

修士論文

すざく衛星/WAM 検出器と Swift 衛星/BAT 検出器 同時観測による ガンマ線バースト初期放射 スペクトル変動の観測

埼玉大学大学院理工学研究科 博士前期課程
物理機能系専攻 物理学コース 田代・寺田研究室
学籍番号 12MP102

上野 遥

指導教官：田代信 教授

平成 26 年 2 月 5 日

概要

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst; GRB) は、数秒から数百秒の時間で起きる初期放射と数日続く残光からなる爆発現象である。一日に一回ほどの頻度で起き、その到来方向は全天に分布する。発見から 40 年以上経ち観測例も多いが、未だ起源天体や放射機構は明らかではない。しかし、GRB に共通する特徴も調べられている。スペクトルには、二つのべき関数を指数関数でつないだ Band 関数でよく再現できるという共通の特徴がある (Band et al. 1993)。これを説明するモデルとして、相対論的速度で放出するジェット内部の衝撃波からシンクロトロン放射が生じるという説が広く受け入れられている。しかし、数百 keV から MeV のエネルギー帯域での超過成分が見られる例もあり、単純ではない。さらにそれらの中には熱的モデルと非熱的モデルを合わせるとよく再現されるものもあると報告されている。また、光度曲線の減光時間はエネルギーのべきで短くなるという特徴が知られている (Norris et al. 2005)。この減光の物理は放射冷却もしくは幾何学的要素が考えられる。放射冷却の例としてシンクロトロン放射を仮定すると、減光は指数関数で記述でき、その時定数はエネルギーの $-1/2$ 乗に比例する。

放射冷却による減光をもっともよく反映することが期待されるパルス形状として、Fast-Rise Exponential Decay (FRED) 型の GRB が挙げられる。FRED 型 GRB の研究は、すぎく衛星の WAM 検出器を用いたものがある (Tashiro et al. 2012)。WAM で検出された 7 例の FRED 型 GRB 全てが、べき関数ではなく指数関数で減光することを確かめた上で、著者らは 4 つのエネルギー領域にわけた光度曲線の減光の時定数がエネルギー指数 $-0.34(\pm 0.12)$ の冪関数に比例すると明らかにした。そのうち二例では時間分解スペクトルが示され、パラメータの時間変動から一つは非熱的放射モデル、一つは非熱的放射に熱的放射を加えたモデルが示唆されている。

本研究ではこのすぎく衛星を用いた先行研究を発展させ、新たに Swift 衛星搭載 BAT 検出器を加えた GRB データアーカイブから FRED 型 GRB を新たに 4 例選んだ。15-5000 keV という広いエネルギー帯域での FRED 型 GRB の観測により、スペクトル変動の特徴も捉えやすくなる。4 例すべての減光は指数関数を好み、その時定数はエネルギーのべきに比例し、そのエネルギー指数は平均で -0.29 ± 0.13 であった。これはシンクロトロンを仮定した値 -0.5 と矛盾せず、先行研究と誤差の範囲で一致する。また時間分解スペクトル解析では、非熱的モデルと黒体放射を非熱的放射に加えたモデルとで比較し、パラメータの時間変動から全てのイベントで非熱的モデルを好むという結果が得られた。特にバンド関数の折れ曲がりのエネルギーは、時間のべきに比例して低くなる傾向が共通にみられた。これはシンクロトロン放射を起こす電子のもつローレンツ因子の値によって異なる冷却の時間スケールを生むという fast cooling (Sari, Piran & Narayan 1998) モデルで解釈でき、非熱的シンクロトロン放射モデルを強く支持する結果となった。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ガンマ線バースト概要	1
1.1.1	観測の歴史	1
1.1.2	初期放射	3
1.2	GRB の放射機構	5
1.2.1	相対論的運動	6
1.2.2	相対論的火の玉	8
1.2.3	衝撃波形成と粒子加速	8
1.2.4	シンクロトロン放射	10
1.2.5	fast cooling と slow cooling	12
1.3	放射スペクトルの時間変動	14
1.3.1	放射冷却と幾何学による減光	14
1.3.2	非熱的放射と熱的放射	16
1.3.3	Fast Rised Exponential Decay 型 GRB	18
第 2 章	ガンマ線バースト観測機器	20
2.1	すざく衛星硬 X 線検出器	20
2.1.1	すざく衛星	20
2.1.2	硬 X 線検出器 (HXD)	21
2.1.3	広帯域全天モニタ (Wide-Band All-sky Monitor :WAM)	22
2.2	Swift 衛星 BAT	27
2.2.1	Swift 衛星	27
2.2.2	Burst Alert Telescope (BAT)	28
第 3 章	光度曲線の解析	33
3.1	データ選出	33
3.1.1	データ選出の基準	33
3.1.2	光度曲線	34
3.2	減光のエネルギー依存性	34
3.2.1	減光関数の評価	35
3.2.2	時定数のエネルギー依存性	37
第 4 章	スペクトル解析	39
4.1	スペクトルデータとバックグラウンド	39

4.2	フィッティングモデルと χ^2 検定	39
4.2.1	スペクトルモデル	39
4.2.2	χ^2 検定	41
4.3	時間平均スペクトル解析	42
4.3.1	解析結果	42
4.4	時間分解スペクトル解析	44
4.4.1	GRB 060117	45
4.4.2	GRB 070917	45
4.4.3	GRB 080413	46
4.4.4	パラメータの時間変動	50
4.5	シンクロトロン放射の時系列解析	50
4.5.1	fast cooling を仮定したときの E_{peak} の時間変動	50
4.5.2	slow cooling を仮定したときの E_{peak} の時間変動	51
第 5 章	議論	54
5.1	減光のエネルギー依存性から	54
5.2	時間分解スペクトル解析から	55
5.2.1	黒体放射成分	55
5.2.2	fast cooling と slow cooling	55
5.3	検証のまとめ	57
第 6 章	結論	58

表 目 次

2.1	WAM の特性	23
2.2	6 bit Flash ACD チャンネルの bit 圧縮	25
2.3	WAM データの特性	26
2.4	TH チャンネルのおおよそのエネルギー範囲	26
2.5	BAT の性能	30
3.1	WAM, BAT 同時検出 FRED 型 GRB のリスト	34
3.2	各エネルギーバンドでの減光の時定数	37
3.3	各エネルギーバンドでの減光のベキ指数	37
3.4	各イベントのベキ k	38
4.1	各イベントの時間平均スペクトルを 3 つのモデルでフィッティングしたときのパラメータと $\chi^2/\text{d.o.f.}$ 。上付き下付きの数字はエラー値を示す。	44
4.2	GRB 060117 時間分解スペクトル解析のパラメータ。	45
4.3	GRB 070917 時間分解スペクトル解析のパラメータ。	46
4.4	GRB 080413 時間分解スペクトル解析のパラメータ。	46
4.5	fast cooling を仮定した場合の、各イベントの E_{peak} の時間変動と $E_{\text{peak}} \propto t^\eta$ のベキ η 。括弧書きの数値はすべての時間領域を同時フィッティングしたときの $\chi^2/\text{d.o.f.}$ を示す。	50
4.6	slow cooling を仮定した場合の、各イベントの E_{peak} の時間変動と $E_{\text{peak}} \propto t^\eta$ のベキ η 。括弧書きの数値は $\chi^2/\text{d.o.f.}$ を示す。	53
5.1	すべての検証項目と各イベントの評価	57

目次

1.1	BATSEが観測した2704個のGRBの到来方向の分布を銀河座標で示したもの。色はエネルギー総量を表している (http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/skymap/ より引用)	1
1.2	BeppoSaxがX線観測したGRB 970228の残光。左はバーストから8時間後、右は3日後の残光である。Costa et al. 1997, Nature, 387, 784 より。	2
1.3	Very Large Telescopeが観測したGRB 030329の残光の時間変化。	3
1.4	BATSE観測GRBのさまざまな光度曲線。Credit: J.T. Bonnell (NASA/GSFC)	4
1.5	左:BATSEが検出した2704個のGRBの T_{90} 分布。右:BATSE(青)とBeppoSAX(赤)によるHR- T_{90} 分布	4
1.6	BATSEが観測したGRBスペクトルのパラメータ分布。左から、低エネルギー側の光子指数 α 、高エネルギー側の光子指数 β 、 E_{peak} の分布を示す。	5
1.7	GRBの想像図	6
1.8	シンクロトロン放射の様子を示した図。	11
1.9	単一エネルギーの電子がシンクロトロン放射したときのスペクトル。	12
1.10	電子のエネルギー分布がpower-lawであるときのシンクロトロン放射によってつくられるスペクトルと各振動数の時間変動。上がfast cooling, 下がslow coolingの場合を示す。	14
1.11	曲率効果の概念図。左は $\theta = 0$ つまり衝撃波を正面から観測する場合の図。右はそのときに観測される光度曲線。上が θ の角度から出る放射の光度曲線。下が正面から観測される光度曲線。	16
1.12	非熱的放射と熱的放射でよく記述できるスペクトル。スペクトル図はRyde & Pe'er (2009)より引用。	17
2.1	すざく衛星全体図(左)と構造(右)	20
2.2	HXDを真上から見た時の構造(上)と横から見た断面図(下)。	21
2.3	Well検出器1ユニット。Takahashi et al. (2006)より引用。	22
2.4	WAMと他のGRB観測衛星検出器の有効面積	23
2.5	すざく衛星におけるHXD-WAMの配置	24
2.6	WAMのアセンブリ	25
2.7	左:WAMの典型的な一日の5つのエネルギーバンドの光度曲線(黒:WAM 0, 赤:WAM 1, 青:WAM 2, 緑:WAM 3)。一番上のパネルは地磁気 cutoff rigidity。SAAの間はWAMの高電圧を切っており、空白部分に対応する。右:WAM 3のバックグラウンドスペクトル。左図のA-Eの期間がそれぞれの色に対応している。黒のドット線はWAM 0の平均的レベルを示す。	27

2.8	Swift 衛星全体図	28
2.9	BAT の断面図と Swift の光学ベンチ。BAT の主な構造は符号化開口マスクである。光学ベンチに高圧電源などの機器がマウントされている。	29
2.10	符号化マスクの原理図。BAT では穴は $a = 5$ mm 角、 $L = 100$ cm の位置に $32,768 = 215$ ピクセルからなる、位置検出型の半導体 (CdZnTe) 2次元アレイが置かれる。	31
2.11	(左) 左上は CdZnTe 1 pixel、右上は 8×16 が並ぶ Sandwich、左下は 8 つの DM とエレクトロニクスで構成される Block。右下が検出器面と符号化マスクの構造。(右) 符号化マスク	31
3.1	選出された FRED 型 GRB の光度曲線。上のパネルが BAT(15 – 350) keV、下が WAM(all TH) である。GRB 080413 の WAM TRN データ (1 秒の時間分解能) を除いて、全ての時間ビンを 0.5 秒としている。また、WAM のトリガ時刻を 0 秒としている。	35
3.2	減光部分を切り出したエネルギー帯域ごとの光度曲線。青が BAT、赤が WAM のデータに対応する。括弧書きの数字はエネルギー帯域を示し、(1)15 – 25 keV、(2)25 – 50 keV、(3)50 – 70keV、(4)70 – 100 keV、(5)100 – 350 keV、(6) から (8) は WAM の TH0、TH1、TH2 である。TH のそれぞれの値は本文参照のこと。	36
3.3	各イベントの時定数とエネルギーの相関。青が BAT で赤が WAM を示し、黒点線はフィット ティングにより求めたべき関数を表す。	38
4.1	各イベントごとのスペクトル切り出し範囲。緑の点線がバースト全体が入る範囲で時間平均スペクトル解析に用いる。青の点線が減光中の一秒ごとに区切った時間領域で時間分解スペクトル解析に用いる。	40
4.2	全イベントの各モデルにおけるすべてのイベントの時間平均スペクトル (上パネル)。青色は BAT、赤色は WAM のデータを示す。上パネルのヒストグラムの線はモデルを表し、BB+PL の各成分は点線で表している。下のパネルはモデルとデータの比を示し、緑色の線は比が 1 であることを表す。	43
4.3	GRB 060117 の時間経過ごとのスペクトル。横が同じ時間で縦が同じモデルで並べている。s3 は WAM 帯域で暗くスペクトルがかけなかったため、BAT のスペクトルのみで評価している。	47
4.4	GRB 070917 の時間経過ごとのスペクトル。横が同じ時間で縦が同じモデルで並べている。	48
4.5	GRB 080413B の時間経過ごとのスペクトル。横が同じ時間で縦が同じモデルで並べている。s2, s3 は WAM 帯域で暗くスペクトルがかけなかったため、BAT のスペクトルのみで評価している。	49
4.6	GRB 060117 の各時間領域 (s1–s3) における E_{peak} と規格化因子 N のコントアプロット。各コントアの線は信頼度を表していて、99%(黒)、90%(赤)、68%(緑)を示す。マゼンタの線は、時間平均スペクトル解析で得られた規格化因子 N の最大値と最小値である。この場合、時間平均スペクトルの規格化因子 N の値は各時間領域での 68%信頼度に収まっている。	51

4.7	GRB 070917 の各時間領域 (s1–s3) における E_{peak} と規格化因子 N のコントアプロット。各線の意味は 4.6 を参照。この場合、s1 で時間平均スペクトルの規格化因子 N の値が 68%信頼度を超過してしまっているため、今回は最大値で固定した。	52
4.8	GRB 080413B の各時間領域 (s1–s3) における E_{peak} と規格化因子 N のコントアプロット。各線の意味は 4.6 を参照。この場合、時間平均スペクトルの規格化因子 N の値は各時間領域での 68%信頼度に取まっている。	52
5.1	時定数のエネルギー指数 k の分布。赤線が平均値 -0.29 であり、赤点線はエラーを表す。青が Tashiro et al. (2012) の平均値 -0.34 で点線はエラー、緑線はシンクロトロン放射を仮定したときの値 -0.5 である。黒の点線はスペクトル変動がないことに対応する。	54
5.2	fast cooling を仮定して求められた各イベントの η の値。平均値は -1.13 ± 0.23 である (赤)。赤点線はエラーの範囲を示す。青は fast cooling での値 $\eta = -1.5$ を示す。	56
5.3	slow cooling を仮定して求められた各イベントの η の値。平均値は -1.44 ± 0.24 である (赤)。赤点線はエラーの範囲を示す。緑線は slow cooling での値 $\eta = -0.5$ を示す。	56

第 1 章 序論

1.1 ガンマ線バースト概要

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst: GRB) は、遠方宇宙で起きるビックバン以降最もエネルギーの大きな爆発現象である。中心エネルギーは MeV 帯域のガンマ線で明るく観測され、解放される全エネルギーは 10^{54} erg にのぼり、これは太陽が一生かけて放射するエネルギーに相当する。最初の観測報告は 1970 年代であったが、GRB の正体や放射機構は未だに議論の中にあり、まだまだ謎の多い天体現象である。この章では GRB 観測の歴史やこれまでの観測的な側面について述べる。

1.1.1 観測の歴史

GRB 初期放射の発見

GRB は、1969 年 アメリカの核実験探知衛星 VELA (5A, 5B, 6A, 6B) によって初めて発見された。VELA は 4 機の検出時間の差を利用して到来方向を決定し、太陽系外の現象と判明した。3 年で 16 例の GRB を観測していたが、セキュリティの観点から 1973 年まで公表されなかった。

1991 年、NASA のコンプトンガンマ線衛星が打ち上げられ、トランジェント観測装置 (Burst And Transient Source Experiment: BATSE) によって本格的な GRB の全天観測がなされた。10 年で 2704 個の GRB を発見し、その空間分布は一様であった (図 1.1) [1]。一様な空間分布は、GRB が宇宙論的距離で起きる現象であるか、もしくは逆に観測されるのが銀河面の厚さ程度以下の、我々から近い距離にあることが示唆された。

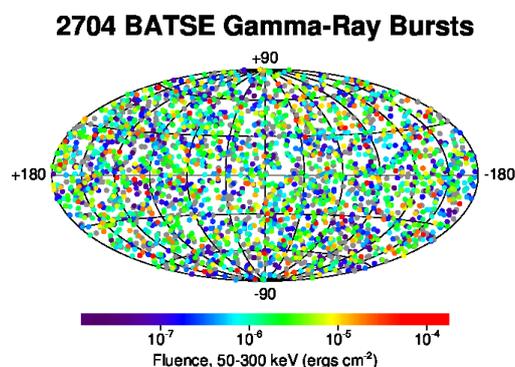


図 1.1: BATSE が観測した 2704 個の GRB の到来方向の分布を銀河座標で示したものの。色はエネルギー総量を表している (<http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/skymap/> より引用)

残光の観測

その後 30 年程 GRB の起源が分からず謎となったいたが、急速に GRB の理解が進んだきっかけとなる観測が、1997 年 イタリアの Beppo SAX 衛星による残光の発見である (図 1.2)[2]。GRB 970228 の位置特定の後、X 線望遠鏡を向けたところ、X 線で明るい天体が発見された。衛星と地上望遠鏡により、X 線と可視光天体から時間とともにべき関数的に減光する様子が観測され、これが GRB に付随する残光であることが確認された。可視光による残光の追観測で正確な天体の位置決定がされ、多くの対応天体に母銀河があることが発見された。その分光観測から銀河の赤方偏移 z 、つまり距離を知ることができるようになった。GRB は z が大きく、つまり私たちからずっと遠く離れた、宇宙論的距離で発生する現象であることが分かった。

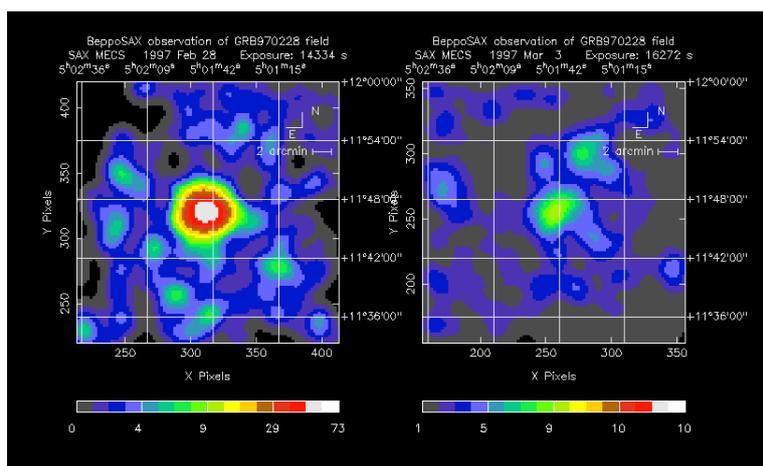


図 1.2: BeppoSAX が X 線観測した GRB 970228 の残光。左はバーストから 8 時間後、右は 3 日後の残光である。Costa et al. 1997, Nature, 387, 784 より。

初めて GRB の正体に迫ったのが、HETE-2 による GRB 030329 の発見である [3]。迅速な位置速報により、可視光や X 線、電波での残光が立て続けに観測され、赤方偏移が $z = 0.169$ (約 20 億年) と比較的近傍のイベントであることが分かった。南米チリにある Very Large Telescope によって、一ヶ月詳細な追観測がされた。その結果、典型的な残光のべき型スペクトルから段々と構造をもったスペクトルが現われる様子が見られ、この構造は水素やヘリウムの外層を失った恒星が最期に起こす大爆発 (Ic 型超新星爆発) と一致していた。これはガンマ線バーストの正体が超新星爆発に関連する確実な証拠となった。

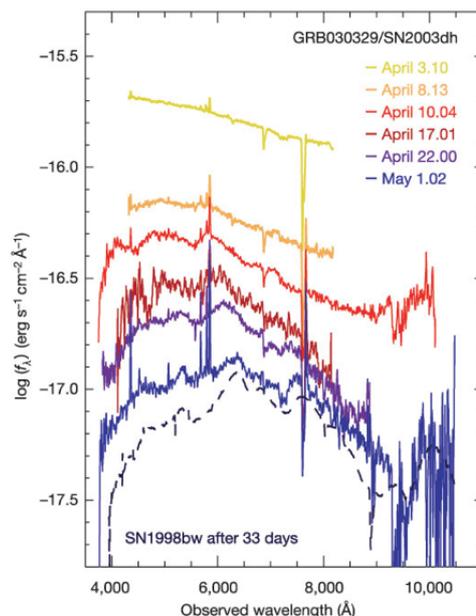


図 1.3: Very Large Telescope が観測した GRB 030329 の残光の時間変化。

1.1.2 初期放射

光度曲線

BATSE が観測した GRB の光度曲線を 1.4 に示す。光度曲線とは横軸は時間を、縦軸がガンマ線強度を示す。図 1.4 から分かるように、GRB の光度曲線は多様な形と時間変動を持つことに特徴づけられる。パルスがいくつも重なっているイベントもあれば、一つのパルスしかないものもある。継続時間も百秒近くつづくイベントもあれば、ミリ秒単位で激しく変動するイベントもある。このような多種多様さのために、光度曲線に基づいた詳細な分類は難しくなっている。

継続時間

GRB の継続時間については、BATSE の結果から二つのクラスが存在するいくつかの証拠が見つかった。継続時間は T_{90} という量で評価され、これはバーストの全フルーエンスの 5% の時間から 95% までの時間から計算される。図 1.5 は BATSE の 2704 個の GRB の T_{90} の分布を表したものである。 T_{90} の分布は 0.3 s と 20 s まわりのピークをもつ二項分布でよく表され、2 s のあたりが谷となっている。 T_{90} 分布から GRB を $T_{90} = 2$ s を境に short バースト ($T_{90} < 2$ s) と long バースト ($T_{90} > 2$ s) の二種類に分類される。

加えて、図 1.5 で示されるようにスペクトルハードネスと継続時間の間に相関がみられるいくつかの証拠が存在する。スペクトルがハード (硬い) というのは、高エネルギーまでスペクトルが伸びているものをいっており、スペクトルハードネス比 (Hardness Ratio: HR) は、低エネルギー側と高エネルギー側のカウント間の比のことである。つまり、long GRB は低エネルギーが優勢で、short GRB は高エネルギー側が優勢である傾向が見て取れる。

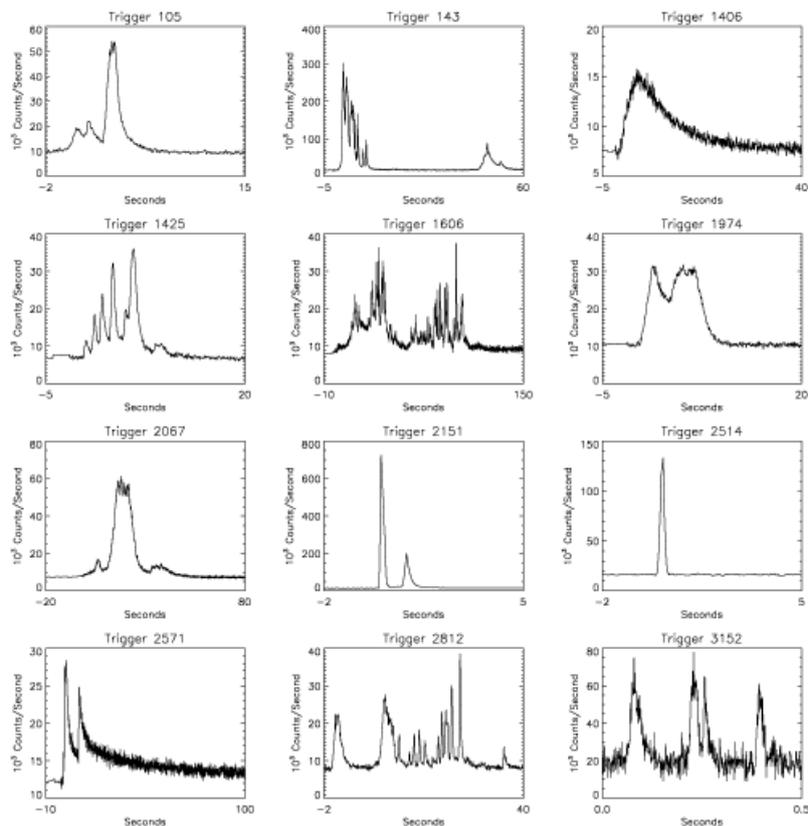


図 1.4: BATSE 観測 GRB のさまざまな光度曲線。Credit: J.T. Bonnell (NASA/GSFC)

