

多波長で探る超新星残骸の 高エネルギー現象

大平 豊 高エネルギー加速器研究機構(KEK)

----- 内容 -----

超新星残骸と宇宙線

超新星残骸からの多波長スペクトル

超新星残骸のこれまでの観測

超新星残骸のこれからの観測

まとめ

----- 注意 -----

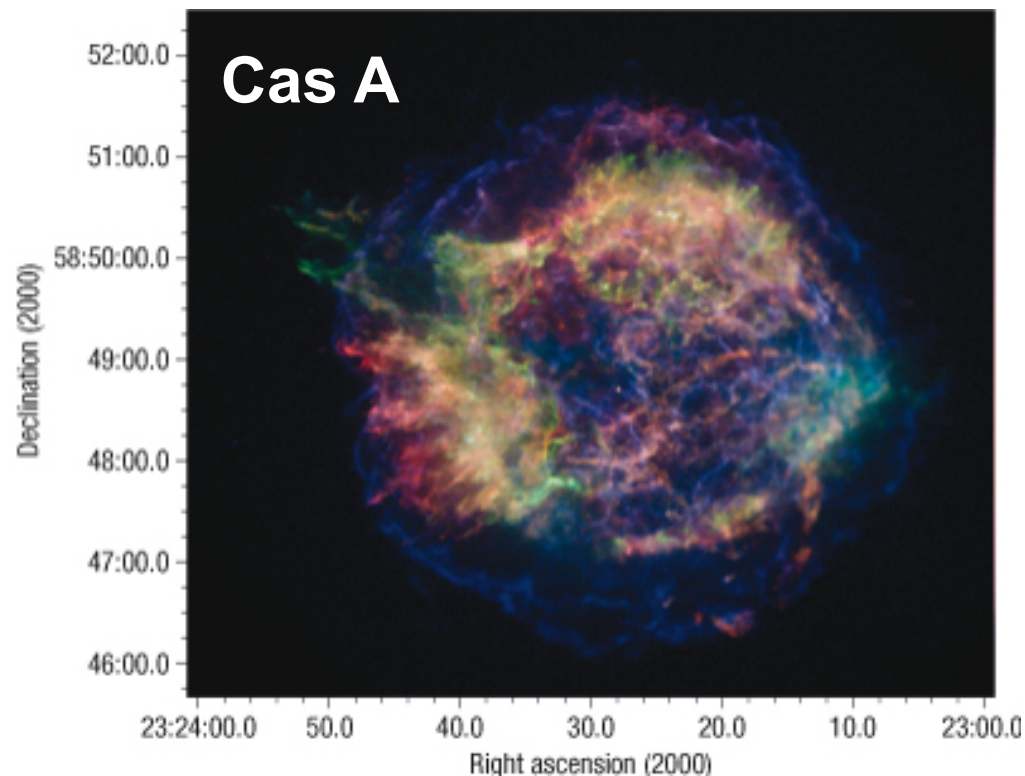
同時刻？ 同じ領域から？ → 時間分解、空間分解も重要

超新星残骸 (SuperNova Remnant)

