

ガンマ線バーストジェットからの熱 的放射に対する輻射輸送計算

✓ 柴田 三四郎 (甲南大学)

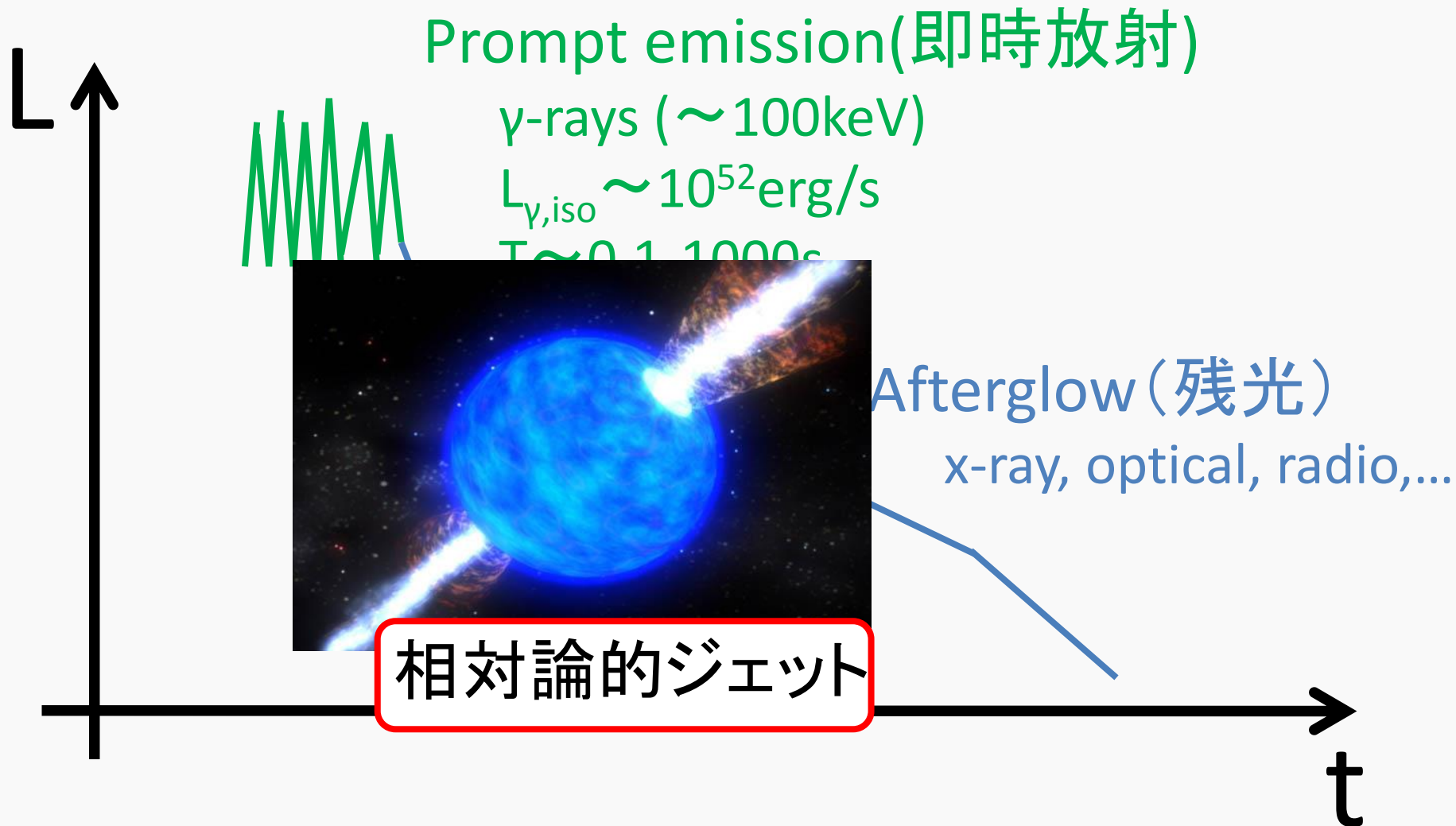
共同研究者: 富永望 (甲南大学、Kavli IPMU)

