

宇宙線の「超新星残骸起源」を 検証する

福井 康雄^{1,2}・佐野 栄俊²

〈¹ 名古屋大学大学院理学研究科 〒464-8602 愛知県名古屋市千種区不老町〉

〈² 岐阜大学工学部 〒501-1193 岐阜県岐阜市柳戸 1-1〉

e-mail: ¹ fukui@phys.nagoya-u.ac.jp, ² sano.hidetoshi.w4@f.gifu-u.ac.jp



福井



佐野

銀河系内宇宙線の加速源として超新星残骸（SNR）が最も有力視されてきた。これを立証するためには、SNRのガンマ線が宇宙線陽子起源であることを証明する必要がある。2021年と2024年に発表した我々の研究によって、陽子起源ガンマ線が2個の若いSNRにおいて初めて実証され、研究はあらたな段階に入った。この研究は、ガンマ線が宇宙線陽子起源と宇宙線電子起源の2つの成分からなり、それぞれが[星間雲の陽子数]と[宇宙線電子数]とに比例するとして2成分を分けて定量した結果である。これによって、2成分のガンマ線カウントがほぼ1:1であることが導かれ、宇宙線の陽子がSNR起源であることが確実になった。ここでは、解析手法の概要と成果の意義を紹介したい。

1. はじめに

宇宙線が1912年にV. ヘスによって発見されて以来、宇宙線の起源は宇宙物理学の最重要課題の一つとされてきた。宇宙線のエネルギースペクトルは 10^{20} eV以上にのびているが、 $10^{15.5}$ eVに「ニー（knee）」と呼ばれる不連続がある。「ニー」より低いエネルギーの宇宙線は銀河系内にとじこめ可能なので、銀河系内で加速されたものと考えられる。一方、これ以上のエネルギーの宇宙線は系外起源とみられる。宇宙線加速の理論として拡散衝撃波加速（DSA）がよく知られており、超新星残骸（SNR）などの 1000 km s^{-1} をこえる衝撃波面が加速場所として有力視される [1]。しかしこれまで、宇宙線の起源は定量的に実証されておらず、多くの文献に「宇宙線の起源は未解決」と記述されてきた。

宇宙線の定量につながる最も有力な情報源はガ

ンマ線である。特にGeV-TeV帯の高エネルギーガンマ線は銀河系内最高エネルギー付近の宇宙線陽子と宇宙線電子の双方から放射されるので、ガンマ線観測が宇宙線起源の解明につながると期待された。しかし、ここで注意すべきは、陽子起源と電子起源の峻別が必須であるという点である。地球近傍での宇宙線の測定によって、宇宙線は陽子を主成分とし、その100分の1程度の電子を含むことがわかっている。このため、宇宙線陽子がガンマ線放射の全て、または一部を担っていることを立証しないと、電子起源が卓越する可能性は排除できず、宇宙線起源は立証できない。ある天体のガンマ線放射の少なくとも一部が宇宙線陽子起源であることが定量的に立証されれば、ただちにそれが宇宙線起源天体であると結論できる。1990年代のガンマ線観測は度のオーダーの低角度分解能であり、詳しいガンマ線の空間分布は分解されていなかった。本格的な高分解能（ <0.1 度）

のガンマ線観測は、2000年代に入って大気チェレンコフ光望遠鏡によって実現した [2]. 大気チェレンコフ光は、地球大気に入射する TeV 領域のガンマ線がつくる粒子シャワーによって生じる. MAGIC, H.E.S.S., VERITAS 等の大気チェレンコフ光望遠鏡によって、高分解能のガンマ線観測が開花した. また、フェルミ衛星は GeV 領域のガンマ線観測に大きな役割を果たしてきた. さらに、ASCA, Suzaku, Chandra, XMM-Newton などによる X 線観測も、高エネルギー電子のシンクロトロン放射をとらえて宇宙線電子成分の振る舞いを明らかにした. これらの高エネルギー放射の観測によって、宇宙線起源の解明に向けた研究の基盤が開拓された.

ガンマ線観測において特に重要な役割を果たしたのは、ナミビアに設置された H.E.S.S. である. H.E.S.S. の成果は、TeV ガンマ線を 0.1 度の分解能で広範囲かつ高感度で観測したものであり、SNR のシェルが初めてガンマ線で空間的に分解された. H.E.S.S. 天体の内 20 個あまりを占める SNR は宇宙線発生源の最有力候補である. 全天で最も明るいガンマ線 SNR RX J1713.7-3946 (以後 RXJ1713) [3, 4] は特に注目される天体であり、本稿でもこの SNR をとりあげる. 同様のガンマ線 SNR として RX J0852.0-4622 (以後 RXJ0852) があり、共に年齢 1000-2000 年程度のコア崩壊型 SNR である. これらの SNR における宇宙線加速を立証するためには、ガンマ線の放射機構を定量的に解析し、ガンマ線放射が不定性なく陽子起源であることを証明することが必須である.

