

ガンマ線バーストジェットからの 熱的放射の輻射輸送計算



柴田 三四郎

〈高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 素粒子原子核研究所 〒305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1〉

e-mail: sshibata@post.kek.jp

ガンマ線バーストは短時間のうちに膨大なエネルギーを解放する宇宙でも最も活発な現象の一つであるが、その放射機構については発見から40年以上経った現在でもよくわかっていない。近年その放射機構として相対論的なジェットからの熱的な放射が注目を浴びている。熱的な放射は光学的に厚いジェットの内側から放射されるため、実際にスペクトル等を予言するには相対論的な輻射輸送シミュレーションが必要となる。筆者らはモンテカルロ法に基づいた輻射輸送計算を行うことにより、相対論的なジェットからの熱的放射について数値的に調べた。本稿ではその結果について解説する。

1. ガンマ線バースト

ガンマ線バーストは典型的には約 10^{51} erg という膨大なエネルギーが主にガンマ線として放射されるという現象である¹⁾⁻³⁾。その放射の継続時間から、ガンマ線バーストには2種類存在すると考えられていて、継続時間が2秒よりも短いものはショートガンマ線バースト、2秒よりも長いものはロングガンマ線バーストと呼ばれているが、そのほとんどは数百秒未満の継続時間をもつ。比較としてもし太陽が現在の光度 (3.85×10^{33} erg/s) でこれだけのエネルギーを解放しようと思うと約80億年かかる計算になる。ガンマ線バーストはそれを数百秒未満という時間スケールで解放するという恐ろしい現象である。

さてその起源であるが、さまざまな観測からガンマ線は相対論的な速度をもったジェットから放射されているということが示唆されている (図1)。またロングガンマ線バーストについては大

質量星の重力崩壊によって発生するIb/c型と呼ばれる超新星爆発と同じ起源をもつということが明らかになっており、少なくともロングガンマ線バーストはそのような大質量星の崩壊によって引き起こされた相対論的なジェットに起因するということがわかっている。ショートガンマ線バーストについては起源天体はいまだ特定されていないが中性子星同士の衝突合体が有力な候補として考えられている。

一方で残された謎も多い。まず相対論的なジェットがどのように発生するのかがわかっていない。ロングガンマ線バーストにおいては星の重力崩壊、ショートガンマ線バーストについては中性子星同士の合体により生じたブラックホールおよびその周りの降着円盤が何らかの機構で相対論的なジェットを生成していると考えられているが、いくつかのアイデア^{*1)}が提出されているものの相対論的なジェットを生成する機構についてはいまだ特定されるに至っていない。

*1) 例えばニュートリノ対消滅や磁場を介したエネルギーの供給など。

また、観測されているガンマ線の放射機構もわかっていない。1990年代に提案された内部衝撃波モデルが長らく標準的なシナリオとして考えられてきたが、最近ではこのモデルでは説明できない観測もあり状況は混沌としている。ガンマ線の放射モデルは少なくとも次の二つの厳しい条件を満足しなければならない。

- ・観測されているガンマ線放射スペクトルを説明できるか？
- ・観測から示唆される高い放射効率を説明できるか？

ガンマ線バーストのガンマ線放射スペクトルは大体 100 keV-1 MeV の辺りで滑らかにつながるような二つのべき関数を組み合わせた関数で上手くフィットできるということが知られており、そのような関数はバンド (Band) 関数と呼ばれている (Band は人の名前)⁴⁾。SED (Spectral Energy Distribution) でプロットするとあるエネルギーにおいてピーク値をもち、そのエネルギーはピークエネルギーと呼ばれている。またピークエネルギーよりも低エネルギー側、高エネルギー側のスペクトルのべきがどのような値をとるかが統計的に調べられており、放射モデルはこのスペクトルのピークエネルギー、低エネルギー側および高エネルギー側のスペクトルのべきを説明できなくてはならない。

またさまざまな観測から、相対論的ジェットがもっていたエネルギーの大半がガンマ線に変換され放射されているイベントが多く存在することが知られている⁵⁾。このような極めて高い放射効率も説明されなくてはならない。

