

「銀河宇宙線の起源に迫る—理論・観測研究の最近の進展」

(日本物理学会誌 2009 年 3 月号に掲載されたものに加筆・訂正をしたものです)

山崎 了 広島大学大学院理学研究科 739-8526 広島県東広島市鏡山 1-3-1

e-mail: ryo@theo.phys.sci.hiroshima-u.ac.jp

馬場 彩 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部高エネルギー天文学研究系 229-8510 神奈川県相模原市由野台 3-1-1

e-mail: bamba@astro.isas.jaxa.jp

要旨

宇宙空間を飛び交う高エネルギーの荷電粒子 (宇宙線) のうち、エネルギーが $10^{15.5}$ eV 以下の核子は我々の天の川銀河内にある若い超新星残骸などに見られる衝撃波で加速されていると考えられている。しかし、その決定的証拠は未だに得られていない。本稿では、銀河宇宙線の起源に迫る理論的研究や最新の X 線・TeV ガンマ線等の観測的研究の進展を紹介する。

第 1 章 はじめに：宇宙線陽子の加速源探査

宇宙線は 1912 年にヘス (Hess) によって発見された荷電粒子である。地球に到来する宇宙線核子成分のエネルギースペクトルは $10^{15.5}$ eV 付近で折れ曲がっており (いわゆる「knee」)、それ以下のものは我々の住む天の川銀河内で生成されていると考えられている。宇宙線の平均エネルギー密度は 1 eV/cc と宇宙背景放射や星光、銀河磁場、星間ガスのもと同程度であり、我々の銀河の基本構成要素の一つである。どのような天体が、どのように、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、発見から 100 年近く経った今でも宇宙物理学における最大級の謎の一つである。加速源の有力な候補は、年齢が約 1000 年程度以下の若い超新星残骸である。超新星残骸とは、星が死に際に起こす超新星爆発の後に残される高速で膨張する高温ガス球で、外縁部には強い衝撃波が存在する。天の川銀河内にある超新星残骸の総数や、超新星残骸ひとつ当たりの宇宙線へのエネルギー供給量は、宇宙線の平均エネルギー密度を十分説明可能な程度に大きいと期待されている。このために、これまで超新星残骸での宇宙線加速について精査されてきたが、結論が得られていないというのが現状だ。

現在の宇宙線研究の中心課題は、宇宙線核子成分、特に陽子の加速源をつきとめることだ。そのための有効な手段は、図 1 で示すように、加速現場で宇宙線の発する電波・X 線・ガンマ線等の電

磁波放射を観測することであるⁱ。特に近年は、観測技術の急速な発達により、地上チェレンコフ望遠鏡を用いた TeV(=10¹²eV)ガンマ線帯域の観測が進んだ。これまでに数個の若い超新星残骸から TeV ガンマ線が検出されている¹⁾。

TeV ガンマ線放射の起源は、(a) 数 10TeV 以上の陽子がターゲットに衝突した時にできるパイ中間子崩壊時の放射、(b) 数 10TeV 以上の電子が宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の光子を逆コンプトン散乱で叩きあげる放射、に大別される(図 1 参照)。電子成分については、加速が若い超新星残骸で起こっていることは、電子の星間磁場中で行うシンクロトン放射が硬 X 線帯域で検出されたことで立証されたが、²⁾ TeV ガンマ線放射の起源も電子なのかは、今も決着がつかず論争が続いている。

宇宙線陽子の加速源に迫るアプローチは二つある。一つ目は、若い超新星残骸の電磁波放射の詳細探査により、TeV ガンマ線の放射機構を同定することである。二つ目は、若い超新星残骸とは違って、高エネルギー電子加速の起こっていないような別の種族の加速源を探すことである。本稿では、次章で粒子加速理論について紹介した上で、上記の二つのアプローチに従って、最新の観測の進展とともに宇宙線の起源に迫る試みについて概観してみたい。