2. 2つのガンマ線放射機構：陽子起源と電子起源

歴史的にみると、2002 年 RXJ1713 の TeV ガンマ線がカンガルー望遠鏡によって検出され、SNR のガンマ線起源をめぐる追究が始まった [5]. TeV 領域のガンマ線の生成に宇宙線粒子が関係していることは、そのエネルギーの大きさからみて

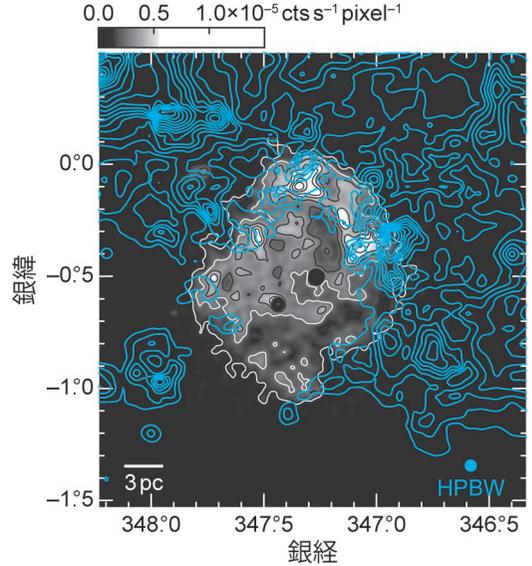


図1 RXJ1713のNANTENによるCO ($J=1-0$) 輝線強度分布 (青等高線, 4 K km s^{-1} 毎) [6]. 背景のグレースケールイメージはROSATによるX線強度分布.

間違いない. カンガルーの結果は早速分子雲の分布と比較され、チリに設置された名古屋大学のサブミリ波望遠鏡NANTEN (現在は高精度化されたNANTEN2) によってガンマ線ピークに一致する分子雲が発見され、陽子起源ガンマ線の可能性が示唆された [6] (図1). さらに2004年、H.E.S.S. によってRXJ1713のガンマ線分布がシェル状に分解され [7], 本格的なガンマ線起源の追究が始まったのである.

ガンマ線の二つの起源「陽子起源」と「電子起源」の模式図を図2に示した. 陽子起源ガンマ線は、宇宙線陽子と星間陽子の衝突によってつくられる. まず、陽子-陽子衝突によって中性パイ中間子がつくられ、これがガンマ線に崩壊する (この過程は、 $\pi^0 2\gamma$ 「パイゼロ・ツーガンマ」と呼ばれる).

一方、電子起源ガンマ線は、宇宙線電子が宇宙背景放射などの低エネルギー光子にエネルギーを与えてつくられる (逆コンプトン散乱). もちろん、ガンマ線は同等なので両起源は区別できな

い。理論的には、宇宙線のエネルギー分布を与えてガンマ線スペクトルを計算することができるが、陽子起源ガンマ線・電子起源ガンマ線のどちらでも観測されたガンマ線スペクトルを説明できることがわかり、両起源の決着はつかなかった [3]。

各放射の空間分布も重要な決め手になりうる (図3)。電子起源ガンマ線の場合は、電子の放射するシンクロトロンX線とガンマ線の分布が相似になると期待される。実際、図3 (a) と (c) に

示すように、RXJ1713において、両分布はよく似たシェル状を示す [3, 12]。また、陽子起源ガンマ線の場合は、 $\pi^0 2\gamma$ を生じる星間陽子とガンマ線がよく似た分布になることが期待される。この点については、CO観測などによってSNR中の星間陽子 (水素原子+水素分子) がX線・ガンマ線と共通するシェル状分布を持つことが明らかにされた [9, 10] (図3b)。つまり、これら3つの観測量は相似なシェル状分布を示し、いずれの起源でもガンマ線の分布は定性的には説明可能であり、ガンマ線の起源は依然として決着しなかった。ちなみにRXJ0852についても同様のシェル状のガンマ線、X線、星間陽子分布が観測されており [13]、これら2個のSNRは多くの点で共通する性質を持つ。

3. 星間雲と高エネルギー放射との強い相関

ここで重要なのは、高エネルギー放射と星間物質の緊密な関係である。星間物質の質量は主にエネルギーの低い粒子が担っており、高エネルギー天文学の主要な研究対象ではなかった。そのため、高エネルギー天文学の論文では、「星間物質は密度 1 cm^{-3} の一様な水素原子ガス」と大雑把に仮定されることが多かった [14]。しかし、このような単純な仮定では、高エネルギー放射における星間物質の役割は理解できない。中性水素原子ガスは熱

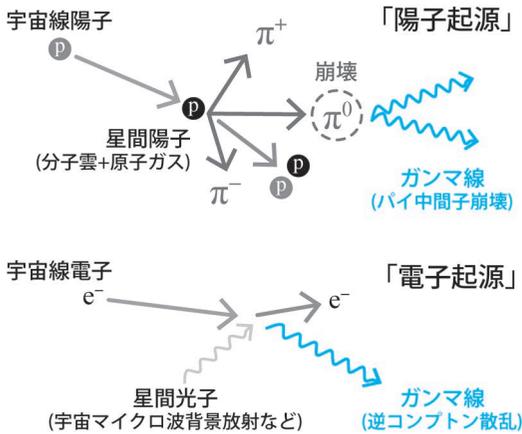


図2 ガンマ線の二つの起源「陽子起源」と「電子起源」の模式図。陽子起源 (上) では、宇宙線陽子が星間陽子と衝突し、中性パイ中間子をつくる。中性パイ中間子はすぐに2個のガンマ線に崩壊する。電子起源 (下) では、宇宙線電子が宇宙背景放射などの光子と衝突し、逆コンプトン散乱によって光子にエネルギーを与えてガンマ線をつくる。

