Geant4シミュレータにおけるBGOシンチレータのガンマ線応答の検証

上田篤
広島大学理学部物理科学科
u1079005
高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室

2002年2月8日

概 要

Asstro-E2 は、第 5 番目の日本 X 線観測衛星として 2005 年の打ち上げが予定されている。それに搭載される硬 X 線検出器の Anti 用センサーは、高阻止能シンチレータである BGO が用いられているが、その大面積を利用してガンマ線バーストを観測することが期待されている。Anti センサーは複雑なジオメトリであるため、ガンマ線の入射角度によって応答関数が異なっており、観測データを解析するときに十分な注意が必要である。そのためには、検出器の応答関数を正確に把握しておくことが必須であり、我々は検出器シミュレーションキットである Geant4 ソフトを用いて Anti センサーの検出器シミュレータを開発している。

Geant4 は、リリースから数年しか経過しておらず、まだ十分にバグだしが行われているとは言えておらず、特に我々の扱う 100keV ~ 10MeV の低エネルギー領域は使用例が少ないため、そのまま Geant4 を信用して Anti センサーのシミュレータを構築することはできない。そこで、本研究では、Geant4 がガンマ線と物質の相互作用を正しく再現しているのかという基本的なことを実験と文献などを用いて検証した。光電吸収、コンプトン散乱、電子陽電子対生成の断面積は、ほぼ問題ないことがわかった。また、スペクトルについては、コンプトン散乱成分を 10% くらいの精度で実験データを再現できた。

目 次

第 1 章　ASTRO-E2 衛星計画 **2**

第 2 章　HXD-Anti 検出器 **3**

2.1 HXD-Anti 検出器の構造と役割 3

2.2 BGO シンチレーター 4

2.3 レスポンス関数について 4

2.3.1 リニアリティ 5

2.3.2 検出効率 5

2.3.3 エネルギー分解能 6

2.3.4 光電吸収 6

2.3.5 コンプトン散乱 6

2.3.6 電子対生成 7

2.4 Geant4 検出器シミュレーター 7

2.5 研究の目的 7

第 3 章　BGO の反応断面積の検証 **9**

3.1 目的と方法 9

3.2 光電効果 10

3.3 コンプトン散乱 11

3.4 電子対生成 13

3.5 まとめ 14

第 4 章　エネルギースペクトルの再現性 **15**

4.1 BGO シンチレータによるエネルギースペクトル取得 15

4.2 $1\mathbf{cm^3}$ の立方体の BGO シンチレータのエネルギースペクトルの再現性 19

4.3 Anti-BGO ボトム部のエネルギースペクトルの再現性 24

4.4 まとめと今後の課題 27

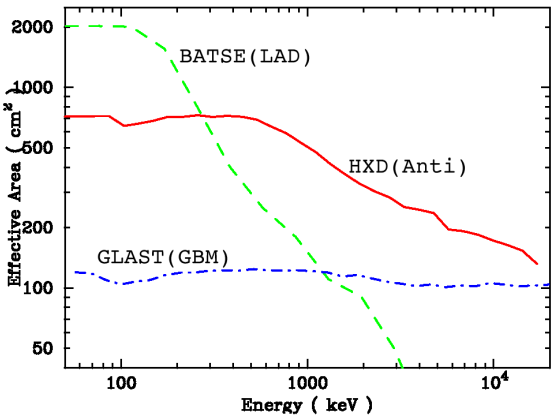
第1章　ASTRO-E2衛星計画

日本では1979年に初めてX線天文衛星 (はくちょう) を打ち上げに成功して以来これまでに「てんま」、「ぎんが」、「あすか」と4つの衛星が打ち上げられ、中性子星やブラックホール、超新星残骸、活動銀河核、銀河、銀河団といった様々な領域で多くの発見がされてきた。ASTRO-E2衛星は「あすか」に続く日本で5番目のX線天文衛星であり、2000年2月10日にロケット事故により軌道突入に失敗したASTRO-E衛星の後継機として2005年1~2月期打ち上げを予定されているX線天文衛星である。ASTRO-E2衛星に搭載される観測機器はASTRO-E衛星と同じで、「あすか」衛星にも搭載されているX線望遠鏡の有効面積と、結像性能をどちらも倍近く改善したX線望遠鏡 (XRT) を5台搭載しており, そのうちの1台の焦点面には、これまでのX線検出器に比べて1桁も波長分解能の高い高分解能X線分光器 (XRS) が搭載され、他の4台には焦点面上に0.5キロ電子ボルトから12キロ電子ボルトのX線領域で広い視野での撮像を行いながら精度の高い分光を連続的に行うことが可能なX線CCDカメラ (XIS) が搭載される。またX線望遠鏡でカバーされるX線の何十倍ものエネルギーを持つ硬X線からガンマ線の領域を観測するために硬X線検出器 (HXD) が搭載される。このように高いエネルギーまで観測できる装置が衛星に搭載されるのは日本で初めてであり、これにより10keV~700keVのエネルギー領域でX線測定が可能となる。この検出器はガドリニウム・シリケート結晶を用いた無機シンチレータ (GSO) とシリコン検出器を組み合わせたもので筒状に伸びた井戸型BGOシンチレータによって周りからの雑音ガンマ線を低減するなど様々な工夫により、このエネルギー領域でこれまでにない高感度の観測が可能になった。これらを搭載することにより現在活躍中のNewton(欧州)やChandra(米国) と比較しても十分に活躍が期待できる。

第2章　HXD-Anti検出器

2.1　HXD-Anti検出器の構造と役割

ASTRO-E衛星に搭載されるHXD-Anti検出器はBGO結晶シンチレータとPMTを組み合わせた検出器である。4隅に置かれる4本のコーナー型ユニットと、それとは違う形、重量の16本のサイド型ユニットの計20本から構成されていて井戸型検出器の周りをとり囲むように配置されている。そのため井戸型検出器に対する放射線アクティブシールドの役割をするとともにそれ自体が優秀な検出器となっている。Anti検出器はあらゆる方向からのX線、ガンマ線を検出するため全天をモニターする検出器としてトランジェント天体やガンマ線バーストの観測を行うことができるが、その反面非常にバックグラウンドが高くなる。



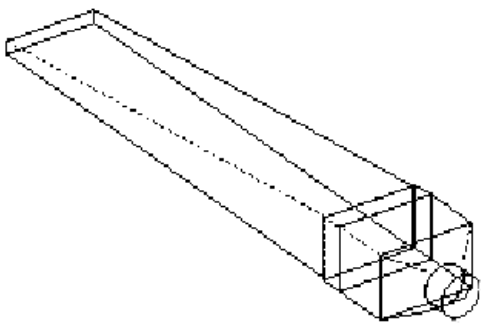


図 2.1: HXDと他の衛星との有効面積の比較 (上) Anti検出器1ユニットの図 (下)

2.2 BGOシンチレーター

ビスマスジャーマネイト (BGO) はビスマスの大きな原子番号 (83) と大きな比重 ($7.3\mathrm{g/cm^3}$) という特徴を持っているので他のシンチレーション材料よりも単位体積当りのガンマ線の光電吸収確率が大きく (平均自由行程が短く) なっているが光収率はほかの物質より比較的低く、ヨウ化ナトリウムの 10% ~ 20%となっている。したがって高いガンマ線の計数効率への要求がエネルギー分解能の重要さよりも勝るとき BGO が非常に有利である。HXD の BGO シンチレータは GSO などとは違い、複雑な構造を持っているため結晶の中のどこでガンマ線と反応が起こったかによって応答に違いがでてくる。Anti 検出器のボトム部は光電子増倍管と接合させるためにくびれているため、そのくびれている部分と長方形の形をした部分とでは応答が異なっている。よって BGO シンチレータにガンマ線がはいってきたときはどの方向から入ってきたかを考慮しなければならない。