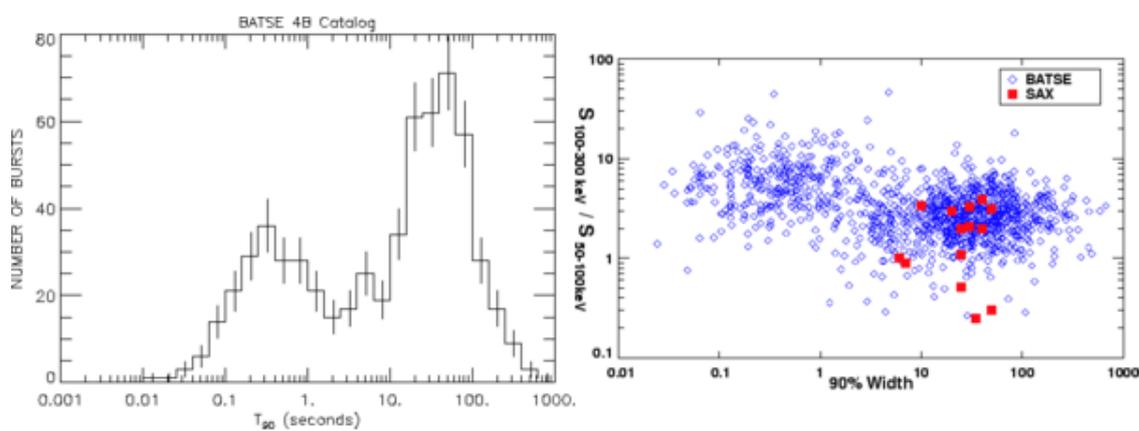


図 1.5: 左: BATSE が検出した 2704 個の GRB の T_{90} 分布。右: BATSE(青) と BeppoSAX(赤) による HR- T_{90} 分布

スペクトル特性

GRB から観測される光子エネルギーはガンマ線で卓越している。これは高いエネルギー帯域で相対的に多くの電磁放射を出していることによる。このことをスペクトルが「硬い」と表現する。観測されるガンマ線バースト光子の微分スペクトル、つまり単位時間、単位面積、単位エネルギーあたりに検出される光子の数 $N_E(E)$ は、Band 関数と呼ばれる二つのべき関数を指数関数で滑らかにつなぐような関数で表される。

$$N_E(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), & (\alpha - \beta)E_0 \geq E \\ A \left[\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{ keV}}\right]^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}}\right)^\beta, & (\alpha - \beta)E_0 \leq E \end{cases} \quad (1.1)$$

E は光子のエネルギーで α, β はべき関数のべきを示すパラメータで負の値をとる。 A はスペクトル全体を規格化するパラメータで、 E_0 はスペクトルのべきが折れ曲がるエネルギーである。このとき最も大きな放射をおこなうエネルギー帯域 (νF_ν スペクトルでのピーク) は、 $E_{\text{peak}} \equiv (2 - \alpha)E_0$ となるので、GRB 放射の特徴的なエネルギーとして E_{peak} もよく用いられる。

ここで、これらのパラメータには典型的な値が存在する。BATSE データのスペクトル解析による各パラメータの分布を 1.6 に示す。パラメータが典型値を持つということは、初期放射のスペクトルには一般的にある程度の型があるといえる。 α, β の典型的な値はそれぞれ $\sim -1, \sim -2.5$ であり、とくに、 E_{peak} は 250 keV を中心として対称正規分布を示す。

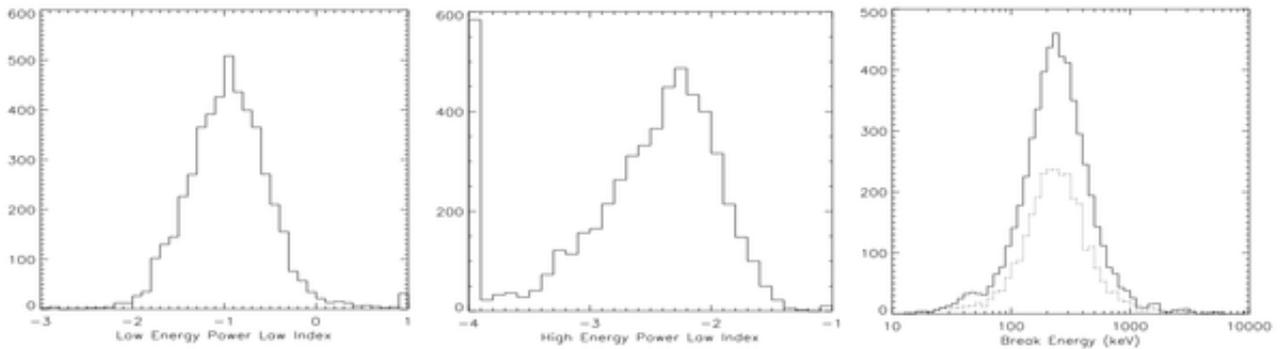


図 1.6: BATSE が観測した GRB スペクトルのパラメータ分布。左から、低エネルギー側の光子指数 α 、高エネルギー側の光子指数 β 、 E_{peak} の分布を示す。

1.2 GRB の放射機構

これまでの観測から解釈される GRB の放射物理はおおむね、以下のように理解されている。概観図を図 1.7 に示す。大質量星がその最期に重力崩壊を遂げ、ブラックホールを形成したときに相対論的ジェットを吹き出す。ジェット中では粗密のある物質が速度差をもって飛んでおり、互いに衝突して内部衝撃波を形成する。そこで衝撃波加速を受けた電子がその磁場中でシンクロトロ

ン放射をして、高エネルギー光子を生成する。これが初期放射である。さらに、ジェットが進行すると、掃き集められた星周物質が境界面で無視できない圧力となり、外部衝撃波をひきおこす。そこでもまた同じようにシンクロトン放射をし、残光現象として観測される。この一連の流れが「相対論的火の玉モデル」と呼ばれる理論であり、現時点で観測を良く記述できるために GRB の標準モデルとなっている。以下では相対論的火の玉モデルについて見ていく (1.2.1, 1.2.2, 1.2.3 節は)。

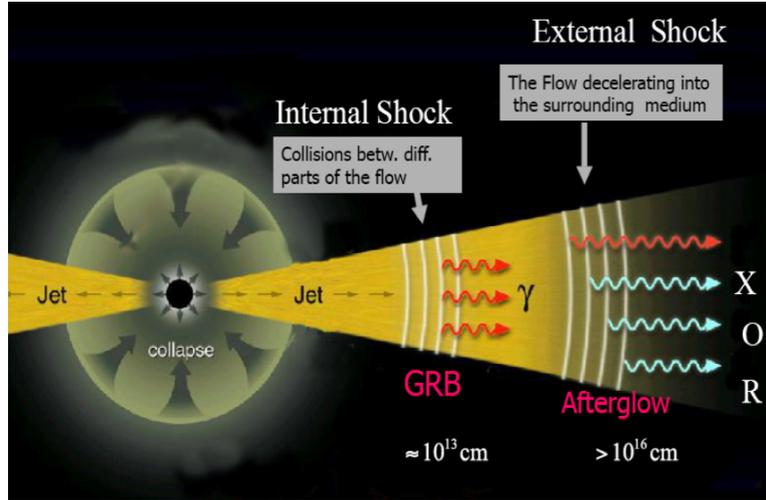


図 1.7: GRB の想像図

1.2.1 相対論的運動

コンパクトネス問題

光度曲線でも見たように、観測される GRB 即時放射の時間変動は非常に短く、ミリ秒程度の例もある。半径 R の星表面が一瞬光として、観測される変動時間が Δt のとき、系のスケールは $R < c\Delta t \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm/s} \times 10^{-3} \text{ s} = 300 \text{ km}$ と考えられる。ここで、GRB から放射される全ガンマ線エネルギー E_{tot} は、以下のように書ける。

$$E_{\text{tot}} = \frac{4\pi d_L^2 S}{1+z} \sim 10^{51} \text{ erg} \quad (1.2)$$

S は観測 fluence であり、上記式には典型的な値 $S = 10^{-6} \text{ erg/cm}^2$ を、また d_L は GRB の距離で $z = 1$ のときの値 $d_L = 2 \times 10^{28} \text{ cm}$ としている。つまり、推測されるコンパクトな放射領域に 10^{51} erg/s という膨大なエネルギーを詰め込むことになる。ここでは、大量のガンマ線光子が閉じ込められることにより光子-光子衝突が起き、電子陽電子対生成が生じる ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$)。コンパクト領域 $R_e = c\Delta t = 300 \text{ km}$ の大きさでの対生成に対する光学的厚さ $\tau_{\gamma\gamma}$ は $\tau_{\gamma\gamma} = n\sigma_T R_e$ である。光子の数密度は、1 MeV 以上の割合を $f_p = 0.01$ として、

$$n \sim \frac{f_p E_{\text{iso}}}{m_e c^2} \times \frac{1}{R_e^3} \quad (1.3)$$

と表せる。つまり

$$\tau_{\gamma\gamma} \sim \frac{4\pi d_L^2 S f_p \sigma_T}{m_e c^2 (c \Delta t_p)^2} \sim 10^{16} \left(\frac{f_p}{0.01} \right) \left(\frac{d_L}{7 \text{Gpc}} \right)^2 \left(\frac{S}{10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}} \right) \left(\frac{\Delta t}{1 \text{ ms}} \right)^{-2} \quad (1.4)$$

となり $\tau_{\gamma\gamma} \gg 1$ ということは、光学的に十分厚い状態であり光子は放射領域から抜け出せない、つまり観測されているような非熱的放射が作り出すことができない。これがコンパクトネス問題である。

この矛盾は、相対論的運動を仮定すると解決できる。相対論的効果は三つある。

1. 見かけの時間が短くなる効果

速度 $\beta = v/c$ で運動する粒子が点 A から光を放射し、 R_e だけ進んだ後に点 B から再放射するとする。この二つの光が観測者に到着する時間差は

$$\begin{aligned} \delta t &= \left(\frac{R_e}{\beta c} + \frac{d_L}{c} \right) - \left(\frac{R_e}{c} + \frac{d_L}{c} \right) \\ &= \frac{R_e}{\beta c} (1 - \beta) \sim \frac{R_e}{2\gamma^2 c} \\ R_e &\sim 2\gamma^2 c \delta t \end{aligned} \quad (1.5)$$

以上から $\gamma^2 (= (1 - \beta)^{-1})$ だけ放射領域のスケールの見積もりに差ができることが分かる。

2. 青方偏移の効果

観測者系からみたときのスペクトルがエネルギーのべき E^{-b} に比例するとき、ローレンツ因子でブーストされた結果を見ているため、放射体の静止系でみた MeV 以上の光子は γ^{-b} だけ少ない。つまり観測者は青方偏移した光子を見ていることとなる。

3. 光学的厚さに関する補正

以上の二点から、1. 大きさ : $R \rightarrow R_e = 2\gamma^2 R \sim \gamma^2 R$ 、2. MeV 光子の割合 : $f_p \rightarrow \gamma^{-b} f_p$ と修正され、放射帯の静止系における光学的厚さ $\tau'_{\gamma\gamma}$ は

$$\begin{aligned} \tau'_{\gamma\gamma} &= \frac{E_{\text{tot}} \times \gamma^{-b} f_p}{m_e c^2} \times \frac{1}{(\gamma^2 R)^3} \sigma_T \gamma^2 R \\ &= \gamma^{-4-b} \times \tau_{\gamma\gamma} \\ &= 10^{16} \times \gamma^{-4-2.5} \end{aligned} \quad (1.6)$$

となる。 b は典型的な観測値 $b = 2.5$ としている。

光学的に薄い ($\tau'_{\gamma\gamma} < 1$) という条件を満たすには、 $\gamma \gtrsim 200 - 300$ でならなくてはならない。相対論的運動を取り入れると $\tau_{\gamma\gamma}$ に大きな修正が加えられ、コンパクトネス問題は解決される。GRB が相対論的速度をもつ爆発現象であることが、このことから示唆される。

バリオン量の問題

コンパクトネス問題を解決するためには物質を $\gamma \sim 100$ の相対論的速度まで加速しなければならないということを上で議論をした。相対論的速度まで加速することを考えると、少ない質量に

対して大きなエネルギーを注入して加速をするのが効率的である。大質量星の重力崩壊（極超新星爆発）において、ブラックホールと降着円盤の重力エネルギーから運動エネルギー、放射エネルギーの変換を考えると最大でも

$$GM_{\text{BH}}M_{\text{disk}}/R \sim \gamma Mc^2 \sim E_{\text{rad}} \quad (1.7)$$

である。観測による典型的な放射エネルギーは $E_{\text{rad}} \sim 10^{52}$ erg であるので、加速される質量は $M \sim 10^{-5} M_{\odot}$ となる。極超新星爆発を起こすような恒星の質量は $> 10^{40} M_{\odot}$ 程度なので加速を受ける質量はごくわずかということになり、実現できるメカニズムは難しくなる。これ解明するのも GRB ジェットの形成の観点からも重要な問題である。

1.2.2 相対論的火の玉

コンパクト領域 $R_0 = 10^{7-8}$ cm に少量のバリオン $M \sim 10^{-5} M_{\odot}$ を膨大なエネルギー $E_{\text{rad}} \sim 10^{52}$ erg を詰め込む。式 (1.6) から明らかに熱的な火の玉であるといえる。熱的なのでシュテファン-ボルツマンの法則から黒体温度と放射エネルギーは $u = aT^4$ の関係が成り立つ。ここで、 $a = 4\sigma/c = 7.6 \times 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$ である。つまり、温度は $T = (3E/(4\pi a R_0^3))^{1/4} \sim 10$ MeV に達する。

この温度は γ, e^+, e^- のペアプラズマが生成される温度であるので、火の玉は自身の熱圧力により加速膨張する。ここで、バリオンの量 M による火の玉の進化の場合分けを考える。

1. バリオンが顕著に少ないとき ($M \leq 10^{-8} M_{\odot}$)

不透明度は $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の生成された陽電子対が担い手となる。温度が $T \leq 10^{-4}$ MeV まで下がると対生成はされなくなり加速が終わる。その時点での温度の放射スペクトルで黒体放射する。しかし、ほとんどの観測では非熱的放射が観測されているので、矛盾する。

2. 少量のバリオンが存在するとき ($10^{-8} M_{\odot} \leq M \leq 10^{-4} M_{\odot}$)

$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の他に p^+, e^- がプラズマとして存在するので、不透明度は $T \leq 10^{-4}$ でも p^+, e^- が主役となる。加速が止まるのは、全エネルギー E が物質の運動エネルギー γMc^2 になるところであり、つまり $\gamma \sim E/Mc^2$ になるまで加速される。その後 γ 一定のまま等速膨張し、火の玉が散乱に対して透明 ($\tau_{\gamma\gamma} \sim 1$) となった時点で光子が抜け出すことができる。

3. 大量のバリオンが存在するとき ($10^{-4} M_{\odot} \leq M$)

質量が大きくなるために放射圧で加速するのが難しくなる。内部の熱エネルギーが光球表面から漏れだすので黒体放射として見える。これも観測と矛盾する。

1.2.3 衝撃波形成と粒子加速

衝撃波形成

バリオンが適量存在すると、相対論的速度まで加速膨張することが上の議論から分かった。しかし、これではまだバリオンが運動エネルギーを持つだけで、放射までは至っていない。運動エネルギーを放射に変換するには衝撃波を仮定すると上手く説明ができると考えられている。

ここでは、二体問題を考える。ローレンツ因子 γ_r の質量 m_r が、速度の遅いローレンツ因子 γ_s の質量 m_s に衝突して、 γ_m の一つの質量 m_m になったとする。エネルギーおよび運動保存則を解くと、

$$\gamma_m = \frac{m_r \gamma_r + m_s \gamma_s}{\sqrt{m_r^2 + m_s^2 + 2m_r m_s \gamma_{rs}}} \quad (1.8a)$$

$$\frac{E_m}{c^2} = \sqrt{m_r^2 + m_s^2 + 2m_r m_s \gamma_{rs}} - m_r - m_s \quad (1.8b)$$

が得られる。ここで、 $\gamma_{rs} = \gamma_r \gamma_s \sqrt{\gamma_r^2 - 1} \sqrt{\gamma_s^2 - 1}$ は m_r から見た m_s のローレンツ因子である。エネルギーの変換効率は

$$\epsilon = 1 - \frac{(m_r + m_s) \gamma_m}{m_r \gamma_r + m_s \gamma_s} \quad (1.9)$$

で与えられる。

$\gamma_r > \gamma_s \gg 1$ のときを考える。これは中心エンジンが γ の異なる物質を放出してそれらが衝突する場合で、「内部衝撃波モデル」といわれる。式 (1.8aa) より衝突後のローレンツ因子は

$$\gamma_m \simeq \sqrt{\frac{m_r \gamma_r + m_s \gamma_s}{m_r / \gamma_r + m_s / \gamma_s}} \quad (1.10)$$

質量が等しいとき $m_s = m_r$ 、エネルギー変換効率は $\epsilon = 1 - 2\sqrt{\gamma_r \gamma_s} / (\gamma_s + \gamma_r)$ となるので、 γ の比が大きいほどエネルギー変換効率が高くなる。

衝撃波による粒子加速

衝撃波が形成されると、衝撃波面で粒子の加速が起きる。粒子が相対論的なエネルギーをもつとき、衝撃波を n 回往復した後の粒子のエネルギーは

$$E_n = E_0 (1 + \eta)^n \sim E_0 \exp(\eta n) \quad (1.11)$$

と指数関数的に増加する。ここで、 η は衝撃波面上流と下流の速度差 ($V_1 - V_2$) に比例する量である。

加速される過程において、ずっと衝撃波面を往復する粒子もいれば衝撃波面から逃げてしまう粒子も存在する。粒子が衝撃波面を n 回以上往復する割合は

$$P(> n) = \left(1 - \frac{4V_2}{c}\right)^2 \sim \exp\left(-4n \frac{V_2}{c}\right) \quad (1.12)$$

と表され、これを考慮するとエネルギーが E よりも大きい粒子数 $N(> E)$ は

$$N = P \propto \exp\left[-\frac{4n(V_1 - V_2)}{3c} \times \frac{3V_2}{(V_1 - V_2)}\right] \propto E^{-3V_2/(V_1 - V_2)} \equiv E^{-\mu+1} \quad (1.13)$$

のようなべき型のスペクトルとなる。エネルギーが E と $E + dE$ にある粒子数を表す微分スペクトル dN/dE は E^μ に比例する。スペクトル指数 μ は衝撃波の圧縮比のみで決まる性質があり、マッハ数が無限大の衝撃波では、 $\mu = 2$ となり、観測結果を良く再現する。GRB でも衝撃波速度は相対論的であるので、これを類似したべき型のスペクトルなる。

1.2.4 シンクロトロン放射

一般的に、観測されるスペクトルがべき型の天体は非熱的放射を行っている。これは熱平衡状態から出る放射や、ボルツマンの速度分布に従う熱プラズマ中の電子から放射される光とは区別される。放射効率の良い非熱的放射として扱われるのが、シンクロトロン放射である。これは加速を受け相対論速度をもつ荷電粒子が放射する光のことである

放射パワー

磁場中 \mathbf{B} を旋回する電子の運動を考える。質量 m_e 、電荷を e 、電子の静止系でのローレンツ因子を γ_e とすると、運動方程式は以下のように書ける。

$$m_e \gamma_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \quad (1.14)$$

速度を磁場に平行な成分と垂直な成分に分けると、

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = 0, \quad \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{e}{\gamma_e m_e c} \mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B} \quad (1.15)$$

を得る。これらの式から $|\mathbf{v}_{\parallel}| |\mathbf{v}_{\perp}|$ が保存されることが分かる。磁場に垂直な面での電子の加速度は一定の大きさで速度に垂直な方向に働く。したがって、この方程式の解はこの面上での円運動となる。この円運動と磁場に平行な運動の組み合わせは粒子のらせん運動となる。旋回の振動数はジャイロ振動数と呼ばれ、

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma_e m_e c} \quad (1.16)$$

である。加速度は $a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$ の大きさで、速度方向に垂直である。このときの放射パワーは

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma_e^4 (a_{\perp}^2 + \gamma_e^2 a_{\parallel}^2) = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma_e^4 \left(\frac{eB}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \beta_{\perp}^2 c^2 \quad [\text{erg s}^{-1}]. \quad (1.17)$$

と書ける。電子の速度分布が等方的な場合は、 β_e の磁場に対する平均角度を用いれば、放射パワーの平均を求めることができる。 θ を磁場と速度ベクトルのなす角とすると、

$$\langle \beta_{\perp}^2 \rangle = \frac{\beta_e^2}{4\pi} \int \sin^2 \theta \, d\Omega = \frac{2\beta_e^2}{3} \quad (1.18)$$

を得る。よって、放射パワーの平均は

$$\langle P \rangle = \frac{4e^2}{9c^3} \gamma_e^4 \left(\frac{eB}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \beta_e^2 c^2$$

ここで、トムソン散乱断面積 $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ ($r_0 = e^2/m_e c^2$: 古典電子半径) と磁場のエネルギー密度 $U_B = B^2/8\pi$ を用いて書き直すと、

$$\langle P \rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta_e^2 \gamma_e^2 U_B \quad [\text{erg s}^{-1}]. \quad (1.19)$$

を得る。これが単一電子からのシンクロトロン放射パワーであり、磁場の二乗と電子のローレンツ因子の二乗に比例する。

放射スペクトル

電子が相対論的速度で運動しているために、放射はビーミング効果を受けて電子の速度方向に集中するようになる。図 1.8 に放射の様子を示す。half angle で $\theta \leq 1/\gamma_e$ の部分だけ観測することができ、観測者はジャイロ振動数よりも大きい振動数をもつ放射パルスを見ることになる。つまり高エネルギーになった放射が観測される。ジャイロ半径 r_g で運動する電子を考える。このとき図

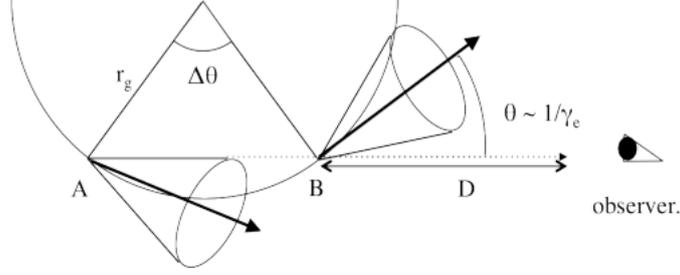


図 1.8: シンクロトロン放射の様子を示した図。

1.8 から、観測できる領域は 1 から 2 までの間 $r_g \times 2\gamma_e^{-1}$ である。 $t = 0$ のときに 1 から放射したとすると (放射 A)、観測者に到達するまでの時間は $t_A = (2r_g\gamma_e^{-1} + D)/c$ であり、 $t = 2r_g\gamma_e^{-1}/(\beta_e c)$ に 2 から放射 B がでたとすると、 $t_B = (2r_g\gamma_e^{-1}/(\beta_e c) + D/c)$ に観測される。時間差をとると、

$$\Delta t = t_B - t_A = \frac{2r_g\gamma_e^{-1}}{c} \left(\frac{1 - \beta_e}{\beta_e} \right) \sim \frac{r_g}{c\beta_e\gamma_e^3} = \frac{1}{\gamma_e^3\omega_B} \quad (1.20)$$

$1 - \beta_e \sim 1/(2\gamma_e^2)$ の関係式を用いた。ここで臨界振動数 ω_c は

$$\omega_c \sim \frac{1}{\Delta t} \sim \gamma_e^3\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \gamma_e^2, \quad \nu(\gamma_e) = \frac{eB}{2\pi m_e c} \gamma_e^2 \quad (1.21)$$

となり、この周波数付近で放射強度はピークとなる、つまり高いエネルギーの粒子ほど高い周波数の放射を出す。超相対論的な場合、電子一個あたり単位振動数あたりに放射されるパワーは

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{e^3 B \sin \alpha}{m_e c^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad (1.22)$$