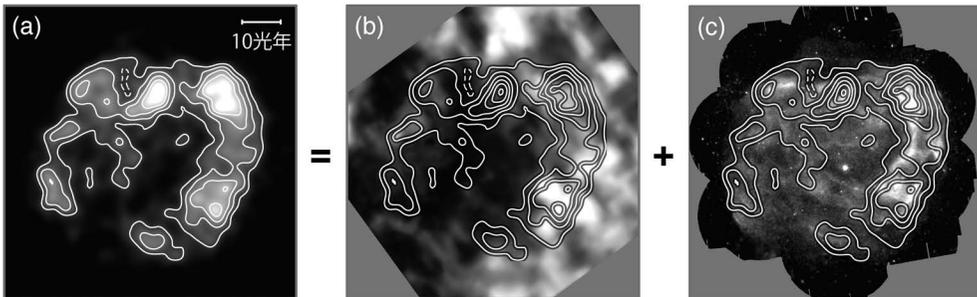


図3 RXJ1713における (a) H.E.S.S. ガンマ線 [8], (b) 星間陽子 [9, 10], (c) XMM-Newton X線 [11] の空間分布。等高線はガンマ線分布を表す。星間陽子は、水素ガス中の分子・原子成分の総和を柱密度に換算して表示している。分子成分はサブミリ波望遠鏡NANTENによる一酸化炭素分子 (CO) 輝線観測、原子成分はATCA & Parkes 21 cm線 (Hi) 観測により、それぞれ定量した。

的不安定性によって、粒状のCNM (cold neutral medium) と広がったWNM (warm neutral medium) に分かれる [15]. CNMは、0.1 pcスケールの低温高密度ガス塊である。WNMは、より高温の低密度ガスであり、CNMの間の空間を広く満たす。このように現実的なガス分布はきわめて非一様であり、高密度部分の密度が 1000 cm^{-3} をこえることも珍しくない。「低密度で一樣」という仮定は全く成り立たないのである。年齢1000–2000年程度のコア崩壊型SNRの場合、宇宙線陽子は星間陽子と衝突して陽子起源ガンマ線をつくる。一方、宇宙線電子は密度の高い星間陽子雲中には侵入できずそれを避けて分布し、シンクロトロンX線を放射する。現実の密度分布は、星間ガスと宇宙線との相互作用において本質的な役割を果たす。特に陽子起源ガンマ線発生において、陽子衝突の標的である星間陽子の役割は本質的である。

3.1 星間雲とX線・ガンマ線放射との関係

星間雲の種類とX線・ガンマ線の関係は以下のように整理できる。

分子雲コア：密度 1000 cm^{-3} 以上の分子雲コアは、CNMの濃い部分で形成される。SNRの衝撃波面は分子雲コアと衝突して乱流状態をつくり、乱流運動は磁場を増幅する。増幅された磁場によって、分子雲コア表面のサブpcスケールで宇宙線電子によるシンクロトロンX線が増光する。同時に分子雲コア中では、陽子–陽子衝突によってガンマ線が放射される。

中性水素原子ガス：SNR全体では、広い密度範囲 ($10\text{--}1000 \text{ cm}^{-3}$) の星間陽子が宇宙線陽子と相互作用して陽子起源ガンマ線を放射する。これらの星間陽子は、水素原子と分子雲コア中心部以外の水素分子であり、後述するように陽子起源ガンマ線放射のほぼ50%を担う。ここで、宇宙線陽子のエネルギー W_p は、陽子起源ガンマ線光度に比例し、星間陽子密度に反比例する [7].

3.2 COとHiの観測が必須

ガンマ線観測の分解能は数分角であることが

ら、比較研究のためには星間陽子の観測も同程度の分解能が必要である。また、SNRの見かけの大きさは度のオーダーであり、広い視野が要求される。水素分子とよく共存するCO分子の輝線によって、水素分子は定量される。NANTENの分解能1.3–2.6分角 (CO遷移の波長2.6 mmと1.3 mmにおいて) と広視野性は、ガンマ線との比較によく適している。また、観測可能なSNRの多くは銀河系中心方向・マゼラン雲にあるため、南半球のチリに設置されたNANTENは有利である。CO分子スペクトルは、一般に星形成領域では強いがSNRでは弱く、高い感度が必要になる。この意味で、NANTENが標高5000 mにあり、感度が高いことも有利である。水素原子Hiもまた、ガンマ線発生に寄与する星間陽子である。COと同程度の分解能を達成するためにはATCAなどのHi 21 cm線の干渉計観測が必須である。NANTENのCO観測とATCAのHi観測を統合して初めて、ガンマ線と比較できる星間陽子の完全な分布が得られる [10].

