

超新星残骸での宇宙線加速効率の探求

霜田 治郎

〈宇宙線研究所 〒277-8582 千葉県柏市柏の葉 5-1-5〉

e-mail: jshimoda@icrr.u-tokyo.ac.jp



古くより宇宙から到来する相対論的なエネルギーを持つ粒子，宇宙線の存在が知られている。その起源は，1912年にVictor Franz Hess博士が発見して以来，100年以上経つ今も謎のままである。さらに，どうやって相対論的なエネルギーまで粒子を「加速」するのか，という物理過程の詳細も解明されていない。本稿では，この謎粒子（特に宇宙線陽子）の起源天体として第一候補に挙げられる「超新星残骸の衝撃波」において，宇宙線加速効率を天体観測により突き止めるために行ってきた理論研究について紹介する。

1. 宇宙線と超新星爆発

宇宙線は銀河系内を飛び交う荷電粒子として古くから知られており，エネルギー密度としては陽子を主とする。そのエネルギーは相対論的效果が無視できなくなる10 GeV（陽子の速度が光速の約99%）付近から，冪乗則に従って数を減らしながらも，その100億倍のエネルギーである100 EeV（“E”は 10^{18} を表す）まで到達している。

さらに注目すべきは，宇宙線は数密度にして $\sim 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ でありながら，星間空間の「普通のガス（数密度 $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ ，温度 $10^4 \text{ K}=1 \text{ eV}$ ）」と同程度のエネルギー密度 $\sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$ を持つ点である。例えるなら，たった一人（宇宙線）が全世界の人々80億人（ $=8 \times 10^9$ ，普通のガス）と綱引きで勝負して，勝ってしまうような存在である。この「やんちゃな粒子」が，宇宙から地球に表面積1平方メートルにつき毎秒1000個程度降り注いでいる。

しかし，その起源天体については，Victor Franz Hess博士が1912年に発見して以来，今もって謎のままである。主な要因は，宇宙線は光と違

い荷電粒子なので，星間空間の磁場により軌道が複雑に変化させながら地球まで到来するためである。地球での到来方向を見ても実際にどこから来たのかがわからないのである。

宇宙線の起源についての考察は，1950年代から60年代までには，Vitaly Lazarevich Ginzburg博士 [1] や早川幸男博士 [2] らの研究により，基礎となる考え方が確立する。これは到来する宇宙線の中に，星間媒質中にほとんど存在しないホウ素 ^{11}B がやたらと多いことから，宇宙線ホウ素が，宇宙線陽子と炭素 ^{12}C の衝突（核破碎反応）により生成されたという考察から出発する。普通の星間ガス中ではホウ素と炭素の数比が $10^{-5.7}$ 程度であるのに対し [3]，宇宙線では ~ 0.1 と，10万倍もホウ素が多い [4]。

宇宙線陽子が炭素に衝突し宇宙線ホウ素を生成する反応断面積は，地上実験により推定される。ここから，宇宙線が源から磁場に軌道を曲げられながら，地球に到達するまでに辿った実効的な経路の長さが，質量柱密度に換算して $\Lambda \sim 10 \text{ g cm}^{-2}$ と求まる（grammageと呼ばれる）。銀河円盤を一樣かつ定常状態にあると近似することで，宇宙

線が銀河系から逃走する時間は $t \sim \Lambda / m_p n_{\text{ISM}} c$
 ~ 10 Myrだと推定される。ここで m_p は陽子質量、
 $n_{\text{ISM}} \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ は星間ガスの平均的な数密度、 c は
 光速である。銀河円盤は半径10 kpc、厚み300 pc
 の薄い円盤であり、その体積は $V_G \sim 3 \times 10^{66} \text{ cm}^3$
 である。この体積に宇宙線のエネルギー密度 ε_{cr}
 $\sim 1 \text{ eV cm}^{-3} \sim 1.6 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-3}$ を掛けて、逃
 走時間 t で割ると、宇宙線を説明するのに必要な
 エネルギー注入率が $L_{\text{cr}} \sim \varepsilon_{\text{cr}} V_G / t \sim 5 \times 10^{47} \text{ erg yr}^{-1}$
 と求まる。

この必要とされるエネルギー注入率を賄える天
 体として、真っ先に候補に挙がるのが超新星爆発
 である。銀河系内では、おおよそ100年に一度の
 ペースで超新星爆発が起こる。超新星爆発の爆風
 の運動エネルギーは 10^{51} erg なので、エネルギー
 注入率は $L_{\text{sn}} \sim 10^{49} \text{ erg yr}^{-1}$ となる。そのうちの最
 低でも $\sim 5\%$ が宇宙線の加速に消費されればよい。
 爆風の持つ巨視的な運動エネルギーを微視的
 な粒子の運動エネルギーへと変換する物理過程と
 して、爆風と星間ガスの衝突で発生する衝撃波で
 の散逸が期待されている。衝撃波によって、爆風
 の運動エネルギーが無視できないくらい散逸して
 いる段階は、天体としては「超新星残骸」と分類
 されることが多い*1。