ここで、 $F(x)$ は 5/3 次の修正ベッセル関数で表される関数であり、 $x \equiv \omega/\omega_c$ とした。

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(\eta) d\eta \quad (1.23)$$

漸近的な形は以下のようになる。

$$F(x) \sim \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{x}{2}\right)^{1/3} \quad x \ll 1 \quad (1.24a)$$

$$F(x) \sim \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} e^{-x} x^{1/2} \quad x \gg 1 \quad (1.24b)$$

図 1.9 に $F(x)$ をプロットしたものを示した。

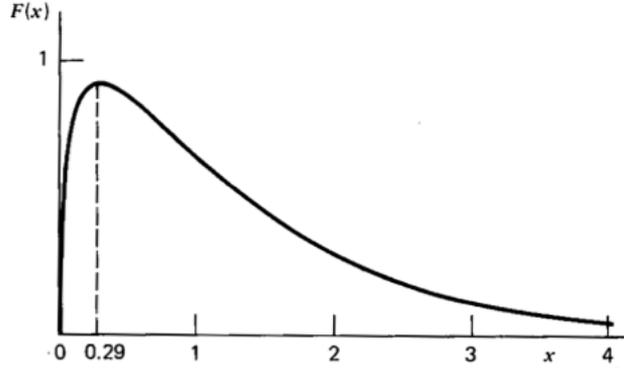


図 1.9: 単一エネルギーの電子がシンクロトロン放射したときのスペクトル。

1.2.5 fast cooling と slow cooling

エネルギー $\gamma_e m_e c^2$ をもつ一個の電子によるシンクロトロン放射のスペクトルは、相対論的ビーミング効果によって変調されたサイクロトロン放射のフーリエスペクトルで表される。振動数 $\nu \equiv \nu(\gamma_e)$ になるまでは $F_\nu \propto \nu^{1/3}$ となり、この値よりも大きい振動数になると、指数関数で減衰する。このときのシンクロトロン放射のピークは、

$$P_{\nu, \max} \sim \frac{P(\gamma_e)}{\nu_e} = \frac{m_e c^2 \sigma_T}{3q_e} \gamma_E B \quad (1.25)$$

となる。ある時刻に一個の電子がもつエネルギーは $E(t) = m_e c^2 \gamma_e(t)$ である。この電子からは、

$$P = -\frac{dE}{dt} = m_e c^2 \frac{d\gamma_e}{dt} \quad (1.26)$$

のパワーで放射してエネルギーを失っていく。式 1.25 より

$$\frac{d\gamma_e}{dt} = -\frac{4\sigma_T U_B \gamma^2(t) \gamma_E}{3m_e c} \quad (1.27)$$

であるので、これを積分することで解析的に $\gamma_e(t)$ の時間発展をすることができる。初期状態の電子のローレンツ因子を $\gamma_e(0)$ として積分すると、

$$\frac{1}{\gamma_e} = \frac{1}{\gamma_c(t)} + \frac{1}{\gamma_e(0)} \quad (1.28)$$

で表される。ここで、

$$\gamma_c(t) = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U_B \gamma_E t} \quad (1.29)$$

である。このパラメータ γ_c と γ_e の大小関係により、電子の冷却のされ方が異なる。はじめ $\gamma_e > \gamma_c$ である電子は、時間 t の間にエネルギーを失い、 γ_c 程度になる。一方で、 $\gamma_e < \gamma_c$ の電子は、時間 t の間には放射による冷却はほとんど効かず、 γ_e 程度のエネルギーから大きく減衰ことはない。電子がエネルギーを失うにつれ、シンクロトロン放射の振動数 $\nu_{\text{syn}} \propto \gamma^2(t)$ で時間とともに変化する。したがって、一個の電子の $\nu_c < \nu < \nu_e$ におけるスペクトルは $\propto \nu^{-1/2}$ となる。

電子のローレンツ因子の分布のなかで最小のものを γ_m とする。 $\gamma_c < \gamma_m$ のときは、すべての電子は急速に冷却される。このような状態を”fast cooling”という。 $\gamma_c < \gamma_m$ のときは、電子のローレンツ因子が γ_c よりも大きいものだけが急激な冷却をうけ、 γ_c よりも小さいものは冷却をあまりうけない。このような状態を”slow cooling”という。

一個の電子がつくるスペクトルに電子のエネルギー分布 $\propto \gamma_e^{-p}$ をかけて積分すると、観測されるスペクトルが得られる。観測されているような broken power-law のスペクトルは、最小のローレンツ因子をもつ電子から発せられる $\nu_{\text{syn}}(\gamma_m)$ 付近で折れ曲がると考えられる。高いエネルギーをもつ電子はいつでも急速に冷却されるため、

$$F_\nu = N[\gamma(\nu)]m_e c^2 \gamma(\nu) \frac{d\gamma}{d\nu} \propto \nu^{-p/2} \quad (1.30)$$

をみます。ここで $\gamma(\nu)$ は振動数 ν のシンクロトロン放射をする電子のもつローレンツ因子で、 $N[\gamma(\nu)]$ は $\gamma(\nu)$ をもつ電子の個数を表す。また、十分低いエネルギーをもつ電子に対しては、冷却は効かず

$$F_\nu \propto \nu^{-1/3} \quad (1.31)$$

となる。これらの中間に分布する電子については fast cooling および slow cooling の両方を考える必要がある。slow cooling の場合のスペクトルは

$$F_\nu = N[\gamma(\nu)]P[\gamma(\nu)] \frac{d\gamma}{d\nu} \propto \nu^{-(p-1)/2} \quad (1.32)$$

である。fast cooling の場合は、 $\nu(\gamma_c)$ から $\nu(\gamma_e)$ の間は

$$F_\nu \propto \nu^{-1/2} \quad (1.33)$$

となる。これらの接続条件から、以下のようなスペクトルが得られる。

$$F_\nu \propto \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/3} F_{\nu, \max}, & \nu_c > \nu \\ \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/2} F_{\nu, \max}, & \nu_m < \nu < \nu_c \\ \left(\frac{\nu_m}{\nu_c}\right)^{-1/2} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-p/2} F_{\nu, \max}, & \nu > \nu_m \end{cases} \quad (1.34)$$

となる。ここで、 $\nu_m \equiv \nu_{\text{syn}}(\gamma_m)$ は電子のエネルギー分布において最小のローレンツ因子をもつ電子から放射されるシンクロトロン振動数である。また $F_{\nu, \max} \equiv N_e P_{\nu, \max} / 4\pi D^2$ は、GRB 発生源からの距離 D の地点でのピークフラックスである。

slow cooling の場合は、

$$F_\nu \propto \begin{cases} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{1/3} F_{\nu, \max}, & \nu_m > \nu \\ \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-(1-p)/2} F_{\nu, \max}, & \nu_c < \nu < \nu_m \\ \left(\frac{\nu_c}{\nu_m}\right)^{-(1-p)/2} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-p/2} F_{\nu, \max}, & \nu > \nu_c \end{cases} \quad (1.35)$$

となる。fast cooling と slow cooling から得られるスペクトルを図 1.10 へ示す。

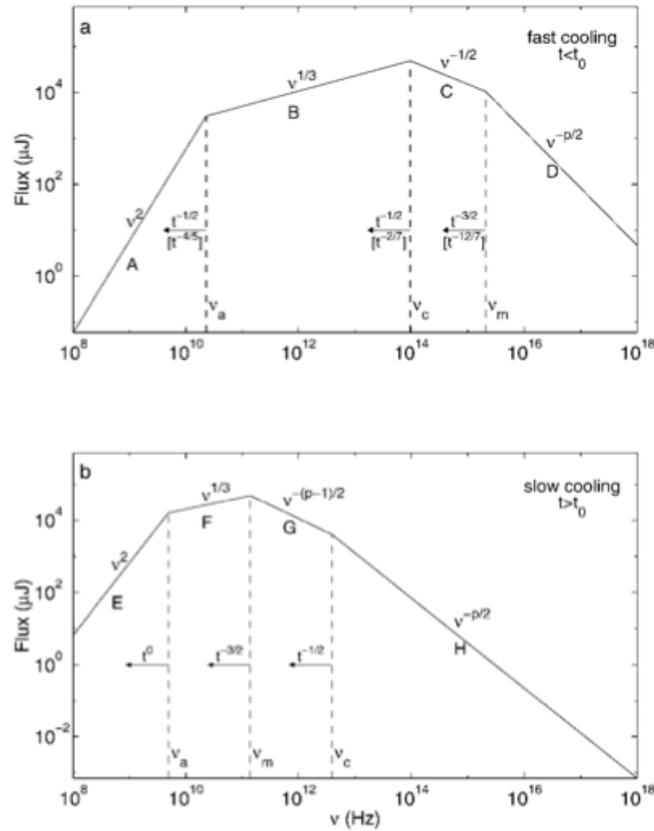


図 1.10: 電子のエネルギー分布が power-law であるときのシンクロトロン放射によってつくられるスペクトルと各振動数の時間変動。上が fast cooling , 下が slow cooling の場合を示す。

1.3 放射スペクトルの時間変動

1.3.1 放射冷却と幾何学による減光

GRB の特徴の一つとしてさらに挙げられるのが、パルス幅のエネルギー依存性であり、エネルギー帯域ごとに分けた光度曲線のパルス幅はエネルギーのべき乗に比例して短くなると報告されている。さらに光度曲線の減衰時間とパルス幅には強い相関が見られることが示されている。減光の物理には放射冷却もしくは幾何学的な要素が考えられ、以下にそれぞれで導かれる減光の関数を示す。

放射冷却による減光

非熱的放射や熱的放射といった放射冷却を仮定したとき、放射フラックスは指数関数的に減少する。

$$F_\nu \propto \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (1.36)$$

放射冷却の例として、シンクロトロン放射冷却によって減光にどのような特徴付けができるかを検証する。放射が起きる系での冷却時間は、シンクロトロン放射パワーの式 (1.19) から

$$(t_{\text{syn}})_{\text{co}} = \frac{E_{\text{co}}}{P_{\text{co}}} = \frac{3}{4} \frac{m_e c}{\sigma_T U_B \gamma_e} \quad (1.37)$$

と得られる。観測者系と電子の静止系での冷却時間の関係は $(t_{\text{syn}})_{\text{co}} = \gamma \times (t_{\text{syn}})_{\text{obs}}$ であることから (γ_E は観測者系からみた値)、エネルギーとローレンツ因子の関係

$$\begin{aligned} E_{\text{co}} &= \frac{h e B}{m_e c} \gamma_e^2 \\ E_{\text{obs}} &= E_{\text{co}} \times \gamma_E = \frac{h e B}{m_e c} \gamma_e^2 \gamma_E \end{aligned}$$

を用いて γ_e を消去したものを代入すると、観測者系での減衰時間は

$$(t_{\text{syn}})_{\text{obs}} = \frac{6\pi}{\sigma_T} \sqrt{\frac{m_e c e}{B^3 \gamma_E \nu}} \propto E_{\text{obs}}^{-1/2} \quad (1.38)$$

を得る。つまり、

$$F_\nu \propto \exp \left[\frac{-t}{E_{\text{syn}}^{-1/2}} \right] \quad (1.39)$$

というフラックスの時間変動がみられる。観測される光度曲線の減衰時間はエネルギーの $-1/2$ 乗にしたがって早くなる。

曲率効果による減光

光度曲線が減光する物理背景として考えられるもう一つの物理として、曲率効果がある。曲率効果とは、火の玉表面に沿った視線方向の変化が、高緯度の領域からの放射の時間の遅れや、固有のスペクトルのシフトを引き起こす効果である。図 1.11 の場合で考える。視線方向 $\theta = 0$ に観測者がいるとする。 $\theta = 0$ からある角度のシェルからの放射を観測することを考える。ここからの放射はオフセットがある分ビーミング効果が弱くなり、 $\theta = 0$ よりも低いエネルギーが観測される。ビーミング効果が小さくなるために光子の到着時間も遅くなる。したがって、エネルギー毎の光度曲線は図 1.11 右のようになると予測され、高エネルギー側は早く減光し、低いエネルギーの減光は遅くなることが示される。これはシンクロトロン冷却と同じ傾向であるが、減光の関数が異なっている。幾何学効果では減光が時間のべきで表されることが分かっている (Fenimore et al. 1996)。

共同座標系での放射周波数 ν' が観測者系で $\nu = D\nu'$ にブーストされる。ここで $D = [\Gamma(1 - v \cos \theta)/c]^{-1}$ のドップラー因子であり、 $\theta \ll 1/\Gamma$ のとき $D \sim 2\Gamma$ で、 $\theta \gg 1/\Gamma$ のとき $D \sim 2/(\Gamma\theta^2)$ となる。 $t \propto \theta^2$ であることから、 $\theta \gg 1/\Gamma$ のとき $D \propto t^{-1}$ が得られる。観測フラックスは共同座標系での表面輝度に関係し、よって、曲率効果による減光の関数は以下のようにかける。

$$F_\nu \propto L'_\nu D^2 \propto (\nu')^{-\beta} D^2 \propto \nu^{-\beta} D^{2+\beta} \propto \nu^{-\beta} t_{\text{cur}}^{-2-\beta} \quad (1.40)$$

ここで、 β は観測周波数 ν まわりのスペクトル指数である。このように、光度曲線の減光の関数を求めることで、シンクロトロン放射冷却と曲率効果を区別することができる。

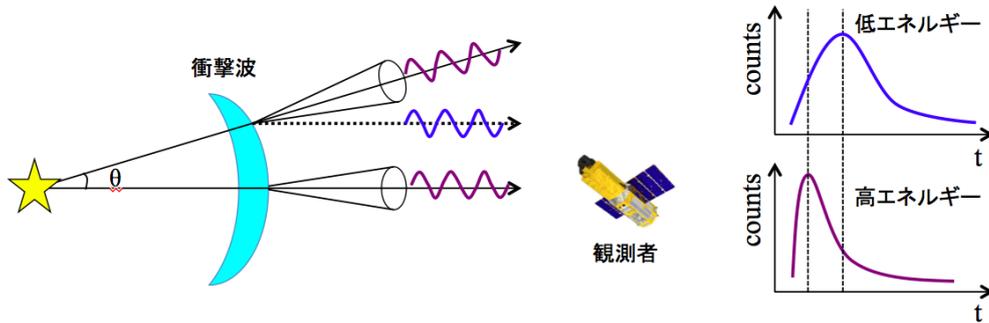


図 1.11: 曲率効果の概念図。左は $\theta = 0$ つまり衝撃波を正面から観測する場合の図。右はそのときに観測される光度曲線。上が θ の角度から出る放射の光度曲線。下が正面から観測される光度曲線。

1.3.2 非熱的放射と熱的放射

非熱的モデルは時間平均スペクトル解析においてはよく記述できると述べた。しかし、いくつかの観測結果では時間分解スペクトル解析において低エネルギー側のスペクトルが、光学的に薄いシンクロトロンまたはシンクロトロン自己コンプトンモデルで許されているよりも平坦なスロープをもつというように、非熱的モデルが合わないと報告されている。

また、いくつかの観測例からスペクトルの数百 keV から MeV 帯域での超過成分が観測されてきており、高エネルギー側でスペクトルが折れる非熱的放射では説明できない。そこで考えられるのが、非熱的放射に黒体放射のような熱的放射を加えたモデルである。初期放射は光学的厚さ $\tau_{\gamma} = 1$ のときに晴れ上がるため、その瞬間に放射される黒体放射が観測されているはずである。よって、非熱的放射に熱的要素を加えることは物理的に可能性があると言える。このモデルでは、熱的放射が sub-MeV 領域の狭いエネルギーピークを形成し、そして非熱的放射が高エネルギーまで伸びるスペクトルを形成し、観測スペクトルを説明できる (図 1.12)。

黒体放射のスペクトルの時間変動

黒体放射とシンクロトロン放射では冷却の仕方が異なっており、これを観測すれば熱的なモデルを検証できる。黒体放射の場合、その温度の時間変動は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= nV k \frac{dT}{dt} = \sigma S T^4 \\ T &= \left(\frac{3\sigma S}{nV k} \right)^{-1/3} t^{-1/3} \end{aligned} \quad (1.41)$$

ここで、 E, t, T と S はそれぞれ熱的なエネルギー、時間、温度、放射領域である。放射面積が一定であると仮定すると、

$$T \propto t^{-1/3} \quad (1.42)$$

が得られる。つまり、温度は時間の $1/3$ 乗にしたがって低くなる。

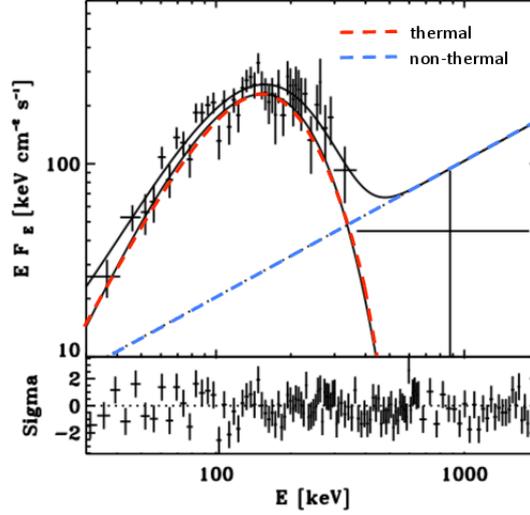


図 1.12: 非熱的放射と熱的放射でよく記述できるスペクトル。スペクトル図は Ryde & Pe'er (2009) より引用。

シンクロトロン放射のスペクトルの時間変動

つぎに、シンクロトロン放射の時間経過によるスペクトル発展を考える。ここでは周囲の密度が n (一定) を伝播する半径 $R(t)$ の球面の衝撃波に限定して議論する。衝撃波の流体の発展において二つの極端な制限”fully radiative”もしくは”fully adiabatic(断熱)”が考えられる。fully radiative では、衝撃波に変換されたすべての内部エネルギーが放射に使われる。これは二つの状況をみたすことを要求する。電子にいくエネルギーの変動が $\epsilon \rightarrow 1$ のように大きいことと、fast cooling 過程であることである。初期放射をする段階では衝撃波同士のローレンツ因子はさほど差はないと考えることができる。1.2.3 節で取り上げたように、ローレンツ因子の比が大きいとエネルギー変換効率は大きくなるため、初期放射では fully radiative の条件を満たすことは難しい。よって、初期放射は adiabatic であるとみなす。adiabatic の場合、球面の衝撃波のエネルギー E は一定で $E = 16\pi\gamma^2 R^3 n m_p c^2 / 17$ で与えられる。このとき、流体力学的な発展の式は以下の式で与えられる。

$$R(t) \cong (17Et/4\pi m_p n c)^{1/4} \quad (1.43)$$

$$\gamma(t) \cong (17E/1024\pi n m_p c^5 t^3)^{1/8} \quad (1.44)$$

これらのスケーリングとスペクトルの結果を用いると、パラメータの時間変動を計算でき、

$$\begin{aligned} \nu_c &= 2.7 \times 10^{12} \epsilon_B^{-3/2} E_{52}^{-1/2} n_1^{-1} t_d^{-1/2} \text{ Hz} \\ \nu_m &= 5.7 \times 10^{14} \epsilon_B^{1/2} \epsilon_e^2 E_{52}^{1/2} t_d^{-3/2} \text{ Hz} \\ F_{\nu, \text{max}} &= 1.1 \times 10^5 \epsilon_B^{1/2} E_{52} n_1^{1/2} D_{28}^{-2} \text{ Hz} \end{aligned} \quad (1.45)$$

となる。

以上のように、黒体放射では kT 、シンクロトロン放射では ν_m, ν_c の時間変動 ($\propto t^n$) を観測することで、非熱的成分と熱的成分を比較できるということが期待できる。

1.3.3 Fast Rised Exponential Decay 型 GRB

GRB の光度曲線は図 1.4 でも見られるように多様な構造をしているが、スペクトルの多くは Band 関数やカットオフのかかるべき関数でよく記述できる。べき指数やピークエネルギーのようなスペクトルのパラメータは、GRB 放射と粒子加速機構を推測するのに使われる。しかし、バーストのガンマ線で優勢な期間の特徴は、光度曲線の時間発展とスペクトルの振る舞いに隠れてしまう。個々の放射のタイムスケールは、放射機構や温度変動や衝撃波加速のタイムスケール、放射電子冷却のような放射領域の物理状態を反映しており、これらは中心天体の振る舞いに関係していると考えられる。しかし、ほとんどのバーストはパルスが重なってしまっているため、個々のパルスの振る舞いを精密に研究することは難しい。

そこで、時間発展に影響する変数を少なくして現象の背景となる純粋な物理を得るために、光度曲線の中でも最も単純な形である Fast-Rised Exponential Decay (FRED) 型の GRB に着目する。FRED 型であれば放射領域の幾何学的要素から切り離して放射過程を調べることができる。比較的速い立ち上がりは、幾何学的変動の時間スケールが長い減光過程を支配しないくらい十分に短いことを意味する。指数関数的な減光の時間スケールは、放射冷却過程を含む放射領域の状態の発展を反映していると推測される。

本研究の目的

FRED 型 GRB についての研究は、すぎく衛星に搭載された広帯域全天モニタ (WAM) での観測によって、光度曲線減光の時定数とエネルギーの関係とスペクトル発展の解析が行われている (Tashiro et al. 2012)。著者らは、WAM で検出された 7 例の FRED 型 GRB 全てが、べき関数ではなく指数関数で減光することを確かめた上で、4 つのエネルギー帯域に分けた光度曲線減光の時定数のエネルギー依存性を求めた。時定数はエネルギーのべきで短くなることが示され、そのべき指数の平均値は $-0.34(\pm 0.12)$ となり、シンクロトロン放射から予測される値 -0.5 と矛盾しなかった。また、7 つのイベントのうち 2 つは他の衛星によって GRB の位置が決まっていたため、減光中の一秒ずつのスペクトル解析をした結果、パラメータの時間変動から一つは非熱的放射モデル、もう一つは非熱的放射に熱的放射を加えたモデルが示唆された。

本研究ではすぎく衛星を用いた先行研究をさらに発展させ、すぎく/WAM に加えて Swift 衛星 BAT のデータアーカイブから FRED 型 GRB を選出する。二つの衛星で同時検出されたイベントに着目することで二つのメリットが得られる。(1) Swift 衛星が 1–3 分角で正確に決定した GRB の位置を用いることで、WAM でのスペクトル解析ができるようになる。(2) 15–5000 keV という広いエネルギー範囲を広い有効面積で観測することで、光度曲線のエネルギー依存性をより詳細に解析でき、また GRB のスペクトルの特徴である E_{peak} が捉えやすくなる。以上の特徴を利用して、大きく二つの解析をする。

一つは光度曲線減衰の形とエネルギー依存性を解析し、指数関数で減光しているかを確認、また先行研究である Tashiro et al. (2012) との比較をし、 $\tau \propto E^k$ で与えられるエネルギー指数の分布が似ているかどうかを検証する。二つ目は、非熱的放射と非熱的放射+熱的放射のモデルで

それぞれスペクトル発展をみる。非熱的放射では fast cooling と slow cooling を、熱的放射では黒体放射を検証する。これらが特徴づけるパラメータの時間変動 $E \propto t^n$ を求め、i) fast cooling: $E \propto t^{-3/2}$ 、ii) slow cooling : $E \propto t^{-1/2}$ 、ii) blackbody : $E \propto t^{-1/3}$ と比較することで、これらの主な放射機構が非熱的なのか、それとも熱的放射なのかを評価する。

第 2 章 ガンマ線バースト観測機器

2.1 すざく衛星硬 X 線検出器

2.1.1 すざく衛星

「すざく衛星」(ASTRO-E2)は、「はくちょう(1979年)」、「てんま(1983年)」、「ぎんが(1987年)」、「あすか(1993年)」に続く、日本で5番目のX線観測衛星である(Mitsuda et al. 2007)。2005年7月10日に内之浦宇宙センターからM-V-6号ロケットによって、地球からの高度570kmの略円軌道、傾角 31° に打ち上げられた。すざく衛星にはX線望遠鏡と(X-Ray Telescope: XRT)と、三つの科学機器、X線マイクロカロリメーター(X-Ray Spectrometer: XRS)、X線CCDカメラ(X-ray Imaging Spectrometer: XIS)、硬X線検出器(Hard X-ray Detector: HXD)が搭載されている。XRSは使用している液体ヘリウムが消失するという不具合が発生したため観測は不可能となっている。他の二つの観測機器によって、すざく衛星は0.2 – 600 keVといった非常に広いエネルギー領域を高感度でカバーすることができる。これらの機器に加え、すざく衛星には50 – 5000 keVの広い帯域で全天をモニターする広帯域全天モニター(Wide-band All-sky Monitor: WAM)がある(Yamaoka et al. 2005, 2006)。この節では、硬X線検出器と広帯域全天モニターについて詳細に述べる。

