Astro-E2 衛星搭載 HXD 検出器におけるガンマ線バースト検出装置の観測エネルギー領域拡大に向けた研究

大野 雅功
広島大学 理学部 物理科学科
u1079010
高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室

2002 年 3 月 29 日

概 要

2005 年に打ち上げ予定の日本の X 線観測衛星 Astro-E2 は 0.5keV から 700keV までの X 線から軟ガンマ線までの領域を観測することを目指す。搭載予定の検出器の一つである硬 X 線検出器 HXD は Anti 検出器によるバックグラウンド除去などで非常に低バックグラウンドを実現する。Anti 検出器は非常に大面積の BGO シンチレータで作られており、高エネルギーのガンマ線に対しても広い有効面積を保証する。したがって、この Anti 検出器はガンマ線バースト検出器としての役割も期待されているが、現状の設計では観測エネルギーバンドが狭く、十分な観測ができないことが分かっていた。よって本研究では Anti 検出器の信号処理回路を改良し、観測エネルギーバンドを広げることで十分にガンマ線バーストの観測も行えるようにすることを試み、その可能性を見出すことに成功した。また、最新の観測データから上空のバックグラウンドが Anti 検出器に与える影響をシミュレーションによってより正確に見積もり、信号処理系の満たすべき条件を求めた。

目 次

第 1 章　序論 **6**

1.1 Astro-E2 搭載 HXD 検出器 6

1.1.1 概要と基本性能 6

1.1.2 システム構成 7

1.2 ガンマ線バーストについて 7

第 2 章　HXD-Anti 検出器 **9**

2.1 Anti 検出器の概要と役割 9

2.2 X 線, 軟ガンマ線検出のための信号処理 10

2.3 Anti 検出器における信号処理 10

2.3.1 信号処理に対する条件 11

2.3.2 PMT における信号処理 11

2.3.3 PreAmp による増幅 13

2.3.4 Anti 検出器のアナログ処理過程 13

2.3.5 従来の性能 14

2.4 本研究の目的 14

第 3 章　観測エネルギー領域拡大のための変更 **16**

3.1 ダイナミックレンジ向上の必要性 16

3.1.1 必要となるダイナミックレンジ 16

3.1.2 ダイナミックレンジ向上に伴う問題 16

3.2 変更するときの注意点 17

3.3 変更の流れ 17

3.3.1 変更後のレンジ予測 20

3.4 変更後の性能評価 21

3.4.1 回路各部のリニアリティ 21

3.4.2 TPU 上におけるダイナミックレンジ予想 26

3.4.3 大信号 Proton バックグラウンド下における性能評価 26

3.5 ダイナミックレンジ拡大による ADC への影響 30

3.5.1 ルートアンプの使用 30

3.5.2 Over Flow Channel の利用 34

3.6 8 ビット DAC デバイスを使った多段 Gain Amp 35

3.6.1 AD7524 を用いた Gain Amp の設計 36

3.6.2 AD7524 による Gain Amp の性能評価 37

3.7 電力消費の比較 38

3.8 まとめと今後の課題 41

第 4 章　宇宙線バックグラウンドの検出器への影響　42
4.1　宇宙線バックグラウンドの概要 42
4.2　シミュレーション方法 42
4.2.1　シミュレーションにおける粒子の発生方法 43
4.2.2　シミュレーションの換算時間 43
4.2.3　物質中の荷電粒子によるデポジットエネルギーの計算による見積もり 43
4.2.4　シミュレーションの流れ 45
4.3　Anti 検出器への宇宙線バックグラウンドの入射レートとデポジットエネルギーの見積もり 46
4.3.1　宇宙線のスペクトルモデル 46
4.3.2　Proton Background 47
4.3.3　Electron Backgraund 50
4.3.4　Positron Backgraund 52
4.3.5　ガンマ線の影響 53
4.3.6　SAA および太陽フレアの影響 55
4.3.7　まとめと今後の課題 59

第 5 章　まとめ　60

表 目 次

2.1 旧 TPU における各回路の性能 14

3.1 様々な入射エネルギーに対する各アンプのレンジ 26
3.2 5MeV における出力信号予想 26
3.3 オフセット電圧の比較 29
3.4 変更前後の Gain Amp 周辺部における回路素子数 39
3.5 回路変更前後の各素子の消費電力 40
3.6 LM6142 の消費電力 40
3.7 TPU(1 ボード分) での消費電力電力 40

4.1 測定環境による primary proton の flux の変化 49
4.2 シミュレーション結果による様々なバックグラウンドの Anti 検出器一本への影響 . . . 59

図 目 次

1.1 HXD と他の主な検出器の検出感度 6
1.2 HXD 上における信号の流れ 7
1.3 BATSE によって観測されたガンマ線バーストのライトカーブ 8

2.1 HXD 検出器の断面図 (左) と上から見た図 (右) 9
2.2 Anti 検出器を横から見た図 9
2.3 Anti 検出器と BATSE,GLAST の有効面積の比較 9
2.4 一般的なブリーダ回路 12
2.5 Anti 用ブリーダ回路 12
2.6 Anti 用 PreAmp 13
2.7 TPU のアナログ処理の流れ 14

3.1 Pre Amp 部の回路図 18
3.2 PZC ~ Gain Amp 周辺部の回路図 19
3.3 Sum Amp ~ BLR ~ Buffer 周辺部の回路図 19
3.4 変更前のダイナミックレンジ 20
3.5 変更後のダイナミックレンジ 20
3.6 リニアリティ測定のセットアップ 21
3.7 Pre Amp(エミッタフォロワ) のリニアリティ 22
3.8 PreAmp における高圧 0.85kV の出力波形 22
3.9 PreAmp における高圧 1.3kV の出力波形 22
3.10 微分+PZC 回路のリニアリティ 23
3.11 高圧 0.85kV の PZC 出力波形 23
3.12 Gain Amp のリニアリティ 24
3.13 GainAmp の入力 0.34V における出力波形 24
3.14 GainAmp の入力 4V における出力波形 24
3.15 Sum Amp のリニアリティ 25
3.16 SumAmp の入力 1.0V における波形 25
3.17 SumAmp の入力 8.0V における波形 25
3.18 バックグラウンド試験に対する測定のセットアップ 27
3.19 旧 TPU におけるゲインの変動 28
3.20 旧 TPU における分解能の変動 28
3.21 変更後のゲインの変動 28
3.22 変更後の分解能の変動 28
3.23 禁止信号をいれたときのゲイン変動 29
3.24 禁止信号をいれたときの分解能の変化 29
3.25 AD734 のブロックダイアグラム 31

3.26 ルートアンプのための AD734 の接続図 31
3.27 ルートアンプのリニアリティ 31
3.28 微分後のルートアンプのリニアリティ 31
3.29 ルート後の波形 32
3.30 微分後の波形 32
3.31 ルートアンプを BLR へ接続したときの出力の低下。 33
3.32 ルート後のゲイン変動 33
3.33 ルート後の分解能 33
3.34 作成したソースフォロワ回路 34
3.35 ソースフォロワを中継したときの BLR 出力 34
3.36 Zener によるクランプ前後の波形 35
3.37 上空における PMT のゲインの変動 35
3.38 Gain Amp のための AD7524 の接続図 36
3.39 AD7524 の内部構造模式図 37
3.40 AD7524 を用いた GainAmp の測定ゲインと理想値の比較 38
3.41 テストパルスによる AD7524 を用いた Gain Amp の入出力波形 38
3.42 DAC デバイスを用いた Gain Amp のリニアリティ 38
3.43 5MeV 相当の入力信号における Gain Amp の出力波形 38
3.44 変更前後の Gain Amp 周辺部の設計ブロックダイアグラム 39

4.1 再現された HXD のジオメトリ 45
4.2 ジオメトリ断面図 45
4.3 Proton バックグラウンドの入射スペクトル (左) とデポジットスペクトル (右)。 48
4.4 BGO 中における Proton のエネルギーデポジットの計算値 48
4.5 測定状況による proton の flux の変化 49
4.6 Electron バックグラウンドの入射スペクトル (左) とデポジットスペクトル (右)。 51
4.7 BGO 中における Electron のエネルギーデポジットの計算値 51
4.8 近似計算により求められた BGO 中での electron のレンジ 51
4.9 positron による入射スペクトル (左) とデポジットスペクトル (右)。 53
4.10 BGO の positron によるエネルギー損失の計算値 53
4.11 ガンマ線バックグラウンドによる入射スペクトル (左) とデポジットスペクトル (右)。 . 54
4.12 BATSE により観測されたガンマ線バックグラウンド (右) とシミュレーションに用いた upward 成分のスペクトルモデル (左) 55
4.13 シミュレーションのために用意したスペクトルモデル。左が SAA 中の proton。右が太陽フレアのガンマ線のスペクトル。 56
4.14 発生させた粒子の入射スペクトル。左が SAA 中の proton。右が太陽フレアのガンマ線のスペクトル。 57
4.15 左が SAA 中の proton。右が太陽フレアのガンマ線のデポジットスペクトルスペクトル。 57
4.16 XTE により観測された SAA 中の粒子の flux 58

第1章　序論

宇宙空間ではブラックホールや超新星爆発など高いエネルギーを放射する天体や現象が数多く存在している。一般的にこのような高エネルギーな事象は可視光ではなくそれらが放射する X 線やガンマ線など高エネルギーの電磁波を観測することでその物理的性質を知ることができる。したがって、宇宙物理の発展には高エネルギー電磁波の測定技術の開発は不可欠である。また、地球の大気の影響をなくすために X 線やガンマ線の観測は宇宙空間でおこなう必要があり、そのための観測衛星、検出器の開発も重要となってくる。本研究では 2005 年に打ち上げ予定の日本の X 線観測衛星 Astro-E2 搭載硬 X 線検出器 HXD のガンマ線バースト検出装置としての利用を目指した信号処理回路の改修の試みと同検出器に対する宇宙線バックグラウンドの影響について調べる。

1.1　Astro-E2 搭載 HXD 検出器

1.1.1　概要と基本性能

2000 年に打ち上げられたわが国 5 番目の X 線天文衛星 Astro-E に搭載された HXD 検出器は 10keV から 700keV までの硬 X 線から軟ガンマ線までの領域を観測するため開発された。これまで、この領域では軽量の検出器で高感度な測定を行うことはバックグラウンドの影響から不可能とされてきたが、この HXD 検出器は GSO シンチレータを主検出部とした井戸型フォスイッチ構造と Si 半導体検出器 (PIN) の組合せ、さらに主検出部の周りを取り囲むアンチカウンターによる超低バックグラウンド化により 10 ~ 数 100keV 付近ではこれまでで最高の検出感度を実現した。しかし、ロケットの打ち上げ失敗のためこの計画は失敗におわり、その後発足したのがこのたびの Astro-E2 計画である。これは 2005 年 2 月の打ち上げを目指し、前回失われた Astro-E をベースとしたものである。HXD 検出器も Astro-E2 の打ち上げに合わせて製作が進められているが、前回の設計を大きく変えない範囲内で改良が試みられている。

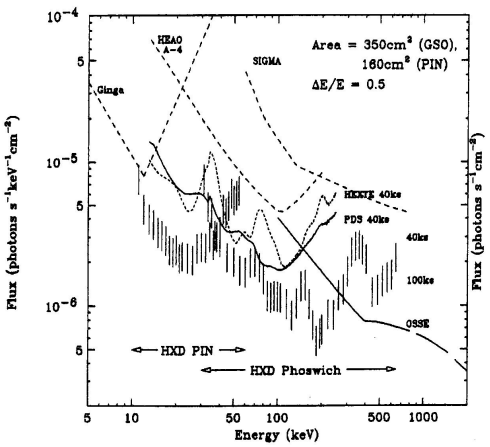

図 1.1: HXD と他の主な検出器の検出感度

1.1.2 システム構成

HXD システムは図 1.2 に表すような構成で成り立っている。それぞれの構成要素は以下に述べるような役割を持っている。[2]

- HXD-S

  HXD-S は硬 X 線、軟ガンマ線の検出器部である。§ 1.1.1 で述べたように HXD の検出器部は半導体検出器および結晶シンチレータで構成されており、ここで検出された信号を電気パルスとして HXD-AE へと送る。

- HXD-AE

  HXD-AE は HXD-S から送られた信号をアナログ処理する電気回路部分である。送られてきた信号に対して増幅、整形、AD 変換を行うことでスペクトルなどのデジタルデータを生成する。

- HXD-DE

  HXD-DE は HXD-AE から送られたデジタルデータの選別、圧縮など地上へのデータ送信のための処理を行う部分である。また、ここでは地上から受けたコマンドを解読し、それを HXD-AE に転送する役割も持つ。

- PSU, PIM

  PSU は衛星から供給される電源をアナログ用、デジタル用に変換し、それぞれを HXD-AE, DE へ送る役割を持つ。また HXD-DE へ送られる様々なコマンドは基本的にすべて衛星から PIM を経由して DE へ送られることになる。

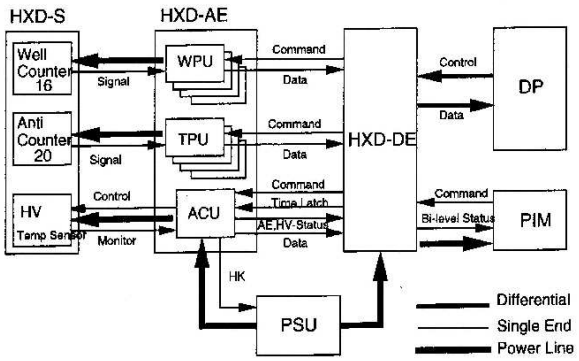

図 1.2: HXD 上における信号の流れ

1.2 ガンマ線バーストについて

ガンマ線バーストとは宇宙の一点で突然大量のガンマ線が数 ms から数 100s にわたって非常に強い強度で観測される現象である。この現象は一日に約一回という比較的高い頻度で発生しているにも関わらず、その正体は謎のままであった。しかし、最近になって可視光における残光現象の観測によってその起源がクェーサーと並ぶ程遠い銀河で起こっていることがいくつかのバーストについて明らかとなり、それらが発する全エネルギーは超新星爆発の実に 1000 倍という莫大なものであることが分かってきてい

る。このような莫大なエネルギーを生み出す機構については中性子星やブラックホールの連星系の衝突によるという説や大質量の崩壊によるものなど様々な説が提唱されているがいまだその正体ははっきりと分かっていない。しかし、最近観測された残光現象のスペクトルから鉄輝線が発見されるなどその正体を示唆する重要な観測結果が得られてきている。観測はこれまで ASCA や BeppSAX, BATSE などの衛星によって < MeV の領域で行われてきたが、ガンマ線バーストは MeV 領域においても十分明るい。今回の Astro-E2 の Anti 検出器によるガンマ線バーストの観測は数 MeV の領域で最高の感度が得られることが期待されている。

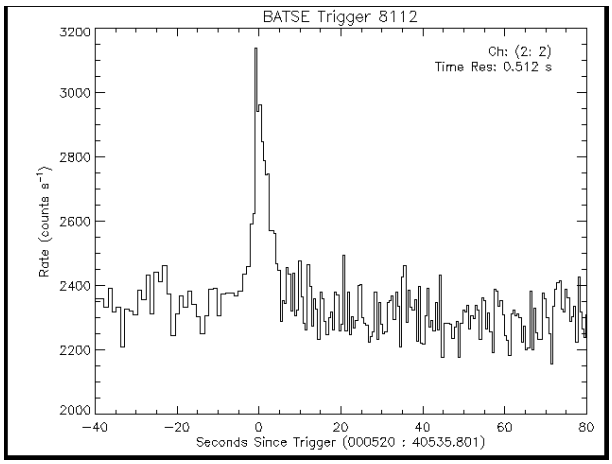

図 1.3: BATSE によって観測されたガンマ線バーストのライトカーブ。短時間に大量のガンマ線が観測されている。([3] より)

第2章　HXD-Anti検出器

2.1　Anti検出器の概要と役割

HXDの主検出部 (Well検出器) を取り囲むように配置されたAnti検出器はPINとGSOからなる主検出器に対して荷電粒子などのバックグラウンドや視野外からのX線を取り除くアクティブシールドの役割を果たすことで超低バックグラウンドを実現する。また、このAnti検出器は非常に広い面積を持つ厚いBGO結晶で構成されているので高いエネルギー領域、1MeVでも~$600\mathrm{cm}^2$という非常に高い有効面積を保証する。したがって、このAnti検出器はガンマ線バースト検出器としての役割も期待できる。また全天をモニターできるので地没を利用したトランジェント天体の観測や太陽フレアの観測も同時に行えることも期待できる。

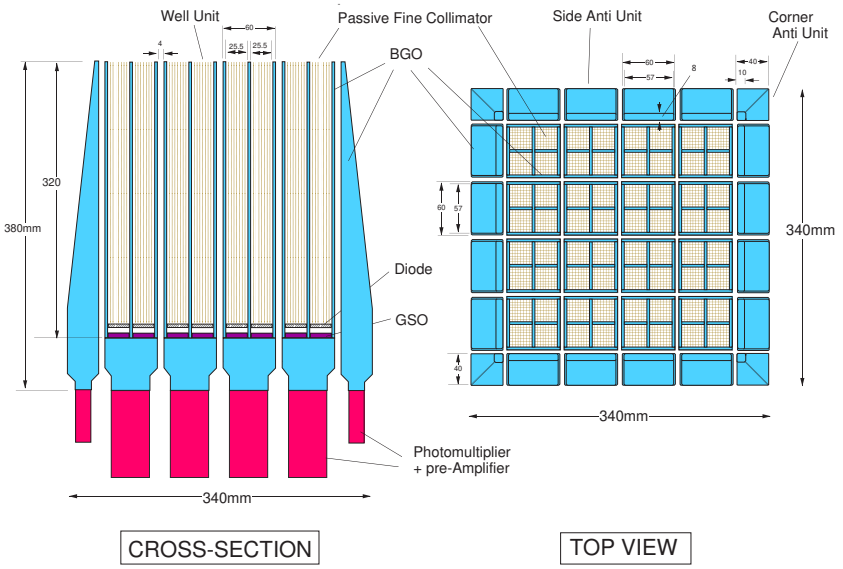

図 2.1: HXD検出器の断面図 (左) と上から見た図 (右)

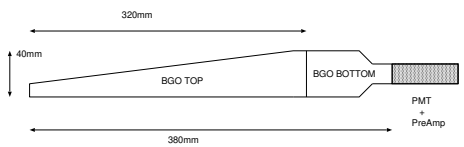

図 2.2: Anti検出器を横から見た図

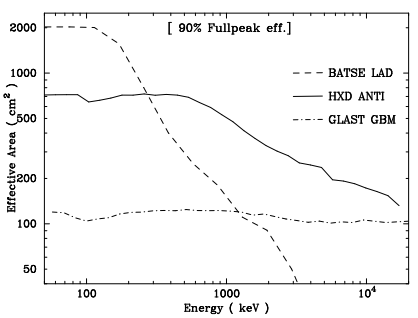

図 2.3: Anti検出器とBATSE,GLASTの有効面積の比較

2.2 X 線, 軟ガンマ線検出のための信号処理

Anti 検出器では X 線や軟ガンマ線によってシンチレータ内に発生した光子を光電子増倍管 (PMT) で増幅し、その信号を処理することで X 線や軟ガンマ線の検出を行うシンチレーション検出器が用いられている。今回の研究では検出器の信号処理が非常に重要になってくるので一般的な信号処理の流れについて触れておく。

一般的なシンチレーション検出器における信号処理過程は以下のようにまとめられる。

1. シンチレータ

   ガンマ線は電荷をもたないので直接検出することは難しい。したがって、ガンマ線を観測するためには入射ガンマ線の相互作用でできた一次電子を検出することが重要となってくる。これらの電子はその最大エネルギーが入射ガンマ線のエネルギーに束縛エネルギーを引いたものに等しい。シンチレータはこの一次電子によって束縛電子を励起することにより可視光を発生させるものである。

2. PMT での信号増幅

   シンチレータで発生した光子はわずか数百個と非常に少ない (BGO では 1MeV あたり ~ 5000 個と見積もられる) のでこれを電気信号として扱うには小さすぎる。よってシンチレータで発生した光子を増幅してやる必要がある。この光子数に比例した電荷増幅をおこなうのが光電子増倍管 (PMT) とよばれるもので以下の流れで入射光子数に比例して増幅された電子を出力する。

   (a) 光電面により、入射光子を電子に変換

   (b) ブリーダにより供給された高圧電圧により電子は加速

   (c) 電極 (ダイノード) に衝突することで二次電子放出

   (d) b, c の過程を数回繰り返す。

   以上の過程により、入射光子の 10^6 ~ 10^7 倍に増幅された電子が取り出される。(Anti 検出器で用いられている PMT R3998 では 1.0kV の高圧電源で 1.3×10^6 の増幅率を持つ。)

3. PreAmp, ShapingAmp による波形処理

   PMT からの出力信号は非常に微弱な電流信号として出力されるため電荷積分と増幅をおこなうとともに後段の回路のためのインピーダンス変換をおこなう必要がある。これらの処理を一般的に PreAmp でおこなう。またノイズ除去や波形の整形などの様々な処理は Shaping ともよばれ正しいスペクトル情報を得るためには重要な処理であると言える。

4. ADC によるデジタル処理

   ここまでアナログ信号として処理して来た信号の波高値などは ADC(Analog to Disital Coverters) によってデジタル処理され、ヒストグラム生成に用いられる。

2.3 Anti 検出器における信号処理

§ 2.2 で、X 線観測のためにはその検出装置からの信号の適切な処理が重要であることを述べた。このことは HXD-Anti 検出器に対しても同様ある。よってここでは Anti 検出器からの信号の処理の流れについて述べる。[2]

2.3.1 信号処理に対する条件

Anti 検出器を設計するにあたり、§ 2.1 で述べたような役割を果たすために様々な条件が課せられる。このことは Anti 検出器の信号処理に対しても同様で次の条件が信号処理に対して要求されることになる。

- ヒットパターン信号の作成

  Well 検出器に対するバックグラウンド除去のために Anti 検出器でヒットパターン情報を作成する必要がある。これは Anti 検出器本来の目的で最優先事項である。

- ガンマ線バースト、トランジェント天体の観測

  Anti 検出器で得られた信号をヒットパターン情報を作るために用いると同時に、そのまま処理することでガンマ線バースト、トランジェントモニターとして利用する。

- 大信号、高カウントレートに対して強い

  観測状況下において Anti 検出器はその大きさと全天をモニターしていることから proton などに代表される高エネルギーのバックグラウンドが高カウントレートで入射してくると思われる。したがって Anti 検出器はそのようなバックグラウンドに対して性能を損なわないことが要求される。