本稿では放射機構について少し詳しく述べる。

2. ガンマ線バーストの放射機構

前章でガンマ線の放射機構がまだ特定されていないことを書いたが、ここでは具体的に提案されている主な放射モデルを紹介する。

2.1 内部衝撃波モデル

内部衝撃波モデルは観測されているガンマ線を光学的に薄い領域からのシンクロトロン放射によって説明しようというモデルである⁶⁾。シンクロトロン放射とは高いエネルギーをもった荷電粒子が磁場中を螺旋運動する際に起こす放射である。もし相対論的ジェットが生成される領域 (中心エンジン) の時間変動などにより、ジェット内部の速度構造が非一様で速度の速い部分と遅い部分が混在すれば、速い部分はいずれ遅い部分に衝突しジェット内部に衝撃波を発生させると考えられる (図1の上)。このような衝撃波は内部衝撃波と呼ばれる。内部衝撃波が外側の光学的に薄い領域で発生すれば、そこで非熱的に加速された電子によるシンクロトロン放射が観測されるだろう。べき型に加速された電子によるシンクロトロン放射のスペクトルは折れ曲がりをもったべき型となるため、観測されているスペクトルを説明するのに都合が良い。

しかし内部衝撃波モデルでは放射効率があまり高くならないことが知られている。二つのシェルのローレンツ因子と質量によって散逸されるエネルギー、つまり放射されるエネルギーが決まるのだが、高い放射効率を達成するにはローレンツ因子の比が非常に大きくなければならないのである⁷⁾。このことは内部衝撃波モデルの弱点の一つとなっている。

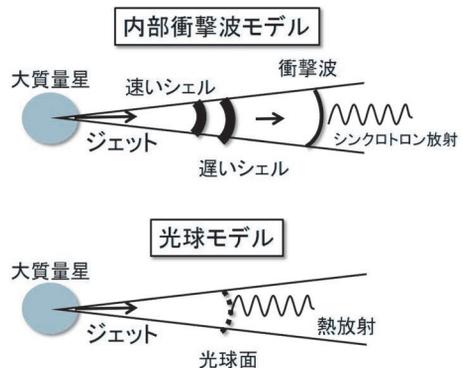


図1 内部衝撃波モデルと光球モデルの概念図。

またスペクトルについてもシンクロトロン放射では説明できない低エネルギー側のべきをもったバーストが存在していることが知られている。この問題はline of death問題と呼ばれている⁸⁾。

2.2 熱的放射モデル

熱的放射モデルはその名のとおりに相対論的ジェットからの熱的放射でガンマ線放射を説明しようというモデルである。熱的放射は外から測った光学的深さが1となる面（光球面）付近において物質と分離し解放されるため、光球モデルとも呼ばれる。

このモデルもスペクトルと放射効率の両方において問題を有する。まずスペクトルについてであるが、熱平衡状態の光子の分布関数は一般にはボース・アインシュタイン分布（放射と吸収が効率良く起こっていればプランク分布）となるため、スペクトルのピークエネルギーよりも高エネルギー側では指数関数的にカットオフが生じてしまう。一方で観測ではピークエネルギーの両側でべき型のスペクトルとなっているので合わない。さらにプランク分布の場合にはピークよりも低エネルギー側ではレイリー・ジーンズの法則に従うため光子数フラックスが $N_\nu \propto \nu$ となってしまう、観測されている典型的なスペクトル（ $N_\nu \propto \nu^{-1}$ ）を説明することができない。

また内部衝撃波モデルと同様、熱的放射モデルにおいても放射効率の問題が存在する。ガンマ線バーストジェットを解析的に取り扱う際によく議論される相対論的な火の玉（fireball）の膨張を考えると、熱的放射が解放される光球面付近では内部エネルギーのほとんどがすでに運動エネルギーに変換されていることになるため、観測から示唆される高い放射効率を説明することができない⁹⁾。

熱的放射モデルで高い放射効率を説明するには、放射が物質と分離する光球面よりも少し内側で運動エネルギーの何割かを再び内部エネルギーに変換する必要がある。そのような運動エネルギーの