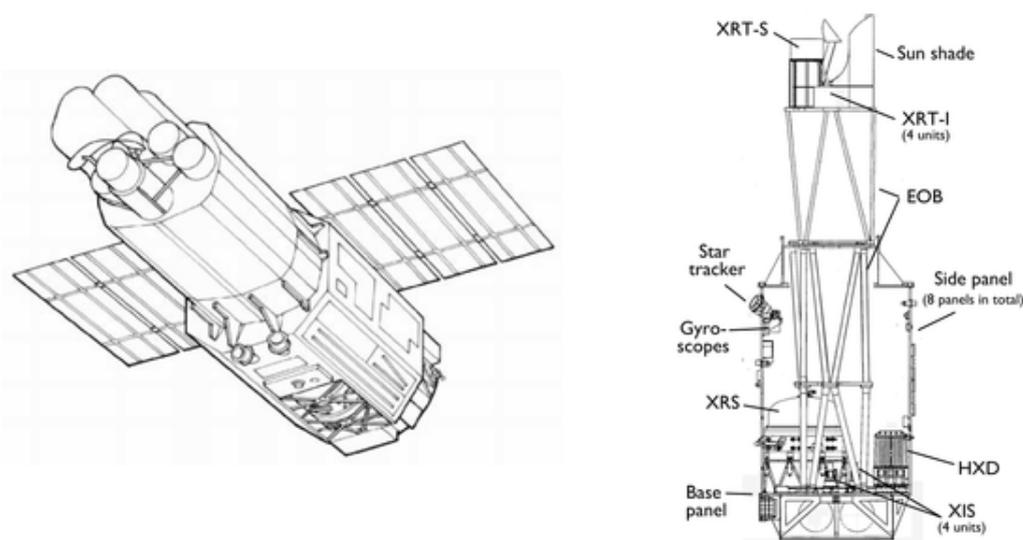


図 2.1: すざく衛星全体図(左)と構造(右)

2.1.2 硬 X 線検出器 (HXD)

硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector: HXD) は、すざく衛星に搭載された観測装置の一つであり、センサーは 16 本の井戸型フォスウィッチカウンターと、その周りを囲う 20 本の反同時計数から構成されている。HXD の構造の全体図を図 2.2 に示す。大きさは 34 cm × 34 cm × 38 cm で、総重量は約 200 kg である。二つの検出器を複眼状に配置することで、10 – 700 keV というエネルギー領域の広い有効面積が実現し、また Well 検出器を囲う反同時検出器によって宇宙線などのバックグラウンドの除去ができる。

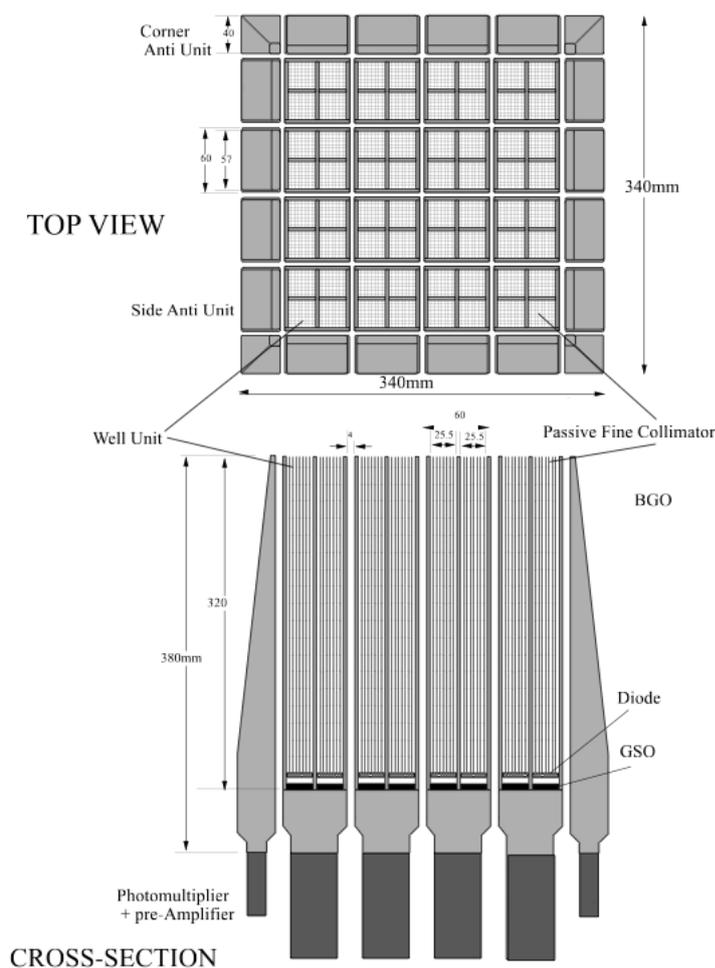


図 2.2: HXD を真上から見た時の構造 (上) と横から見た断面図 (下)。

図 2.3 に Well 検出器の 1 ユニットの構造を示す。主検出器は無機シンチレータである珪酸ガドリニウム ($\text{Gd}_2\text{SiO}_2(\text{Ce})$: GSO) と、PIN 型シリコン検出器で構成されている。GSO は比較的大きな原子番号で密度も高いため、硬 X 線に対する検出効率が高い。蛍光減衰時間は 30 – 60 ns と短く、蛍光効率の温度依存性が小さく、放射線耐性も 10^6 Gy と極めて高く、衛星搭載の結晶シン

チレータとして優れている。PIN 検出器は 10 – 70 keV までの低エネルギー光子を検出し、PIN 検出器を通過してしまうような高エネルギー光子は GSO によって 40 – 700 keV まで検出する。このようにエネルギー領域の異なる二つの検出器を組み合わせることで、広いエネルギー帯域を広い有効面積で観測することができる。

また、Well 検出器は 4π 方向をゲルマン酸ビスマス ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$: BGO) と呼ばれる無機シンチレータで囲われている。BGO 検出器の役割は二つある。一つは観測天体からの X 線光子の入射方向を $4^\circ \times 4^\circ$ に制限するコリメータとしての役割、二つ目は BGO の阻止能力を利用して、視野外からくる別の X 線光子や宇宙線などのバックグラウンドを除くことである。しかし、一般的に軟 X 線になるほど光源となる天体も多く、宇宙背景 X 線放射も強くなるため、より視野を絞りこれらの混入を制限する必要がある。HXD の場合、非常に高い荷電粒子バックグラウンド除去能力をもつので、これに見合った低い光度の天体まで混入を制限するには、とくに 100 keV 以下でさらに視野を絞る必要がある。このために、ファインコリメータと呼ばれるリン青銅製の受動的な視野が $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ のコリメータが挿入されている。

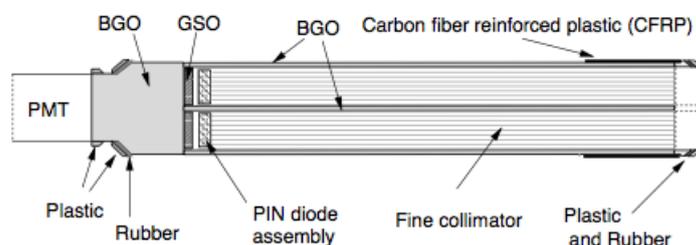


図 2.3: Well 検出器 1 ユニット。Takahashi et al. (2006) より引用。

2.1.3 広帯域全天モニタ (Wide-Band All-sky Monitor :WAM)

前節でみたように、HXD の側面を囲う BGO 反同時計数検出器の役割は、PIN 検出器や GSO といった HXD 主検出器のアクティブシールドである。視野外からくるガンマ線や荷電粒子から主検出器を守り、また衛星機体や他観測機器の放射化によるガンマ線からの影響も遮断することができる。特に、陽子のフラックスは一桁ほど減少する。1 つの側面で 800 cm^2 と大きな面積をもち、また原子番号の大きい物質 (BGO は $Z_{\text{eff}} = 71$) で構成されているので、ガンマ線に対して広い有効面積をもつ。このことを利用して反同時検出器はガンマ線バーストというような天体を検出することができる。これが広帯域全天モニタ (Wide-band All-sky Monitor: WAM) と呼ばれる機能であり、50 – 5000 keV のエネルギー領域をカバーする。以下では、この機能が実現している検出器を以下では WAM と書くことにする。

図 2.4 に示されるように、WAM は他の GRB 観測衛星と比べて MeV 領域にて広い有効面積を有している。WAM は HXD の側面にあるため視野が制限されておらず、加えて衛星内では X 線望遠鏡 (XRT) と拡張式光学ベンチ (EOB) から離れていて、比較的視野が遮られない。これら二つの利点が役立って、このシールドは GRB や明るい地蝕法を使った硬 X 線源のような硬 X 線突発天体の広帯域全天モニタとして設計が可能となった。WAM の仕様を表 2.1 に示す。

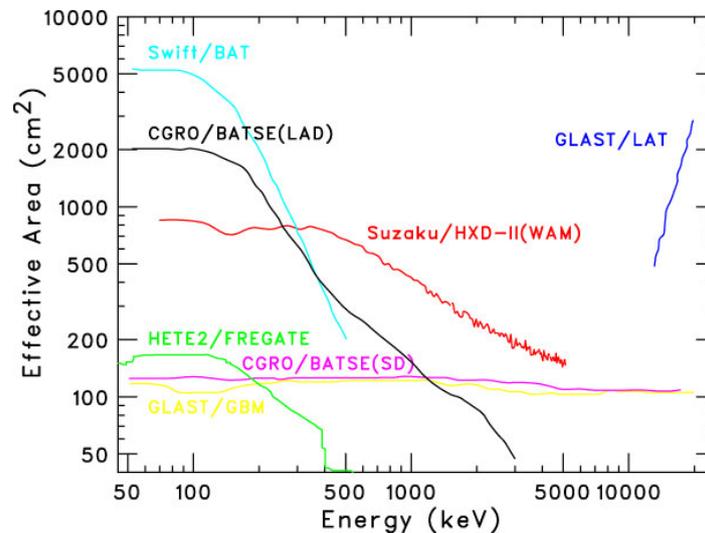


図 2.4: WAM と他の GRB 観測衛星検出器の有効面積

表 2.1: WAM の特性

項目	値など
センサー	20 BGO 結晶
検出器数	4 (WAM0 - 3)
エネルギー領域	50 - 5000 MeV (55 ch)
幾何学面積	800 cm ² /side
有効面積	400 cm ² /side @1 MeV
エネルギー分解能	~ 30% @662 keV
視野	~ 2 π
時間分解能	BST データ: バーストの 64 秒の間で 1/64 s TRN データ: 常に 1 s
テレメトリレート	5 kbps
GRB への応答時間	1 日 (アラートなし)
GRB 位置決定性能	WAM だけで 5° - 10°, IPN 使用で < 1°

検出器

WAM はHXDを囲う4つの側面で構成され、0から3まで番号が付けられている。WAMでの仰角は方位角 (θ, ϕ) は図2.5でも示されている通りである。WAM 0とWAM 1は衛星のそれぞれY, X軸の正の方向に面している。WAM 0は太陽光パネル($\phi = 90^\circ$)に隣接していて、時々強い太陽フレアによって影響を受ける。WAM 2はXRS デュワー($\phi = 270^\circ$)に面していて、入射ガンマ線が重く吸収を受ける。

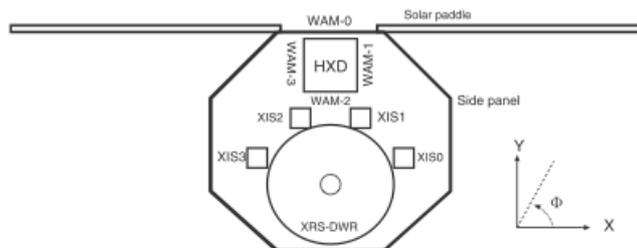


図 2.5: すざく衛星におけるHXD-WAMの配置

各WAMは異なる二つのBGO結晶の種類で構成されていて、それは4つのサイドユニットとHXDの角に位置するコーナーユニットである。コーナーユニットはサイドユニットよりも薄い構造である。各WAMユニットはBGO結晶と光電子増倍管(PMT)、高電圧分圧器、プリアンプからなる(図2.2)。BGO結晶は大きさ $38\text{ cm} \times 5.7\text{ cm}$ 、平均の厚さ 2.6 cm のくさび型の形をしている。この形はWellユニットのPINとGSOから見た経路長がほぼ同じになるように決められた。結晶表面には、シンチレーション光反射材としての BaSO_4 が混ぜ込まれた樹脂が塗られ、打ち上げ時の振動からセンサーを守るためのReny 1022ブロックと薄いカーボンファイバー強化プラスチックプレートが、各結晶が筐体と接する上部と下部に取り付けられている(図2.6)。

各ユニットと光学的に連結されているPMTは、BGOシンチレータ光のピーク波長($\sim 480\text{ nm}$)で $\sim 25\%$ と高い量子効率をもつ。BGOとPMTは透明なシリコンゴムで連結されている。PMTにかかる高電圧は、一つのWAM面、すなわち5WAMユニット一斉に供給されるように設計されている。プリアンプから出力される信号は後続のアナログエレクトロニクス基板によって読み出される。

WAM のデータ処理システム

硬X線光子がWAMセンサーに作用したとき、シンチレータ内で光電効果とその脱励起によって生じた 480 nm にピークのある青緑色の光は、光電子増倍管に入射・増幅されプリアンプによって電気信号に変換される。

PMTからの信号はアナログエレクトロニクス(AE-TPU)部にあるアンプによって信号のパルス波高値が加算される。この波高値がオーバーフロー1bitをもつ6-bit Flash ADCによって、55chのデジタル信号に変換される(表2.2)。このスペクトルデータをTRNデータといい、後続のデジタルエレクトロニクス(DE)部へ1秒ごとに送信される。またAE-TPUではGRBイベントであるかどうかのバースト判定も行っている。あるアルゴリズムにしたがって、カウントレート

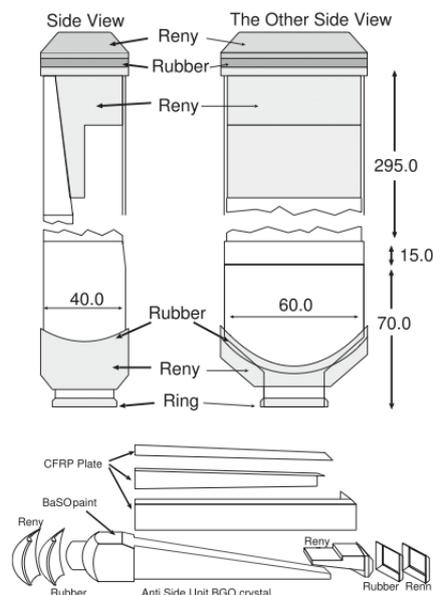


図 2.6: WAM のアセンブリ

がバックグラウンドを超えたとき、トリガーされる。トリガー前後の時間分解能の良い時間ヒストリ (TH) データを含む GRB データが DE のコマンドによって読み出される。これを BST データという。BST データの時間分解能は 2006 年 3 月 20 日までは TH、PH データそれぞれ 1/32 s、1 s だったが、2 秒以下の Short GRB に対する時間分解能を良くするために、それぞれ 1/62 s、0.5 s に変更された。それに伴い、BST データの時間範囲が半分になった (表 2.3)。BST データは PMT の高電圧を切っていて事実上観測が行えない南大西洋異常帯 (SAA) を通過する間に、オペレーションによって読み出される。読み出し後に次の GRB トリガを受け取ることができるようになる。表 2.4 に BST、TRN データの特性を示した。

表 2.2: 6 bit Flash ACD チャンネルの bit 圧縮

圧縮されるチャンネル	元のチャンネル	binning
0-47	0-47	1
48-51	48-55	2
52-53	56-63	4
54	Overflow bit	1

DE によってこれらのデータはパケット化され、デジタルプロセッサ (DP) にテレメトリとして送られる。このデータは一時的に 6 Gbytes を保持するデータレコーダ (DR) に蓄積される。すざく衛星は日本の内之浦宇宙センター (USC) の上空を一日に 5, 6 回通過するため、周回時間 96 分の内約 10 分間で USC の地上局と通信を行う。この時間でオペレーションコマンドをアップリンクし、一方 DR にある WAM データをダウンリンクする。

表 2.3: WAM データの特性

データ	期間	エネルギー	時間分解能	時間範囲
BST	2005/8/22 - 2006/3/20	4 ch	1/32 s (TH)	128 s (トリガー前 16 s, 後 112 s)
		55 ch	1 s (PH)	
	2006/3/20 - 現在	4 ch	1/64 s (TH)	64 s (トリガー前 8 s, 後 56 s)
		55 ch	0.5 s (PH)	
TRN	2005/8/22 - 現在	55 ch	1 s (PH)	1 秒ごとに常にテレメトリに送信

表 2.4: TH チャンネルのおおよそのエネルギー範囲

エネルギーバンド	圧縮されたエネルギー範囲 *
TH 0 (PH 2-3)	50 - 110 keV
TH 1 (PH 4-7)	110 - 240 keV
TH 2 (PH 8-16)	240 - 520 keV
TH 3 (PH 17 - 54)	520 - 5000 keV

*ただし、エネルギー範囲は PMT ゲイン値によって変化する

バックグラウンドとエネルギー応答関数

すざく衛星は低い地球軌道を周回しているため、検出器のバックグラウンドには、主に地磁気の cut-off rigidity と南大西洋異常帯 (South Atlantic Anomaly:SAA) を起因とした顕著な時間変動がみられる。cut-off rigidity とは、地磁気による宇宙線粒子をシールドする能力を表した指標のことである。また、SAA は地球磁場が弱くなっている領域で、西経 0 から 60 度、南緯 20 から 50 度の高度 160 から 320km 程度まで 30MeV 以上の陽子の層が存在し、検出器の放射化の原因となる。WAM 検出器 1 つ毎の典型的なバックグラウンドレートは 4.8 kHz となっている。カウントレートは衛星が SAA 通過にともなって大幅に上昇する。図 2.7 の左図は SAA 通過付近で取得したバックグラウンドスペクトルを示す。周囲物質の放射化から陽電子生成された宇宙線の対消滅による 511 keV 線が上昇していることが分かる (図 2.7 右)。大気ガンマ線や、粒子で帯電した地磁気圏、太陽フレアのような天文現象、明るい硬 X 線源は 240 keV より下のエネルギー領域で優勢になる。そして ADC チャンネルの 15.5 は 511 keV 陽電子対消滅線に対応しており、検出器ごとのゲインの違いは TPU のゲイン調整アンプによって調節され揃えられている。この設定の結果、WAM のエネルギー領域はおおむね 50 - 5000 keV となっている。

一般に検出器の出力波高は、入力 X 線エネルギーに対して必ずしも線形ではなく、また有効面積もエネルギーごとに異なる。すなわち、出力データは検出器固有の変換を受けている。得られたデータから元の光子スペクトルに還元するためには、この変換を正確に知る必要がある。この変換を表す関数が応答関数 (レスポンス関数) であり、その較正精度は観測結果の精度を決める重要な要素となる。WAM の応答関数は、衛星の周囲物質により入射方向に依存して影響を受ける

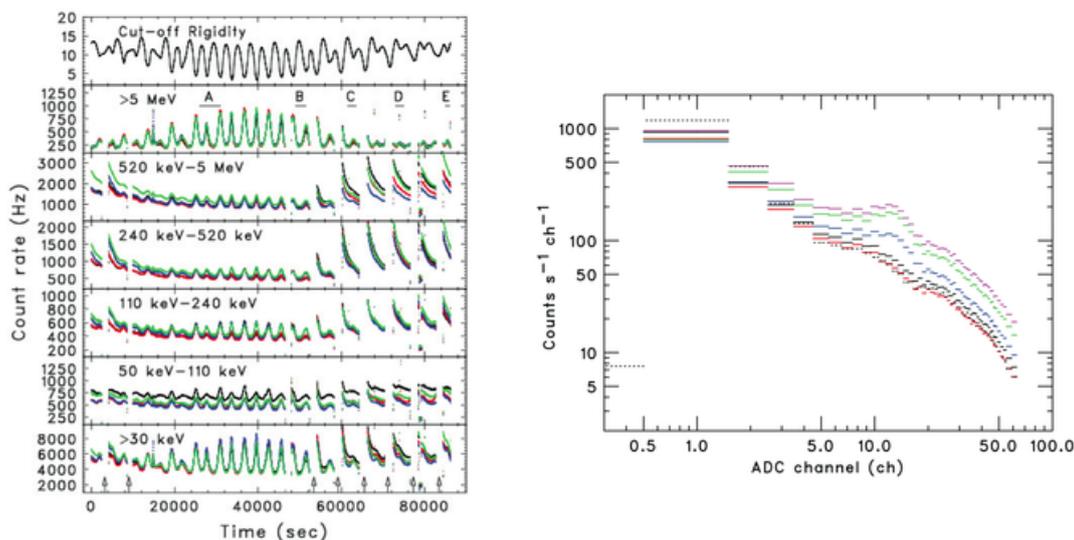


図 2.7: 左: WAM の典型的な一日の 5 つのエネルギーバンドの光度曲線 (黒:WAM 0, 赤:WAM 1, 青:WAM 2, 緑:WAM 3)。一番上のパネルは地磁気 cutoff rigidity。SAA の間は WAM の高電圧を切っており、空白部分に対応する。右: WAM 3 のバックグラウンドスペクトル。左図の A-E の期間がそれぞれの色に対応している。黒のドット線は WAM 0 の平均的レベルを示す。

ため非常に複雑である。現在の入射関数としての WAM のエネルギーレスポンスは、マスモデルを用いてモンテカルロ法によって数値計算され、地上での実験データと軌道上を比較して較正されている。較正に用いる線源は地上では放射性同位体、軌道上では GRB やかに星雲、太陽フレアである。フラックス計測の正確さは入射方向によって異なるが、最大で約 30% の誤差をもつことが知られている。

2.2 Swift 衛星 BAT

2.2.1 Swift 衛星

Swift 衛星は、GRB 発生の監視に加えて自動追尾まで行なう初めての衛星として、2004 年 11 月 20 日にケネディ宇宙基地からデルタ II ロケットにより打ち上げられた。搭載されている観測機器は、Burst Alert Telescope (BAT) と X 線望遠鏡 (X-Ray Telescope:XRT)、そして紫外可視望遠鏡 (UltraViolet and Optical Telescope:UVOT) の三つである。BAT はバーストをトリガーして 1-3 分角の正確な位置を与え、衛星はこの情報にもとづいて回転し、XRT と UVOT をバーストの方向へ向けて追観測を行う。BAT の位置情報と光度曲線はデータ中継衛星のシリーズである TDRS を通じて、地上へそれぞれ ~ 20 秒と ~ 130 秒で送信され、GCN(The Gamma-ray Coordinates Network: GRB 検出の速報) に公開される。

Swift 衛星の概観を図 2.8 に示す。衛星は $0-50^\circ$ を 20-70 秒でスリュー (回頭) することができ、XRT や UVOT での追観測がすぐ行うことができる。また、スリューマヌーバ (モーメン

タムホイールを用いて衛星の姿勢制御を行うこと) を実行するための完全自立姿勢制御システムが搭載されており、いちいち地上からコマンドを打つ必要はない。

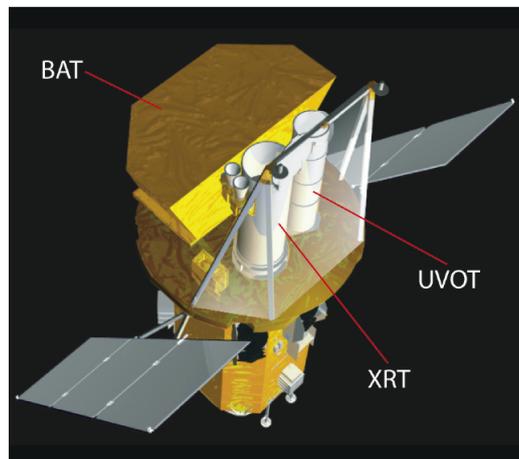


図 2.8: Swift 衛星全体図

XRT

XRT は、BAT が GRB の位置を決定してから数百秒後から 5 秒角の精度で GRB の残光の分光観測と撮像を行う。斜入射型の多重反射鏡である X 線望遠鏡と X 線 CCD カメラから構成される。XRT のエネルギー帯域は 0.2 – 10 keV、有効面積は 1.5 keV で 100 cm² であり、視野は 23 分角である。CCD カメラは 600 × 602 pixels のチップで構成され、エネルギー分解能は 10 keV で ~ 190 eV、0.1 keV で ~ 50 eV である。

