

Fermi Bubble からの放射の空間変化

佐々木 健斗 (東京大学大学院 宇宙線研究所)

Abstract

Fermi-LAT 衛星による高エネルギーの γ 線領域 ($\geq 1\text{GeV}$) での観測データを分析した結果、我々の天の川銀河の中心において、銀河面から南北約 50° (10kpc) に渡って広がる巨大な双極構造が存在することが明らかになった [Su et al. (2010)]。"Fermi Bubble" (以下 FB) と呼ばれるこの巨大構造は、WMAP・Planck 衛星によるマイクロ波領域での観測や、ROSAT 衛星による X 線観測で確認されていた銀河中心での巨大構造との相関があり、天の川銀河中心での高エネルギー現象の存在を示唆していると考えられている。FB の γ 線放射を説明する機構としては、加速された陽子が周囲の陽子と衝突して π^0 を生成し、その崩壊時に γ 線を放つ"ハドロンモデル"や、加速された電子が周囲の光子を逆コンプトン散乱によって叩き上げて γ 線を放つ"レプトンモデル"などが提唱されている。また FB の特徴としては、境界での急激な明るさの変化に加えて、 $\propto E^{-2}$ のように銀河面からの γ 線に比べて hard なスペクトルを持つことと、全体的に一様な表面輝度であることが指摘されていた。

しかし、詳細な解析の結果、特に FB の南側の領域において、低緯度側に比べて高緯度側で低エネルギーの放射が減少するという特徴があることが Yang らによって指摘された [Yang et al. (2014)]。Yang らは GALPROP を用いて様々な銀河のパラメータの下で解析を行い、この特徴があらゆるパラメータの下で有意なものであることを明らかにした。さらに、ハドロン・レプトンモデルの両方について、陽子や電子がどのようなエネルギー分布を持てばこの特徴を説明できるかを示した。

本講演では、まずこの Yang らの論文のレビューを行い、その上で彼らが示した荷電粒子のエネルギー分布、および FB の γ 線放射を再現するような粒子加速モデルについて議論を行うことを目指す。

1 Introduction

近年、我々の宇宙において、エネルギーが 1MeV を超えるような高エネルギーの γ 線を放つ現象が多数見られることが判明した。 γ 線の起源としては、超新星残骸 (SNR) やブラックホール中性子星などの活動、また活動銀河核 (AGN) やガンマ線バースト (GRB) といった宇宙でも最もエネルギーの高いと思われる現象などが考えられている。

このような高エネルギー現象の解明のため、2008 年の 6 月に打ち上げられたのが Fermi ガンマ線宇宙望遠鏡 (Fermi 衛星) である。Fermi 衛星は高エネルギーの γ 線領域を本格的な観測対象としたものとしては初の衛星であり、突発現象の検出のためのガンマ線バーストモニター (GBM) と広域観測を目的とする大面積望遠鏡 (LAT) の 2 種類の観測装置を搭載している。2008 年 8 月から観測を開始し、現在まで既に 1800 以上の γ 線源が検出されている。

Fermi-LAT による全天サーベイをもとに、我々の天の川銀河の γ 線領域での全天マップの作成なども行われていた。しかし 2010 年、天の川銀河全天の Fermi-LAT での 1.6 年分の観測データから、AGN や SNR などの点源、およびそのような現象で加速された陽子・電子などの宇宙線が星間ガスや周囲の光子と反応して作る拡散ガンマ線の寄与を差し引くと、銀河面から南北に垂直に約 50° (10kpc) に渡って広がる巨大な双極子形のバブル構造が現れることが Su らによって発見された [Su et al.(2010)]。"Fermi Bubble (FB)" と名づけられたこの巨大構造は、全体に一様な表面輝度を持ちながらも境界付近では急激に明るさが増え、またエネルギーに対して $\propto E^{-2}$ のような hard なスペクトルであるなどの特徴を有している。また、WMAP・Planck 衛星によってマイクロ波領域で観測された"WMAP-haze"と呼ばれる巨大構造 [Finkbeiner & Douglas. (2004), Planck Col-

laboration. (2013)] や、ROSAT 衛星による X 線観測で見つかった双円錐構造 [Bland-Hawthorn & Cohen. (2003)] との相関も見られ、銀河中心での高エネルギー現象を示唆していると考えられる。これほど巨大な構造を作るエネルギー源は定かではないが、天の川銀河中心の巨大ブラックホール Sgr A* への質量降着やそれに起因するジェット、または過去の爆発的星形成などが候補として考えられている。