散逸機構として異なるローレンツ因子をもった原子核同士の衝突¹⁰⁾ やジェットが親星を伝播する際に発生するリコリメーション衝撃波¹¹⁾ がこれまでに提案されている。あるいはジェットが強く磁化されており、もし磁場のエネルギーが磁気リコネクションにより光球面付近で散逸されれば高い放射効率を実現されるかもしれない¹²⁾。またそのような光球面より少し内側における運動エネルギーの散逸が起これば、それに伴い非熱的な過程によって電子が高エネルギーに加速され逆コンプトン散乱を通じて高エネルギー側にべき型のスペクトルを作る可能性も存在する。

逆に言うと、光球面よりも少し内側で運動エネルギーを散逸することができれば放射効率やスペクトルの両方の問題を解決することができるかもしれない。しかし原子核同士の衝突やジェット中の磁気リコネクションなどの提案されている散逸過程が実際に起こるのかどうかは自明ではない。

また熱的な放射の場合には後で述べるように、光子はかなり内側で生成された後にジェット中で物質による散乱を何度も受けながら伝播した後に系を脱出し観測されるため、観測されるスペクトルがジェットの構造を反映すると予想される。特にジェットは有限の開き角をもった幾何学的構造をしており、そのような系からの熱放射がどのような観測的性質をもつかは自明ではない。それを調べるにはジェットの内部構造や幾何学を考慮に入れた輻射輸送計算が必要不可欠である。そこで筆者たちはモンテカルロ法に基づいた輻射輸送計算を行うことにより相対論的ジェットからの熱放射を調べることにした。

3. ガンマ線バーストの光球

観測によって見積もられるジェットのエネルギーとローレンツ因子から、ジェットは光球面付近では非常に低密度な状態であることが示唆される。そのような状況で光子に対して起こる物理過程としては、自由-自由吸収等の吸収過程は非常

に効率が悪く電子散乱が支配的となるため、光学的深さはほぼ電子散乱によって決まる^{13), 14)}。光球面は電子散乱に対する光学的深さが1となる面ということになり、その付近では吸収はほとんど起こらない。局所熱平衡にある系では吸収が非効率的であれば放射も非効率的である（キルヒホッフの法則）ため、光球面付近では放射過程もほとんど起こらないということになる。つまりこの場合の光球面は、光子が系を脱出する前に（その付近で）最後の散乱を起こす面という意味しかもっておらず、光子の生成が起こるのはもっと内側の高温高密度な領域である。

ガンマ線バーストジェットからの熱的放射に対して光子の輸送計算を行うにはまず光子がどこで生成されたかを見積もる必要がある。このような散乱が支配的である系において光子がどこで生成されたかを見積もるには、有効光学的深さというものがよく使われる。ただしジェットは相対論的な速度で移動しているため、有効光学的深さを見積もるための式についても相対論的流体について適用可能なものでなくてはならない。しかしよく知られている有効光学的深さに対する解析的な式は物質が静止していることを暗に仮定して導出されていた¹⁵⁾。そのためわれわれは輻射輸送計算の前にまず、相対論的流体に対しても適用可能な有効光学的深さに対する式を導出することにした。

4. 相対論的流体中での有効光学的深さ

先にも述べたが、もし物質内部で吸収過程が散乱過程よりも支配的で散乱が無視できるとすれば観測された光子は生成された場所から真っ直ぐやってきたはずなので、光子の生成場所は単純に系の外から測った吸収に対する光学的深さ（ τ_a とする）が $\tau_a=1$ となる面として近似的に求められる。しかし密度が非常に薄く、散乱が吸収よりも支配的な場合には生成された光子はそのまま真っ

直ぐ系を脱出することはできず、何度か散乱を受けた後ようやく系を脱出し観測されることになる。光子の軌跡は散乱により何度も曲げられなかなか前に進むことができない（いわゆるランダムウォークをする）ので、光子が吸収されるまでに進める実質的な距離は短くなる（図2の左）。

この場合の光子の生成場所を求めるには τ_a ではなく、散乱が存在する場合の吸収に対する光学的深さである有効光学的深さ（ τ_* とする）を用いる必要がある。詳細は省くが、ランダムウォークを考慮すると静止した流体中では散乱に対する光学的深さ τ_s を用いて

$$\tau_* \sim \sqrt{\tau_a(\tau_a + \tau_s)} \tag{1}$$

と求められる¹⁵⁾。 $\tau_* = 1$ が光子が吸収されるまでに進める距離に対応する有効光学的深さの目安となるので、外から τ_* を測って $\tau_* = 1$ となる場所を求めてやれば、観測される光子はそこで生成されたというように近似的に考えることができる。