UVOT

UVOT は GRB 観測衛星に搭載された初めての可視光望遠鏡である。GRB の可視光残光はベキ指数が -1 から -2 と早く減光してしまうため、早期観測が重要となっている。口径 30 cm リツチークレチャン型の反射望遠鏡が搭載されていて、波長帯域は 170 – 650 nm、視野は 17 分角である。地球大気に邪魔されずに観測できるため感度が良く、17 分露出で 24 等級となっている。残光観測では自身で露光時間とフィルターを決定する。撮像された画像は地上に送信され、アーカイブデータと照合し既知の天体かどうかを判定する。

2.2.2 Burst Alert Telescope (BAT)

Burst Alert Telescope(BAT) は高感度・広視野で、GRB の発生に対して空の広い変動をモニターするための、符号化開口望遠鏡である。BAT の機器を図 2.9 に示す。BAT は GRB の検出してバーストの位置を計算し、追観測にふさわしいかどうかを機上で判断して、姿勢制御システムへその位置を送信する。これら全てをバーストが起きてから 10 – 30 秒で行う。年数百個発生す

多くのバーストで行うため、BAT は half-coded で 1.4 sr、partially-coded で 2.2 sr と、広い有効面積を有する。

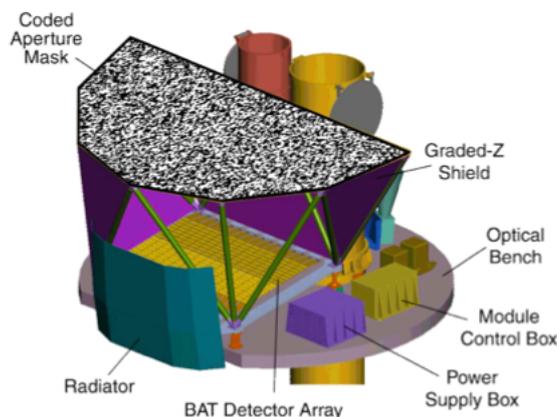


図 2.9: BAT の断面図と Swift の光学ベンチ。BAT の主な構造は符号化開口マスクである。光学ベンチに高圧電源などの機器がマウントされている。

BAT の仕様を表 2.5 に示す。BAT は検出素子である CdZnTe(CZT) の検出器面とフロントエンドエレクトロニクス、検出器面から 1 m 上に位置する符号化開口マスク、機器由来のバックグラウンドと宇宙拡散バックグラウンドのイベントレートを除くための graded Z¹ のフリンジシールド、検出器面を一定温度に保つための熱放射体と制御システムによって構成されている。BAT の機器はイメージプロセッサを通して制御され、またバーストのトリガ検出や位置の計算、性能指数計算といった機上イベントプロセッシングがされる。バーストを探している間、BAT はまたミッション期間に渡って全天の硬 X 線探査を積み重ねている。表 2.5 にあるエネルギー範囲 15 – 150keV はピーク値の 50% 以上の有効面積を表す。帯域は閾値による下端と、マスクの鉛タイルの透明度の上昇による上端によって決まる。

符号化マスク

X 線を透過しないような原子番号の大きい金属の板にランダムなパターンの入射口を開け、金属板と離れたところに平行な入射面の二次元位置検出器カウンターを置いたものを、符号化マスクという。1 個の点光源から X 線光子が並行入射してくるとすると、符号化マスクの影が距離 L だけ離れたところにある位置検出器上に落ち、検出された影パターンと、事前に分かっているマスクパターンの二次元相互相関をとることで、点源の位置が角度分解能 a/L から決めることができる (図 2.10)。広がった X 線源でも同じ原理で像を合成することができる。マスクの入射口の面積と X 線を止めるマスクの面積の割合は普通 50% である。パターンに必要な条件は、マスクパターンの自己相関は δ 関数とならなければならないことと、投影像の信号とバックグラウンドの比は最適でなければならないことである。

¹異なる原子番号を持つシールドを重ねることで、それぞれの K 端エネルギーで下がる阻止能をカバーさせること。

表 2.5: BAT の性能

項目	値など
エネルギー領域	15 – 150 keV
エネルギー分解能	~ 5 keV@ 60 keV
検出面積	5240 cm ²
有効面積	~ 1400 cm ²
視野	1.4 sr (> 50% coded) 1.2 sr (> 10% coded)
検出器素子	256 Modules of 128 elements/Module
検出器素子のサイズ	4.00 × 4.00 × 2.00 mm ³
符号化マスクのセルサイズ	5.00 × 5.00 × 1.00 mm ³ (Pb Tiles)
寸法	2.4 m × 1.2 m × 1.2m
望遠鏡 PSF	22 arcmin (FWHM)
位置決定精度	1 – 3 arcmin
感度 (露光時間 T)	~ 2 × 10 ⁻¹⁰ erg s ⁻¹ cm ⁻² (T/20 ks) ^{-0.5} (15 – 150 keV;5σ)

符号化マスクを用いることで、位置決定ができるだけでなくスペクトルを求める際のバックグラウンド除去も効率的におこなうことができる。GRB でマスクが照らされると、開口部を通過した光子が直接検出器に当たった部分がフォアグラウンドとなる。一方、GRB ではない天体からの X 線や宇宙線、衛星の放射化からの X 線、また GRB 光子がコンプトン散乱したものが他のピクセルに入るため、これらがバックグラウンドとなる。このバックグラウンドはマスクのパターンによらず、また一様に当たるので、フォアグラウンドにあたるピクセルとのデータと差を取ることで、特定の GRB からくる X 線のみが取り出すことができ、スペクトルをつくることができる。つまり、照射ピクセルの合計スペクトルから、そのほかのピクセルの合計スペクトルを差し引くことで、バックグラウンドを引いた、天体からのスペクトルを得ることができる。

検出器面

BATの検出器面は4.00×4.00×2.00 mm四方のCdZnTe (CZT) 32,768個で構成されている。電子制御とデータ処理と製造上の理由のため、次に述べるような階層構造がとられている。”Sandwich”とよばれる8×16個のCZTは、アナログ信号処理回路ASICへ取り付けられており、Sandwich二つで検出器Detector Module(DM)を形成し、8つのDMが”Block”と呼ばれる機械的な構造にはめられる。16つのBlockは2×8の配置でDetector Array Plane(DAP)へ搭載される。このように3万を超えるピクセルを分割して、それぞれ回路と電源、制御、通信リンクを与えることで、並列処理とBAT機器の故障に対する冗長性を得ることができる。

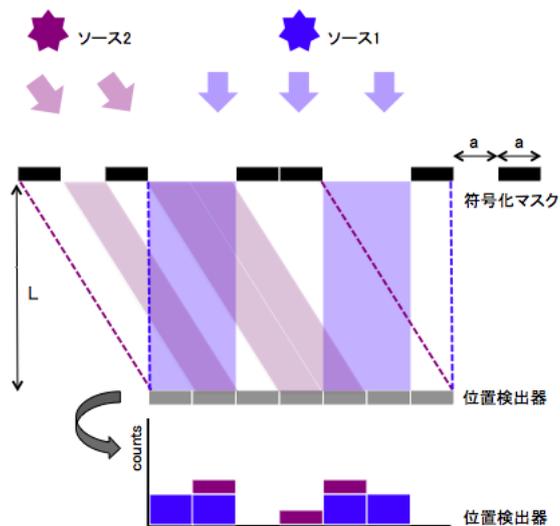


図 2.10: 符号化マスクの原理図。BAT では穴は $a = 5$ mm 角、 $L = 100$ cm の位置に $32,768 = 215$ ピクセルからなる、位置検出型の半導体 (CdZnTe) 2次元アレイが置かれる。

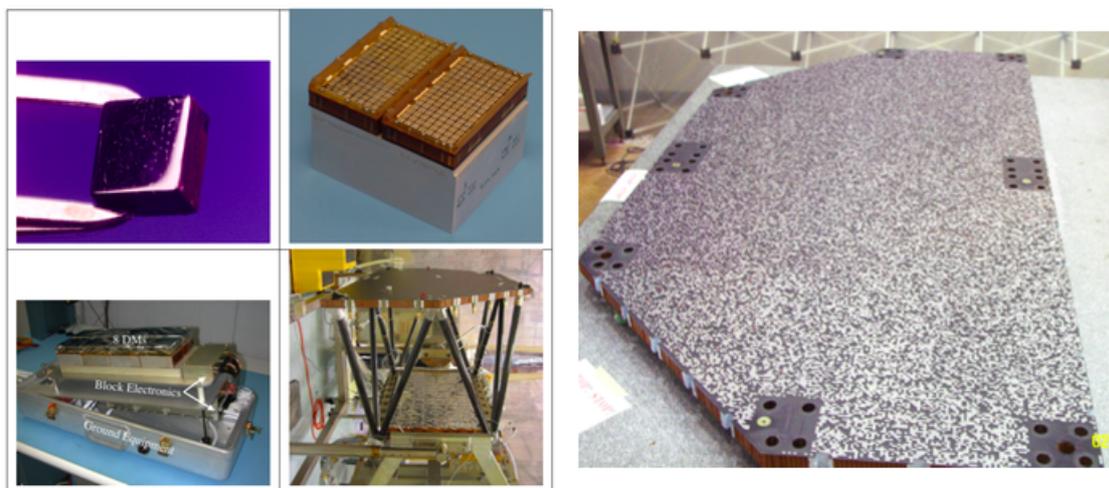


図 2.11: (左) 左上は CdZnTe 1 pixel、右上は 8×16 が並ぶ Sandwich、左下は 8 つの DM とエレクトロニクスで構成される Block。右下が検出器面と符号化マスクの構造。(右) 符号化マスク

検出器モジュールとブロック制御データ処理

検出器 (Detector Module: DM) は二つの Sandwich から構成され、各 CZT pixel には電極が取り付けられており、 -200 V のバイアス電圧がかけられている。DM はコマンドによって独立に制御できる。各 CZT のアノードは ASCI の入力へ AC 連結されており、ASIC は電荷感応前置増幅器、波形整形回路、弁別回路の 128 チャンネルをもつ。セルフトリガ機器であり、しきい値を超えるイベントがあると ASIC は 128 入力チャンネルの一つを認識して、残る 127 チャンネルを遮断して、デジタル化するために波高値を出力する。ADC ユニットの波高値を 0.5 keV ごとにデジタル化する。波高値と検出器番号はブロック制御データ処理部に送られる。この過程にかかる時間は $100\ \mu\text{s}$ である。また、各 DM には較正のためのパルサー回路があり、コマンドがきたとき指定されたレベルの電荷パルス数を 128 チャンネルに連続的に入力する。これらの較正イベントは Image Processor に処理ルーチンするイベントを認識できるようにフラグを立てられる。

次の階層がブロック制御データ処理 (Block Controller and Data Handler; BCDH) である。検出器アレイ板の上に 8 つの DM を搭載している (図 2.11)。BCDH は各 DM の光子とキャリブレーションデータを受け取って多重化し、Image Processor (IP) 部にシリアルデータとして送信する。IP はこれらのデータからイベントの到来方向を決定する。

バーストトリガから位置決定まで

バーストトリガアルゴリズムは常に動いていて、バースト前 (典型的には $0 - 100\text{ s}$) のバックグラウンドレートと比較して、バーストによる有意なイベントレートの上昇を検知する。そして、バーストを検出すると、64 秒ごとの検出器のカウントレートマップは FFT-イメージングアルゴリズムで処理し、点源をサーチする。これをイメージトリガという。全てのソースは機上にあるカタログと比較されて、新しいソースだとバーストと判定する。

さらに、データが GRB であるかどうかを判定するために評価がおこなわれる。すなわち、IP はフラグを立てられた時間をもとに、ソースとバックグラウンドデータをつくり、FFT-based クロス相関アルゴリズムを使って、天球上の画像を合成する。DSP が $1024 \times 512\text{ pixels}$ のソースを示す画像を作るのに 7 秒かかり、超過が見られると 17 分角で位置決定がなされる。近似的に位置が決まると、DSP は任意の小さいピクセルサイズで領域の画像を生成する back-projection アルゴリズムを実行し、機器固有の 22 分角の FWHM PSF のピークを与える。このピークの中心が、機器の精度の統計的また系統的制限 ($1 - 3$ 分角) でのソースの位置である。

第 3 章 光度曲線の解析

3.1 データ選出

すざく/WAM¹と Swift/BAT² から FRED 型 GRB を選出する。WAM では BST データと TRN データ両方を対象とする。本研究では WAM と BAT が同時に検出されたイベントを対象とし、二つの衛星の運用が重なる 2005 年 8 月から 2013 年 10 月までのアーカイブを使用した。

3.1.1 データ選出の基準

光度曲線が FRED 型であるイベントを探すために、光度曲線に以下の FRED 型 GRB であることに必要な基準を 4 つ設けた。この基準は Tashiro et al. (2012) をもとに定義し直している。

(1) 明るい

BAT の光度曲線のピークにおけるカウントレートが ≥ 1 counts/sec/pixel である明るいイベントを選ぶ。この値は、スペクトル解析のときに十分な統計が得られる量として決められている。

(2) 長い減光

光度曲線の解析と時間分解スペクトル解析のために、3 秒以上バックグラウンドレートより明るいイベントを選ぶ。

(3) 速い立ち上がり

幾何学的な要素の可能性を区別するために、減光の時間スケールよりも $\sim 1/3$ より短い立ち上がり時間のイベントであること。

(4) 独立であること

パルス同士が重なっておらず、よく分かれているイベントを選ぶ。例えば減光中に増光の要素が混ざっていると、加熱といった異なる物理状態を見ることになってしまうので、重なったパルスは除外する。

¹<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/HXD-WAM/WAM-GRB/>

²http://gcn.gsfc.nasa.gov/swift_grbs.html

3.1.2 光度曲線

上記 4 つの条件を満たすイベントを、目視によってアーカイブデータから 4 つ選出した。4 つのイベントの情報 (GRB ID、トリガ時刻、位置、T90、赤方偏移 z) を表 3.1 にまとめている。GRB 070917, GRB 080413 はシングルピークのイベントであったが、GRB 060117, GRB 110625A はマルチピークをもつイベントで、複数のピークの 하나가 FRED 型であると判定した。T90 という指標は、光子の明るさのピークを記録した時間から前後 90% を含む継続時間のことである。赤方偏移は、残光観測によって求められた値を記している。赤方偏移が分かっているイベントは GRB 080413B のみであった。4 つのイベントの光度曲線を図 3.1 に示す。上のパネルが BAT、下が WAM の光度曲線である。有意な統計でスペクトル変動の傾向の可能性を評価するために、それぞれのデータで 0.5 s の時間ビンにまとめているが、GRB 080413 の WAM データは TRN データであるために、1 s の時間ビンとなっている。

表 3.1: WAM, BAT 同時検出 FRED 型 GRB のリスト

GRB ID	ID	Trigger Time (UT)	Position (RA, Dec)	T90[s]	z
060117	BAT: #177666	06:50:01	$21^h51^m42^s, -59^d58'49''$	25	not determined
	WAM: #0160	06:50:01		16.3	
070917	BAT: #291292	07:33:56	$19^h35^m42^s, +02^d24'47''$	5	not determined
	WAM: #0759	07:33:56.5		2.5	
080413B	BAT: #309111	08:51:12	$21^h44^m33.1^s, -19^d58'49.8''$	8	1.10 ^{*2}
	WAM: #080413085111 ^{*1}	08:51:11.645		2.0	
110625A	BAT: #456073	21:08:28.42	$19^h07^m00^s, +06^d45'10''$	13	not determined
	WAM: #1784	21:08:22.01		13.6	

^{*1} TRN データのため、ID の付け方が他の BST データと異なる。

^{*2} reference: GCN Circular #7601

3.2 減光のエネルギー依存性

1.3.1 節で述べたように、減光が幾何学的または冷却であるかは減光の形によって区別できる。幾何学的であれば減光はべき型を、放射冷却であれば指数関数を示すはずである。選出したイベントの減光が、どちらの関数で表されるかを評価し、エネルギー帯域ごとに光度曲線を分けてエネルギー依存性についても評価する。以下の解析におけるエラーは、90% の confidence level を表す。

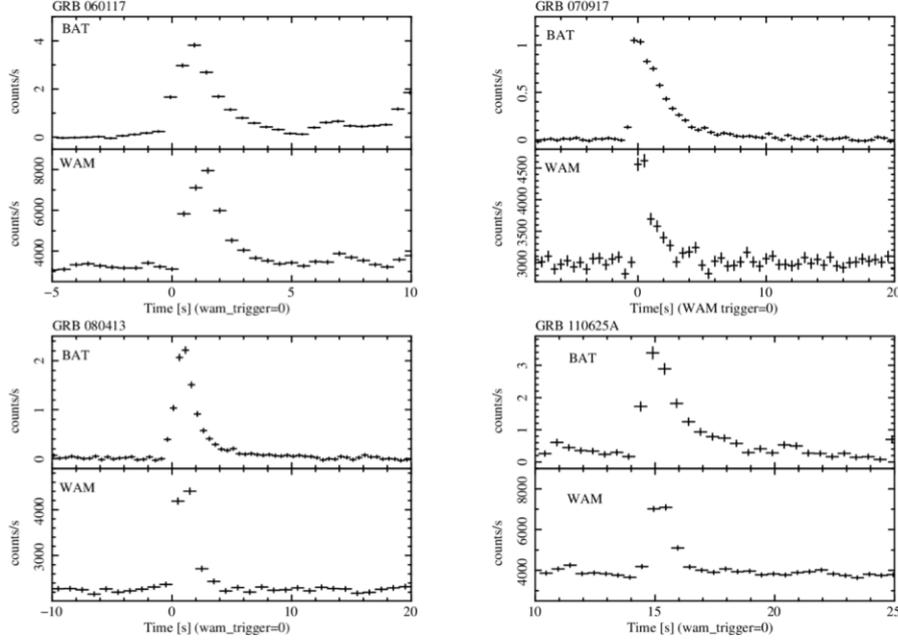


図 3.1: 選出された FRED 型 GRB の光度曲線。上のパネルが BAT(15–350) keV、下が WAM(all TH) である。GRB 080413 の WAM TRN データ (1 秒の時間分解能) を除いて、全ての時間ビンを 0.5 秒としている。また、WAM のトリガ時刻を 0 秒としている。

3.2.1 減光関数の評価

減光関数が指数関数と仮定したとき、選出した光度曲線を以下の式で定義する。

$$f_{\text{exp}}(t) = \begin{cases} C & (t < t_s) \\ \frac{t-t_s}{t_p-t_s} P_0 + C & (t_s < t < t_p) \\ P_0 \exp\left[-\frac{t-t_p}{\tau}\right] + C & (t_p < t) \end{cases} \quad (3.1)$$

ここで t_s, t_p はそれぞれバーストの開始時間とピーク時間であり、 P_0, τ はピークのカウントレートと減光の時定数である。WAM の光度曲線にはバックグラウンドが含まれているので、それを定数 C としている。WAM BST データではトリガ前 8 秒 (16 秒)、56 秒 (112 秒) と限られており、その時間領域で定数 C を概算している (括弧書きは 2006/3/20 以前のデータの場合)。BAT のデータはもともとバックグラウンドは引かれているため、 $C = 0$ とみなす。

バックグラウンドを引いた後の減光部分に着目する。立ち上がりの影響を受けないように、 t_p から一秒後から減光を評価する。減光の最後のビンは、統計と系統的な不確実性を考慮して制限される。エネルギー帯域は、BAT ではカウントレートが同程度になるように (1)15–25 keV、(2)25–50 keV、(3)50–70 keV、(4)70–100 keV、(5)100–350 keV の 5 つ、WAM では 4 つの TH バンドを用いて合計 9 つのエネルギー帯域に分ける。注意しなければならないのが、表 2.4 の脚注にあるように、TH のエネルギー範囲は観測時の PMT のゲイン値に依存する点である。各イベントの WAM の TH の帯域は GRB 060117 では (6)60.7–134 keV, (7)134–

281 keV、GRB 070917 では (6)66.2 – 141 keV, (7)141 – 291 keV, (8)291 – 665 keV、GRB 080413B では (6)65.9 – 146 keV, (7)146 – 305 keV、GRB 110625A では (6)85.5 – 179 keV, (7)179 – 365 keV, (8)365 – 737 keV の値をとる。図 3.2 に減光している時間で切り出した各イベントの光度曲線を示す。明らかに指数関数よりもべき関数、またはどちらの関数でも表すことのできないイベントについては、この時点で FRED 型 GRB の候補から除外する。

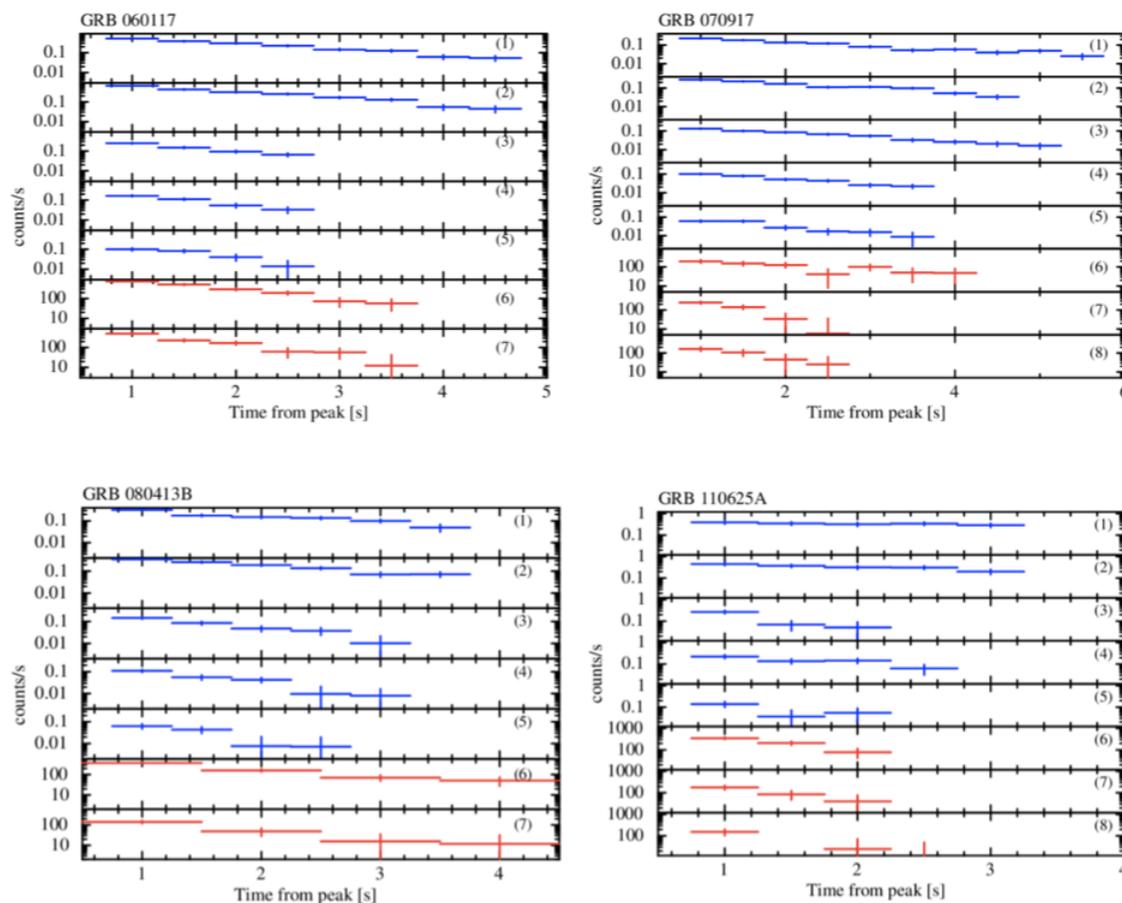


図 3.2: 減光部分を切り出したエネルギー帯域ごとの光度曲線。青が BAT、赤が WAM のデータに対応する。括弧書きの数字はエネルギー帯域を示し、(1)15 – 25 keV、(2)25 – 50 keV、(3)50 – 70keV、(4)70 – 100 keV、(5)100 – 350 keV、(6)から(8)は WAM の TH0、TH1、TH2 である。TH のそれぞれの値は本文参照のこと。

