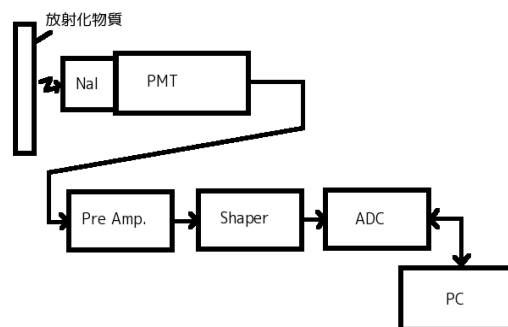


図 4.5 実験ジオメトリの接続図

矢印の方向に信号が流れる。

環境放射線の影響を出来るだけ押さえ、放射化による微弱な信号まで捕らえるために、スズと鉛を用いた低バックグラウンド環境で測定を行った。具体的には図(4.2)のように厚さ 5 cm の鉛と、さらに厚さ 2 mm のスズで内部を覆うように、ケーブを組んだ。鉛は環境放射線を遮断するため用いた。この鉛からの蛍光X線を吸収するため内部にスズ板を入れた。鉛の主な蛍光X線は 75 keV で、このエネルギーでのスズの反応断面積は約 $3.4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ であり、反応は主に光電効果である。したがって厚さ 2 mm のスズにより 75 keV の光子の強度が約 1% に減少する。一方でスズの蛍光X線である 22 keV の光子が生じるが、これは SGD(コンプトンモード)の範囲外のため問題とはならない。

なお、実験に先立ち整形増幅器のポールゼロを調整し、宇宙線由来の大信号に対してオーバーシュートが生じないようにした。これを行うことで、大信号後の擬似イベントの取得を防ぐことが出来る[7]。

表 4.2 使用した機器

機材名	型番	会社名	備考
スズ板	SN-443551	ニコラ	純度 99.9 % 厚み 2 [mm]
光電子増倍管	R7899EG-DP ASSY	浜松ホトニクス	φ27×180 [mm]
NaI シンチレータ	2B2	応用光研工業 株式会社	φ12.7×12.7 [mm] (NaI 部)
Pre Amp.	5028 型	クリアパルス社	
Shaping amp	ORTEC571	ORTEC	Gain 20 , Shaping Time 2 [μsec]
ADC	MCA8000	AMPTEC	スレッシュホールド 100 (約 120mV) , 14 [bit]

4.3 章 エネルギー較正

検出器で反応したガンマ線のエネルギーを求めるためには、出力の channel 値をエネルギーに変換する必要がある。そこで本実験では複数の放射線源を用い、エネルギー較正を行うこととした。用いた放射線源および使用したエネルギーを表(4.3)に示す。

実験で得られるスペクトルはシンチレータの発光や光電子増倍管の光電子数が揺らぐため広がりを持ち、またバックグラウンド(連続成分)もスペクトルにのってくる。そこで式(4.3)で示されるガウシアン+一次式でフィットを行った。

$$\frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-x_{mean})^2}{2\sigma^2}\right) + a_0 + a_1x \quad (4.3)$$

ここで、Nは光電吸収されたイベント数に、また x_{mean} はガンマ線のエネルギーに対応する。 ^{22}Na の 511keVの例を図(4.6)に示す。

NaI シンチレータの特性として吸収したエネルギーと出力が完全には比例し

ない(非線形性)。そこで得られたデータに基づき、120 keV 以上では線形であるとみなして、エネルギー較正を行った。例を図(4.7)に示す。5 ヶ月間の測定を通じ、ゲインに大きな変動はなかった。図 4.7 で分かるように 10000 ch がおよそ 1 MeV である。14 bit の ADC を用いているので、およそ 1.5MeV まで測定できることになる。

表 4.3 使用した放射線源とその放出する γ 線のエネルギー

放射線源	エネルギー [keV]	放出率 [%]	備考
^{22}Na	511	180	β^+ 崩壊
	1275	100	γ 崩壊
^{57}Co	122	86	γ 崩壊
^{109}Cd	22	85	$K_{\alpha 1}, K_{\alpha 2}$ (Ag)
	88	3.6	γ 崩壊
^{137}Cs	32	5.8	$K_{\alpha 1}, K_{\alpha 2}$ (Ba)
	662	85	γ 崩壊
^{241}Am	60	36	γ 崩壊

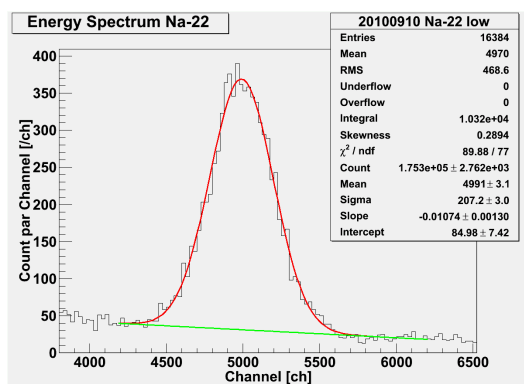


図 4.6 ^{22}Na の 511 keV 近傍のスペクトル
2010 年 9 月 10 日に測定したものを示す

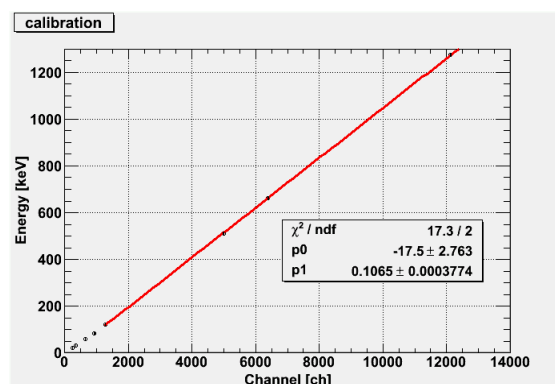


図 4.7 エネルギー較正直線
2010 年 9 月 17 日に得られたもの

4.4 章 リン青銅の実験結果

前節で述べたようにエネルギー較正を行った上で、ほぼ1週間おきに48時間、放射化されたリン青銅から放出される γ 線のエネルギーを測定した。得られたスペクトルの例を図(4.8)に示す。ここで黒は実験データ、青は試料を置かないとき(つまりバックグラウンド)のスペクトルである。図よりリン青銅は、120 keV 付近、510 keV 付近、820 keV 付近でバックグラウンドに比べ有為な光電ピークの強い信号が得られていることが分かる。この3つのエネルギーについて解析する。