超新星残骸(SNR) : 星の大爆発の残骸

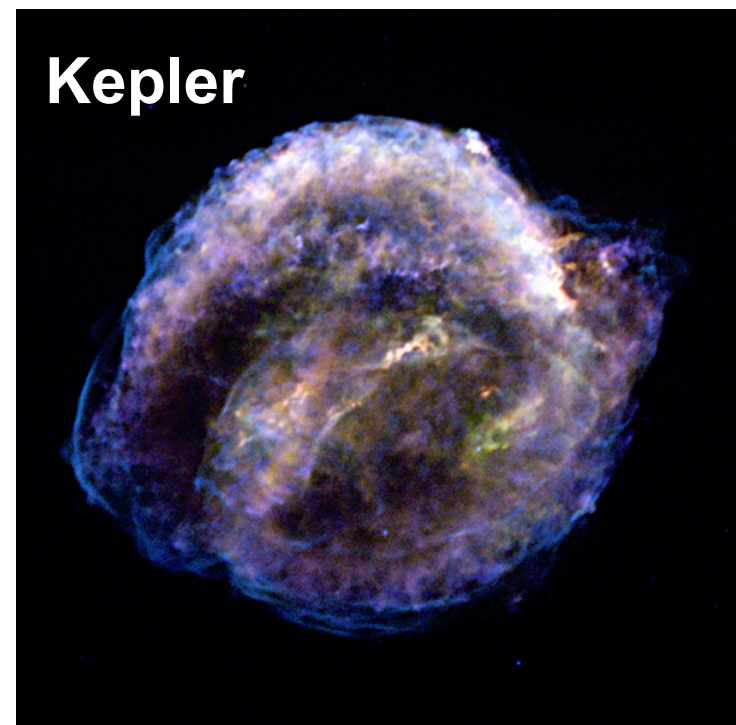
電波、赤外線、可視光、紫外線、X線、GeV- γ 線、TeV- γ 線で観測

SNRは銀河宇宙線の起源と考えられている



Stage et al, Nature Physics 2, 614 - 619 (2006)