まず、減光を指数関数で評価した。フィッティングパラメータと $\chi^2/\text{d.o.f.}$ を表 3.2 に示す。 $\chi^2/\text{d.o.f.}$ は、モデルがデータにどれほど合っているかの指標であり、 $\chi^2/\text{d.o.f.} \sim 1$ であればそのモデルでよくフィッティングできているといえる。GRB 060117, 070917, 080413 の 3 つのイベントの各エネルギー帯域で指数関数は棄却はされなかった。GRB 110625A は減光のビンが 3 つの帯域が 5 つあり、自由度が 0 となるため評価できない。また、エラーが決まらなかった帯域が 1 つあったため、指数関数では評価ができないという結果となった。よって、GRB 110625A についてはイベントから除外する。また、減光が幾何学的または冷却であるかを区別するために、

比較としてべき関数でも評価した。その結果が表 3.3 であり、3 つのイベント全てにおいて指数関数を好む傾向にあるといえる。したがって、選出された 4 つのうち 3 つの GRB については FRED 型 GRB と判定される。

表 3.2: 各エネルギーバンドでの減光の時定数

GRB ID	τ_0 (s)	τ_1 (s)	τ_2 (s)	τ_3 (s)	τ_4 (s)	τ_5 (s)	τ_6 (s)	τ_7 (s)
060117	$1.60^{+0.17}_{-0.15}$	$1.43^{+0.13}_{-0.12}$	$1.07^{+0.29}_{-0.20}$	$0.95^{+0.30}_{-0.21}$	$1.01^{+0.63}_{-0.32}$	$1.04^{+0.17}_{-0.14}$	$0.80^{+0.20}_{-0.16}$	—
(χ^2 /d.o.f.)	3.41/5	6.07/5	0.25/1	0.88/1	2.13/1	2.54/3	2.14/3	—
070917	$2.07^{+0.22}_{-0.19}$	$1.92^{+0.18}_{-0.16}$	$1.94^{+0.24}_{-0.21}$	$1.58^{+0.31}_{-0.24}$	$1.31^{+0.44}_{-0.30}$	$2.47^{+1.77}_{-0.81}$	$1.01^{+0.27}_{-0.26}$	$0.65^{+0.26}_{-0.20}$
(χ^2 /d.o.f.)	8.27/7	14.3/5	2.89/6	1.64/3	5.01/3	4.22/5	6.82/2	0.75/2
080413B	$1.59^{+0.41}_{-0.29}$	$1.50^{+0.29}_{-0.22}$	$0.92^{+0.33}_{-0.23}$	$0.81^{+0.34}_{-0.23}$	$0.70^{+0.81}_{-0.34}$	$1.34^{+0.35}_{-0.28}$	$0.96^{+0.70}_{-0.46}$	—
(χ^2 /d.o.f.)	5.85/3	1.96/3	0.72/2	1.45/2	1.07/1	3.08/4	0.10/1	—
110625A	> 3.29	$2.96^{+3.89}_{-1.11}$	—	—	$1.43^{+1.98}_{-0.58}$	—	—	—
(χ^2 /d.o.f.)	0.13/2	0.79/2	—	—	1.40/1	—	—	—

表 3.3: 各エネルギーバンドでの減光のベキ指数

GRB ID	β_0 (s)	β_1 (s)	β_2 (s)	β_3 (s)	β_4 (s)	β_5 (s)	β_6 (s)	β_7 (s)
060117	$1.23^{+0.10}_{-0.11}$	$1.37^{+0.10}_{-0.10}$	$1.41^{+0.28}_{-0.30}$	$1.56^{+0.36}_{-0.40}$	$1.45^{+0.55}_{-0.65}$	$-1.59^{+0.20}_{-0.22}$	$1.98^{+0.34}_{-0.41}$	—
(χ^2 /d.o.f.)	24.3/6	27.0/6	0.28/2	2.85/2	3.78/2	11.75/4	2.88/4	—
070917	$1.04^{+0.09}_{-0.09}$	$1.04^{+0.08}_{-0.08}$	$1.08^{+0.11}_{-0.11}$	$1.12^{+0.17}_{-0.18}$	$1.27^{+0.30}_{-0.33}$	$0.53^{+0.23}_{-0.23}$	$0.98^{+0.31}_{-0.26}$	$1.43^{+0.46}_{-0.35}$
(χ^2 /d.o.f.)	22.9/8	37.1/6	20.4/7	5.98/4	8.60/4	7.20/6	13.6/3	0.60/3
080413B	$1.15^{+0.21}_{-0.22}$	$1.16^{+0.18}_{-0.18}$	$1.71^{+0.41}_{-0.49}$	$1.94^{+0.52}_{-0.65}$	$2.01^{+1.05}_{-1.69}$	$1.43^{+0.22}_{-0.27}$	$1.72^{+0.65}_{-1.31}$	—
(χ^2 /d.o.f.)	4.59/4	7.35/4	1.86/3	2.64/3	1.59/2	1.42/5	0.17/2	—

3.2.2 時定数のエネルギー依存性

次に時定数が求められた 3 つのイベントについて、エネルギー依存性を指数関数で評価する。シンクロトン放射での冷却を仮定したときの放射フラックスは、式 (1.38) のように指数関数的に減光し、その時定数はエネルギーの -0.5 乗に比例する。この値を求められたベキ指数と比較する。各イベントのエネルギー帯域と時定数の相関を図 3.3 に示す。すべてのイベントで、エネルギーが高くなると時定数が短くなる傾向が見られた。この相関をべき関数でフィッティングした結果、表 3.4 のようになった。すべてのイベントの平均値は -0.29 ± 0.13 となった。

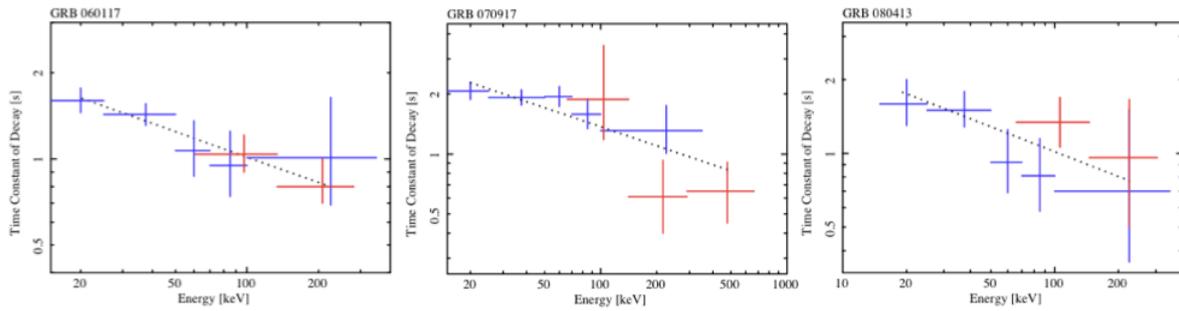


図 3.3: 各イベントの時定数とエネルギーの相関。青が BAT で赤が WAM を示し、黒点線はフィッティングにより求めたべき関数を表す。

表 3.4: 各イベントのべき k

	GRB 060117	GRB 070917	GRB 080413B	GRB 110625A
k	$-0.30^{+0.14}_{-0.15}$	$-0.28^{+0.10}_{-0.12}$	$-0.29^{+0.32}_{-0.33}$	$-0.38^{+0.41}_{-0.35}$
$(\chi^2/d.o.f.)$	0.77/5	4.08/6	2.46/5	2.66/6

第 4 章 スペクトル解析

4.1 スペクトルデータとバックグラウンド

本章では、まずバースト全体のスペクトル解析から検証するモデルの平均的なパラメータを求める。そして次に一秒ずつの時間分解スペクトル解析においてパラメータの時間変動をみる。それぞれのスペクトル解析に必要なスペクトルの時間領域を図 4.2 に示す。緑の点線が、時間平均スペクトル解析で用いる領域であり、バースト全体を含むように決めている。青の点線が減光中の一秒ごとに区切った時間領域であり、立ち上がりの少ない時間領域を選んでいる。

スペクトル解析をおこなうにあたり、生のスペクトルからバックグラウンドを引く必要がある。WAM のバックグラウンドは cut-off rigidity の影響などによって、短くて 10 分程度の時間間隔で変動するため、一次関数のような単純な関数で近似できない場合がある。そのため、WAM のバックグラウンドはバースト前後の数十秒から数百秒の領域を多項式フィッティングして内挿による推定をおこなっている。BAT では、もともとスペクトルデータをつくる時に GRB によって照射されたピクセルの合計スペクトルから、バックグラウンドを含むそのほかのピクセルの合計スペクトルを差し引く作業をおこなっている。このため、別にバックグラウンドスペクトルを作成する必要がない。

4.2 フィッティングモデルと χ^2 検定

4.2.1 スペクトルモデル

以下スペクトル解析では、I. cut-off Power Law(PL), II. Band 関数, III. 黒体放射 (black-body: BB) + PL の 3 つのモデルで評価する。 $M(E)$ の単位は $\text{photons cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ である。

I. cutoff PL

$$M(E) = N \left(\frac{E}{100.0} \right)^\alpha \exp \left[-\frac{E(2.0 + \alpha)}{E_b} \right] \quad (4.1)$$

N は規格化因子で E は keV 単位のエネルギー、 α はべき関数の指数である。

II. Band

$$M(E) = \begin{cases} N \left(\frac{E}{100} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right), & (\alpha - \beta)E_0 > E \\ N \left[\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100} \right]^{\alpha - \beta} \exp [-(\beta - \alpha)] \left(\frac{E}{100} \right)^\beta, & (\alpha - \beta)E_0 < E \end{cases} \quad (4.2)$$

N は規格化因子で E は keV 単位のエネルギー、 α は低エネルギー側のべき関数の指数、 β は高エネルギー側のべき関数の指数である。

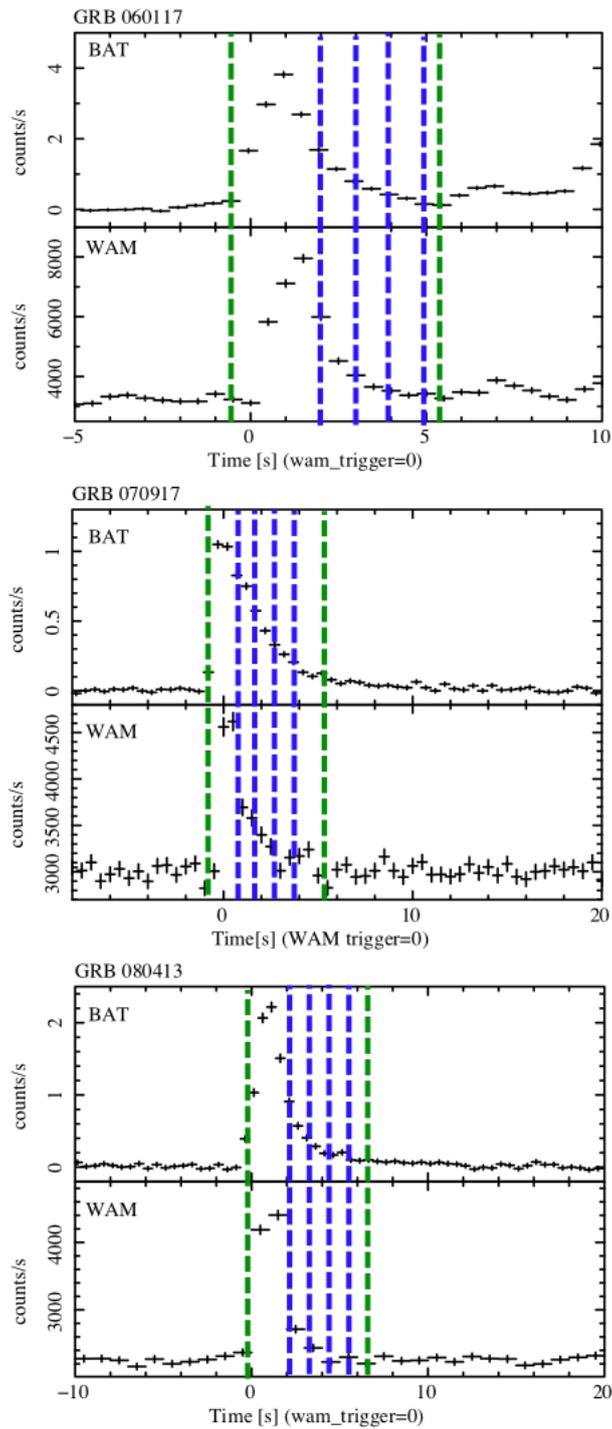


図 4.1: 各イベントごとのスペクトル切り出し範囲。緑の点線がバースト全体が入る範囲で時間平均スペクトル解析に用いる。青の点線が減光中の一秒ごとに区切った時間領域で時間分解スペクトル解析に用いる。

III. BB+PL

$$M(E) = N_{\text{bb}} \times \frac{8.0525E^2 dE}{(kT)^4 [\exp(E/kT) - 1]} + N_{\text{pl}} \left(\frac{E}{100} \right)^\alpha \quad (4.3)$$

N_{bb} は黒体放射の規格化因子である。ただし、ここで用いたスペクトル解析ツール XSPEC(後述) 上の表記にあわせ、 $N_{\text{bb}} = L_{39}/(4\pi D_{10})$ とする。 L_{39} は 10^{39} erg s $^{-1}$ で規格化した光度、 D_{10} は 10 kpc で規格化した光度距離である。 N_{pl} は power-law の規格化因子で、 E は keV 単位のエネルギー、 α はべき関数の指数、 kT は温度 [keV] を示す。

4.2.2 χ^2 検定

スペクトルのモデルを検証するため、 χ^2 検定によって再帰的に最適なモデルパラメータを計算するという方法を採用する。これは、

$$\mathcal{M}(PI_j) = \sum_{i=1}^m S \cdot A(E_i) \cdot R(E_i, PI_j) \cdot M(E_i) \cdot \Delta E_i \quad (4.4)$$

と表せる。ここで、

- $\mathcal{M}(PI_j)$: 検出されるイベント数 [counts cm $^{-2}$ s $^{-1}$]
- S : 有効面積 [cm $^{-2}$]
- $A(E_i)$: 検出効率
- $R(E_i, PI_j)$: 検出器の応答関数
- $M(E_i)$: 天体 X 線のモデル関数 [photons cm $^{-2}$ s $^{-1}$ keV $^{-1}$]
- ΔE_i : エネルギー幅 [keV]

である。エネルギー E_i keV に対応する検出効率は $A(E_i)\sum_{j=1}^n R(E_i, PI_j)$ と表せる。また、一般的に χ^2 は次のように定義される。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - f_M(x_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (4.5)$$

ここで、 $f_M(x_i)$ は観測データを再現するために用意された M 個のパラメータを持つモデル関数で、 σ_i は誤差である。また、reduced chi-square

$$\text{reduced chi-square} \equiv \chi^2/\text{d.o.f} \quad (4.6)$$

をモデルの再現性の評価の指標として用いる。d.o.f. は自由度 (degree of freedom) であり、観測データのビン数とモデル関数のパラメータ数の差で決まる。正しいモデル関数であるとき、 χ^2 はデータ点数に近くなる。つまり、reduced chi-square が 1 に近いとモデル関数が妥当であるという指標となる。

本研究では、スペクトル解析に XSPEC(ver. 12.7.1) を用いる。XSPEC は NASA Goddard Space Flight Center (GSFC) から配布されている解析ソフトである。XSPEC では $R(E_i, PI_j)$ を RESP (Response File)、 $SA(E_i)$ を ARF (Ancillary Response File) として読み込む。検出器ご

とに S をどちらの応答関数が担うかは異なる場合があるが、WAM と BAT では RESP に有効面積 (S) を参入している。とくに BAT で注意しなければならないのは、バーストトリガがかかった後に XRT や UVOT で追観測をするため、GRB の継続時間が長いと BAT で光子を検出している途中でもスリューしてしまう可能性がある。衛星がスリューすると BAT の入射角が変化し、それに伴ってレスポンスも変わってしまう。そこで、BAT のスペクトルを切り出しする時間においてスリューしていないことを確認した。WAM のレスポンスファイルは、GRB 060117 については WAM の WEB サイトに公開されているレスポンスファイル、GRB 070917, GRB 080413 については、WAM team により作成されたものを使用する。

4.3 時間平均スペクトル解析

この節では、バースト全体のスペクトルを解析することで、検証するモデルの平均的なパラメータを求める。3 章で GRB 110625A は FRED 型であると判定できなかったため、これ以降の解析は GRB 060117, GRB 070917, GRB 080413B の 3 つのイベントを対象とする。

前述の三つのモデルでフィッティングすることで、バーストの平均的なパラメータを求める。また時間平均スペクトルから、WAM と BAT 間の Constant Factor (CF) を求める。CF とはモデル全体にかける定数で、1 keV で規格化した強度 (Normalization; Norm) [$\text{Photons cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$] の WAM と BAT での比を示す。これは検出期間の相互校正の不定性をあらわす。本研究では、BAT の CF を 1 に固定し、WAM をフリーパラメータとして取り扱う。

4.3.1 解析結果

各モデルにおける時間平均スペクトルのベストフィットパラメータと $\chi^2/\text{d.o.f.}$ を表 4.1 に、スペクトルとモデルの比を図 4.2 に示す。 $\chi^2/\text{d.o.f.}$ からモデルを評価すると、GRB 060117, GRB 080413 では BB+PL において $\chi^2 \text{ d.o.f.} \sim 1.2$ となり、棄却される。また、GRB 070917 についてもスペクトルを見ると BB 成分が PL 成分に埋もれているため、ほとんど非熱的放射であるといえる。つまり、すべてのイベントの平均的なスペクトルは、非熱的放射が優勢であることが示される。

つぎに、BAT と WAM の間の CF を検証する。CF はすべてのイベントとモデルでおおよそ $\sim 0.8 - \sim 2.2$ に分布する。Sakamoto et al. (2009) で示された、BAT と WAM の cutoff PL および Band モデルにおける CF とパラメータの分布と比較することで、求められた CF の妥当性をみる。Sakamoto et al. (2009) との傾向と一致していることが確かめられた。よって、ここで求めた CF を次節の時間分解スペクトル解析で固定して用いる。

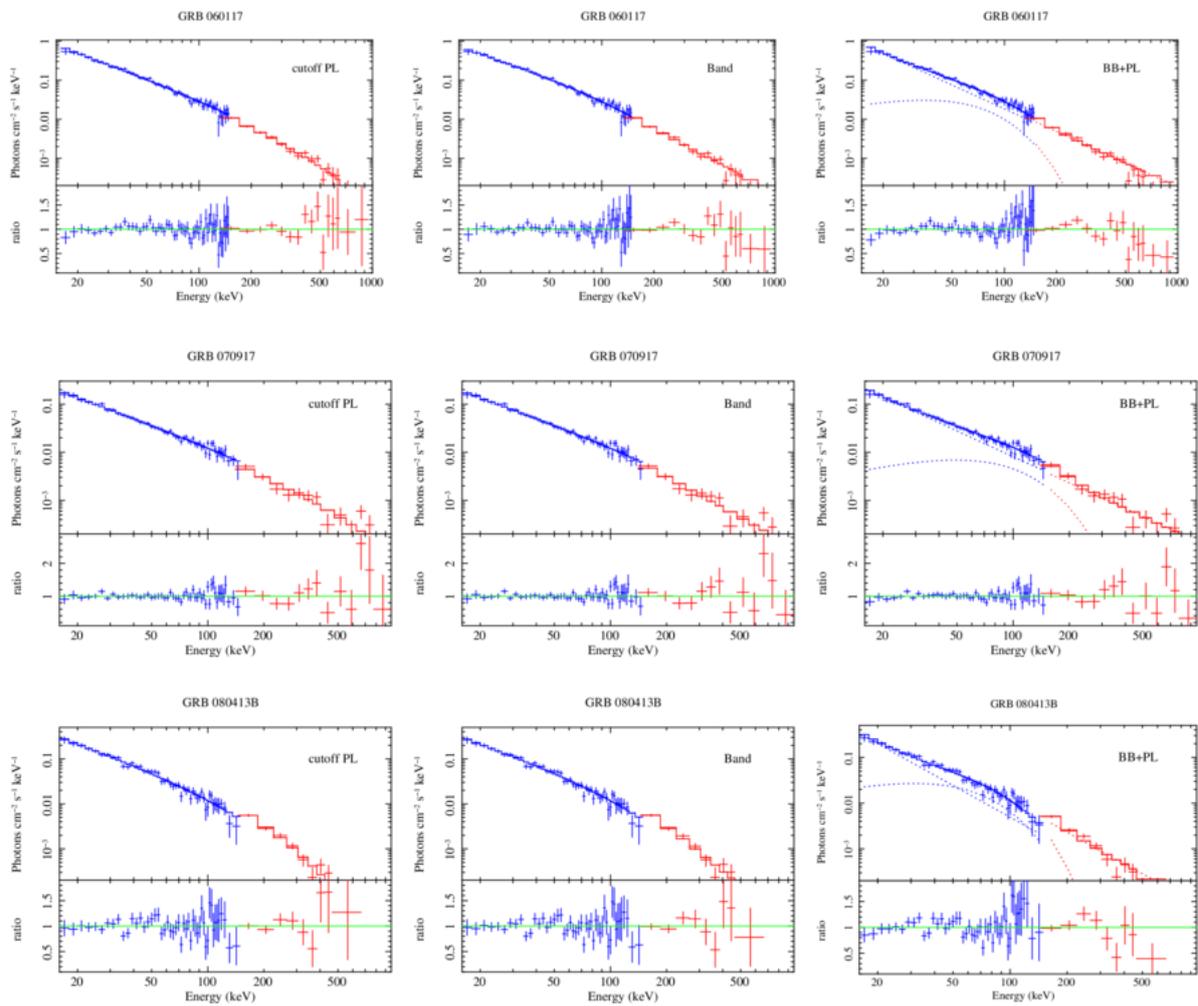


図 4.2: 全イベントの各モデルにおけるすべてのイベントの時間平均スペクトル (上パネル)。青色は BAT、赤色は WAM のデータを示す。上パネルのヒストグラムの線はモデルを表し、BB+PL の各成分は点線で表している。下のパネルはモデルとデータの比を示し、緑色の線は比が 1 であることを表す。