表 2.1: 材料による特性

	NaI	CsI	BGO	GSO	YAP
実効原子番号	50	54	74	59	35
密度 $(g \cdot cm^{-3})$	3.67	4.51	7.13	6.71	5.52
蛍光出力 (相対値)	100	47	12	20	40
蛍光減衰時間 (ns)	230	1000	300	60	30
組成式	NaI	CsI	$Bi_4Ge_3O_{12}$	Gd_2SiO_4	$YAIO_3$

2.3 レスポンス関数について

私たちが検出器から得られる情報は天体からのそのままの情報ではなく、天体からの X 線、ガンマ線光子を検出器で観測し、元の情報に対してその検出器固有のある変換を受けた情報が得られる。つまり検出器で得られた応答を天体からの X 線、ガンマ線光子のエネルギースペクトルに直すためには、検出器の応答を正しく知っておく必要がある。変換するときに必要になるレスポンス関数とは行列で表される。ある一つの入射エネルギーを E_i とし、そのときのパルスハイトを PH_j とすると、パルスハイト分布は $\vec{A}(E_i, PH_j)$ と表せる。ただし

$$\sum_{j=1}^{n} A(E_i, PH_j) = 1 \tag{2.1}$$

となるようにしておく。

行列 A は一次元の列なのでここで n 種類のエネルギーを用意したとすると i=1 ~ n となるので

$$A_{ij} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{21} & \dots & a_{n1} \\ a_{12} & a_{22} & \dots & a_{n2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{1n} & a_{2n} & \dots & a_{nn} \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

と表される。この行列で表された A_{ij} のことをレスポンス関数と言う。また、入射エネルギー分布が

$$\vec{I}(E_i) = b_i i = 1 \sim n \tag{2.3}$$

のときに得られるパルスハイト分布は

$$\vec{J}(PH_j) = A_{ij}\vec{I}(E_i) \tag{2.4}$$

つまり

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{21} & \dots & a_{n1} \\ a_{12} & a_{22} & \dots & a_{n2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{1n} & a_{2n} & \dots & a_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

と表せる。レスポンス関数を構築するには検出器の応答を正しく知るためには以下のようなことをレスポンス関数に組み込んでいかなければならない。

2.3.1 リニアリティ

入射エネルギーと出力信号が比例しているのかを観測する前に確認しておく必要がある。回路の特性によって比例関係が崩されることもあるし、K-edge という事象もあり、通常結晶はエネルギーが高くなると結晶中にシンチレーション光がたくさん作られるので両者は比例関係にあるが、K 殻 (L 殻、M 殻も同じ) の束縛エネルギー付近では比例関係が成り立たなくなるので、それらを考慮する必要がある。

2.3.2 検出効率

ガンマ線のエネルギーおよび入射の方向の検出器の厚さに依存する。検出効率は絶対効率と固有効率に分類することができるが絶対効率はシンチレータの特性だけでなく、放射線源からシンチレータまでの距離などにも影響を受けるのでここではシンチレータの特性のよって変化する固有効率を考える。固有効率は式であらわすと

$$\varepsilon\ (\text{固有効率}) = \frac{\text{ピークにきた数}}{\text{検出器に入射した光子の数}} \tag{2.6}$$

となる。

2.3.3 エネルギー分解能

個々の事象で検出器に付与されるエネルギーが同じでもそのレスポンスはガウス分布のようにある幅をもってあらわれる。エネルギー分解能の定義はピークの最高値のちょうど半分の高さにおける分布の幅をガウス分布の幅の中央の値で割ったもので一般的に百分率で表される。また、エネルギー分解能はシンチレーション光の統計ゆらぎによって決まり以下のような式で与えられる。

$$R(\text{分解能}) = \frac{2.35 \times \sqrt{N}}{N} \times 100 \tag{2.7}$$

ここで N はシンチレーション光のうち光電陰極での量子効率を考慮して最終的に光電子増倍管にはいってきた光電子の数である。 エネルギー分解能が小さくなれば、ピークは鋭い針のようになって数学的にはデルタ関数に近づき入射放射線のエネルギーを詳細に解析するための測定能力は分布の幅が狭ければ狭いほど向上する。

2.3.4 光電吸収

入射してきたガンマ線光子が吸収物質原子と相互作用して完全に消失し、そのときエネルギーをもった光電子が原子の束縛された殻から放出される。また、この相互作用によって原子殻に空孔ができるが吸収物質中の自由電子や原子内の他の殻の電子の再配列によって空孔は埋まる。そのときに 1 個ないしそれ以上の特性 X 線光子またはオージェ電子の形でその殻の束縛エネルギーが生成される。オージェ電子はエネルギーが低いので飛程は極めて短いが特性 X 線は通常 1mm ほどの距離を移動したあとほかの束縛エネルギーが弱い電子殻と光電吸収を起こし吸収される。光電子とオージェ電子または特性 X 線の両方が吸収されれば、ガンマ線測定には最適の過程であるが、光電吸収過程が吸収物質の表面近くで起こると特性 X 線が吸収物質外に逃げてしまいレスポンス関数が複雑になってしまう場合がある。

2.3.5 コンプトン散乱

入射ガンマ線光子と吸収物質中の 1 個の電子との間で起こる。そのさい、入射 γ 線光子は最初の方向から角度θ の方向に散乱し、最初静止していたと仮定され

る電子は入射ガンマ線光子のエネルギーの一部をもらい反跳する。この電子と入射γ 線光子とのなす角をφ とし、入射ガンマ線光子のエネルギーを hν とするとθ とφ と hν の関係は

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu(1-\cos\theta)}{m_0c^2}} \tag{2.8}$$

$$m_0c^2 : \text{電子の静止質量エネルギー } (511\mathbf{keV}) \tag{2.9}$$

で表される。式からもわかるように散乱光子はすべての角度に散乱することができるので、電子に伝えられるエネルギーはゼロから入射γ 線エネルギーに近い値までとることができる。

2.3.6 電子対生成

この相互作用は原子核のクーロン場で起こり入射ガンマ線光子が消失するかわりに電子-陽電子対が生成され入射ガンマ線光子のエネルギー全てを受け取る。そして陽電子は吸収物質中でエネルギーを落とし、陽電子のエネルギーが電子の熱エネルギー程度まで低くなると陽電子は消滅するがそのかわりに 2 個の消滅光子が生み出される。しかし陽電子が消滅するまでの時間は非常に短いので電子対生成とほぼ同時とみなすことができる。入射ガンマ線光子のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍 (1.022MeV) を越えると可能となる過程だが、通常は入射ガンマ線光子の数 MeV にならないと起こる確率は極めて低い。

2.4 Geant4検出器シミュレーター

Geant4 検出器シミュレータは陽子・中性子・電子・ガンマ線・パイ粒子・ミュー粒子などの素粒子が物質中で起こす複雑な振舞や反応をシミュレートする大規模測定器シミュレータであり、高エネルギー物理学実験のコンピュータ・シミュレーションにおいて中核的な存在となりつつあるソフトウェアで、宇宙科学や放射線医学の分野への応用も期待されている。Geant4 開発計画は、日本と CERN の研究者が中心となって、世界 15ヶ国、約 100 人の研究者によって開発が進められており現在までに Geant4 3.2 がリリースされている。