宇宙線加速の証拠を捉える上での難しさについ
 て、研究者ごとに異なる考えがあると思われる
 が、私の意見は「超新星残骸までの典型的な距離

$\geq 1 \text{ kpc} = 3000$ 光年にある衝撃波を観測して、ど
 うやって $\sim 5\%$ のエネルギー変換が起こっている
 ことを示すのか?」という点である。本稿では、
 超新星残骸における宇宙線加速に関連した観測を
 紹介し、このエネルギー変換効率の問題（宇宙線
 の注入問題とも呼ばれる）が、超新星残骸をどの
 ように観測すれば求まるのかを追求した理論研究
 について紹介する。

2. 超新星残骸の観測

超新星残骸では電波・赤外・可視光・紫外・
 X線・ガンマ線という、ほぼすべての帯域で観測
 研究がなされている。それぞれの帯域で代表的な
 研究課題は異なり、宇宙線加速の文脈では宇宙線
 自身が放射に直接関わるなどの理由でガンマ線、
 X線、電波による観測研究が主流である。この章
 では、世界的に主流であるガンマ線、X線、電波
 観測を用いた研究について簡単に述べた後、可視
 光であるH α 輝線の活用例を紹介する。

2.1 ガンマ線観測と電波観測

超新星残骸でのガンマ線観測では、光子のエネ
 ルギーにしておおよそ $\sim 0.1 \text{ GeV}$ から $\sim 100 \text{ TeV}$ の
 帯域で、世界中で精力的に行われている。特に近
 年では、チベットにある望遠鏡Asyが史上初めて
 $> 100 \text{ TeV}$ のガンマ線を検出し [10]、同様の観測
 器であるLHAASOが続いて多数の検出を報告し
 て世間を賑わしている [11]。ガンマ線が特に注

*1 細かいが、宇宙線研究者にとっては重要な事として、Ginzburg博士は宇宙線は星間ガス中の粒子との「衝突」によ
 って軌道を変えながら、源から地球まで到達すると考察していた。対して早川博士は、宇宙線は磁場の乱れにより複雑
 に曲げられながら、磁場の乱れに付随する電場で「加速」していくという、Enrico Fermi博士の理論 [5] を採用してい
 た。Ginzburg博士は [1] の中で、Fermi博士の理論を定性的に認めつつも、無視できるほど弱い効果であるとしてい
 る。これは、Fermi理論の「加速」を採用すると、観測される宇宙線電子のエネルギー分布の説明に工夫が必要だった
 ためと思われる。Fermi博士 [6] とPhillip Morrison博士ら [7] (および早川博士) は、解決策として宇宙線が銀河系か
 ら「逃走」するという「場当たりのな」仮説を導入し、将来の観測による決着を予言した。現代の標準的な考え方と
 比較すると、「加速」はFermi博士のオリジナルではなく、衝撃波で効率的に起こるという理論 [8, 9] が受け入れられ
 ている(微視的な物理過程は同様であるが、衝撃波を導入した点が異なる)。対して、ベリリウム ^{10}Be などの不安定な
 宇宙線の存在量と、核破砕でできるホウ素などの比較から、逃走仮説が支持され続けている [4]。宇宙線電子の説
 明は一筋縄ではいかず、Ginzburg博士の批判が決着したかは判断し難い。研究はこのように先が見通せず、どれほど
 それっぽく聞こえようと単純に進まない。が、先人たちがその時々をベストを尽くしてきたことは想像に難くない。
 本稿もそのように読んで頂けると幸いである。

目されるのは、宇宙線核子が星間ガス中の陽子と衝突してパイ中間子を生成し、これの崩壊で放たれるためである ($p_{cr} + p_{ism} \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma$)。これは、早川博士により少なくとも1952年には指摘されており [12]、この機構が観測されるガンマ線の明るさを決めている場合は「ハドロニック (Hadronic)」と呼ばれている。これに対して、宇宙線電子も逆コンプトン散乱などによりガンマ線を放射することができ、電子起源の場合は「レプトニック (Leptonic)」と呼ばれる。