目次

- 導入
 - ガンマ線バースト
- 計算方法
 - 流体計算
 - 光子の生成場所
 - 輻射輸送計算
- 計算結果
- まとめ

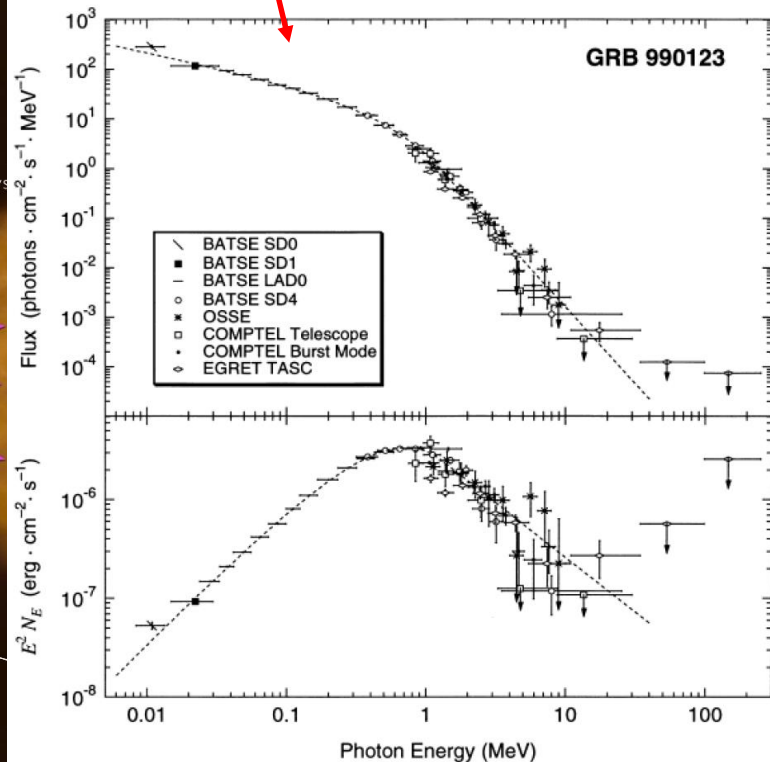
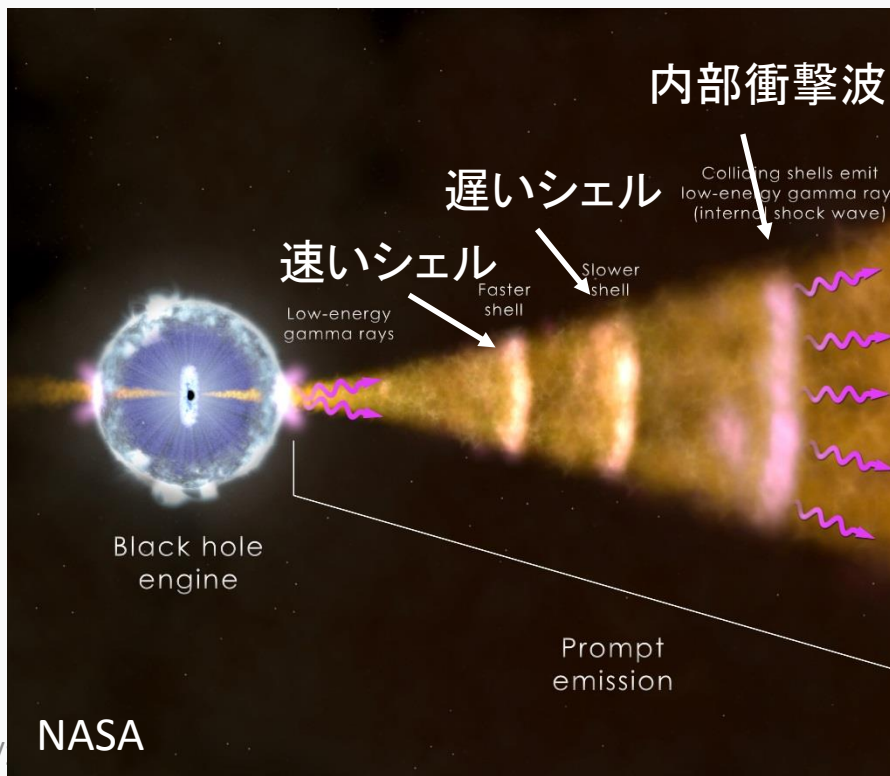
導入

ガンマ線バースト (GRB)



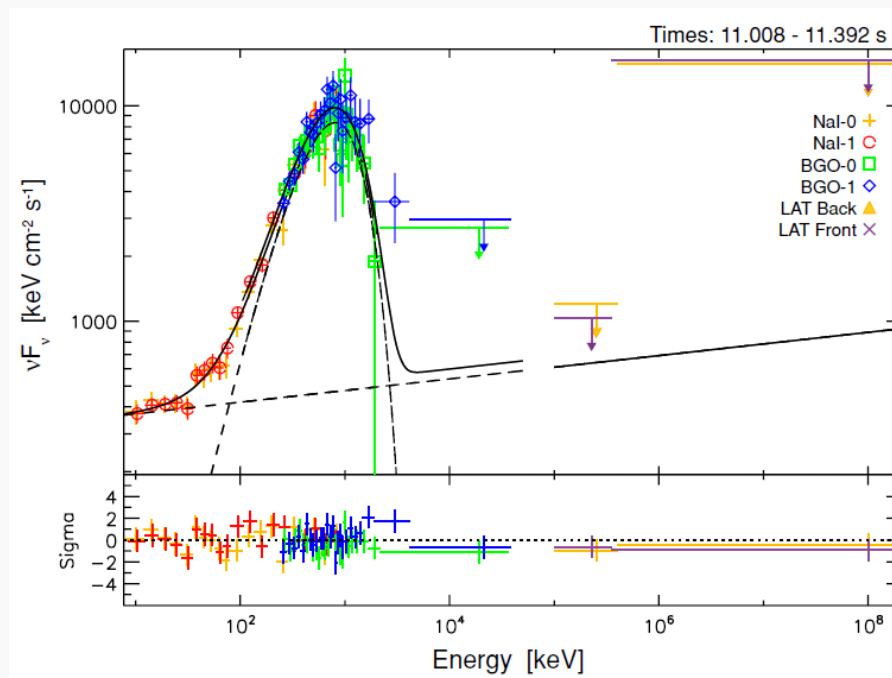
即時放射に対するモデル

- 内部衝撃波モデル(シンクロトロンモデル)
 - ジェット内部の衝撃波からのシンクロトロン放射
 - いくつか問題が存在 (e.g., 低エネルギー側のべき)

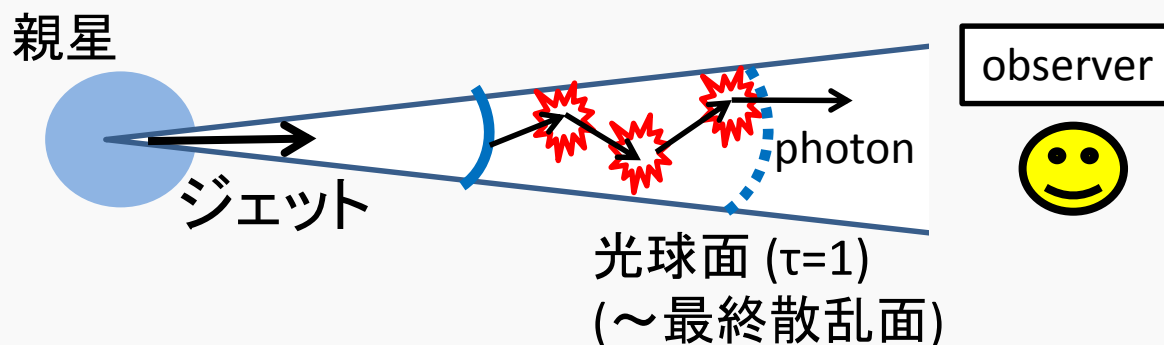


即時放射に対するモデル

- 光球放射モデル(熱的放射モデル)
 - 相対論的ジェットからの熱的放射
 - 実際に黒体放射の様なスペクトルを示すバーストが存在 (e.g., GRB090902B). (Ryde et al 2010)