2.3.2 PMT における信号処理

Anti 検出器においてもシンチレータから発した光子を PMT によって増幅する処理を行っているが Anti 検出器ではこの PMT に高電圧を供給するブリーダ部に画期的な工夫が施されている。一般的なブリーダ回路と Anti に用いられているブリーダ回路を図 2.4, 図 2.5 に示す。一般的なブリーダ回路との最も大きな違いは、Anti 用ブリーダには最終段抵抗に Zener Diode が挿入されていることと出力部に diode が挿入されていることである。この 2 点が大信号が入力されたときも信号処理を正しく行うにあたり非常に重要な役割を果たしている。
56V の Zener diode はブリーダに大信号が高カウントレートで入射したときにおこる最終段の電圧降下にともなうゲインの変動 (mizuno[4]) を、Zener diode の定電圧特性によって抑制する役割を持つ。Zener diode に直列に挿入された 100k Ω の抵抗は、Zener diode 特有のノイズを除去する働きを持つ。また出力部に挿入されたダイオードは、0.7V 以上の電圧に達したときその電流をアース、もしくは高圧電源に流すことで大信号の出力を押えるクランプの役割をもっているが 0.7V では正規の信号からクランプを起こすので 6.2V の Zener diode によってそのクランプ電圧を底あげしている。さらに逆向きに配置された diode は、正規の信号のアンダーシュートに対してクランプをおこす役割を持っている。これらの工夫によってこの Anti 用ブリーダは従来のものに比べて格段に大信号、高カウントレートの信号に強いものとなっている。なお、出力部に高圧の直流成分をカットするために配置されたコンデンサにより、この PMT 出力は ~ 43us という非常に長いアンダーシュートをもって出力される。

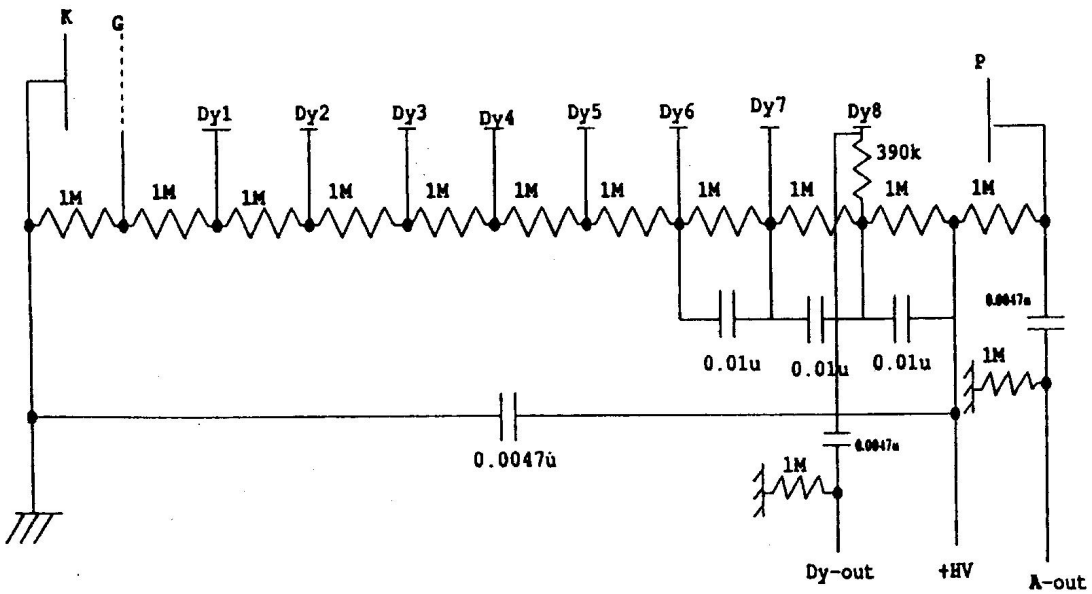

図 2.4: 一般的なブリーダ回路

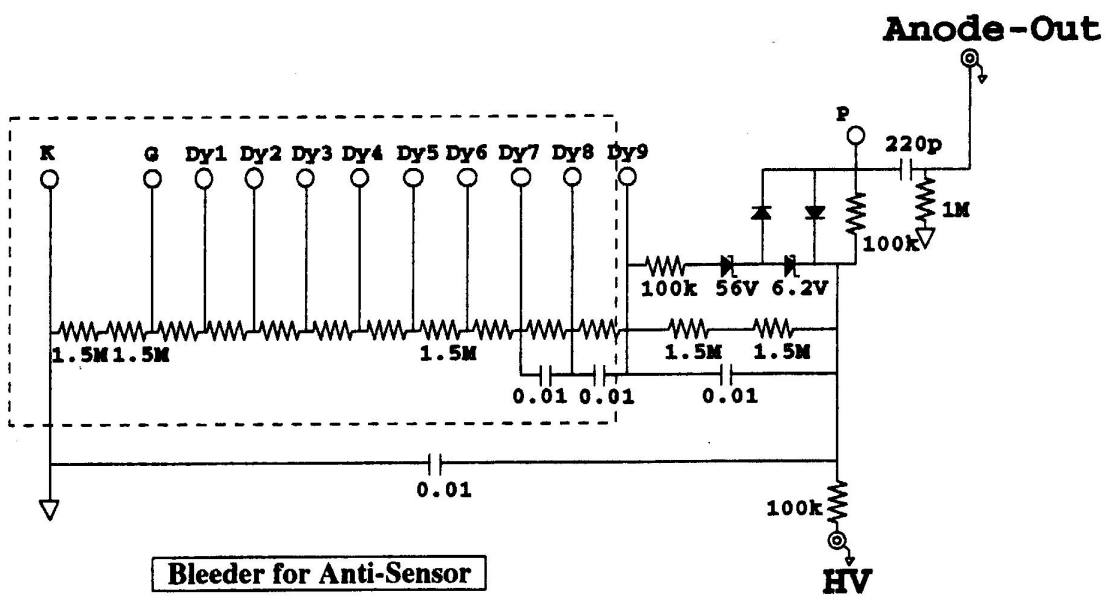

図 2.5: Anti 用のブリーダ回路。大信号に耐え得る工夫がなされている。

2.3.3 PreAmp による増幅

PMT のブリーダ出力は図 2.6 の Pre Amp へと入力される。これは 33pF の入力コンデンサ、及び ~ 20pF の入力容量を持つ初段トランジスタによって積分することで電流信号を電圧に変換したのち、エミッタフォロワでインピーダンス変換を行うものである。この 2 段のエミッタフォロワという単純な構造は低電力を実現している。電圧変換時の積分により出力は ~ 3us の減衰時間をもっている。なお、この Pre Amp はクリアパルス社の森氏が設計したものである。

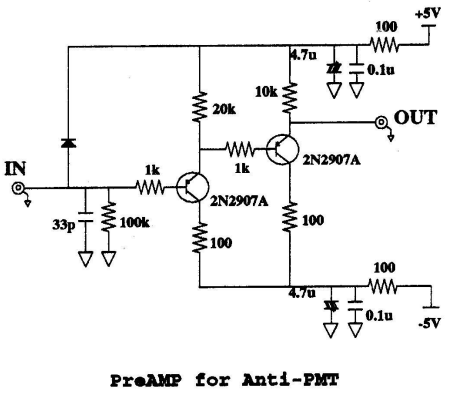

図 2.6: Anti 用 PreAmp

2.3.4 Anti 検出器のアナログ処理過程

PreAmp までが HXD-S の中に含まれており、その出力は HXD-AE へと送られる。HXD-AE では Anti 検出器からの信号を TPU(Transient Processing Unit) と呼ばれる電子回路で処理することで波形の整形を行ったあと、ヒットパターン信号のためのトリガー信号の発生や AD 変換などのデジタル処理が行われる。

TPU アナログ部は図 2.7 のブロックダイアグラムで表され、それぞれの以下のような要素から構成されている。

- 微分+PZC(Pole Zero Cancelation)

  PreAmp には§ 2.3.2 で述べたようにブリーダ由来の長い時定数 (~ 43us) をもった正のアンダーシュートが含まれている。このままでは正規の信号に少なからず悪影響を与えるので 500ns の微分とともに PZC によりアンダーシュートをできるだけなくす工夫を行っている。

- Gain Amp

  TPU は 1 ユニットで 5 本の Anti ユニットの信号を処理しているがこの 5 本の Anti の PMT はたった一つの高圧電源によって動作しており、これらの PMT 間におけるゲインのばらつきは避けられない。よってこの Gain Amp でゲインを調節してやることでお互いのゲインをできるだけ合わせてやるとともに ~ 100ns の積分をかけてやることで波形処理も同時におこなう。

- LD

  Gain Amp の出力は Sum Amp へと送られると同時にこの LD へと入力される。この LD ではコンパレータを用いて Gain Amp 信号があるスレッショルド電圧以上のとき Well 検出器に対してヒットパターン情報のトリガーをあたえることで Well 検出器のバックグラウンド除去を行う。

- Sum Amp

  Gain Amp によってゲインを調節された 5 本の Anti の信号はこの Sum Amp をとおすことでひとつにまとめられ、さらに ~ 400ns の積分で波形を処理する。

- ベースラインリストアラ (BLR) ~ バッファ

  Sum Amp 出力の信号波形はある時定数の負のアンダーシュートをもっているが、高レートの信号ではこのアンダーシュートによりベースラインのシフトがおこるため、この BLR によりできるだけ早くアンダーシュートを回復さる。その後バッファを通した信号が ADC や Discri へと送られ、デジタル処理をうける。

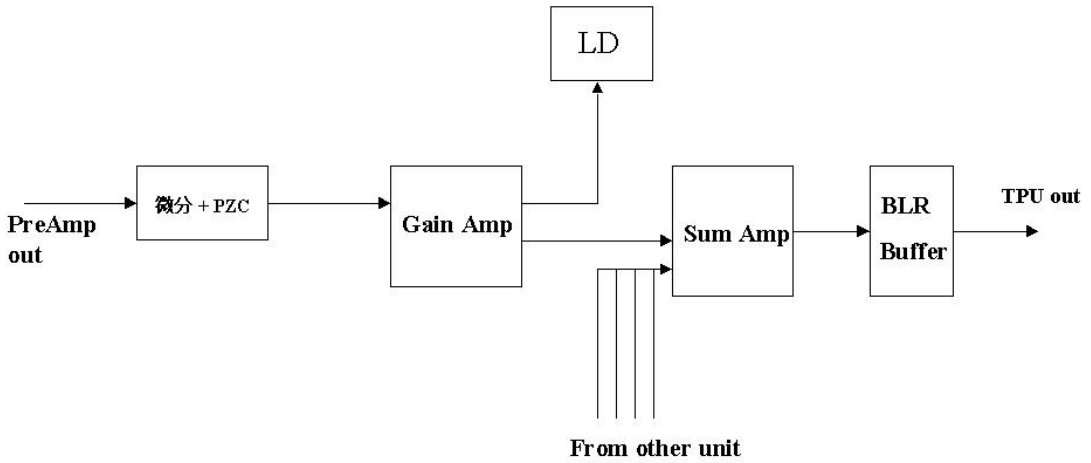

図 2.7: TPU のアナログ処理の流れ

2.3.5 従来の性能

これまで用いられてきた TPU アナログ部における各アンプの性能は以下のようになっている。ここで Limit とはそれぞれの回路に用いられている回路素子に供給されている電源電圧などによって決まるサチレーションレベルを指している。(ブリーダはクランプ電圧で決まる) また、ADC が 5V までしか対応していないために Zener diode を用いて 5V 以上の電圧を ADC 直前でクランプしている。

表 2.1: 旧 TPU における各回路の性能

	ブリーダ	Pre Amp	PZC	Gain Amp	Sum Amp 直後	ZENER 後
limit(V)	~ 5V	~ 4.5	/	~ 3.0	~ 7.0	~ 5.0
Gain	/	1.0	0.5	3.8 ~ 7.7	1.7	/

後に述べるように、この性能では Anti 検出器をガンマ線バーストを十分に観測することはできないためこの TPU アナログ部の性能を向上させることが重要となってくる。

2.4 本研究の目的

§ 3.1 に述べるように HXD-Anti 検出器をトランジェントモニターおよびガンマ線バースト検出器として利用するには、従来のままではその観測エネルギー領域が狭い。したがって、本研究ではこの TPU アナログ回路に対してできるだけ最小限の変更を行うことで、その基本的性能を損なうこと無く Anti 検

出器をトランジェントモニターと同時にガンマ線バースト検出器として十分に利用できるようにすることを目的とする。そのために主に以下の二つについて研究をおこなった。

- 回路パラメータの変更による TPU の性能向上

  TPU アナログ部の回路素子パラメータを見直すことで、その観測エネルギー領域を拡大しガンマ線バーストを十分観測できるようにする。パラメータを変更することで従来の性能を著しく失うことは許されないので、その変更は最小限に留めるとともに細かな試験を行いながら変更する必要がある。

- TPU 性能評価のためのバックグラウンドの見積もり

  先に述べたように変更による性能の劣化を避けるためには変更のたびに性能評価を行わねばならない。この評価で重要な項目の一つに宇宙線バックグラウンド下での動作状況における性能評価があげられる。この試験はこれまでも行われてきたが、最近の気球実験から詳しいバックグラウンドのスペクトルが分かってきたので、本研究ではそれを基に作成したバックグラウンドモデルを用いることでより正確にバックグラウンドの検出器への影響を見積もることを試みた。

すなわち、Anti 検出器をガンマ線バースト検出器として十分利用できるように TPU アナログ信号処理部の回路パラメータの見直しを行うとともに宇宙線バックグラウンドが同検出器へ与える影響をより正確に見積もることが本研究の目的である。

第3章　観測エネルギー領域拡大のための変更

HXD-Anti 検出器をガンマ線バースト検出器として十分利用できるように、その観測エネルギー領域 (ダイナミックレンジ) を拡張するために信号処理回路 TPU に対して回路パラメータの変更を行った。その結果トランジェント天体からガンマ線バーストまでの広範囲のエネルギー領域を十分測定可能にできることが分かった。ここからはダイナミックレンジ拡張の必要性およびそのために行った変更、さらに変更後の性能試験について述べる。

3.1　ダイナミックレンジ向上の必要性

HXD-Anti 検出器をトランジェントモニター及びガンマ線バースト検出器として利用するとき、どのくらいのエネルギー領域を観測する必要があるのか、またそのエネルギー領域を観測するとき、信号処理過程においてどのような不具合が発生するのかを述べ、ダイナミックレンジを拡張することの必要性を示しておく。

3.1.1　必要となるダイナミックレンジ

トランジェント天体などの X 線源は 100keV 付近では低エネルギー側ほどその flux が多い。したがって、少しでも低エネルギー側を観測することが要求される。しかし Anti 検出器で用いられている BGO は 50keV 以下ではその信号は極めて小さく、ヒットパターン信号のためのトリガーを作ることが不可能となる。また、ガンマ線バーストは MeV 領域でも十分明るく、できるだけ高エネルギー側まで観測したいが、あまり高エネルギーになると BGO における阻止能の限界となりバックグラウンドに埋もれてしまい、観測ができなくなる。

以上からトランジェント天体およびガンマ線バーストを十分観測するための観測エネルギー領域を 50keV から 5MeV と設定したいと考える。

3.1.2　ダイナミックレンジ向上に伴う問題

§ 3.1.1 で 100 倍に設定したダイナミックレンジは従来の 100keV から 2MeV の 20 倍のレンジに比べその変化はすさまじいものといえる。この変化に伴い、様々な問題が起こることが予想されるが、特に TPU 上では以下のような問題が起こり得る。

1. 各アンプのサチレーション

   100 倍のレンジを一つの回路系で処理することを考えると低エネルギー側の信号が小さくなることはどうしても避けられない。しかし、この信号があまり小さくなり過ぎると今度は§ 2.3.4 で述べた Gain Amp のあとの LD レベルに達しなくなってしまい (現状では 50mV)、低エネルギー側のヒットパターン信号が作られなくなってしまうという、Anti 検出器本来の存在意義をそこなう重要な問題がおこる。この問題を解決するために高エネルギー側の信号を可能な限り大きくすると

いう方法が考えられるが、このとき外部から電源を供給されている OP アンプなどの回路素子はその供給電源電圧以上の出力をだすことができない (サチレーションと呼ばれる) 問題が発生する。

2. ADC のチャンネル制限による分解能の劣化

   HXD-Anti 検出器で用いられている ADC は 64 チャンネルなのでここに 100 倍のレンジを持った信号を入力すると 1 チャンネルあたりのエネルギーが非常に大きくなり、結果的に分解能が劣化する現象が予測される。この問題を回避するために低エネルギー側にくらべてカウントが少ない 5MeV 付近の信号を圧縮する工夫が必要となってくる。

3.2 変更するときの注意点

これから行う変更は設計上の問題から以下の点に注意を払う必要がある。

- 変更はできるだけ少なく

  今回の Astro-E2 計画は Astro-E 計画を引き継ぐものであるので前回の設計に対する変更は必要最小限であることが要求され、TPU についても大幅な基板設計の変更はできないといえる。したがって今回の変更では従来の基板デザインに対して、必要最小限の変更でダイナミックレンジを向上させることが要求される。

- 電力増加をできるだけおさえる

  Astro-E2 などの天文衛星はその活動の場が宇宙空間であるのでその運用に用いられている電力は主に太陽発電によって賄われている。よって、各デバイスに供給される電力は地上観測機器に比べて圧倒的に制限されることになる。TPU にも供給される電力は決まっているので、できるだけ変更による電力増加を押える必要がある。

- 大信号、高カウントレートに耐える

  § 2.3.1 で述べたように測定状況下において Anti 検出器は常に高エネルギー、高カウントレートの宇宙線バックグラウンド下にさらされている。この高カウントレートの大信号は信号処理系に大きく影響する。したがって Anti 検出器の設計に関してはバックグラウンドに対する耐久性が重要となってくる。よって、今回の変更では大信号の高カウントレートに対する性能が大きく落ちないように注意する必要がある。

- 低エネルギー領域でもヒットパターン信号を損なわない

  § 3.1.1 でも述べたが、今回の目標である 100 倍の観測エネルギーレンジを得るためには低エネルギー側の信号が小さくなるのは避けられない。しかしあまり小さくなることで Anti 検出器本来の目的であるヒットパターン信号のトリガーを作ることができなくなるのは論外である。今回の変更では特にこの要素について細心の注意を払う必要がある。

3.3 変更の流れ

今回のダイナミックレンジ拡大のための変更の流れは以下のようになる。

1. 従来の TPU 回路の作成

   今回の変更は主に回路パラメータの変更となるのでその元となる従来の TPU 回路をまず自分で作成する必要がある。そこで今回、Astro-E 計画で用いられた TPU アナログ部のテスト基板 (CP-2933)

を用いて従来の TPU 回路を作成し、これに対して様々な変更を加えることとした。作成した回路を図 3.1 から 3.3 に示す。

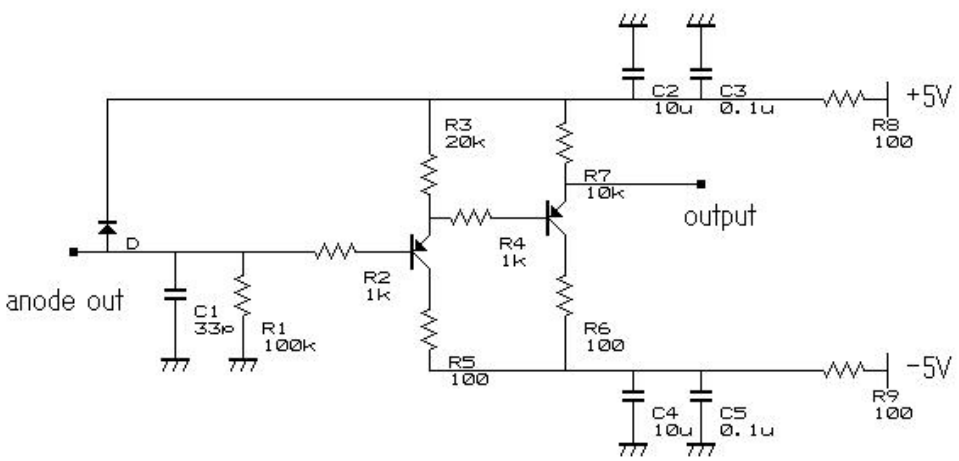

図 3.1: Pre Amp 部の回路図

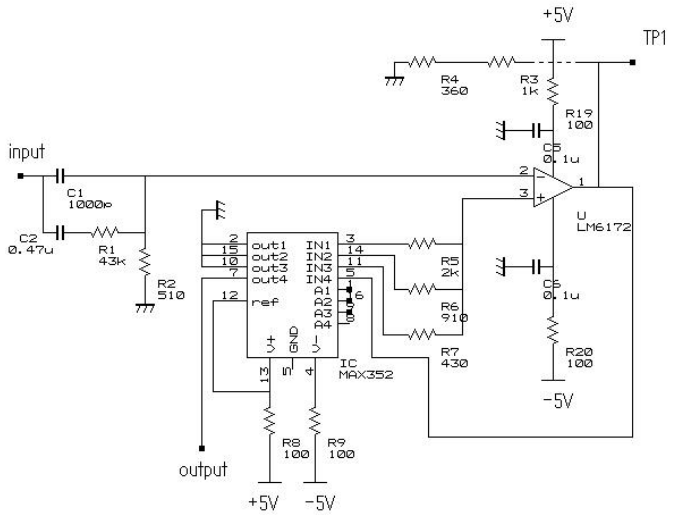

図 3.2: PZC ~ Gain Amp 周辺部の回路図

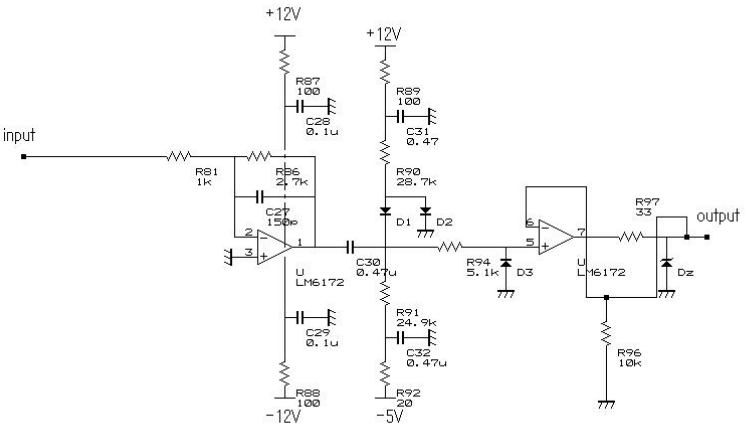

図 3.3: Sum Amp ~ BLR ~ Buffer 周辺部の回路図

2. 回路パラメータの変更

自作した TPU の各回路の性能は 14 ページの表 1 に示したようになる。しかしながらこの性能では次に述べるように 50keV から 5MeV のエネルギー領域を観測するには十分ではない。よって以下に述べる流れにより、回路パラメータの変更を行うことでダイナミックレンジの向上を試みた。

