

超新星残骸における高エネルギー粒子加速

山崎 了

大阪大学 大学院理学研究科 宇宙進化グループ

〒 560-0043 大阪府豊中市待兼山町 1-1

E-mail: ryo@vega.ess.sci.osaka-u.ac.jp

1 はじめに

地球に到来する宇宙線のエネルギースペクトルは、 10^9 eV 以下から 10^{20} eV 以上の広いエネルギー帯にわたっておよそ E^{-3} の巾型をしているが、細かく見ると幾つかの折れ曲がりが見られる [1]。スペクトルの形を人間の下半身に例え、 $10^{15.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV での折れ曲がりの部分はそれぞれ、knee(ひざ)、ankle(くるぶし)と呼ばれる。宇宙線のエネルギー密度は 1 cc あたりおよそ 1 eV と宇宙背景放射や星光、銀河磁場、星間ガスのものと同程度であり、我々の銀河の基本構成要素の一つである。にも関わらず、「何が、どのように、どのエネルギーまで、どのくらいの量の宇宙線を加速しているのか」という基本的な問題は、現代宇宙物理学における謎の一つとなっている。

現在最も広く認知されている宇宙線加速機構は、超新星残骸などに存在する強い衝撃波における diffusive shock acceleration (DSA) 機構である [2, 3]。DSA によると、衝撃波近傍で運動する粒子の一部は、磁場の波の影響を受けて加速され宇宙線粒子になる (図 1)。磁場にゆらぎがあると磁気鏡の要領で散乱されるためだ。他の加速理論にはない DSA 理論の最大の長所の一つは、観測されている宇宙線のスペクトルの性質を大まかに説明できることである。特に knee に対応するエネルギーまでの宇宙線は、超新星残骸衝撃波付近で作られていると信じられている。

星間空間には 1–10 μ G 程度の磁場が存在するので、ジャイロ運動を行う。knee エネルギーをもつ荷電粒子の場合、そのジャイロ半径は数 pc 程度になるため、宇宙線は星間空間を直進できず、地上では加速源の方向と無関係に等方的に降り注ぐことになる。従って地球にやって来る宇宙線はどこから来たのか分からないので、加速源の情報を直接引き出すことは困難で、宇宙線加速源を調べるためには他の手法が必要となる。最良の方法の一つは X 線の中でも波長が短い硬 X 線を用いた探査方法である。加速源付近に留まっている加速された高エネルギー電子は、磁場中でシンクロト

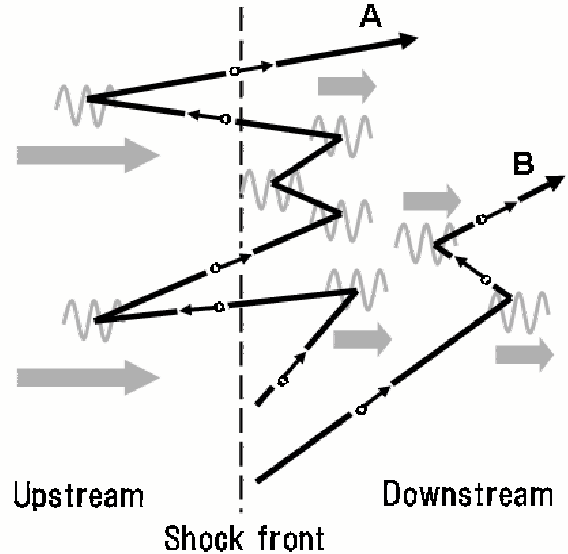


図 1: 宇宙線粒子加速機構 Diffusive shock acceleration (DSA) の概要。宇宙線粒子は衝撃波の上流では磁場の波との正面衝突によりエネルギーを増し、下流においては追突によりエネルギーを失う。しかし磁場の波の速度は上流の方が下流よりも速いため、上流と下流の間を一往復すると必ずエネルギーを得る。実際には大部分の粒子 (粒子 B) は背景プラズマの流れの流れて下流方向へ流されエネルギーを得ることはないが、ごく一部の粒子 (粒子 A) だけが衝撃波の上流と下流を何度も往復し加速される。