熱的放射



- ジェット内での支配的な過程は電子散乱
 - 光球～最後の散乱が起こる場所
 - **実際に光子が生成される場所はもっと内側** (e.g., Beloborodov 2013)
 - 何度も散乱を受けたのち系から脱出
- ジェットの内部構造が観測されるスペクトルに影響する

→ ジェットの内部構造、光子の生成位置を考慮に入れた相対論的な輻射輸送計算が必要

輻射輸送計算

- GRBジェット中での輻射輸送計算を行う

計算手順

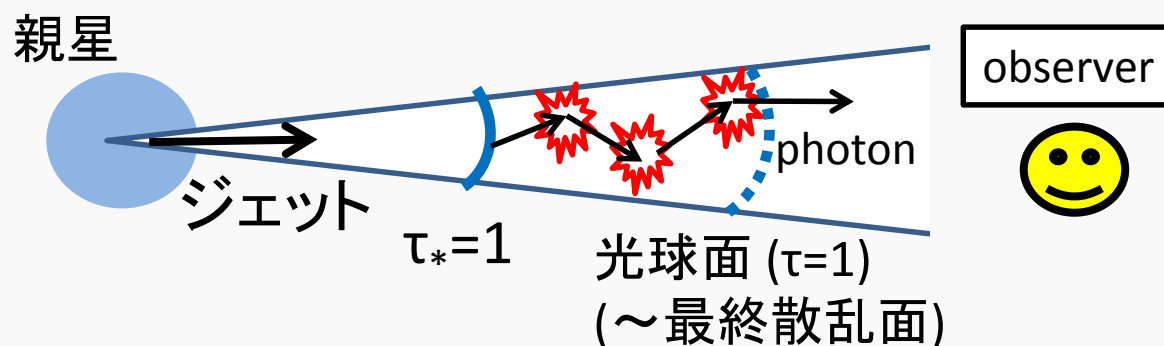
流体力学計算(ジェットの構造を求める)



光子の生成場所を求める



ジェット中での輻射輸送計算(放射スペクトルを求める)



計算方法

流体力学計算

✓ 2次元特殊相対論的流体計算 (Tominaga 2009)

✓ 計算条件

– 親星: $15M_{\text{sun}}$ WR 星 ($R_{\text{prog}} \sim 2.3 \times 10^{10} \text{cm}$)

