概要

天体からの放射には、様々な現象を明らかにするために重要な情報が含まれている。その なかでも偏光は我々が対象としているX線ガンマ線領域においてまだまだ観測手段が確立 しておらず、性能の良い偏光観測器も開発されていない。

本研究は偏光検出器の開発に不可欠な偏光硬X線を実験室において発生させることを目 的とする。普通偏光硬X線は、Spring8などのシンクロトロン放射施設で簡単に得ること ができるが、マシンタイムをとらなければならないなどの制限により気軽に実験できな い。そこで、実験室で放射線源を用いて100ke V くらいの偏光X線を発生させることがで きるかを調べることにした。

偏光はコンプトン散乱によって発生させる方法を用いた。まずおおまかな見積りのため に簡易実験を行い、次にシミュレーター EGS4、GEANT4を用いてシミュレーションを し、散乱粒子数、偏光度、偏光方向についての見積りをした。それらの結果により、実用 レベルでのカウント数、偏光度が得られることがわかったので最後に実際に実験をした。

目 次

第1章	序論	2
第2章	天文学における偏光観測	3
2.1	偏光	3
2.2	偏光の基礎過程・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	3
	2.2.1 コンプトン散乱	3
	2.2.2 シンクロトロン放射	5
	2.2.3 ブラッグ反射	5
2.3	偏光から分かること	5
	2.3.1 天体の周りの物質分布	5
	2.3.2 磁場構造	5
2.4	従来の偏光検出器の種類・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	6
	2.4.1 反射型	6
	2.4.2 散乱型	6
	2.4.3 光電子放出の異方性を利用した偏光計	8
2.5	コンプトン散乱を用いた新しいタイプの偏光検出器	8
	2.5.1 シリコンストリップセンサーを用いたもの	8
	2.5.2 プラスチックシンチレーターを用いたもの	8
	2.5.3 本研究の目的	9
笛ヶ音	信と通く値のシミュトーション	10
知り早 21	「個儿岐へ縁のシミュレーション」	10
0.1 2 0		10
3.2		10
	3.2.1 LG34 CLA	10
	3.2.2 ノロソノム	10
	3.2.3 1.2.3 1.2.3 1.2.3 1.2.3 1.2.3 1.2.3 	11
	3.2.4 取乱使入線の取乱刀回	14
<u>?</u> ?		10
ა.ა	GEAN 14 C EGS4 W [L] = X	10
	3.3.1 GEAN14 CIL	18
	$3.3.2$ エイルナーガ巾 \dots	18
	3.3.3 敗乱便入縁の敗乱万仲	18
9.4	3.3.4 取乱 健 X 緑の偏光分位	22
3.4	ンミュレーンヨノのよとの	22
第4章	偏光硬×線発生の実験	23
4.1	偏光の発生方法と検出方法	23
		-

1.0		• •	
4.4	ディスクリレベルの設定		25
4.5	実験結果....................................		28
4.6	今後の課題・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・		29
第5章	まとめ		31

第1章 序論

宇宙で起きている高エネルギー物理現象は高エネルギー粒子や光子の発生を伴う。そのためX線ガンマ線のスペクトル、時間変動、イメージ、偏光を観測することによって様々な 天体現象を明らかにすることができる。

我々が対象としているX線ガンマ線領域においては、これまでスペクトル、時間変動、 イメージの観測は多く行われており観測手段が確立しているが、偏光観測は1970年代の かに星雲のX線偏光検出以来20年以上にわたり観測成果がない状態が続いている。こ のような状況の原因の一つは効率のよいX線ガンマ線偏光計がなかったことである。今、 我々が開発に携わっているシリコンストリップカメラは次世代型高エネルギー観測器であ り、また偏光計の可能性も持っている。偏光観測によってブラックホール付近の磁場構造、 活動銀河中心の物質分布などの多くの有益な情報を得ることができると考えられており、 偏光観測が今後の鍵となると期待されている。

偏光観測は高エネルギー天文学に新しい研究領域を提供するだろう。

第2章 天文学における偏光観測

2.1 偏光

電磁波の進行方向に垂直な電場ベクトルの振動面の分布が偏っている状態を偏光といい、この電場ベクトルの軌跡の形によって直線偏光、円偏光、惰円偏光に分類される。その振動面の分布が直線方向に限られている場合を特に直線偏光と呼ぶ。偏光強度のパラ メーターとして偏光度があり、光に含まれる偏光の強度の割合を表す。

直線偏光の偏光度 P は次のように定義される。

$$P = \frac{N_{||} - N_{\perp}}{N_{||} + N_{\perp}}$$
(2.1)

ここで、N_{||}は直線偏光している成分に平行な方向の電場ベクトルを持つ光の強度で、 N_⊥はそれに垂直な方向の強度である。Pは0~1の値をとる。

X線ガンマ線領域において偏光観測は天文学における重要な観測手段のひとつである が、現在までの観測例は少ない。ブラックホール周辺の降着円盤や分子雲からの偏光はコ ンプトン散乱によると思われており、さらにパルサー周辺の強磁場や強重力場におけるサ イクロトロン吸収、シンクロトロン放射、ガンマ線バーストなどが偏光していると考えら れており今後の観測が期待される。

次に偏光の発生に関わる物理過程を挙げていく。

2.2 偏光の基礎過程

2.2.1 コンプトン散乱

入射ガンマ線光子と吸収物質中の電子との間で起こる。その際入射ガンマ線光子は最初の方向から角度の方向に散乱し、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。入射ガンマ線光子のエネルギーを hv とし電子の静止質量を m_e とすると、散乱後の光子のエネルギー hv' は、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \tag{2.2}$$