2.5 研究の目的

Geant4 は 1MeV 以上の高エネルギー実験でこれまで主に利用されてきたので、1MeV 以下ではまだバグだしが進んでおらず、どこまで正しいのかあまり報告されていない。そこで、本研究では Geant4 に用いられている平均自由行程から光電

効果、コンプトン散乱、電子対生成が起こる相互作用確率と、理論値などから導きだした相互作用確率との比較をし、Geant4 の中の反応断面積を検証するとともに実際にガンマ線源を用いて Anti 検出器のボトム部の BGO のパルスハイトスペクトルを測定し、Geant4 で同じ測定環境を再現してシミュレートして得たスペクトルと比較して、Geant4 がどのくらいスペクトルを再現するかを調べた。

第3章　BGOの反応断面積の検証

3.1　目的と方法

Geant4 は 1MeV 以下のエネルギー領域ではまだバグだしが進んでおらず、どこまで正しいのかわからないので、本章では、Geant4 の中で用いられているガンマ線光子と BGO シンチレータの光電効果、コンプトン散乱、電子対生成が起きる相互作用確率を 50keV ~ 5MeV の範囲で求め、その値といろいろな文献を参考にして求めた相互作用確率とが一致しているかどうか、つまり Geant4 で用いられている相互作用確率が正しいのかを確認することと、入射エネルギーとどのような関係があるのか比較、検証した。ここでは簡単に調べるために $1\mathrm{cm}^3$ の BGO シンチレータの場合について調べた。相互作用確率は以下の式から求められる。

$$
\begin{aligned}
A(\text{相互作用確率}) &= \left[1 - exp(\sum_i \frac{-t}{m_i})\right] \times \frac{\frac{1}{m_i}}{\sum_i \frac{1}{m_i}} \\
t &: \text{ガンマ線入射方向のシンチレータの厚さ}\,[\mathbf{cm}] \\
m_i &: \text{それぞれの事象での平均自由行程}\,[\mathbf{cm}]
\end{aligned}
\tag{3.1}
$$

Geant4 で $1\mathrm{cm}^3$ の BGO シンチレータの z 軸の− 方向の真ん中に 50keV ~ 5MeV のエネルギー範囲で 50 種類のエネルギーに対して 5 万発ずつのガンマ線光子をうちこんだ時に光電効果、コンプトン散乱、電子対生成が最初に起こったイベント数を数えて 50000 で割って相互作用確率を求めると図 3.1 のようになる。

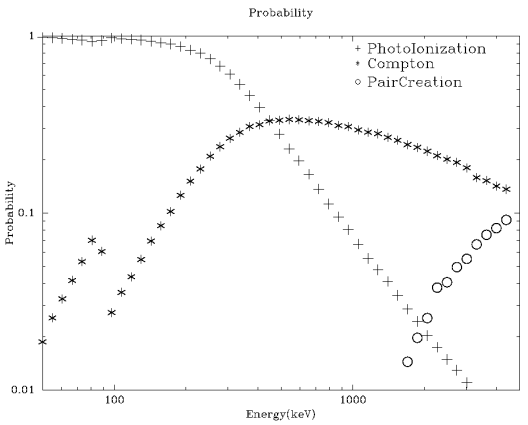


図 3.1: BGO$1\mathrm{cm}^3$ で光電効果、コンプトン散乱、電子対生成が最初に起こる確率

横軸が入射エネルギー (keV), 縦軸が相互作用確率である。

3.2 光電効果

光電効果における 1cm^3 の BGO シンチレータでの相互作用確率は以下の四つの方法から求めた。

1. Geant4 の中の表に書いてある光電効果における平均自由行程の値を用いて相互作用確率の式に代入して求めた。

2. 1. では Geant4 の中の表に書いてある平均自由行程から相互作用確率を求めたがそれが実際に Geant4 でシミュレーションした場合と一致しているかを調べるために、Geant4 で 1cm^3 の BGO シンチレータに 50keV ~ 5MeV のエネルギー範囲で 50 種類のエネルギーに対し 5 万発ずつのガンマ線光子をうちこんだ時にそれぞれの光子と BGO シンチレータの一番初めの相互作用が光電効果であった場合の数を数えて 50000 で割り相互作用確率を求めた。

3. 1.2. は Geant4 から求めた相互作用確率なので、Geant4 以外として National Institute of Standards and Technology(NIST) の Web page(アドレス http://Physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html) に載っている質量吸収係数から求めた相互作用確率が 1.2. の Geant4 から求めた相互作用確率と一致しているかを調べる。相互作用確率を求めるために以下のような計算をした。まず、質量吸収係数を κ_i とすると、κ_i と σ_i と m_i には以下のような関係がある。

$$
\begin{gathered}
n_i \times \sigma_i = \frac{1}{m_i} \\
n_i \times \sigma_i \times t = \rho_i \times \kappa_i \times t \\
n_i : \text{個数密度} \left[\frac{1}{\mathbf{cm^3}}\right] \\
\sigma_i : \text{散乱断面積} \left[\mathbf{cm^2}\right] \\
\rho_i : \text{質量密度} \left[\mathbf{g/cm^3}\right] \\
\kappa_i : \text{質量吸収係数} \left[\mathbf{cm^2/g}\right]
\end{gathered}
\tag{3.2}
$$

t は 1cm、BGO の質量密度は 7.13g/cm^3 なので κ_i とかけて (3.1) の式にいれて相互作用確率を求めた。

4. Geant4 から求めた相互作用確率と実際に理論式を計算することから求めた相互作用確率が一致するかを調べた。ここでは、The Encyclopedia of X-rays and Gamma-rays を参考にして

$$
\begin{aligned}
&\mu = C\lambda^{n} \\
&\frac{I}{I_0} = exp(-\mu\ \rho\ t) \\
&\rho : BGO \text{ の質量密度} \\
&\lambda : \text{参考文献に書いてある波長} \\
&I : \text{入射ビーム} \\
&I_0 : \text{通過したビーム}
\end{aligned}
\tag{3.3}
$$

という式を用いて相互作用確率を求めた。

以上の四つの方法で求めた相互作用確率をグラフにしたのが図 3.2 である。

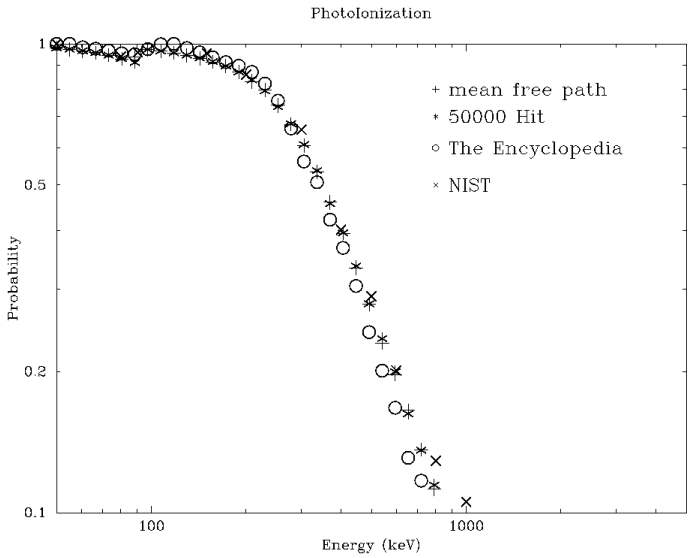


図 3.2: 光電効果の相互作用確率

グラフは対数プロットしてあり、横軸に入射エネルギー (keV)、縦軸に相互作用確率をとってある。グラフから、4 つの方法から求めた相互作用確率は絶対確率で 3%以内で一致した。また、100keV 付近で相互作用確率が落ちているが、これは Bi の K-edge による影響である。