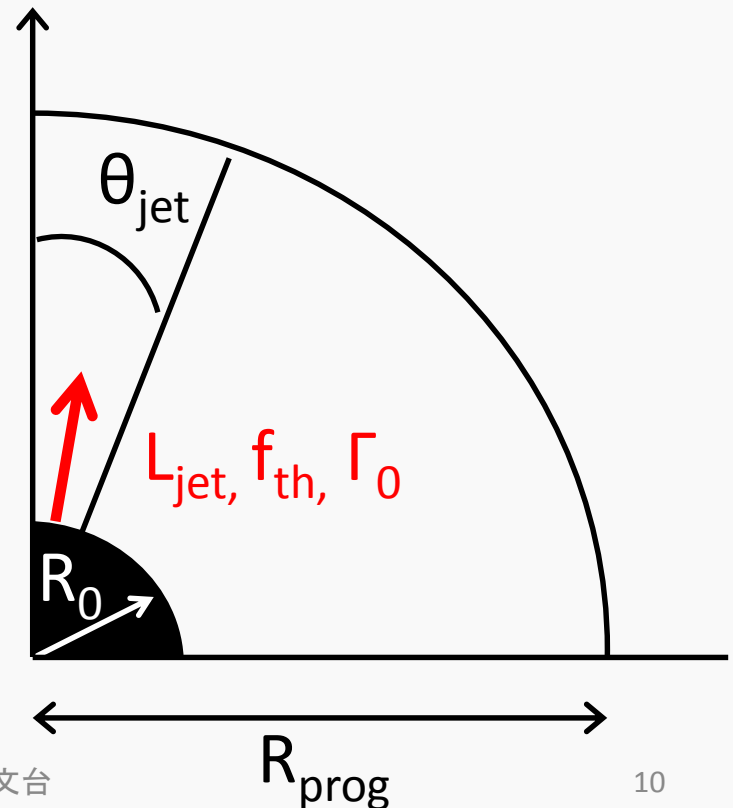
– $\Gamma_0 = 5$

– $\Theta_{\text{jet}} = 10^\circ$

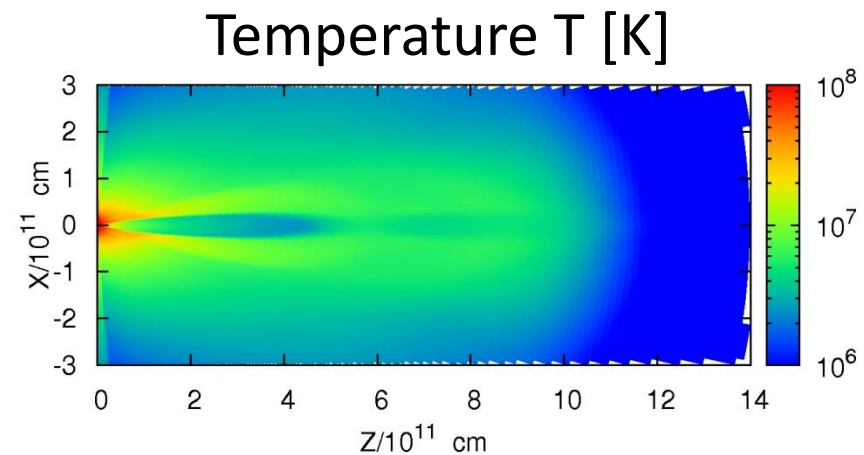
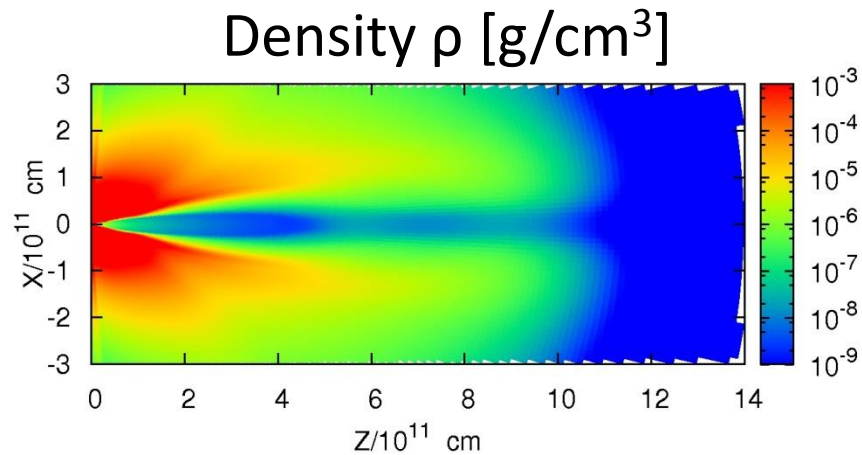
– $L_{\text{jet}} = 5.3 \times 10^{50} \text{ erg s}^{-1}$

– $f_{\text{th}} = 0.9925$ ($e_{\text{int}}/\rho c^2 = 80$)

– $(\log r, \theta) = (600, 150)$ グリッド
from $R_0 = 10^9 \text{cm}$



流体力学計算



- $t=40$ 秒の時点での流体構造を用いて輻射輸送計算を行う。

光子が生成される場所

- 有効光学的深さ τ_*

静止した物質中では (e.g., Rybicki & Lightman 1979)

$$\tau_*^{\text{NR}} \sim \sqrt{\tau_a(\tau_a + \tau_s)}$$

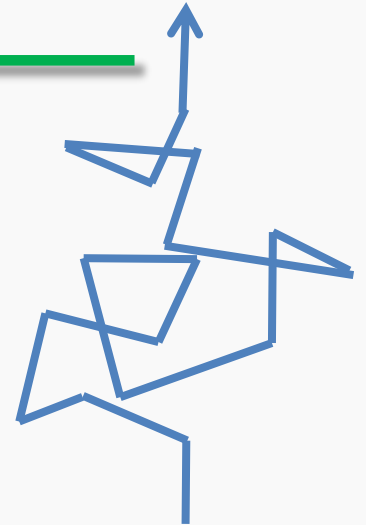
相対論的速度を持った物質中 (Shibata, Tominaga & Tanaka 2014, ApJL)

$$\tau_*^{\text{R}} = \left\{ \frac{\Gamma^2}{3}(\beta^2 + 3) + (\Gamma\beta)^2 \frac{\tau_s}{\tau_a} \right\}^{-1/2} \frac{\sqrt{\tau_a(\tau_a + \tau_s)}}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta_v)}$$

$$\tau_a = \Gamma(1 - \beta \cos \theta_v) \alpha' L, \quad \tau_s = \Gamma(1 - \beta \cos \theta_v) \sigma' L$$

