Chandra による SN 1006 衝撃波面の詳細観測

馬場 彩、山崎 了、植野 優、小山 勝二
京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
bamba@cr.scphys.kyoto-u.ac.jp

Abstract

100 TeV にも達する超高エネルギー宇宙線はその発見以来、加速機構を最大の焦点とした研究が続けられている。この問題に突破口を与えたのが *ASCA* による超新星残骸 SN 1006 からのシンクロトロン X 線放射の発見であり、衝撃波面で電子が 100 TeV 近くまで加速されていることが明らかになった。しかし、*ASCA* の空間分解能不足から衝撃波前後の詳細構造については全く明らかになっておらず、理論構築の面からも高空間分解観測が待たれていた。今回我々は *Chandra* による SN 1006 の観測から、衝撃波面での熱的プラズマ電子と加速された超高エネルギー電子が全く違う空間分布を見せることを発見した。熱的プラズマは約 1 pc の幅を持つ。これはセドフ解から予測される shell の厚みと一致する。一方加速された電子は衝撃波上流では 0.01 pc、下流では 0.2 pc の幅を持つ。これらの幅の狭さを説明するためには、衝撃波法線に垂直な磁場中の拡散による粒子加速、または全く新しい粒子の加速機構を考える必要がある。

1 はじめに

$10^{15.5}$eV (knee energy) 以下のエネルギーを持つ宇宙線は、銀河磁場に閉じ込められるために我々の銀河内天体が起源と考えられる。エネルギー収支等からその起源天体は超新星残骸 (SNR) が有力視されている。TeV 領域までの宇宙線加速を初めて観測的に示したのが 1995 年 *ASCA* による SN 1006 の観測である (Koyama et al. 1995)。彼らは SN 1006 の NE rim 及び SW rim から放射される非熱的 X 線を検出し、SN 1006 の衝撃波面付近で 100 TeV 程度まで加速された電子が存在することを示した。また CANGAROO グループは、同じく SN 1006 の NE rim からそのような高エネルギー電子が CMB との逆コンプトン散乱によって放射する TeV-γ 線を検出した (Tanimori et al. 1997)。他の幾つかの SNR の shell 部分からも非熱的 X 線や TeV ガンマ線が検出されており、これら SNR の衝撃波面で電子 (および陽子) の加速が起こっているということが強く示唆されている。

このような宇宙線粒子の加速機構として最も標準的だと考えられているものが diffusive shock 加速 (DSA) である (e.g. Blandford & Eichler 1987)。DSA の理論は粒子数巾分布の巾指数や最高エネルギー等の性質をおよそ説明することができるが、拡散課程や injection 等の詳細な物理過程については理解されていない点も多い。これらの物理は粒子の空間分布に反映することが期待されるが、上で挙げたようなこれまでの観測では、空間分解能の不足のため系全体からの放射のみ議論されており、空間依存性についての議論はなされていなかった。このような議論は *ASCA* のおよそ 100 倍の空間分解能を持つ *Chandra* 衛星によってはじめて可能となった。

我々は、*Chandra* ACIS-S による SN 1006 NE shell の観測データを用いて SN 1006 から放射される非熱的な X 線の空間分布とスペクトルの解析を行い、簡単な DSA の仮定に基づいて種々の物理量を概算した。非熱的な X 線を放射する SNR についてのこのような解析ははじめてである。

2 観測結果

Chandra ACIS-S で観測した SN 1006 NE rim のイメージ (exposure = 68 ks) を図 1 に示す。衝撃波面近傍で極端に狭いフィラメントが見える。