3.3 星間陽子観測によるSNR研究史

ガンマ線SNRの星間陽子観測としては、まず2003年、NANTENによってRXJ1713方向の分子雲の全体像が明らかになった [6]. その結果、高密度分子雲コアがシンクロトロンX線のピーク方向にpcスケールで集中し、分子雲全体はシェル状に広がるX線分布を10 pcスケールで取り囲むことが明らかになった。注目されたのは、分子雲コアがコンパクトであり、その周囲でシンクロトロン放射が著しく増光していることであった。この増光は、衝撃波と分子雲との相互作用を強く示唆する。この結果を受けて2012年、磁気流体力学数値シミュレーションが行われ、「分子雲コアに入射するSNR衝撃波面との相互作用」(shock cloud interaction) による磁場増幅が理論的に示された [16]. 衝撃波面は分子雲コアと衝突すると歪み、コアの周りは乱流状になる。乱流によって増幅された磁場によって、シンクロトロンX線

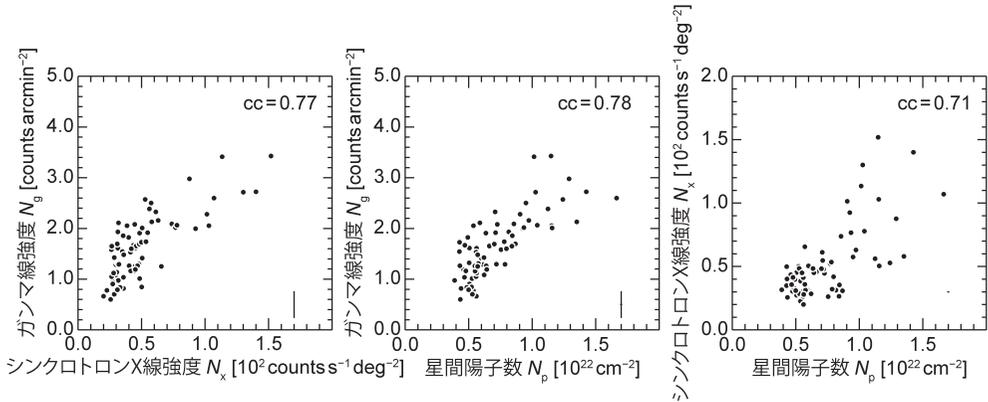


図4 RXJ1713における3つパラメータ（ガンマ線カウント，X線カウント，星間陽子柱密度）の相関図 [11]. 図中右上のccは相関係数を表す（一般に値が1に近いほど，2つのパラメータの相関が強い）. 各データ点の典型的な誤差範囲は図右下に示した.

が増光する. この増光は，同時にSNRに付随する星間雲を特定する強い証拠となる [17–19].

3.4 星間陽子密度に依存するガンマ線スペクトル：フェルミ衛星の結果

もうひとつ重要なのは，陽子起源ガンマ線スペクトルが星間陽子の「密度分布」に強く影響されることである. 初期のガンマ線スペクトルについての理論的予想は，一様な低密度ガスを仮定していた. この仮定をおくと，電子起源ガンマ線は「硬い（高エネルギーガンマ線の割合が大きい）」スペクトルを示し，陽子起源ガンマ線は「軟らかい」スペクトルを示す. 2011年，フェルミ衛星によってRXJ1713のGeV–TeV領域のガンマ線スペクトルが「硬い」ことが明らかになり，この結果は当初電子起源を支持すると解釈された [20]. しかし，NANTENによればRXJ1713に付随する星間陽子は高密度分子雲コアを含み，宇宙線と星間陽子の相互作用は宇宙線陽子のエネルギーと星間陽子の密度に強く依存する. 高エネルギー宇宙線陽子は分子雲コア全体に浸透するが，低エネ

ギー宇宙線陽子はコアの高密度部には侵入できない. このために，ガンマ線スペクトルは高エネルギー側が相対的に盛り上がり，低エネルギー側のガンマ線強度は相対的に減少する. その結果，陽子起源ガンマ線もまた「硬い」スペクトルを示す [16]. つまり，硬いスペクトルは電子起源の証拠にはならない. さらに踏み込んだ解析を行わないと，ガンマ線の起源は特定できないのである.

4. 新たな解析手法：宇宙線陽子の定量

我々は，この問題を解決するためには，ガンマ線，シンクロトロンX線，そして星間陽子の3者を統合した定量的解析が必要であると考え，新たな解析手法を模索した [11]. 出発点は，各パラメータの相関関係であった.

図4にRXJ1713における3つの相関図を示した. これらは，この問題の独立な3パラメータ，ガンマ線，X線，星間陽子のカウント数，または，個数の間の相関図である*1. いずれも正の相関が有

*1 読者は，星間陽子とX線の分布は衝撃波–星間雲相互作用（3.1節参照）のために0.1 pcスケールで相補的であり，相関よりはむしろ反相関を示すはず，と思われるかもしれない. これは，図4の3パラメータの分布がガンマ線の空間分解能約1 pcでスムージングされているためであり，0.1 pcスケールの反相関はここでは十分にならされている. また，磁気流体学シミュレーションによると，磁場は衝撃波星間雲相互作用によってサブpcスケールで増幅されるが [16]，磁場が強く増幅される体積は本研究の分解能に比べると無視できる程度である.