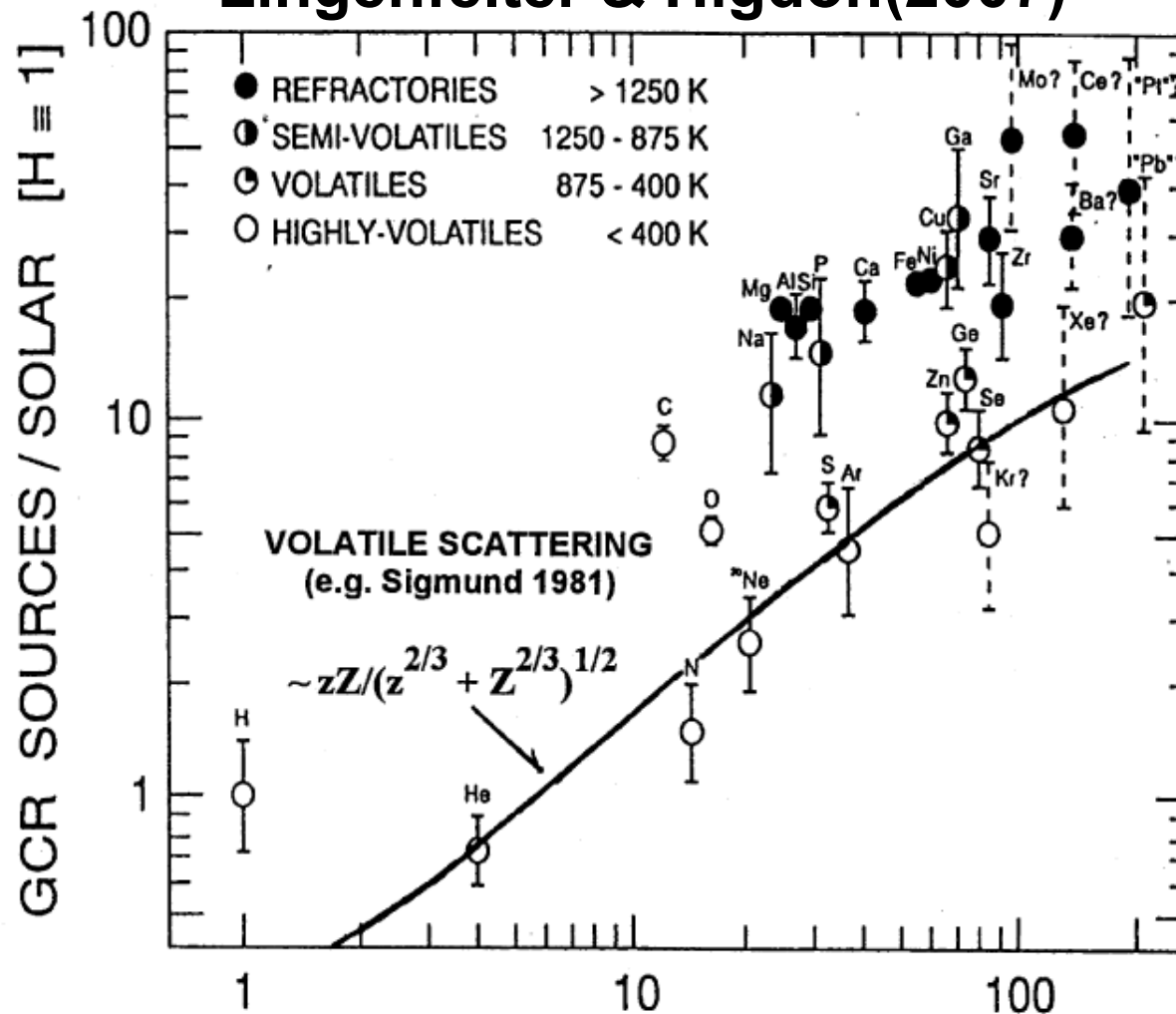
X
線
写
真



<http://chandra.harvard.edu/photo/2007/kepler/>

低エネルギー宇宙線の組成

Lingenfelter & Higdon(2007)



⇒ダストになりやすいものは太陽組成より多く、