で表される。式から分かるように散乱光子は全ての角度に散乱することが可能なので、 電子に伝えられるエネルギーはゼロから入射ガンマ線エネルギーに近い値までとることが できる。 $h\nu \ll m_e c^2$ のときは $h\nu' = h\nu$ であり、トムソン散乱となる。実際の物質におけ る散乱では、束縛電子の持つ運動量のため、 θ 一定でも $h\nu'$ の周りで広がったエネルギー 分布となる。

散乱ガンマ線の角度分布は、微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ に対するクライン・仁科の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}\right]^2 \left[\frac{1 + \cos^2\theta}{2}\right] \cdot \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]}\right]$$
(2.3)

 θ は、図 (2.1) に示すとおりである。

また、入射ガンマ線が100% 直線偏光している場合は散乱ガンマ線の角度分布に偏光依存性があらわれ下式のように与えられる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{1}{2}r_0^2 \left(\frac{k_c}{k_0}\right)^2 \left(\frac{k_c}{k_0} + \frac{k_0}{k_c} - 2\sin^2\theta\cos^2\phi\right)$$
(2.4)

ここで $k_0 = h\nu, k_c = h\nu'$ であり、 ϕ は図 (2.1) に示すとおりである。コンプトン散乱の低エネルギー極限であるトムソン散乱は、各々の式に $k_c = k_0$ を代入したものになる。



図 2.1: コンプトン散乱 と の関係

シンクロトロン放射は高エネルギー電子が磁場の中を運動するとき、曲率中心に向かう 力を受けて発生する電磁波のことである。電子の加速度方向が磁場に垂直であることを反 映して、偏光方向は磁場に垂直な方向になる。

電子の速度が非相対論的 (v≪c) な場合、加速度方向を軸とした双極子放射をおこなう。 電子の速度が相対論的な場合、光行差のために電磁波の進む方向が傾き、電子の進行方向 のまわりの狭い角度に分布して放射される。

2.2.3 ブラッグ反射

$2dsin\theta_B = n\lambda$

上式の回折条件で与えられるX線の結晶格子面での反射。ここで、d は結晶の格子定数、 n は正の整数、 θ_B はX線の結晶への入射角、 λ は入射波の波長である。連続X線が入射し たとき、 θ_B により特定エネルギーのX線を取りだすことができる。

X線が結晶格子面で反射されるとき、反射面に対して平行な偏光と垂直な偏光で反射率 が異なるためX線の偏光状態が変化する。

2.3 偏光から分かること

2.3.1 天体の周りの物質分布

放射源の周りに存在する物質によるトムソン散乱によって観測者は偏光した放射を観測 する。その偏光の向きや度合いから、空間分解できないサイズの天体の構造についての情 報を得ることができる。これを用いて例えば活動銀河核中心の物質分布を知ることがで きる。

2.3.2 磁場構造

高エネルギー電子が磁場中を通過するときのシンクロトロン放射によって発生する電磁 波が磁場と垂直方向に偏光することは先に示した通りである。そのことを用いてX線の偏 光を調べることによって天体周辺や宇宙空間の磁場の情報を得ることができる。例えば、 超新星残骸からの非熱的放射によるX線の偏光を調べることによってその放射機構がシン クロトロン放射であることが直接証明できる。さらに、超新星残骸中の場所ごとの偏光を 調べることによって磁場の向きや強度がわかり、また活動銀河核からのジェット内部の磁 場構造の情報がわかる。

最近では宇宙で最大の爆発現象であるガンマ線バーストからのシンクロトロン放射に伴う () う偏光観測が注目されている。ガンマ線バーストはまだ謎の多い現象であり、ガンマ線の 発生メカニズムも未知であることから、偏光観測はその解明にとって重要である。

2.4.1 反射型

ブラッグ反射において入射角を 45°に制限すると、偏光面が結晶に平行な電磁波と垂直 な電磁波で反射率の比が 1:0 になる。

この原理を利用したものが散乱型偏光計で、1970年代に打ち上げられた Ariel V 衛星と OSO-8 衛星に搭載された。どちらもグラファイト結晶を使用し、2.6keV と 5.2keV に感度 をもった。この OSO 衛星はカニ星雲など15個のターゲットについて偏光度を測定し成 果をあげた。しかし、偏光観測できるX線のエネルギーが限られため S/N 比が悪いとい う欠点がある。



図 2.2: ArielV 衛星

2.4.2 散乱型

散乱体を囲むように検出器を配置し、中心の散乱体によって散乱されたX線の散乱方向 を測定することにより入射X線の偏光方向を測定する。トムソン散乱過程で散乱X線は 入射X線の偏光方向に垂直な方向に散乱されやすいという性質を利用した検出器である。 有感エネルギーの下限を下げるために、中心の散乱体は原子番号の小さい物を用いるほう がよい。そうすることで散乱体の径を大きくすることができ、散乱断面積を大きくするこ とができる。しかし、この方法では検出効率が悪く、S/N比が良くない。

散乱型偏光計の例としては 1990 年代の Spectrum X-Gamma 衛星に搭載予定であった SXRP 偏光検出器などがある。中心の散乱体にはリチウムを用いており、散乱偏光計とブ ラッグ反射型偏光計を組み合わせている。



図 2.3: SXRP 偏光検出器

2.4.0 /6电」从由V关门上已们们0亿吨/6日

光電効果でX線が吸収されて発生する光電子が入射X線の偏光方向に飛びやすい性質を 利用した検出器で、X線が検出器に入射した時にできる電子の集団を情報としてとらえる ことによって偏光を検出する。位置検出型ガス検出器やX線CCDカメラなどで試みが行 われている。しかし、現段階では光電子の進む距離が検出器の位置分解能に比べて悪く、 光電子の方向決めが難しい。