(a) Gain Amp のサチレーションレベル改善

表 1 の性能に示したように、Gain Amp は従来ではその出力を ~ 3V までしか出すことができない。これは非常に重大な問題である。つまり、5MeV の信号を Gain Amp で 3V として出力するように設定すると 50keV の信号は 30mV となる。ヒットパターンのためのスレッショルド電圧は 50mV なのでこのままでは低エネルギー側のヒットパターン信号が作ることができ

ないという極めて重大な問題がおこる。この問題を解消するためには Gain Amp のサチレーションレベルをあげてやる必要がある。今回は Gain Amp への供給電源を従来の± 5V から ± 12V へ変更することでサチレーションレベルの上昇を試みた。その結果サチレーションレベルを ~ 9V にまであげることに成功した。このことにより、50keV を 50mV で設定しても 5MeV の信号も十分出力可能となった。

(b) Sum Amp のゲイン調整

LD のスレッショルドのため Gain Amp の最小出力は必ず 50mV 以上であることが要求されるので、5MeV 相当の Gain Amp 出力は最低 5V 必要であることがわかる。ところが ADC では 4.5V までの信号しか処理できないため Sum Amp 出力では 4.5V 以上の信号は許されないことになる。したがって現状の Sum Amp のゲインでは ADC でサチレーションを起こすことが予測される。この問題を解決するために図 3.3 における抵抗 R81 を 2.7kΩ から 1.0kΩ をに変更することでそのゲインを従来の 1.7 から 0.8 へと下げることにした。その結果 Gain Amp から 5V の出力がされても ADC でさちることはなくなった。

(c) Gain Amp のゲイン調整

ここまでは 50keV から 5MeV までの Gain Amp 出力が 50mV から 5V となるようにしてきた。しかし、現状の Gain Amp のゲインと PZC の微分回路のゲインを考えると、Pre Amp における 50keV から 5MeV の信号が 30mV から 3V となり、Pre Amp において 50keV 相当の信号が小さくなり、ノイズの影響を受ける恐れがある。そこで、Gain Amp のゲインを図 3.2 における抵抗 R4 を 360Ω から 620Ω に変更することで ~ 2.3 と下げ、50keV から 5MeV の信号が Pre Amp において 50mV から 5V になるようにした。

3.3.1 変更後のレンジ予測

ここまで行ってきた変更により計算上は 100 倍のレンジに耐え得るようになったはずである。100 倍のレンジをもった信号を入力したときの各アンプの出力予測を変更前と変更後について図式化したものを図 3.4, 3.5 に示す。これによると変更前は Gain Amp によって制限されていたダイナミックレンジが解消されているのが分かる。

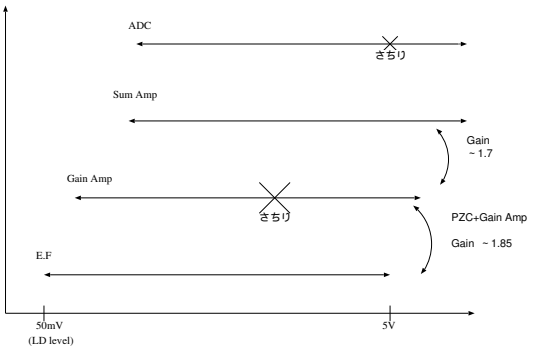

図 3.4: 変更前のダイナミックレンジ

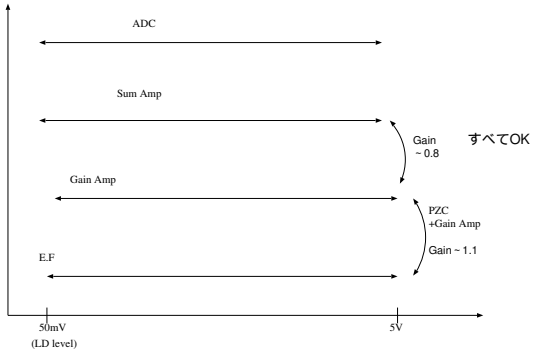

図 3.5: 変更後のダイナミックレンジ

3.4　変更後の性能評価

ここからは、変更後の回路に対して PMT からの信号を入力することで基本的な性能評価及びバックグラウンド下における性能評価を行う。

3.4.1　回路各部のリニアリティ

PMT からの信号に対してどのぐらいの大きさの信号まで回路各部が正しく出力を行うかを評価することで実際のダイナミックレンジを見積もる。
測定ではシンチレータに線源を当てて信号を PMT で読みだし、PreAmp にかけたものを TPU へ入力することになる。そのセットアップ図は図のようになる。なお、シンチレータは Anti 検出器と同様に BGO(10 × 10 × 10mm) を用いた。また、ブリーダはその構造が Anti 用のものと近いものを用いている。線源としては 662keV に単一のピークをもち、測定が行いやすいことから ^{137}Cs を用いた。

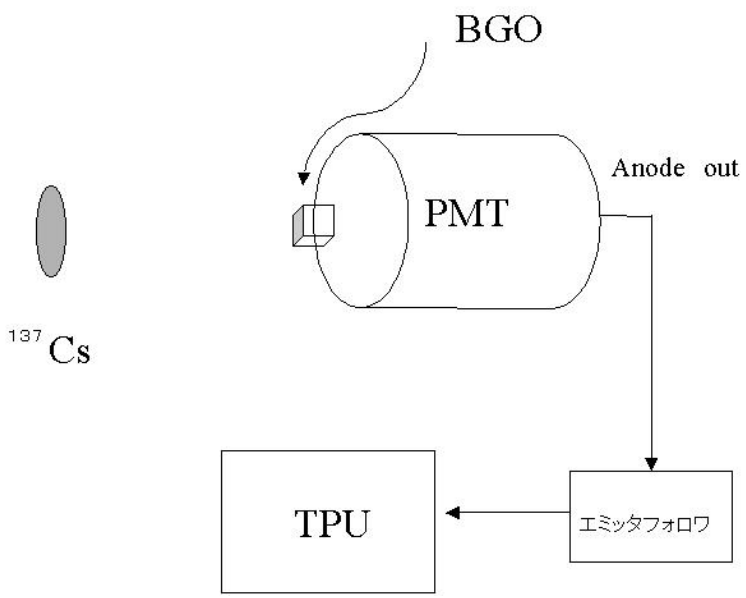

図 3.6: リニアリティ測定のセットアップ

1. PreAmp(エミッタフォロワ)

662keV の信号に対して PMT に供給されている高圧を変化させることでリニアリティを測定した。測定は 18 ページの図 3.1 の出力をオシロスコープで観察し、その波高値を測定した。その結果、~4.5V まで正しく出力がなされており (図 3.7)、その出力波形も 4.5V までは正しい形を保つことがわかった (図 3.8, 3.9)。

ハイボル 単位は kV	E.F 出力 単位は mV
0.7	146
0.75	256
0.80	442
0.85	672
0.90	1070
0.95	1650
1.00	2310
1.05	3080
1.10	4340
1.12	4740
1.20	4750

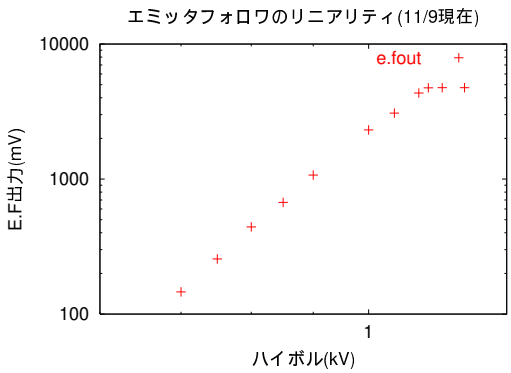

図 3.7: Pre Amp(エミッタフォロワ) のリニアリティ

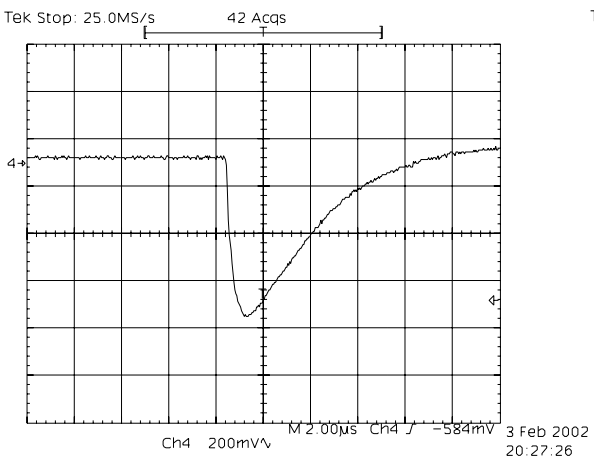

図 3.8: 高圧 0.85kV における波形。~4.5V までこの形が保持される。

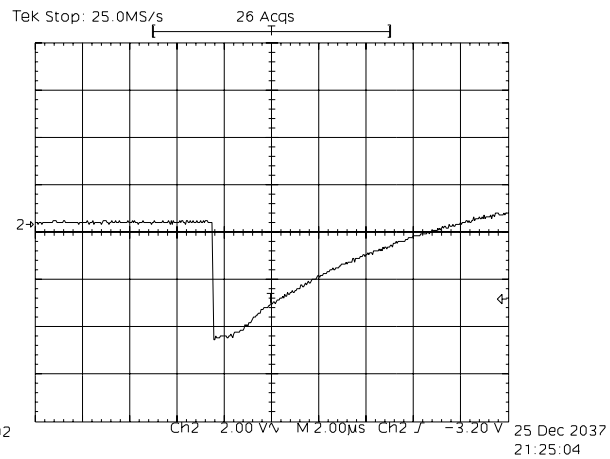

図 3.9: 高圧 1.3kV における波形。4.5V を超えるとこのようにサチレーションが起こる。

2. 微分+PZC 回路

PreAmp の出力に対する微分+PZC 回路のリニアリティの測定は 19 ページの図 3.2 におけるコンデンサ C1 の出力部分をプローブし、その波高値を測定することで行った。その結果、この回路が ~0.56 のゲインを持っていることが明らかとなった。また、その出力波形は 500ns の微分をうけて時定数が短くなっていることが確認できる (図 3.11)。ちなみにこの回路は OP アンプのように電源を供給されていないのでサチレーションは存在しない (図 3.10)。

E.F 出力 単位は mV	PZC 出力 単位は mV
236	142
304	194
462	254
692	380
1020	576
2240	1250
4020	2220
4600	2680

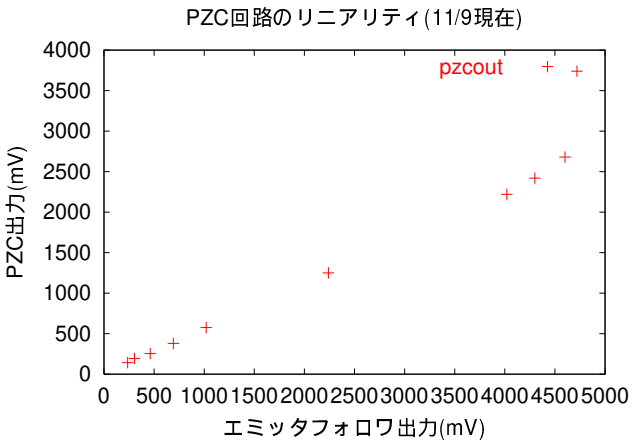

図 3.10: 微分+PZC 回路のリニアリティ

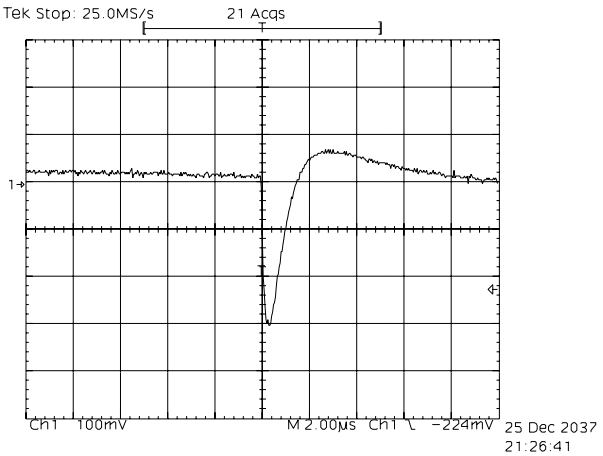

図 3.11: 高圧 0.85kV の PZC 出力波形。500ns の微分により、時定数が短くなっていることが確認できる。

3. Gain Amp

PZC 回路の出力に対して Gain Amp のリニアリティを測定した。ここでは 19 ページの図 3.2 の TP1 をプローブすることでその波高値を測定した。その結果は下図のようになった。これによると Gain Amp のゲインは ~ 2.5 になっていると言える。また、 ~ 9V の出力でサチレーションを起こすことが明らかとなった (図 3.12)。

PZC 出力 単位は mV	Gain Amp 出力 単位は mV
208	600
348	1000
576	1580
820	2060
1160	2840
2240	6100
2670	7040
3340	8900
4120	9200

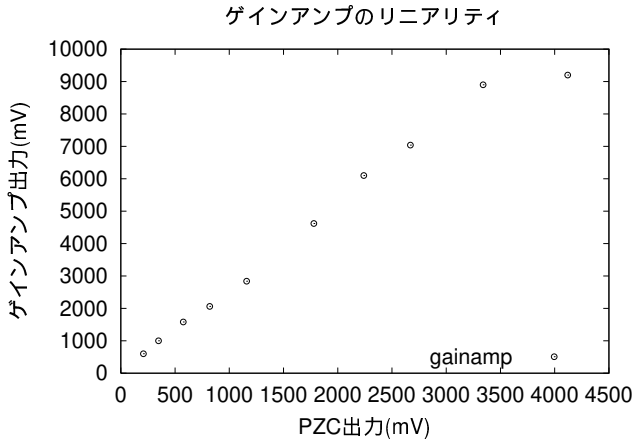

図 3.12: Gain Amp のリニアリティ

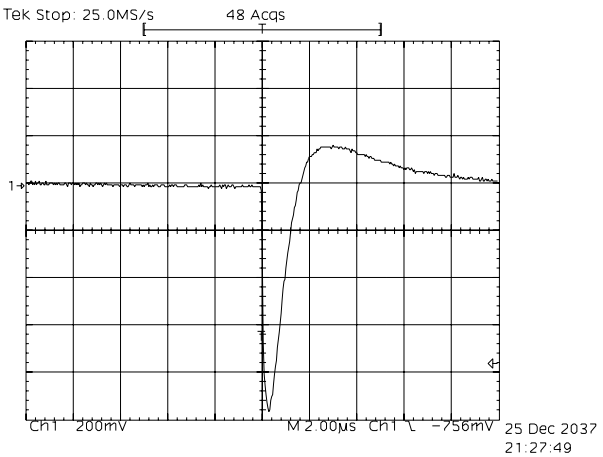

図 3.13: 入力 0.34V における波形

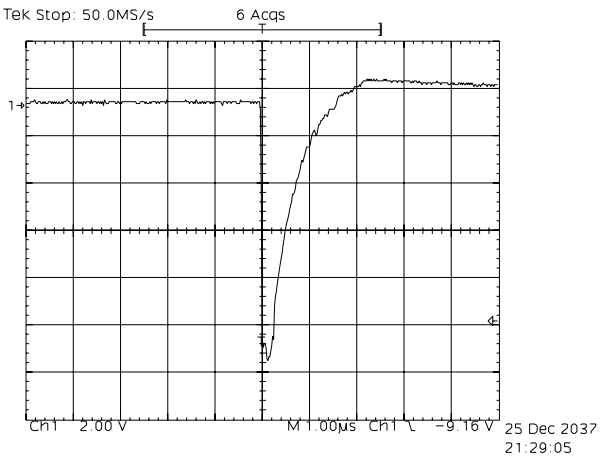

図 3.14: 入力 4V における波形

4. Sum Amp

最後に Gain Amp 出力に対する Sum Amp のリニアリティを 19 ページの図 3.3 において回路出力の波高値を測定することで測定した。この結果によると Zener Diode による 4.5V 付近のクランプまで正しく出力されることが分かった (図 3.15)。また、BLR によりアンダーシュートの回復が早まっていることが確認できる (図 3.16)。

Gain Amp 出力 単位は mV	Sum Amp 出力 単位は mV
81	30.4
116	40
328	148
532	312
980	650
1620	1170
2660	2320
3840	3240
4520	3760
5080	4160
8720	4720

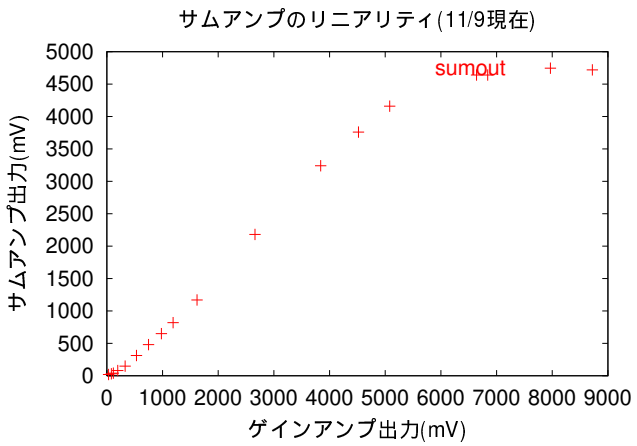

図 3.15: Sum Amp のリニアリティ

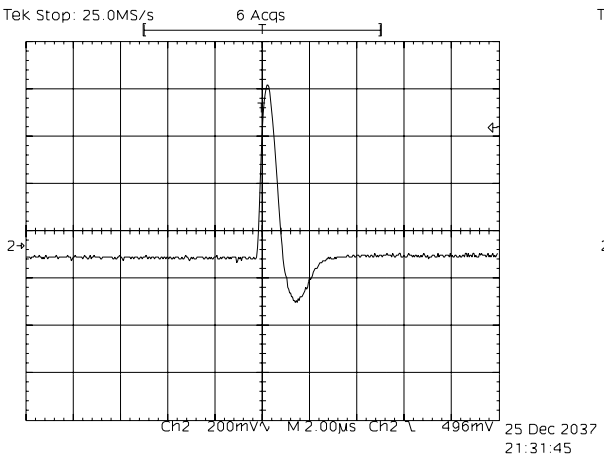

図 3.16: 入力 1.0V における波形。BLR によってアンダーシュートが早く回復しているのが確認できる。

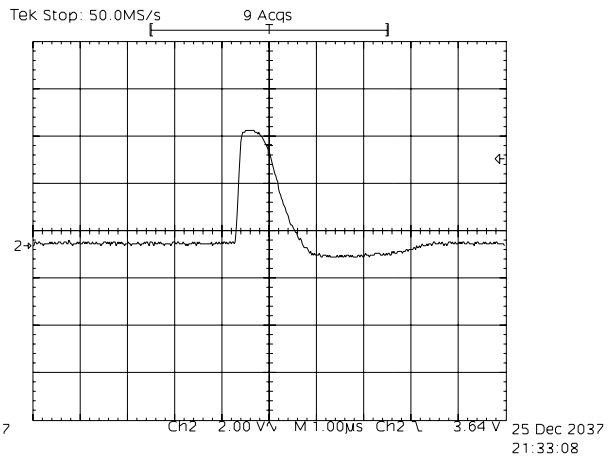

図 3.17: 入力 8.0V における波形。Zener Diode により 4.5V 付近の切れ味良いクランプが確認できる。

3.4.2 TPU 上におけるダイナミックレンジ予想

ここまでで得られたリニアリティの結果から Pre Amp で最大のレンジを得るように高圧電源を 0.85kV に設定しいくつかの線源 (^{241}Am, ^{137}Cs, ^{60}Co) について各アンプ出力を測定すると表 3.1 の様になり、そこから TPU 上で実現可能なダイナミックレンジを見積もると表 3.2 のようになった。この結果から 50keV から 5MeV 相当の信号に対しても各アンプはほぼ出力可能であると言える。また、^{241}Am の信号から 60keV 相当の信号に対しても Gain Amp は > 50mV の出力が見込まれ、低エネルギー側のヒットパターン信号も損なうことはないと思われる。すなわち、TPU 上でほぼ 100 倍のレンジを得ることに成功したと言っても良いだろう。

表 3.1: 様々な入射エネルギーに対する各アンプのレンジ

	E.F	Gainamp	Sumamp
Am60keV	40mV	64mV	42mV
Cs662keV	636mV	972mV	648mV
Co1.3MeV	1210mV	1710mV	1460mV

表 3.2: 5MeV における出力信号予想

	E.F	Gainamp	Sumamp
5MeV	~ 4.5V	~ 6.6V	~ 5.5V

3.4.3 大信号 Proton バックグラウンド下における性能評価

§ 2.3 で述べたように実際の動作環境においては、Anti 検出器は常に高エネルギー、高カウントレートのバックグラウンドにさらされており、そのためにゲインの変動や、分解能の劣化など様々な検出回路への影響が予測される。ここでは、疑似的に大信号バックグラウンドを発生させることで、変更前と変更後の TPU のバックグラウンド下における性能を比較することで大きな性能の劣化等がないかを確認していく。今回は分解能、ゲイン及びベースラインの変動について測定を行った。

1. 大信号バックグラウンドの発生方法

   宇宙線プロトンのバックグラウンドにより、TPU へデポジットされるエネルギーを 4 章で述べるシミュレーション結果から 100MeV@1kHz とした。しかしながら、このような高いエネルギーを放射する線源は存在しないので、今回は LED(Light Emitting Diode) から発する光を PMT に入射させることで 100MeV の信号を疑似的に再現することにした。

   - ランダムパルサーにより、LED にあたえる電圧を発生。
   - LED の出力は長い時定数をもつ。そこで BGO の信号に似せるために微分をかけたが、そのために波高が ~ mV まで激減した。しかしながら、LED を光らせるためには ~ V の電圧が必要なので ~ 100 のゲインをあたえることにした。
   - LED への負荷抵抗を調節することで (810 Ω とした)100MeV 相当の信号を得た。

2. 分解能、ゲインの変動

上記により作成したLEDを図3.18のセットアップ図のようにBGOのそばに配置することで、PMTに直接LEDの光を入射させることでバックグラウンド状況を再現し、同時に^{137}Csの662keVをBGOに当ててその信号の分解能およびゲインの変動を測定した。その結果を図3.19 ~ 3.22に示す。これによると、変更前に比べて若干の分解能の劣化は見られるものの、分解能の上昇傾向や、10kHz付近からみられるゲインの上昇などといった基本性能は変更前とほぼ同じであることが分かった。