第 2 章 宇宙線加速の非線形モデル

現在最も有力な加速理論は、強い衝撃波での「フェルミ加速(FA)」理論である。³⁾ FA によると、衝撃波近傍で運動する粒子は、磁場の波の影響を受ける(図 2)。磁場に揺らぎがあると磁気鏡の要領で散乱されるためだ。宇宙線粒子は散乱体である磁場と上流で正面衝突によりエネルギーを増し、下流では追突によりエネルギーを失う。しかし散乱体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(図 3 中の粒子 B)は背景プラズマの流れにのって下流方向へ流れられエネルギーを得ることはないが、一部の粒子(図 3 中の A)が衝撃波面を何度も横切り加速される。

FA の最も重要な未解決問題の一つは粒子の「注入問題」である。被加速粒子は、衝撃波面を自由に横切るに十分なエネルギーまで一旦加速されていなければならない。この予備的加速の機構は、衝撃波近傍での複雑なプラズマ過程に支配されているため、理解は困難を極めている。そのため、衝撃波で加速される粒子の総量(注入効率)は、今のところ観測的に推定するしか方法がない。以下で見るように、注入効率の大小が加速現場の様子を変える。

まずは宇宙線の背景プラズマへの反作用が無視できるくらい注入効率の小さい場合を考えよう。

ⁱ星間空間には 1-10 μ G 程度の磁場が存在し、荷電粒子である宇宙線は半径 10 光年 (1 光年=9.46x10¹⁵m) 以下でジャイロ運動を行う。加速候補天体までの距離は典型的には 1 万光年程度ある。そのため、ここで考えている 10¹⁵eV 以下のエネルギーの宇宙線は星間空間を直進できず、地上では等方的に降り注ぐ。従って地球にやってくる宇宙線から加速源の情報を直接引き出すことは困難である。

このとき、被加速粒子の運動はテスト粒子的に取り扱うことができ、理論的解析は容易である。固定された衝撃波の流体構造のもとで(図3左の黒線)被加速粒子の満たすべき輸送方程式を解くと、

$$N(E) \propto E^p, \quad p = 1 + 3/(r-1) \quad (1)$$

という冪形のスペクトルとなる。³⁾ ここで r は衝撃波の圧縮比である。比熱比 $5/3$ の理想気体の断熱衝撃波に対しては $r=4$ で、このとき、 $p=2$ となる(図4右の黒の実線)。また、(1)式より、圧縮率が大きいほど p は小さくなり(スペクトルが硬くなり)、高エネルギーまで加速されやすくなることがわかる。

次に、注入効率が大きく被加速粒子の運動量流速の総和(これは宇宙線の実効的な圧力とみなせる)が背景プラズマのガス圧に対して無視できなくなる場合を考える。このような効果を考慮した理論は宇宙線加速の「非線形モデル」と呼ばれる。⁴⁾ このとき背景プラズマや被加速粒子のスペクトルがどのように変更されるかみてみよう。被加速粒子は背景プラズマの構成粒子よりもエネルギーがずっと大きいので平均自由行程が長い。従って、被加速粒子は衝撃波面よりも上流方向にさかのぼることができる。すると、宇宙線の圧力によって背景流体は上流で加熱・圧縮をうけて減速され(質量流速 ρu は一定)さらに衝撃波面において減速する構造をもつようになる(図3左)。宇宙線の圧力が加わるためにプラズマ流体の正味の圧縮率は増大する。しかし、宇宙線がエネルギーを持ち去るために下流のプラズマ温度の上昇は抑えられる。このように変性を受けた衝撃波構造において被加速粒子の運動をみてみると、高エネルギー粒子ほどその平均自由行程が長く、感じる圧縮率はテスト粒子近似の場合($r=4$)に比べて大きくなり、スペクトルが硬くなることがわかる(図3右)。一方、エネルギーの小さい領域では、衝撃波面から上流に遡ることが難しくなり、感じる圧縮比は4より小さくⁱⁱ⁾、スペクトルは柔らかくなる。このようにして、被加速粒子のスペクトルは単純な冪型ではなく凹型になる。