宇宙線起源問題の解明には最低限、(1) 定性的に観測されたガンマ線が宇宙線核子由来のHadronicであることを示す、(2) 定量的に「~5%のエネルギー変換」が起きていることを示す必要がある。(1)は幸い、Hadronicの時は同時にニュートリノを放射するので、それを検出して決着させることが原理的に可能である。(2)は定量を含んだ議論になるために、ガンマ線・ニュートリノ観測だけでなく、より多角的なアプローチを必要とする。代表的な問題として、Hadronicガンマ線の放射輝度から宇宙線量を求める際に必要となる「ターゲットガス中の陽子の量」に不定性が大きいことが挙げられる。これは電波天文学における「21 cm輝線によるHI雲観測」や「CO輝線により分子雲観測をして、化学反応モデルによりH₂の量に直す」という研究に対応する。

電波観測により定量化されるガスの量にある程度の不定性が生じる事とは別に、実際の研究の現場でよく議論されるのは、観測したガスの「実際の位置 (= 距離)」の不定性である。例えば、典型的な距離~1 kpcにある超新星残骸を観測したとする。宇宙線加速の現場である衝撃波が分子雲などの濃いガスと衝突し、かつ「~5%の変換効率」の場合はHadronicガンマ線が検出可能なほど十分に明るくなりうる。超新星残骸の直径は典型的に~10 pcなので、「分子雲のあるところでガンマ線が明るいからHadronicである」という傍証を得るだけでも、衝撃波および分子雲の真の位

置 (距離) を「10 pc/1 kpc=1%」以上の精度で求める必要があり、これは容易ではない。

幾何学的な決定は難しいので、代わりに議論されるのはCO輝線の分光観測などである。衝撃波が分子雲中を伝播しているとすると、ガスを加熱したり、衝撃波進行方向にそって平均運動をするはずなので、輝線幅やドップラー効果による中心周波数のズレ、高準位の輝線放射などが期待される。このような情報を駆使して、超新星残骸の衝撃波に付随すると解釈される分子雲が多数報告されている (図1)。

この場合は、衝撃波が分子雲と衝突した領域と、そうでない領域で電離した炭素Cや酸素Oからの輝線放射強度 (X線帯域) が異なるなどの「対応物」の存在が期待される。が、現在のところ、明確な観測報告はなく、観測結果と比較可能な理論研究も確立していない。また、電離が進行してしまうと、中性水素21 cm線やCO輝線等を放射しなくなってしまうため、求めたい「ガスの

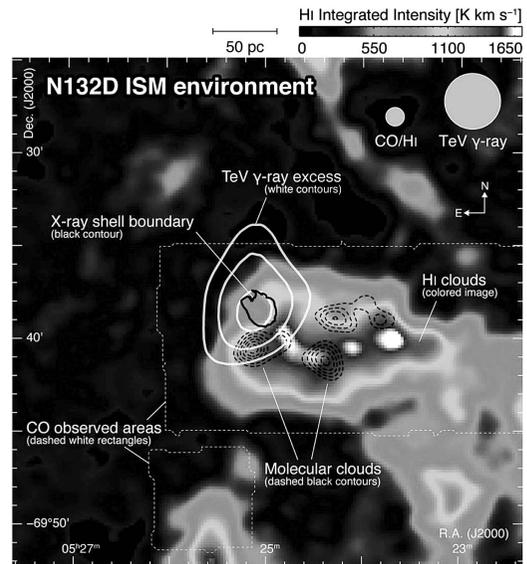


図1 佐野栄俊博士ら [13] による、大マゼラン雲にある超新星残骸N132Dでの観測例。中央の濃い黒線が、超新星残骸を示す。超新星残骸と同じ位置に種々の雲が存在するか、慎重に議論されている。

量」を定量すること自体がさらに困難になる。

このような理由と、「ガンマ線の表面輝度から求まる宇宙線量」がそもそも距離の不定性を反映するという理由から、「~5%のエネルギー変換」を捉えることは容易ではない。地球で観測されている宇宙線量を説明しうだけの、十分に効率的な宇宙線加速が衝撃波で起こっていることを示すためには、もうひとつ工夫必要である。

2.2 宇宙線加速に迫る多角的アプローチの例

観測的に超新星残骸衝撃波で高効率な宇宙線加速が起こっていると主張した研究の1つとして、Eveline Helder博士らが2009年に行ったもの [14] を紹介する。これは、従来までの類似した研究と比べて、可視光のH α 輝線を上手く利用した点が新しかった。