3.3 コンプトン散乱

コンプトン散乱における $1\mathrm{cm}^3$ の BGO シンチレータでの相互作用確率は以下の四つの方法から求めた。

1. Geant4 の中の表に書いてあるコンプトン散乱における平均自由行程の値を相互作用確率の式に代入して求めた。

2. 1. では Geant4 の中の表に書いてある平均自由行程から相互作用確率を求めたがそれが実際に Geant4 でシミュレーションした場合と一致しているかを調べるために、Geant4 で $1\mathrm{cm}^3$ の BGO シンチレータに 50keV ~ 5MeV のエネルギー範囲で 50 種類のエネルギーに対し 5 万発ずつのガンマ線光子をうちこんだ時にそれぞれの光子と BGO シンチレータの一番初めの相互作用が光電効果であった場合の数を数えて 50000 で割り相互作用確率を求めた。

3. 1.2. は Geant4 から求めた相互作用確率なので,Geant4 以外として、National Institute of Standards and Technology(NIST) の Webpage(アドレス http://Physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html) に載っている Scattering の Coherent に書いてある質量吸収係数から求めた相互作用確率が 1.2. の Geant4 から求めた相互作用確率と一致しているかを調べる。相互作用確率の求め方は光電効果と同じである。

4. 1. で求めた相互作用確率と実際に理論式を計算することから求めた相互作用確率が一致するかを調べた。ここでは、トムソン散乱の式を拡張して任意の波長に対する散乱断面積を求められるようにしたクライン-仁科の式から散乱断面積を導いて、相互作用確率を求めた。クライン-仁科の式は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)}\right]^2 \left[\frac{1+\cos^2\theta}{2}\right] \left[1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)\left[(1+\alpha(1-\cos\theta))\right]}\right]$$
$$r_0 = 2.818 \times 10^{-13}\mathbf{cm}$$
$$\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$$
$$m_0c^2 : \text{電子の静止質量エネルギー } (\mathbf{511keV}) \tag{3.4}$$

で与えられる。これを $\mathrm{d}\,\Omega$ で積分すると

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_T \left[\frac{1+x}{x^3}\left[\frac{2x(1+x)}{1+2x} - ln(1+2x)\right] + \frac{1}{2x}ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2}\right]$$
$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3}r_0^2 \tag{3.5}$$

となりこの式から散乱断面積が求まる。散乱断面積を質量吸収係数に直すには

$$\kappa = \frac{\sum_i n_i\sigma}{\rho}$$
$$n_i : BGO \text{ 内の電子の個数密度} \tag{3.6}$$

という式をつかって質量吸収係数を求めて, 相互作用確率の式から求める。

以上の四つの方法で求めた相互作用確率をグラフしたのが図 3.3 である。

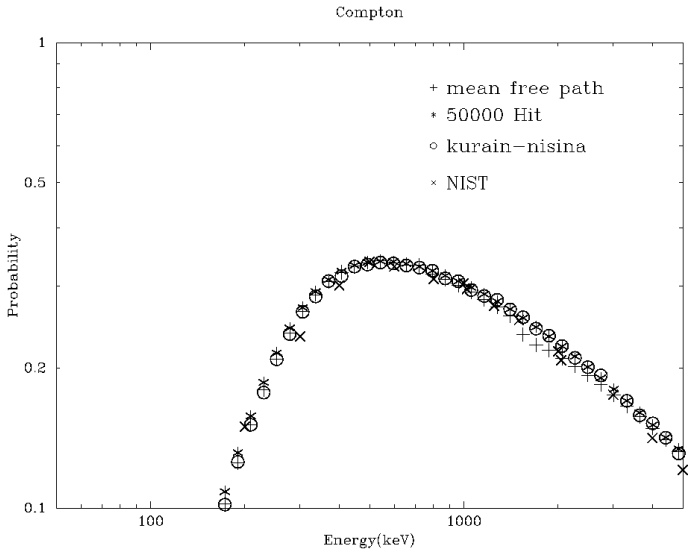


図 3.3: コンプトン散乱の相互作用確率

グラフは対数プロットしてあり、横軸が入射エネルギー (keV), 縦軸が相互作用確率である。4 つの方法から求めた相互作用確率は絶対確率で 2%以内で一致した。

3.4 電子対生成

電子対生成における $1cm^3$ の BGO シンチレータでの相互作用確率は以下の三つの方法から求めた。

1. Geant4 の中の表に書いてある電子対生成における平均自由行程の値を相互作用確率の式に代入して求めた。

2. 1. では Geant4 の中の表に書いてある平均自由行程から相互作用確率を求めたがそれが実際に Geant4 でシミュレーションした場合と一致しているかを調べるために、Geant4 で $1cm^3$ の BGO シンチレータに 50keV ~ 5MeV のエネルギー範囲で 50 種類のエネルギーに対し 5 万発ずつのガンマ線光子をうちこんだ時にそれぞれの光子と BGO シンチレータの一番初めの相互作用が光電効果であった場合の数を数えて 50000 で割り相互作用確率を求めた。

3. 1.2. は Geant4 から求めた相互作用確率なので,Geant4 以外として、National Institute of Standards and Technology(NIST) の Web page(アドレス http://Physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html) に載っている Pair-Production の In Nuclear Field に書いてある質量吸収係数から求めた相互作用確率が 1.2. の Geant4 から求めた相互作用確率と一致しているかを調べる。相互作用確率の求め方は光電効果と同じである。

以上の三つの方法で求めた相互作用確率をグラフにしたのが図 3.4 である。

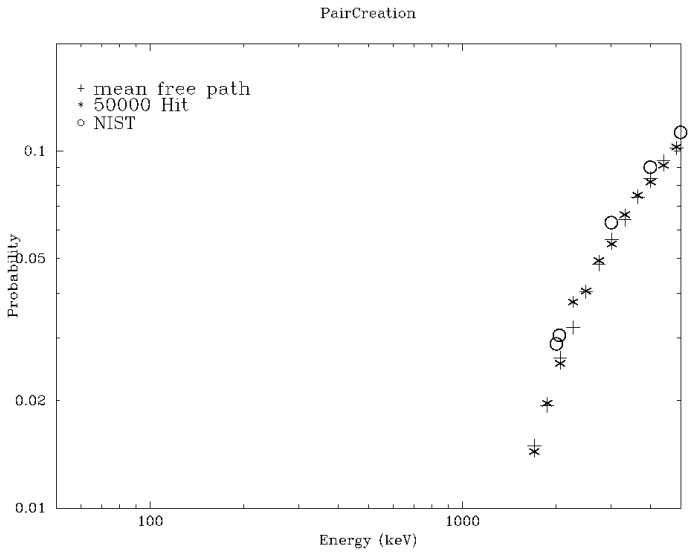


図 3.4: 電子対生成の相互作用確率

グラフは対数プロットしてあり、横軸が入射エネルギー (keV), 縦軸が相互作用確率である。3 つの方法から求めた相互作用確率は絶対確率は 2%以内で一致した。

3.5 まとめ

この結果から光電効果、コンプトン散乱、電子対生成ともに Geant4 で用いれている相互作用確率とほぼ一致していると言えるので、Geant4 で用いられている相互作用確率は信頼できることがわかった。これをふまえた上で 4 章で実際にエネルギースペクトルを調べる。