非相対論的極限 $\tau_*^{\text{R}} \rightarrow \tau_*^{\text{NR}}$

相対論的極限 $\tau_*^{\text{R}} \rightarrow 2 \tau_a$ for $\Theta=0$



光子が生成される場所

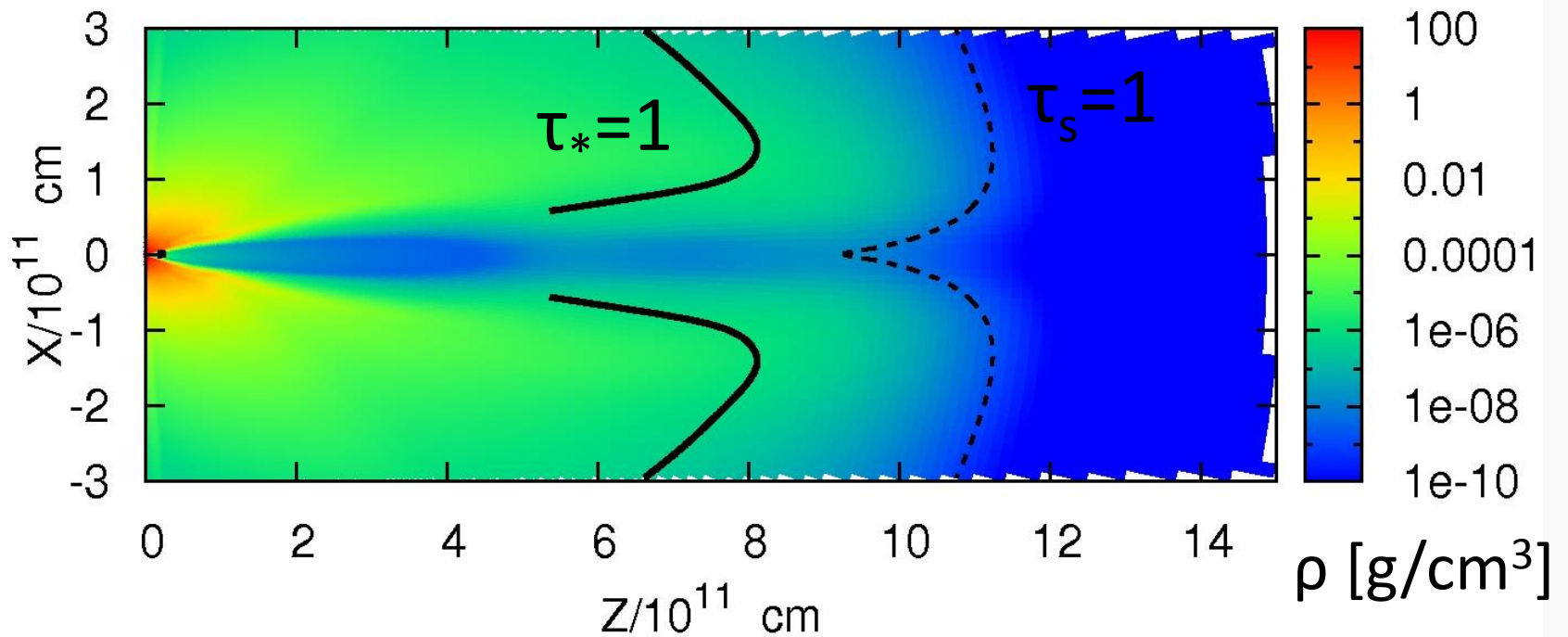
- ある半径 R_* までの τ_*

$$\tau_* = \int_{R_*}^{\infty} \left\{ \frac{\Gamma^2}{3} (\beta^2 + 3) + (\Gamma\beta)^2 \frac{\sigma'}{\alpha'} \right\}^{-1/2} \sqrt{\alpha'(\alpha' + \sigma')} dr$$

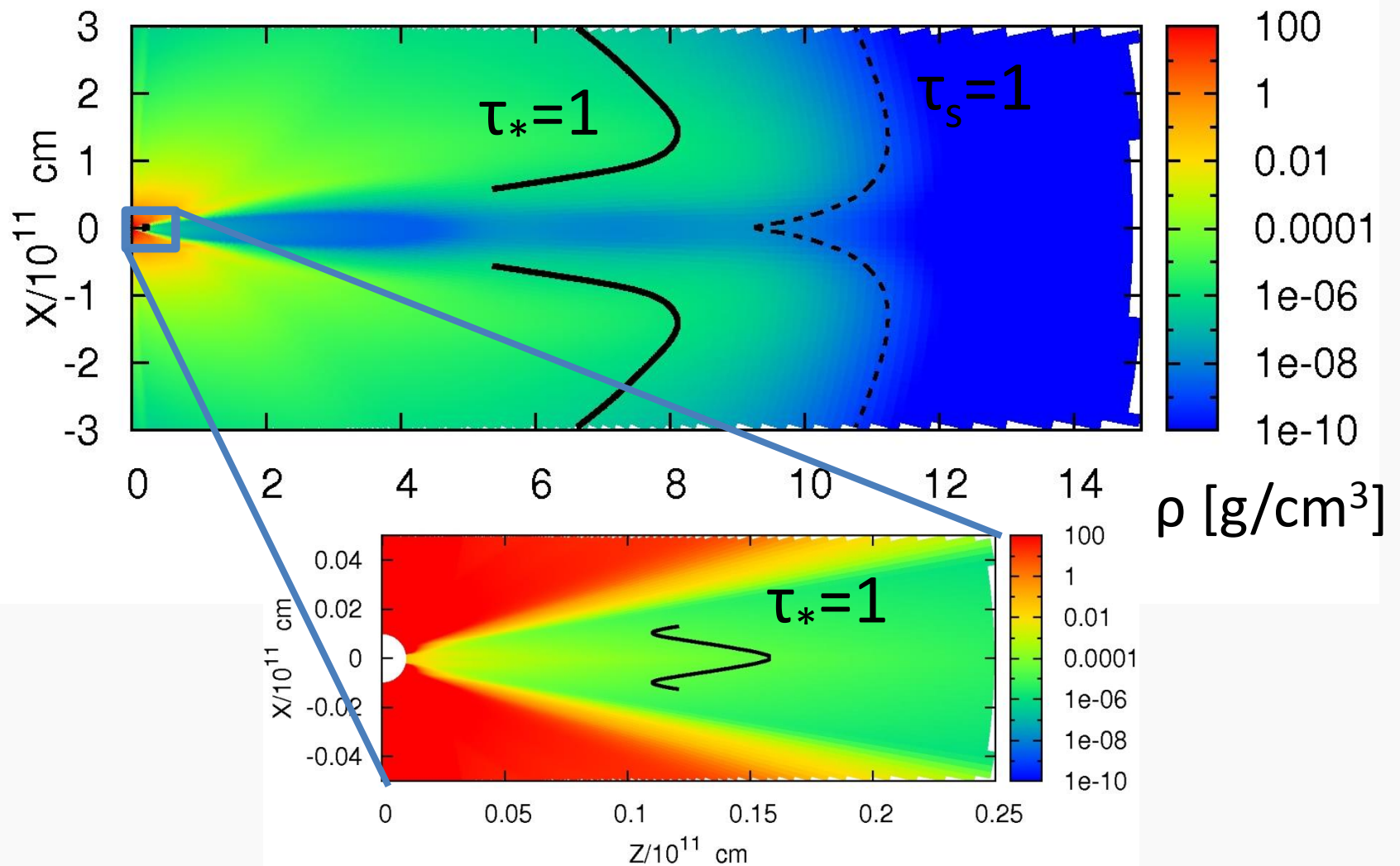
- σ' : 電子散乱の散乱係数
- α' は次の2過程に対する吸収係数
 - 自由-自由吸収 ($e + p + \gamma \rightarrow e + p$)
 - Double Compton 吸収 ($\gamma + \gamma + e \rightarrow \gamma + e$)