爆発から間のない、若い超新星残骸で観測されるH α 輝線は、狭輝線成分 (narrow成分) と広輝線成分 (broad成分) で構成される場合がある (図2)。narrow成分の輝線幅は典型的に30 km s⁻¹程度以上あり、温度に換算して25,000 K以上とやたら太い (が、narrow成分である)。broad成分の幅は1000 km s⁻¹以上と、更に広い幅を示し、温度に換算するとおよそ10⁷ K (1 keV) 程度以上である。当然、このような温度のプラズマ中で

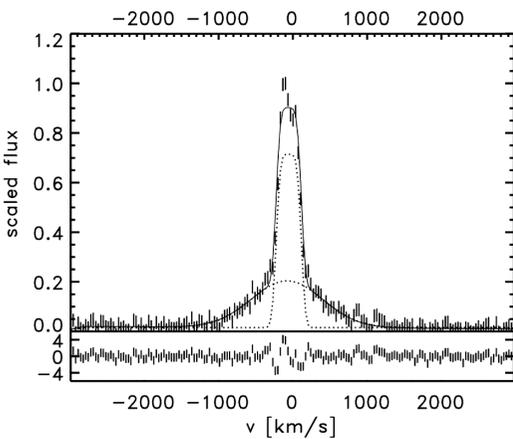


図2 Helder博士ら [14] による、超新星残骸RCW86でのH α 分光観測結果。幅の狭いnarrow成分と、広いbroad成分から成る。

水素原子はあっという間に電離されてしまう。このbroad成分の出自は、1980年代にRoger A. Chevalier博士とJohn C. Raymond博士らを中心として以下のように説明されている [15, 16]。

「中性水素原子を含む部分電離プラズマ中に衝撃波が伝播する際に、電荷を持つ粒子たちが電磁場の乱れにより素早く衝撃波散逸して、温度を大きくする。対して、電荷を持たない中性水素原子は陽子と電荷交換反応 (H+p→p+H) を経ることで、『陽子の温度を反映するH α 』を放射する (図3も参照)」。

水素原子は衝撃波に飲み込まれてから、プラズマ中の電子・陽子との種々の反応によりH α を放射しながら、典型的に~100 AU程度で電離しきってしまう。これが超新星残骸の直径10 pc程度に比べて十分短いので、H α は衝撃波面の優れたトレーサーとなり、かつ、衝撃波での散逸過程をよく反映するものと考えられている。

Helder博士らの取ったアプローチの基本となる考え方は、「もし、衝撃波が宇宙線を加速して“ない”とすると、断熱衝撃波となり、衝撃波散逸を経たガスの温度Tは保存則が予言するT_{ad}となる。逆に、宇宙線へのエネルギー変換が起きているならば、その分だけ温度Tが下がることになる」、というものである。この考え方に従い、エネルギー変換効率を表す指標 η を簡単な数式で与えると、

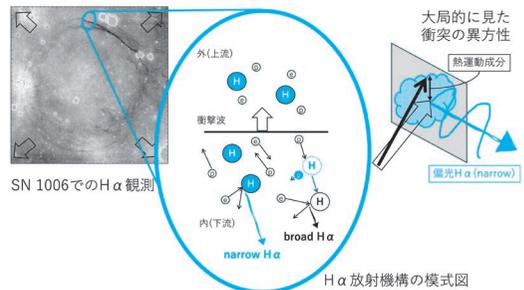


図3 H α 放射機構の概念図。SN 1006の観測は [17] によるもの。

$$\eta = \frac{T_{\text{ad}} - T}{T_{\text{ad}}}, \tag{1}$$

$$kT_{\text{ad}} = \frac{3}{16} m_p V_{\text{sh}}^2, \tag{2}$$

となる [18]. ここで、 k はボルツマン定数である。宇宙線が全く存在しない状況では $T=T_{\text{ad}}$ なので、式 (1) より $\eta=0$ となる ($T \ll T_{\text{ad}}$ なら $\eta \simeq 1=100\%$)。式 (2) は、(宇宙線を加速していない) 十分強い断熱衝撃波によって散逸した場合の温度 T_{ad} を与える式で、流体力学から導かれる。

このときに重要となる点は、(1) 爆風の単位質量あたりの運動エネルギー、すなわち衝撃波速度 V_{sh} を測定し T_{ad} を決める、(2) 衝撃波散逸を経たガスの陽子温度 T を測定する、という2点である。

Helder 博士らは、X線望遠鏡 Chandra を用いて超新星残骸 RCW 86 の天球面上での膨張速度を測り、距離の推定値を使うことで、 $V_{\text{sh}}=5000 \pm 2500 \text{ km s}^{-1}$ という値を得る。これは後の2016年、山口弘悦博士らの追試 [19] により $V_{\text{sh}}=3000 \pm 340 \text{ km s}^{-1}$ と改まる。これに対して、温度 T は $\text{H}\alpha$ の broad 成分から $kT=2.3 \pm 0.3 \text{ keV}$ と求めた。山口博士らの V_{sh} を用いたときの変換効率は、 $\eta \simeq 80\%$ となり、これまでの $\eta \sim 5\%$ という「常識的な期待」を大きく上回ることが示唆される。