また被加速粒子は、上述の反作用効果に加えて、衝撃波近傍の磁場を増幅させる可能性もある⁵⁾。被加速粒子と背景プラズマの間に起こるプラズマ不安定現象を通して被加速粒子から磁場へとエネルギーが転化されるのだ。磁場増幅過程とその影響は、粒子加速の理論的研究において現在最も盛んに調べられている。なぜなら、最高エネルギー(E_{\max})の問題を解決できる可能性があるからだ。FAによると、 B を磁場、 u_s を衝撃波速度として、 t_{age} だけ加速したとすると、 E_{\max} は

$$E_{\max} = 4 \text{TeV} \eta^{-1} (B/1\mu\text{G}) (u_s/3000\text{km/s})^2 (t_{\text{age}}/1000 \text{年}) \quad (2)$$

で与えられる⁶⁾。 η と t_{age} はそれぞれ乱流度と超新星残骸の年齢であり、若い超新星残骸では、 $\eta=1-10$ 程度、 $t_{\text{age}}=1000$ 年程度である。衝撃波で磁場が星間空間の典型値 $B \sim 3-10\mu\text{G}$ ではなく数 $100\mu\text{G}$ まで増幅されていれば、 $E_{\max} \sim 10^{15.5}\text{eV}$ となり、「knee」エネルギーに達する。言い換えれば、磁場が増幅されると粒子のジャイロ半径が小さくなることから平均自由行程が小さくなり、粒子は衝撃波面を

ⁱⁱ⁾ 上流で既に温度が上がるために衝撃波面におけるマッハ数が1.0以下程度と小さくなり、衝撃波面の圧縮比は2-3程度になる。

往復できる回数が増え、加速の効率が上がるという正のフィードバックが働く。一方、増幅された磁場の磁気圧や散逸により衝撃波の圧縮が弱くなる効果⁷⁾や、散乱体である磁場の波と被加速粒子との相対速度が小さくなって加速効率が落ちる効果⁸⁾など負のフィードバックも働くことが指摘されており、磁場増幅過程の与える影響は複雑で明確な理解が得られていないのが現状である。

以上で述べた、注入効率が大きい際の「非線形モデル」の理論的予言を以下にまとめる。

1. 背景プラズマ流体の衝撃波圧縮率が上がり、衝撃波下流での背景プラズマの温度上昇が小さくなる。
2. 被加速粒子のスペクトルが凹型になる。
3. 衝撃波近傍で磁場が増幅される。

第3章 超新星残骸の最新の観測結果と理論の比較

観測された TeV ガンマ線放射機構の解明が現在の宇宙線加速研究の中心課題である。TeV ガンマ線が陽子起源ならば、高エネルギー陽子の総量は全爆発エネルギーの 10%程度かそれ以上になる。そこまで多量のエネルギーが宇宙線陽子の加速に配分される場合、前章で述べた宇宙線加速の非線形モデルを考慮する必要がある。近年の *Chandra*、「すざく」などの X 線天文衛星、H. E. S. S. などの地上チェレンコフ望遠鏡といった観測装置の登場により、非線形モデルの予言を検証できる時代がやってきたとも言える。これまでに非線形モデルの予言 1-3 を支持するような観測結果が筆者らの X 線観測により得られている。1, 2 については文献のみの紹介に省略し、^{9), 10)} 以下では 3 について詳しく紹介する。

図 4 右は、X 線天文衛星 *Chandra* で見た若い超新星残骸 SN 1006 である。超新星残骸の最前面の衝撃波面に、シンクロトロン X 線の細かいフィラメント状構造が見える。このフィラメント構造の断面図が図 4 左である。フィラメントの幅は超新星残骸の半径の 1%程度と薄い。⁹⁾ この幅は加速された電子の平均自由行程を反映していると仮定すると、強い磁場によるシンクロトロン冷却が効いていなければならない、その冷却時間 t_{synch} は 60 年程度と、超新星残骸の年齢 (約 1000 年) にくらべてはるかに小さくなる。¹¹⁾ シンクロトロン X 線を出す電子に対する冷却時間は、

$$t_{\text{synch}} \sim 1.5 (B/\text{mG})^{-1.5} \text{年} \quad (3)$$

程度である。従って、 $t_{\text{synch}} \sim 60$ 年より $B \sim 0.1 \text{mG}$ となり、星間磁場の典型値より 10 倍以上も増幅されている可能性を示す。細かい X 線フィラメントは若い超新星残骸にみられる普遍的性質であり、¹²⁾ ほとんどの場合、 $B \sim 0.1 \text{mG}$ 程度と見積もられ、衝撃波において磁場増幅機構が普遍的に起こっていると推測される。