意である。ここから示唆されるのは、ガンマ線は星間陽子数に比例して増加すると同時に、X線を放射する宇宙線電子数にも比例して増加することである。つまり、ガンマ線のふるまいは、2つの放射機構のどちらか一つではなく、むしろ電子と陽子の両方に依存するとみるべきではないか、という描像が浮かび上がる。

より詳しくみると、さらにいくつかの物理量がこれらの相関に関係している。まず、陽子-陽子衝突のガンマ線強度は、衝突断面積に加えて宇宙線陽子のエネルギー密度と星間陽子数の積に比例する。ここでは、宇宙線陽子のエネルギー密度は一樣と仮定することとし、星間陽子数は電波観測から導かれたものを使う。また、逆コンプトン散乱によるガンマ線強度は、散乱断面積に加えて宇宙線電子密度と宇宙背景放射のエネルギー密度との積に比例する。さらに宇宙線電子密度は、シンクロトロンX線強度を(磁場)²で割ったものに比例する。宇宙背景放射密度は一定であり、磁場もSNR内で一樣と仮定すると、諸係数はすべて定数とみなすことができる(磁場は分子雲コアの表面で増加するが、その体積はここでの空間分解能に比べて十分小さい)。これらの仮定を置くと、ガンマ線強度 N_g は、星間陽子数 N_p とシンクロトロンX線強度 N_x の線型結合

$$N_g = aN_p + bN_x \quad (1)$$

で表される [11]。式(1)の中で独立変数は N_p と N_x の二つであり、観測量 N_p , N_x , N_g を用いて、ベストフィットの係数 a , b を求めることになる。式(1)は3次元空間における平面を表すので、観測で得られたデータ点(N_p , N_x , N_g)の張る空間において、ベストフィット平面を求めるといふ問題に帰着する。十分なデータ点数がないとよい

精度で平面を求めることはできない。これは空間的な分解能に対する制約を与える。RXJ1713全体の場合、X線と星間陽子の分解能は高く、ガンマ線の空間分解能(距離1 kpcにおいて1.4 pc)によって一つのデータ点のピクセルサイズが制限される。試行するとほぼ30-50点程度のピクセルがあれば、平面は十分な精度で求められることがわかる。

フィットの結果を図5に示す。5%程度の精度で式(1)の係数 a , b が求められ、平面が決定される*2。各点での陽子起源ガンマ線と電子起源ガンマ線はそれぞれ、式(1)右辺の第1項と第2項で与えられる。この結果、二つのガンマ線強度は、SNR全体でほぼ6:4であることがわかり、それぞれの空間分布が図6のように求められた。X線の強い場所で電子起源が優勢であり、それ以外で陽子起源が優勢であるという、自然な傾向が見て取れる。宇宙線陽子の全エネルギー W_p は

$$W_p = \text{const} \times (\text{ガンマ線光度}) / (\text{星間陽子密度}) \quad (2)$$

で与えられるので、 $W_p = (0.5-1.4) \times 10^{48}$ ergと計算される。また、宇宙線電子の全エネルギーは陽子よりも2桁程度小さく 10^{46} erg程度と推定され、もちろん全エネルギーとしては無視できる。陽子は宇宙線エネルギーの主要部分を担い、電子はそれよりも小さいが、両者のガンマ線強度は同程度である。言い換えれば、宇宙線電子は宇宙線陽子よりも2桁ほど高い放射能率を持ち、このことがガンマ線起源の分離を難しくしていた。電子起源ガンマ線は精度よく求められるが、宇宙線電子のエネルギー W_e は測定のない磁場の値に依存するため、 W_p のように精度よく決められない。

以上の解析は、RXJ0852にも適用され、定量

*2 この解析では、宇宙線陽子密度と磁場が一樣と仮定しているが、厳密にはこれらは場所によって変動する可能性はある。a, bの変動が多少大きい場合でも、データのピクセル数が十分あれば、SNRをいくつかの部分に分けて平面をフィットすることも可能であり、必要に応じてa, bの小幅な空間的変動量を推定することができる。実際、その後のRXJ0852の解析では3つの平面に分けたフィッティングが行われ、a, bの空間的変動が推定されている [21]。

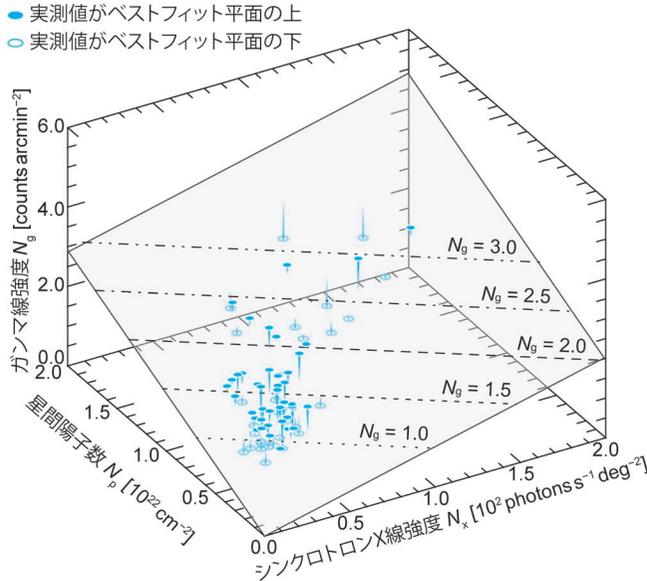


図5 式(1)によって導かれたRXJ1713のベストフィット平面(星間陽子数-非熱的X線カウント-TeVガンマ線カウントの張る3次元空間内) [11]. 小円盤は観測データ点の位置を示し、塗りつぶされた物(青色)は平面上(測定値 > フィッティングによる予測値)、白抜きは平面の下に位置する(測定値 < フィッティングによる予測値). 各データ点と平面の間は、鉛直方向の直線で結ばれている. ベストフィット平面上の点線は、それぞれ $N_g = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0 \text{ counts arcmin}^{-2}$ の等値線を示す.