一方で、「 $\text{H}\alpha$ の放射領域と、X線の放射領域とで衝撃波速度が異なるのでは」という指摘は当然考えられる。実際、Helder 博士らが2013年に行った $\text{H}\alpha$ による衝撃波速度の追試 [20] では $V_{\text{sh}}=300\text{--}3000 \text{ km s}^{-1}$ とばらつきが大きく、その平均値は 1200 km s^{-1} となった。この平均値を採用した場合は、 $\eta \simeq 18\%$ となり、一転して「常識的な期待」にファクター3の範囲で収まる。

しかしながら、ほぼ球対称 (=天球面上で円

環) に見える超新星残骸の膨張速度が、最大で10倍も違うことが許されるのかには疑問が残る。実は、私が修士課程の学生であった時に提示された研究課題は、この10倍の違いを数値シミュレーションデータに基づいた擬似観測で説明する、というものであった。が、何をどうこねくり回しても、リーズナブルな設定では10倍どころか、2倍の差も出ず、そもそもシミュレーションデータにもそのような分散がなかった*2。

この修士課題は、詳しい内容は割愛するが、紆余曲折の末、最終的に「衝撃波速度の分散によって衝撃波面が“波打つ”効果を見逃して η を推定すると、宇宙線が全く存在しない状況でも $\eta=10\%$ から 40% と誤って推定される」という、当初の目論見とは別だが、より重要な効果を導き出したことで修了を認められた [18]。ただし、この効果を考慮しても $\eta=80\%$ を説明することは困難である。

衝撃波速度の推定は間接的な手法もいくつか提示されているが、現在も確立しておらず、やはり直接的な天球面上の膨張速度から推定したものが良く用いられる。この研究は、そういった場合に科学的主張を弱める「caveat (警告)」としてわざわざ引用されることも多く [21-23]、世界の研究者たちの誠実な取り組みを、当時および現在の私に教えてくれるものとなった。

3. $\text{H}\alpha$ の偏光観測で宇宙線加速に迫る

ここまで述べたように、衝撃波での宇宙線加速へのエネルギー変換効率を捉えることは簡単ではない。特にガンマ線表面輝度にしる膨張速度にしる、距離の不定性を天文学では除去し難い。この問題の糸口は、磁気乱流についての研究に夢中で忘れていたD2の頃(2017年2月)に勝田哲博博士から「 $\text{H}\alpha$ の偏光放射」について質問されたこ

*2 衝撃波が分子雲などの重たく巨大なガス雲と衝突しているとすれば、衝撃波速度は説明できるが、この場合は $\text{H}\alpha$ の表面輝度が明るくなりすぎ観測と矛盾することが簡単な推定でわかっていた。

どでもたらされた。

H α の偏光放射は2015年にWilliam B. Sparks博士らにより超新星残骸SN 1006でnarrow成分として初検出された [24]。偏光H α が放射されることは、実は1990年にJ. Martin Laming博士が理論研究により予言していた [25]。四半世紀かけて観測器の性能が向上し、Laming博士の理論に観測が追いついたのである。

余談だが、学位を取得し博士研究員となった直後の2018年にLaming博士の下へ共同研究のため訪問した際、1990年当時の研究会で勇足で発表したが、「暗すぎて検出されない」などと言われ、関心を持ってくれなかったことを教えてくれた。理論家が観測家にとって無茶な要求をするのは、今も昔も変わらないという話になり、「今観測できなくても、理論研究を諦めるな」と励ましの言葉を頂いた。今でもこの言葉を思い出しては、日々の研究の励みになっている。

どうした場合に放射が偏光を持つのかを一般的に表現するならば、放射するまでの過程に何らかの方向性(異方性)が存在する場合だと言える。今の場合、この異方性は中性水素ガス雲に衝撃波(=温度の高いプラズマ)が衝突する方向である。H α を放射する、励起した水素原子を作る衝突過程の中にある異方性で、これが強いほど偏光度は上がっていく。自然現象には大抵、互いに反対に効く要素がいくつか存在し、今の場合熱的な(=乱雑な)運動成分が衝突の異方性を弱めるように働く(図3)。Laming博士の理論計算では、衝撃波速度 V_{sh} と熱的運動成分を表す温度 T の関係は、式(2)のように保存則で決まっている。このため、超新星残骸の衝撃波では典型的に~1%の偏光度で直線偏光が期待できるというもので、後年のSparks博士らによる観測と予言が大まかに一致した。