また、超新星残骸 RX J1713.7-3946 のシンクロトロン X 線放射の一部分が 1 年程度の時間スケールで変動していることが報告された。¹³⁾ もしこの変動の時間スケールがシンクロトロン冷却で決

まっているとすると、(3)式から $B \sim 1 \text{ mG}$ となる。衝撃波近傍で磁場が 1 mG 程度に増幅されているということは、以下で述べるように TeV ガンマ線放射は陽子起源であることが示唆されるので非常に興味深いものである。電波や X 線帯域で観測されるシンクロトロン放射の強度は、高エネルギー電子の総量と磁場で決まる。磁場が 1 mG と強い場合、高エネルギー電子の総量が比較的少量でも放射強度は大きくなる。このとき、同じ電子起源の逆コンプトン TeV ガンマ線の強度は単純に電子の総量に比例するので暗くなってしまう。観測的には RX J1713.7-3946 は最も明るい TeV ガンマ線天体の一つであり、¹⁾ 電子起源では TeV ガンマ線強度を説明できない。定量的には、逆コンプトン放射の種光子が CMB の場合、ある高エネルギー電子によるシンクロトロン放射強度 P_{syn} と逆コンプトン散乱の放射強度 P_{IC} の比は

$$P_{\text{syn}}/P_{\text{IC}} = (B/3.3 \mu\text{G})^2 \quad (4)$$

となる。観測によるとこの比は 10 程度であり、磁場が 1 mG であることと矛盾する。

このように、RX J1713.7-3946 の衝撃波において「磁場が 1 mG の領域で加速された陽子が TeV ガンマ線を放射している」という描像が得られるⁱⁱⁱ。これが本当に正しいかどうかは観測による検証が必要だ。最近の観測結果は個々には非線形モデルを支持するという主張が多いが、それら個々の結論をつき合わせると矛盾点も見えてくる。実際、以下のような問題点が指摘されており、現在のところ確立したとは言い難い。¹⁴⁾ 第 1 に超新星残骸の加速現場での電子・陽子比 K_{ep} が地球近傍の値 ($\sim 10^{-2}$) と矛盾するということである。磁場が 1 mG であるとき電子総量は少ないことを先に述べたが、一方で陽子の総量は TeV ガンマ線が陽子起源と仮定すれば見積もることができ、そこから K_{ep} を計算すると $K_{\text{ep}} \sim 10^{-5}$ と著しく小さくなる。地球近傍の値と単純に比較するのは早計かもしれないが、若い超新星残骸では電子加速は期待されるほど働いていないということになり、陽子加速の問題が解決する一方で電子加速の問題は振り出しに戻ってしまう。第 2 に最高エネルギーの問題がある。 TeV ガンマ線のスペクトルは実は 100 TeV 以下で減衰しており、¹⁵⁾ このことは被加速粒子の E_{max} は 100 TeV 以下であることを意味する。つまり、 TeV ガンマ線が陽子起源だとすると、陽子の最高エネルギーは少なくともこの超新星残骸においては $10^{15.5} \text{ eV}$ にはるか及ばないことになる。さらに、(2)式より、 $B=1 \text{ mG}$ である限り、 $E_{\text{max}} < 100 \text{ TeV}$ となるには $\eta > 80$ が必要だが、これは理論的には到底説明し難い。磁場を増幅する過程で乱流度も大きくなる ($\eta \sim 1$ 程度) と考えられるからである。第 3 に、この超新星残骸は周りにある多数の分子雲に衝突していると考えられているが、¹⁶⁾ これはパイ中間子生成のターゲットが多いことを示す。加速された宇宙線陽子のエネルギー密度が大きければ、周りの分子雲からパイ中間子崩壊起源のかなり明るい TeV ガンマ線が放射されるはずであるが、そのような兆候は見られていない。