ロン放射を行う。星間磁場中 ($\sim \mu$ G) で 10^{14} eV 程度のエネルギーをもつ電子の場合、典型的な放射帯は 3 keV 程度になり、硬 X 線帯での観測が重要となる。この帯域のシンクロトロン放射を探することで我々は宇宙線加速源を直接調べられる。実際日本の X 線天文衛星「あすか」により超新星残骸 SN 1006 の北東部および南西部からシンクロトロン放射が発見され [4]、超新星残骸衝撃波が宇宙線加速現場であることが明らかになった。図 2 左は「あすか」による SN 1006 の硬 X 線画像である。超新星残骸の内側ではなく、衝撃波

2 「チャンドラ」による SN 1006 衝撃波面の詳細観測

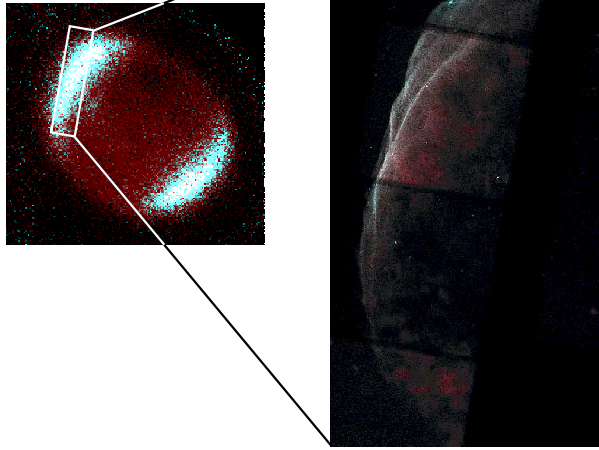


図 2: 超新星残骸 SN 1006 の硬 X 線によるイメージ。左が「あすか」、右が「チャンドラ」によるもの。チャンドラは角度分解能は「あすか」のおよそ 100 倍程度である。

部分が硬 X 線を放射しているのが分かる。現在では複数の超新星残骸の衝撃波付近から加速電子の存在を表すシンクロトロン硬 X 線が発見され、超新星残骸の衝撃波が宇宙線の加速源であることがわかってきた。

DSA 機構による宇宙線加速の効率や最高エネルギーなどを定量的に知るためには、加速現場の磁場構造や乱流度が重要なパラメータになる。しかし、観測的に磁場の詳細構造はほとんど分かっていない。被加速粒子が磁場の影響で拡散する過程、加速プロセスを受ける粒子の割合や性質の理論的な理解も必要である。これらが観測的にも理論的にも分かっていない現在、超新星残骸で加速し得る宇宙線の最高エネルギーやエネルギー収支は未解決問題となっている。つまり、宇宙線全体に対する超新星残骸の寄与の程度は現段階ではよく分かっていない。硬 X 線の空間分布は加速された電子の空間分布を示すと考えるのが最も自然で、特に磁場構造に関する多くの物理量を反映することが期待されるが、これまで空間依存性についてほとんど議論されていなかった。これは過去の観測機器では空間分解能が足りず、粒子分布を見るに至らなかったためである。このような議論は、およそ 0.5 秒角という、「あすか」の約 100 倍、第一級光学望遠鏡並の空間分解能を持つ「チャンドラ」衛星の登場によりはじめて可能になった。我々は、「チャンドラ」で観測した SN 1006 の空間構造とスペクトルのデータから簡単な DSA の仮定に基づいて種々の物理量を概算した。シンクロトロン X 線を放射する超新星残骸についてのこのような解析は世界で初めての試みである。