Aによらない。
揮発性はA、Zによる。

ダストの加速
Ellison et al.(1997)

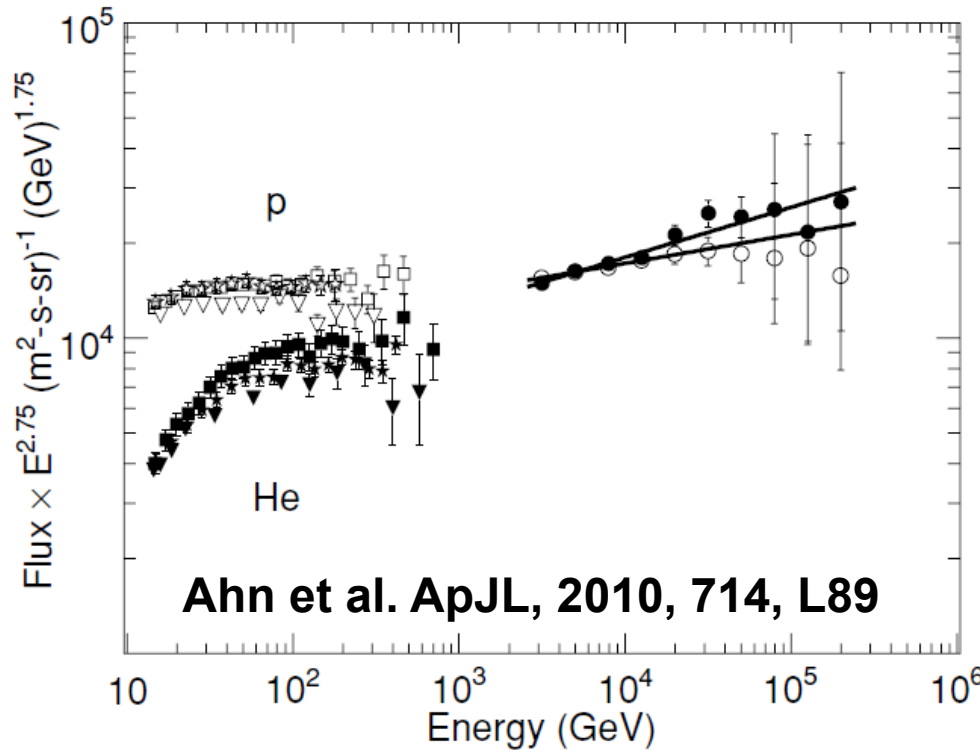
$^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ は
太陽の5倍

↓
WR Origin ?