2.5 コンプトン散乱を用いた新しいタイプの偏光検出器

2.5.1 シリコンストリップセンサーを用いたもの

数10keVの硬X線領域では多膜反射望遠鏡とSi、CdTe検出器が実用化され始めており、 またMeV領域の検出器として液体XeやマイクロストリップTPC、CdTeなどを用いた 広視野ガンマ線撮像検出器の実用化が現実となってきている。こうした中でエネルギー ギャップになりつつある100keV-1MeVの領域を埋める高感度広視野硬X線ガンマ線カメ ラとして我々が開発しているのがシリコンストリップセンサーを用いた多重コンプトンカ メラである(図2.4)。

シリコンストリップセンサーと CdTe 半導体のピクセル検出器を多層に積み上げたもの を、吸収体として厚い CdTe、もしくはシンチレーターで覆った構造を考えている。シリ コンストリップセンサーはコンプトン散乱効率が良く、また位置決定精度がよいので散乱 体として優れている。また、安定動作や放射線損傷について既に実証されており宇宙観測 用としての動作が保証されている。

検出原理はコンプトン散乱の運動学を基にしており下式に示すとおりである。

$$\cos\phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_g} + \frac{m_e c^2}{E_g + E_e}$$
 (2.5)

ここで ϕ は光子の散乱角であり、 E_g は反跳電子のエネルギー、 E_e は散乱後の光子エネルギーである。この式からわかるように、入射X線ガンマ線の反応位置とそこで落とすエネルギーが分かれば、1つの光子に対して入射方向を1つのコーン上に制限することができ、それを複数イベント集めることによって天体の位置を決めることができる。また、コンプトン散乱後の散乱方向が入射光子の偏光方向と垂直な方向に偏りやすい性質から、光子の散乱方向の分布を調べることで入射光子の偏光方向を推測することができる。

2.5.2 プラスチックシンチレーターを用いたもの

従来の散乱型検出器は検出効率が小さく、バックグラウンドに対して信号が少ないので S/N 比が悪い。そこで我々はシンチレーターと光電子増倍管またはフォトダイオードを配 置した検出器を考えている。これは散乱型の発展型で、散乱体からも信号を取り出して同 時計測を行うことでバックグラウンドを取り除くことができる。また、CsI、BGO などで コリメートすることで観測対象外から来るX線ガンマ線を取り除く。こうすることでS/N 比が良くなり感度を上げることができる。また、多重コンプトンカメラに比べて信号の読 み出しが簡単であり、検出器の省電力化に貢献できる。散乱体としてプラスチックシンチ レーターあるいはシンチレーションファイバーを用い、シンチレーター光の読み出しには 光電子増倍管あるいはアバランシェフォトダイオードを用いる。



図 2.4: コンプトンカメラ

2.5.3 本研究の目的

偏光硬X線は、Spring8などのシンクロトロン放射施設で簡単に得ることができる。しかし、実験場所が限られる、マシンタイムをとらなければならないなど多くの制限があり 気軽に実験できない。

本研究は実験室で気軽に偏光硬X線を得ることを目的とし、放射線源を用いて 100keV 程度の実用レベル偏光硬X線を発生させることができるかを調べた。

第3章 偏光硬X線のシミュレーション

3.1 シミュレーションの意義

コンプトン散乱による偏光の発生及び検出を考えるときはシミュレーションを使うのが 効率が良い。散乱回数が増えるほど、そして検出器など装置のジオメトリーが複雑にな るほど積分が難しくなるためである。硬X線ガンマ線検出器のシミュレーションのツー ルとして以前から EGS4 が一般に用いられてきており信頼性も高い。しかし、EGS4 は FORTRAN で書かれており複雑なジオメトリーを再現するのが難しい。一方、最近になっ て *C*⁺⁺ 化された GEANT4 はオブジェクト指向により、複雑なジオメトリーを簡単に再現 できるが、まだバグ出しが進んでないことと、扱っている物理過程が不足している面があ る。実際、GEANT4 による偏光の扱いは1年前くらいにやっと導入されたばかりである。 そこで本章では、まず信頼性の高い EGS4 で偏光硬X線の性質を調べ、次に GEANT4

の結果とEGS4を比べることにより、後で使うことになるGEANT4の偏光取り扱いを評価する。

3.2 EGS4によるシミュレーション

3.2.1 EGS4とは

EGS4は、アメリカのスタンフォード線形加速器センター (SLAC) で開発された電磁カス ケードモンテカルロプログラムであり、数 keV から数 TeV のあらゆる光子と電子の輸送を 取り扱っている。電子や光子のシャワーをとらえるのでそれらの頭文字をとって、Electron Gamma-ray Shower と呼ばれている。

今回は、NRCCから配布されているEGS4のオリジナル版をKEKが改良したEGS4UNIX-KEKを用い、さらに偏光の効果をとりいれたLSCAT(low-energy photon-scattering expansion for the EGS4 code) と呼ばれるプログラムのKEK版(KEK-improve)のバッチを 当てて使用した。1995年に発表されたLSCATの原版には、束縛電子とのコンプトン散 乱、直線偏光した光子の散乱、コンプトン散乱された光子エネルギーのドップラーブロー ドニングなどの物理過程が含まれてるが、KEK版LSCATでは電子衝撃による電離が拡 張されている。また、物質情報を入力するPEGS4にも改良が加えられおり化合物、混合 物の光電効果に関する現象の取り扱いが拡張されている。