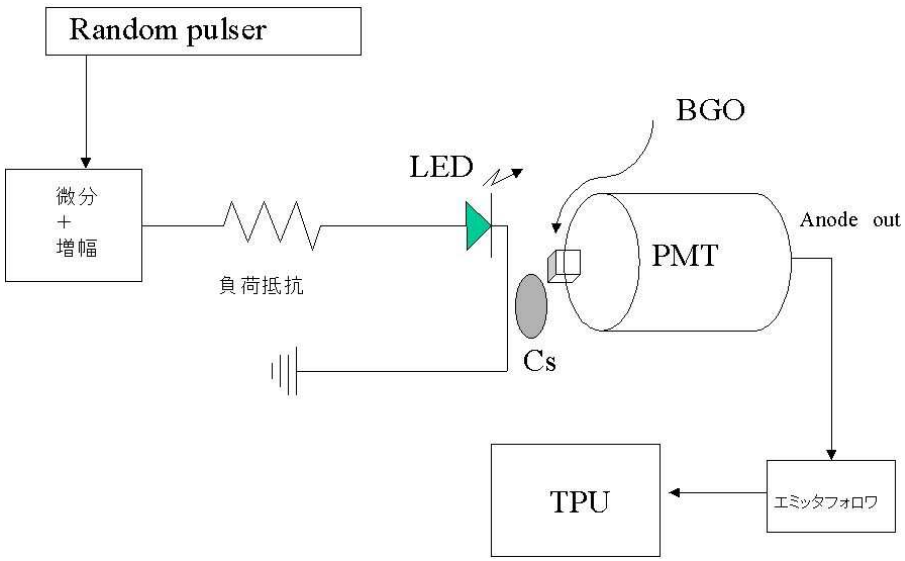

図 3.18: 測定のセットアップ

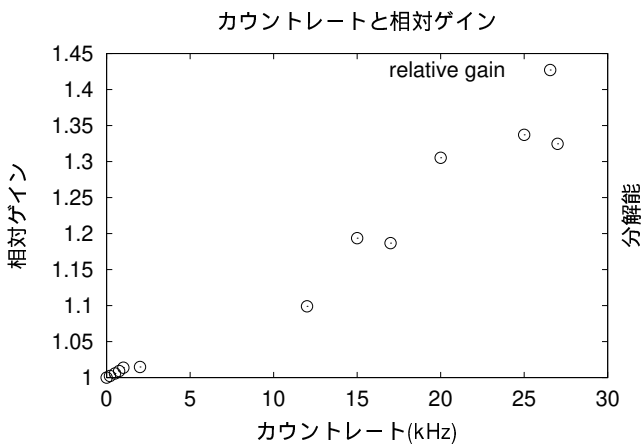

図 3.19: 旧 TPU におけるゲインの変動

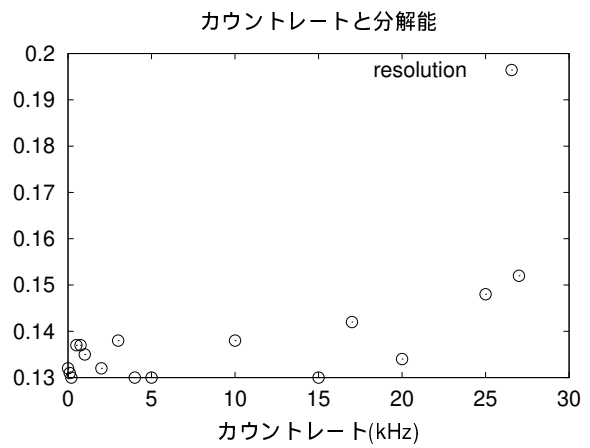

図 3.20: 旧 TPU における分解能の変動

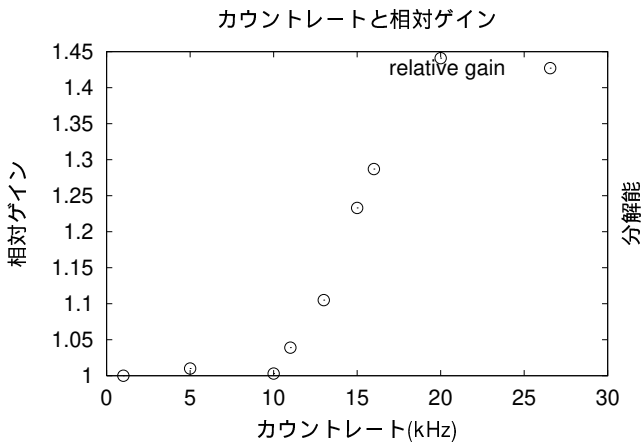

図 3.21: 変更後のゲインの変動

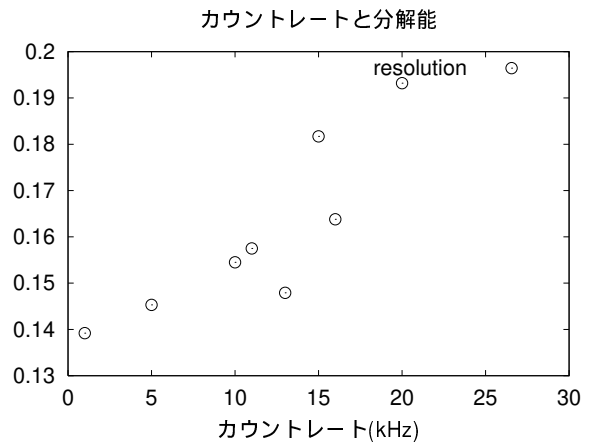

図 3.22: 変更後の分解能の変動

3. ベースラインの変動

高レートの大信号バックグラウンド下においては大信号のアンダーシュートの影響をうけて回路出力のベースラインが変動することが予測される。ここではその変化を確認する。
なお、この測定は Astro-E のときに性能評価を行った資料 [5] に対して比較を行った。

カウントレートに対して各アンプ出力のベースラインを測定したところ以下のようになった。ゲインアンプ、サムアンプともに大きな変動は確認できなかった。

表 3.3: 無信号時のオフセット電圧 (左) と 10kHz のバックグラウンド下におけるオフセット電圧 (右)。全体的に変化が少なくなっている。

	Pre Amp	Gain Amp	Sum Amp
変更前 (無信号)	/	0mV	-24mV
変更後 (無信号)	15mV	-2.8mV	-10mV

	Pre Amp	Gain Amp	Sum Amp
変更前 (10kHz)	/	12mV	-56mV
変更後 (10kHz)	40mV	-3.4mV	-10.4mV

4. 禁止信号をいれたときの分解能、ゲインの変動

実際の TPU では、大きな信号が入力されると UD 信号が発生するとともに ~ 25us の ADC 禁止信号を発生することでバックグラウンドの影響をおさえている。そこでここでは§ 4.4.3 のバックグラウンドを発生させるためのランダムパルサーのトリガー信号を UD にみたてて、 ~ 20us の ADC 禁止信号を入力したときの分解能とゲインの変動を測定した。その結果、図 3.23 に示すゲインの変動は禁止信号がないときと比べてその上昇傾向が全く変わらない結果となった。これはゲインの変動がブリーダのみによって決まっており、ADC とは関係がないからだと思われる。図 3.24 に示す分解能は ~ 10kHz のバックグラウンドレートにおいてその劣化が若干小さくなる結果を得た。

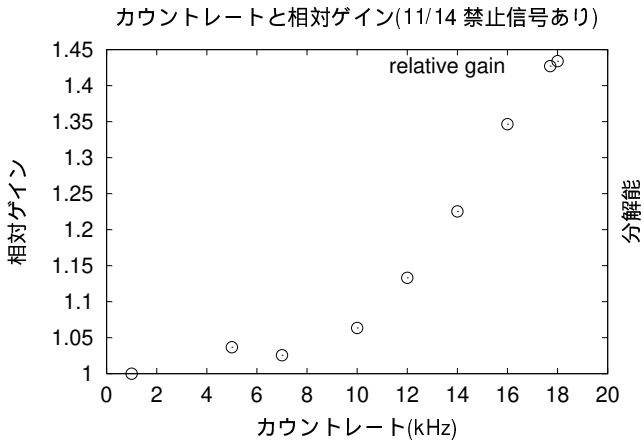

図 3.23: 禁止信号をいれたときのゲイン変動

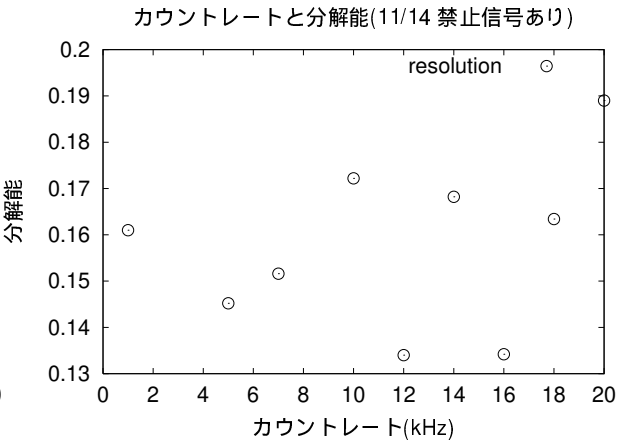

図 3.24: 禁止信号をいれたときの分解能の変化

3.5 ダイナミックレンジ拡大による ADC への影響

ここまでで、TPU 上でほぼ 100 倍のレンジを稼ぐことに成功し、大信号バックグラウンド下における試験もクリアしたといえる。ところが、はじめに述べたように TPU で 100 倍のレンジを稼ぐと ADC 出力においては 5MeV/64ch=80keV/ch となり、BGO の 100keV 付近の分解能 ~ 80keV を考えると好ましくない。そこでこの問題に対する解決策として、今回以下の二つについて検討した。

1. ルート (√) をかける

   高エネルギー側の信号は低エネルギー側に比べてそのカウント数は少ないことが予測されるので TPU の SumAmp 出力にルートをかけることで高エネルギー側の信号をまとめることで ADC チャンネルを稼ぐアプローチ。

2. Over Flow Channel の利用

   今回用いられる ADC は ~ 4V が限界であるが、ここから UD レベル ~ 4.5V までの信号は"Over Flow" した情報として ADC の正規の 64 チャンネルのほかに存在する Over Flow Channel へと蓄えられる。現状では 4 ~ 4.5V までの信号を扱っているがこの幅をもっとひろげ、ここに高エネルギー側の信号を詰め込むことで結果的に正規のチャンネルのエネルギーを稼ぐアプローチ。

以下ではこの二つの方法の実用に向けた試験をおこなう。

3.5.1 ルートアンプの使用

出力にルートをかける方法は様々であるが、自分で一からその回路を設計するよりも素子の軽量化や電力節約のために既存のアナログ IC を用いるのが最も効率的である。そこで今回、周波数特性に優れたアナログデバイス AD734 を用いてルートアンプとすることにした。
図 3.25 の AD734 のブロックダイアグラムによると X、 Y、 Z の間には以下の関係が成り立つ。

$$(X_1 - X_2)(Y_1 - Y_2) = U(Z_1 - Z_2)$$

したがって図 3.26 の接続では

$$W^2 = U \times Z$$

よって

$$W = \sqrt{U \times Z}$$

このように入力のルートとして出力される。このルートアンプを測定した結果、リニアリティは図 3.27 のようになった。規格表による理想値 $E_{out} = \sqrt{10E_{in}}$ に近いのでほぼ予定通りの性能であるといえる。しかし、出力波形をみてみると、図 3.29 のようにルートがかかるせいか時定数が長くなってしまったので 0.47uF と 30k Ω による微分をかけてやることで図 3.30 のように SumAmp 出力に近い波形を得ることができた。ただし微分しているので波高値は低くなっている。なお、リニアリティにおいて低エネルギー側が落ちているのはオフセットがあるためであると思われる。

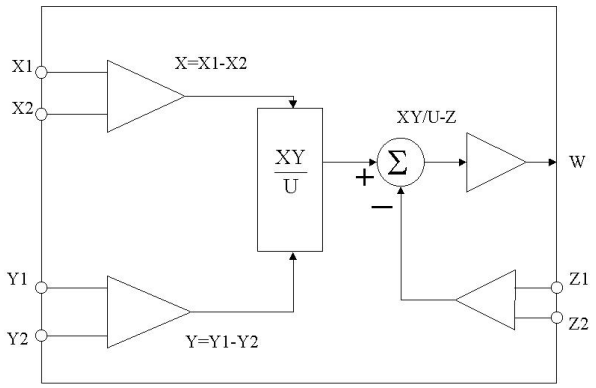

図 3.25: AD734 のブロックダイアグラム

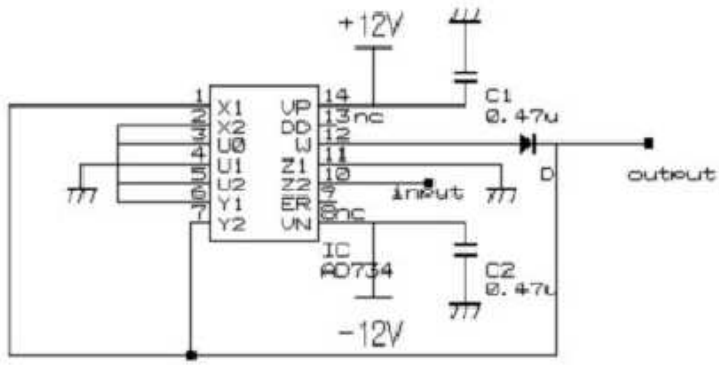

図 3.26: ルートアンプのための AD734 の接続図。出力 W を入力 X、 Y にフィードバックさせることでルートの出力を得る。

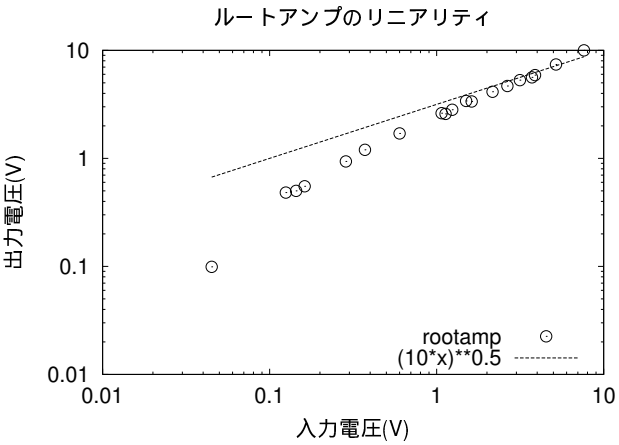

図 3.27: ルートアンプのリニアリティ。直線で表された理想値 $E_{out} = \sqrt{10E_{in}}$ に対して非常に近い。

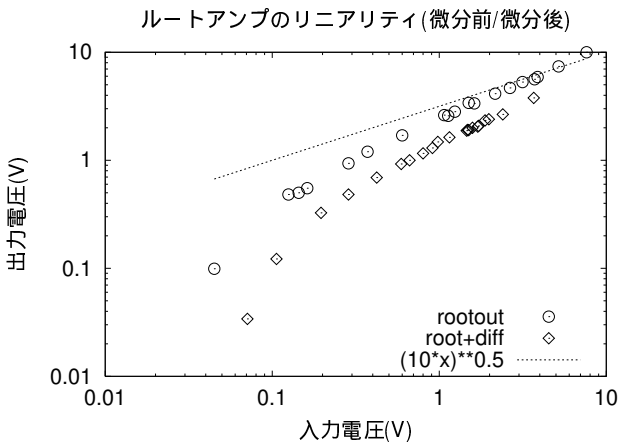

図 3.28: 微分後のリニアリティ。リニアリティは保たれるが波高値は落ちる。

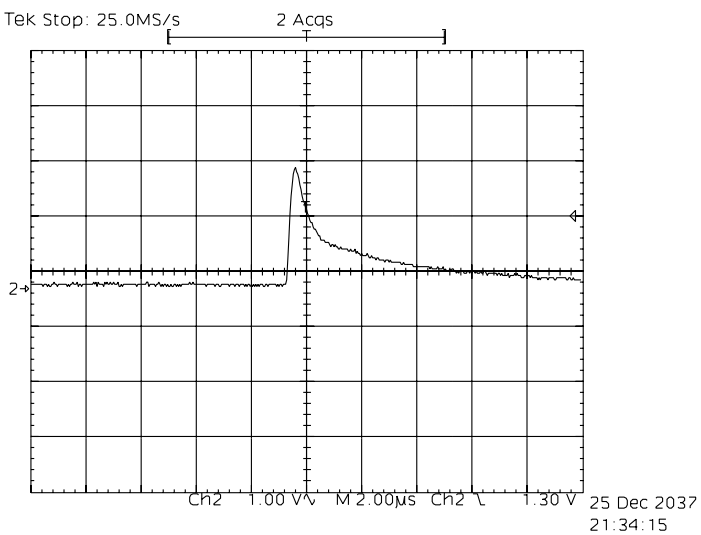

図 3.29: ルート直後の波形。テールの時定数が長くなっている。

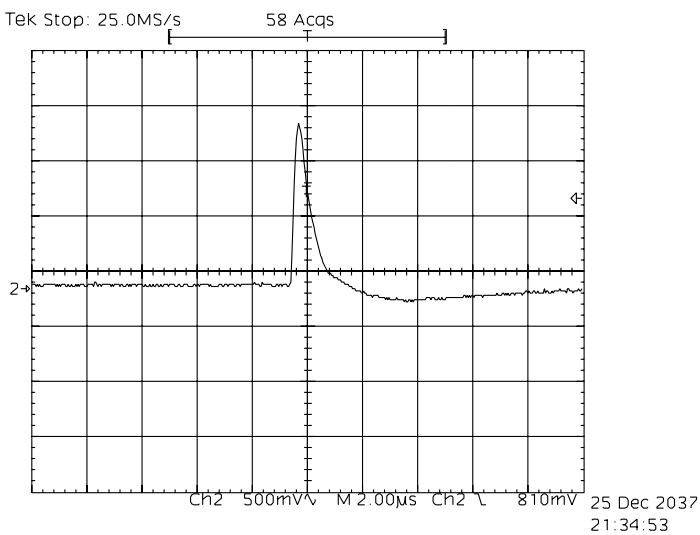

図 3.30: 微分後の波形。微分により Sum Amp 出力と良く似た波形を得た。

1. SumAmp(BLR) 接続後のリニアリティ

   ここでは実際に SumAmp と BLR の間にルートアンプを挿入したとき正しく動作するかを確認した。その結果を図 3.31 に示す。これによると、ルート効果は見られるものの全体のゲインの落ち、特に低信号側でのゲインの激減が目立った。これは後に述べるようにルートアンプと BLR の間のインピーダンスの関係から両者の相性があまり良くないからであると思われる。結局、このような問題から、TPU 上でこのデバイスを用いたルート効果はあまり期待できないことがわかった。

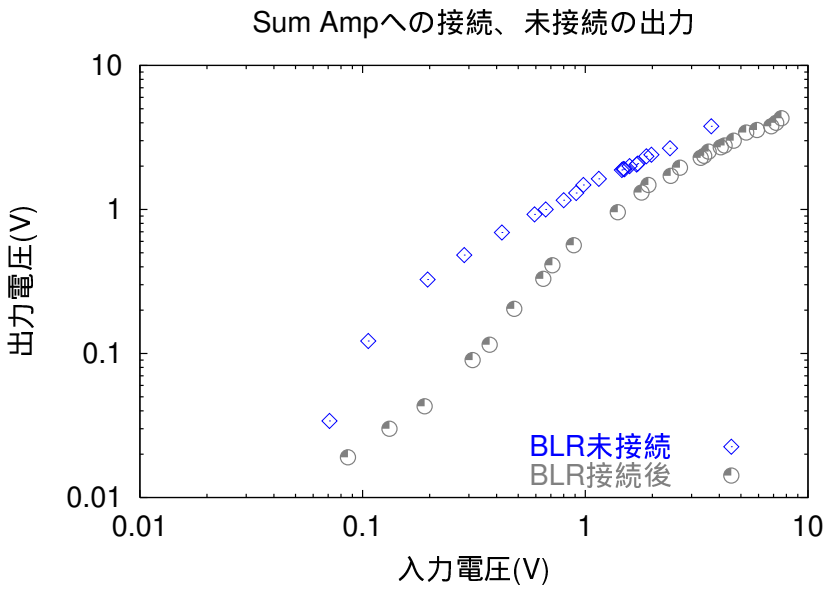

図 3.31: ルートアンプを BLR へ接続したときの出力の低下。

2. 大信号バックグラウンド下における性能

   ルートアンプを接続したときの大信号バックグラウンド下の試験を§ 3.4.3 と同じ方法で行った。その結果、分解能の上昇傾向や、10kHz 付近からのゲインの上昇など基本的性質は変わらないが、全体的に分解能が劣化したことが確認できる。

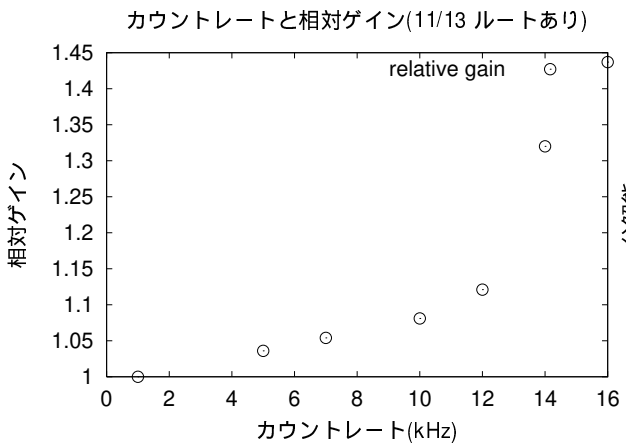

図 3.32: ルート後のゲイン変動

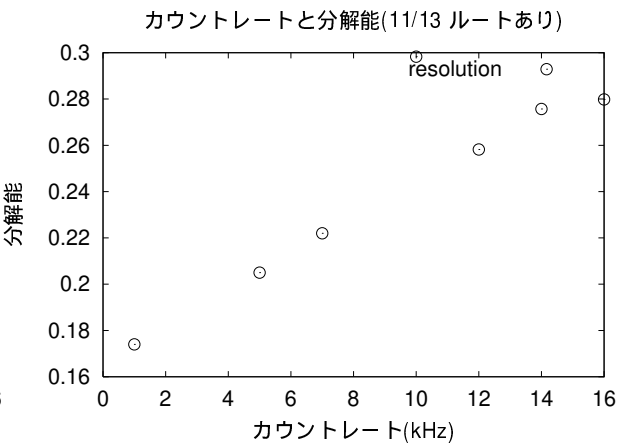

図 3.33: ルート後の分解能

3. FET をもちいたソースフォロワによるルートアンプのインピーダンスの検証

§ 3.5.1 により、ルートアンプの出力を BLR へと接続するとその波高が激減する現象がみられた。その原因としてルートアンプの出力インピーダンスが高いことが考えられる。そこでこのルートアンプ出力を高入力インピーダンスをもつ FET をもちいたソースフォロワを中継させたときの波形の変化を確認した。その結果によるとソースフォロワを中継したときは BLR への接続に対して大きな波高の減少は確認できなかった。したがってルートアンプの出力インピーダンスの問題が波高の激減を引き起こしていたと考えられる。つまり、このルートアンプは BLR と非常に相性が悪いといえる。