$\tau_* = 1$ を満たす R^* を見つける

光子が生成される場所



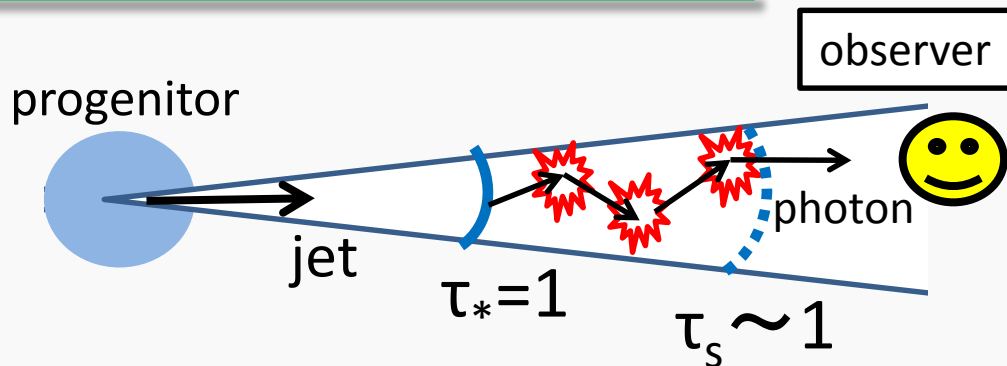
光子が生成される場所



輻射輸送計算

✓ 計算コード

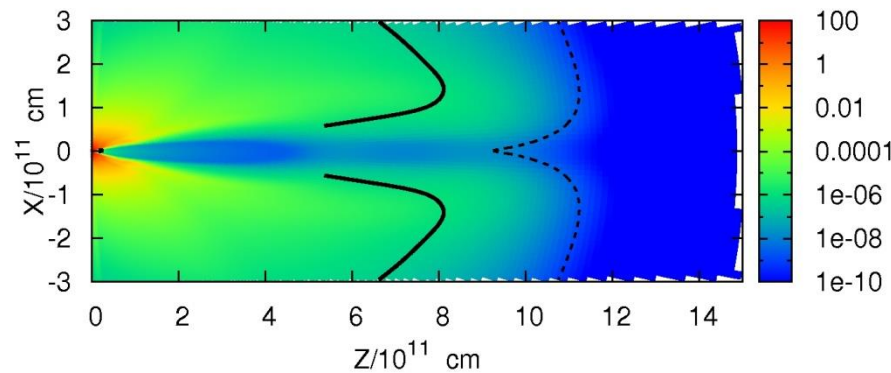
- モンテ・カルロ法
- コンプトン散乱を計算
- 光子は $\tau_* = 1$ で放射される



✓ 光子の生成

- 空間分布: $n_\gamma \propto T^3$
- 生成位置での温度でのプランク分布
- 流体静止系で等方

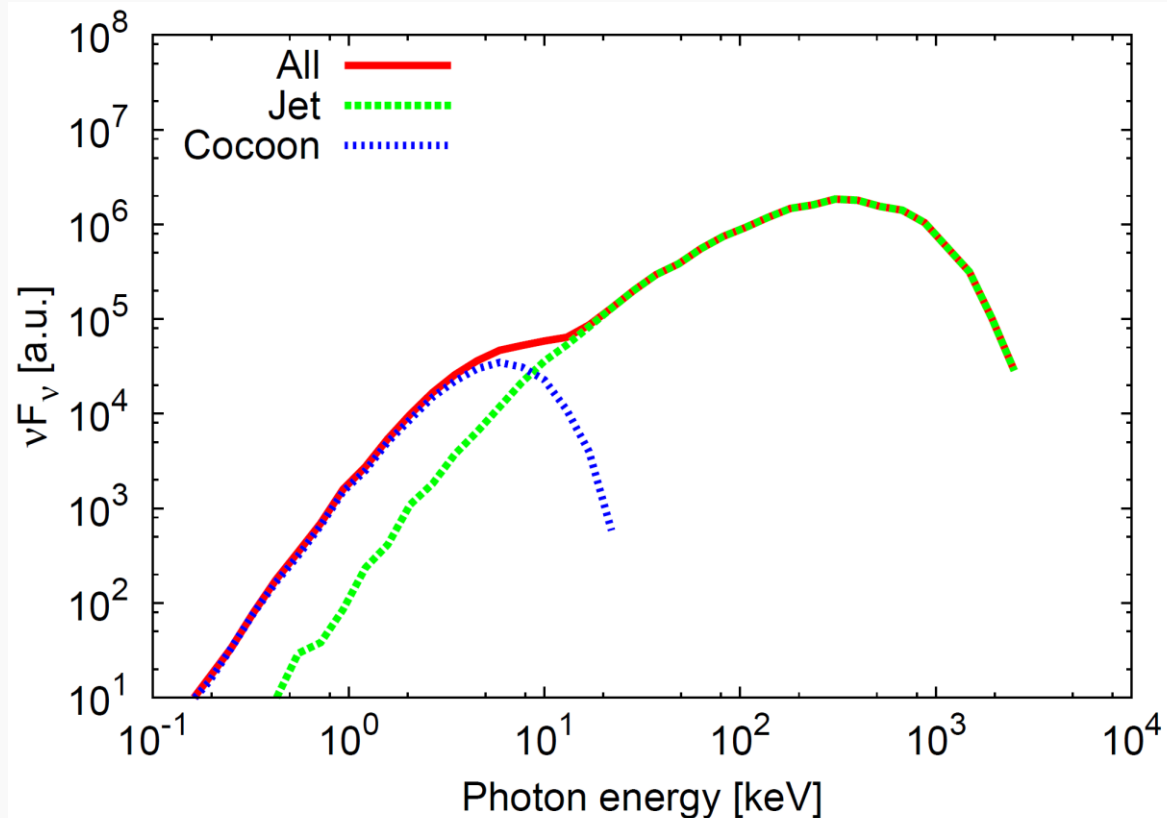
t=40秒での流体構造を用いる。



結果

エネルギーースペクトル

- $E_{\text{peak}} \sim 350\text{keV}$
- 高エネルギーのジェット成分と低エネルギーのコクーン成分



即時放射のスペクトル(観測)