3.2.2 プログラム

プログラムに用いたジオメトリーを図 (3.1) に示す。散乱体としては、半導体型検出器 としてよく使われている Si(シリコン), Te(テルル)の2種類の元素を単体で用いて比較し た。Si は半導体検出器としてシリコンストリップカメラに使われており、また Te も新し い半導体検出器 CdTe として開発されている。散乱体は半径 0.5mm、厚さ 0.586 mm の円 $る (0, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ を同てよりに置いた。 子は、50, 150, 500 keVの3種類で、y軸方向に直線偏光したガンマ線をz軸正方向に入射 させた。



図 3.1: シュミレーションで用いたジオメトリー

物理過程として、ドップラーブロードニング、電子の束縛力、非干渉性散乱すべてを考慮したもの、電子の束縛力、非干渉性散乱を考慮したもの、電子の束縛力のみを考慮したものの3通りについてシミュレートした。それぞれ、all-on,dopplar-off,offと呼ぶことにする。

シミュレーションでは、まず中心の散乱体によって散乱されたガンマ線の運動方向ベクトルと偏光方向ベクトル、エネルギーを出力させた。次に、その出力を外部プログラムで 散乱方向によって分別し、入射ガンマ線の偏光方向と散乱方向との関係、散乱方向と散乱 ガンマ線の偏光方向の関係を調べた。

3.2.3 散乱硬 X 線のエネルギー分布

まず、Siに 50keV の硬 X 線を入射したときのエネルギー分布について、まず all-on,dopplaroff,off を調べた。光子の入射方向に垂直な方向(= 89°~91°)に散乱された散乱硬 X 線のエネルギー分布を、図 3.2 に示す。

横軸は散乱光子のエネルギー (MeV)、縦軸は光子数である。

どのグラフも 46keV 付近にピークがある。これは、(2.2) 式に $\theta = 90 \circ h\nu = 50$ keV を 代入して散乱光子のエネルギーを計算した結果である $h\nu'=45.54$ keV と良く合っており、 コンプトン散乱のピークであることがわかる。dopplar-off と off の間には大きな違いは見 られず、50 keV あたりのエネルギー領域では非干渉性散乱の影響が小さいことがわかる。 all-on はドップラーブロードニングが考慮されており、dopplar-off、off と比べてピークの 裾が広がった形になっている。



図 3.2: Si 50 keV の、all-on,dopplar-off,off 比較

続いて、図 3.3 に Si Te の 50 keV,150 keV,500 keV について、それぞれ all-on,off を重ね て示す。実線は all-on、点線は off を表している。

表 3.1: 90 °方向のコンプトン散乱後のエネルギー計算値とシミュレーション結果図 3.3 の 比較

入射光子エネルギー	50 keV	150 keV	500 keV
計算値 (keV)	45.54	115.96	252.72
シミュレーション結果 (keV)	45.5	115.5	250





結果でよく合っている。図 3.3 で、Te のグラフの 31 keV、27 keV、4 keV 付近、また Si の 2 keV 付近にピークが見られるが、これは特性 X 線によるものと考えられ、表 3.2 から わかるようにそれぞれの元素の特性 X 線エネルギーとよく一致しており、これらが見えて いると考えられる。

表 3.2: Si Te の特性 X 線エネルギー

	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 2}$	$K_{\beta 1}$	L_{α}	L_{β}
Te(keV)	26.03	26.28	29.64	30.30	3.59	4.12
Si(keV)	1.734	1.735	1.826			

50 keV の Si と Te のグラフを比べると、コンプトン散乱のピークである 45 keV 付近の カウント数は、Te が Si のおよそ 1/10 倍くらいになっている。これは、Te は Si よりも原 子番号が大きく光電吸収の反応確率が高いので、散乱体中で光電吸収されているためと 考えられる。150 500 keV で Si,Te を比べると、Si に比べ Te はエネルギーピークの裾の広 がりが大きい。このエネルギー領域では、非干渉性散乱の影響はほとんどないのでこれは ドップラーブロードニングによるものと考えられる。ドップラーブロードニングによるエ ネルギーの広がり ΔE は、下式のように表すことができる。

$$\Delta E = E_0 \frac{v}{c} \cos\theta \tag{3.1}$$

ここで、*E*₀は光子のエネルギー、cは光速、vはこの場合観測者から見た電子の速度、 は観測者から見た電子の運動方向である。TeはSiに比べ原子番号が大きく、原子中の 電子の速度が速いのでドップラーブロードニングの影響が大きくなる。

3.2.4 散乱硬X線の散乱方向

図 3.4~3.9 に入射エネルギー 50 150 500keV について、散乱体 Si で散乱された後の散 乱方向の分布を示す。 θ 方向、 ϕ 方向についての分布を示し、 分布は の値に関係なく プロットした。 ϕ 分布については θ = 80 °~100 °のものをプロットした。また、図 3.10 では Si,150keV,all-on について、 - 平面上での分布をプロットした。

θ分布のグラフから入射光子のエネルギーが高くなるに従って前方散乱が顕著になって くることが分かる。また、50keV については、all-on,dopplar-off と off の差が大きく見ら れ、低エネルギー側では非干渉性散乱の影響が大きいことが分かる。