Binns et al.(2007)

A SNのtypeによるSNRの非熱的放射の違いは？

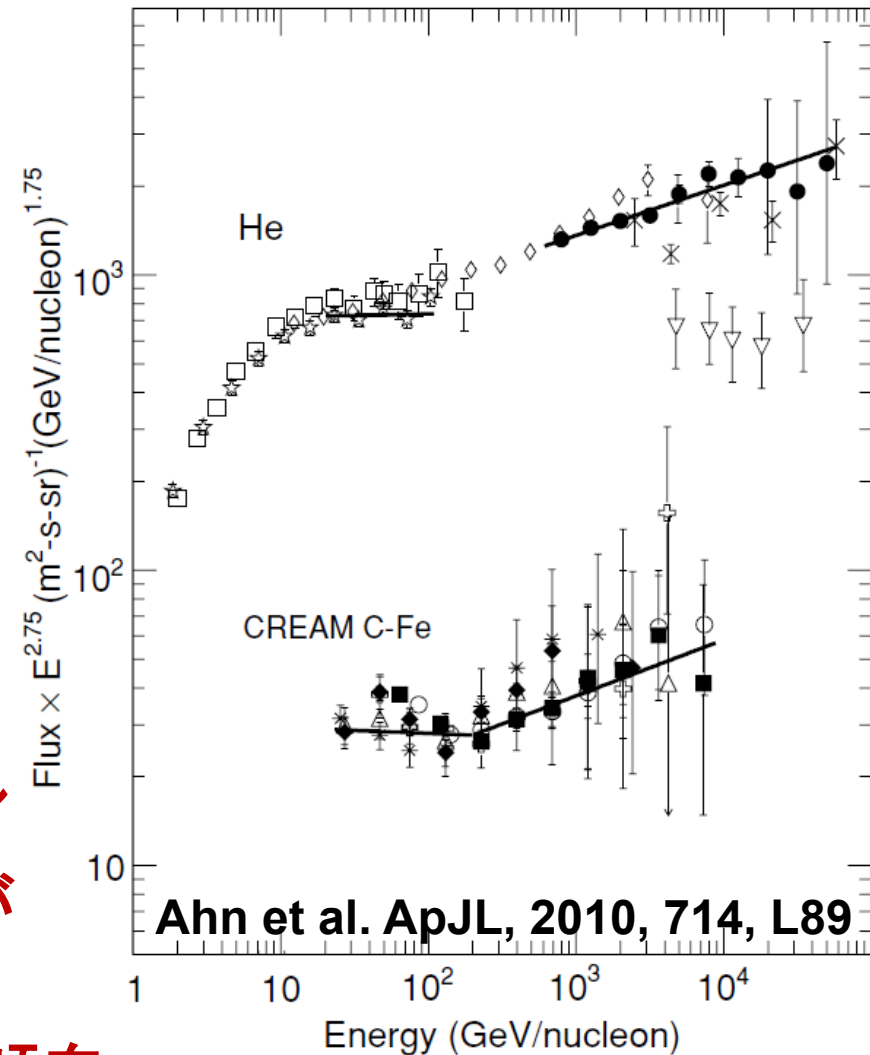
最近の宇宙線の観測



p より He の方がハードなスペクトル
全組成が 200GeV/n でスペクトルが
ハードになっている。

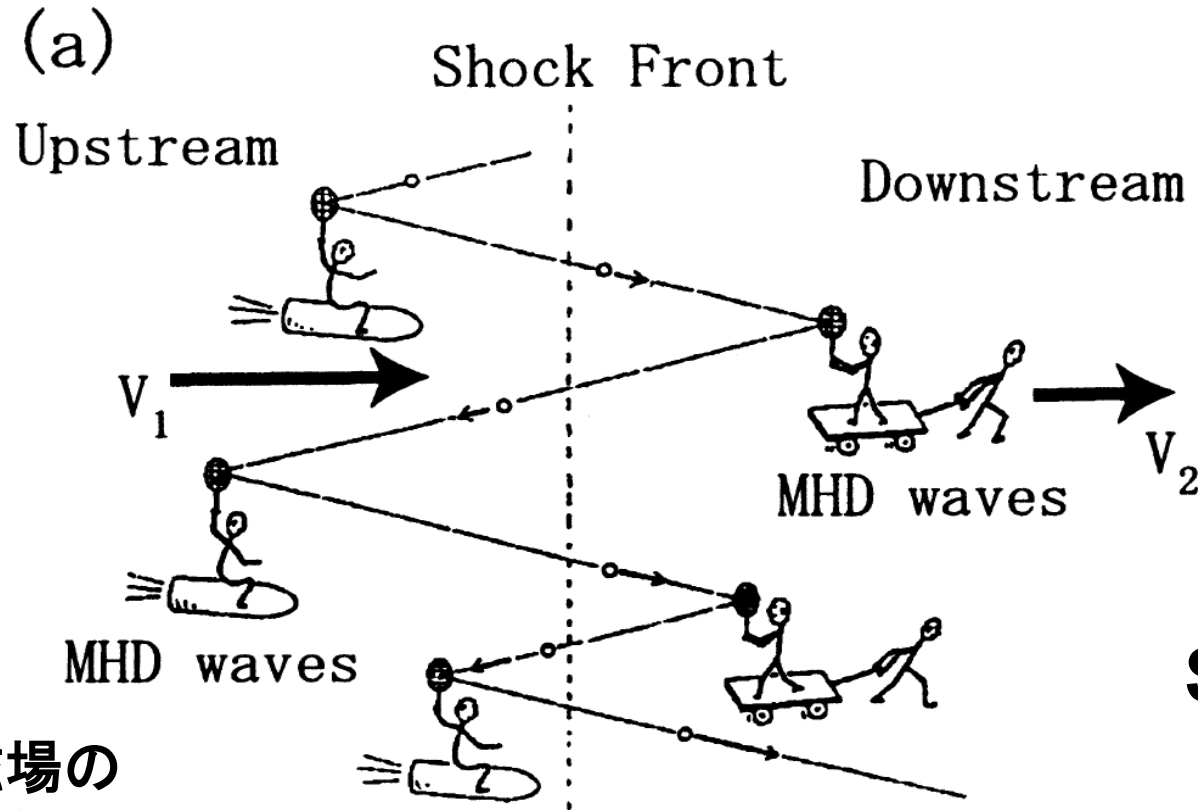
CREAM, ATIC-2, PAMELAで同じ傾向

Superbubble内のSNRsで説明可能[Ohira&Ioka(2011)]



AMS-02の結果が楽しみ

Diffusive Shock Acceleration(DSA)