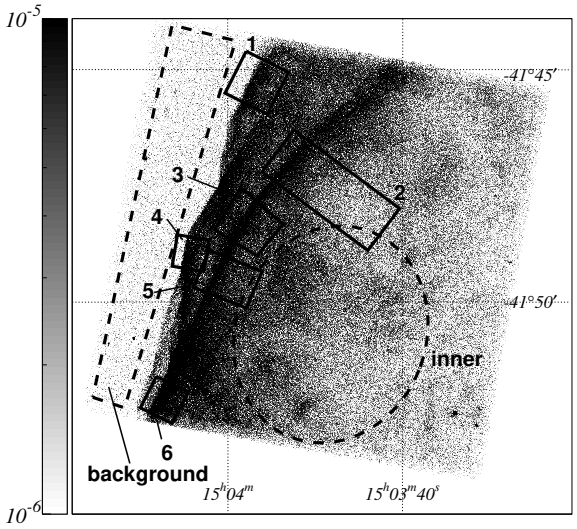

図 1: S3 チップの 0.5–10.0 keV バンドのイメージ。色の濃淡は log スケールで 1×10^{-6}–1×10^{-5} cnts s^{-1} arcsec^{-2} を表す。1–6 が今回の空間分布の解析に用いた領域。

ASCA による観測結果より、SN 1006 は熱的プラズマからの放射と加速された電子からのシンクロトロン放射両方があることが分かっている (Koyama et al. 1995)。これらの成分を分離するため、まず inner region (図 1 中の楕円の点線で示される領域) のスペクトル解析を行い、熱的成分 + 巾分布成分でフィットすることができた。熱的成分は $n_{\rm e}t = 1.1\times10^{10}$ sec cm^{-3}、$kT = 0.24$ keV の非平衡プラズマモデル (Borkowski et al. 2001) で記述できた。またこの結果、2.0–10.0 keV バンドでは非熱的 X 線の成分が卓越していることがわかった。そこで、図 1 中の 1–6 で示されるフィラメント領域について 2.0–10.0 keV の X 線光子は全て非熱的 X 線であるとの仮定の元で空間分布の解析を行った。

フィラメント 1–6 の非熱的 X 線強度の空間分布を図 2 に示す。どのフィラメントの断面図においても、鋭いピークを持つ衝撃波面がきれいに見えている。フィラメントに垂直な方向を x 軸、強度のピークの位置を $x = 0$ として、強度の空間分布を上流、下流それぞれについて

$$f(x) = \begin{cases} A\exp|\frac{x}{w_{\rm u}}| & \text{in upstream} \\ A\exp|\frac{x}{w_{\rm d}}| & \text{in downstream,} \end{cases} \quad (1)$$

でフィットし、上流、下流の幅 w_u、w_d をそれぞれ求めた。図 2 中の実線は各々のフィラメントにおける上の関数型の best-fit モデルである。SN 1006

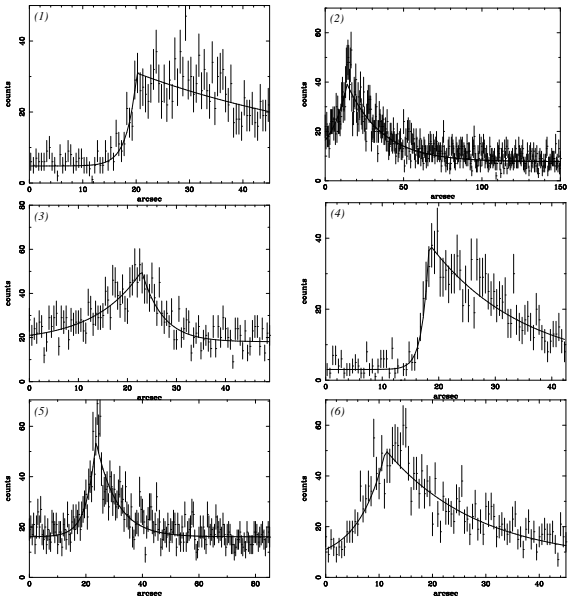

図 2: 図 1 中のフィラメントの非熱的 X 線空間分布 (2.0–10.0 keV)。図中左側が上流 (SNR 外側)、右側が下流 (SNR 内側) である。1 bin は 0.5 arcsec。SN 1006 までの距離を 1.8 kpc (Green 2001) とすると、1 arcsec $= 8\times10^{-3}$ pc。

までの距離を 1.8 kpc と仮定した場合 (Green, 2001)、解析を行った 6 個のフィラメントの幅の平均値は、上流が 4.3 arcsec = 0.04 pc、下流が 18 arcsec = 0.2 pc であり、6 個の中の最小値は、上流が 1.0 arcsec = 0.01 pc、下流が 5.5 arcsec = 0.05 pc であった。