・滑らかにつながるbroken power law(Band function)でフィットできる。

(Band et al. 1993)

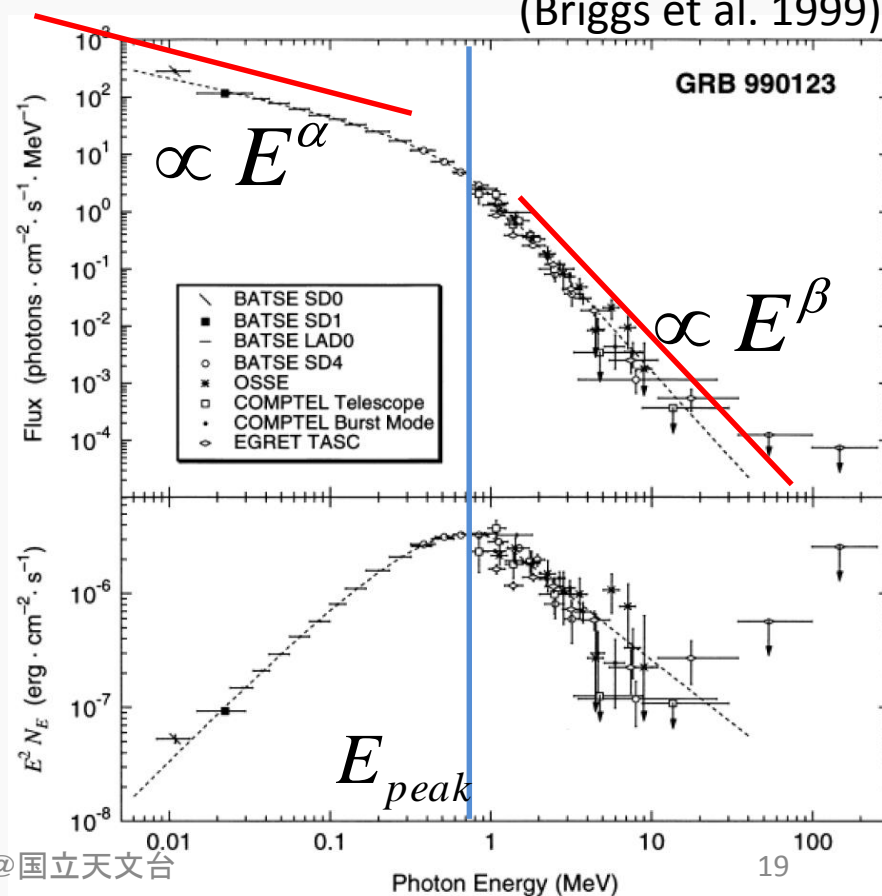
$$f_{\text{BAND}}(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100}\right)^\alpha \exp\left[-\frac{E(2+\alpha)}{E_{\text{peak}}}\right], & E < E_c, \\ A \left[\frac{(\alpha-\beta)E_{\text{peak}}}{100(2+\alpha)}\right]^{\alpha-\beta} \exp(\beta-\alpha) \left(\frac{E}{100}\right)^\beta, & E \geq E_c, \end{cases}$$

$$E_c = (\alpha - \beta) \frac{E_{\text{peak}}}{2 + \alpha}$$

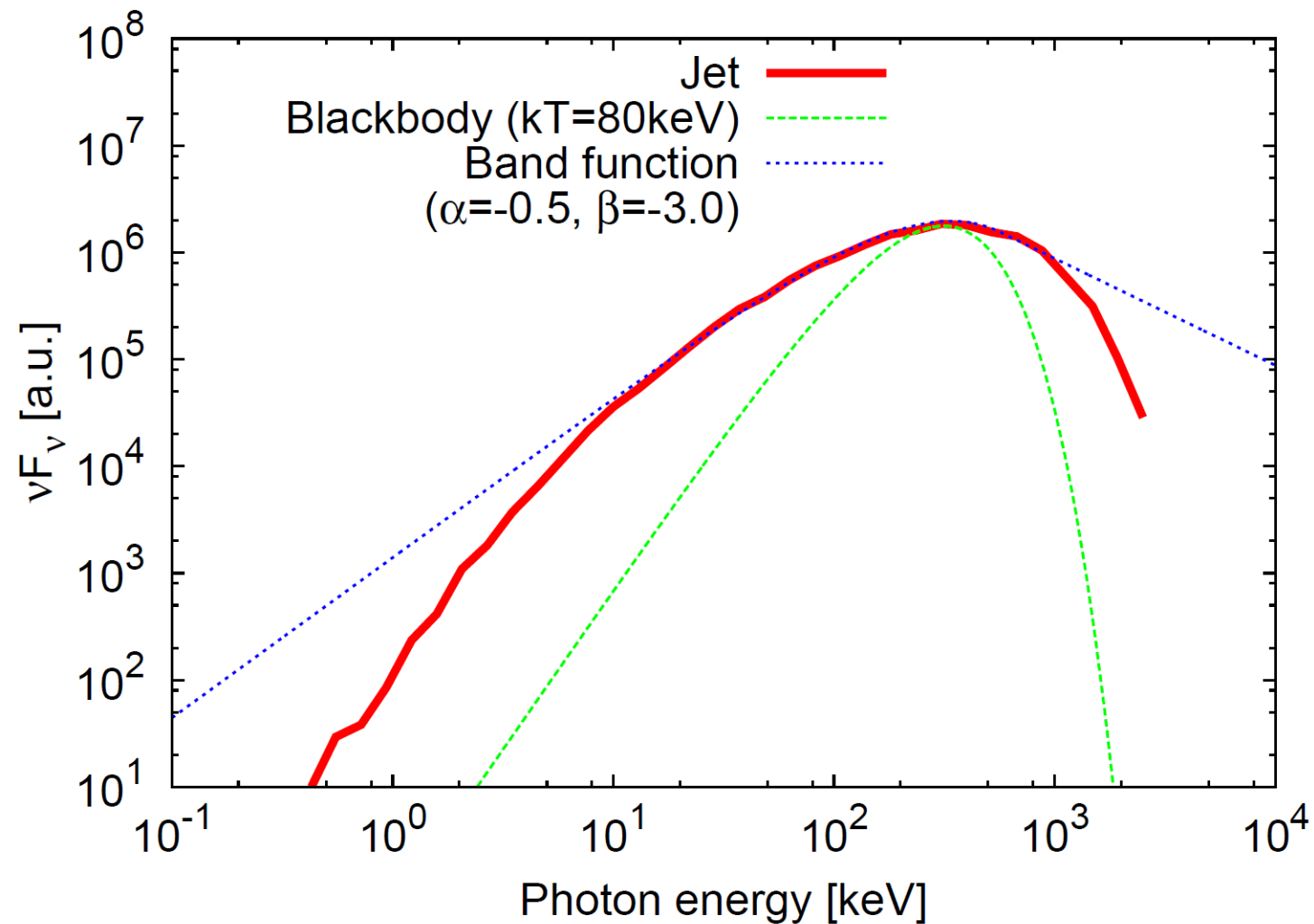
スペクトルを特徴づけるパラメーターは
 A・・・絶対値
 α・・・低エネルギー側のべき
 β・・・高エネルギー側のべき
 E_{peak}・・・ピークエネルギー