第4章　エネルギースペクトルの再現性

本章では、まず $1cm^3$ の BGO シンチレータを用いて実際にエネルギースペクトルを測定した結果と、Geant4 のなかで同じ状況を再現して得られたエネルギースペクトルとが一致するかどうかを調べた。そののち Anti-BGO ボトム部についても同じように調べた。

4.1　BGOシンチレータによるエネルギースペクトル取得

実際に $1cm^3$ の BGO シンチレータを用いてエネルギースペクトルを測定した。また、回路のリニアリティやエネルギー分解能のエネルギー依存性、パルスハイトのリニアリティも調べた。

実験方法

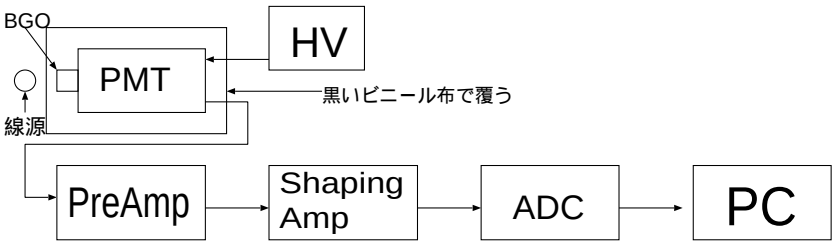


図 4.1: $1cm^3$ の BGO シンチレータの実験でのジオメトリ
PreAmp：CP-2869
ADC:Multi Channel Analyzer(豊伸電子)
HV:ORTEC 556
ShapingAmp:ORTEC 571
光電子増倍管:浜松ホトニクス R-3998-01

図 4.1 に実際に実験で用いた回路を示す。今回放射線源として ^{137}Cs (662keV) を

用い, HV は 600V,Shaping time は 2 μ s とした。光電子増倍管と BGO シンチレータを接着させるために KE108 を用いてある。また、BGO シンチレータ中に発生したシンチレーション光を効率良く集光するために反射材として Gore Tex を巻いてある。また、光電子増倍管に外から光が入るのを防ぐために、光電子増倍管と BGO シンチレータを黒いビニール布で覆う。^{137}Cs (662keV) からでたガンマ線は BGO シンチレータ中でシンチレーション光を発し、光電子増倍管に入る。光電子増倍管からの信号はプリアンプで増幅される。さらに ShapingAmp によって増幅され、ガウス分布の形に変形され、それを ADC でデジタル信号に変換したあと、パソコンに出力される。

リニアリティ

まずは回路のリニアリティを確認しておく。この際、光電子増倍管からの信号のかわりにパルサーを用い、パルサーの出力をプリアンプの test 端子に入力させて測定した。図 4.2、図 4.3 がその結果である。

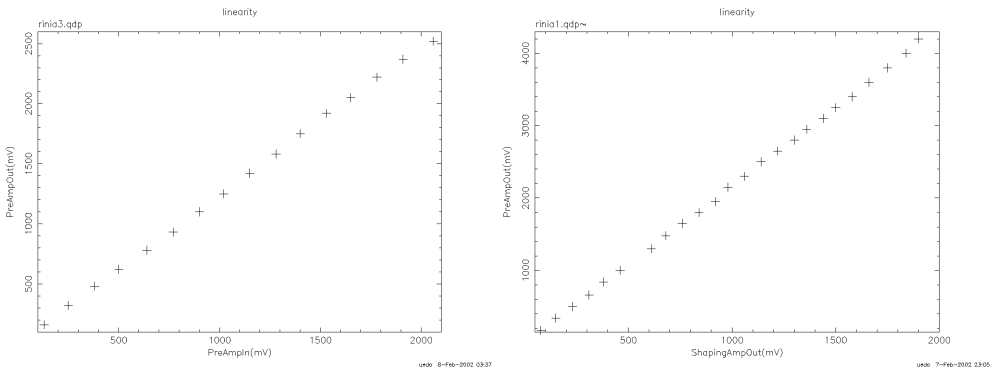


図 4.2: 左はプリアンプの出入力のリニアリティ特性、 右はプリアンプの出力と整形アンプの出力のリニアリティ特性

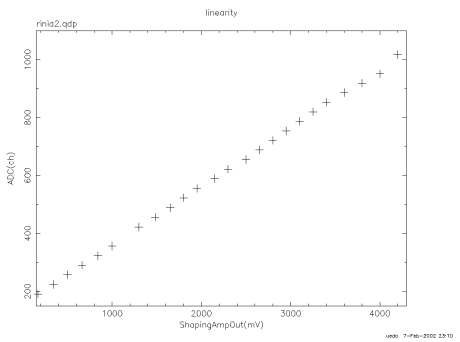


図 4.3: 整形アンプの出力と ADC のリニアリティ特性

この結果より、この範囲内であれば、この回路は正しく信号が ADC まで届いていることがわかる。

パルスハイトのリニアリティ

放射線源に ^{137}Cs (662keV) を用いた時に $1\mathrm{cm}^3$ の BGO によって得られたエネルギースペクトルは、縦軸がカウント数、横軸が ADC のチャンネルである。ADC のチャンネルとエネルギーの関係が分からなければ、エネルギースペクトルを再現できない。そこで放射線源として ^{133}Ba (80、356keV) と ^{22}Na (511keV) と ^{137}Cs (662keV) を用いてエネルギーとエネルギースペクトルのピークの位置を比較すると図 4.4 のようになる。

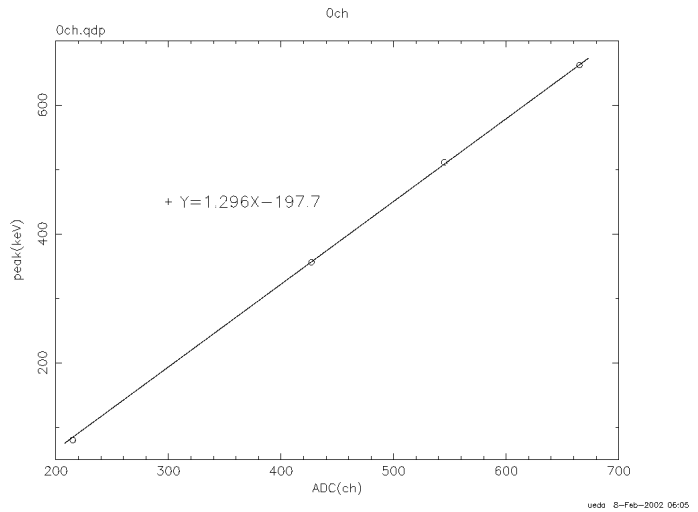


図 4.4: エネルギー較正

グラフは、縦軸がピーク位置のエネルギー、横軸が ADC のチャンネルとしてある。図 4.4 からピークの位置とエネルギーは比例関係を持っている. この直線の式から 0ch が-197.7keV だとわかるのでこの式を使って Geant4 で得られたエネルギースペクトルのエネルギー較正をする。

エネルギー分解能

図 4.1 の回路を用いてエネルギー分解能のエネルギー依存性を調べた。放射線源として ^{137}Cs (662keV)、^{22}Na (511、1275keV) を用いて、それぞれのピーク位置でのエネルギー分解能を測定した。結果は図 4.5 のようになる。