図 3.4: Si 50keV の 方向の散乱分布



図 3.6: Si 150keVの 方向の散乱分布



図 3.8: Si 500keVの 方向の散乱分布



図 3.5: Si 50keV の ϕ 方向の散乱分布



図 3.7: Si 150keVの *φ*方向の散乱分布



図 3.9: Si 500keV の ϕ 方向の散乱分布



図 3.10: 散乱硬×線の - 分布。 S150keV all-on



図 3.11: 全散乱方向についての偏光ベクトル分布 散乱体 Si all-on の結果。左 50keV 右 500keV



図 3.12: = 90 ° ϕ = 0 °,45 °,135 °,180 °方向に散乱されたものの偏光ベクトル分布 左 50keV 右 500keV

3.2.5 散乱硬X線の偏光方向

図 3.11 ~ 3.13 は散乱体を Si にしたときの入射エネルギー 50keV と 500keV に対する偏 光方向ベクトルを横軸 θ 縦軸 ϕ で表したものである。図 3.11 は散乱された全方向につい て示した。図 3.12 と 3.13 は、それぞれ $\theta = 90$ °± 5 °方向と、 $\theta = 30$ °± 5 °方向につ いて、 $\phi = 0$ °,45 °,135 °180 °± 5 °方向に散乱されたものを示した。それぞれ左列は 50keV、右列は 500keV の入射光子の結果を表している。

図 3.12 と 3.13 より、 $\theta = 90 \circ \phi = 0 \circ f$ 向に散乱される光子の偏光方向は $\theta = 90 \circ \phi = 90 \circ \phi$

図 3.11 を見ると、右列の 500keV は左列の 50keV に比べ偏光方向の分布が広がっている。これは散乱体の外で散乱後の光子を捉えているためで、入射光子のエネルギーが高くなるにつれ、散乱体内部で光電吸収されずに複数回散乱されることが多くなり、偏光ベクトルがバラバラになってしまうためと考えられる。今後は、最初のコンプトン散乱を起こした直後の硬X線についてのみ調べるようにしたい。



図 3.13: = 30 ° ϕ = 0 °,45 °,90 °,135 °,180 °方向に散乱されたものの偏光ベクトル分 布 右 50keV 左 500keV

3.3 GEANT4とEGS4の比較

3.3.1 GEANT4とは

今回 EGS4 との比較に用いた GEANT4 は高エネルギー物理学や宇宙線、原子核実験な どの分野で広く用いられているシミュレーターである。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振舞や反応を正確にシミュレートで きる。

今回はGEANT4の中でEGS4で用いたジオメトリーと同じものを再現し、同じように 硬X線を入射させてシミュレーション結果を比較した。GEANT4ではVer4.4から偏光の 取り扱いが組み込まれているがまだ信頼性はない。今回はVer4.4.1を用いてLow Energy Polarized Compton という物理プロセスをコンプトン散乱として用いた。

3.3.2 エネルギー分布

図 3.14~3.19 に EGS4 と GEANT4 のエネルギースペクトルを示す。 = 89 °~91 °に 散乱されたイベントで、 については全方向を選んだ。EGS4 については、all-on を実線 で、off を点線で表した。EGS4 と GEANT4 の結果を比べると、EGS4 の off と GEANT4 の結果がよく似ていることが分かる。EGS4 の off とは、ドップラーブロードニングと非 干渉性散乱を考慮していないもので、GEANT4 はこれらの物理過程が含まれていないも のと思われる。ピークは全く同じ位置にあり、EGS4 のエネルギーピークについては表 3.1 で正しいことが確認されているので GEANT4 も正しく 90 °方向のコンプトン散乱を表し ていると言える。

3.3.3 散乱硬 X 線の散乱分布

図 3.20 は EGS4、GEANT4 のコンプトン散乱後の散乱方向分布の結果を表したもので ある。上から入射エネルギー 50 150 500 keV の結果であり、左列は 方向に関係なく 方向についてプロットしたもので、右列は = 8 0 °~100 °のものについて 方向にプ ロットした。それぞれ実線を GEANT4、点線を EGS4all-on の結果で表した。50keV の 分布については、EGS4 off dopplar-off を薄線で重ねた。

左列の150 500 keV についての 方向分布は、同じ分布であるといってよい。50 keV の



図 3.14: EGS4 Si 50keVの散乱分布



図 3.16: EGS4 Si 150keV の散乱分布



図 3.18: EGS4 Si 500keVの散乱分布



図 3.15: GEANT4 Si 50keV の散乱分布



図 3.17: GEANT4 Si 150keV の散乱分布



図 3.19: GEANT4 Si 500keVの散乱分布



図 3.20: Si 50keV 150keV 500keV での EGS4、GEANT4 の散乱方向比較



図 3.21: 全散乱方向についての偏光ベクトル分布



図 3.22: = 90 °方向に散乱されたものについての偏光ベクトル分布

グラフは、上から EGS4off,GEANT4,EGS4on, EGS4,dopplar-off と並んでいる。EGS4on と EGS4dopplar-off はほぼ等しい分布をしており、GEANT4 の分布はおおざっぱに見れ ば EGS4off と似ているといえる。このことから、GEANT4 がと非干渉性散乱を含んでい ないと考えられる。非干渉性散乱の影響は低エネルギー側で大きく、EGS4 と GEANT4 の違いが 150 500 keV では見られないことからも裏付けできる。

右列の 分布からは、EGS4とGEANT4は同じ分布をしていることが分かる。



図 3.23: = 30 °方向に散乱されたものについての偏光ベクトル分布

図 3.21~3.23 は、散乱後の偏光ベクトルの向きを横軸 、縦軸 で表したものである。 上段は全散乱方向について、中段は = 90 °±5 °に散乱された光子について、下段は = 30 °±5 °についてを、それぞれの 方向について表した。