(ただしこれらは光子数での値)

(Briggs et al. 1999)

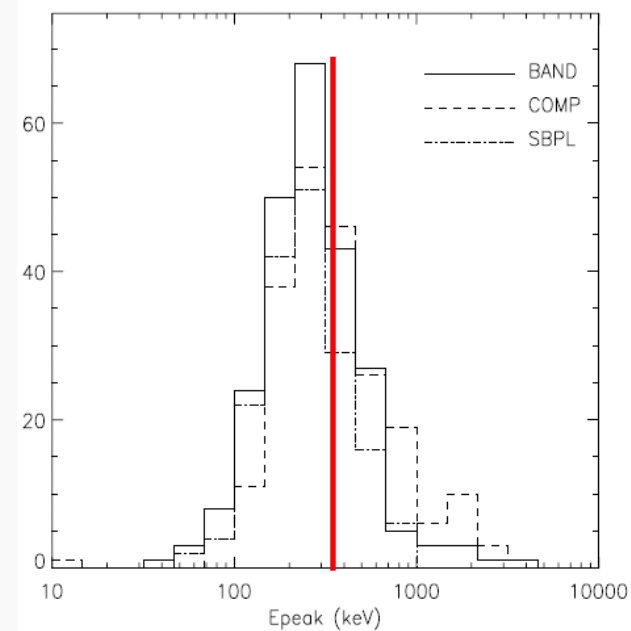
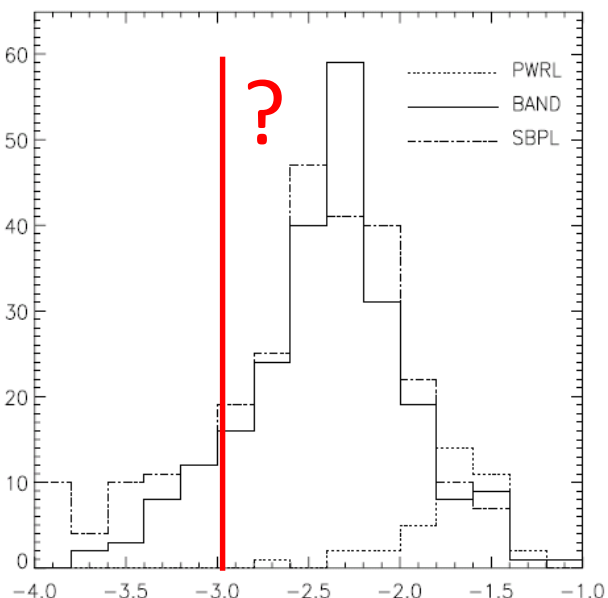
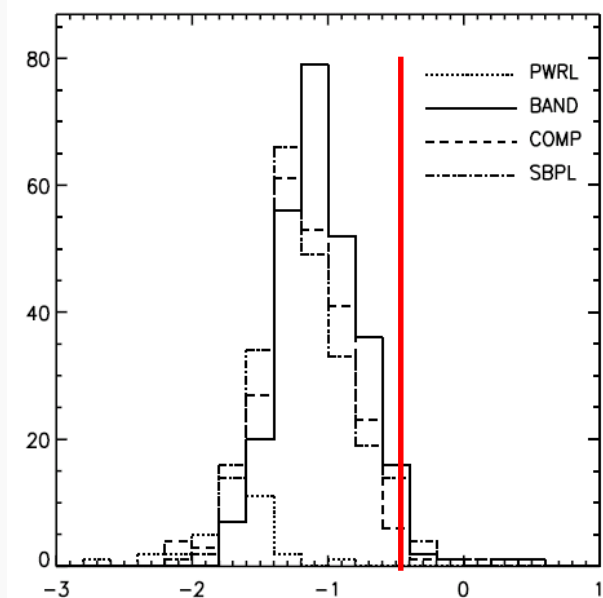


観測との比較



観測との比較

Kaneko et al 2006



低エネルギー側のべき (α) 高エネルギー側のべき (β)

ピークエネルギー (E_{peak})

まとめ

まとめ

- ✓ GRBジェットからの**熱的放射**について**輻射輸送計算**
 - GRBジェットの特殊相対論的流体計算
 - 熱的光子の生成場所の見積もり
 - 有効光学的深さについての相対論的な式を解析的に導出
 - モンテカルロ法を用いた輻射輸送計算
- ✓ GRBジェットからの熱的放射はプランク分布ではなく、**バンド関数**として観測される可能性を示唆

今後の課題

- ✓ 背景流体の時間発展
- ✓ 3次元流体計算