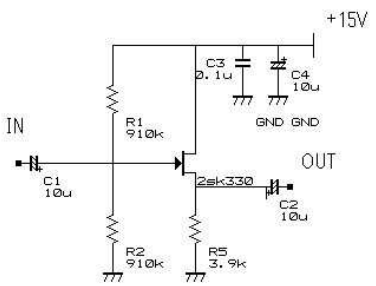

図 3.34: 作成したソースフォロワ回路

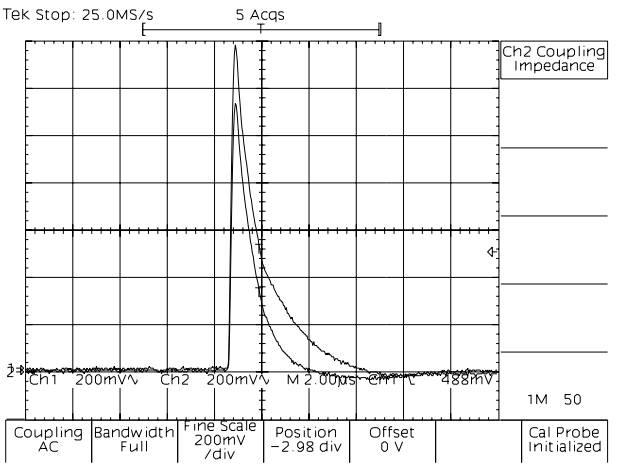

図 3.35: ソースフォロワを中継したときの BLR 出力。上がルート後、下が BLR 後

3.5.2 Over Flow Channel の利用

ここまでの測定結果から、ADC の分解能劣化を解決する手段としてのルートアンプの使用は難しいと言える。そこでここではもう一つの方法として考えられていた over flow channel の使用について述べる。

Sum Amp 出力は ~ 8V が限界であるので 50keV から 5MeV の信号を Sum Amp 出力において 80mV から 8V と設定すると、ADC では 4V が限界であるので 80mV から 4V の信号、すなわち 50keV から 2.5MeV の信号を扱うことになる。このとき ADC の 1ch あたりのエネルギーは 2.5MeV/64ch=40keV/ch となる。これは BGO の分解能に比べて小さく、十分であると言える。一方、over flow channel は ADC の限界 4V から UD のスレッショルド電圧までの信号を扱うものであった。ここで UD のスレッショルド電圧を 8V と設定すると残りの 4V から 8V の信号、すなわち 2.5MeV から 5MeV の信号を over flow channel で扱うことが可能となる。ただし、現状の回路では ADC 入力の直前で Zener diode によるクランプがなされているので 4V 以上の Sum Amp 出力を UD へ入力するためには、Zener によってクランプされる前の信号を取り出す必要がある。今回は Buffer の直前からその信号を取り出すことを試みた。その結果が図 3.36 である。確かにクランプ前の信号を取り出すことは可能であることが分かった。

この over flow channel の使用は今のところ不具合も見つかっておらず、回路基板への変更も最小限で済む。よってこの over flow channel の利用が有用であると思われる。

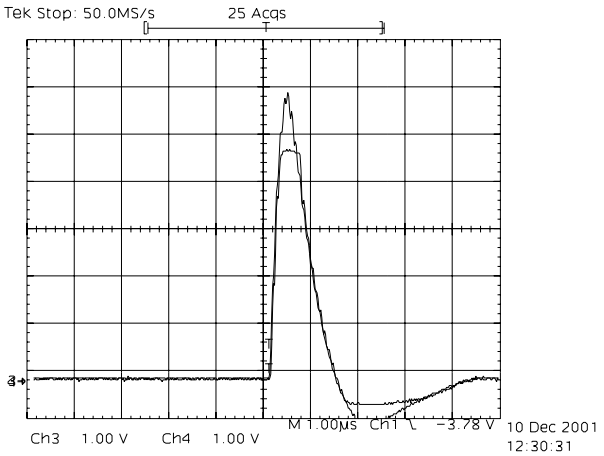

図 3.36: Zener によるクランプ前後の波形。下がクランプ後の波形、上がそのときの Buffer 直前から取り出した信号。

3.6 8 ビット DAC デバイスを使った多段 Gain Amp

Gain Amp は PMT 固有のゲインのばらつきを調節する役割をもつということは前にも述べた。図 3.37 に見られるような上空での PMT の個体差によるゲイン変動 (± ~ 25 %) と打ち上げ前にすでに見込まれている個体差 (± ~ 20 %) を考えると、Gain Amp には最大で± 40 ~ 50 %のゲイン調節が要求される。従来の Gain Amp は 3.7 ~ 7.7 の間で 8 通りのゲイン調節を行っており最大で ~ ± 40 %のゲイン調整が可能であった。しかしながら、8 通りの切替えでは細かいゲイン調節が行えず、結果的に分解能が劣化することが懸念される。

以上から Gain Amp には最大± 40 ~ 50 %のゲイン調節が可能で、かつできるだけ多数のゲイン切替えが行えることが要求されている。そこで、ここでは Well 検出器の信号を処理する回路において用いられていて実績のある 8 ビット切替えが可能な DAC デバイス AD7524 を TPU の Gain Amp にも使用することで Gain Amp のゲイン切替えの数を増加させることを目指し、結果としてその有用性が明らかとなった。

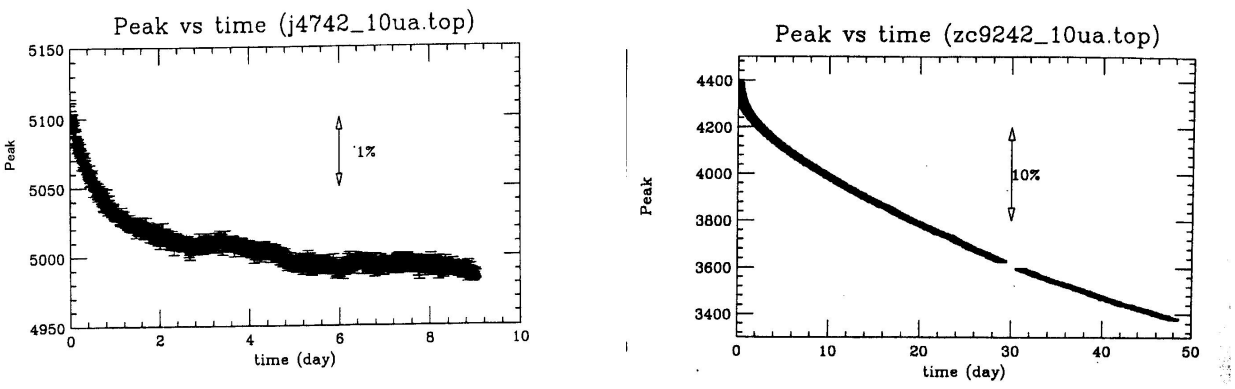

図 3.37: 上空における PMT のゲインの変動。左に比べて右は ~ 25 %ほどゲインの変動が激しい。上空では PMT の個体差により、これぐらいの変動が見込まれている。

3.6.1 AD7524 を用いた Gain Amp の設計

今回、AD7524 を図 3.38 のように接続することで Gain Amp 部とした。(これはクリアパルス社の森氏によるアイデアを参考にした。)
初段の微分+PZC 回路は TPU 用のものと同じパラメータを持ち、TPU と同じ波形へと整形する。次に入力される反転アンプは AD7524 の内部抵抗による微分パラメータの変化の恐れがあるために AD7524 と微分回路を隔離する働きをする。最終段の反転アンプはそのゲインを AD7524 によって 256 通りに変化させることができ、ゲイン調節された信号が出力されることになる。AD7524 の内部構造は図 3.39 のようになり、内部抵抗により分割された 8 通りの電流を後段の OP アンプに供給することで 8 ビット = 256 通りのゲイン切替えを可能にする。

- AD7524 によるゲイン切替え原理

  図 3.39 によると Gain Amp の出力は $V_{out} = 15k\Omega \times I$ となる。AD7524 内で分割される電流 i_0 ~ i_7 は、n 番目の抵抗間の電圧によりそれぞれ $V_n/20k\Omega$ と表される。ここで $V_n = V_{in}/2^n$ となるので AD7524 により供給される電流は

$$\sum_n \frac{1}{2^n}\frac{V_{in}}{20k\Omega}$$

  となる。ここで上式の和の組合せは 256 通り存在し、スイッチを切替えることで 256 通りの電流を後段の OP アンプへと供給する。よってこの Gain Amp による出力は以下のように表される。

$$\begin{aligned} V_{out} &= 15k \times \left(\frac{V_{in}}{7.5k} + \sum_n \frac{1}{2^n}\frac{V_{in}}{20k} \right) \\ &= \left(2 + \frac{3}{1024}\sum_n 2^{8-n} \right) V_{in} \end{aligned}$$

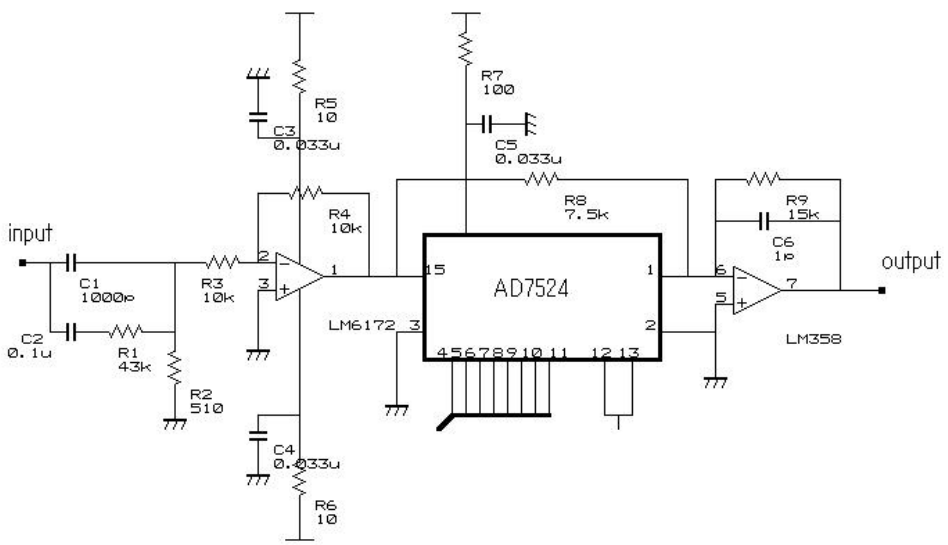

図 3.38: Gain Amp のための AD7524 の接続図

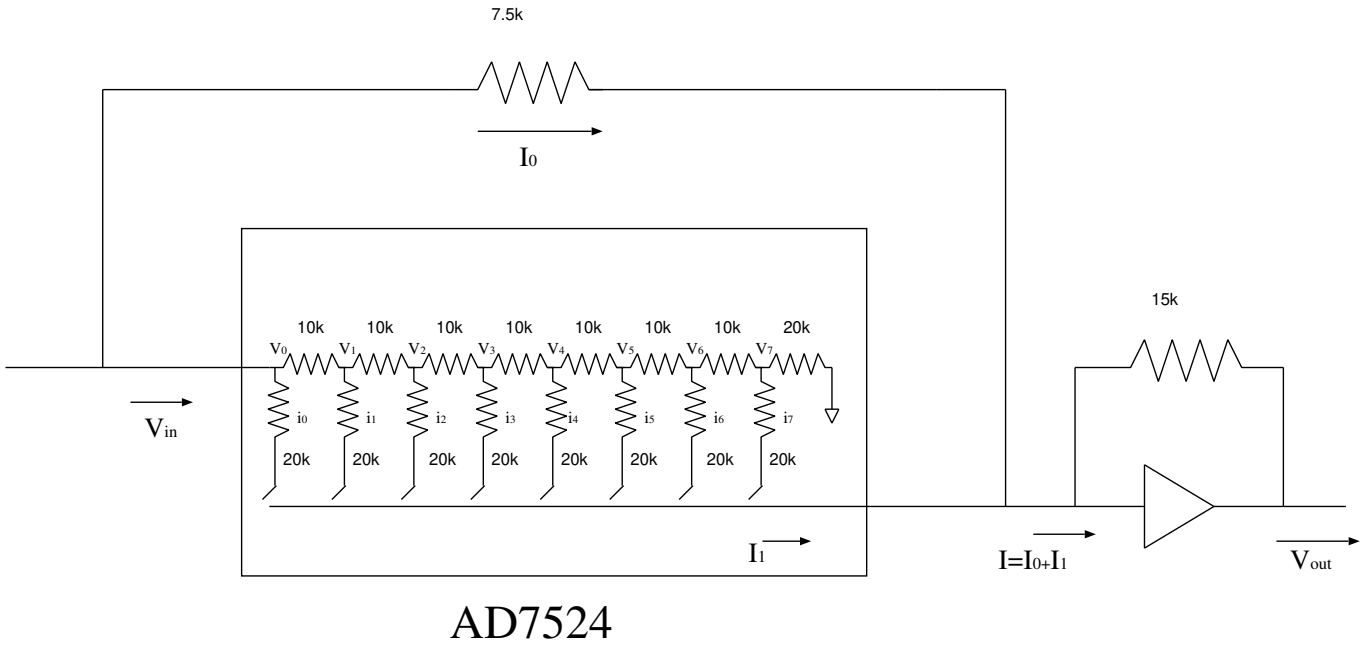

図 3.39: AD7524 の内部構造模式図

3.6.2 AD7524 による Gain Amp の性能評価

上記の接続により作成した Gain Amp について以下の項目について性能評価を行った。

1. ゲインの確認

   理論上は 256 通りのゲイン切替えが可能であるが、今回はそれぞれのスイッチを順番に ON にしていくことで 8 通りのゲインについて理論値と実験値の比較をおこなった。このときのゲインは以下のように表される。

$$V_{out} = (2.0 + \alpha)V_{in} \tag{3.1}$$

$$\alpha = \begin{cases} 0 & k = 0 \\ \frac{3}{1024}\sum_{n}^{k} 2^{8-k} & k \neq 0 \end{cases}$$

   k : ON にしたスイッチの数

   パルサーによるテストパルスを用いて 1 ~ 8 のスイッチを順番に ON にしたときのゲインの値は図 3.40 のようになった。結果としては非常に理想値と近い値のゲインを実現できており、そのゲインは 2.0 から 3.5 である。したがって最大で ~ ± 37 %のゲイン調節が可能となり、従来のものとほぼ同じゲイン調節範囲を持つことが分かった。出力波形も微分+PZC 回路により時定数の変化が確認できる。

ON にしたスイッチ	ゲイン (測定値)	ゲイン (理論値)
all off	1.94	2.0
1 (k=0)	2.72	2.75
1,2 (k=1)	3.10	3.13
1 ~ 3 (k=2)	3.31	3.31
1 ~ 4 (k=3)	3.39	3.40
1 ~ 5 (k=4)	3.44	3.45
1 ~ 6 (k=5)	3.45	3.47
1 ~ 7 (k=6)	3.47	3.48
all on (k=7)	3.50	3.49

図 3.40: 測定ゲインと理想値の比較

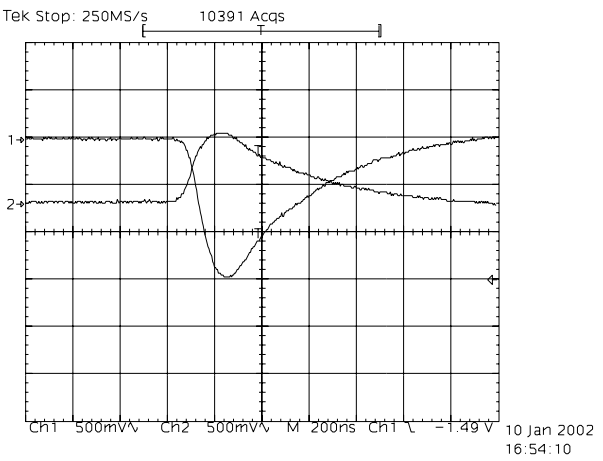

図 3.41: テストパルスによる AD7524 を用いた Gain Amp の入出力波形。上が PZC 出力、下が Gain Amp 出力。

2. リニアリティの測定

次に実際の Pre Amp 出力を用いてリニアリティを測定した。ここでは線源として ^{22}Na を用いてスイッチは all off(gain=2.0) の状態で測定した。その結果、図 3.43 に示すように、この Gain Amp は 10V 付近まで出力が可能であることが分かった。これは TPU の Gain Amp に比べてもよい結果であるといえる。

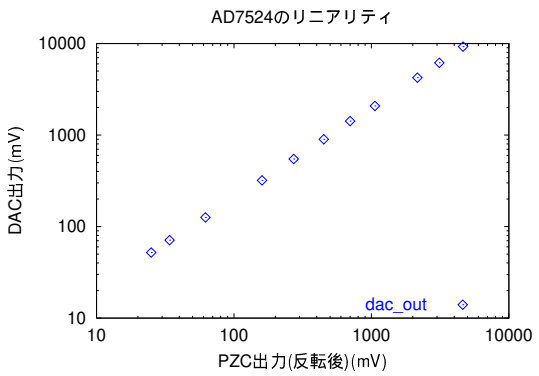

図 3.42: DAC デバイスを用いた Gain Amp のリニアリティ

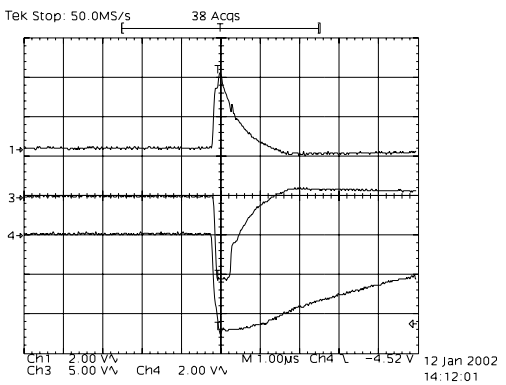

図 3.43: 5MeV 相当の入力信号における出力波形。上から PZC 出力、Gain Amp 出力。Pre Amp 出力。(ただしゲインは 3.5)

3.7 電力消費の比較

§ 3.6 で AD7524 を使った Gain Amp の有効性が認められたので、この Gain Amp を使用することが現在考えられている。このときに重要となるのが、変更の時の注意点として初めに述べた消費電力の問題である。よってここではまず AD7524 を用いた Gain Amp への変更後の回路設計案を述べ、全体の回

路素子の増減を見積もり、それぞれの素子の消費電力から全体の電力の増減について考察する。

1. AD7524 をつかった Gain Amp 周辺部の設計

   AD7524 の使用に伴う変更が予定されている Gain Amp 周辺部の回路設計についての変更前後のブロックダイアグラムを表したのが図 3.44 である。
   変更前 (現状の TPU) における Gain Amp では、微分回路出力をアナログスイッチ DG411 によって選択されたゲインで LM6172 によって増幅し、その出力を同じ DG411 を用いて Sum Amp への入力の ON/OFF を切替えていた。
   変更後 (AD7524) の Gain Amp では§ 3.5 で述べたように LM6172 と AD7524 を用いてゲイン調節された出力が Gain Amp 出力となる。Sum Amp への入力切替えスイッチは DG411 を用いることが考えられているが、DG411 は 4 つのチャンネルしか持っていないので 5 つの Gain Amp 出力を処理するために 2 つの DG411 を用いている。

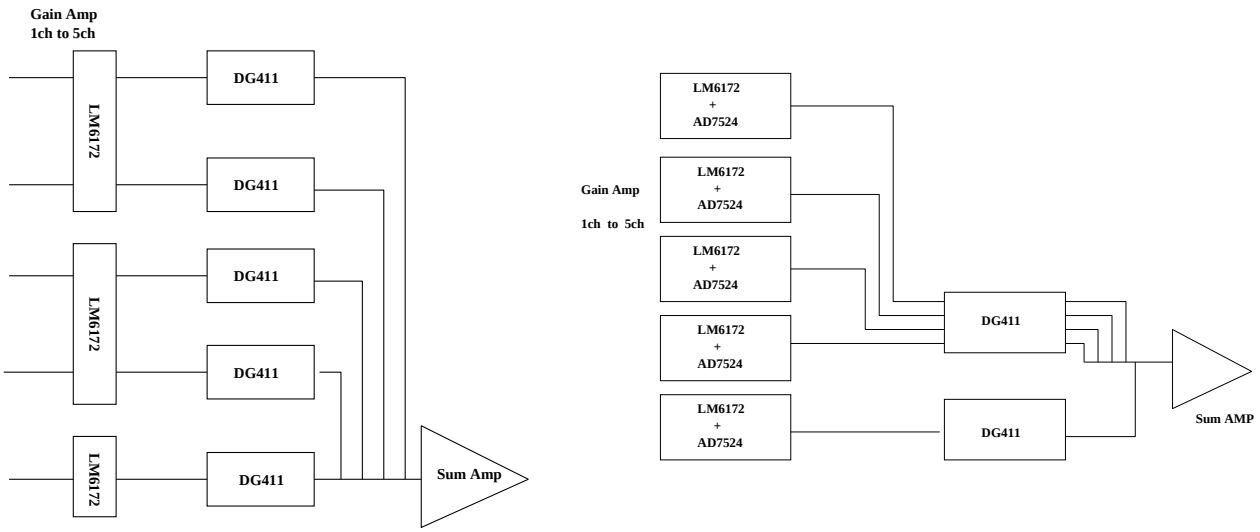

図 3.44: 変更前 (左) と AD7524 を用いた変更後 (右) における Gain Amp 周辺部の設計ブロックダイアグラム

表 3.4: 変更前後の Gain Amp 周辺部における回路素子数

	LM6172	DG411	AD7524
変更前	3	5	0
変更後	5	2	5

2. 各素子の消費電力

   これまで行われた変更としては

   - LM6172 の電源を± 5V から± 12V へ
   - AD7524 を用いた Gain Amp への変更

   が上げられる。よってここでは電源電圧に伴う電力増加を調べるために電源電圧変更前後の Gain Amp 部の消費電力の測定をおこなった。

測定方法としては各素子に供給されている電源電圧に直列に挿入してある抵抗に流れる電流を測定した。その結果、各素子の消費電力は表 3.5 のようになった。この結果によると LM6172 の電源電圧の変更に伴う電力増加は思いのほか大きいことが分かったので、LM6172 に比べてスピードは落ちるが消費電力の少ない LM6142 の使用が考えられている。一方、DG411 と AD7524 の消費電力はそれほど大きく変わらなかった。