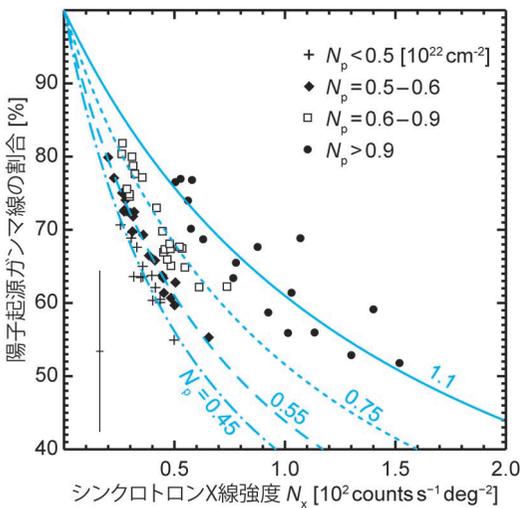


図6 RXJ1713における陽子起源ガンマ線の割合の空間分布 [11]. 星間陽子数(柱密度) N_p の範囲による変動を示した. 曲線は式(1)による.

的にも矛盾のない結果が得られている [21]. こうして、陽子起源と電子起源のガンマ線カウント数は、両SNRともおおむね同程度であることが確立された.

今後、本解析は他のSNRに適用すべきであるが、2025年初頭時点ではガンマ線の統計および角度分解能が十分ではなく、有意な結果が得られる段階にはない. 他の有望なSNRとしてはRCW 86, HESS J1731-347, SN1006他がある [22-24]. 今後CTAの観測が実現されれば、さらに多くのSNRが視野に入ってくることに疑問の余地がない.

本節の最後に、銀河系の宇宙線全体へのSNRの寄与について吟味しよう. 通常、SNR 1個について 10^{50} erg の宇宙線加速があれば、銀河系の宇宙線を供給できると言われる. 上で求めた W_p はこれよりも2桁ほど小さい. この違いには、2つの原因があると思われる. ひとつは、陽子-陽子

反応の標的となる星間物質の粒状性である。RXJ1713の場合、陽子を含む分子雲コアの体積占有率は10%程度であり、宇宙線陽子の内、陽子-陽子衝突に寄与するのは10%である。ちなみに、分子雲コアの周囲に存在した水素ガスは、すでに親星の星風によって吹き払われているとみられる。さらに、二つ目として宇宙線はSNR内から相当量がSNRから「逃亡する」と考えられる。例えば、SNR W44では内部の宇宙線よりも1桁以上大きいエネルギーが逃亡したとみられる [25]。これらを考慮すると 10^{48} erg の2桁上のレベル 10^{50} erg の宇宙線加速が起きていることは、十分にありうる。これが現在、我々に許された宇宙線の定量の限界であり、SNRが主な宇宙線加速天体である、という考えは妥当であると言える。

5. ガンマ線SNRの進化像

ここで取り上げたRXJ1713とRXJ0852は、X線がシンクロトロン放射であり、TeV領域のガン

マ線が全天のSNRの中で最も強く、年齢（爆発してからの経過時間）は1000-2000年と若い。一方で、ガンマ線で明るいSNRの中には、年齢が1万年以上の天体も多く存在する。そのような天体も含めて、SNRからのガンマ線が主に陽子起源であるとの仮定のもと、10数個のSNRについて W_p を整理すると、 W_p の時間発展の様子がみえてきた (図7) [24, 26-28]。

年齢数100年のごく若いSNRでは、十分に宇宙線加速が進行していないためにエネルギーが小さくガンマ線強度も弱い。1000-2000年で加速が進行し、時間と共に被加速宇宙線陽子が周辺ISMに浸透することでガンマ線光度が上昇し、やがて W_p はピークに達する。年齢1万年をこえるとガンマ線エネルギーは減少し、低エネルギー宇宙線が蓄積される傾向が示唆されるが、その強度は小さくない。さらに時間が経過すると、宇宙線の逃亡によって W_p は減少する。このようなふるまいは、宇宙線加速における進化の傾向を示唆する。