私は、このメカニズムから「宇宙線へと効率的にエネルギー変換が起きている衝撃波ならば、温度 T がLaming博士の想定した T_{ad} よりも下がる

ため、偏光度が上がるのでは？」と思い、すぐに偏光放射について猛勉強を始め、原子物理学の関連したデータを更新したうえで理論計算を行い、偏光度が倍以上大きくなることを示した [26]。

この方法の画期的な点は、Helder博士の時のように温度 T と距離が必要な衝撃波速度 V_{sh} を比べるのではなく、温度と偏光度を比べるだけよい点である。つまり、距離の精密な推定を必要としない。実際は V_{sh} を含めてその他の物理量に多少なりとも依存するが、他の距離に依存しない観測量を組み合わせることで解消される。

早速、理論とSparks博士らの観測とを比べてみたところ、観測の測定誤差を考慮し η は「0%」か「90%」の二択になった(図4)。ここにきて、all or nothingである。この結果はしかし、多くの先行研究等ではそれほど注意されていなかった

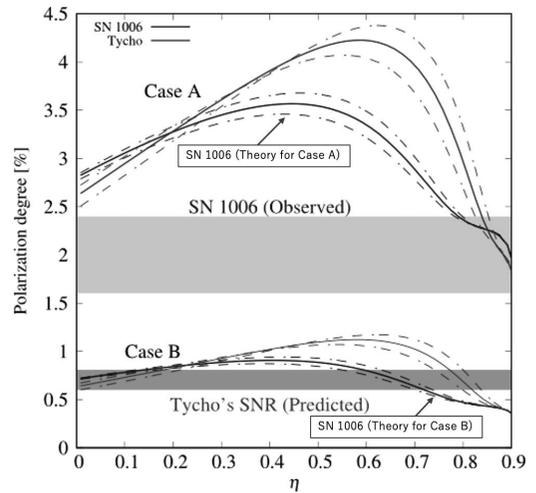


図4 衝撃波の内(下流)からのH α 偏光度の理論計算と観測の比較 [26]。理論線に付随する破線は、他の観測量から制限される電子温度等による不定性の範囲を示す。偏光度が η に対して“山なり”になるのは、原子物理の詳細に起因する。Case AはLy β -H α 変換が全く起こらない場合で、Case Bは完全に起こる場合である(本文参照)。SN 1006の観測は [24] によるもので、TychoのSNRについては V_{sh} と T から推定される η ~80%の場合の偏光度を、ガイドとして引いたものである。

「LyβのHαへの変換」という過程が効いている可能性があった。

Lyβは、原子物理学の言葉で、水素原子の励起状態「3p」から基底状態「1s」への遷移で放射される輝線である。水素原子がたくさんある時は、逆過程により別の水素原子にすぐに吸収され、「3p」の水素原子が新たにできる。「3p」から「1s」への遷移は量子論的な確率として88%で起こり、残り12%の確率で「2s」へ遷移しHαを放射する。このため、Lyβは何回かの吸収・再放射を経験した後にHαに変換される。

さらに、この「Lyβの変換」は通常の「光の散乱」のように偏光したHαを生成する。当時のHαに関する先行研究では、これらは変換が全く起こらない場合（Case A）と全て変換される場合（Case B）の2つの極限でしか議論されておらず、私の計算も研究の初期段階ということで、これに倣っていた。

これではダメだと、今度は輝線の輻射輸送について勉強を始め、博士研究員（いわゆるポスドク）としての研究と並行して進めながら理論モデルを構築した。これは世界で初めての超新星残骸における詳しい輝線の輻射輸送計算となり、偏光以外のかかなり専門的な内容まで理解が更新されたので、個別に論文化した [27]。偏光の計算はこれと並行して、アメリカのLaming博士の下に1ヵ月滞在して共同研究を行ったのだが、この時にまた新しい発見があった。

その効果は、またも宇宙線への効率的なエネルギー変換が起きている場合に顕在化する [28]。加速現場である衝撃波面に「捕捉」されている多数の宇宙線粒子は、空間的にある程度の「幅」を持って分布し、集団として無視できない圧力を有する。この圧力は電磁場を介してプラズマ「だけ」に伝わり、衝撃波散逸に先んじて宇宙線に「押されたプラズマ」が $\sim\eta V_{sh}$ ほどの速度を持つようになる。実際、多数の理論や数値シミュレーションにより示唆されている [29]。「常識的なη