表 3.5: 回路変更前後の各素子の消費電力

	TPU の Gain Amp (± 5V 電源)		TPU の Gain Amp (± 12V 電源)		AD7524 による Gain Amp (± 12V 電源)	
	LM6172	DG411	LM6172	DG411	LM6172	AD7524
素子へ流れる電流 (mA)	3.851(+5V) 3.839(-5V)	測定不能なほど小さい	4.98(+12V) 4.97(-12V)	~0(+12V) 1.89(-12V)	4.93(+12V) 4.93(-12V)	1.359(+12V) 0(-12V)
消費電力 (mW)	38.6	測定不能なほど小さい	119.4	13.8	118.4	16.3

表 3.6: LM6142 の消費電力

	LM6142
素子に流れる電流 (mA)	1.45mA(+12V) 1.43mA(-12V)
消費電力 (mW)	34.8

3. TPU 全体の消費電力の増減

図 3.44 から、変更前後の回路素子の増減を見積もり、TPU1 ボードにおける変更前後の電力の増減を見積もると表 3 のようになる。この結果によると、表 3.4 に示すように電源電圧の変更によって最も電力増加の激しい LM6172 を AD7524 を用いた Gain Amp では多数使用するので、TPU 全体では 115 × 4 = 460mW から 701 × 4 = 2804mW とその増加量は非常に大きい。しかし、LM6172 のかわりに LM6142 を用いることで電力を抑えることができそうである。一方、AD7524 を導入することに伴う電力増加はそれほど大きなものではなく、問題とはならないだろう。

表 3.7: TPU(1 ボード分) での消費電力電力。TPU は 4 ボードあるので全体としてはこの 4 倍となる。

	LM6172(LM6142)	MAX352	AD7524	TPU1 ボード
TPU Gain Amp (± 5V 電源)	38.6 × 3	~0		115.8
TPU Gain Amp (± 12V 電源)	119.4 × 3	13.8 × 5		427.2
AD7524 の Gain Amp (± 12 電源)	118.4 × 5(LM6172) 34.8 × 5(LM6142)	13.8 × 2	16.3 × 5	701.1(LM6172) 283.1(LM6142)

3.8 まとめと今後の課題

今回、HXD-Anti 検出器をトランジェントモニター及びガンマ線バースト検出器として利用するためにその信号処理回路 TPU のダイナミックレンジを向上させるために回路パラメータの変更を行った。その結果、TPU 上でほぼ 100 倍のレンジを稼ぐことに成功し、様々な試験をクリアしたことから Anti 検出器をガンマ線バースト検出器として十分利用できる見通しがたったと言えるだろう。一方、この広域レンジに伴う問題点として ADC の分解能の劣化が危惧されているが、この解決策として考えられていたルートアンプは TPU 回路との相性の不安定性と回路基板の大幅な変更というデメリットを考えるとその実用化はほぼなくなったといってもよい。そのかわりに Over Flow Channel の利用というアプローチが考えられた。こちらは回路基板の変更も最小限ですむのでその実用性は高い。しかしながらまだその実用に向けた実験は全く行われていないのでこれからの課題の一つと言えるだろう。また、Gain Amp としての AD7524 の有効性が明らかとなったので今後はこの Gain Amp が用いられることになる。

今回の変更によって、Gain Amp の電源を± 12V に変更したことから ~ 10V までの出力が可能となった。しかし、Gain Amp の後段にある LD に用いられているコンパレータは 5V までしか対応していないので 5V 以上の電圧をクランプするなどの工夫が今後必要になるだろう。また、Sum Amp への入力を切替えるためのアナログスイッチ DG411 についても 10V ほどの高い信号に対してスイッチを OFF にしているときの信号の洩れだしがないかを調べる必要もある。

第4章　宇宙線バックグラウンドの検出器への影響

打ち上げ後の測定環境において、HXD 検出器は絶えず高エネルギー、高カウントレートの宇宙線バックグラウンド下にさらされている。よって、バックグラウンド状況を再現した中で Anti 検出器の信号処理回路 TPU の性能評価を行うことは重要である。今回、Anti 検出器に対する宇宙線バックグラウンドの影響をシミュレーションによって見積もることでより正確なバックグラウンドデータを見積もることができ、信号処理回路への影響を知ることができた。§ 3.4.3 において再現されたバックグラウンド状況はこのシミュレーション結果から見積もっている。

4.1　宇宙線バックグラウンドの概要

宇宙線によるバックグラウンドは大きく primary と secondary の二つに大別される。primary とは太陽系外でおこる超新星爆発などの高エネルギー現象で発生、加速された proton などの粒子が直接地球へ降って来るものである。一方、secondary は primary が地球の大気と相互作用することによって発生する様々な二次粒子のことである。また、secondary は地球から向かって来るものと地球へ降り注ぐものとで Reentrant と Splash(ガンマ線の場合は upward と downward) と区別されている。これらの宇宙線は MeV ~ TeV の高いエネルギーで分布しており、検出器に入射することで様々な影響をおよぼすことになる。

今回は 2001 年に行われたガンマ線観測衛星 GLAST のための気球実験に対するバックグラウンド評価のために開発された宇宙線バックグラウンドモデル [7] を用い、高エネルギー物理学実験において中核的なシミュレーションソフト Geant4(ver 4.3.0) でこの HXD を再現したジオメトリに入射させて反応をシミュレートすることで、宇宙線バックグラウンドの Anti 検出器へのエネルギーデポジットとカウントレートを調べた。

ここでは代表的なバックグラウンド源として以下の宇宙線を考えている。

- Proton
- Electron, Positron
- ガンマ線

proton や electron、positron は大信号、高カウントレートのバックグラウンドとして§ 2.3 で述べたような信号処理回路への影響が考えられる。また、ガンマ線は大信号ではないが、非常に高カウントレートなのでデッドタイムなどの検出器への影響を考える必要がある。

4.2　シミュレーション方法

シミュレーションを行って粒子を発生させた場合に、得られる情報は発生させた粒子のうち、何%が検出器に入射してどのくらいのエネルギーをデポジットしたかということであるが、それをレートに換算するためには時間情報が不可欠である。したがって、シミュレーションである数の粒子を発生させた

ときにそれが実際のいくらの時間に相当するかという情報 (仮にこれを換算時間とよぶことにしよう) を求めることは重要である。また、検出器におこしたエネルギーデポジットもシミュレーション結果をただ受け入れるだけでなく、理論的に整合性を説明できなくてはならない。よってここではレートを求めるときに重要なシミュレーションの換算時間の求めかたと、デポジットエネルギーを理論的に導く方法について述べる。

4.2.1 シミュレーションにおける粒子の発生方法

宇宙線は primary に関してはほぼ等方的、secondary に関しても地磁気の影響による角度依存を除けばほぼ等方的に検出器に入射することが分かっている。しかし、シミュレーションで完全に等方的に粒子を発生させると対象物に入射する粒子の割合が極端に少なくなり、結果的にシミュレーションの効率が悪くなってしまう。この問題を回避するために本シミュレーションではあまりにも検出器からかけ離れた方向をもつ粒子は発生させず、ある程度検出器に当たりやすい位置と運動量を持った粒子のみを次の流れにより発生させる。

まず、粒子のもつ方向を天頂角 θ と水平角 ϕ それぞれに乱数を振り分けることで決定する。

次に、検出器を完全に含んだできるだけ小さな半径を持つ disk を考え、その中でランダムに位置を選び、その後ある高さまで z 方向に平行移動する。さらに、原点を中心として θ, ϕ の回転を行ったところを粒子の発生位置とし、検出器に向かって (-θ, -ϕ) 方向に発生させる。

このような流れによってランダムな入射方向と入射位置を持った粒子が発生し、効率良く検出器に入射するようになっている。

4.2.2 シミュレーションの換算時間

本シミュレーションでは粒子の発生の方法に工夫が施されているために、換算時間を求めるときは粒子の発生方法を考慮して粒子発生数と flux の関係を考える必要がある。

§ 4.2.1 で述べたように、今回用いた粒子発生プログラムでは粒子は入射方向に関係なく、ある決まった面積 S の disk に対して常に垂直に入射するように発生するので、この disk への入射機構を利用する。

ある flux I[count/s/sr/m^2/MeV](sr はステラジアン) にしたがって発生する粒子が面積 S の disk に垂直に入射するとき、単位時間当たりに disk に入射するレート F[count/s] は

$$F = S \iiint I dE sin\theta d\theta d\phi \tag{4.1}$$

で表される。

よって、シミュレーション内で X 個の粒子を発生させたときのシミュレーションの換算時間は式(4.1)と比較して

$$T[\mathrm{s}] = \frac{X[\mathrm{count}]}{F[\mathrm{count/s}]} \tag{4.2}$$

と求められる。

4.2.3 物質中の荷電粒子によるデポジットエネルギーの計算による見積もり

ここでは、シミュレーションによって得られたエネルギーデポジットが正しいかどうか確かめるために計算によってエネルギーデポジットを見積もる方法について述べる。Proton や electron などの荷電粒子

が物質中を通過することで起こす電離損失を表した式としては Bethe Bloch の式が有名である。Leo [6] によると荷電粒子がある物質中を通過したとき、単位長さあたりにおける電離損失は以下のように表される。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 M_e c^2 \rho \ \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^{\ 2}}\left[ln\Big(\frac{2m_e\gamma^{\ 2}v^2W_{max}}{I^2}\Big) - 2\,\beta^{\ 2} - \delta\ - 2\frac{C}{Z}\right] \tag{4.3}$$

r_e： 古典電子半径　　ρ： 吸収物質の密度

m_e： 電子質量　　z： 入射粒子の電荷 (単位は e)

N_a： アボガドロ定数　　β ： v/c

I： 平均励起ポテンシャル　　γ ： $1/\sqrt{1-\beta^{\ 2}}$

Z： 吸収物質の原子番号　　δ ： 密度補正項

A： 吸収物質の原子量　　C： シェル補正項

W_{max}： 一回の衝突で渡される最大のエネルギー

この式は proton のような衝突によってその方向が変わらない荷電重粒子に対してのみ成り立つ。electron や positron の場合は衝突による方向の変化を考えて式(4.3) を変形する必要があり、電離損失の寄与は以下のように表される。

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col} = 2\pi N_a r_e^2 M_e c^2 \rho \ \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^{\ 2}}\left[ln\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_ec^2)^2} + F(\tau) - \delta\ - 2\frac{C}{Z}\right] \tag{4.4}$$

τ：粒子の運動エネルギー/静止エネルギー

$$F(\tau) \ = \ 1-\beta^2 + \frac{(\tau^2)/8 - (2r_e+1)ln2}{(\tau+1)^2} \qquad \text{for electron}$$

$$F(\tau) \ = \ 2ln2 - \frac{\beta^2}{12}\left(23 + \frac{14}{(\tau+2)} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2^3)}\right) \qquad \text{for positron}$$

また、electron や positron は高エネルギー領域における物質中のエネルギー損失として、bremsstrahlung(制動放射) の寄与が大きく、以下によって表される。

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{\rho N_a}{A} E_0 \Phi_{rad} \tag{4.5}$$

$\alpha : 1/137$

$$\Phi_{rad} = 4Z^2 r_e^2 \alpha\Big[ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} - f(Z)\Big]$$

$$f(Z) \simeq a^2[(1+a^2) - 1 + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6] \qquad a = Z/137$$

以上から electron, positron による物質中のエネルギー損失は

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \tag{4.6}$$

と表される。エネルギーデポジットの理論的見積もりはこれらの式を計算することから求めた。

4.2.4 シミュレーションの流れ

シミュレーションのためのセットアップとシミュレーションの流れは以下のようになる。

- ターゲット (HXD ジオメトリ) の用意

  シミュレーションを行う前に対象となる HXD 検出器のジオメトリを再現する必要がある。今回 ISAS の久保氏と内山氏が HXD-1 のときに作成した HXD のジオメトリを使用した。[11] しかし、このプログラム中では衛星の外壁や HXD のハウジングのための CFRP が再現されていない。この CFRP によって低エネルギー (proton では < 30MeV) のバックグラウンドは遮断されるのでより正確なバックグラウンド状況を再現するために、今回はこの CFRP のジオメトリも付け加えることにした。その構造としては、厚さ 3.9mm の板で HXD の側面を覆うことでハウジングとし、衛星構体としてその外側に 1.1mm の箱を置いた。さらに 2.0mm の板を蓋とし、10mm の板で作られた箱の上に HXD が配置されている。このように構成された HXD のジオメトリは、検出器の下部を地球側にむけ、天頂角が 0 になるように空間に配置されている。

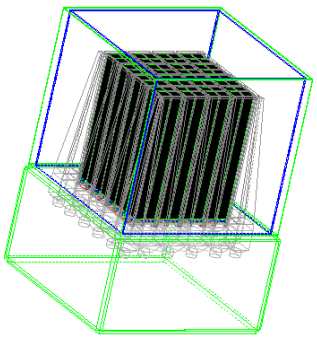

図 4.1: 再現された HXD のジオメトリ

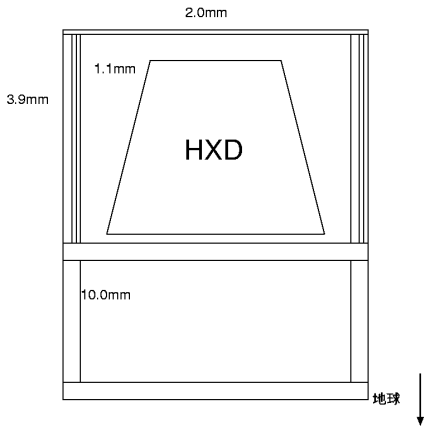

図 4.2: ジオメトリ断面図

- 打ち込む粒子の用意

  今回 proton などのバックグラウンド粒子を発生させるにあたり、気球実験のために用意された宇宙線バックグラウンドモデルを使用した。しかし、そのままでは発生エネルギー範囲など細かな設定が HXD のために適応していない場合があるので粒子発生プログラムを HXD のために微調整する必要がある。

- シミュレーションの実行

  再現した HXD のジオメトリに対して用意した粒子を打ち込むことでデポジット情報を得る。ここで得ることができる情報は発生させた粒子の内いくらが検出器に入射したかとそれがどのくらいのエネルギーをデポジットしたかである。なお、今回は発生粒子はすべて 10000 発に統一してある。

- 換算時間の計算によりデポジットレートを見積もる

  § 4.3.1 で述べた方法によりそれぞれの粒子を 10000 発打ったときのシミュレーション内換算時間をもとめ、検出器に入射した粒子数からデポジットレートを見積もる。

- デポジットエネルギーの検証

検出器に入射した粒子が落したエネルギーからデポジットエネルギースペクトルを求めることができるので、この結果と先に述べたエネルギー損失の計算から両者の間に矛盾がないかを検証する。

4.3 Anti 検出器への宇宙線バックグラウンドの入射レートとデポジットエネルギーの見積もり

4.3.1 宇宙線のスペクトルモデル

太陽系外で発生した primary の宇宙線は一般的に次に表される power-law のスペクトルを持っている。以下で述べることは [10] を参照した。

$$J_{\rm intrinsic} = A \times R(E)^{-a} \qquad [/{\rm m}^2/{\rm s}/{\rm sr}/{\rm MeV}] \tag{4.7}$$

ここで R(E) は rigidity とよばれ、以下の様に表される。

$$R(E) = \sqrt{(E+E_0)^2 - E_0^2}$$

E, E_0 はそれぞれ粒子の運動エネルギーと静止エネルギーである。元来 power-law のスペクトルを持つ primary が地球へ到達するときには様々な影響を受けて 48 ページの図 4.3 のような複雑なものとなる。primary 宇宙線に対して大きく影響を与えるものとしては以下の二つが代表的である。

1. 太陽風

   太陽風とは太陽から放射されるプラズマの流れである。この流れによって空間の磁場が影響を受けるために、この太陽風は宇宙線に対してあたかも散乱体のように振舞う。低エネルギー (< 数 GeV) の宇宙線はこの影響を受けてそのエネルギーの一部を失う。このような太陽風の flux への影響は次式で与えられる。

$$J_{\rm modulation}(E,\Phi) = J_{\rm intrinsic}(E+\Phi) \times \frac{(E+E_0)^2 - E_0^2}{(E+E_0^2+\Phi)^2 - E_0^2} \tag{4.8}$$

   Φ は無限遠からのポテンシャルエネルギーである。これは太陽の活動度と関係していて、太陽の活動が最も活発なときは 1100MeV, 最も小さいときは 540MeV と知られている。

2. 地磁気による影響

   宇宙線が地球へ到達したとき最も大きな影響を及ぼすのが地磁気である。とくに低エネルギーの宇宙線はこの影響を強く受ける。あるエネルギー (Cut off energy) よりも低いエネルギーを持つ粒子はローレンツ力の影響を強く受け、その軌道を大きく曲げられることで検出器まで到達することができず、flux を大きく落ち込ませることになる。この cut off energy は緯度 (latitude) に大きく依存し、以下のように表される。

$$E_{\rm cut}[{\rm GeV}] = 14.9(1+h/R)^{-2}(cos\ \theta_m)^4 \tag{4.9}$$

h: 地表からの高度

R: 地球の半径

θ_m 地磁気に対する緯度 [rad]

地磁気による flux への影響は宇宙線の運動量と cut off energy の関数として以下のようになる。

$$\mathrm{geomagcut}(E, E_{\mathrm{cut}}) = 1 \Big/ \left(1 + \left(\frac{R(E)}{E_{cut}}\right)^{-12}\right) \tag{4.10}$$

3. 地球へ到達する primary 成分のスペクトル

   もともと power-law のスペクトルをもつ primary 成分の宇宙線は太陽風や地磁気の影響を受けることで以下のようなスペクトルとなる。観測されるスペクトルは単位時間あたりの入射粒子数として表されるので粒子の速度成分 $\beta = v/c$ をかけておく。

$$J(E) = J_{\mathrm{intrinsic}} \times J_{\mathrm{modulation}} \times \mathrm{geomagcut} \times \beta(E) \tag{4.11}$$

4.3.2 Proton Background

- スペクトルモデル

  今回用いたモデルは、primary に対しては式(4.11) において 1998 年の AMS 実験によって得られたパラメータ A=16.9, a=2.79, (J.Alcraz et al.[12])$\Phi = 1100$MeV, $\theta_m = 0.735$(GLAST 気球実験におけるパラメータ) を代入したものを、secondary については同実験で得られたスペクトルデータをフィッティングすること得られた式(4.13) をスペクトルモデルとしている。なお、E の単位は GeV である。

$$J_{\mathrm{primary}} = A \times R(E)^{-a} \times \frac{(E+E_0)^2 - E_0^2}{(E+E_0^2+\Phi)^2 - E_0^2} \times 1 \Big/ \left(1 + \left(\frac{R(E)}{E_{cut}}\right)^{-12}\right) \times \beta(E) \qquad [/\mathrm{s}/\mathrm{m}^2/\mathrm{sr}/\mathrm{MeV}] \tag{4.12}$$

$$\mathrm{A}{=}16.9 \qquad \mathrm{a}{=}2.79 \qquad \Phi{=}1100[\mathrm{MeV}] \qquad \theta_m{=}0.735$$

$$J_{\mathrm{secondary}} = \begin{cases} 6.0 \times 10^{-3} E^{-2.79} e^{-(E_b/E)} & \mathrm{E} > 10\mathrm{MeV} \\ 1.92 \times 10^{-2} E^{-1} & \mathrm{E} <= 10\mathrm{MeV} \end{cases} \qquad [/\mathrm{s}/\mathrm{m}^2/\mathrm{sr}/\mathrm{MeV}] \tag{4.13}$$

$$E_b = 0.16[\mathrm{GeV}]$$

- デポジットレートの見積もり

  proton のバックグラウンドを発生させるために用いたスペクトルモデル式(4.11) と(4.13) を式(4.1) に代入することで単位時間当たりの disk への入射粒子数を求めると 951[count/s] であったので、そこから proton を 10000 発打ったときのシミュレーションにおける換算時間を求めると 10000/951=10.5 [s/10000count] という結果を得た。このとき、Anti 検出器一本あたりにエネルギーをデポジットした粒子数は ~ 525 個だったので Anti 検出器一本あたりへの proton のバックグラウンドによるデポジットレートは 525/10.5=50Hz となる。

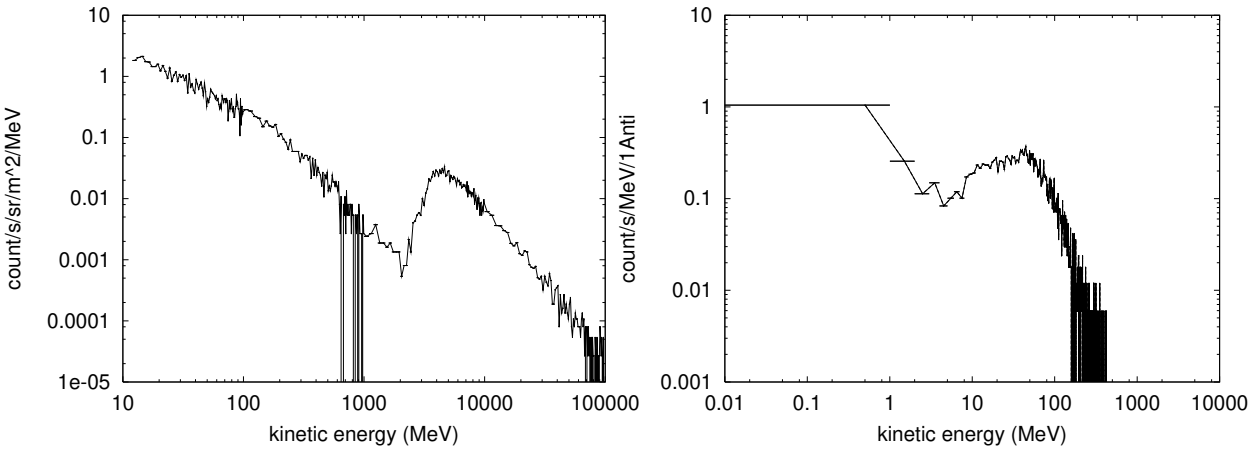

図 4.3: Proton バックグラウンドの入射スペクトル (左) とデポジットスペクトル (右)。

- デポジットエネルギーの検証

  proton の入射エネルギーとデポジットエネルギーのスペクトルは図 4.3 のようになった。

  Proton は BGO 中ではほぼ電離損失によってエネルギーを失うので、そのエネルギー損失は Bethe-Bloch の式(4.3) に従って計算できて、図 4.4 のようになる。