表 4.1: 各イベントの時間平均スペクトルを 3 つのモデルでフィッティングしたときのパラメータと $\chi^2/\text{d.o.f.}$ 。上付き下付きの数字はエラー値を示す。

model	parameter	060117	070917	080413B
I. cutoff PL	α	$-1.64^{+0.06}_{-0.06}$	$-1.42^{+0.09}_{-0.08}$	$-1.44^{+0.13}_{-0.12}$
	E_b	$136^{+23.4}_{-18.1}$	330^{+436}_{-122}	$77.2^{+10.9}_{-9.05}$
	$N(\times 10^{-2})$	$3.70^{+0.07}_{-0.06}$	$1.44^{+0.22}_{-0.16}$	$2.44^{+0.53}_{-0.40}$
	CF	$0.85^{+0.07}_{-0.06}$	$0.78^{+0.19}_{-0.16}$	$1.53^{+0.26}_{-0.22}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	67.5/71	54.4/60	56.3/54
II. Band	α	$-1.40^{+0.27}_{-0.23}$	$-1.36^{+0.15}_{-0.12}$	$-1.39^{+0.58}_{-0.16}$
	β	$-2.34^{+0.11}_{-0.36}$	$-2.06^{+0.30}_{-2.06}$	< -2.79
	E_{peak}	$144^{+202}_{-62.6}$	363^{+623}_{-175}	$121^{+52.0}_{-47.0}$
	$N(\times 10^{-2})$	$5.59^{+3.5}_{-1.8}$	$1.59^{+0.45}_{-0.27}$	$2.68^{+0.57}_{-0.59}$
	CF	$0.98^{+0.10}_{-0.14}$	$0.83^{+0.24}_{-0.19}$	$1.61^{+0.57}_{-0.27}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	62.4/70	53.1/59	55.7/53
III. BB+PL	kT	$21.5^{+3.79}_{-2.32}$	$30.7^{+11.5}_{-5.11}$	$13.2^{+2.64}_{-1.88}$
	N_{bb}	$2.72^{+0.49}_{-0.50}$	$1.16^{+0.45}_{-0.56}$	$1.95^{+0.28}_{-0.30}$
	α	$-2.03^{+0.05}_{-0.05}$	$-1.75^{+0.56}_{-0.45}$	$-2.30^{+0.09}_{-0.10}$
	$N_{\text{pl}}(\times 10^{-2})$	$1.84^{+0.18}_{-0.16}$	$8.55^{+1.94}_{-1.54}$	$0.49^{+0.01}_{-0.01}$
	CF	$1.07^{+0.13}_{-0.12}$	$0.95^{+0.33}_{-0.27}$	$2.29^{+0.61}_{-0.48}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	87.3/70	54.6/59	73.1/53

4.4 時間分解スペクトル解析

GRB が減光するにしたがってスペクトルがどう変動するかを検証する。スペクトルは純粋な減光だけを見るために、BAT のピーク時刻の一秒後から 1 秒ずつ切り出している。時間平均スペクトル解析とは異なり、時間分解スペクトル解析では WAM と BAT で「同じ時刻」のスペクトルをみるため、スペクトルを切り出すときには注意が必要である。各スペクトルの切り出し領域については図 4.2 を参照のこと。以下ではスペクトルを切り出している時間領域の表記を、1 秒後のスペクトルを s1、2 秒後は s2、... とする。

まず、3 つのモデルにおいてすべてのパラメータにおける時間変動をみる。各イベントのすべての時間領域においてパラメータをフリーにしてフィッティングすると、パラメータの上限値が上手く決まらなかった。そこで、時間分解スペクトル解析ではすべてのモデルにおいてべき関数の指数を固定し、それぞれのスペクトルの特徴を表す E_b , E_{peak} , kT と規格化因子 N の変動を検証する。また、CF は時間平均スペクトル解析で求められた値で固定する。

4.4.1 GRB 060117

GRB 060117 では、3 つの時間領域でスペクトルを切り出した。各時間領域 (s1, s2, s3) のスペクトルに対する 3 つのモデルのベストフィットパラメータを表 4.2 に、モデルごとの s1 から s3 のスペクトルを図 4.3 に示す。まず $\chi^2/\text{d.o.f.}$ を比べると、すべての時間領域でモデルの間に大きな差は見られない。危険率 (Null hypothesis probability) を計算しても相違がなかったため、ベストフィットモデルは一意に決まらないことが示唆される。また、スペクトルとそのモデルの比をみても、s2 の WAM 帯域で cutoff PL が他のモデルより比が大きくなっていること以外は差はあまり見られない。s3 においては、BB+PL の黒体放射の温度と規格化因子が $kT = 0$, $N_{bb} = 0$ を許容しているため、この場合は黒体放射の寄与は少ないと考えられる。よって単一 power-law で再現されるとも考えられる。同じく s3 領域の Band 関数は、 E_{peak} の下限値が零を許容するため、この場合も単一 power-law で表されるといってもよい。

表 4.2: GRB 060117 時間分解スペクトル解析のパラメータ。

model	parameter	s1	s2	s3	η
I. cutoff PL	E_b [keV]	$51.1^{+12.2}_{-9.3}$	$32.1^{+12.9}_{-8.55}$	$23.7^{+31.6}_{-10.5}$	$-0.68^{+0.91}_{-1.44}$
	N ($\times 10^{-2}$)	$3.01^{+0.31}_{-0.28}$	$1.92^{+0.38}_{-0.31}$	$0.98^{+0.50}_{-0.32}$	$-0.80^{+0.39}_{-0.50}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	32.2/33	21.8/20	7.20/11	—
II. Band	E_{peak} [keV]	$53.3^{+14.9}_{-13.0}$	$42.2^{+10.7}_{-25.7}$	$35.6^{+27.8}_{-35.6}$	$-0.35^{+0.86}_{-0.85}$
	N ($\times 10^{-2}$)	$6.04^{+1.43}_{-0.97}$	$3.47^{+2.35}_{-0.88}$	$1.90^{+0.81}_{-4.72}$	$-0.77^{+1.08}_{-4.75}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	29.4/33	17.0/20	6.74/11	—
III. BB+PL	kT [keV]	$9.15^{+1.98}_{-1.72}$	$8.91^{+1.70}_{-1.62}$	$7.00^{+16.5}_{-7.00}$	$-0.05^{+0.69}_{-0.73}$
	N_{bb}	$1.78^{+0.59}_{-0.58}$	$1.48^{+0.49}_{-0.48}$	$0.41^{+0.55}_{-0.41}$	$-0.77^{+0.86}_{-1.12}$
	N_{pl} ($\times 10^{-2}$)	$1.02^{+0.14}_{-0.14}$	$4.22^{+1.15}_{-1.15}$	$0.26^{+0.13}_{-0.15}$	$-1.10^{+0.53}_{-1.00}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	36.6/32	13.4/19	6.46/10	—

4.4.2 GRB 070917

GRB 070917 では、3 つの時間領域でスペクトルを切り出した。各時間経過 (s1, s2, s3) のスペクトルに対するそれぞれのモデルのベストフィットパラメータを表 4.3 に、時間ごとのスペクトルを図 4.4 に示す。すべての時間領域での 3 つのモデルの $\chi^2/\text{d.o.f.}$ の値および、危険率に相違は見られなかった。BB+PL では s2 においては黒体温度が $kT < 19$ keV と上限値のみ決まり、s3 では $kT > 0$ と決まらなかった。また、黒体放射の規格化因子も $N_{bb} = 0$ を許容するため、この二つの時間領域では単一 power-law で表されるとも考えられる。

表 4.3: GRB 070917 時間分解スペクトル解析のパラメータ。

model	parameter	s1	s2	s3	η
I. cutoff PL	E_b	$148^{+46.4}_{-31.8}$	$95.3^{+40.3}_{-23.9}$	$101^{+145}_{-41.3}$	$-0.59^{+1.20}_{-1.64}$
	$N (\times 10^{-2})$	$2.21^{+0.15}_{-0.14}$	$1.49^{+0.17}_{-0.15}$	$8.61^{+1.82}_{-1.51}$	$-0.73^{+0.22}_{-0.25}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	34.7/46	28.2/39	31.9/36	—
II. Band	E_{peak}	$196^{+58.4}_{-44.0}$	$126^{+54.2}_{-35.6}$	$110^{+77.1}_{-49.1}$	$-0.58^{+0.94}_{-1.27}$
	$N (\times 10^{-2})$	$2.46^{+0.21}_{-0.18}$	$1.70^{+0.26}_{-0.21}$	$1.06^{+0.47}_{-0.81}$	$-0.64^{+0.30}_{-0.36}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	39.1/46	29.5/39	28.0/36	—
III. BB+PL	kT	$25.9^{+8.88}_{-7.24}$	$14.0^{+19.1}_{-14.0}$	> 0	-0.89_{-}
	N_{bb}	$0.98^{+0.48}_{-0.46}$	$0.35^{+0.40}_{-0.35}$	$0.09^{+0.00}_{-0.09}$	-1.49_{-}
	$N_{\text{pl}} (\times 10^{-2})$	$1.19^{+0.10}_{-0.11}$	$0.72^{+0.12}_{-0.13}$	$0.46^{+0.06}_{-0.09}$	$-0.85^{+0.21}_{-0.23}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	47.8/45	32.4/38	24.3/35	—

4.4.3 GRB 080413

各時間経過のスペクトルに対するそれぞれのモデルのパラメータを表 4.4 に示す。GRB 080413 では、3 つの時間領域でスペクトルを切り出した。各時間経過 (s1, s2, s3) のスペクトルに対するそれぞれのモデルのベストフィットパラメータを表 4.4 に、時間ごとのスペクトルを図 4.5 に示す。すべての時間領域での 3 つのモデルの $\chi^2/\text{d.o.f.}$ の値および、危険率にも相違は見られなかった。s3 では、Band 関数の E_{peak} と黒体放射において $kT = 0$ を許容するため、どちらも単一ベキ関数で表されるといえる。黒体放射は s2 でも $kT = 0, N_{\text{bb}} = 0$ を許容するので、単一 power-law といってよい。

表 4.4: GRB 080413 時間分解スペクトル解析のパラメータ。

model	parameter	s1	s2	s3	$\eta (\chi^2/\text{d.o.f.})$
I. cutoff PL	E_b	$37.2^{+6.82}_{-6.09}$	$21.6^{+10.6}_{-6.24}$	$37.9^{+75.2}_{-17.4}$	$-0.75^{+0.99}_{-2.25}$
	$N (\times 10^{-2})$	$3.10^{+0.46}_{-0.46}$	$2.53^{+1.06}_{-0.73}$	$1.05^{+0.58}_{-0.38}$	$-0.83^{+0.55}_{-0.94}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	32.1/28	11.1/9	3.99/6	—
II. Band	E_{peak}	$59.1^{+11.4}_{-10.2}$	$36.0^{+3.88}_{-24.0}$	$62.4^{+28.2}_{-102}$	$-0.71^{+0.60}_{-0.49}$
	$N (\times 10^{-2})$	$3.48^{+0.58}_{-0.48}$	$2.86^{+1.30}_{-0.86}$	$1.16^{+0.67}_{-0.43}$	$-0.85^{+0.58}_{-1.05}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	35.2/28	10.9/9	4.03/6	—
III. BB+PL	kT	$11.9^{+1.45}_{-1.30}$	$8.16^{+2.77}_{-2.91}$	> 0	$-0.54^{+0.72}_{-1.20}$
	N_{bb}	$2.53^{+0.49}_{-0.49}$	$0.89^{+0.83}_{-0.81}$	$0.28^{+49.7}_{-0.28}$	-1.51_{-}
	$N_{\text{pl}} (\times 10^{-3})$	$2.00^{+0.80}_{-0.80}$	$1.98^{+1.72}_{-1.77}$	$2.03^{+0.59}_{-1.20}$	$0.01^{+1.00}_{-0.74}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	41.0/27	10.1/8	3.83/6	—

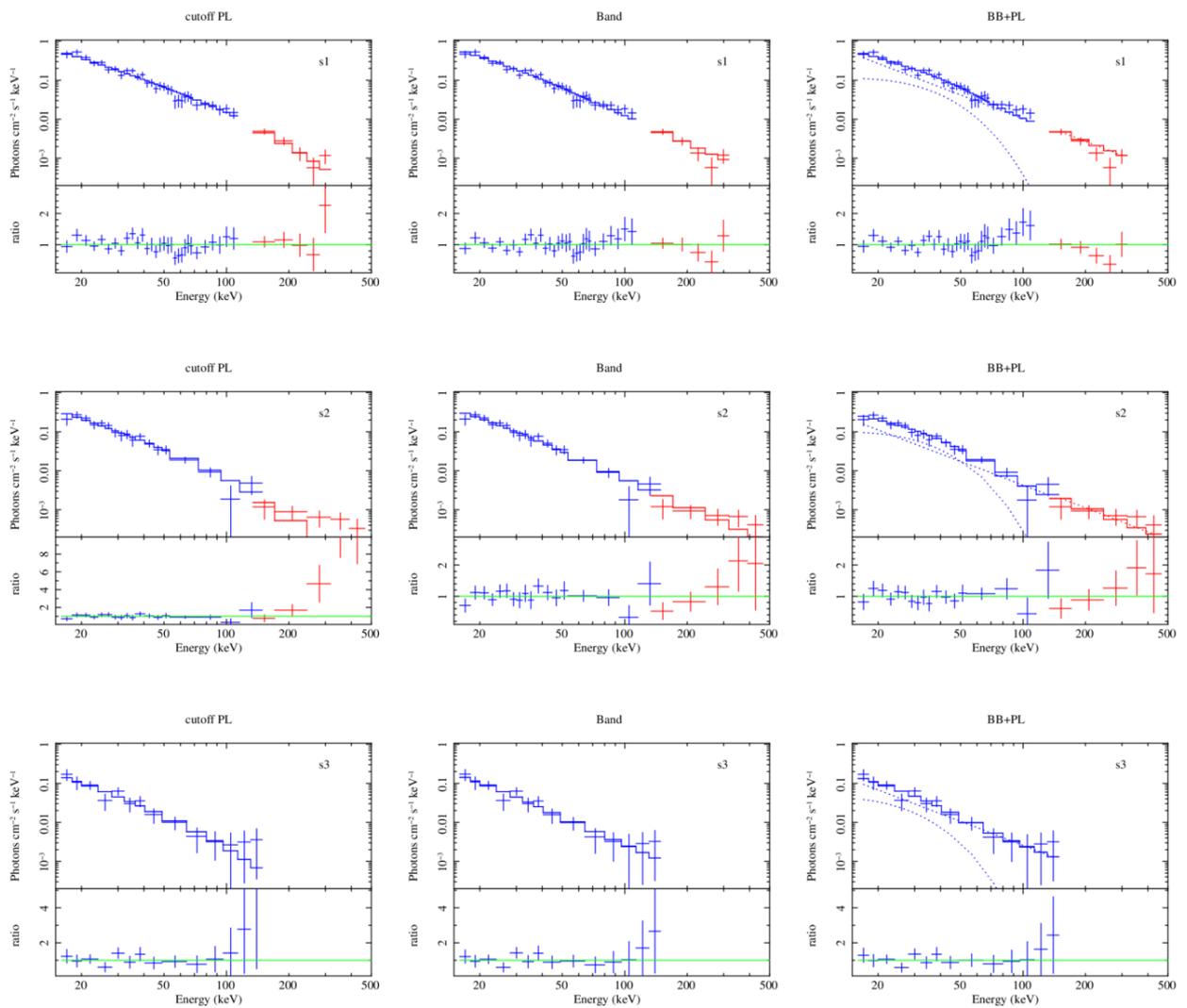


図 4.3: GRB 060117 の時間経過ごとのスペクトル。横が同じ時間で縦が同じモデルで並べている。s3 は WAM 帯域で暗くスペクトルがかけなかったため、BAT のスペクトルのみで評価している。

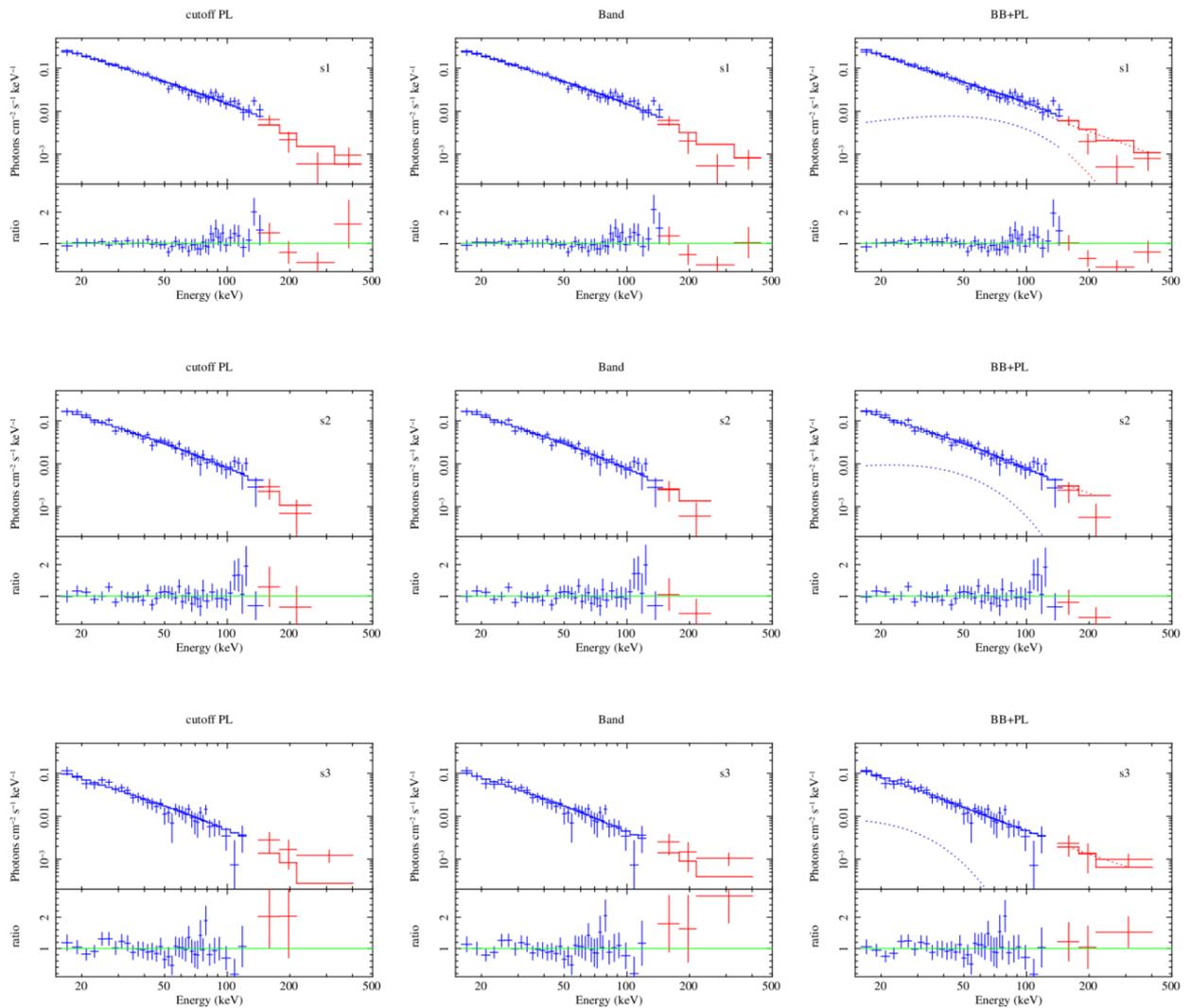


図 4.4: GRB 070917 の時間経過ごとのスペクトル。横が同じ時間で縦が同じモデルで並べている。

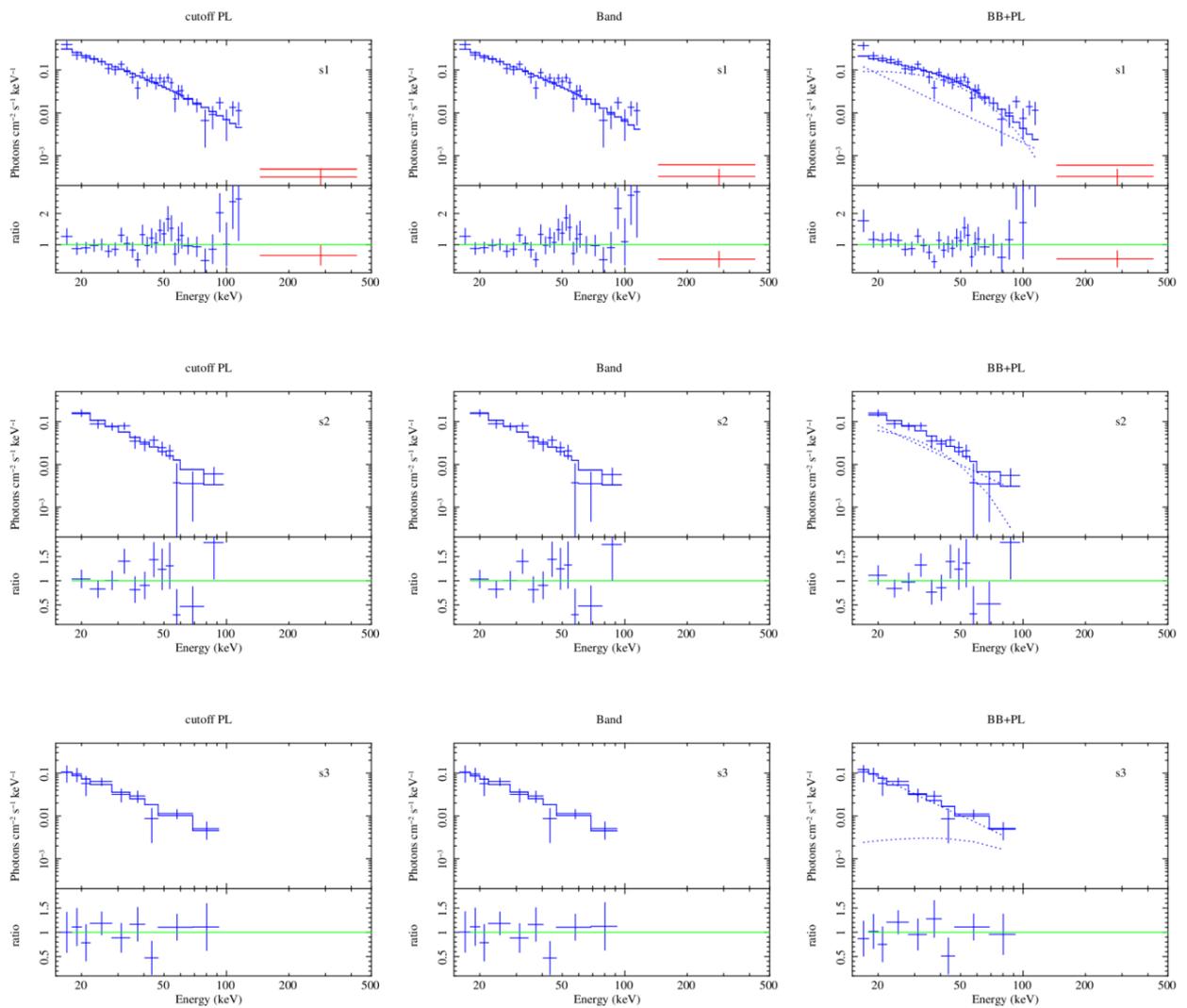


図 4.5: GRB 080413B の時間経過ごとのスペクトル。横が同じ時間で縦が同じモデルで並べている。s2, s3 は WAM 帯域で暗くスペクトルがかけなかったため、BAT のスペクトルのみで評価している。

4.4.4 パラメータの時間変動

時間分解スペクトル解析によって、すべてのイベントについて特に優れたモデルはなかった。それぞれのパラメータ E_{peak} , E_b , kT , N は時間経過とともに減少する傾向がみられる。ここで、それぞれのイベントでパラメータが時間のべきで減少すると仮定してべき指数を求めた。各イベントでの結果は表 4.3, 4.4, 4.5 の一番右の列に示す。

4.5 シンクロトロン放射の時系列解析

前節からの結果では、cutoff PL と Band モデルの間には大きさ差が見られず、また E_b と E_{peak} の値もエラー内で一致していた。よって以下の解析では GRB のスペクトルの一般的な形である Band モデルを採用する。

シンクロトロン放射は、電子のエネルギー分布における最小ローレンツ因子が γ_c より大きい小さいかによって、fast cooling と slow cooling といった異なる冷却を受ける。異なる冷却のされ方によってスペクトルの形も変化する。この節では、非熱的放射のより詳細な解析として二つの放射をそれぞれ仮定した場合のスペクトル解析から、両者の E_{peak} の時間変動を求める。

4.5.1 fast cooling を仮定したときの E_{peak} の時間変動

fast cooling では $\nu_c < \nu < \nu_m$ でのエネルギー指数は図 1.10 から、 -0.5 であるので、光子指数は $-0.5 - 1 = -1.5$ となる。時間平均スペクトル解析からもとまった各イベントの光子指数は -2 から -1 に分布するため、 -1.5 を満たす。よって、Band モデルでの E_{peak} は図 1.10 の fast cooling のスペクトルでの ν_m に対応すると考えられる。