ⁱⁱⁱ RX J1713.7-3946 は X 線・ TeV ガンマ線の詳細観測が進んでいる数少ない宇宙線加速天体の一つであり、この天体に対する解析を宇宙線加速の問題一般に対してどこまで敷衍できるのかは現時点では不明だが、いずれにせよ、「非線形モデル」加速理論の検証を行うことのできる稀少なケースである。

このように、詳細な観測が進んでも若い超新星残骸における TeV ガンマ線放射の解釈はなかなか決着しない。カギとなるのは磁場の大きさであるが、磁場が増幅されているという観測的示唆は幾つかの仮定の基に得られたものであり、今後はその妥当性についてさらなる検討が必要となるであろう。

第4章 TeV ガンマ線未同定天体：新種の加速器を探す

若い超新星残骸以外の宇宙線陽子の加速器を探すことも重要な課題である。陽子加速の現場を捉える際には、明るい高エネルギー電子放射が邪魔にならなければ比較的同定しやすい。このような電子加速が有効に働いていない陽子加速源はないものか。そんな天体の候補と考えられるものが最近になって発見され、注目を集めている。H. E. S. S. が TeV ガンマ線帯域での銀河面探査を行い、今までどの波長でも発見されていない天体 (TeV ガンマ線未同定天体) を 10 個以上発見したのだ。¹⁷⁾ これらは以下でのべるように、硬 X 線帯域で暗いものが多く、TeV ガンマ線を放射できるくらい高エネルギーの電子が存在する可能性は少ない。従って陽子起源のガンマ線ではないかと推測されるのだ。このような TeV ガンマ線未同定天体の正体をつきとめることができれば、宇宙線陽子の加速源を同定することができるかもしれない。

TeV 未同定天体はすべて銀河面に集中し、多くが 0.1 度程度に広がっていることから、我々の天の川銀河系内の天体であると推測できる。TeV ガンマ線が電子起源で光っているとすれば、(4) 式より、星間磁場の典型値 (数 μG) に対して、TeV ガンマ線と同程度の放射強度が硬 X 線帯域でも期待されるため、この帯域での追観測が重要となる。これまで見つかっているほぼ全ての TeV ガンマ線未同定天体の追観測が「すざく」衛星によって行われ、その結果、X 線帯域では放射が非常に暗いことがわかった。¹⁸⁾ 特に、HESS J1616-508 と名付けられた TeV 未同定天体の X 線帯域の放射パワーは TeV 帯域のわずか 2% 以下であった。¹⁹⁾ 若い超新星残骸においては X 線帯域の放射パワーは TeV 帯域の 10 倍以上あることと比較すれば TeV 未同定天体の X 線はずいぶん暗いことがわかれると思う。(4) 式より、もしこの天体の TeV 放射が電子起源なら、天体周辺の磁場は平均 1 μG 以下である必要があるが、銀河面の平均的な値 (3-10 μG 程度) に比べてずいぶん小さいので、不自然である。したがって、TeV ガンマ線は陽子起源であると考えるのが自然である。結論づけるにはさらなる検証が必要であるが、もし本当ならば陽子加速器をはじめて同定したことになる。

それでは TeV ガンマ線未同定天体の正体は何か？ 他波長での対応天体が見当たらないことからすぐにはその正体はつかめない。観測的にはパルサー星雲やパルサーが近くに見ついている TeV 未同定天体が多い。しかし、本当にパルサーが対応天体かどうかさらなる検討が必要である。理論的にも様々な説が提唱されているが、著者たちは「古い超新星残骸」説を提唱している。²⁰⁾ 年齢が 1 万年以上の古い超新星残骸で見られるような速度の遅い衝撃波ではシンクロトロン冷却の効果

によって、TeV ガンマ線やシンクロトロン硬 X 線を放射する高エネルギー電子が生成されなくなるのである。しかし、冷却効果の効かない陽子は TeV ガンマ線を出すくらいまで高エネルギーに加速することが可能である。(2) 式において、 u_s は小さくなるが t_{age} が大きくなるためだ。実際、電波観測によって、HESS J1731-347 や HESS J1834-087 といった TeV ガンマ線源の対応天体は、それぞれ年齢約 3 万年、8 万年程度の超新星残骸である可能性が指摘されており、²¹⁾ こちらについても今後のさらなる検証が待たれる。