しかし実は(1)式は、流体が光速に近いような速度をもつ系では成り立たない。その理由は、上記の表式を導出する際に観測者系で散乱が前後対称であるという仮定を用いているからである。もし流体が相対論的な速度で動いているとするとその流体中で散乱された光子に対して相対論的なビーミング効果が働き、流体の速度方向へ散乱さ

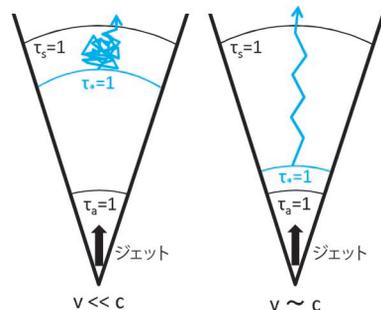


図2 非相対論的流体（左）と相対論的流体中（右）での光子の生成位置の違い。光子は $\tau_a=1$ で生成されたと近似できる。

れる確率が高くなる。流速がほとんど光速に等しいような系であれば、光子は流体の速度場に沿って流されていくことになる。流体がほとんど光速で外向きの速度場をもっていれば、例えば散乱が多数起こったとしても光子の振る舞いは通常のランダムウォークとは異なり、ほぼ真っ直ぐ外へ向かい系から脱出することになる（図2の右）。それにより非相対論的な場合には散乱回数は τ_s の2乗に比例するが¹⁵⁾、相対論的な極限の場合には τ_s に比例するようになるはずである。散乱回数の依存性が変われば有効光学的深さに対する表式も変わるはずであるので、相対論的な流体中で光子がどこで生成されたかを見積もるためには相対論効果を考慮に入れた有効光学的深さの表式が必要となる。

筆者らは流体が相対論的で一様な速度で動く場合にも適用可能な、光子の散乱回数や有効光学的深さに対する解析的な表式を導出した¹⁶⁾。ここでは導出の詳細は省くが、ビーミング効果や光学的深さの角度依存性等の相対論的效果を考慮に入れてある。ただし簡単化のため、密度一定の一樣流を仮定した。図3はそのような相対論的效果を考慮に入れた場合の散乱回数についての図である。光子がある距離 L だけ進んだときの平均的な散乱回数 $\langle N \rangle$ を、 $\xi = n\sigma L$ というパラメータの関数としてプロットしてある。 n は電子の個数密度、 σ は散乱の断面積である。 ξ は流体が静止しているときには距離 L に対応した光学的深さとなる（流体が相対論的な速度で動いているときには ξ は光学的深さとはならないので注意）。図3の各線は導出した解析解であり、それぞれの線が異なる流体の速度に対応している。非相対論的な場合（例えば $\Gamma\beta = 0.001$ ）には散乱回数は ξ の2乗に比例しているが、その場合には ξ は光学的深さに対応しているため通常のランダムウォークを考えた場合の散乱回数 $\langle N \rangle \sim \tau_s^2$ と一致している。しかし、速度が相対論的になってくるとビーミングの効果が現れてきて散乱回数は ξ に比例するように

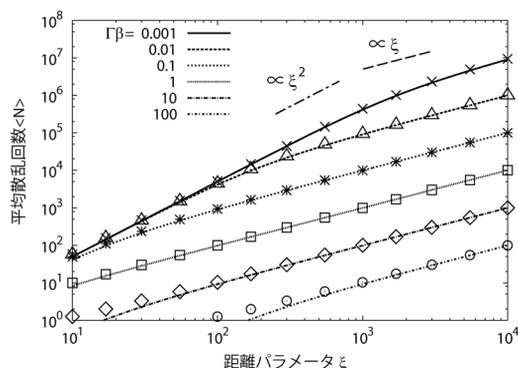


図3 散乱回数の図。横軸の $\xi = n\sigma L$ は距離 L に対応するパラメータであり流体が静止している場合には光学的深さに一致する。縦軸は光子が L だけ進んだときの平均的な散乱回数。各線は解析解であり、各点はモンテカルロ計算によって得られた結果。われわれの得た解析解がモンテカルロ計算の結果とよく一致していることがわかる。