各エネルギー領域において、測定ごとに式(4.3)でスペクトルをフィットすると、ピークのエネルギーとカウントレートが得られる。結果を図(4.9 - 4.14)にまとめる。

どのエネルギーもカウントレートは片対数グラフで直線的に減少している。これを指数関数でフィットすることで同位体の半減期および照射日でのカウントレートを求めることが出来る。結果を表(4.4)にまとめる。エネルギーと半減期から推測される核種の候補も合わせて示す。

表 4.4 リン青銅における生成された核種の同定

測定実験			同定された核種		
平均エネルギー [keV]	半減期 [day]	カウントレート [/day]	核種	エネルギー [keV]	半減期 [day]
120.9 ± 0.1	212 ± 30	4560 ± 220	^{57}Co	122.0614	271.79
516.9 ± 1.1	61 ± 9	1610 ± 220	(β^+)*	-	-
822.2 ± 0.9	68 ± 6	1660 ± 130	^{58}Co	810.764	70.82

* (β^+)と記述されているものは、核種はわからないが、 β^+ 崩壊を起こしたであろう事象を追っているものである。

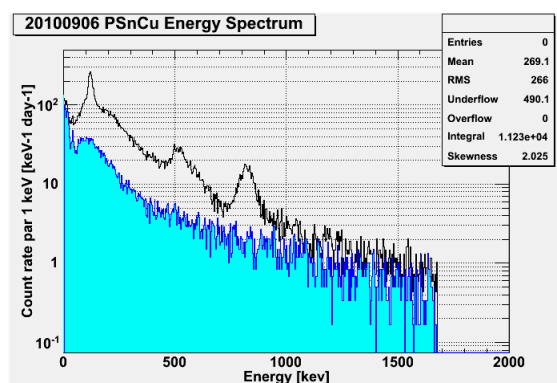


図 4.8 リン青銅のエネルギースペクトル
2010年9月6日のエネルギースペクトル。実データを黒、予想されるバックグラウンドを青で示す。

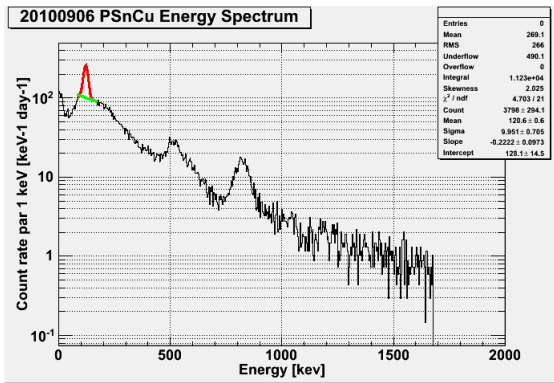


図 4.9 リン青銅の 120 keV 近傍のフィッティング

2010年9月6日のデータ。

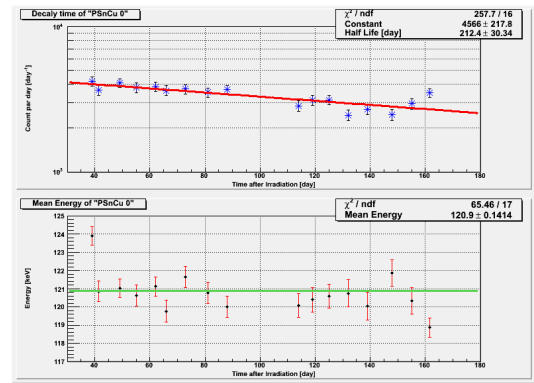


図 4.10 リン青銅の 120 keV 近傍のピーク時間経過

上部がカウントレート、下部がエネルギー。横軸は照射後の時間経過。

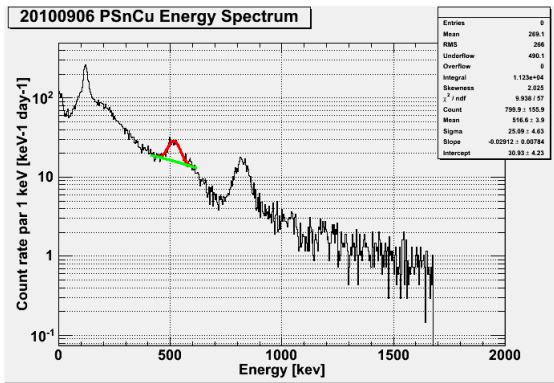


図 4.11 リン青銅の 510 keV 近傍のフィッティング

2010年9月6日のデータ。

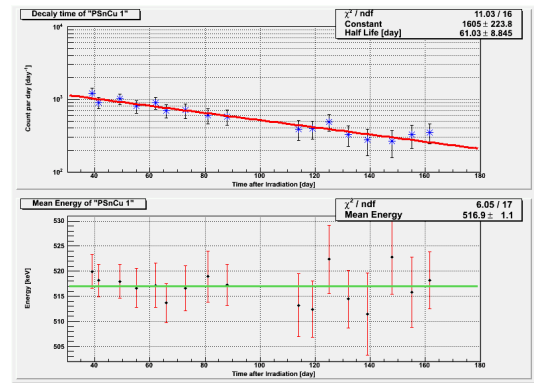


図 4.12 リン青銅の 510 keV 近傍のピーク時間経過

上部がカウントレート、下部がエネルギー。横軸は照射後の時間経過。

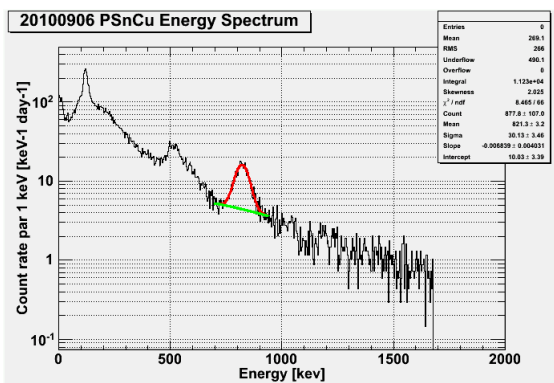


図 4.13 リン青銅の 820 keV 近傍のフィッティング

2010年9月6日のデータ。

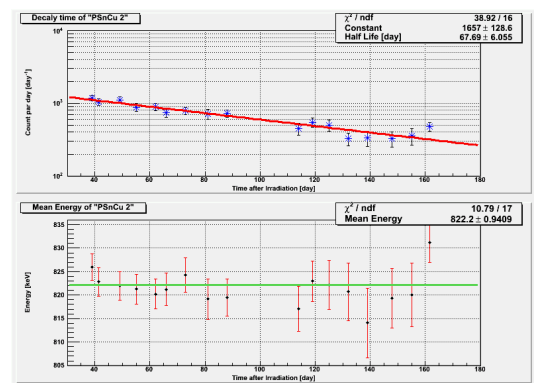


図 4.14 リン青銅の 820 keV 近傍のピーク時間経過

上部がカウントレート、下部がエネルギー。横軸は照射後の時間経過。

4.5 章 モリブデンの実験結果

前節のリン青銅と同様に、エネルギー較正を行った上で、ほぼ 1 週間おきに 48 時間、放射化されたモリブデンから放出される γ 線のエネルギーを測定した。得られたスペクトルの例を図(4.15)に示す。黒は実験データ、青はバックグラウンドのスペクトルである。図よりモリブデンは、400 keV 付近、510 keV 付近、および 700 - 900 keV 近傍でバックグラウンドに比べ有為な強い光電ピークの信号が得られていることが分かる。ただし 700 keV 以上の構造は複数のラインが混じっていると考えられるのでここでは解析には用いず、400keV 付近と 510 keV 付近の 2 点を解析することとする。

各エネルギーにおいて、測定ごとに、式(4.3)でスペクトルをフィットすると、ピークのエネルギーとカウントレートが分かる。結果を図(4.16 - 4.19)にまとめる。

カウントレートの時間経過を指数関数でフィットすることで同位体の半減期および照射日でのカウントレートを求めることが出来る。結果を表(4.5)にまとめる。エネルギーと半減期から推測される核種の候補も合わせて示す。

表 4.5 モリブデンにおける生成された核種の同定

測定実験			同定された核種		
平均エネルギー [keV]	半減期 [day]	カウントレート [/day]	核種	エネルギー [keV]	半減期 [day]
394.2 ± 0.4	67 ± 5	3500 ± 200	^{88}Zr	392.86	83.4
520.0 ± 0.8	44 ± 5	2130 ± 260	(β^+)*	-	-