GEANT4は について180 °対称に分布しており、EGS4 と異なるが物理的には問題ない。しかし、図 3.13 の EGS4 の結果と違い偏光方向が 1 点に定まらず規則性が見られない。一応、 = 90 °方向についての偏光ベクトルは 方向に散乱するものの、 方向については EGS4 と同じ値がとられている。これが GEANT4 のバグなのか、私の使用方法が間違っているのかは分からないので後日検証する。

3.4 シミュレーションのまとめ

EGS4 でのシミュレーションではドップラーブロードニング、非干渉性散乱の影響によるエネルギースペクトルの変化がみられた。コンプトン散乱後の散乱方向は入射光子の偏光方向に垂直な方向に集中し、その偏光方向は入射光子の偏光方向が保存されることがわかった。

GEANT4とEGS4の比較では、GEANT4に非干渉性散乱、ドップラーブロードニングの物理過程が含まれていないことが分かった。また、散乱後の偏光ベクトルの向きが1点に定まらず疑問がのこる結果となった。よって、現段階のGEANT4でシミュレーションを行う場合は、散乱硬X線のエネルギー分布が少し不正確で、偏光ベクトルは大きく間違っていることに注意する必要がある。

次章からは実際に硬X線を散乱させて偏光を発生させる実験を始める。 = 90°方向に ついてのコンプトン散乱を扱うので、これらのシミュレーション結果を参考にして進めて いく。

第4章 偏光硬X線発生の実験

4.1 偏光の発生方法と検出方法

今回偏光発生の方法としてコンプトン散乱を用いた。2章で述べたように硬X線は入射 波の偏光方向と垂直な方向に散乱されやすいという性質があり、この性質を利用して偏光 硬X線を発生させる。つまり、無偏光の硬X線が入射したときある方向に散乱されるもの は、もともとの偏光方向が散乱方向と垂直のものが多いので、結果として偏光した硬X線 となる。本実験はバックグラウンドを極力落とす必要があるので、散乱体からも信号を取 り、コインシデンスをとることにした。

散乱体に用いたのは光電吸収確率が低く散乱体として適しているプラスチックシンチ レーターである。今回は、直径 1cm 高さ 2cm のサンゴバン CDJ 社製プラスチックシン チレーター BC-408 を用いた。プラスチックシンチレーターは発光時定数が速く、アノー ド出力のパルスハイトが高いので今回の様なエネルギー領域での測定では他のシンチレー ターに比べてノイズに強いという利点がある。また、このプラスチックシンチレーターで 散乱された偏光硬 X 線を検出するものとして、散乱型偏光計を用いた。ここでは散乱体と して、直径 1cm 高さ 1cm のプラスチックシンチレーター BC-408 を用い、受け側に 24 × 24 × 20 mm の YAP シンチレーターを用いた。YAP シンチレーターは光電吸収の反応確 率が高く、散乱 X 線を止めやすい。また発光時定数が 30ns と速く、ノイズに埋もれにく いので今回のエネルギー領域においては測定に適している。

4.2 検出イベント数の見積もり

実験を始める前に、これからの実験で検出されるイベント数を計算によって見積もった。 実験セットアップは図4.1のようになっている。まず、放射線源から出た硬X線が1つ目 のプラスチックシンチレーターでコンプトン散乱をおこし2つ目のプラスチックシンチ レーターに届く確率を計算する。計算式は下のようになる。

$$P_1 = \frac{d\Omega_1}{4\pi} \times (1 - exp(-n\sigma_{T_1}x)) \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \frac{d\Omega_2}{\sigma_{T_1}}$$
(4.1)

ここで $d\Omega_1$ は放射線源から1つ目のプラスチックシンチレーターの立体角、 $d\Omega_2$ は1つ目 のプラスチックシンチレーターから2つ目のシンチレーターの立体角で、 σ_{T1} は Ba356keV のエネルギーに対するプラスチックシンチレーターの散乱断面積、n は単位体積あたりの 粒子数である。x はプラスチックシンチレーターの厚さで、微分散乱断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は (2.3) 式 に = 90 °、 $h\nu$ = 356keV を代入したものである。続いての散乱では、2 つ目のプラス チックシンチレーターに入射する硬X 線は直線偏光していると考えられ、散乱される方向 に偏光依存性が現れる。そこで、図 3.10 のデータを用いて、2 つ目のプラスチックシンチ レーターから YAP シンチレーターへ散乱される割合を $\theta=0$ °、 = 0 °,90 °方向につい てそれぞれ YAP の立体角である ± 18.9 °の幅で求めた。その結果 = 0 °方向へ 4.7 %、 = 90 °方向へ 0.6 %散乱されることが分かった。この結果を 4.2 式の $\frac{d\sigma}{d_0mega}$ × $\frac{d\Omega_3}{\sigma_{T1}}$ に代 と、2つ目のプラスチックシンチレーターから YAP シンチレーターに届いて YAP シンチ レーターで光電吸収される確率 P_3 は、YAP シンチレーターの吸収断面積 σ_{T_2} 、散乱断面 積 σ_{T_3} を用いて、

$$P_2 = 1 - exp(-n\sigma_{T_1}x) \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \frac{d\Omega_3}{\sigma_{T_1}}$$
(4.2)

$$P_{3} = \frac{\sigma_{T_{2}}}{\sigma_{T_{2}} + \sigma_{T_{3}}} \times (1 - exp(-n(\sigma_{T_{2}} + \sigma_{T_{3}})x))$$
(4.3)