3 議論

求められた w_u、w_d の値から、DSA の枠組み内で拡散係数、磁場の値、加速された電子の最高エネルギーを概算することを考える。簡単のため、非熱的 X 線の空間分布は加速された高エネルギー電子の分布をトレースしているものとする。これは、熱的 X 線の空間分布が特に下流では熱的 X 線の空間分布の幅が優位に大きく (およそ 1 pc で、セドフ解の密度分布と良く一致した長さスケールになっている)、非熱的 X 線の空間分布が磁場の強度分布をトレースしているとすると、磁場の強度が背景プラズマの密度とともに大きくなるとする限り矛盾することからも示唆される分布である。

磁場の方向は衝撃波面の法線に平行であるとする。今回の我々の解析では衝撃波面の視線方向への投影の効果や曲率の影響、*Chandra* の空間分解

能は考慮せずに w_u、w_d を求めている。従って、これらの値は上限値を与えていると考えられる。そこで以下では、w_u には最小値の 0.01 pc を用い、w_d については十分な幅があるため先ほど考えた様々な影響は無視できると考え、平均値 0.2 pc を採用する。

上流の粒子は移流により下流側に流される。一方拡散が起きると上流側にも移動し得る。従って、加速された粒子が上流で存在できる最大値は移流と拡散が釣り合うところである。移流の time scale は $\tau_{\rm ad} = \frac{w}{u_u}$、拡散の time scale は $\tau_{\rm dif} = \frac{w^2}{K}$ であるので、w_u は

$$w_u \sim \frac{K_u}{u_u} \tag{2}$$

となる (Drury 1983)。ここで K_u、u_u はそれぞれ上流の拡散係数、(上流静止系で見た) 衝撃波の速度である。ここでは $u_u = u_s = 2.6 \times 10^3\,[{\rm km\ s^{-1}}]$ (Laming et al. 1996) を用いる。すると上流の拡散係数は

$$K_u \sim w_u u_s \sim 8.0 \times 10^{24}\,[{\rm cm^2 s^{-1}}] \tag{3}$$

と計算できる。一方で下流の幅 w_d についても、現在まで加速されていた電子が X 線を放射していると仮定すれば移流や拡散の効果はあまり効かず、

$$w_d \sim \frac{K_d}{u_d} \tag{4}$$

として良い。ここで K_d は下流の拡散係数であり、$u_d = u_s/4$ と強い衝撃波面を仮定している。このとき下流の拡散係数は

$$K_d \sim w_d \frac{u_s}{4} \sim 4.0 \times 10^{25}\,[{\rm cm^2 s^{-1}}] \tag{5}$$

となる。(3)、(5) を用いると加速時間は

$$t_{acc} \sim 4\frac{K_u + 4K_d}{u_s^2} \sim 10^{10}\ ]{\rm sec}] \tag{6}$$

となる (Drury 1983)。t_{acc} が SNR の年令 ($\sim 10^3$ yrs) にほぼ等しくなることから、先ほどの $w_d \sim K_d/u_d$ の仮定が正しいことがわかる。

次に下流の磁場の値 B_d と加速された電子の最高エネルギー E_{max} を概算する。分布が exponential cut-off のある power-law である電子群からの放射スペクトルを記述する *srcut* モデル (Reynolds 1998) を用いて電波と X 線を結ぶスペクトルをフィットすることにより、roll-off energy ($\propto E_{max}^2 B_d$) を求める。この結果、下流の磁場 (X 線の放射は下流からのものが卓越している) と最高エネルギーの満たす関係：

$$E_{max} B_d^{1/2} = 0.37^{+0.04}_{-0.06}\ \ [{\rm erg\ G^{1/2}}] \tag{7}$$

が得られる。ここで、電波領域でのスペクトルの巾は $p = 2.14$ (Allen et al. 2001) を仮定した。

また、電子が加速されるためには、加速時間 t_{acc} がシンクロトロン放射による冷却時間よりも小さくなければならない。シンクロトロン冷却時間は

$$\tau_{sync} \sim 6.3 \times 10^2 E_{max}^{-1} B_d^{-2}\ [{\rm sec}] \tag{8}$$

と書けるので、(6) と比較することにより、次のような関係式

$$6.3 \times 10^2 E_{max}^{-1} B_d^{-2} \geq 9.7 \times 10^9\ \ [{\rm sec}] \tag{9}$$