* (β^+)と記述されているものは、核種はわからないが、 β^+ 崩壊を起こしたであろう事象を追っているものである。

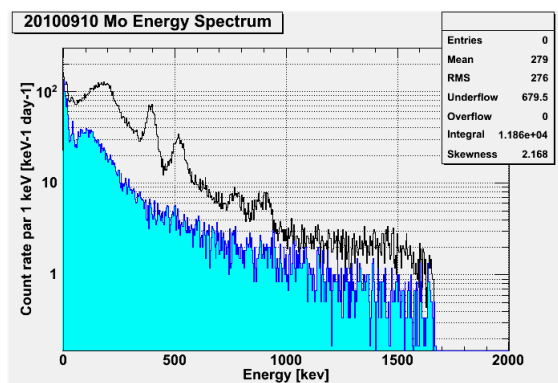


図 4.15 モリブデンのエネルギースペクトル
2010年9月10日のエネルギースペクトル。実データを黒、予想されるバックグラウンドを青で示す。

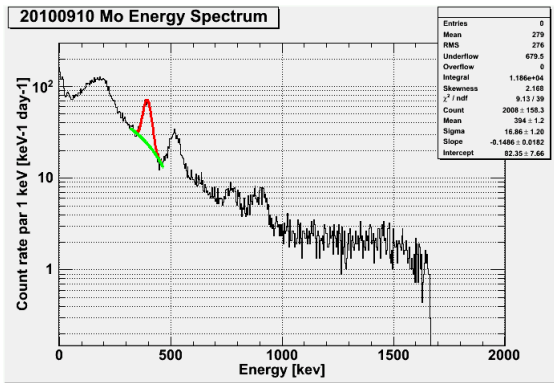


図 4.16 モリブデンの 400 keV 近傍のフ
ィッティング

2010年9月10日のデータ。

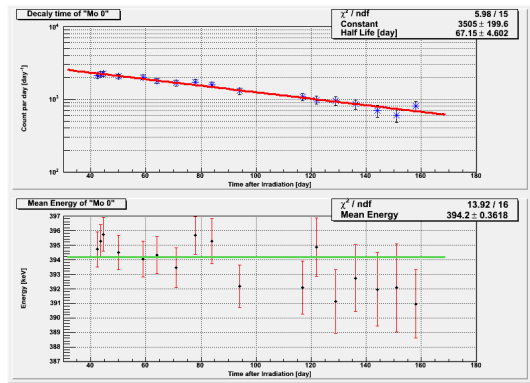


図 4.17 モリブデンの 400keV 近傍のピー
ク時間経過

上部がカウントレート、下部がエネルギー。横軸は照射後
の時間経過。

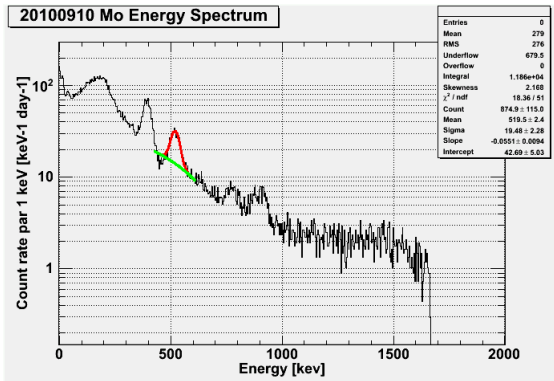


図 4.18 モリブデンの 510 keV 近傍のフ
ィッティング

2010年9月10日のデータ。

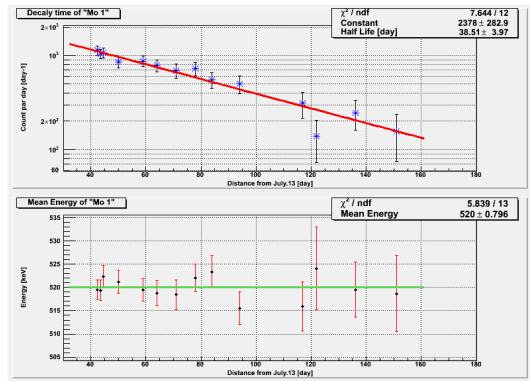


図 4.19 モリブデンの 510 keV 近傍の
ピーク時間経過

上部がカウントレート、下部がエネルギー。横軸は
照射後の時間経過。

5 章 同位体生成の反応断面積

前章では、放射化によって生成された核種の同定を行った。この章ではカウンタレートから生成量を算出し、各核種の生成断面積を求めることとする。

生成量を知るためには、検出器の検出効率を算出する必要がある。しかし、放出される光子の角度によって検出器を通過する path の長さが変化する、コンプトン散乱の支配的なエネルギーでは複数回の反応を起こすなどの要因によって検出効率を解析的に求めることは困難である。従って計算機上で乱数を用いて光子の反応を追跡する、モンテカルロシミュレーションを行うことにした。シミュレーションには Geant4 ver9.2 を用いた[8]。

5.1 章 検出器シミュレーション

検出器のシミュレーションでは、物理プロセスと検出器のジオメトリの双方を正しく記述しなければならない。

まず、物理プロセスを正しく追うことが出来ているか確認するため、素材ごとの反応断面積を求め、文献データ[2]と比較を行った。

本実験で測定したい 100 keV から 1 MeV 領域の光子を厚み 0.05 mm のターゲットに入射させ、各エネルギーで最初に起きた反応の確率を求めた。試行回数は各エネルギーで 10^6 回である。反応確率と反応断面積の関係は式(5.1)で表される。

$$p = 1 - \exp(-\rho\sigma d) \quad (\text{式 5.1})$$

ここで ρ 、 σ 、 d はそれぞれターゲットの密度、反応断面積、厚み(=0.05 [mm])に対応する。また p は反応確率である。

図(5.1)はターゲットの素材が NaI のとき、エネルギーごとの反応断面積である。シミュレーションと文献データ[2]が誤差の範囲で一致しており、正しく物理プロセスが実装されていることが分かった。

ターゲットの素材を NaI の他にリン青銅、モリブデン、鉛、スズに換え、同様に誤差の範囲で一致することを確認した。

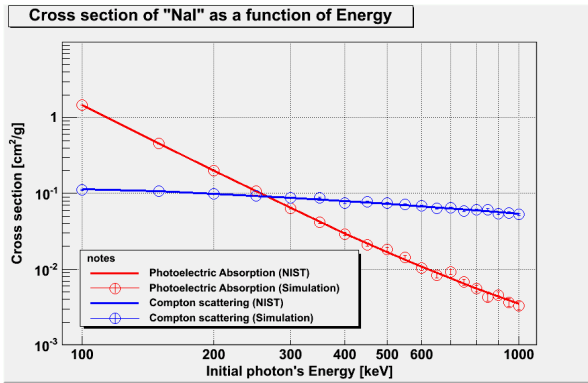


図 5.1 NaI における反応断面積の比較
光電効果を赤、コンプトン散乱を青で示す。文献データ[2]から計算した値を実線、シミュレーションから計算した値をエラーバー付きの点で示す。

次に検出器のジオメトリを正しく記述できているか確認した。まず、ジオメトリの視覚化を行い(図 5.2)、おおむね意図した形状になっていることを確認した。その上でNaIシンチレータに 100 keVから 1 MeV領域の光子を垂直に(ペンシルビーム状に)入射し、検出効率を求めた (図 5.3)。試行回数は 10^7 回である。

ここで、図(5.3)の赤は全反応 (≡NaI シンチレータに落としたエネルギーを区別しない反応)の、また青は Full peak(≡初めの光子エネルギーのうち 95%以上を NaI シンチレータに落とした反応)の検出効率である。また文献データ[2]より計算した値を実線で示す。

計算値は、全反応(赤)は文献データ[2]のうち光電効果とコンプトン散乱の反応断面積の和を用い、Full peak(青)は光電効果のみの反応断面積を用い、式(5.1)から計算した。

図(5.3)より、全反応は文献データ[2]と誤差の範囲で一致している。

また Full peak の場合、低エネルギー領域でシミュレーションの検出効率の方が低くなっている。これは蛍光 X 線が検出器外に逃げているエスケープイベントのためである。また高エネルギー領域でシミュレーションの検出効率の方が高くなっている。これはまずコンプトン散乱を起こし、ついで光電吸収されたイベントのためである。