なる。 ξ に比例するというは今の場合散乱回数は進んだ距離に比例するということである。これは光子は散乱を受けてもビーミングのせいではほとんど方向を変えずに流れの方向に真っ直ぐ飛んでいるからである。図3の各点はモンテカルロ法に基づいた特殊相対論的な輻射輸送計算コードを用いて計算した場合の光子の平均散乱回数であり、解析的な表式とうまく一致していることがわかる。

5. ガンマ線バーストジェットからの熱的放射スペクトル

前章では散乱が支配的な相対論的流体での光子の振る舞いについて述べたが、話をガンマ線バーストに戻す。元々何がしたかったかと言うと、ガンマ線バーストの相対論的ジェットから放射される熱放射について計算したかったのであった。ここでは筆者が行った、相対論的ジェットからの熱的放射に対する輻射輸送計算について述べる¹⁷⁾。

計算の手順はこうである。まず、(1)相対論的な流体力学シミュレーションを行い、大質量星

から発生する相対論的ジェット構造を求める。(2) 求めたジェットの構造と、先に述べた有効光学的深さに対する解析的表式を用いることによって、熱的な光子がジェット内部のどこで生成されるかを見積もる。(3) 光子が生成された場所から実際に熱的な光子に対する輻射輸送計算を行い、観測されるスペクトルを計算する。この章では上記(1), (2), (3) について順に説明していく。

5.1 相対論的流体シミュレーション

まず、ジェットの構造を求めるために相対論的流体シミュレーションを行う。初めのほうで述べたように、少なくともロングガンマ線バーストについてはIb/c型と呼ばれる超新星爆発と同じ起源をもつということがわかっている。このタイプの超新星は大質量星が進化し水素やヘリウムの外層を失ったウォルフ・ライエ (Wolf-Rayet) 星であることがわかっているため、ジェットのシミュレーションの際に使用する星として15太陽質量のウォルフ・ライエ星を用いる¹⁸⁾。

ジェットをどうやって取り扱うかだが、相対論的ジェットの形成過程についてはよくわかっていないため、数値的に境界条件を設定しジェットを注入する。具体的にはまず星の内部のある半径に内側の境界をとり、その半径においてある開き角 θ_j の内側にだけ運動エネルギーと熱エネルギーを与え人工的にジェットを作り出す。注入するエネルギーや開き角といったパラメーターは観測と矛盾しないような値を用いる。図4はそうして得られたジェットとその周りのコクーンと呼ばれる構造の密度分布を表している。ジェットは左から右へ進んでいる。

5.2 光子の生成場所

流体シミュレーションでジェットの構造が得られたので、次にその構造を用いて熱的な光子がどこで生成されたかを見積もる。それには計算領域の端から中心に向かって半径方向と逆向きに有効光学的深さを計算していき、 τ_* が1となる場所を見つける。それをいろいろな角度について計算し

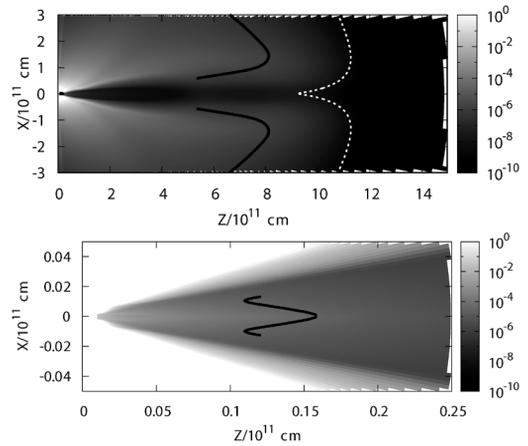


図4 相対論的ジェットとコクーンの密度構造。ジェット内部では $\tau_*=1$ の面がかなり内側に存在する。下の図はその内側の部分を拡大した図。

$\tau_*=1$ を満たす面を求め、そこから光子が生成されたと仮定し輻射輸送計算を行う。もちろん厳密には光子の生成場所はその面上だけでなく空間的な広がりをもっているはずである。しかし $\tau_*=1$ より内側で生成された光子は系を脱出するまでに吸収される確率が高く、また $\tau_*=1$ より外側では光子の生成自体が非効率となるため $\tau_*=1$ で光子が生成されると仮定するのである。図4の実線はそうにして得られた $\tau_*=1$ の面を表している。ジェットの領域では密度が非常に低く、また相対論効果も相まって $\tau_*=1$ の面はかなり内側に存在していることがわかる。図の白い点線は光球面を表しており、光子はその付近で物質と分離する。