を得る。さらに拡散係数は $K = \xi\, r_g c/3$ (r_g はジャイロ半径 $\propto E_{max} B_d^{-1}$) と書ける (Skilling 1975)。ここで ξ は磁場の揺らぎを示す無次元数で

$$\xi \sim \left(\frac{B}{\delta B}\right)^2 \tag{10}$$

と表されるので、磁場が衝撃波面の法線に平行ならば $\xi_d \geq 1$ でなければならない。従って、

$$E_{max} B_d^{-1} \leq 6.4 \times 10^6\ [{\rm erg\ G^{-1}}] \tag{11}$$

が得られる。(7)、(9)、(11) を満たす E_{max}、B_d は、それぞれ

$$E_{max} \sim 30 - 40\ [{\rm TeV}] \tag{12}$$

$$B_d \sim 30 - 40\ [\mu{\rm G}] \tag{13}$$

となり、また無次元数 ξ_d に関しても

$$1 \leq \xi_d \leq 1.3 \tag{14}$$

を得る。これは下流の磁場が乱流状態であることを示しており、Reynolds & Gilmore (1993) の電波偏光観測結果と一致する。

さらに上流での状況を考えてみる。(3)、(5) と ξ の定義、衝撃波面での磁場の圧縮比が $\frac{1}{4} - 1$ であることを考えると、ξ_u に許される領域は

$$\begin{aligned} \xi_u &\sim 0.2\,\xi_d \left(\frac{B_u}{B_d}\right) \\ &\leq 0.3 \end{aligned} \tag{15}$$

となる。このように小さな ξ_u は従来考えられてきた衝撃波面法線と磁場が平行な衝撃波では説明がつかず、衝撃波面法線と磁場は垂直に近い状況になっている必要がある。このことを証明するためには、より空間分解能の良い電波偏光観測が必要である。

4　結論と今後の課題

我々は *Chandra* による SN 1006 NE shell の高空間分解観測データを解析し、観測されたフィラメントの薄さはこれまでの DSA の枠組みで marginal に説明できるという結論を得た。*Chandra* による高空間分解能観測は、その他の非熱的 X 線を放射している SNR でも非常に細い non-thermal filament を発見している (c.f. Cas A; Vink & Laming 2002、Kepler; Hwang et al. 2002、RCW 86; Rho et al. 2002)。これらの空間的な幅は狭く、SN 1006 と同様な議論となる可能性がある。そうすると極端な perpendicular shock における DSA だけでは全ての SNR での粒子加速を説明するのは不自然になり、DSA とは異なる加速機構 (例えば、Hoshino & Shimada (2002) で提唱されているような電子サーフィン加速) が働いている可能性もあるかもしれない。今後の議論の展開のためには DSA も含めてより定量的な評価が必要である。

References

- Allen, G.E. et al. ApJ, 558, 739
- Bamba, A., Yamazaki, R, Ueno, M., & Koyama, K., 2002, Submitted to ApJ
- Blandford, R. D., & Eichler, D. 1987, Phys. Rep., 154, 1
- Borkowski, K.J. et al. 2001, ApJ, 548, 820
- Drury, L.O'C. 1983, Rep. Prog. Phys., 46, 973
- Green, D.A. 2001, A Catalogue of Galactic Supernova Remnants, available at http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/
- Hoshino, M., & Shimada, N. 2002, ApJ, 572, 880
- Hwang, U. et al. 2002, accepted by ApJ, astroph/0208485
- Koyama, K. et al. 1995, Nature, 378, 255
- Laming, J. M. et al. 1996, ApJ, 472, 267
- Reynolds, S.P., & Gilmore, D.M. 1993, AJ, 106, 272
- Reynolds, S. P. 1998, ApJ, 493, 375
- Rho, J. et al. accepted by ApJ, astroph/0208013
- Skilling, J. 1975, MNRAS, 172, 557
- Tanimori, T. et al. 1997, ApJ, 497, L25
- Vink, J., & Laming, L.M. 2002, accepted by ApJ, astroph/0210669