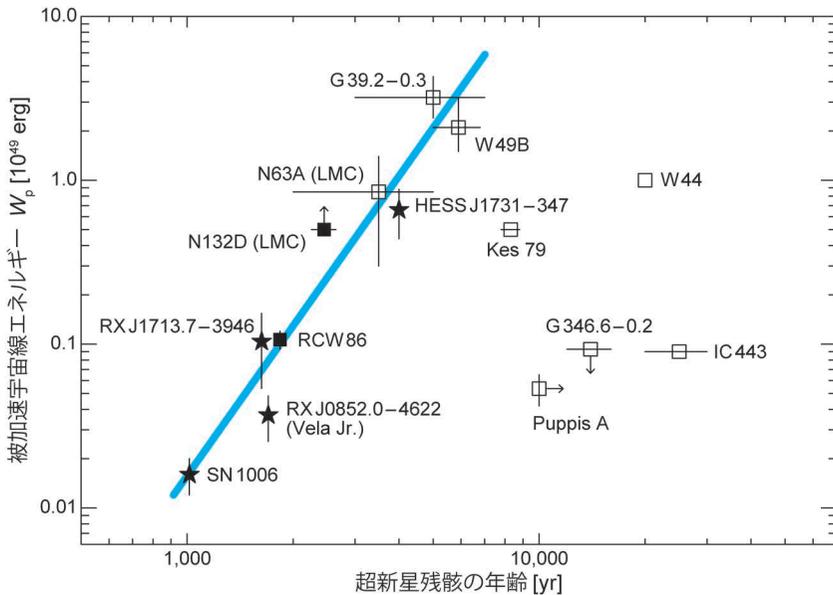


図7 14個のSNRに関する [W_p -年齢] 関係 [24, 26-28]。青い直線は、年齢6000年程度までのSNRについての最小二乗フィット結果を表す。また、黒塗りと白抜きは、それぞれTeVガンマ線またはGeVガンマ線で明るいことを示す。星形のシンボルは陽子起源と電子起源の割合を考慮してガンマ線光度を計算した天体であり、四角のシンボルは陽子起源が卓越するとして定量した天体である。

ここで、星間物質とX線のシェル状空間分布の起源にふれておこう。RXJ1713はコア崩壊型SNRであり、親星（O型星、または早期B型星）は母体星間雲から形成され、400万年以上を経過して超新星に進化する。この大質量星は強い星風を伴い、母体雲を含む周囲の星間物質（分子ガス・原子ガス）を 10 km s^{-1} 程度に加速し、100万年程度かけて半径 10 pc 程度のシェル状分布をつくる。この過程では高密度の分子雲コアは吹き飛ばされないが、その周囲の低密度ガスは加速されて一掃される。SNR以前の星風でガスがシェル状になる過程は、星風のみが効いている「ペガサスループ」などで確認されている [29]。

RXJ1713のシェルの中性ガス質量は 10^4 太陽質量程度である。このようなシェル状分布がつけられたあと、RXJ1713の親星が1600年前に超新星となり、衝撃波が数 1000 km s^{-1} でシェル内をほぼ自由に膨張する。衝撃波面では宇宙線が加速され、宇宙線電子はシンクロトロンX線を放射するシェル状分布をつくる。この時間尺度は親星形成時間の千分の1であり、この短期間に衝撃波と星間雲の相互作用によって増幅された磁場でシンクロトロンX線がさらに増光し、シェル状X線分布を強調する。宇宙線電子は逆コンプトン散乱によって電子起源ガンマ線も放射し、同時に、宇宙線陽子が分子雲コアに照射して陽子起源ガンマ線もシェル状に放射される。つまり、ガンマ線とX線のシェル状分布は、星風のつくった星間陽子のシェル状分布が起源である。以上の過程は、コア崩壊型SNRに普遍的にみられるものと推定され、親星の母体星間雲の一部とみられる大質量の星間物質の付随によって陽子起源ガンマ線が増光する。Type Ia SNRでは、このような質量の大きな星間物質は存在しない場合もあり、陽子起源ガンマ線が卓越しない場合があってもおかしくない [24]。

6. 今後の展開

以上、ガンマ線によるSNRの宇宙線起源の解析について紹介してきた。今後の展開において次期ガンマ線望遠鏡であるCTAの飛躍的な高性能に待つところ大である。また、ニュートリノを用いた発展研究の可能性、大質量星団他による宇宙線加速の可能性なども議論されており、さらに周到な宇宙線理解のために、以下の諸点が課題である。

6.1 ニュートリノによる宇宙線研究

パイ中間子をつくる陽子-陽子衝突には、パイゼロのほかに2つの分枝（荷電 $[+/-]$ パイ中間子の発生）があり、これらは高エネルギーのニュートリノをつくる。このニュートリノが空間的に分解して検出できれば、ガンマ線とは独立に宇宙線陽子を定量する可能性がある [30]。ただし、陽子-陽子衝突における標的陽子は本解析の星間陽子と同等である。つまり、観測されたニュートリノ強度を使う場合も、電波観測によって求められた星間陽子密度を用いて宇宙線陽子エネルギーを推定することになり、星間陽子の体積占有率、逃亡宇宙線の問題などの制約はガンマ線の場合と同様である。ニュートリノでは、電子起源を除く必要はないことが利点である。この意味で、ニュートリノ観測は将来の独立な検証実験として重要とみられる。

6.2 若い星団における宇宙線加速の可能性

フェルミ衛星によって広域ガンマ線観測が進行し、多数の大規模星団がGeVガンマ線源であることが明らかになってきた [31-33]。顕著な例として、帆座のRCW 38, RCW 34, RCW 32等がある。これらの星団質量は 10^3 - 10^4 太陽質量であり、年齢は200万年以下と若いものが多く、SNRはまだ生まれていない。粒子加速機構としては数 1000 km s^{-1} の星風による衝撃波面が加速場所として働いていることが考えられる。これらの観測によると、ガンマ線エネルギーはほぼGeV帯以下であり、ガンマ線強度もSNRよりも一桁程度