Fermi Bubble からの γ 線放射を説明する機構としては、加速された陽子 (p) が周囲の p と衝突して $p + p \rightarrow \pi^0$ のように π^0 を生成し、その崩壊時に $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ のように γ 線を放出する”ハドロンモデル” [Crocker & Aharonian. (2011)] や、加速された電子 (e) が周囲の光子を逆コンプトン散乱で叩き上げて γ 線を放出する”レプトンモデル” [K.S.Cheng et al. (2011)] などが提唱されているが、特徴を完全に再現するには至っていない。

Yang らは従来より統計量の多い 5 年分の Fermi-LAT のデータを用いて、Fermi Bubble の再解析を行い、同時に Bubble を複数の領域に区分した解析も行った [Yang et al. (2014)]。その結果、従来の Fermi Bubble の特徴の再現に加え、スペクトルから Bubble の南端 (高銀緯) の境界付近 (South4) において、Bubble 中心部 (低銀緯) (South1~3) に比べて低エネルギーの光子が減少しているという新たな性質を発見した (図 1 参照)。Yang らは GALPROP を用いて銀河の様々なパラメータの下で拡散ガンマ線の解析を行ったが、モデルのあらゆる不定性を考慮しても、この境界付近での低エネルギー光子の減少という性質が有意に現れると結論付けた。そして、陽子・電子のエネルギー分布を仮定して放射を計算することで、この性質を再現するような分布の可能性を提示した。

本講演では、Yang らの発見した新しい Fermi Bubble の性質を、shock 面からの距離に依存して加速効率が変わるような 2 次加速モデル [Mertsch & Sarkar. (2011)] を用いて電子・陽子の分布を計算し、その分布に基づく放射を計算することで再現を試みた。2 章では加速モデルについての説明を行い、3 章ではそれに基づく放射計算の結果を示す。そして、4 章では結果についての解釈と考察を行う。

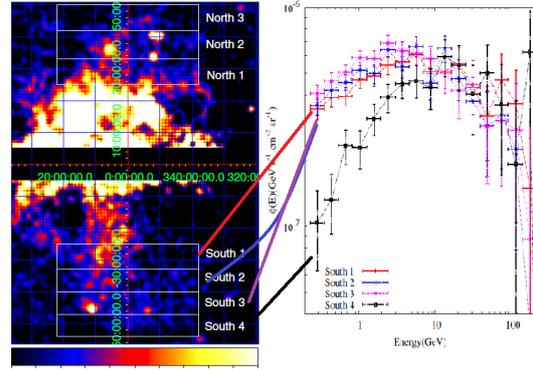


図 1: Yang らの区分 (左) とスペクトル (右)

2 Model

今回の研究では、荷電粒子の加速過程としては、shock 面においてプラズマ不安定性によって生じた乱流による 2 次加速を考える。ただし、生成時にスケール $L = 2\text{kpc}$ の乱流は shock 面からの距離 $x = \xi L$ に従って性質を変化させるとする [Mertsch & Sarkar. (2011)]。すなわち、 ξ は shock 面からの距離に対応する無次元パラメータである。荷電粒子のエネルギースペクトルは、移流拡散方程式に粒子の冷却と injection の効果を加えた

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D_{pp} \frac{\partial n}{\partial p} \right) - \frac{n}{t_{\text{esc}}} + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{dp}{dt} n \right) - Q = 0 \quad (1)$$

を用いて計算する。ここで $n(p)$ が運動量 $p \sim p + dp$ の粒子の数密度、 D_{pp} は運動量拡散係数を表し、 t_{esc} は粒子が加速領域 (乱流) から拡散によって逃げ出してしまふまでの典型的時間、また Q は injection rate を表す。粒子の冷却としてはシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱による冷却

$$\frac{dp}{dt} = \frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 (U_B + U_{ph}) \quad (2)$$

を考えるものとする。磁気エネルギー密度 $U_B = B^2/8\pi$ 、であり、 U_{ph} は光子のエネルギー密度で GALPROP のデータを下に算出した。 D_{pp} は単位時間あたり粒子が得る運動量の大きさの指標と見ることができ、 D_{pp} が大きいほど加速効率が良い、すなわち加速が強いことを表す。shock 面からの

距離に依存して乱流の性質が変わる場合は、 D_{pp} は

$$D_{pp}(\xi) = p^2 \frac{8\pi D_{xx}(\xi)}{9} \int_{1/L}^{1/l_d} dk \frac{k^4 W(k, \xi)}{v_F^2(\xi) + D_{xx}^2(\xi) k^2} \quad (3)$$