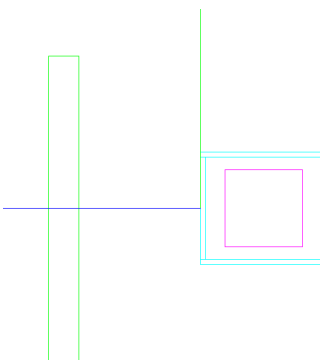


図 5.2 シミュレーションの視覚化

マゼンタの領域は NaI シンチレータ、水色の領域は Al のシールドを示す。また、緑の領域は試料を示す。

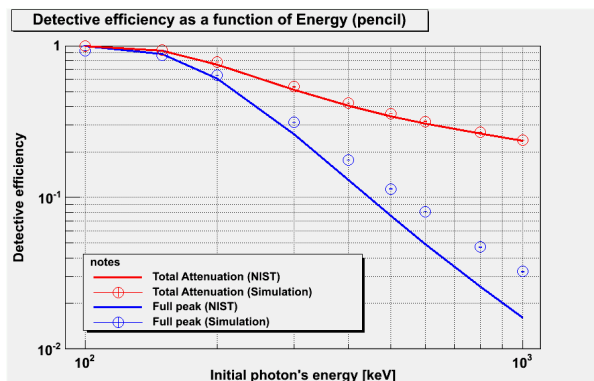


図 5.3 ペンシルビームでの NaI シンチレータの検出効率

全反応を赤、Full peak を青で示す。また文献データ[2]から計算したものを実線、シミュレーションから計算したものをエラーバー付の点で示す。

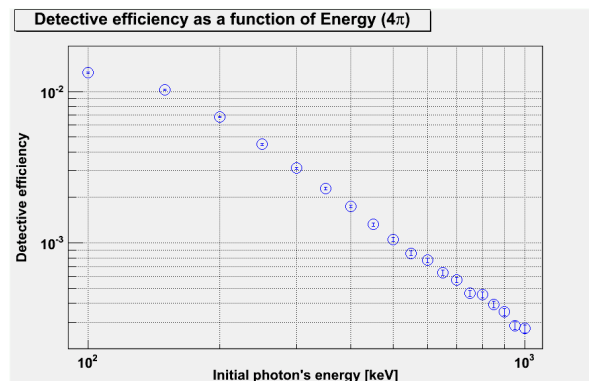


図 5.4 4π方向に光子を入射したときの NaI シンチレータの検出効率

試行回数は 100000 回。Full peak のみを記述している。

最後に本実験に近いシミュレーションを行った。具体的には、NaI 素子の中心から 2.6 cm 離れた場所に放射線源を置き、そこから 4π 方向に光子を照射した場合の Full peak 検出効率を各エネルギーで求めた(図 5.4)。ここで 2.6cm という距離は、検出器の前面から NaI シンチレータまでの距離 0.4cm と、試料と検出器までの距離 2.2cm の和である。

ここで放射線源の場所から見て NaI が占める平均的な面積は約 5.1 cm² なので、検出器の立体角は約 0.5 である。したがって 4π 方向に放射したときは、ペンシルビーム状に放射したときと比べ検出効率が各エネルギーで約 10% になるべきである。一方、図(5.3 および 5.4)より Full peak 検出効率はペンシルビームに対し各エネルギーで約 10% に検出効率が落ちている。

以上から、ジオメトリが正しく実装されていることを確認した。

5.2 章 線源を用いたシミュレーションの確認

前節ではシミュレーションの物理プロセスと検出器のジオメトリの確認を行った。この節では崩壊レートの分かっている放射線源とシミュレーションで求めた検出効率を比較し、シミュレーションの妥当性を確認する。

今回²²Naの 1275 keVライン、¹⁰⁹Cdの 88 keVライン、¹³⁷Csの 662 keVラインを用いた。使用した放射線源の崩壊レートと測定日を表(5.1)にまとめる。ここでcodeとは研究室で管理のためにつけた番号である。また前節のシミュレーションで求めたエネルギーごとのFull peak検出効率を表(5.2)にまとめる。

表 5.1 使用した放射線源

RI	Code	崩壊レート [kBq]	測定日
²² Na	69	370	11/15, 2004
¹⁰⁹ Cd	68	1030	2/ 2, 2004
¹³⁷ Cs	31	40	9/12, 1996

表 5.2 シミュレーションで求めた Full peak 検出効率

Energy [keV]	Full peak 検出効率 [%]	Full peak の数	試行回数
1275	0.123 ± 0.004	1233	10 ⁷
88	0.96 ± 0.03	96237	10 ⁷
662	0.409 ± 0.006	4090	10 ⁷

NaIシンチレータでのカウントレート R_{detect} は、崩壊レート、検出効率、ガンマ線放出率を用いて以下のように表すことができる。

$$R_{\text{detect}} = R_{\text{decay}} \times p_{\text{detect}} \times p_{\text{emission}} \quad (\text{式 5.2})$$

ここで、崩壊レートは R_{decay} 、検出効率は p_{detect} 、放出率は p_{emission} とおいた。放出率は表(4.3)にまとめてある。

実験とシミュレーションの比較を図(5.5 - 5.7)にまとめる。赤のプロットは、実験によって得られた放射線源のカウントレートを検出効率に直した値である。また赤の実線は実験より求めた検出効率の平均、マゼンタの点線は放射線源の強度に基づきシミュレーションから求めた検出効率である。

放射線源と検出器の距離は手作業で出し入れしているため一定でなく、ある系統誤差を含む。したがってカウントレートもばらつきが生じ、実験データがフィッティングの誤差を超えてばらつく。またスペックシートに記載されている放射線源の強度(表 5.1)も 10 %程度の誤差を含む。図(5.5 - 5.7)より、

^{137}Cs (662 keV)でやや検出効率が高いが、予想値と約 30 %で一致していること、 ^{22}Na (1275 keV)、 ^{109}Cd (88 keV)は系統誤差の範囲で一致していることが確かめられた。

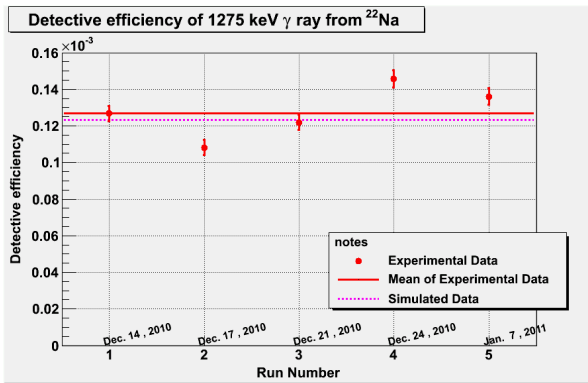


図 5.5 ^{22}Na 1275 keVの実験データとシミュレーションの比較 (左上)

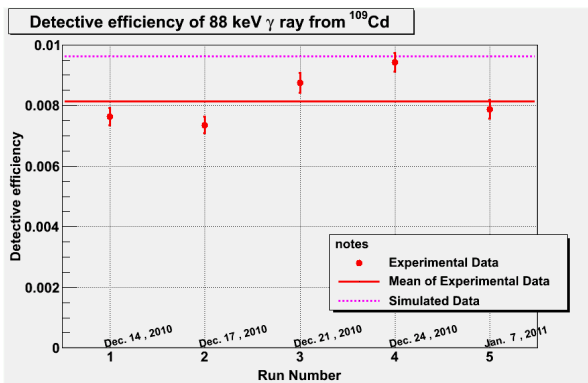


図 5.6 ^{109}Cd 88 keVの実験データとシミュレーションの比較 (左中)