Scholer

宇宙線は電磁場の
波に散乱される

宇宙線は電磁場を
励起する。

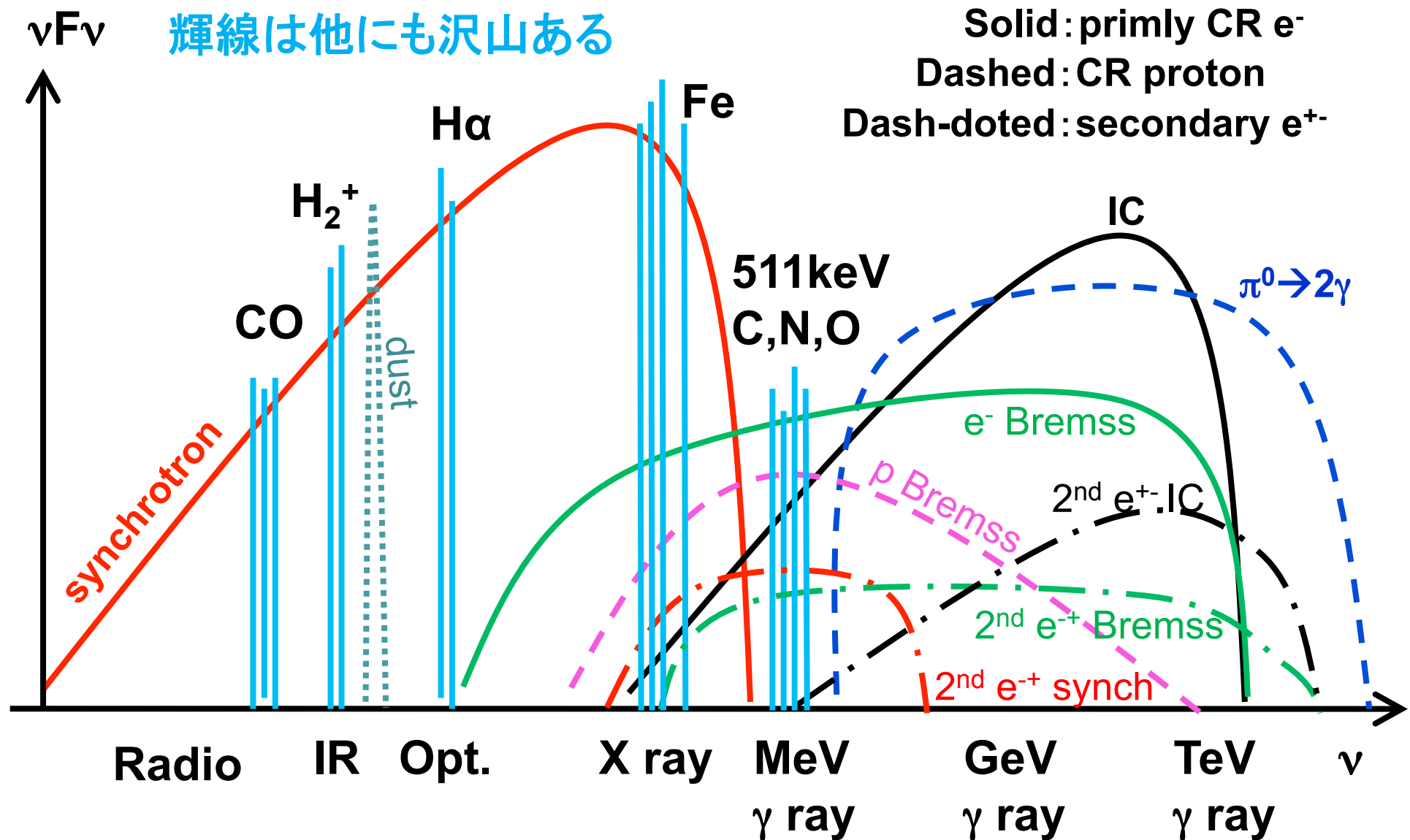
$$N(E) \propto E^{-s} \quad s = \frac{u_1/u_2 + 2}{u_1/u_2 - 1} = 2$$