のように表される。 $W(k, \xi)$ は乱流のエネルギー密度スペクトルで、スケール L の乱流の渦速度 u を用いて $W(k, \xi) = (u^2/4\pi)L^{-2/3}k^{-11/3}$ とかける。今回はモデルから

$$u(\xi) = \frac{U_{sh}}{4} \frac{1}{C_1 \xi/3 + a^{-1/2}} \quad (4)$$

$$v_F(\xi) = \frac{U_{sh}}{4} \left(5 - \frac{5}{3(C_1 \xi/3 + a^{-1/2})^2} + 16 \frac{v_A^2}{U_{sh}^2} \right)^{1/2} \quad (5)$$

のような shock 面からの距離依存性が現れる。 $C_1 = 0.485$ で、 v_F 、 v_A はそれぞれ fast モードと Alfvén 波の速度であり、 a は shock 速度 U_{sh} と音速 v_s を用いて $a = 3 - 16v_s^2/U_{sh}^2$ と表せる。また乱流の最小スケールは $l_d = L(v_A/u)^3$ と表せ、 $u(\xi)$ から ξ への依存性を持つ。空間拡散係数 $D_{xx} = l_d c/3$ もここから ξ 、すなわち shock 面からの距離に依存する。

式 (3) に従って $U_{sh} = 2.6 \times 10^8$ [cm/s]、 $v_s = 2.5 \times 10^7$ [cm/s] の下で計算すると、 $D_{pp}(\xi)$ の shock 面からの距離依存性は図 2 のようになる。

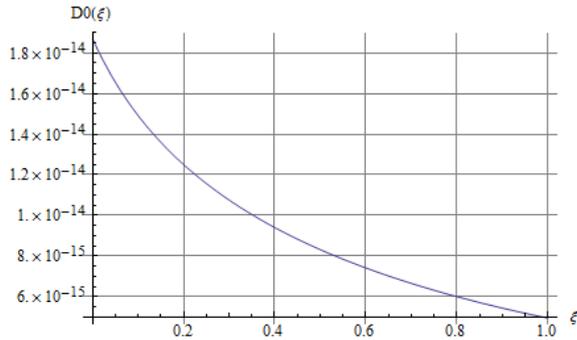


図 2: 加速効率 D_{pp} の ξ への依存性

図 2 から、 ξ が大きくなるほど D_{pp} は小さい、つまり shock 面から遠く離れるほど加速が弱くなり、shock 面付近が最も加速が強いことが分かる。

3 Results

shock 面からの距離 ξ への依存性を含めて、式 (1) から $n(p, \xi)$ を電子、陽子それぞれについて計算し、得られたエネルギー分布を用いて放射の計算を行った。計算において、磁場は $B = 4$ [μ G] のような背景磁場として扱い、また荷電粒子は shock 面から音速 v_s の数倍の factor 程度の範囲の速度で離れていくものとして、ある距離までの範囲の分布を各 ξ で計算した。すなわち、ある時刻 t における shock 面からの距離 x は $x(t) = vt$ と表せるとし、 $\xi = vt/L$ のように ξ は時間の関数であることになる。例えば $v = 2.5 \times 10^7$ [cm/s] とし $\xi = 1.0$ 、すなわち shock 面から 2kpc までの範囲を計算した場合は、 $\xi = 0.1$ のところでは $t = 0$ から $t \sim 2.4 \times 10^{10}$ 秒までの計算を、 $\xi = 1.0$ のところでは $t = 0$ から $t \sim 2.4 \times 10^{11}$ 秒までの計算を行っていることになる。また escape した粒子については、冷却のみを考えて計算し、結果に加えることとした。

こうして計算された各 ξ での結果を Fermi Bubble を見る際に視線方向に積分している効果を考慮して足し合わせ、放射の計算を行った。例えば $\xi = 0.1 \sim 1.0$ まで全て足し合わせた場合は shock 面から広い範囲の放射を考えていることになり、一方で $\xi = 0.1 \sim 0.5$ までの和を考えた場合は、shock 面に近い部分のみの寄与を考えていることになる。背景光子としては、GALPROP のデータを参考に宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)、近赤外光、可視光を用いた。

まず、レプトンモデルに基づき、Fermi Bubble からの放射のうち、低銀緯 (South1) および高銀緯 (South4) についてのフィッティングを行った。その結果、図 3、図 4 に見られるように、South1 については $\xi = 0.1 \sim 1.0$ までの電子、South4 については $\xi = 0.1 \sim 0.5$ までの電子の寄与を考えて計算した場合に観測結果を再現することができた。

次にハドロンモデルに基づき、同様のフィッティングを行った結果が図 5、図 6 である。こちらも同様に、South1 については $\xi = 0.1 \sim 1.0$ までの電子、South4 については $\xi = 0.1 \sim 0.5$ までの電子の寄与を考えて計算した場合に観測結果を再現することができた。