図 2 右は「チャンドラ」による SN 1006 北東部の硬 X 線イメージである [5]。「チャンドラ」の優れた空間分解能のおかげで、「あすか」では分離できなかったきわめて細いフィラメント状構造が超新星残骸の最前面に走っている様子が初めて見えた。このフィラメント構造の断面図の一例が図 3 である。「チャンドラ」の空間分解能ぎりぎりのシャープな構造を見ることが出来る。我々はこれらの断面図を指数関数でフィッティングし、フィラメントの典型的幅を上流側 (ピークの外側: w_u) で 0.04 pc、下流側 (内側: w_d) で 0.2 pc と求めた [5]。これは SN 1006 半径の 1% 程度の長さである。また、フィラメント部分のスペクトルは輝線構造がまったく見られず、硬 X 線帯域まで伸びており、シンクロトロン放射であることが分かった。DSA によって加速された電子のスペクトルは巾型になるが、超新星残骸の年齢やシンクロトロン放射によるエネルギー損失等でエネルギー上限値 $E_{e,max}$ を持つ。したがって、シンクロトロン放射はあるエネルギー $h\nu_{roll}$ 以上で急激に減衰する。 $h\nu_{roll}$ は $E_{e,max}$ と磁場 B を用いて

$$h\nu_{roll} = 2.1 \text{ keV} \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{E_{e,max}}{10^{14} \text{ eV}} \right)^2 \quad (1)$$

と表される [6]。我々は電波から硬 X 線までの広帯域スペクトルを解析し、 $h\nu_{roll} = 1.1 \text{ keV}$ を得た [5]。

我々は同様の手法を、歴史的書物等に爆発の記録の残っている超新星残骸 4 天体、Cas A (SN 1680)、Kepler (SN 1604)、Tycho (SN 1572)、RCW 86 (SN 184) に応用した。いずれの超新星残骸においても、フィラメント状になった高エネルギー電子からのシンクロトロン放射を見ることができ、細いフィラメントは比較的若い超新星残骸での宇宙線加速に共通の性質であることがわかった [7]。

3 観測された空間構造の理論的解釈をめぐる論争

現在、我々の観測したシンクロトロン硬 X 線の空間構造の理論的解釈をめぐり、大きく 2 つのシナリオにわかれて論争になっており、注目を集めている。なぜなら、一方は宇宙線加速は比較的穏やかであることを、他方では加速は非常に効率的であるということを結論し、2 つのシナリオで描かれる宇宙線加速の描像が全く異なってしまうからである。

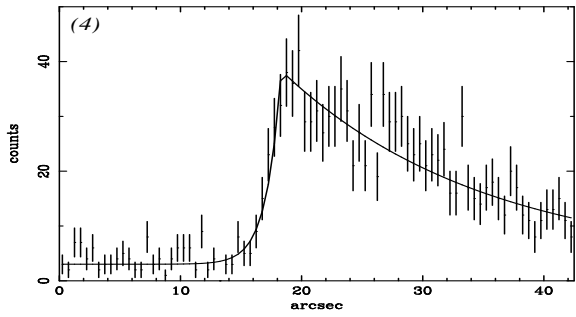


図 3: フィラメントの断面図の一例 (2.0–10.0 keV)。図中左側が上流、右側が下流である。1 bin は 0.5 arcsec。SN 1006 までの距離を 2 kpc とすると、1 arcsec $\sim 9 \times 10^{-3}$ pc。