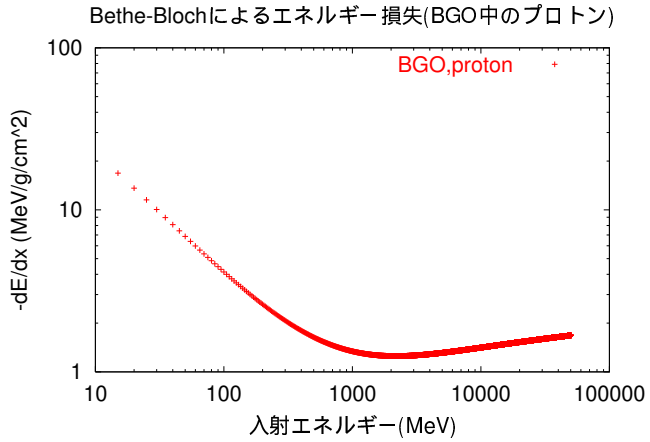

図 4.4: BGO 中における Proton のエネルギーデポジットの計算値

図 4.4 におけるエネルギー損失の単位は $[\mathrm{MeVcm}^2/\mathrm{g}]$ なので単位長さあたりのエネルギー損失に直すために BGO の密度 $7.1\mathrm{g/cm}^3$ をかけてやると、100MeV 以上の Proton が BGO 中で失う典型的なエネルギーは ~ 10MeV/cm であることがわかる。100MeV 以上の領域になると単位長さあたりのエネルギー損失は入射エネルギーによらないことが図 4.4 から分かるので、ある厚さの BGO を通過したときのデポジットエネルギーを求めるにはそのまま厚さをかけることで十分よい近似であると言える。

9 ページの図 2.2 によると BGO の横の厚さは最大で 4cm であるのでそのときのエネルギーデポジットは 40MeV。入射方向により通過する厚みはこの付近に分布するので、典型的なデポジットエネルギーは数 10MeV となる。また縦方向に垂直に入射したときの最大通過距離は 38cm なのでデポジットエネルギーも ~ 400MeV が限界であるといえる。シミュレーション結果によるとこれま

での推察をかなりの精度で反映していると言えるので、このシミュレーション結果は信頼性の高いものであると言える。

以上から Proton バックグラウンドは、Anti 検出器一本あたりでは ~ 50Hz のレートで 10 ~ 100MeV のエネルギーデポジットを起こすと言える。

- シミュレーション結果における不定性

  今回用いたスペクトルモデルは太陽風や地磁気の影響によるパラメータ Φ, θ_m がある値に設定されていた。しかし、実際の観測環境ではこれらのパラメータは常に変動している。よって、シミュレーション結果には測定環境の変化による不定性が含まれることになる。primary proton に対してパラメータ Φ, θ_m を変動させ、そのときの flux を計算した結果、表 4.1 のような結果を得た。また、パラメータを変化させたときのスペクトルモデルは図 4.5 のようになる。この結果によると、測定環境の変化によって、primary proton の flux はこれまで用いてきたモデルに対して 0.25 ~ 4.0 倍ほど変化することがわかる。secondary proton の成分は priamry 成分の変化に依存すると考えられるので、proton の flux はこれまで用いてきたモデルに対して 0.25 ~ 4.0 倍ほど変化すると考えてよいだろう。したがって、proton のレートは今回得られた結果に対して 0.25 ~ 4.0 倍ほどの不定性を含んでいると考えられる。ただし、より正確に見積もるためには primary 成分から secondary 成分が生成される過程を考慮する必要がある。

表 4.1: 測定環境による primary proton の flux の変化

太陽風 Φ	地磁気 θ_m	flux[cout/s sr m^2]
max(1100MeV)	max(0, or π)	60.5
max(1100MeV)	min(π/2)	731
min(540MeV)	max(0, or π)	68.1
min(540MeV)	min(π/2)	1335.96
simulation parameter		327.96

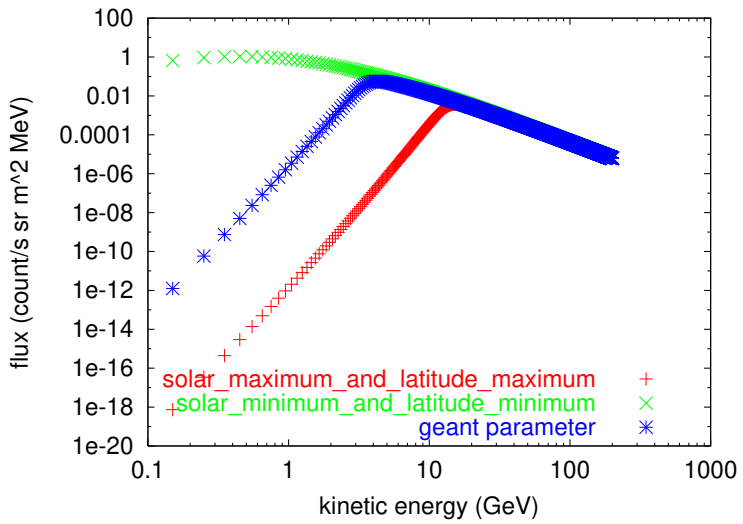

図 4.5: 太陽風と地磁気の影響が最大 (下)、最小 (上) 時とシミュレーションにおけるパラメータ (中) で発生させた primay proton のスペクトル

4.3.3 Electron Backgraund

- スペクトルモデル

  Electron のスペクトルモデルについては primary 成分については式(4.11) において 1999 年に行われた気球実験から得られたパラメータ A=0.723, a=3.33(Komori et al.[13]) と, Φ=1100MeV, θ_m=0.735 としたものを、secondary 成分については AMS 実験 [12] のフィッティングにより得られた式(4.15) を用いている。式中の E の単位は GeV である。

$$J_{\text{primary}} = A \times R(E)^{-a} \times \frac{(E+E_0)^2 - E_0^2}{(E+E_0^2+\Phi)^2 - E_0^2} \times 1 \Big/ \left(1 + \left(\frac{R(E)}{E_{cut}}\right)^{-12}\right) \times \beta(E) \qquad [/\text{s}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{MeV}] \tag{4.14}$$

$$\text{A=0.723} \qquad \text{a=3.33} \qquad \Phi\text{=1100[MeV]} \qquad \theta_m\text{=0.735}$$

$$J_{\text{secondary}} = A \times E^{-a} \times CE^c \times exp(-(E/E_{cut})^{c+1}) \qquad [/\text{s}/\text{m}^/\text{sr}/\text{MeV}] \tag{4.15}$$

$$A = \begin{cases} 1.33 \times 10^{-4} & \text{E} > 0.1\text{GeV} \\ 4.51 \times 10^{-2} & \text{E} <= 0.1\text{GeV} \end{cases} \quad a = \begin{cases} 3.53 & \text{E} > 0.1\text{GeV} \\ 1.0 & \text{E} <= 0.1\text{GeV} \end{cases} \quad C = \begin{cases} 2.0 \times 10^{-4} & \text{reentrant} \\ 0 & \text{splash} \end{cases}$$

$$c = 2.0 \quad E_{cut} = 3.2$$

- デポジットレートの見積もり

  proton と同様に electron のスペクトルモデルを式(4.1) に代入したところ、F=648.6[count/s] となり、10000 発の粒子を発生させたときのシミュレーションの換算時間は 10000/648.6=15.4[s/10000count] となる。このとき Anti 検出器一本にエネルギーをデポジットした粒子は ~ 790 個というシミュレーション結果を得たので Anti 検出器一本あたりのデポジットレートは 790/15.4=51Hz となる。

- デポジットエネルギーの検証

  electron の入射エネルギーとデポジットエネルギーのスペクトルは図 4.6 のようになった。

  electron の場合、そのエネルギー損失は電離損失よりむしろ bremsstrahlung が支配的である。したがって electron のデポジットエネルギーは式(4.6) によって計算されて図 4.7 のようになる。Proton と同様に BGO の密度をかけることで単位長さあたりのエネルギー損失を考えてやると、BGO 中における electron のエネルギー損失は大きいことが分かる。近似により求められた electron の BGO 中におけるレンジ (図 4.8) によると 1GeV ほどの粒子でさえ、BGO 中では数 cm の飛程しか持たず、さらに electron は物質中で複雑に散乱することを考えると、入射エネルギー領域である 10MeV から 10GeV の electron は Anti 検出器に入射するとほぼすべてのエネルギーを失い、停止してしまうことが考えられる。

  仮にこの失ったエネルギーが全て検出器にデポジットすると入射スペクトルとデポジットスペクトルは同じになるはずである。しかし、シミュレーション結果によるデポジットスペクトルはその形

こそ入射スペクトルと似ているが全体的に低エネルギー側へシフトした形になっている。このことは高エネルギー側の electron のエネルギー損失は bremsstrahlung が支配的であることから説明できる。つまり、入射した electron は確かに Anti 検出器の BGO を通過するとそのすべてのエネルギーを失うが、その失ったエネルギーのすべてが検出器へとデポジットするわけではない。なぜなら高エネルギーの electron にとってそのエネルギーデポジットは bremsstrahlung が支配的であり、bremsstrahlung によって発生したガンマ線はそのすべてのエネルギーを検出器へデポジットするとは限らず、BGO の外へ逃げて行くものが大半であるからである。この考えはシミュレーションの途中過程を確認することで正しいことが分かった。このように考えるとこのシミュレーション結果はうまく説明でき、信頼性の高い結果であるといえる。

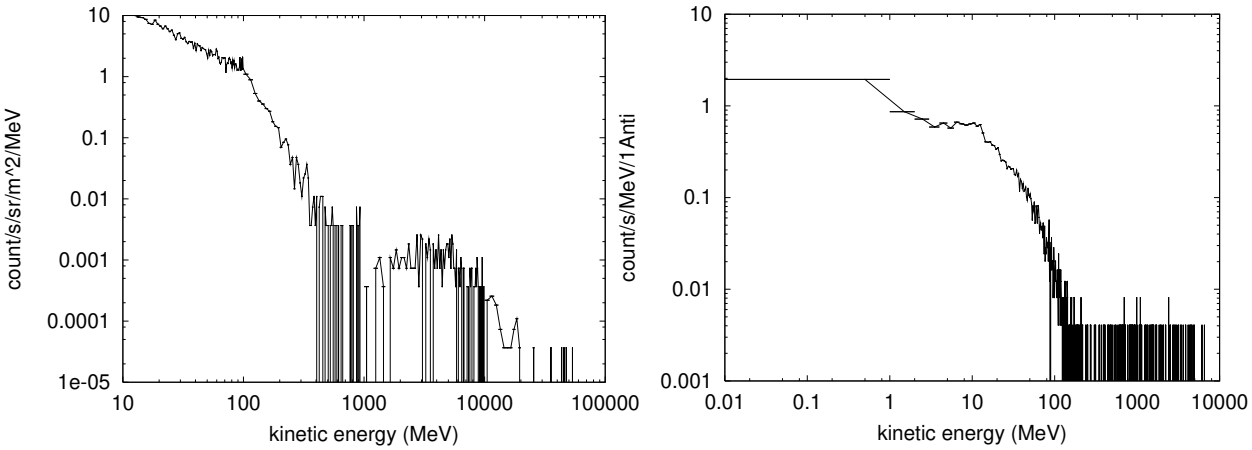

図 4.6: Electron バックグラウンドの入射スペクトル (左) とデポジットスペクトル (右)。

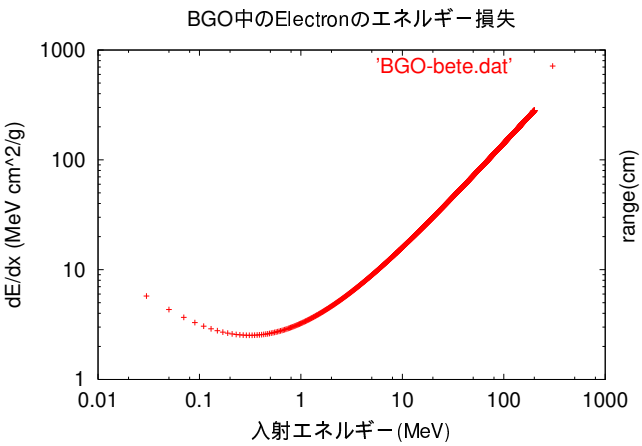

図 4.7: BGO 中における Electron のエネルギーデポジットの計算値

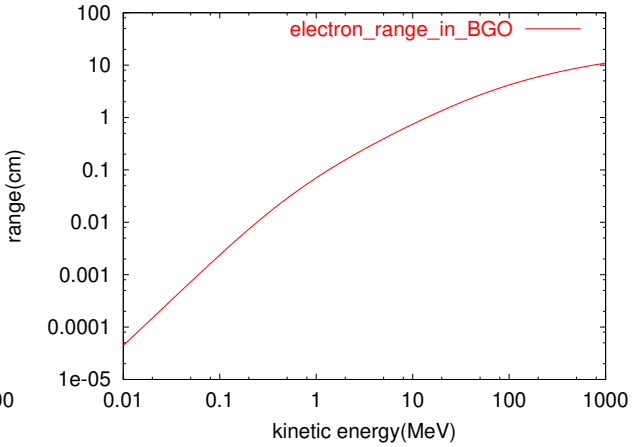

図 4.8: 近似計算により求められた BGO 中での electron のレンジ

以上から Electron バックグラウンドによって Anti 検出器一本へは ~ 51Hz のレートで数 10MeV のデポジットが起こる。ただし、10MeV 付近のデポジットは proton に比べて多い。

- 不定性の考察

  Electron についても先に述べた proton と同じ理由により不定性が含まれている。ただし、electron の flux は secondary がその多くを占めているために、正しく見積もるためには primary 成分から

の生成過程、さらに primary proton の成分からも secondary electron は生成されるためにその詳しい過程も考慮する必要があり、非常に複雑になってくる。よって、現時点ではその詳しい値を計算することはできないが、primary proton が関与していることから primary proton と同じ程度の不定性は少なくとも含まれていると思われる。これは次の positron に対しても同様である。

4.3.4 Positron Backgraund

- スペクトルモデル

  Positron のスペクトルモデルは electron と同様の文献を参照することで primary については式(4.11) において A=0.0564, a=3.33, Φ=1100MeV, θ_m=0.735 としたもの、secondary については AMS データ [12] のフィッティングによって得られた式(4.17) を用いている。

$$J_{\text{primary}} = A \times R(E)^{-a} \times \frac{(E+E_0)^2 - E_0^2}{(E+E_0^2+\Phi)^2 - E_0^2} \times 1 \Big/ \left(1 + \left(\frac{R(E)}{E_{cut}}\right)^{-12}\right) \times \beta(E) \qquad [/\text{s/m}^2/\text{sr/MeV}] \tag{4.16}$$

$$\text{A=0.0564} \qquad \text{a=3.33} \qquad \Phi\text{=1100[MeV]} \qquad \theta_m\text{=0.735}$$

$$J_{\text{secondary}} = A \times E^{-a} \times CE^c \times exp(-(E/E_{cut})^{c+1}) \qquad [/\text{s/m}^{/}\text{sr/MeV}] \tag{4.17}$$

$$A = \begin{cases} 2.12 \times 10^{-4} & \text{E} > 0.1\text{GeV} \\ 2.61 \times 10^{-2} & \text{E} <= 0.1\text{GeV} \end{cases} \quad a = \begin{cases} 3.09 & \text{E} > 0.1\text{GeV} \\ 1.0 & \text{E} <= 0.1\text{GeV} \end{cases} \quad C = \begin{cases} 3.0 \times 10^{-4} & \text{reentrant} \\ 0 & \text{splash} \end{cases}$$

$$c = 1.0 \quad E_{cut} = 2.0$$

- デポジットエネルギーの見積もり

  これまでと同様に換算時間を求めたところ、単位時間当たりの disk への入射数は 381.0[count/s] となり、換算時間は 10000/381=26.2[s/10000count] となる。このとき Anti 検出器一本あたり、~ 700 個の粒子がデポジットしたのでデポジットレートは 700/26.2=26.7Hz となる。

- デポジットエネルギーの検証

  Positron の入射スペクトルとデポジットスペクトルも electron と同じように入射スペクトルが低エネルギー側にシフトした形になる。また計算によるエネルギーデポジット (図 4.10) も electron の結果と良く似たものとなった。したがってデポジットスペクトルの低エネルギー側へのシフトは electron と同じ議論で説明ができる。以上から positron バックグラウンドによる Anti 検出器一本への影響は ~ 26.2Hz で数 10MeV のエネルギーデポジットを起こす。

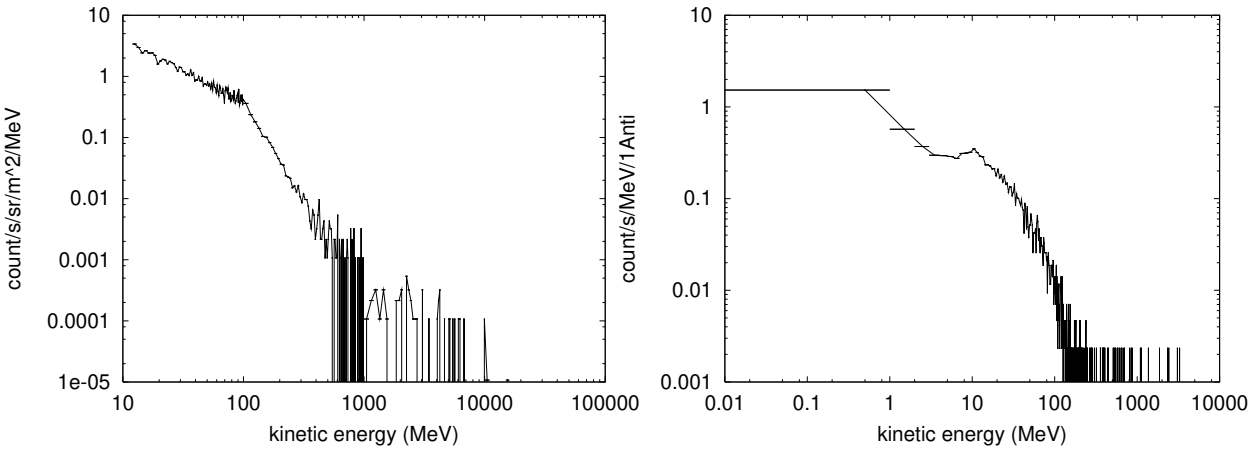

図 4.9: positron による入射スペクトル (左) とデポジットスペクトル (右)。

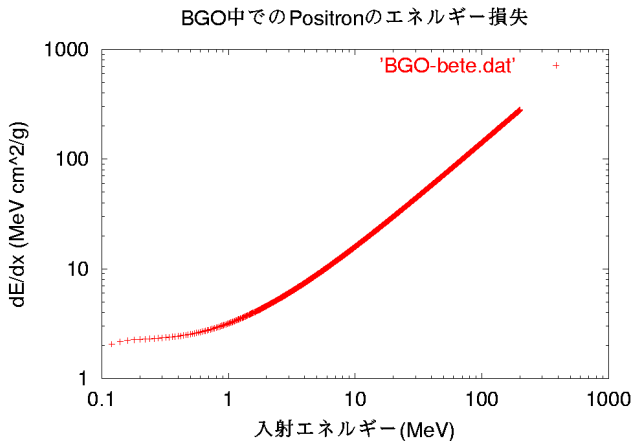

図 4.10: BGO の positron によるエネルギー損失の計算値

4.3.5 ガンマ線の影響

- スペクトルモデル

  ガンマ線バックグラウンドの primary 成分はここまで考えてきた太陽風や地磁気の影響を受けないのでもともと持っていた power-low のスペクトルを持つ。ここでは、primary 成分のスペクトルは

$$J_{primary} \quad [/\mathrm{s}/\mathrm{m}^2/\mathrm{sr}/\mathrm{MeV}] = \begin{cases} 570.8 \times E^{-1.86} & 30 < \mathrm{E} < 50\mathrm{keV} \\ 40.0 \times E^{-2.75} & 50 < \mathrm{E} < 1000\mathrm{keV} \\ 40.0 \times E^{-2.15} & 1\mathrm{MeV} < \mathrm{E} < 100\mathrm{GeV} \end{cases} \tag{4.18}$$

  と与えらている。[7] ただし、ここでの E の単位は MeV である。secondary 成分のスペクトルも同様に以下の式で与えられている。

Downward

$$J_{secondary} \quad [/\mathrm{s}/\mathrm{m}^2/\mathrm{sr}/\mathrm{MeV}] = \begin{cases} 250.0 \times E^{-1.34} & 30 < \mathrm{E} < 1000\mathrm{keV} \\ 250.0 \times E^{-1.70} + 1.14 \times 10^5 E^{-2.50} e^{(E/120MeV)^{-1.50}} & 1 < \mathrm{E} < 1000\mathrm{MeV} \\ 2.15 \times E^{-2.20} & 1 < \mathrm{E} < 100\mathrm{GeV} \end{cases} \tag{4.19}$$

Upward

$$J_{secondary} \quad [/\mathrm{s}/\mathrm{m}^2/\mathrm{sr}/\mathrm{MeV}] = \begin{cases} 1670 \times E^{-1.34} & 30 < \mathrm{E} < 1000\mathrm{keV} \\ 1670 \times E^{-1.70} & 1 < \mathrm{E} < 1000\mathrm{MeV} \\ 5.29 \times 10^4 \times E^{-2.20} & 1 < \mathrm{E} < 100\mathrm{GeV} \end{cases} \tag{4.20}$$

- デポジットレートの見積もり

  ガンマ線バックグラウンドのスペクトルを発生させたところ、単位時間当たりの disk への入射粒子数は ~ 3.0×10^5[count/s] となり、このときの換算時間は $10000/3.0 \times 10^5$=0.033[s/10000cout] という結果を得た。この時に Anti 検出器一本あたりのデポジットレートが ~ 125count だったので Anti 検出器一本あたりのデポジットレートは 125/0.033=3.8kHz となる。また、入射スペクトルとデポジットスペクトルは図 4.11 のようになるが、ガンマ線もそのすべてのエネルギーを検出器に落すわけではないことを考えるとデポジットエネルギーも正しいものであるといえる。