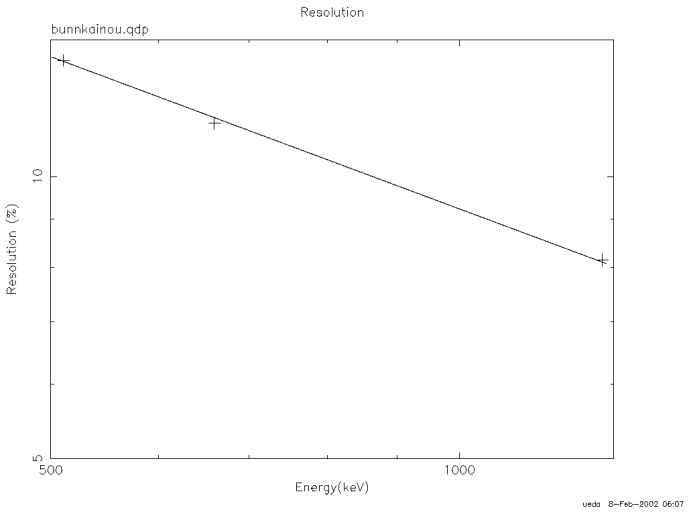


図 4.5: エネルギー分解能のエネルギー依存性

グラフは縦軸がエネルギー分解能、横軸がエネルギーとしてある。図 4.5 のように対数プロットでは比例関係になる。ここで、エネルギー分解能の式から

$$\begin{gathered} E = \alpha N \\ R(\text{分解能}) = KE^{-0.5} \\ E : \text{エネルギー} \\ \alpha, K : \text{比例定数} \\ N : \text{光子の数} \end{gathered} \tag{4.1}$$

と言う関係から、K を導き出すと 511keV の時は 290.7,662keV の時は 292.3, 1275keV の時は 293.8 とほぼ一致しているので、このグラフのようにエネルギー分解能とエネルギーは比例関係を持つ。

エネルギースペクトル

実験でスペクトルを得るときには、Geant4 でエネルギースペクトルを再現するときに実験室をシミュレーションしてやらなければならないことを考慮して、なるべく実験装置の周りに物を置かないようにして実験を行った。特に原子番号が大きい物質は L 殻のエネルギーが大きいため、エネルギースペクトルに影響を及ぼすために、なるべく実験装置の周りに置かないように気をつけた。放射線源として ^{137}Cs (662keV) を用いたときに $\mathbf{1cm^3}$ の BGO シンチレータの実験から得られたエネルギースペクトルは図 4.6 のようになった。

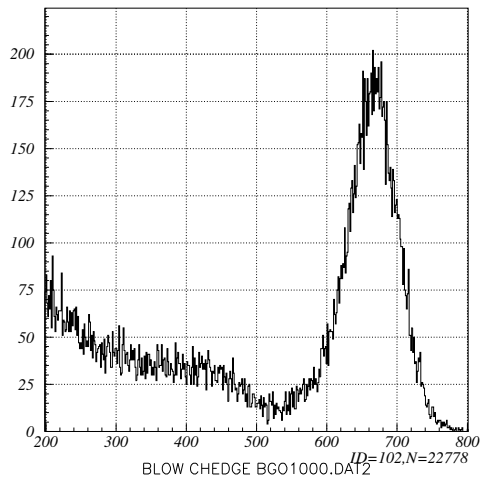


図 4.6: 実験で得られたエネルギースペクトル (^{137}Cs (662keV))

グラフは、縦軸をカウント数、横軸をエネルギーとしてある。200keV よりエネルギーが低いところではノイズが大きくなるため今回は切り取ってある。200keV でカウント数が大きくなるのは後方散乱の影響である。また 500keV あたりまで断続的にコンプトン散乱が起こっている。エネルギー分解能を計算すると 11.46%であった。また、ピークの位置はエネルギー較正すると 665keV であった。

4.2 1cm^3 の立方体の BGO シンチレータのエネルギースペクトルの再現性

ここでは Gean4 を用いて、実際の実験を再現し、1cm^3 の BGO シンチレータのエネルギースペクトルをシミュレートした。

エネルギースペクトル

実験から得られたエネルギースペクトルを Geant4 で再現するためには Geant4 の中に実験した環境を再現してやらなければならない。実験室を再現したジオメトリを図 4.7 に示す。

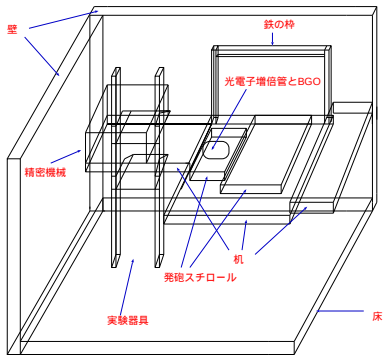


図 4.7: 実験室を再現したジオメトリ

^{137}Cs (662keV) のエネルギースペクトルを Geant4 で再現すると、エネルギースペクトルは図 4.8 のようになる。

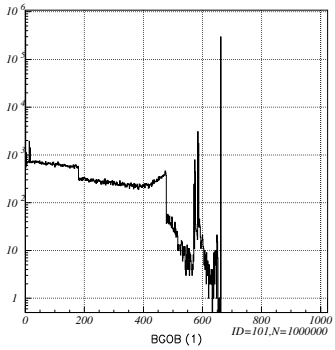


図 4.8: Geant4 で得られたエネルギースペクトル

この図から 660keV 付近の大きなピークが ^{137}Cs (662keV) のエネルギーピークであり、570keV 付近にある小さなピークはそれぞれ Bi の K 殻、L 殻のエスケープピークである。これは光電効果によってできた特性 X 線が BGO シンチレータの外へ逃げてしまったときにこのようなピークができる。また、470keV 付近で急にカウント数が下がっているがこれはコンプトンエッジと呼ばれるものである。コンプトンエッジより高いエネルギーでは一回のコンプトン散乱も起こらないためにこのように急にカウント数が下がっているのである。また、200keV 付近の段差は後方散乱によるものである。BGO シンチレータから見て、線源の後ろにある物質の電子とガンマ線光子がコンプトン散乱を起こしてできた後方散乱光子が BGO シンチレータの中にはいってくるとこのようなピークができる。15keV 付近のピークは、Bi の L 殻のエネルギーに相当するエネルギーが落ちたときにできる。つまり、まず、入射ガンマ線によって Bi の K 殻の電子が蹴飛ばされ、その電子が BGO の外へ逃げてしまい、L 殻の電子が K 殻へ落ち、Bi の K 殻の特性 X 線を出すがその

特性 X 線も BGO の外へ逃げてしまい、順次上から L 殻の電子が落ちていき、その過程で放出した光子が全て BGO 内で吸収されたときにできる。また、エネルギースペクトルは実験で得られたエネルギースペクトルとは形が異なっている。実験で得られたエネルギースペクトルにはエネルギー分解能などのシンチレーション光の光子数のゆらぎがはいっていて、Geant4 で得られたスペクトルは統計ゆらぎが考慮されないのでこういった形になる。よって Geant4 で得られたスペクトルを実験で求めた分解能 11.46%でたたみこんでやらなければエネルギースペクトルを再現できない。分解能をたたみこんでやると図 4.9 のようなエネルギースペクトルになる。