DSA によれば、被加速粒子は磁場によって散乱されて拡散運動を行ない、上流から下流への移流運動に逆らって上流方向へさかのぼることができる。特に最高エネルギー $E_{e,max}$ をもつ電子は、衝撃波面から拡散運動と移流運動のつり合う距離 $\Delta R \sim K/u_s$ くらいまで存在する [2]。ここで、 $u_s = 2890 \text{ km s}^{-1}$ は衝撃波速度 [8]、 K は電子の拡散係数で、被加速電子の平均自由行程 l_{mfp} を用いて $K = (1/3)l_{mfp}c$ と表される。 l_{mfp} は非常に大雑把に電子のジャイロ半径 $r_g = E_{e,max}/eB$ に比例し、不定係数 ξ を用いて $l_{mfp} = \xi r_g$ と書くのが慣習となっている。 ξ は磁場揺らぎの度合を表し、 ξ が小さいということは磁場の揺らぎが大きく、その結果粒子が散乱されやすいことを意味する。(1) 式を用いて $E_{e,max}$ を消去して次を得る。

$$\Delta R \sim 0.3 \xi \text{ pc} \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-3/2} \quad (2)$$

(2) 式を端的に述べると、シンクロトロン X 線を放射する電子の空間分布は ξ に比例し、磁場とともに減少する。実際は最高エネルギー決定のモデルや衝撃波面の立体構造の影響などにより係数の不定性が多少あるが、大雑把には観測されたシンクロトロン硬 X 線の空間分布 w_u, w_d は ΔR できまるとしてよい。以上のことを実際に SN 1006 の観測結果にあてはめてみよう。観測結果 ($w_u \sim 0.04 \text{ pc}$, $w_d \sim 0.2 \text{ pc}$) と (2) 式を比較すると、

(i) $\xi < 1$

(ii) $B \gg$ (典型的な星間磁場) $\sim 1\text{--}10 \mu\text{G}$

のいずれか、もしくはその両方が必要であることがわかる。「チャンドラ」以前では、 $\xi \sim 10\text{--}100$ 、 $B \sim$ 数 μG 程度で主にスペクトル等の観測的性質を説明できると思われていたが、これでは観測された硬 X 線の空間構造を説明できないことが明らかになった。

(i) は $l_{mfp} < r_g$ を意味するので一見すると不自然

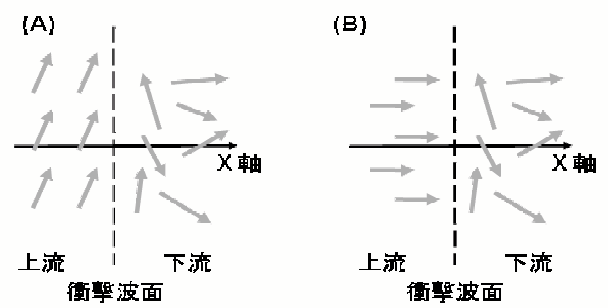


図 4: 衝撃波面近傍の磁場の配位の概念図。矢印は磁場をあらわす。衝撃波面の法線方向 (x 軸) と上流磁場の方向が一致しない場合 (A) がななめ衝撃波、一致する場合 (B) が平行衝撃波である。

と思われるかもしれないが、図 4-A のような、衝撃波面の法線方向 (図 4 中の x 軸) と磁場の方向が平行ではない衝撃波 (斜め衝撃波) では実現される場合がある [9]。粒子は磁場に平行な方向に拡散しやすく、その方向の平均自由行程は r_g より大きい。しかし、ななめ衝撃波の場合には l_{mfp} は x 軸上に射影された平均自由行程を表すので、 r_g より小さくなる場合がある。

このように、我々は、衝撃波近傍でも磁場の値は星間磁場程度であると考え、(i) の立場に基づき、フィラメントの細さに対する理論的解釈を世界で初めて与えた [5, 10]。図 4-A のように磁場が衝撃波面の法線 (x 軸) にほぼ垂直 (垂直衝撃波) ならば衝撃波上流の磁場の値が星間磁場 ($\sim 10 \mu\text{G}$) 程度で w_u, w_d の観測値を説明可能である。垂直衝撃波においては DSA 機構で加速される粒子の割合は図 7-B のような磁場が x 軸に平行な衝撃波 (平行衝撃波) の場合に比べて少なく、生成される宇宙線粒子の全エネルギーは超新星爆発で外に飛び出した物質の運動エネルギーの 1% 程度である [11]。これは従来の標準的なシナリオに基づく理論的解釈である。