第5章 まとめと今後の課題

3章で述べたように、「若い超新星残骸が $10^{15.5}\text{eV}$ までのエネルギーまで陽子を加速して銀河宇宙線の起源になっている」というパラダイムは、最近の著しい観測的進展にもかかわらず、まだ検証されていないというのが現状である。その主な理由は、加速・放射現場における磁場の値が不明確であるために電子の総量が定まらず、電子起源の TeV ガンマ線成分の分離が不十分なことによる。そんな中、4章で触れた TeV ガンマ線未同定天体という新種族が出現し、それらの詳細観測を通して陽子加速の現場が同定されるかもしれない。

2008年6月11日、広島大学を中心に開発された検出器を搭載した GeV ガンマ線観測衛星「フェルミ」が打ち上げられた。²²⁾ 運用は順調で、様々な高エネルギー天体のデータを着々と蓄積しつつある。数年後には若い超新星残骸や TeV 未同定天体の広帯域のガンマ線スペクトルが得られ、ガンマ線放射機構の同定に決定的な示唆を与えると期待される。現行の「すざく」衛星によっても、衝撃波速度や超新星残骸周辺の情報が得られれば加速理論について貴重な制限が得られるであろう。将来的には、次世代の国際地上チェレンコフ望遠鏡観測計画 CTA や、日本の次期 X 線天文衛星 ASTRO-H といった詳細観測装置による観測的進展と理論的計算の比較によって宇宙線物理の未解決問題が解明されると期待される。また、陽子起源の場合にのみガンマ線と同時に放射される高エネルギーニュートリノが検出されれば陽子加速の決定的証拠が得られるであろう。

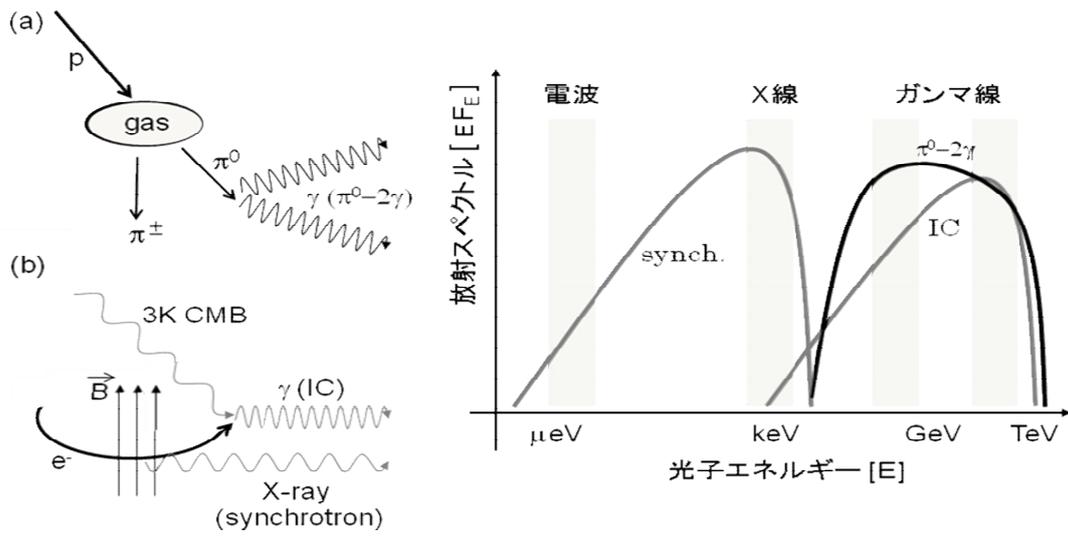


図 1：若い超新星残骸の典型的な放射機構(左)とスペクトル (右) の模式図。(a) 高エネルギー陽子は星間ガス中の核子と衝突してパイ中間子を作り、そのうち π^0 はガンマ線へと崩壊する ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$)。(b) 高エネルギー電子は磁場中でシンクロトロン放射(synch)を行うと同時に、逆コンプトン散乱(IC)により宇宙背景放射 (CMB) などの低エネルギー光子をガンマ線に変える。