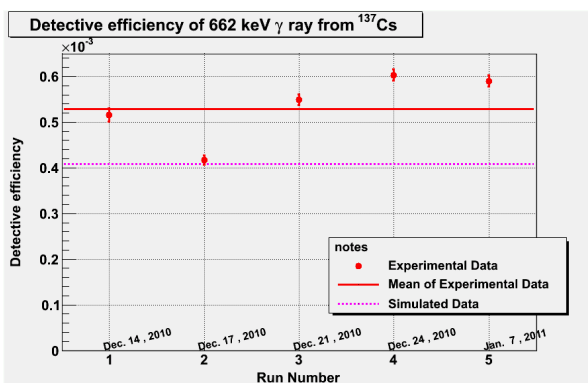


図 5.7 ^{137}Cs 662 keVの実験データとシミュレーションの比較 (左下)

実験から求めた検出効率を赤で示す。水平線はその平均値を示す。シミュレーションから求めた検出効率をマゼンタの点線で示す。垂直軸は検出効率、水平軸は測定日ごとにランナンバーを振り分けたものである。

5.3 章 反応断面積の算出

前節で、検出器の検出効率をシミュレーションで正しく求められることが確認できた。これを用いて、陽子照射時の反応断面積を求める。

試料(リン青銅およびモリブデン)の自己吸収、またシンチレータ前面にあるアルミニウムのシールドによって光子が吸収される。シミュレーションでは検出器の前面と試料の間を 2.1 cm 離し、その間にアルミの板を置き、また試料は厚みも正しく再現した(図 5.2)。ここでシンチレータと試料の中心位置が水平方向に 6 mm ずれていることが分かり、それも考慮に入れた。ただしその誤差による距離の増加は 1 mm 以下である。その上で陽子ビームが通った直径 1 cm の円筒内に一様に光子を発生させ、 4π 方向に一様に放射すると考え、Full peak 検出効率: p_{detect} を計算した。計算結果を表(5.3)にまとめる。

表 5.3 検出効率のシミュレーション

Energy [keV]	素材	検出効率 [$\times 10^{-6}$]	Full peak の数	試行回数
122	リン青銅	4100 \pm 20	41046	10^7
511	リン青銅	592 \pm 8	5915	10^7
811	リン青銅	251 \pm 5	2508	10^7
393	モリブデン	957 \pm 10	9573	10^7
511	モリブデン	562 \pm 7	5615	10^7

生成量 N_0 は検出効率、ガンマ線放出率、カウントレート、寿命を用い、以下の式で計算できる。

$$N_0 \times p_{\text{detect}} \times p_{\text{emission}} = R_{\text{detect}} \times \tau \quad (\text{式 5.3})$$

ここで、 p_{emission} は放出率、 R_{detect} は照射時に検出されるべきカウントレート、 τ は核種の寿命である。寿命と半減期の関係は半減期を T_{half} とおくと、以下のようを示すことが出来る。

$$\tau = T_{\text{half}} / \ln(2)$$

各核種のガンマ線放出率は表(5.4)にまとめる。カウントレートと寿命は表(4.4)と表(4.5)に、検出効率は表(5.3)にまとめてある。得られた各核種の生成量は表(5.5)にまとめる。

表 5.4 各核種のガンマ線放出率

核種	エネルギー [keV]	放出率 [%]
^{57}Co	122	85.6
^{58}Co	811	99.5
^{88}Zr	393	100

表 5.5 各核種の生成量

素材	核種	生成量 [$\times 10^6$]
リン青銅	^{57}Co	400 \pm 80
リン青銅	^{58}Co	650 \pm 120
モリブデン	^{88}Zr	350 \pm 50

照射した陽子の数 $N_{\text{beam}} = 3.1 \times 10^{11}$ 個を用いると、各核種の生成確率は N_0 / N_{beam} である。したがって式(5.1)をもちいて、以下のように生成断面積 σ_{mat} を求めることができる。

$$\sigma_{\text{mat}} = \frac{-1}{\rho d} \log(1 - N_0 / N_{\text{beam}}) \quad (\text{式 5.4})$$

ここで ρ は素材の密度、 d は板 5 板分の厚み (=0.5 [cm]) である。素材の物理的な性質は表(4.1)にまとめてある。結果を、表(5.6)にまとめる。また、原子一つあたりの反応断面積 σ_{atm} は以下の式で求められる。

$$\sigma_{\text{atm}} = \sigma_{\text{mat}} \times \frac{M}{N_A} \quad (\text{式 5.5})$$

ここで N_A はアボガドロ数 (= 6.0225×10^{23} [/mole])、 M は素材のモル質量である。モリブデンは $M = 95.9$ [g/mole] であるから、 ^{88}Zr の生成断面積は $\sigma_{\text{atm}} = 36 \pm 5$ [mbarn] となる。

表 5.6 生成断面積

素材	核種	生成断面積 σ_{mat} [$\times 10^{-6} \text{cm}^2/\text{g}$]
リン青銅	^{57}Co	290 \pm 60
リン青銅	^{58}Co	470 \pm 90
モリブデン	^{88}Zr	220 \pm 30

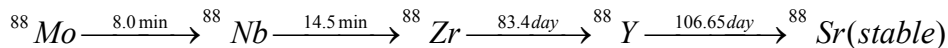
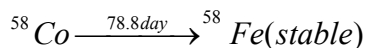
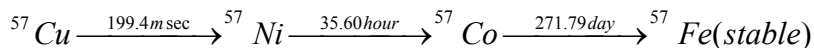
6章 放射化シミュレーションとの比較

今回照射した 150 MeV の陽子に対しては、標的核が多数の核子を失う破砕反応(spallation)が主なプロセスとなる。この反応は一般的に、入射核子と標的核が玉突き状に衝突を繰り返すカスケードと、その結果励起状態になった核(複合核)が核子や軽い原子核を放出する蒸発の 2 段階モデル(cascade-evaporation model)として理解されている。この反応で生成される同位体を予想するために、cascade-evaporation を扱うモンテカルロシミュレーションがよく使われる。