一方で、(ii) の立場の下、磁場が $100 \mu\text{G}$ 程度で衝撃波面の法線に平行 (図 4-B) であるとして w_u, w_d の観測値を説明するモデルがある [11, 12]。磁場が大きいと粒子の平均自由行程は小さくなり、何回も進む方向が変わる。その結果、被加速粒子は衝撃波面からなかなか離れることができず、衝撃波面のまわりを何回も行ったり来たりするので加速効率が上がる。また平行衝撃波のときには加速される粒子の割合も大きくなり [13]、超新星爆発で外に飛び出した物質の運動エネルギーの 10% 以上が生成される宇宙線のエネルギーに変換される [11]。

(ii) のような場合では、宇宙線の作る圧力は他の大多数の粒子から構成される熱的プラズマからの圧力に対して無視できなくなり、衝撃波の構造が変成を受

ける [3]。宇宙線が衝撃波からどんどんエネルギーを奪うため下流の流体は温度が冷え、密度が高くなる。このため衝撃波前後の流体の速度差はさらに大きくなり、宇宙線加速はさらに効率良くなる (このような正のフィードバック効果は宇宙線の反作用効果、又は非線型効果と呼ばれている)。実際に地球近傍でも太陽フレアが作る惑星間空間を伝わる衝撃波で、そのような宇宙線変成衝撃波がいくつか観測されていることもあり [14, 15]、従来の比較的穏やかな (被加速粒子がテスト粒子近似できる) 加速のシナリオに代わって、現在では世界の標準モデルになりつつある。このような宇宙線の非線型効果が効くほど加速が効率的であるためには、磁場の値が $100 \mu\text{G}$ と星間空間の典型的な値よりも $10\text{--}100$ 倍大きいことが必要である [11]。このような状況も、加速された陽子自身が周囲のプラズマと二流体不安定を引き起こして磁場が増幅され達成されると考えられている [16]。さらに、加速できる陽子の最高エネルギーは磁場に比例し、(i) の場合ではおおよそ 10^{14} eV 程度、(ii) ではおおよそ 10^{15} eV 程度になると期待できる。つまり (ii) の非線型粒子加速の場合には knee エネルギー ($10^{15.5}$ eV) まで超新星残骸での DSA で説明可能ということになり、期待をもって受け入れられている大きな理由の一つになっていると思われる。

4 まとめと今後の展望

我々は「チャンドラ」衛星を使って初めて衝撃波粒子加速の現場を詳細にかいま見ることが出来た。「チャンドラ」による SN 1006 の観測は、期待されていたよりもはるかに狭い領域にシンクロトロン硬 X 線が集中しているのを発見した。シンクロトロン硬 X 線の空間分布を議論するという事は宇宙線加速機構を調べる際にいままでにない新たなアプローチである。これにより、DSA に現れる拡散係数などの物理量を直接的に議論することが可能になり、宇宙線加速理論に新たな問題を提起することになった。我々は、得られた観測結果に対して (i) の立場で無矛盾な解釈を与えたが [5, 10]、今のところ (i)、(ii) 両方の立場で解釈が可能である。

今後 (i)、(ii) のうちいずれが正しいか決着をつけるために、以下のような観測が重要になると思われる。電波偏光の詳細観測によって磁場の配位の情報が得られればモデルに制限がつくことが期待される。TeV ガンマ線の放射は、(i) では高エネルギー電子による宇宙背景放射光子の逆コンプトン放射 (leptonic プロセス) が、(ii) では高エネルギー陽子と星間物質の反応に