と表すことができる。ここで、 Ω_3 は2つ目のプラスチックシンチレーターから YAP シンチレーターの立体角、xには各シンチレーターの厚さを代入する。これら $P_1 \sim P_3$ の結果と放射線源から単位時間あたりに出る硬 X線の数をすべて掛け合わせたものが、後で行う実験で単位時間あたりに検出されるイベント数 N になる。この結果に、シンチレーターが丸いことを考慮した係数とシンチレーター内で2回以上の反応をおこす確率を考慮したものを掛けると計算結果は次のようになった。

$$N = 3.69 \times 10^{-3} count/s (\phi = 0 \circ fn)$$
(4.4)

$$N = 4.68 \times 10^{-4} count/s(\phi = 90 \ \circ \hat{D} \ \hat{D})$$
(4.5)

これらの結果を実験後、得られたデータと比較する。

4.3 実験装置のセットアップ

図 4.1 は実験装置のセットアップ図である。まず線源からの偏光していない硬X線を厚 さ 5cm の鉛ブロックに開けた直径 1cm の穴でコリメートする。このコリメートされた硬 X線を1つ目のプラスチックシンチレーターでコンプトン散乱させ、直線偏光を発生させ る。鉛のコリメーターは線源からの放射線を直接ほかのシンチレーターに当てないため のもので、これによって正規の散乱パターン以外の信号や偶然コインシデンス事象をな くす。

次に、この硬X線の偏光方向を調べるために、1つ目のプラスチックシンチレーターで 散乱され直線偏光した硬X線を、90°方向に置いた2つ目のプラスチックシンチレーター で散乱させ、それをYAPで受け取ることにより散乱方向の分布から偏光方向を調べる。

今回、実験には浜松ホトニクス社製の光電子増倍管 R5800 を 2 つプラスチックシンチ レーターに、R6231 を YAP シンチレーターに用いた。光電子増倍管の高圧電源は、1 つの 高圧電源出力を 3 つに分けて使用した。ADC に入力するゲート信号は光電子増倍管 R5800 のアノード出力から取り出した。2 つのプラスチックシンチレーターのアノード信号から ディスクリを作り、これらのディスクリ信号のコインシデンスをとった。このコインシデ ンス信号の幅をゲートジェネレーターを用いて 2.5 μ s に調整して、レベルアダプターで NIM 信号から TTL 信号に変換し、ゲート信号として ADC に入力した。このときのゲー ト信号と YAP シンチレーターからのダイノード信号の関係を図 4.2 に示す。これからわ かるように、YAP からのダイノード信号の幅が約 2.5 μ s なので、この信号のピークを捉 えるためにはゲート信号も 2.5 μ s 程度の幅を必要とする。このゲート信号を用いること で、宇宙線などによるバックグラウンドや、狙ったものと異なる散乱による信号を排除で きる。さらに、2 段ディスクリを設定し上限エネルギーも制限したり、プラスチックシン チレーターの信号のパルスハイトも同時に AD 変換して選別すれば S/N がより向上する からのダイノード信号は、プリアンプとシェーパーを通して ADC に入力してパルスハイ ト分布を得た。また、YAP シンチレーターの位置をプラスチックシンチレーターを基準 に 90 °回転させた場所に変えることで偏光硬 X 線の散乱分布を求めた。つまり、図 4.1 の ように座標系を定義して、 = 0 °、90 °方向に YAP を置いた。



図 4.1: 実験セットアップ

4.4 ディスクリレベルの設定

我々は100 keV 位のエネルギーの硬X 線の偏光を発生させたいと考えているので、線源 として ^{133}Ba を用いた。強度は 2.69MBq(03年2月8日現在)である。線源からの 356 keV 硬X線は、まず1つ目のプラスチックシンチレーターで90 °散乱される。次に2つ目の プラスチックシンチレーターで90 °散乱される。このときシンチレーターにデポジット されるエネルギーはそれぞれ、146 keV、61 keV と計算される。今回は、シンチレーター 間の距離が短く、散乱角が幅をもつので、ディスクリレベルをそれぞれ、~100 keV、~ 30 keV として設定した。放射線源のエネルギーと光電子増倍管のアノード出力の関係か ら、30keV は 100mV、100keV は 380mV に対応している。

まず、ADC内部で作られるゲート信号を使ってYAPシンチレーターのダイノード信号のスペクトルをとった。このときの放射線源は本来の実験で使用する¹³³Baを、シンチレーターに直接当てて測定した。シェーパーなどのモジュール類の設定値は後の実験の値と等しい。

図 4.5 は ¹³³ Ba のスペクトルである。表 4.1 と照らし合わせてみると、300ch 付近のピー クが 81keV であり、800ch 付近のピークが 356keV、700ch 付近のピークが 303keV である



図 4.2: ゲート信号(上)とダイノード信号(下)



図 4.3: 回路構成

	型式	設定値
高圧電源	ORTEC556	1000V
光電子増倍管	浜松ホトニクス R5800 R6231	
PM AMP	LeCroy MODEL 621A	
Discriminater	KEK-N06-31	threshold 100mv,380mv
Coincidence Module	DUAL4-FOLD COINCIDENCE	
Gate Generater	KEK-N1113-51	width 2.5 µ s
Lebel Adapter	200	NIM TTL
ADC	豊伸電子 MULTI-CHANNEL-ANALYZER	
Shaping Amp	ORTEC 571	GAIN168 Shapingtime 0.5μ s
Preamp	CLEAR-PALSE MODEL 506E	

図 4.4: 各機器の型式と設定値



図 4.5: Ba のスペクトル

表 4.1: ¹³³Ba から放出される放射線エネルギー

$356 \ \mathrm{keV}$	62.1 %
$81 \ \mathrm{keV}$	34.1 %
$303 \ \mathrm{keV}$	18.3 %
384 keV	8.9 %

表 4.2: ¹³³Ba から放出される放射線エネルギーと 90 °方向に散乱された後のエネルギー (keV)