5.3 輻射輸送計算

さて、ジェットの構造が得られてどこで光子が生成されるかも見積もられた。後は生成された光子がジェット中をどのように伝播しどういう状態(エネルギーや伝播方向)で系を脱出するかを計算すれば、スペクトルを求められる。スペクトルを求められれば観測との定量的な比較が可能となり、光球モデルが正しいかどうかを判断するための手掛かりになる。

光子の伝播を計算するには特殊相対論効果を考慮に入れた輻射輸送計算コードを用いる。手法はモンテカルロ法を用いる。つまり入射光子のスペクトル、伝播方向、どれだけ進んでから散乱されるか、散乱された後にどのぐらいのエネルギーでどの方向に飛ぶかなどをそれぞれの計算過程で乱数を振り決定する。前にも述べたが、 $\tau_* = 1$ よりも外側では吸収過程は非効率となるため、電子散乱（コンプトン散乱）のみを考慮する。

いきなりだが図5は輻射輸送計算の結果で、ラベルでJetとなっている太い実線がジェットの本軸方向にいる観測者が観測するスペクトルである。ただしこの図では相対論的なジェットからの寄与のみを考えており、ジェットの周りにある高密度な領域（コクーン）からの寄与は計算に入れていない*2。まずピークエネルギーは約300 keVであり、観測されている典型的なものどかなり近い値となっている。図のラベルでBlackbodyと書かれている点線は、計算結果と同じピークエネルギーをもった純粋なプランク分布であり比較のためにプロットした。観測される熱的放射は純粋なプランク分布とは異なり、より幅の広いスペクトルとなっていることがわかる。

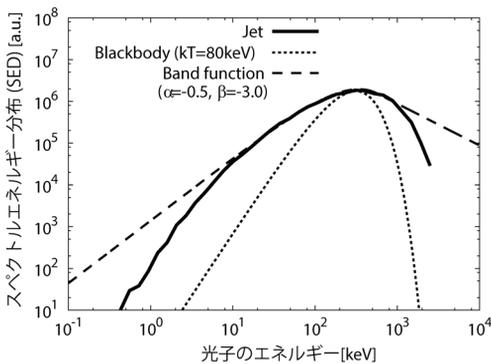


図5 相対論的ジェットからの熱的放射のスペクトルの図。

なぜ幅が広がるか。ジェットの奥深くで生成された光子は光球面付近のどこかで物質と分離し系を脱出するが、光子が散乱されるかどうかは確率的に決まるため同じ方向に進んだ光子でも分離する場所が異なる。場所が異なれば温度やローレンツ因子等が異なるため、光子のエネルギーは多様化しスペクトルの幅が広がる。もちろんジェットの構造の角度依存性も効いてくる。またジェットが一様だとしてもそれは有限の開き角をもっており光子はその中に広がって伝播していく。すると観測者の方向（今の場合ジェットの軸方向）へ散乱されるときドップラー因子が光子によって異なる。散乱後の光子のエネルギーはドップラー因子に大きく依存するため、いろいろなドップラー因子で散乱された光子の重ね合わせになればスペクトルの幅は広がる。以上がジェットからの熱的放射のスペクトルの幅が純粋なプランク分布よりも広がる理由である。

最後に観測と比較するために低エネルギー側と高エネルギー側の光子数フラックスの指数がそれぞれ $\alpha = -0.5$, $\beta = -3.0$ のバンド関数を破線でプロットしてある。ピークエネルギーから低エネルギー側~10 keVまではバンド関数で上手くフィットできている。 $\alpha = -0.5$ という値は観測されている典型的な値とは少し違うが、それでも一応観測と矛盾しない範囲には収まっている。しかし高エネルギー側ではやはり指数関数的なカットオフが現れてしまい、観測と上手く合っているとは言い難い。光球モデルによって高エネルギー側のべき成分を説明するためには、この計算では考慮に入っていない非熱的な高エネルギー電子による逆コンプトン散乱が必要なのかもしれない。