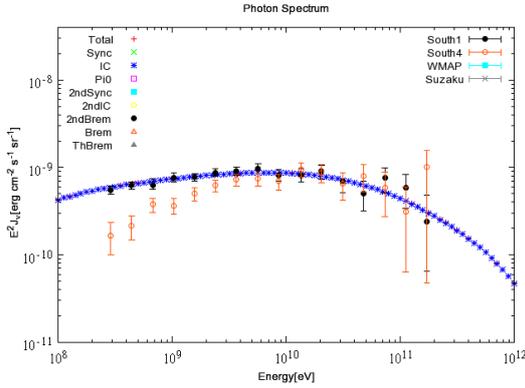


図 3: $\xi = 0.1 \sim 1.0$ の電子の寄与を考えた放射

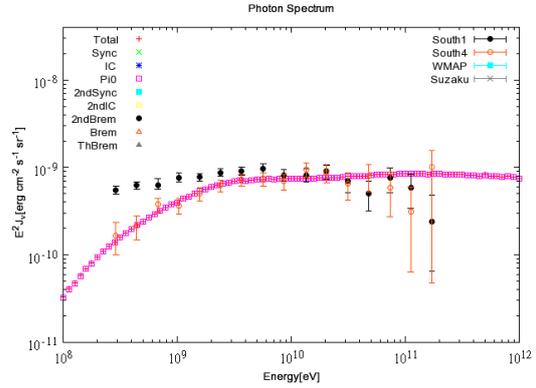


図 6: $\xi = 0.1 \sim 0.5$ 陽子の寄与を考えた放射

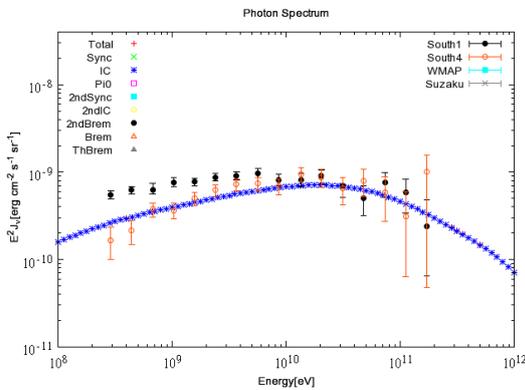


図 4: $\xi = 0.1 \sim 0.5$ 電子の寄与を考えた放射

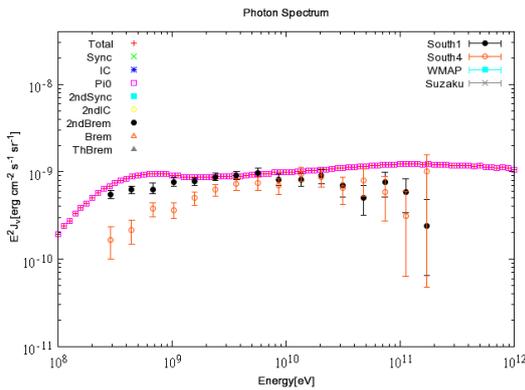


図 5: $\xi = 0.1 \sim 1.0$ の陽子の寄与を考えた放射

少を上手く再現できた。これはつまり、高銀緯領域は強い加速を受けた粒子からの高エネルギー放射のみ見えており、一方低銀緯側は、外側の強い加速を受けた領域からの放射に加え、Bubbleの内側の少し加速が弱い領域からの放射によって、高銀緯側より低エネルギーの光子が多くなっていると考えられる。

また、今回のモデルではハドロン・レプトンモデルのどちらかのみを排除することはできなかったが、ハドロンモデルでは1TeVを超えるような光子も γ 線領域に匹敵するほど存在するという結果が計算から予言された。レプトンモデルでは1TeV以上の光子は急激に減るため、CTAなどの将来観測によって、ハドロン・レプトンモデルの区別が可能と考えられる。

Reference

Su et al. 2010. ApJ 724, 2, pp. 1044-1082
 Yang.R. and Aharonian.F. and Crocker.R. 2014. A&A 567,A19,8
 Finkbeiner. and Douglas.P. 2004. ApJ 614,1,pp. 186-193
 Planck Collaboration. 2013. A&A 554,A139
 Bland-Hawthorn.J. and Cohen.M. 2003. ApJ 582, 246
 Crocker.R. and Aharonian.F. 2011. PRL 106,101102
 K.S.Cheng te al. 2011. ApJ 731,1,L17,4
 Mertsch.P. and Sarkar.S. 2011. PRL 107,091101

4 Discussion

計算の結果、shockに近い加速が強い領域の寄与のみ考えた場合に高銀緯での低エネルギー光子の減