放射化シミュレーションツールのひとつである MGGPOD[9]は、この cascade-evaporation 反応を扱うことができ、SGD のバックグラウンドを算出する際にも用いられている[10]。本実験では、実験より各核種の生成断面積を求め一方で、この MGGPOD の予言する生成断面積と実験によって求めた生成断面積の比較を行い、MGGPOD における物理プロセスの検証を行った。MGGPOD により得られた各素材における生成断面積を図 6.1 および 6.2 に示す。

また Geant4 ver9.2 でも核子-核子反応を扱うライブラリが用意されている。今回検証として”QGSP_BIC_HP”および”QGSP_BERT_HP”の 2 つのライブラリを用いた。これにより得られた各素材における生成断面積を図(6.3 - 6.6)にまとめる。

陽子ビームの照射時には本実験で同定された娘核が生成されるだけでなく、その親核の生成も行われるため、崩壊曲線が必ずしも指数関数であるとは限らない。実験によって求めた核種は以下のような崩壊カスケードをたどって生成され、安定核となる [3]。



ここで矢印の上についている値は半減期である。ただし陽子の照射で生成されない、ターゲットよりも大きな原子番号の核子は示していない。

いずれの親核の半減期も照射から測定開始するまでの期間(約 40 日)に比べて十分に短い。したがって、測定期間における崩壊曲線は単一の指数関数で近似してよい。またフィッティングによって得られた娘核の生成断面積は、照射時に生成された全ての親核と娘核の生成断面積を足し合わせたものとなる。表(6.1)に実験および各シミュレーションによって得られた生成断面積の比較を示す。