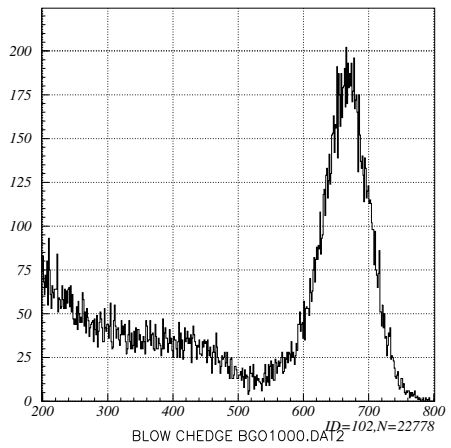


図 4.9: Geant4 で得られたエネルギースペクトルを分解能でたたみこんだもの

縦軸はカウント数で、横軸はチャンネルをエネルギー較正の式を使ってエネルギーに直してある。これで二つのエネルギースペクトルが得られたので重ね合わせてみたのが図 4.10 である。

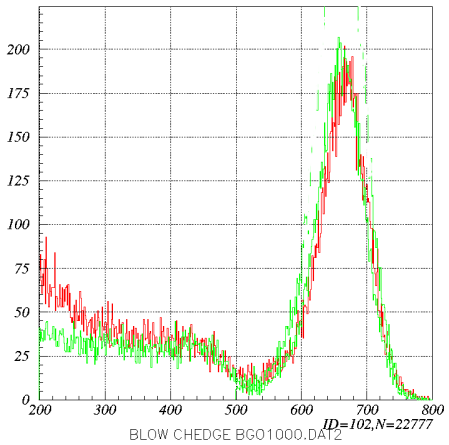


図 4.10: 実験から求めたエネルギースペクトルのグラフと Geant4 で求めたエネルギースペクトルのグラフ

線の濃いほうが実験から得られたスペクトルであり、うすいほうが Geant4 から得られたスペクトルである。この図は 500keV ~ 800keV の範囲のカウント数をあわせてある。この図から、200keV 付近で、実験から得られたスペクトルが 2 倍ほどカウント数が多くなっている以外はコンプトン散乱のレベルや形をよく再現している。

次に、線源を ^{57}Co (14,122,136keV)、または ^{22}Na (511,1275keV) に代えて ^{137}Cs (662keV) と同じようにして Geant4 で再現して得られたエネルギースペクトルは下の図のようになる。このとき、^{57}Co (14,122,136keV) は 14keV:122keV:136keV=9:86:11 の比で、また ^{22}Na (511,1275keV) は 511keV:1275keV=180:100 の比でシミュレートした。

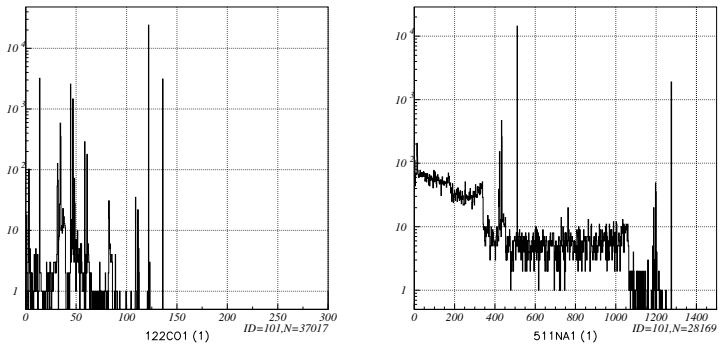


図 4.11: 左は ^{57}Co (14,122,136keV)、右は ^{22}Na (511,1275keV)

左の ^{57}Co (14,122,136keV) は、14keV,122keV,136keV のピークは Co のエネル

ギーピークである。3keV 付近のピークは 14keV のガンマ線によってできた L 殻のエスケープピークである。35keV 付近のピークは 122keV のガンマ線によってできた K_βのエスケープピークであり、$45keV$ 付近のピークは K_αのエスケープピークである。$60keV$ 付近のピークは、$136keV$ のガンマ線によってできた Bi の K 殻のエスケープピークである。$80keV$ 付近のピークは $122keV$ のガンマ線が机でコンプトン散乱を起こして、散乱されたガンマ線が BGO でエネルギーを落とすといった事象のときにできる。$110keV$ 付近のピークは $122keV$ のガンマ線によってできる Bi の L 殻によってできるエスケープピークである。右の^{22}Na (511,1275keV) は、500keV,1270keV のピークは Na のエネルギーピークであり、350keV 付近に 511keV のガンマ線によってできたコンプトンエッジがあり、また 450keV 付近のピークは 511keV のガンマ線によってできた Bi の K 殻のエスケープピークである。また、1100keV 付近に 1275keV のガンマ線によってできたコンプトンエッジがあり、1200keV 付近のピークは 1275keV によってできた Bi の K 殻のエスケープピークである。そして 15keV 付近にあるピークは ^{137}Cs (662keV) のときと同じである。

Geant4 で得られたスペクトルを ^{57}Co (122keV) は 122keV のピーク位置でのエネルギー分解能 29.8%でたたみこんでやったエネルギースペクトルと実験から得られたスペクトルを重ね合わせたものが左のグラフである。また、^{22}Na (511,1275keV) は 511keV のピーク位置でのエネルギー分解能 13.56% でたたみこんでやったエネルギースペクトルと実験から得られたスペクトルを重ね合わせたものが右のグラフである。

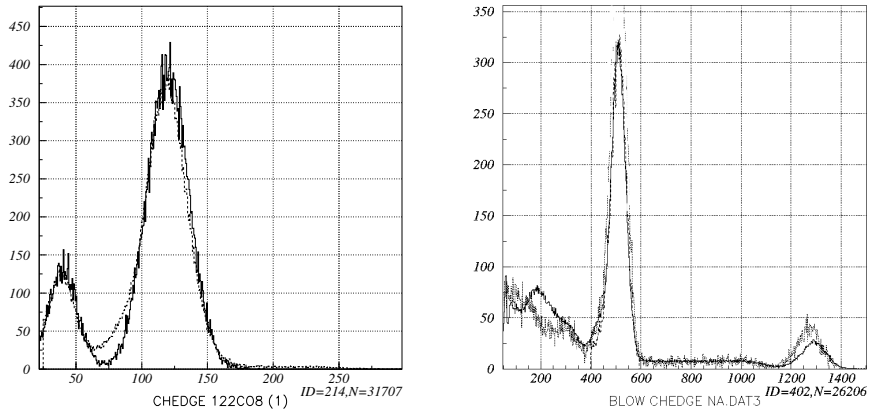


図 4.12: 左は ^{57}Co (122keV)、右は ^{22}Na (511,1275keV)

^{57}Co (122keV) のスペクトルは線が濃いほうが Geant4 から得られたスペクトルで、うすいほうが実験から得られたスペクトルであり、^{22}Na (511,1275keV) のスペクトルは線が濃いほうが実験から得られたスペクトルで、うすいほうが Geant4 から得られたスペクトルである。^{57}Co (122keV) は 90keV ~ 150keV の範囲のカウント数をあわせてあり、^{22}Na (511,1275keV) は、400keV ~ 590keV の範囲のカウ

ント数をあわせてある。^{57}Co (122keV) は 60keV ~ 90keV のあたりで 1.5 倍ほど実験から得られたスペクトルが大きくなっている以外は再現できている。また、^{22}Na (511,1275keV) は 200keV 付近で 1.5 倍ほど実験から得られたスペクトルが大きくなっており,1200keV ~ 1300keV あたりで 1.6 倍ほど Geant4 から得られたスペクトルが大きくなっている以外は再現できている。このように、スペクトルが一致しない原因として、実験をするスペースがあまり確保できず、周りに物を置かないようにと言っても動かせないものもあり、実験環境が良いとは言えない状況でやったため、周りの物質の影響を受けてエネルギースペクトルが複雑になってしまったため一致しなかったと思われる。特に、ガンマ線の入射方向、つまり BGO シンチレータの後方に実験装置など、いろいろと金属でできているものが置いてあったことが後方散乱付近が一致しなかった原因だと思われるので、今後実験環境をよりよくして、調べる必要がある。