ここで、Sari, Piran & Narayan (1998) において、fast cooling ではフラックスは時間の $1/4$ 乗に比例して減少するとある。すなわち、fast cooling を仮定すれば s1 の時間領域を基準としたときの s1 と s2, s3 との規格化因子 N の比は $1 : 2^{-1/4} : 3^{-1/4}$ で変化すると考えられる。この値で 3 つの時間帯の規格化因子 N の比を固定してフィッティングし、 E_{peak} の時間変動をみる。Band モデルでのフィッティングにより求められた E_{peak} は表 4.5 のようになった。明らかに E_{peak} に変動が見られたため、 $E_{\text{peak}} \propto t^\eta$ のべき η を求めた。各イベントの η を表 4.5 の右端に示す。

表 4.5: fast cooling を仮定した場合の、各イベントの E_{peak} の時間変動と $E_{\text{peak}} \propto t^\eta$ のべき η 。括弧書きの数値はすべての時間領域を同時フィッティングしたときの $\chi^2/\text{d.o.f.}$ を示す。

event	s1	s2	s3	η
GRB 060117	$53.4^{+4.18}_{-3.99}$	$29.1^{+2.98}_{-2.87}$	$13.3^{+2.39}_{-2.37}$ (54.7/70)	$-1.13^{+0.23}_{-0.21}$ (3.09/1)
GRB 070917	$195^{+26.1}_{-22.2}$	$82.8^{+9.33}_{-8.44}$	$37.6^{+4.63}_{-4.39}$ (109/127)	$-1.48^{+0.26}_{-0.25}$ (1.49/1)
GRB 080413B	$59.1^{+5.96}_{-5.67}$	$-35.2^{+4.68}_{-4.33}$	$24.2^{+4.05}_{-3.82}$ (57.4/49)	$-0.79^{+0.26}_{-0.27}$ (0.07/1)

4.5.2 slow cooling を仮定したときの E_{peak} の時間変動

slow cooling では、低エネルギー側の電子は、まだ冷却による電子数の減少の影響を受けないので、規格化因子 N は変動しないと仮定できる。 N を時間平均での値に固定できるかを検証するため、まず時間分解スペクトル解析で得られた E_{peak} と N のコントアプロットを作成し、カップリングをみる。各イベントの結果を図 4.6、4.7、4.6 に示す。各時間領域ごとにコントアをプロットしている。信頼度は 99%(黒)、90%(赤)、68%(緑) である。マゼンタの線は時間平均スペクトル解析で得られた規格化因子 N の最大値と最小値を示している。この範囲にコントアプロットが収まっていれば、規格化因子 N を平均値で固定しても E_{peak} が決まるという指標となる。GRB 060117, GRB 080413B については、各時間領域で規格化因子 N は信頼度 68% に収まっていることが分かる。GRB 070917 については s1 の時間領域で信頼度 68% より外側になっている。よって、GRB 060117, GRB 080413B では時間平均スペクトル解析での規格化因子 N の平均値を、GRB 070917 では最大値で固定して再度スペクトルフィッティングをおこなう。Band モデルでのフィッティングにより求められた E_{peak} は表 4.6 のようになった。エラーを超えて E_{peak} に変動が見られたため、 $E_{\text{peak}} \propto t^\eta$ のべき η を求めた。各イベントの η を表 4.5 の右端に示す。

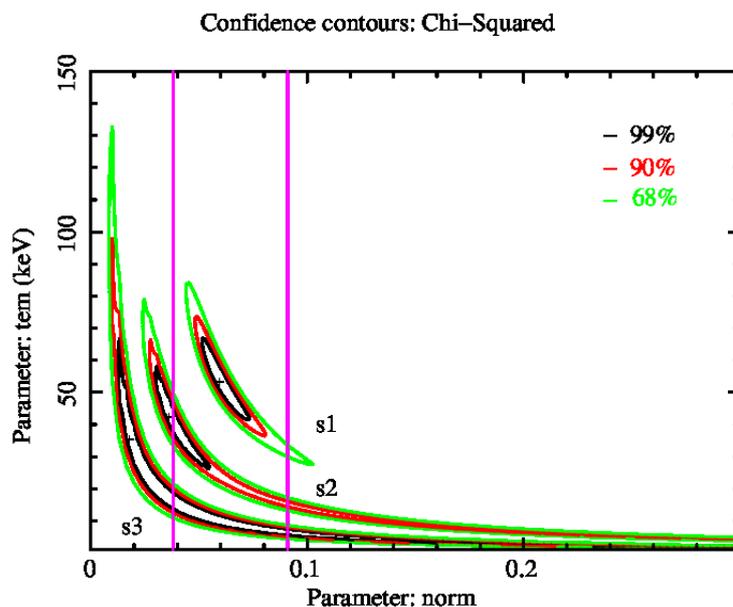


図 4.6: GRB 060117 の各時間領域 (s1–s3) における E_{peak} と規格化因子 N のコントアプロット。各コントアの線は信頼度を表していて、99%(黒)、90%(赤)、68%(緑) を示す。マゼンタの線は、時間平均スペクトル解析で得られた規格化因子 N の最大値と最小値である。この場合、時間平均スペクトルの規格化因子 N の値は各時間領域での 68% 信頼度に収まっている。

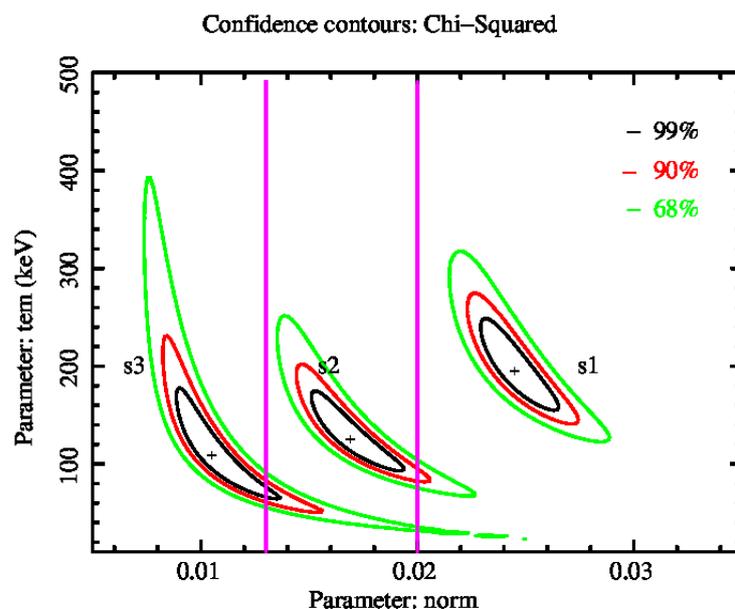


図 4.7: GRB 070917 の各時間領域 (s1–s3) における E_{peak} と規格化因子 N のコントアプロット。各線の意味は 4.6 を参照。この場合、s1 で時間平均スペクトルの規格化因子 N の値が 68%信頼度を超えてしまっているため、今回は最大値で固定した。

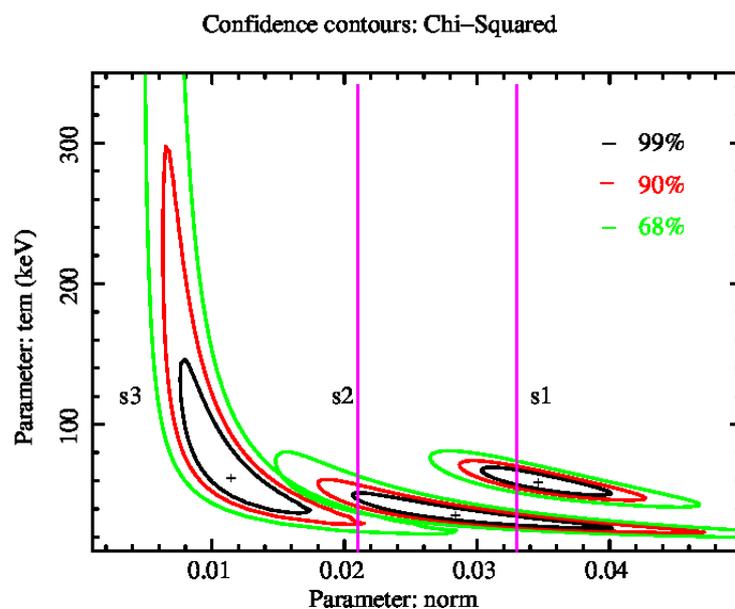


図 4.8: GRB 080413B の各時間領域 (s1–s3) における E_{peak} と規格化因子 N のコントアプロット。各線の意味は 4.6 を参照。この場合、時間平均スペクトルの規格化因子 N の値は各時間領域での 68%信頼度に収まっている。

表 4.6: slow cooling を仮定した場合の、各イベントの E_{peak} の時間変動と $E_{\text{peak}} \propto t^\eta$ のべき η 。括弧書きの数値は $\chi^2/\text{d.o.f.}$ を示す。

event	s1	s2	s3	η
GRB 060117	$59.1^{+4.80}_{-4.53}$ (29.9/35)	$26.1^{+2.59}_{-2.52}$ (19.3/22)	$10.8^{+2.59}_{-2.52}$ (6.79/13)	$-1.41^{+0.21}_{-0.23}$ (2.86/1)
GRB 070917	$341^{+62.7}_{-51.8}$ (57.5/48)	$85.9^{+9.69}_{-8.74}$ (33.7/41)	$32.6^{+3.88}_{-3.72}$ (36.4/38)	$-2.14^{+0.33}_{-0.30}$ (0.36/1)
GRB 080413B	$75.5^{+7.98}_{-7.66}$ (43.6/30)	$-38.2^{+5.43}_{-4.93}$ (11.02/11)	$23.8^{+3.98}_{-3.73}$ (11.5/8)	$-1.03^{+0.27}_{-0.28}$ (0.07/1)

第 5 章 議論

5.1 減光のエネルギー依存性から

本研究で選出された 4 つの FRED 型 GRB のうち、3 つのイベントについて光度曲線の減光は指数関数で示され、その時定数は平均してエネルギーの $-0.29(\pm 0.13)$ 乗に比例して短くなることが求められた。この値と、先行研究である Tashiro et al. (2012) で求められた 7 つの FRED 型 GRB の k と比較する。

本研究と Tashiro et al. (2012) で選出された合計 11 の FRED 型 GRB の k の分布を図 5.1 に示す。赤で示されているのが本研究の結果である。赤線が本研究の 4 つのイベントの平均値 -0.29 であり、赤点線が誤差の範囲を表す。青が Tashiro et al. (2012) のべきの平均値 -0.34 で点線は同じく誤差を示す。緑線はシンクロトロン放射を仮定したときの値 -0.5 である。 k 分布は一様であり、Tashiro et al. (2012) での平均値とは誤差の範囲内でよく一致している。シンクロトロン放射を仮定した値 -0.5 とも近い値である。このことから、FRED 型 GRB では減光のエネルギー依存性が同じであるということがいえる。

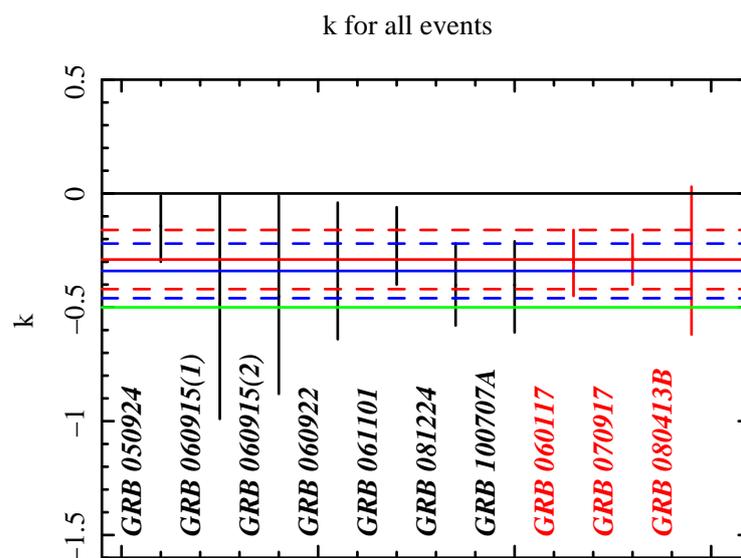


図 5.1: 時定数のエネルギー指数 k の分布。赤線が平均値 -0.29 であり、赤点線はエラーを表す。青が Tashiro et al. (2012) の平均値 -0.34 で点線はエラー、緑線はシンクロトロン放射を仮定したときの値 -0.5 である。黒の点線はスペクトル変動がないことに対応する。

5.2 時間分解スペクトル解析から

時間分解スペクトル解析から求められるパラメータの時間変動から、観測されたスペクトルがシンクロトン放射といった非熱的放射成分だけなのか、または黒体放射といった熱的放射も含まれているのかを議論する。

5.2.1 黒体放射成分

時間分解スペクトル解析の結果から、黒体放射の温度 kT の時間変動を評価する。GRB 060117 は温度が $\eta = -0.05^{+0.69}_{-0.73}$ で変動することが求められた。放射面積が変わらず、放射冷却のみによって温度が下がっていく黒体放射を仮定したときの値 $\eta = -0.3$ とはエラー内で一致する。しかし、power-law 成分の規格化因子 N_{pl} の振る舞いが不自然にばらついており、フィッティングが正しい物理反映していない恐れがある。よって、GRB 060117 での黒体放射成分の存在は明らかとは言えない。また、GRB 070917 では、 kT はエラーを含めて時間領域 s1 でしか決まらなかった。s2 では $kT = 0$ が許容され、この二点で η を求めるとエラーは求まらないが -0.89 となる。これは急速に冷却されたか、そもそもエラーが決まっていないため黒体放射されていないことが考えられる。もし前者としても $\eta = -0.3$ よりも大きな値で減衰していくため、黒体放射の変動ではないと示唆される。GRB 080413B についても同様の議論で E_{peak} では $\eta = -0.54^{+0.72}_{-1.20}$ とエラーが大きく、また N_{bb} では η のエラーが求まらなかったため、黒体放射が変動しているということは明らかには言えない。

5.2.2 fast cooling と slow cooling

fast cooling の検証

fast cooling を仮定したときの E_{peak} の時間変動から求められた η の平均値は $-1.13 \pm 0.23 (\chi^2/\text{d.o.f.} = 3.52/2)$ となった。この値は fast cooling で得られるはずの -1.5 と比較すると若干届かないが、信頼区間を少し広げて評価すると矛盾のない値であるといえる。とくに GRB 070917 では -1.5 を 90% 信頼区間に含んでいる。GRB 060917 では 95% の信頼区間で考えると -1.5 を許容する。唯一、許容範囲からはずれている GRB 080413 が -0.76 と離れているために、平均値が上に引っ張られていると考えられる。GRB 060117 と GRB 070917 のみを考慮すると、 $\eta = -1.5$ を許容する範囲にあるといえる。

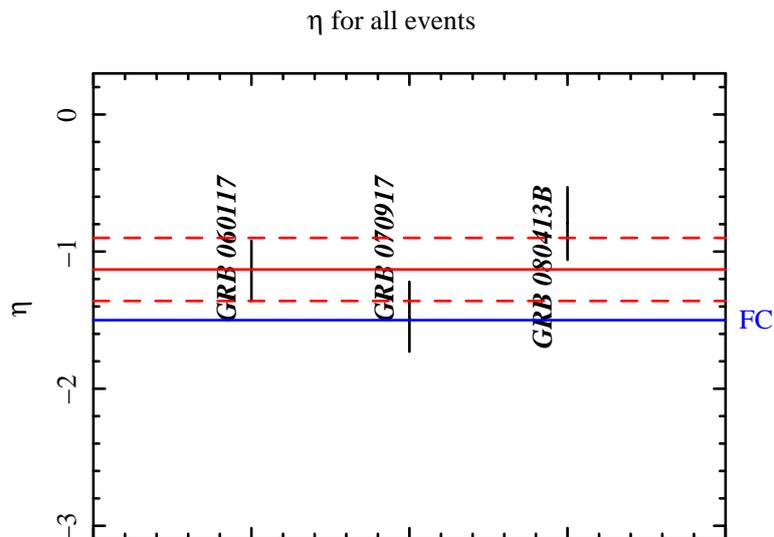


図 5.2: fast cooling を仮定して求められた各イベントの η の値。平均値は -1.13 ± 0.23 である (赤)。赤点線はエラーの範囲を示す。青は fast cooling での値 $\eta = -1.5$ を示す。

slow cooling の検証

slow cooling を仮定したときの E_{peak} の時間変動から求められた η の平均値は -1.44 ± 0.24 ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 6.95/2$) となり、slow cooling で得られるはずの -0.5 と比較すると、GRB 060117, GRB 070917 では明らかに棄却される。GRB 080413B ではエラーを 95% で評価すると、 -0.5 を許容する。

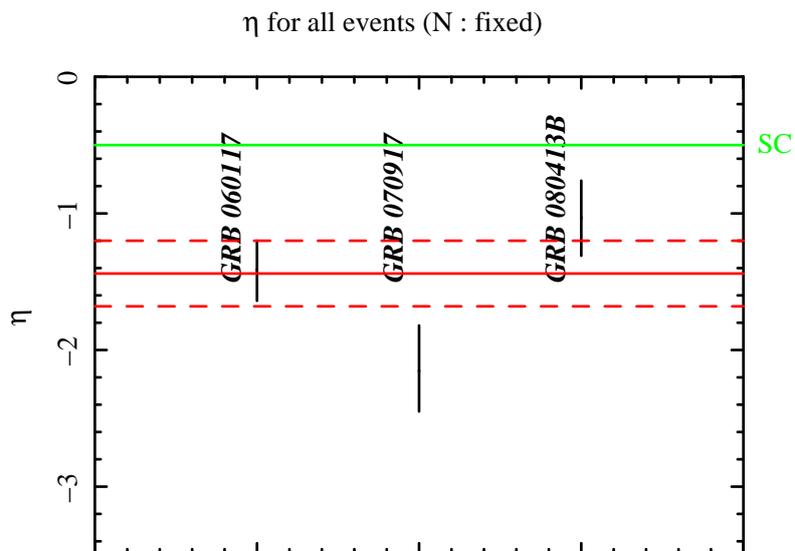


図 5.3: slow cooling を仮定して求められた各イベントの η の値。平均値は -1.44 ± 0.24 である (赤)。赤点線はエラーの範囲を示す。緑線は slow cooling での値 $\eta = -0.5$ を示す。

5.3 検証のまとめ

これまで得られた検証項目とモデルから得られる η の値、各イベントでの評価結果を表 5.1 へまとめる。○, △, × はそれぞれ、90%のエラーでの評価で許容、95%のエラーでの評価で許容、明らかに棄却されることを示す。また、“—”はスペクトル解析からは評価ができないということを表す。

表 5.1: すべての検証項目と各イベントの評価

test	model	relation	η	GRB 060117	GRB 070917	GRB 080413B
Spectral evolution	i. FC	$E_{\text{peak}} \propto t^\eta$	-1.5	△	○	×
	ii. SC	$E_{\text{peak}} \propto t^\eta$	-0.5	×	×	△
	iii. BB	$kT \propto t^\eta$	-0.3	—	—	—

以上から、本研究で解析した 3 つの FRED 型 GRB のうち、GRB 060117 と GRB 070917 についてはシンクロトン放射の fast cooling を支持するという結果となった。GRB 080413B についてはどのモデルでも説明ができないが slow cooling が 95%のエラー内で許容される。全ての黒体放射については評価ができなかった。

第 6 章 結論

本研究では、GRB 初期放射の放射機構が熱的成分を含むのか、それとも非熱的成分のみであるのかを明らかにするために、スペクトル変動の解析から放射冷却過程を制限することを目指した。そこで、光度曲線が指数関数で減光するシンプルな形の FRED 型 GRB を用いて、幾何学的要素が影響しない純粋な放射冷却に注目した。

すぎき衛星搭載の WAM、Swift 衛星搭載の BAT のデータを用いることで、15 – 5000 keV という広いエネルギー帯域で GRB の観測ができ、二つの衛星のデータアーカイブから同時観測された FRED 型 GRB を目視で 4 つで選出した。減光を指数関数と比較のために冪関数で評価したところ、指数関数を示すイベントは GRB 060117, GRB 070917, GRB 080413 の 3 イベントであった。これらの減光の時定数はすべてエネルギーのべきにしたがって短くなる傾向がみられ、そのべきの平均値は -0.29 ± 0.13 と求められた。これは先行研究である Tashiro et al. (2012) の結果とよく一致しており、似た現象を取り扱っていることが確認できた。

また、時間分解スペクトル解析では I. cutoff PL, II. Band, III. BB+PL の三つのモデルでスペクトルを評価した。黒体放射の温度の時間変化は明らかには見られず、3 つのイベントのスペクトルは非熱的放射が示された。より詳細に非熱的放射を検証するために、電子のローレンツ因子の分布によりシンクロトロン放射のスペクトルの形と時間発展が異なるという fast cooling と slow cooling のモデルを用いた。それぞれの条件で規格化因子を固定して E_{peak} の時間変動をべき関数で評価した。二例で fast cooling (時間のべき $\eta = -1.5$) を許容し、一例で slow cooling (時間のべき $\eta = -0.5$) を許容する結果となった。以上の結果から、本研究で解析した 3 つの GRB の放射機構についてはシンクロトロン放射のような非熱的放射を強く支持すると結論できる。

参考文献

- [1] Paciasas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 2000, *VizieR Online Data Catalog*, 9020, 0
- [2] Costa et al. 1997, *Nature*, 387, 784
- [3] Hjorth et al., *Nature*, 423, 847 (2003)
- [4] Band, D., et al., 1993, *ApJ*, 413, 281
- [5] Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, *ApJS*, 126, 19
- [6] Mészáros, P. 2001, *Science*, 291, 79
- [7] Cavallo, G., & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 359
- [8] Goodman, J., 1986, *ApJ*, 308, L47.
- [9] Paczynski B., 1986, *ApJ*, 308, L43.
- [10] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P., 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (New York: Wiley)
- [11] Norris, J. P., Bonnell, J. T., Kazanas, D., et al. 2005, *ApJ*, 627, 324
- [12] Zhang, F.-W., Qin, Y.-P., & Zhang, B.-B. 2007, *PASJ*, 59, 857
- [13] Fenimore, E. E., Madras, C. D., & Nayakshin, S., 1996, *ApJ*, 473, 998
- [14] Kumar, P., & Panitescu, A., 2000, *ApJ*, 541, L51
- [15] Demer, C. D., 2004, *ApJ*, 614, 284
- [16] Qin, Y.-P., 2008, *ApJ*, 683, 900
- [17] Ryde, F., & Pe'er, A., 2009, *ApJ*, 702, 1211
- [18] Crider, A., Liang, E. P., Smith, I. A., et al. 1997, *ApJ*, 479, L39
- [19] Preece, R. D., Briggs, M. S., Giblin, T. W., et al. 2002, *ApJ*, 581, 1248
- [20] Ghirlanda, G., Celotti, A., & Ghisellini, G. 2003, *AAP*, 406, 879

-
- [21] Gonzalez, M. M., Carrillo-Barragan, M., Digus, B. L., Kaneko, Y., Preece, R., D., & Briggs, M. S., 2009, *ApJ*, 696, 2155
- [22] Ohno, M., Ioka, K., Yamaoka, K., et al. 2009, *PASJ*, 61, 201
- [23] Onda, K., Tashiro, M. S., Nakagawa, Y. E., et al. 2010, *PASJ*, 62, 547
- [24] Tashiro, M. S., Onda, K., Yamaoka, K., et al. 2012, *PASJ*, 64, 26
- [25] Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, *PASJ*, 59, 1
- [26] Takahashi, T., Abe, K., Endo, M., et al. 2007, *PASJ*, 59, 35
- [27] Yamaoka, K. et al. *IEEE Trans. Nucl Sci*, 2005
- [28] Yamaoka, K., Endo, A., Enoto, T., et al. 2009, *PASJ* 61, 35
- [29] Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005
- [30] Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2004, *SPIE*, 5165, 201
- [31] Roming, P. W. A., Hunsberger, S. D., Mason, K. O., et al. 2004, *SPIE*, 5165, 262
- [32] Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., et al. 2005, *SSR*, 120, 143
- [33] Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17
- [34] 小山勝二、嶺重慎、『ブラックホールと高エネルギー現象』、シリーズ現代の天文学 8、日本評論社、2007
- [35] Sakamoto, T., Pal'Shin, V., Yamaoka, K., et al. 2011, *PASJ*, 63, 215

謝辞

ありがとうございました。