エネルギー	放出割合	1 回散乱後	2 回散乱後
$356 {\rm ~keV}$	62.1 %	209.8	148.7
$81 \ \mathrm{keV}$	34.1 %	70.0	61.6
$303 \ \mathrm{keV}$	18.3 %	190.2	138.6
384 keV	8.9 %	219.2	153.4

ことがわかる。また、440ch 付近のものは後方散乱によるものであると考えられる。こ れらの結果から ADC のチャンネルとエネルギーとのリニアリティーが式 4.6 のように求 まった。

$$E(keV) = 0.538PH(ch) - 76.14 \tag{4.6}$$

ここで、Eはエネルギー、PHは横軸のチャンネル番号を表す。

4.5 実験結果

図 4.1、4.3 で書いたセットアップを用いて偏光測定を行なった。測定はそれぞれの に ついて約 3 日間行なった。結果を図 4.6、4.7 に示す。

線源から放出される 356keV の硬 X 線が、プラスチックシンチレーターで2回散乱された 後 YAP シンチレーターで光電吸収されるときのエネルギーは、表 4.1 から 148keV となり グラフ中では式 4.6 より約 420ch に相当する。また、線源から放出される他のエネルギー 硬 X 線については、散乱後のエネルギーが表 4.1 のようになり、303keV が 256ch、384keV が 426ch に相当する。81keV の硬 X 線は設定したディスクリレベル以下になり、スペクト ルには現れない。

3章のシミュレーション結果から、エネルギースペクトルはドップラーブロードニング などによって広がりを持つことが分かっており、またエネルギー分解能によってもピーク がなまされると考えられる。カウント数が少なくわかりにくいが、図4.6と4.7を見ると、 エネルギースペクトルは約300~450chに分布している。これは目的の148keVの硬X線 が見えているのではないかと考えられる。また、他のエネルギーの硬X線も見えている可 能性があり、さらに長い時間観測し、カウント数が増えるとよりはっきりしてくると思わ れる。図4.7は、2回目のコンプトン散乱を起こす前の硬X線の偏光方向に対して垂直な 方向で測定されたもので、偏光方向に平行な方向で観測された図4.6に比べてカウント数



図 4.6: = 90 °方向に YAP を置いたとき 図 4.7: = 0 °方向に YAP を置いたとき (偏 (偏光ベクトルと平行な方向)205015sec 光ベクトルと垂直な方向)250773sec

が多い。148keV の硬 X 線が見えていると思われる 300~450ch においては、 = 90 °、0 °でそれぞれ 2.91×10^{-5} c/s, 1.87×10^{-4} となり、 = 0 °の方が約 6.4 倍多い。

単位時間あたりのカウント数の結果を 4.2 章の計算結果と比べると、 = 0 °方向につい ては約 20 倍、 = 90 °方向については約 16 倍シミュレーション結果が多い値となった。 この理由としては色々考えられるが、実際のジオメトリーについての結果をを手計算で 求めるのは非常に難しいことが分かった。次回からは GEANT4 のバグを改善し、シミュ レーターを用いた実験結果の見積もりを行ないたい。

この実験では2.69MBqの放射線源を用いたが、実験室では最強で3.7MBqの放射線源を 扱うことができるので、それを用いれば実用レベルに近づくのではないかと考えられる。

4.6 今後の課題

散乱型の偏光発生器や検出器は、その装置自身のもつ異方性によってある方向によく散 乱させてしまうことがある。今後はこうした異方性をできるだけなくすように改善して いくことで偏光発生をより確実なものとしたい。また、GEANT4のバグを直し、シュミ レーションによっても異方性を見積もれるようにしたい。



図 4.8: プラスチックシンチレーターでの¹⁰⁹Cdのエネルギースペクトル



図 4.9: プラスチックシンチレーターの光 電効果とコンプトン散乱の質料吸収係数の 関係

図 4.10: YAP 光電効果とコンプトン散乱 の質料吸収係数の関係

第5章 まとめ

EGS4 によるシミュレーションではコンプトン散乱の偏光依存性が確認でき、入射光子 の偏光方向に垂直な方向に散乱が集中することがわかった。続くGEANT4 によるシミュ レーションでは散乱後の偏光方向が定まらず、今回の実験をシミュレートすることができ なかった。実験結果については、カウント数が十分とはいえず、今後はより長い時間にわ たる測定とともに、37MBq くらいの強度の放射線源を用いて実験をしてしていきたい。 また、GEANT4 を偏光方向が決まるように改良し、実験のシミュレーションに用いて効 率的に実験を進めるとともに、偏光の発生、検出の異方性を抑えていきたい。

参考文献

- [1] 堀川 貴子 修士論文 (大阪大学) 2001
- [2] Y.Namito, H, Nakamura and H.Hirayama (KEK) 2002
- [3] Y.Namito and H.Hirayama (KEK)
- [4] GLEEN F.KNOLL 木村逸郎,坂井英次 訳
 "放射線計測ハンドブック 第二版"(日刊工業新聞社)"
- [5] Augusteijin, T., Kuulkers, E., & van Kerwijk, M. H. 2001, A&A, 375, 447

謝辞

本論文を執筆するにあたり、御指導頂きました大杉節先生、深沢泰司先生に深く感謝致 します。特に深沢先生には最後まで迷惑をかけっぱなしでした。研究室の先輩方には、い つも的確なアドバイスや指導をしていただき、また4年生の皆様からもいろいろな刺激を 受けました。どうもありがとうございました。

最後に4年間の大学生活を支えてくれた友達、両親、すべての人に感謝致します。