4.3 Anti-BGO ボトム部のエネルギースペクトルの再現性

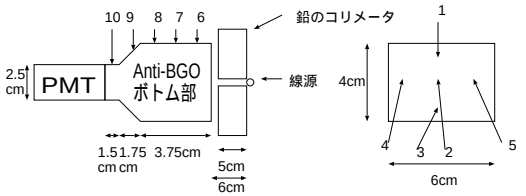


図 4.13: Anti-BGO ボトム部の実験のジオメトリ

今度は 1cm^3 の BGO シンチレータのかわりに Anti-BGO ボトム部でエネルギースペクトルを再現してみる。線源は ^{137}Cs (662keV) を用いた。回路は 1cm^3 の BGO シンチレータのときと同じものを使う。Anti-BGO ボトム部は複雑なジオメトリを持っているので、まずは Anti-BGO ボトム部を使ってガンマ線があたる場所によってピークの位置、エネルギー分解能がかわるのかを測定した。ここでジオメトリの図のところに書いてある数字それぞれについてのピークの位置、エネルギー分解能を求めた。

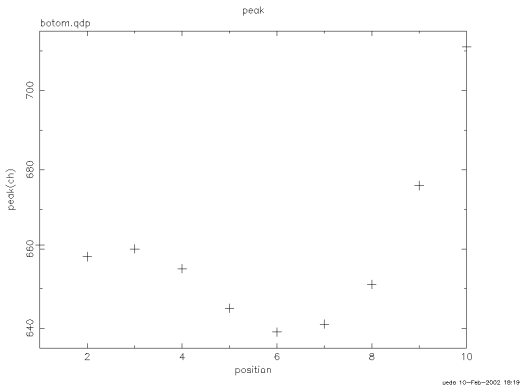


図 4.14: エネルギー分解能の位置依存性

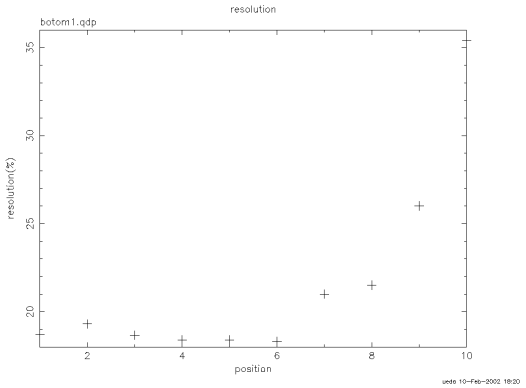


図 4.15: ピークの位置の位置依存性

場所 $1 \sim 5$ ではピーク位置で最大で誤差は 2%、エネルギー分解能で最大で誤差 0.9%と大きくはかわらないが、場所 $6 \sim 10$ を見るとピーク位置は PMT に近づくにつれチャンネル数が高くなっていき、エネルギー分解能は悪くなっていくことがわかる。このようにレスポンスが複雑なので、どの方向からのガンマ線が Anti-BGO ボトム部に入ったかが重要になってくる。

実際に Anti-BGO ボトム部を使って実験をした結果が図 4.16 である。これは、鉛でコリメートして場所 3 にガンマ線をあてたときのエネルギースペクトルである。

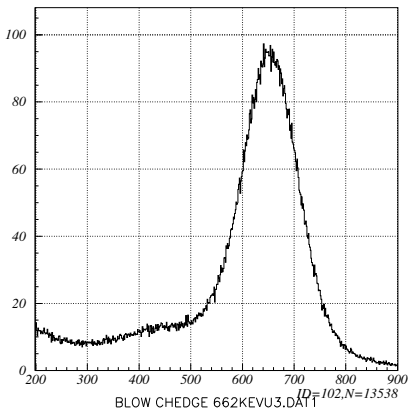


図 4.16: 実験から求めたエネルギースペクトルのグラフ

このグラフは、縦軸をカウント数、横軸をエネルギーとしてある。分解能は 18.6%、ピークの位置は 662keV であった。また、Geant4 によって得られたエネルギースペクトルをエネルギー分解能 18.6%でなましたグラフは図 4.17 のようになる。

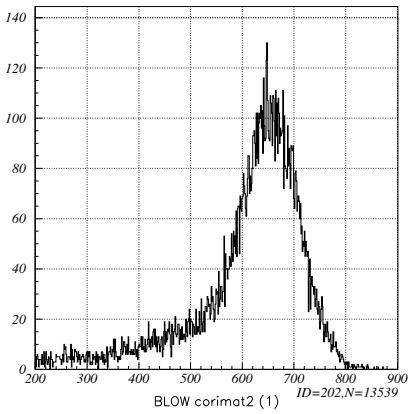


図 4.17: Geant4 から求めたエネルギースペクトル

グラフは、縦軸をカウント数、横軸をエネルギーをしてある。また、この二つのエネルギースペクトルを合わせると図 4.18 のようになる。

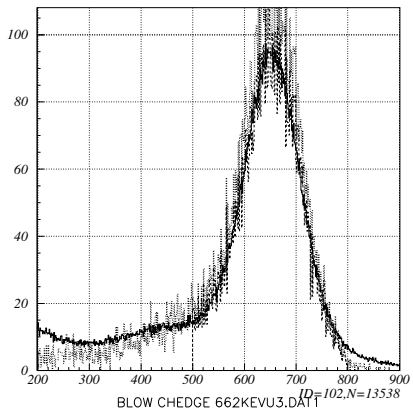


図 4.18: 実験から求めたエネルギースペクトルのグラフと Geant4 で求めたエネルギースペクトルのグラフ

線が濃いほうが実験から得られたスペクトルであり、うすいほうが Geant4 から得られたスペクトルである。この図は、525keV ~ 750keV の範囲のカウント数を合わせてあり、ピークのカウント数の比によって 200keV ~ 900keV の範囲でのカウント数を決めてある。ここでピーク付近では Geant4 から得られたスペクトルが 1.2 倍ぐらい大きくなっており、200keV 付近では 2.5 倍ぐらい実験から得られたスペクトルが大きくなっている。また、実験から得られたスペクトルは、鉛でコリメートしているので後方散乱は起こらないはずなのにもかかわらず、200keV あたりでカウント数が大きくなっている。これについても $1\mathbf{cm^3}$ の BGO シンチレータと同じで、周りの物質による影響だと考えられる。これについてもこれから調べていく必要がある。

4.4 まとめと今後の課題

このような結果から、今回は完全に実験で得られたスペクトルを Geant4 で再現することができなかった。これは Geant4 での実験室の再現が不十分だったため起こったのか、Geant4 に欠点があるのか今後調べていかなければならない。また、Anti-BGO ボトム部は今回わかったように複雑なジオメトリをもつため、このレスポンスについてもこれから調べていく必要がある。また、エスケープ確率、電子-陽電子反応に伴う 511keV 発生率についても述べていきたい。

関連図書

[1] 改訂版. 物理学事典 [縮刷版]. 培風館.1992.

[2] GLENN F.Knoll. 放射線計測ハンドブック 第 2 版. 日刊工業新聞社.1991.

[3] ASTRO-E HXD team ASTRO-E 硬 X 線検出器への道

[4] 宇宙硬 X 線観測用シンチレーション検出器の低バックグラウンド化の研究. 川添哲志

[5] Physics Reference Manual