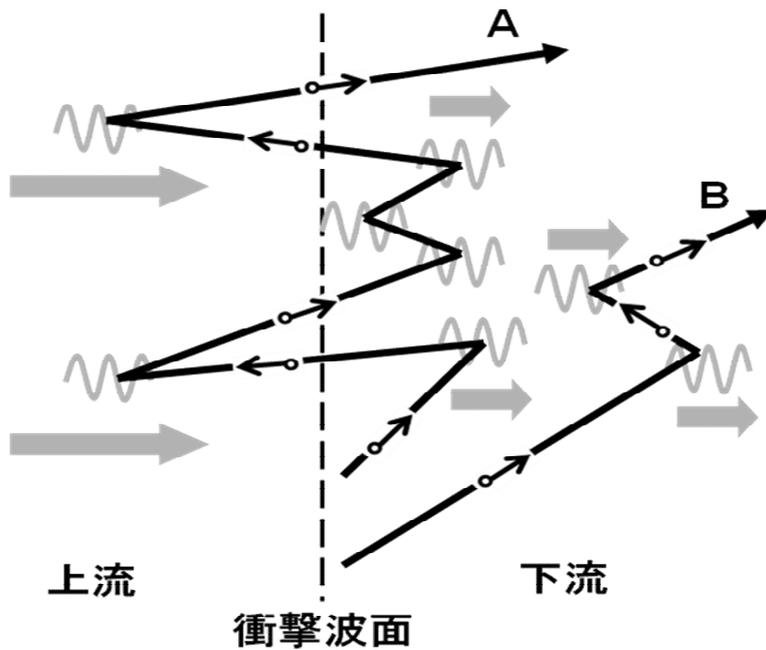


図 2：衝撃波粒子加速機構 (FA) の模式図 (本文参照)。

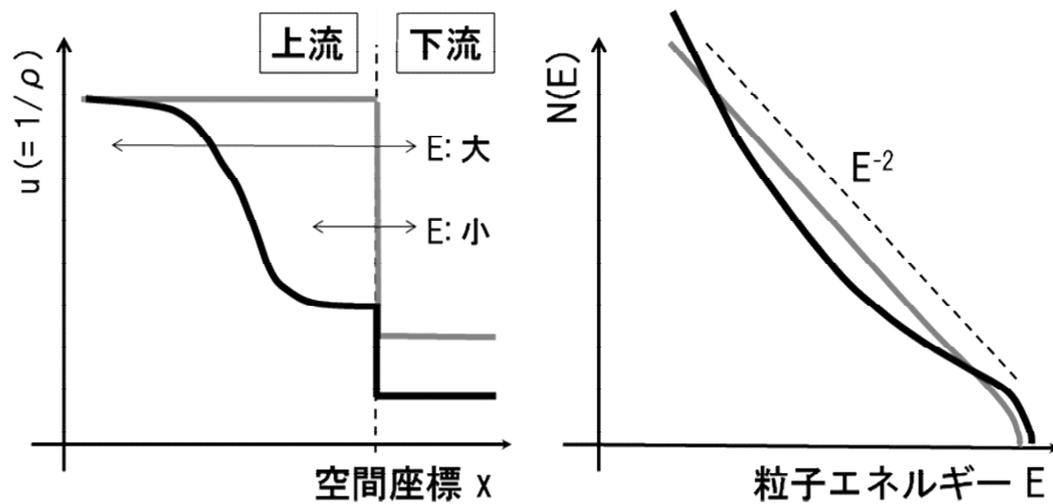


図3：宇宙線加速のテスト粒子近似モデル（灰色の線）と非線形モデル（黒色の線）の比較。左は衝撃波付近の背景プラズマ流体の速度場構造、右はそれぞれのモデルで予想される宇宙線粒子のエネルギースペクトル（詳しい説明は本文第2章を参照）。