は、たかだか $\sim 5\%$ なのだが、原子物理学の文脈では無視できない。

若い超新星残骸で典型的に期待される衝撃波速度は $V_{sh} \geq 2000 \text{ km s}^{-1}$ なので、押されたプラズマは $\eta V_{sh} \geq 100 \text{ km s}^{-1}$ の速度をもつ。このプラズマ中の陽子と、水素原子の間で電荷交換反応 ($H + p \rightarrow p + H$) が起こり、無視できない量の「押された水素原子」が生成される。この「押された水素原子」へ衝撃波散逸を経たプラズマ粒子が衝突し、HαやLyβが放射される。この時に、衝撃波進行方向へと放射されたLyβは「まだ押されていない水素原子」から見ると著しく「青方偏移」しているため吸収されず、素通りしていく。このため、衝撃波の“外”（上流という）でLyβのHαへの変換に「異方性」が発生し、Hαの偏光度だけでなく「偏光方向」も変わる。

Laming博士とともに、この効果を取り入れた詳細な理論計算や単純化した状況設定の解析解を用いて慎重に議論した結果、「宇宙線を加速している場合は、衝撃波の“外”からの直線偏光Hαの電場は衝撃波進行方向に並行となり、加速していない時は垂直になる」ことを示した [30]。理論の不備のために all or nothing となってしまった結果を解消しようと整備したら、「常識的な $\eta \sim 5\%$ 」すらも all or nothing で検証可能な理論になったのである。もちろん、距離には依らない。

早速、理論と観測を比較すると、と行きたいところだが、Sparks博士らの観測は衝撃波の“内と外”（下流と上流）を区別していないため、比較することができない。観測された偏光方向は、衝撃波進行方向に並行だというのに。また、観測された偏光度がすべて“内側”（下流）から来していると解釈した場合、輻射輸送計算から示唆される効率は $\eta \sim 15\%$ となった。またも、「常識的な効率」なのか、それを大きく上回るのか、という「振り出し」に戻された。が、今度はHα偏光観測を“内と外”に分けて行えばよいという明確な

指針がある。

現在は、この偏光 $H\alpha$ の研究のきっかけを作ってくださった勝田博士や、研究会を通じて知り合った鶴山太智博士らと協力し、すばる望遠鏡での観測を目指している。私は観測器についてはあまり詳しくないが、共同研究者である観測・装置の専門家の方々から頂いた「挑戦的だが性能として不可能というわけではない、面白い」というコメントが大変励みになっており、この場を借りて改めて感謝の意を表したい。理論家の無茶な要求に、応えようという観測家もいらっしやる。

4. XRISM衛星による革新

さんざん $H\alpha$ による新しい観測手法について述べた後だが、Helder博士らが取った基本的なアプローチにも革新の 때가迫っている。これは、最近運用が開始されたX線望遠鏡「XRISM衛星」が、X線帯域で従来の20倍のエネルギー分解能で超精密分光観測を行うことで、衝撃波散逸を経たイオンの温度が輝線幅より直接的に測定できるようになるためである。

Helder博士の時は、この超精密分光ができないために、「放射領域が違う」という問題点があっても $H\alpha$ のbroad成分を用いたのだと思われる。既に述べたように、この方法は距離の推定に難があるものの、 $H\alpha$ が検出できないくらい暗い領域での変換効率 η を求めるうえでは、依然として強力な方法である。また、衝撃波面の優れたトレーサーであるが故に、 $H\alpha$ は“波面の波打ち”の影響を受けやすいが、ある程度離れたところで明るくなるX線輝線に対しては影響が弱まる。

これに関する研究は、宇宙線が駆動する銀河風・および天の川銀河星形成史解明の研究に夢中で忘れていた頃に、馬場彩博士や寺田幸功博士らに議論を持ちかけられたのをきっかけに始まった。一度時間を置いたことが良かったのか、この研究では宇宙線のエネルギー変換効率を予想する世界初の理論モデルの考案にも成功した。そして

様々な効果を考慮した上でX線輝線の放射計算結果を提示し、宇宙線加速により下がったイオン温度をXRISM衛星で捉えられることを示した [31]。この研究は、詳細な放射計算による予言だけでなく、「変換効率に対する理論モデルを提示することで科学的成果を抽出しやすくする」という試みが特に新しいと言えるだろう。

理論のない観測研究だけでは、「天体Aではこうだったけど、Bでは？過去・未来では何が起こった・起こる？」という疑問が絶えず発生し、根本的な「なぜ？」という疑問に答えを出し得ないし、理論研究には観測による検証が必須なのである。 $H\alpha$ と合わせて、次はとにかく観測を更新するというのが、この研究課題の最前線であると思う。