弱い。現状では、これらの星団がSNRに匹敵する宇宙線源である可能性は高くないとみられるが、今後の展開は宇宙線加速の全体像の理解という意味で注目される。

6.3 PeVatron等の可能性

既知のSNRの最高エネルギーは、 10^{14} eV程度であり、ニーのエネルギーには達していない。このギャップを埋めるさらにエネルギーの高い加速源PeVatronがある可能性が指摘されてきた。本稿で述べたSNRはわずか2個であり、このエネルギーギャップは統計の限界と解釈可能である。最近、LHAASOによる超高エネルギーガンマ線源候補が銀河系に10個程度発見され（SNR G106.3+2.7, W51C, HESS J1641-463など）注目されるが、対応天体の実態は未解明である [34]。このほかにも、マイクロクェーサー候補天体「ウェスターlund 2」もガンマ線源であることが知られており [35]、SNR以外の候補天体の把握という意味で、今後の観測の展開が注目される。

謝 辞

本研究の共同研究者として、特に以下の各氏の寄与に感謝の意を表したい：井上剛志，早川貴敬，山根悠望子，G. Rowell，立原研悟。本研究はJSPS 科 研 費 24224005, 15H05694, 16K17664, 19H05075, 19K14758, 20H01944, 21H01136, 24H00246の助成を受けたものである。

参 考 文 献

[1] Longair, M. S., 2011, High Energy Astrophysics, (Cambridge University Press, Cambridge)
 [2] Aharonian, F. A., & Akerlof, C. W., 1997, Ann. Rev. Nucle. Particle Sci., 47, 273
 [3] Aharonian, F., et al., 2006, A&A, 449, 223
 [4] Koyama, K., et al., 1997, PASJ, 49, L7
 [5] Enomoto, R., et al., 2002, Nature, 416, 823
 [6] Fukui, Y., et al., 2003, PASJ, 55, L61
 [7] Aharonian, F. A., et al., 2004, Nature, 432, 75
 [8] H. E. S. S. Collaboration, et al., 2018, A&A, 612, A6
 [9] Moriguchi, Y., et al., 2005, ApJ, 631, 947
 [10] Fukui, Y., et al., 2012, ApJ, 746, 82

[11] Fukui, Y., et al., 2021, ApJ, 915, 84
 [12] Uchiyama, Y., et al., 2002, PASJ, 54, L73
 [13] Fukui, Y., et al., 2017, ApJ, 850, 71
 [14] Morlino, G., et al., 2009, MNRAS, 392, 240
 [15] Field, G. B., 1965, ApJ, 142, 531
 [16] Inoue, T., et al., 2012, ApJ, 744, 71
 [17] Sano, H., et al., 2010, ApJ, 724, 59
 [18] Sano, H., et al., 2013, ApJ, 778, 59
 [19] Sano, H., et al., 2020, ApJ, 904, L24
 [20] Abdo, A. A., et al., 2011, ApJ, 734, 28
 [21] Fukui, Y., et al., 2024, ApJ, 961, 162
 [22] Fukuda, T., et al., 2014, ApJ, 788, 94
 [23] Sano, H., et al., 2019, ApJ, 876, 37
 [24] Sano, H., et al., 2022, ApJ, 933, 157
 [25] Uchiyama, Y., et al., 2010, ApJ, 723, L122
 [26] Sano, H., et al., 2021a, ApJ, 919, 123
 [27] Sano, H., et al., 2021b, ApJ, 923, 15
 [28] Aruga, M., et al., 2022, ApJ, 938, 94
 [29] Yamamoto, H., et al., 2003, ApJ, 592, 217
 [30] Cristofari, P., et al., 2021, MNRAS, 508, 2204
 [31] Peron, G., et al., 2024a, Nat. Astron., 8, 530
 [32] Peron, G., et al., 2024b, ApJ, 972, L22
 [33] Aharonian, F., et al., 2024, ApJ, 970, L21
 [34] Amenomori, M., et al., 2021, Phys. Rev. Lett., 126, 141101
 [35] Aharonian, F., et al., 2007, A&A, 467, 1075

Origin of Cosmic Rays in the Galaxy

Yasuo FUKUI^{1,2} and Hidetoshi SANO²

¹*Department of Physics, Nagoya University, Furocho, Chikusa, Nagoya 464-8602, Japan*

²*Faculty of Engineering, Gifu University, 1-1 Yanagido, Gifu 501-1193, Japan*

Abstract: We have applied the method to quantify the hadronic and leptonic gamma-ray components to the two TeV gamma-ray core-collapse SNRs RXJ1713 and RXJ0852. The gamma rays were expressed by the hybrid scheme which combines the hadronic and leptonic gamma rays by using three quantities, TeV gamma-rays, nonthermal X-rays, and the interstellar protons, and the hadronic and leptonic gamma-ray components were derived to be $\sim 1 : 1$. The present results quantified the two gamma-ray components for the first time, where the inclusion of the interstellar protons is essential in the gamma-ray production. The cosmic ray energy density was derived to be $\sim 10^{48}$ erg in the two SNRs, and lend support for the SNRs as the cosmic ray acceleration sites in the Galaxy by considering the highly clumped distribution of the target interstellar protons and the escaping of cosmic rays.