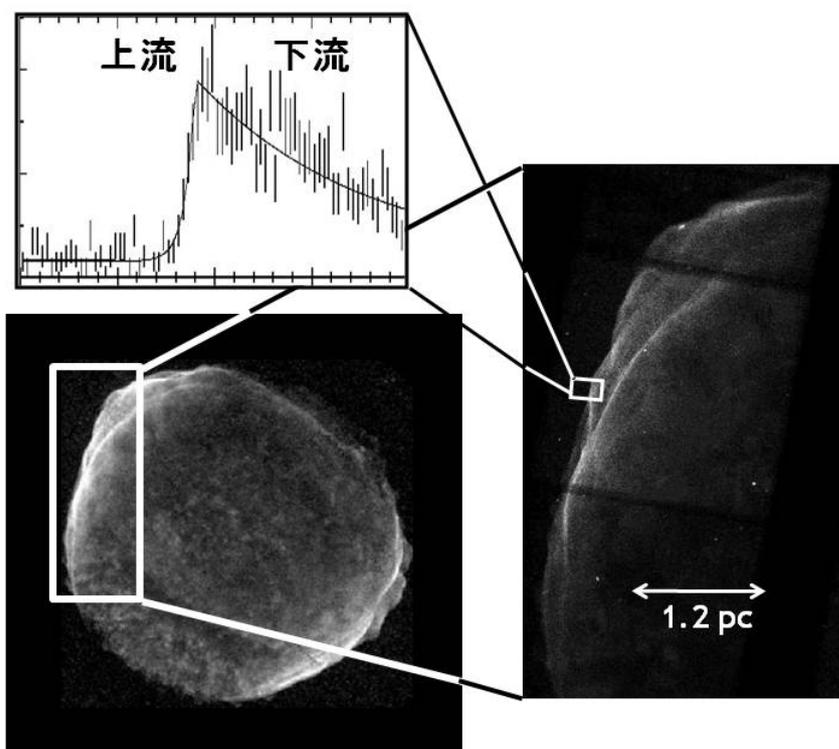


図4：超新星残骸 SN 1006 の X 線イメージ(左下)。右側は北東部の拡大図。さらに北東部の一部のフィラメント領域の横方向の断面図(左上)。⁹⁾

参考文献

- 1) R. Enomoto, et al.: Nature 416 (2002) 823. H. Katagiri, et al.: Astrophys. J. Lett. 619 (2005) 163.
- 2) K. Koyama, et al.: Nature 378 (1995) 255.
- 3) R.D. Blandford and D. Eichler: Phys. Rep. 154 (1987) 1.
- 4) E. Malkov and L.O'.C. Drury: Rep. Prog. Phys. 64 (2001) 429.
- 5) S.G. Lucek and A.R. Bell: Mon. Not. R. Astron. Soc. 314 (2000) 65.
- 6) F.A. Aharonian and A.M. Atoyan: Astron. Astrophys. 351 (1999) 330.
- 7) T. Terasawa et al.: Prog. Theor. Phys. Suppl. 169 (2007) 146.
- 8) V.N. Zirakashvili and V.S. Ptuskin: preprint, arXiv:0807.2754
- 9) A. Bamba et al.: Astrophys. J. 589 (2003) 827.
- 10) J. Vink et al.: Astrophys. J. Lett. 648 (2006) L33.
- 11) R. Yamazaki et al.: Astron. Astrophys. 416 (2004) 595.
- 12) A. Bamba et al.: Astrophys. J. 621 (2005) 793, 632 (2005) 294.
- 13) Y. Uchiyama et al.: Nature, 449 (2007) 576.
- 14) R. Yamazaki et al.: preprint, arXiv:0806.3303.
- 15) F.A. Aharonian et al.: Astron. Astrophys. 464 (2007) 235.
- 16) Y. Fukui et al.: Publ. Astron. Soc. Japan 55 (2003) L61.
- 17) F.A. Aharonian et al.: Science 307 (2005) 1938, Astrophys. J. 636 (2006) 777.
- 18) A. Bamba et al.: Publ. Astron. Soc. Japan 59 (2007) S209, H. Matsumoto et al.: Publ. Astron. Soc. Japan 60 (2008) S163
- 19) H. Matsumoto et al.: Publ. Astron. Soc. Japan 59 (2007) S199.
- 20) R. Yamazaki et al.: Mon. Not. R. Astron. Soc. 371 (2006) 1975.
- 21) W.W. Tian et al.: Astrophys. J. Lett. 657 (2007) 25, 679 (2008) 85.
- 22) <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>