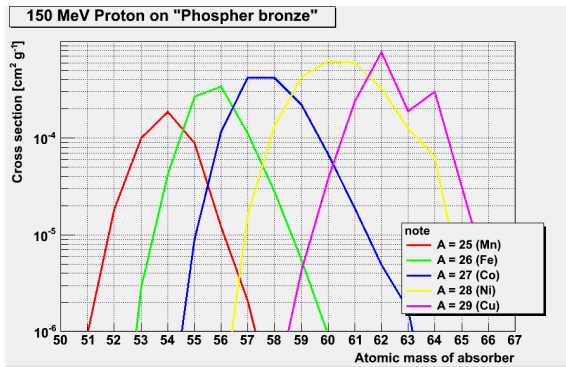


図 6.1MGGPODによって得られたリン青銅の生成断面積

生成される核種の原子番号ごとに色分けして示す。
垂直軸は生成断面積、水平軸は原子の質量数。

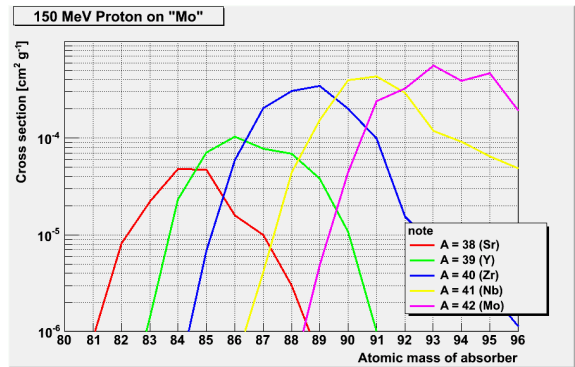


図 6.2MGGPODによって得られたモリブデンの生成断面積

生成される核種の原子番号ごとに色分けして示す。
垂直軸は生成断面積、水平軸は原子の質量数。

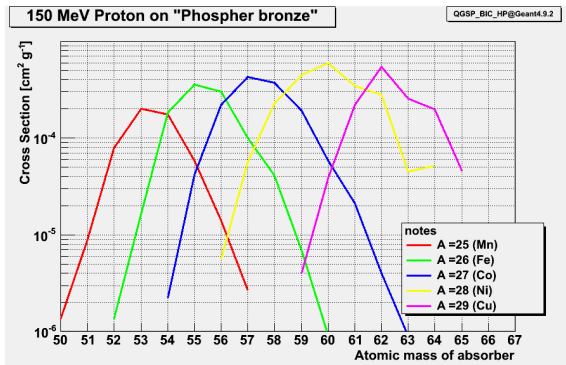


図 6.3 Geant4(QGSP_BIC_HP)によって得られたリン青銅の生成断面積

生成される核種の原子番号ごとに色分けして示す。
垂直軸は生成断面積、水平軸は原子の質量数。

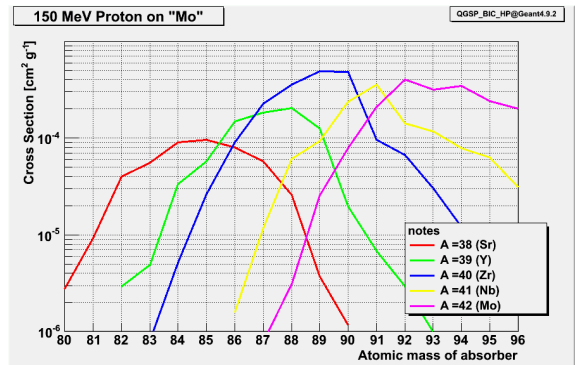


図 6.4 Geant4(QGSP_BIC_HP)によって得られたモリブデンの生成断面積

生成される核種の原子番号ごとに色分けして示す。
垂直軸は生成断面積、水平軸は原子の質量数。

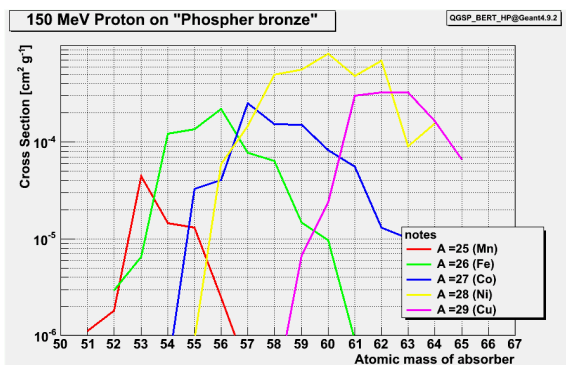


図 6.5 Geant4(QGSP_BERT_HP)によって得られたリン青銅の生成断面積

生成される核種の原子番号ごとに色分けして示す。
垂直軸は生成断面積、水平軸は原子の質量数。

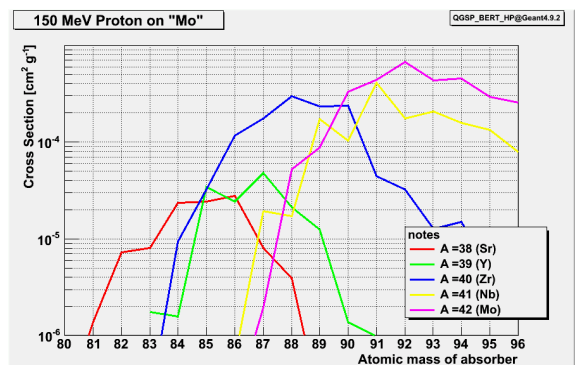


図 6.6 Geant4(QGSP_BERT_HP)によって得られたモリブデンの生成断面積

生成される核種の原子番号ごとに色分けして示す。
垂直軸は生成断面積、水平軸は原子の質量数。

表 6.1 実験および各放射化シミュレーションの生成断面積

核種	生成断面積 [$\times 10^{-6} \text{ cm}^2 / \text{ g}$]			
	実験	放射化シミュレーション		
		MGGPOD	QGSP_BIC_HP	QGSP_BERT_HP
^{57}Co	290 ± 60	438 ± 2	480 ± 10	400 ± 10
^{58}Co	470 ± 90	424 ± 2	374 ± 9	153 ± 6
^{88}Zr	220 ± 30	350 ± 2	420 ± 10	370 ± 10

実験とMGGPODは 1.5 倍ないしはそれ以下で一致しており、MGGPODはおおむね正しい量の同位体を生成できていることが分かった。ただし ^{57}Co および ^{88}Zr においては実験値より大きくなっていることに注意が必要である。

また、Geant4におけるシミュレーションは”QGSP_BIC_HP”は概ね実験と一致しているが、”QGSP_BERT_HP”は ^{58}Co の生成量が 1/3 しかなく、また断面積の質量数依存性もがたつきが目立つ。従ってリン青銅およびモリブデンの放射化に関しては、”QGSP_BIC_HP”の方が信頼できると言える。

7章 まとめと今後の課題

本実験ではファインコリメータ素材であるリン青銅とモリブデンの放射化特性を調べた。陽子ビームを照射したファインコリメータ素材のスペクトル測定および解析することで、照射時のカウントレートと半減期を求め、また生成された核種を同定した(4章)。またシミュレーションによって検出器の検出効率を求めた(5.1章および5.2章)。この2つから核種ごとの生成断面積を求めた(5.3章)。さらに実験で得た生成断面積と放射化シミュレーションツールであるMGGPODによって得た生成断面積を比較し、MGGPODがおおむね正しくシミュレーションしていることを確認した。加えて、Geant4のライブラリとの比較も行った(6章)。

本実験によってSGD前面に配置されるファインコリメータの放射化に伴うバックグラウンドモデルの検証に貢献した。

一方で、モリブデンでは700 - 900 keVに複数のラインらしき構造がみられたが、本実験ではその核種を同定することが出来なかった。先行実験ではラインのエネルギーが高い精度で求まっている。この先行実験の結果も用いて核種を同定し、生成量を求めることが今後の課題と言える。

謝辞