よって生成された π^0 粒子の崩壊による放射 (hadronic プロセス) がそれぞれ卓越する [11]。これらは MeV から TeV にわたる放射スペクトルを調べることで識別可能である。SN 1006 に対する TeV のガンマ線の観測は世界の複数のグループにより行われているが、各々の結果が矛盾しており今後の確認が待たれる。また、hadronic プロセスのときに放射されるニュートリノの観測結果も重要になると思われる。観測的にどのシナリオがもっともらしいか決着がつくと、どのような環境でどのくらいのエネルギーが宇宙線に移行するのかを我々は現象論的に決めることが出来る。この後、これらの量を微視的な物理過程から説明することが理論的課題であろう。しかし、現時点では宇宙線へのエネルギー注入の割合、拡散係数の磁場依存性、磁場の増幅過程など、解決すべき問題が山積している。

ところで、ここで議論してきたのは電子加速である。一方で、宇宙線の主成分である陽子の加速についての研究は現在も不十分であるといつて良い。そこで我々は、2005 年に打ち上げられる日本の X 線天文衛星 *ASTRO-E II* を用いて陽子の加速効率の直接測定を計画している。毎秒 1000 km s^{-1} 以上の速度をもつ超新星残骸衝撃波の運動エネルギーは衝撃波下流で熱エネルギーに転化されるが、衝撃波の速度と下流のプラズマ温度を結びつける衝撃波接続条件を単に当てはめると下流の温度は $kT \sim 2 \text{ keV}$ 以上になるはずである。ところが実際には超新星残骸の電子温度は 1 keV 以下であることが一般的であり、SN 1006 の場合も 0.2 keV 程度しかなく、陽子-電子平衡に達していないとしてもこの低い温度はエネルギーが熱的な成分から何か他の成分へと移動したことを示唆する。可能性として考えられるのは、宇宙線成分へのエネルギーの移動であるが、まだ証拠は揃っていない。*ASTRO-E II* には、世界で初めて超新星残骸のような広がった天体でも超高エネルギー分解能で観測できる X-ray spectrometer (XRS) が搭載されている。XRS を用いて詳細に熱的プラズマの状態を調べ熱的プラズマへのエネルギー注入を求めることで、おつりである宇宙線陽子への注入エネルギーを直接測定できれば、超新星残骸の衝撃波における DSA のシナリオに観測的に決着がつくと期待している。

謝辞

本研究は、主に、馬場彩氏 (理研)、小山勝二教授 (京都大学)、寺沢敏夫教授 (東京大学)、吉田龍生助教授 (茨城大学)、高原文郎教授 (大阪大学) らとの共同研究である。また、本研究を遂行するにあたり、筆者は日本学術振興会から特別研究員 PD として援助を受けていることに感謝します。

参考文献

1. Cronin J. W., 1999, *Reviews of Modern Physics* 71, 165
2. Blandford R. D. & Eichler D., 1987, *Phys. Rep.* 154, 1
3. Malkov E. & Drury L.O'.C., 2001, *Rep. Prog. Phys.* 64, 429
4. Koyama K., et al., 1995, *Nature* 378, 255
5. Bamba A., Yamazaki, R. et al., 2003, *ApJ* 589, 827
6. Reynolds S. P. & Keohane J. W., 1999, *ApJ*, 525, 368
7. Bamba A., Yamazaki, R. et al. *ApJ*, in press (astro-ph/0411326)
8. Ghavamian P. et al., 2002, *ApJ*, 572, 888
9. Jokipii J. R. 1987, *ApJ*, 313, 842
10. Yamazaki R., et al., 2004, *A&A* 416, 595
11. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., et al., 2002, *A&A*, 395, 943
12. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., et al., 2003, *A&A*, 412, L11
13. Völk H. J. et al., 2003, *A&A*, 409, 563
14. Shimada N. et al., 1999, *Astrophys. Space Sci.*, 264, 481
15. Terasawa T. et al, 1999, *proc. 26th ICRC*, 6, 528
16. Lucek S. G. & Bell A. R., 2000, *MNRAS*, 314, 65