5. まとめ

本稿では宇宙線の起源問題の解明に必要な不可欠な、超新星残骸衝撃波での宇宙線加速効率を捉えるための理論研究に焦点を当てて、様々な研究を紹介した。宇宙線起源問題に関する研究は、歴史が長い分、ここで紹介した以外にもたくさんの研究課題があるし、近年では宇宙線は星形成過程や星間媒質のダイナミクス、ひいては銀河の長時間進化を説明する際に重要な役割を担う、というように、比較的新しい研究課題として様々な分野で活性化している。これらすべてを把握するには長い道のりを必要とするが、だからこそ日々視野が広がっていくことを楽しみながら研究できているのかもしれない。幸いにして、 >100 TeVガンマ線、超精密X線分光、偏光 $H\alpha$ など、多くの新しい観測が提示されており、まだまだ色々な理論研究を楽しめそうである。それらの結果について、またご報告の機会を頂ければ幸いである。

謝辞

本稿の内容は、私が共同研究者の皆様と行ってきた研究についてのものである。特に、日常的に

議論・質問を投げかけて下さったことで始まった研究がほとんどである。改めて、共同研究者の J. Martin Laming, 井上剛志, 大平豊, 勝田哲, 田中周太, 寺田幸功, 馬場彩, 山崎了博士らに感謝の意を表したい。最後に、本稿を執筆する機会を下さった編集委員の勝田哲博士にこの場を借りてお礼申し上げる。

参考文献

- [1] Ginzburg, V. L., 1956, *Il Nuovo Cimento*, 3, 38
 [2] Hayakawa, S., et al., 1958, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 6, 1
 [3] Asplund, M., et al., 2009, *ARA&A*, 47, 481
 [4] Gabici, S., et al., 2019, *Int. J. Modern Phys. D*, 28, 1930022 339
 [5] Fermi, E., 1949, *Phys. Rev.*, 75, 1169
 [6] Fermi, E., 1954, *ApJ*, 119, 1
 [7] Morrison, P., et al., 1954, *Phys. Rev.*, 94, 440
 [8] Bell, A. R., 1978, *MNRAS*, 182, 147
 [9] Blandford, R. D., & Ostriker, J. P., 1978, *ApJ*, 221, L29
 [10] Amenomori, M., et al., 2021, *Phys. Rev. Lett.*, 126, 141101
 [11] The Lhaaso Collaboration, 2024, *ApJS*, 271, 25
 [12] Hayakawa, S., 1952, *Prog. Theor. Phys.*, 8, 571
 [13] Sano, H., et al., 2020, *ApJ*, 902, 53
 [14] Helder, E. A., et al., 2009, *Science*, 325, 719
 [15] Chevalier, R. A., & Raymond, J. C., 1978, *ApJ*, 225, L27
 [16] Chevalier, R. A., et al., 1980, *ApJ*, 235, 186
 [17] Winkler, P. F., et al., 2014, *ApJ*, 781, 65
 [18] Shimoda, J., et al., 2015, *ApJ*, 803, 98
 [19] Yamaguchi, H., et al., 2016, *ApJ*, 820, L3
 [20] Helder, E. A., et al., 2013, *MNRAS*, 435, 910
 [21] Sankrit, R., et al., 2016, *ApJ*, 817, 36
 [22] Escobar, G. J., et al., 2021, *A&A*, 650, A136
 [23] Raymond, J. C., et al., 2023, *ApJ*, 949, 50
 [24] Sparks, W. B., et al., 2015, *ApJ*, 815, L9
 [25] Laming, J. M., 1990, *ApJ*, 362, 219
 [26] Shimoda, J., et al., 2018, *MNRAS*, 473, 1394
 [27] Shimoda, J., & Laming, J. M., 2019a, *MNRAS*, 485, 5453
 [28] Drury, L. O., & Voelk, J. H., 1981, *ApJ*, 248, 344
 [29] Ohira, Y., 2013, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 245002
 [30] Shimoda, J., & Laming, J. M., 2019b, *MNRAS*, 489, 2723
 [31] Shimoda, J., et al., 2022, *PASJ*, 74, 1022

Observational Methods of Cosmic Ray Acceleration Efficiency in Supernova Remnants

Jiro SHIMODA

Institute for Cosmic Ray Research, The University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8582, Japan

Abstract: Cosmic rays are energetic, charged particles whose origin has not been revealed since the discovery in 1912 by Victor Franz Hess. The physical process of the acceleration of cosmic rays is also unsettled. This article introduces theoretical studies to determine cosmic ray acceleration efficiency in supernova remnant shocks observationally.