本論文に協力していただいた多くの方に感謝をいたします。はじめに今回指導をしていただいた杉立先生に心より感謝します。また、今回この研究の機会を与えていただいた深沢先生、また直接の鞭撻をしていただいた水野先生に感謝申し上げます。実験に対する心配りと、その難しさが身にしみて分かりました。

また平木さん、林君には先行実験を行っていた関係でさまざまなアドバイスを頂きました。

さらに同じ研究部屋の笹田さん、先本さん、林さん、道津さんに元気を頂いてこの論文を楽しく書けたことに感謝いたします。

平成 23 年 2 月 10 日 木村 太輔

物理定数

量	シンボル(導入式)	値
真空中の光の速度	c	$2.998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
プランク定数	h	$6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$
ディラック定数	$\hbar \quad (= h/2\pi)$	$1.055 \times 10^{-34} \text{ J s}$
電子の電荷量	e	$1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
電子の静止質量	m_e	511.0 keV c^{-2}
陽子の静止質量	m_p	938.3 MeV c^{-2}
微細構造定数	$\alpha \quad (= e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c)$	$1/137.0$
真空誘電率	$\epsilon_0 \quad (= 1/\mu_0 c^2)$	$8.854 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
真空透磁率	$\mu_0 \quad (= 4\pi \times 10^{-7})$	$12.57 \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$
古典的電子半径	$r_e \quad (= e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$	$2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$
アボガドロ数	N_A	$6.022 \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$

$$1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ eV c}^{-2} = 1.783 \times 10^{-36} \text{ kg}$$

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$$

参考文献

- [1] W.R.Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 2nd Ed. (Springer-Verlag, 1994)
- [2] NIST XCOM homepage
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>)
- [3] Richard, B.Firestone: Table of Isotopes, 8th Ed. (A Wiley-Interscience Publication, 1996)
- [4] 国立天文台編: 理科年表 机上版 第 69 冊 (丸善株式会社, 1996)
- [5] PARTICLE PHYSICS BOOKLET (2004)
- [6] Letan et al, 1983 ApJ 51, 271
- [7] 林数馬: 低バックグラウンド環境の構築と SGD ファインコリメーター素材の放射化実験 (広島大学, 2010)
- [8] Geant4 homepage
(<http://www.geant4.org/geant4/>)
- [9] MEGAlib homepage
(<http://www.mpe.mpg.de/MEGA/megalib.html>)
- [10] 平木一至 修士論文: モンテカルロシミュレーションによる衛星搭載軟 γ 線検出器の軌道上放射化バックグラウンドの評価 (広島大学, 2009)