  以上から、ガンマ線バックグラウンドによって、Anti 検出器一本には数 100keV のエネルギーデポジットが 3.8kHz でおこる。また、川添 [14] によると BGO における放射化で発生するガンマ線バックグラウンドは ~ 3kHz であるという計算がなされており、全体のガンマ線バックグラウンドでは ~ 6.8kHz であるといえる。このことから一つの TPU における ADC には ~ 27kHz、すなわち 36μs/count の時間間隔でガンマ線バックグラウンドが入射することになる。このとき問題になるのがデッドタイムによる計数欠損であるが、TPU に用いられている ADC に設定されているデッドタイムは 12.6μs であり、信号にくらべて十分短いが、放射線の到来時間の揺らぎや、後に述べる不定性などを考慮するとデッドタイムへの影響は十分に考えられる。

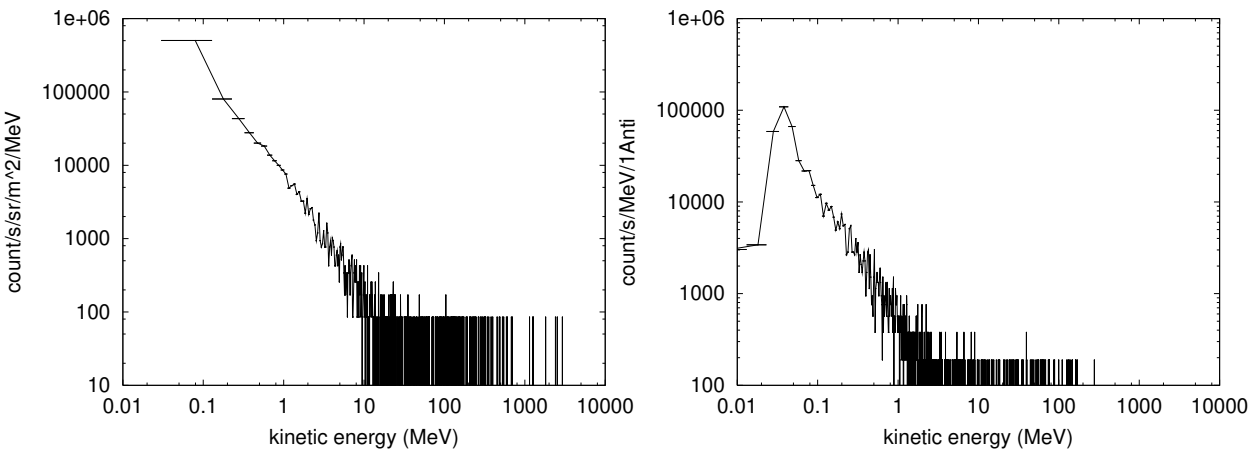

図 4.11: ガンマ線バックグラウンドによる入射スペクトル (左) とデポジットスペクトル (右)。

- 不定性の見積もり

  今回用いたガンマ線バックグラウンドのスペクトルモデルについては、secondary 成分についての観測例があまり多くないことから、不定性が含まれていると考えられる。

  比較のため、過去に BATSE により観測された upward 成分のスペクトルを図 4.12 に示す [15]。BATSE の観測データは [count/s/channel/1unit] で表されている。BATSE の検出器の大きさは $2000\mathrm{cm}^2$、全立体角は $\sim 9.0 \times 2 \times \pi$。また、1channel あたりのエネルギーを 10keV であると仮定する。(実際は 1ch あたりのエネルギーについては不明だが図よりこれぐらいでも十分よいと思われる。) そうすると、BATSE の観測データをおよそ 8 倍したものが $[\mathrm{count/s/sr/m}^2\mathrm{/MeV}]$ であると換算される。このようにして実際に BATSE の観測データと今回用いたモデルのスペクトルと比較したところ、シミュレーションに用いたモデルの方 100keV 付近で 3 ~ 5 倍大きいこと分かる。これは、さきほど述べた secondary 成分のモデリングの不定性のためであると考えられ、今後さらなる調査が必要になる。

  また、ガンマ線バックグラウンドは downward 成分と upward 成分の flux が大きく異なることから検出器の方向による不定性が大きくなることが考えられる。これまでのシミュレーションでは検出器の方向は天頂角 θ=0 として配置されていたが、θ=$\pi/2$ となったときは検出器のある一つの面は upward 成分のみ。一つの面は downward 成分のみを受けることになり、この場合の不定性は最大で数倍になることが考えられている。

  これらの不定性は観測状況により発生するので、実際に測定するときには今回のシミュレーション結果に対して数倍の不定性が常に変動しながら影響を与えると考えられる。

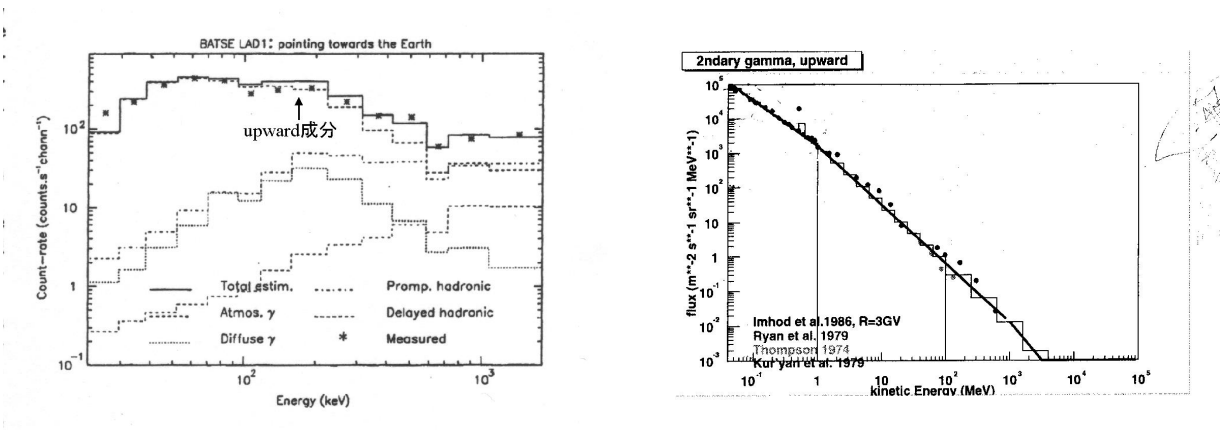

図 4.12: BATSE により観測されたガンマ線バックグラウンド (右) とシミュレーションに用いた upward 成分のスペクトルモデル (左)。両者の間には数倍の不定性がある。

4.3.6 SAA および太陽フレアの影響

衛星軌道上におけるブラジル上空付近では地球磁力線異常の影響で通常にくらべて大量の荷電粒子が trap されている領域が存在する。この領域は SAA(South Atlantic Anomaly) と呼ばれ、trap された荷電粒子の影響でバックグラウンドレートが異常に高くなるため PMT および検出器の保護のために通常は高圧を落しておく。この動作は通常は地上から送られるコマンドによって制御されるが、なにかの不具合でこのコマンドが送信されなかったときの緊急手段として、HXD には自動で高圧を落す RBM(Radiation Belt Monitor) 機能が搭載されている。これは Anti 検出器のコーナーユニットからの LD のヒットパターントリガー信号のレートが 8 秒間である閾値 (現状で

は $5.0 \times 10^3, 7.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^4, 3.0 \times 10^4, 5.0 \times 10^4, 7.0 \times 10^4, 1.0 \times 10^5, 3.0 \times 10^5 [c/s]$ からコマンドによって選択) を越えたときに自動的に高圧を落すという比較的単純な機構で動作するが、観測中は SAA の他に異常にカウントレートが増大する現象が他にも存在するので SAA 以外のカウントレートの高い現象で RBM 機能が作動してしまわないように RBM 機能の閾値を注意して設定する必要がある。SAA の他にカウントレートが高い現象としては太陽フレアがある。よってここでは RBM の閾値を確認するための SAA 中のレートの見積もりと同時に太陽フレアのレートを見積もることで RBM への影響を調べる。

- スペクトルモデルの作成

  ここまで行ってきた proton や electron のバックグラウンドについては気球実験のために開発されたバックグラウンドモデルがすでに存在していたが、SAA および太陽フレアはシミュレーションのためのモデルがまだ存在しない。よって観測などによって知られているこれらのスペクトルから、シミュレーションのためのスペクトルモデルを作成して、flux を求める必要がある。SAA および太陽フレアのスペクトルモデルとしては図 4.13([8],[9] より) を参照し、それらをフィッティングすることで以下のスペクトルモデルを導入した。(E は GeV)

$$J_{\mathrm{SAA}}[\mathrm{count/s/sr/m^2/MeV}] = 300 \times exp(-9.0E) \tag{4.21}$$

$$J_{\mathrm{solarflare}}[\mathrm{count/s/sr/m^2/MeV}] = 0.978 \times 10^{-7} \times E^{-2.25} \tag{4.22}$$

  これらのスペクトルモデルによって発生したバックグラウンドスペクトルは図 4.14 のようになり、デポジットスペクトルは図 4.15 のようになった。

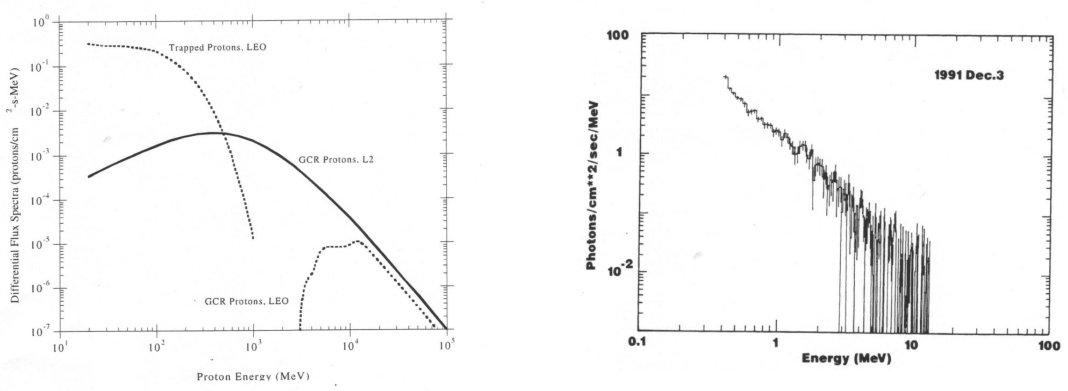

図 4.13: シミュレーションのために用意したスペクトルモデル。左が SAA 中の proton。右が太陽フレアのガンマ線のスペクトル。

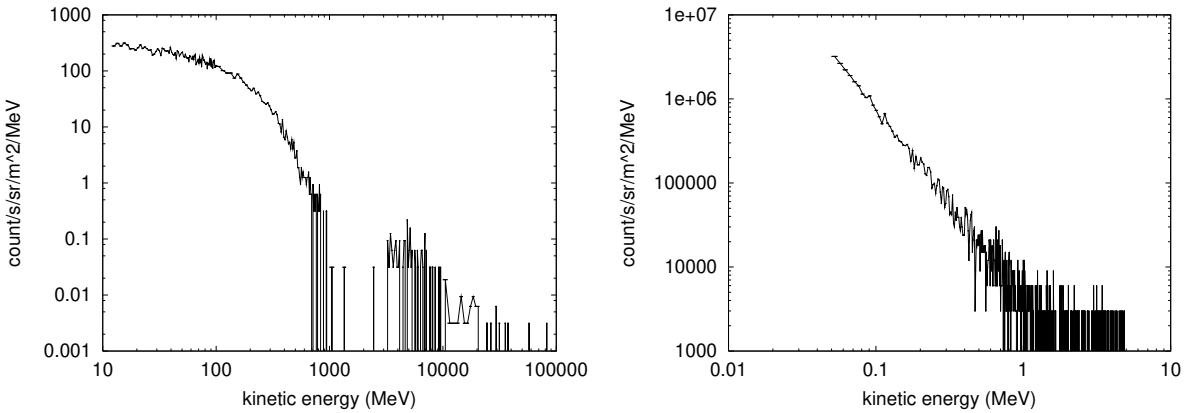

図 4.14: 発生させた粒子の入射スペクトル。左が SAA 中の proton。右が太陽フレアのガンマ線のスペクトル。

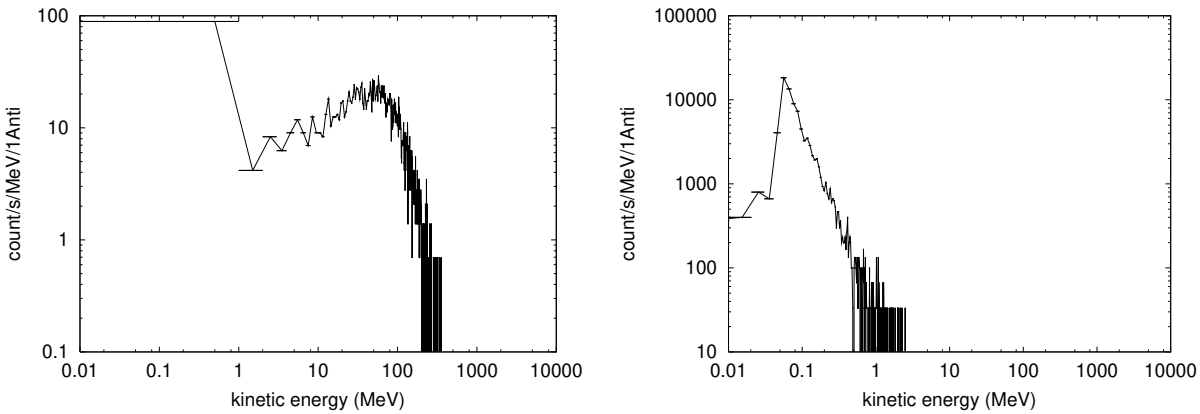

図 4.15: 左が SAA 中の proton。右が太陽フレアのガンマ線のデポジットスペクトルスペクトル。

- デポジットレートの見積もり

  SAA

  フィッティングによりもとめたスペクトルモデル式(4.21) を用いて、これまでと同様にシミュレーションの換算時間を求めると 0.09[s/10000count] という結果を得た。このとき、Anti 検出器一本あたり 250count のデポジットがあったので SAA 中の proton による Anti 検出器一本へのデポジットレートは 250/0.09=2.8kHz と見積もられる。

  ここで過去に XTE の粒子モニターによって測定された SAA 中のレートを図 4.16 に示す。この粒子モニターは ~ 2.35m^2 の表面積を持っていたので ~ 330m^2 の表面積をもつ Anti 検出器 (コーナーユニット) へのおおまかなレートに換算するためには図 4.16 のデータを 30 倍ほどすればよい。すると、SAA 中の荷電粒子によるレートは ~ 100kHz になると見積もられる。これは今回得られたシミュレーション結果に比べて非常に多い。

  今回行ったシミュレーションでは SAA 中に束縛されている荷電粒子として proton のみについて考えていたが、SAA 中には proton 以外の様々な荷電粒子が束縛されている。特に electron などは宇宙線バックグラウンドのレートも proton よりも多い上に proton に比べて非常に質量が軽いことから SAA 中では proton に比べて大量に束縛されている可能性があり、本来は electron についてレートを見積もるべきであったといえる。しかし、現時点では SAA 中の electron について記述された適切な資料がなく、スペクトルモデルを作成することができなかったので、今の段階ではこの XTE のデータを信用することにする。

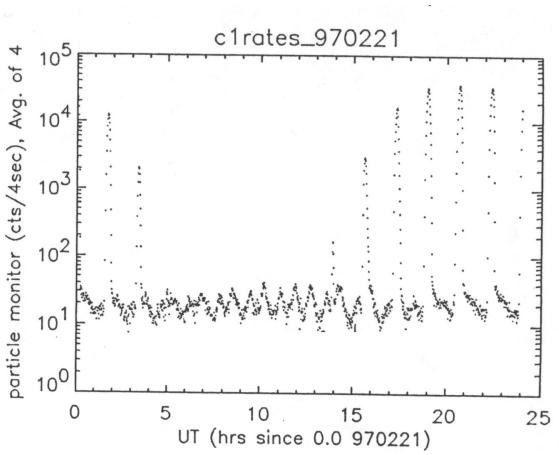

図 4.16: XTE により観測された SAA 中の粒子の flux

太陽フレア

太陽フレアについてフィッティングしたスペクトルモデルからシミュレーションにおける換算時間を求めたところ 0.188[s/10000count] という結果を得た。このとき、Anti 検出器一本あたり、680count のデポジットがあったので太陽フレアによる Anti 検出器へのデポジットレートは 680/0.188=3.6kHz である。

ただし、この太陽フレアのレートには若干不定性が含まれている。図 4.13 でスペクトルモデルとした太陽フレアのスペクトルは比較的長い時間平均をとったものであり、太陽フレアが短い時間に急激に flux が増大することを考えると、瞬間的に図 4.13 に比べて flux が数倍増大することが考えられる。したがって、今回得られたレートも数倍程度不定性が見込まれることになる。

以上から SAA 中の荷電粒子のレートは ~ 100kHz ほどといえるので RBM 機能の閾値はこれまでの設定値で十分であるといえる。また、一般的な太陽フレアのレートは SAA 中のレートに比べて圧倒的に少ないので太陽フレアが RBM 機能に影響を与えることはあまりないと思われる。ただし、最大級の太陽フレアがきた場合、閾値の設定によっては影響を受ける可能性があるかも知れないが、Astro-E2 の活動期間の大部分は太陽の活動期からはずれているので、それほど大きな問題とはならないだろう。

4.3.7 まとめと今後の課題

ここまでで行ったシミュレーション結果をまとめると表 4.2 のようになる。今回のシミュレーションによって観測状況における様々な宇宙線バックグラウンドの Anti 検出器へのレートやデポジットエネルギーを見積もり、その結果も理論的に大きな矛盾はなく、信頼性の高いものが得られた。これらの結果をもとに Anti 検出器の様々なバックグラウンド下における性能試験やパラメータの設定がより信頼度の高いものになるといえる。実際、今回の TPU の回路パラメータ変更にともなうバックグラウンド下試験はこの結果から大信号のバックグラウンドを 100MeV@1kHz として行った。今後は proton だけではなく、他の様々なバックグラウンド状況を再現するための可能性を得たことから今回のシミュレーションは有意義な結果を残すことができたと言えよう。

RBM 機能についてはこれまでは太陽フレアの影響が危惧されていたが、今回の結果により、太陽フレアの影響はそれほど大きくないということが分かった。ただし、最大級の太陽フレアに対しては影響を受ける可能性がある。今後は electron など SAA 中での他の荷電粒子による検出器へのレートを見積もることで RBM 機能の閾値について評価して行く必要があるだろう。

これらのシミュレーション結果については proton については 0.25 ~ 4.0 倍ほどの不定性が見込まれている。バックグラウンド下におけるパラメータを設定するときはこの不定性についても考慮する必要があるだろう。

表 4.2: シミュレーション結果による様々なバックグラウンドの Anti 検出器一本への影響

	rate	deposit energy
proton	50Hz	数 10MeV
electron	51Hz	数 10MeV
positron	26.2Hz	数 10MeV
gamma-ray(放 射化含む)	6.8kHz	50keV ~ 数 MeV
SAA proton	2.9kHz	数 10MeV
solarflare(gamma-ray)	3.6kHz	50keV ~ 数 MeV

第5章　まとめ

今回行った研究によって、Astro-E2 衛星搭載の硬 X 線検出器 HXD における Anti 検出器をガンマ線バースト検出器として十分に利用可能にできる可能性を見出すことができた。また、観測状況下におけるバックグラウンドの影響をシミュレーションによってより正確に見積もることができたことから、これからのバックグラウンド状況下における性能評価や信号処理系における様々な設定値をより信頼性の高いものにすることが可能となるだろう。

観測エネルギー領域の拡大については今回の研究によりその可能性を見出すことができたが、over flow channel の利用や AD7524 の利用など、TPU において今回取り扱わなかった信号処理回路に対する変更も今後要求される。Astro-E2 衛星は 2005 年に打ち上げ予定なので早急にこれらの変更を行い、TPU アナログ回路を完成させる必要があるだろう。

また、シミュレーションにおいては、検出器へのバックグラウンド状況をより正確に見積もることができたが、さらに正確にするために今回考えなかった他の粒子の影響や不定性についてより正確に見積もることが必要になってくると言える。

謝辞

本論文作成にあたり、全面的に多大な協力をしていただいた大杉節先生、深沢泰司先生に深く感謝致します。また、TPU に関する研究において多大なアドバイスを頂いた水野恒史さん、シミュレーションにおいて多くの助言をくださった緒方聖さん、水嶋浩文さん、川添哲志さんにお礼申し上げます。また、様々な面でバックアップをしてくださった研究室の皆様に感謝致します。また、事務においてお世話になった林さんに感謝致します

参考文献

[1] GLENN 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)

[2] 宇宙科学研究所　SES データセンター
“科学衛星 ASTRO-E 実験計画書”
12.6 硬 X 線検出器 HXD

[3] BATSE Gamma Ray Burst Light Curves (http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/lightcurve/)

[4] 水野 恒史 1997 年度 東京大学 修士論文
“ＡＳＴＲＯ− Ｅ搭載硬Ｘ線検出器用フォトチューブの特性試験”

[5] Astro-E 硬 X 線検出器への道　2001
山岡 和貴他 “TPU 開発経過報告”

[6] William R Leo, Springer-Verlag
“Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”

[7] Tsunefumi Mizuno, Yasushi Fukazawa et al. 2001
“Cosmic Ray Generator for GLAST Geant4 Simulation -BFEM Version-”
“Cosmic Gamma-ray Generator for GLAST Ballon Flight Simulator”
水嶋 浩文 2001 年度 広島大学 修士論文
“Study of Cosmic Ray Background in the Balloon Experiment for the Gamma-ray Satellite GLAST”

[8] T.W. Armstrong et al. 1999
“INITIAL ESTIMATES OF RADIATION BACKGROUNDS FOR THE HARD X-RAY TELESCOPE(HXT) ON THE PLANNED CONSTELLATION-X MISSION”

[9] M.Yoshimori et al.
“Gamma-ray Spectrum Observations With Yhokoh” 1993

[10] 平野 勝也 2000 年度 広島大学 修士論文
“Development of Simulator for the Gamma-ray Satellite GLAST”

[11] Y.Uchiyama 2000, 東京大学 修士論文
“ASTRO-E 衛星搭載井戸型フォスイッチカウンタの地上最終試験による性能評価”

[12] J. Alcaraz et al.(AMS Collaboration) Physics Letters
B472,p215 (for proton)
B484,p10-22 (for electron, positron)
“Leptons in near earth orbit”

[13] Y.Komori et al. 1999 宇宙研
“大気球シンポジウム”

[14] 川添 哲志 広島大学 2001
“HXD レポート”

[15] B.C.Rubin, F.Lei et al. 1996
“A model of the gamma-ray background on the BATSE experiment”