6. まとめと今後の展望

本稿では近年ガンマ線バーストの放射機構として注目を集めている光球モデルについての、相対

*2 コクーンからの熱的放射はエネルギーが低くX線の帯域であり、残光（初期のガンマ線放射の後に続くX線や可視光等の放射）の初期の段階での観測可能性が指摘されている^{19), 20)}。

論的な輻射輸送計算によるスペクトルの計算を紹介した。ジェットの構造は流体シミュレーションによって求め、光子の生成場所を特定するために有効光学的深さの相対論的な表式を導出し応用した。輻射輸送計算による結果は、少なくとも低エネルギー側のべきについては光球モデルで説明できるかもしれないということを示唆している。しかし高エネルギー側のべきについては何らかの非熱的な機構が必要なようである。

今回の計算ではジェットの2次元的な構造に注目しその影響を調べることが目的だったため、単純化のために光子の伝播中のジェットの時間発展は考えなかった。しかし実際にはジェットは光子とともに動く。そのため光子がジェットから分離する場所はより外へと変化することが予想され、スペクトルに影響を与えるかもしれない。また時間発展を計算すれば光度曲線について観測と比較が可能になるため、より詳細にモデルが正しいかどうかを判断することができる。今後はこのようなより現実的で詳細な計算を行い、観測との比較を行っていききたい。

謝 辞

本稿の内容は主に筆者の博士論文に基づいています。大学院時代の指導教官であり、かつ本稿の執筆の機会を与えてくださった富永望氏に感謝いたします。また、共同研究者である田中雅臣氏や大学院時代に多くの助言をくださった須佐元氏、本稿に目を通しコメントをくださった木坂将大氏に感謝申し上げます。なお、本研究は日本学術振興会による援助の下で行われました。

参考文献

- 1) 小山勝二, 嶺重慎, 2007, 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), (日本評論社), 第5章
- 2) 長倉洋樹, 2011, 天文月報 104, 558

- 3) 大野雅功ほか, 2010, 天文月報 103, 315
- 4) Band D., et al., 1993, ApJ 413, 281
- 5) Racusin J. L., et al., 2011, ApJ 738, 138
- 6) Rees M. J., Meszaros P., 1994, ApJ 430, L93
- 7) Kobayashi S., Piran T., Sari R., 1997, ApJ 490, 92
- 8) Preece R. D., et al., 1998, ApJ 506, L23
- 9) Meszaros P., Rees M. J., 2000, ApJ 530, 292
- 10) Beloborodov A. M., 2010, MNRAS 407, 1033
- 11) Lazzati D., Morsony B. J., Begelman M. C., 2011, ApJ 732, 34
- 12) Giannios D., 2006, A&A 457, 763
- 13) Beloborodov A. M., 2013, ApJ 764, 157
- 14) Vurm I., Lyubarsky Y., Piran T., 2013, ApJ 764, 143
- 15) Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, Radiative Processes in Astrophysics (Wiley-Interscience, New York)
- 16) Shibata S., Tominaga N., Tanaka M., 2014, ApJ 787, L4
- 17) 柴田三四郎, 2015, 博士論文 (甲南大学)
- 18) Nomoto K., Tominaga N., Umeda H., Kobayashi C., Maeda K., 2006, Nuclear Physics A 777, 424
- 19) Pe'er A., Meszaros P., Rees M. J., 2006, ApJ 652, 482
- 20) Suzuki A., Shigeyama T., 2013, ApJ 764, L12

Radiative Transfer Calculation for Thermal Radiation from Gamma-Ray Burst Jet Sanshiro SHIBATA

Theory Center, Institute of Particle and Nuclear Studies, KEK, 1-1 Oho, Tsukuba 305-0801, Japan

Abstract: The gamma-ray burst (GRB) is one of the most energetic phenomena in the universe, which radiates enormous energy in a short time. In spite of long-standing studies, the radiation mechanism of GRBs is still under debate. Recently the thermal emission model attracts attention as the radiation mechanism. In order to study the thermal emission from GRB jets, radiative transfer of thermal photons in the jets from the production site should be taken into account. We investigate the thermal emission from GRB jets by performing hydrodynamic and radiative transfer simulations, and report the results of the calculation.