Axford 1977, Krymsky 1977, Blandford&Ostriker 1978, Bell 1978

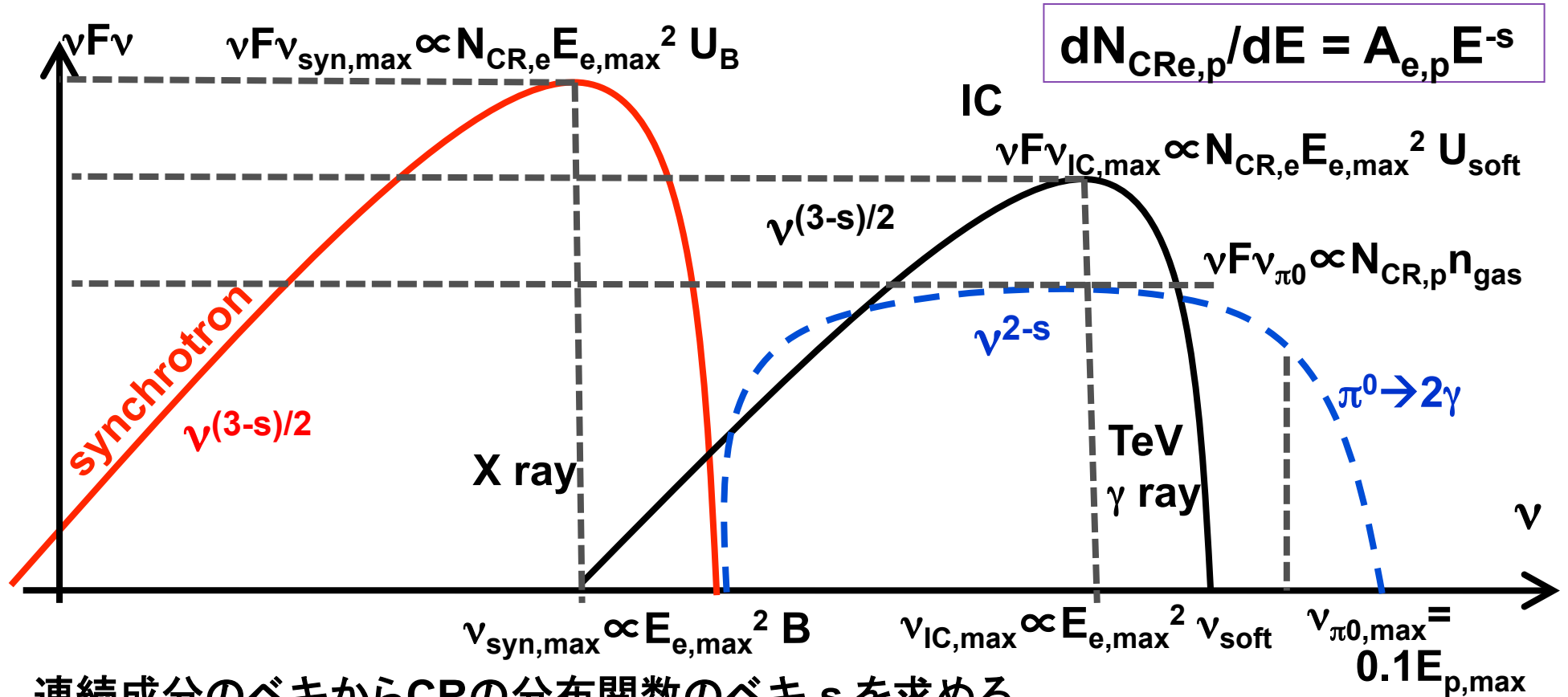
超新星残骸からの放射

Continuum		Line
e ⁻ e ⁺	Synchrotron radiation	Atomic lines [H α O, Si, Fe, etc.
	Inverse Compton scattering	
	Electron bremsstrahlung	
	Jitter radiation ← 阪大の寺木さんの講演 (IC of plasmon)	
p Ion	π^0 decay gamma ray	Nuclear lines [C, N, O, etc.
	Proton bremsstrahlung	
	Recombination	
	Two photon transition	
e ⁺	Positron annihilation in flight	Annihilation line of positronium [511keV
	Positronium annihilation to 3 photons	
dust	Thermal emission from dust	Molecular lines [CO H ₃ ⁺ , H ₂ ⁺

超新星残骸からの多波長スペクトル



多波長スペクトルから分かる物理量(入門編)



連続成分のベキからCRの分布関数のベキ s を求める。

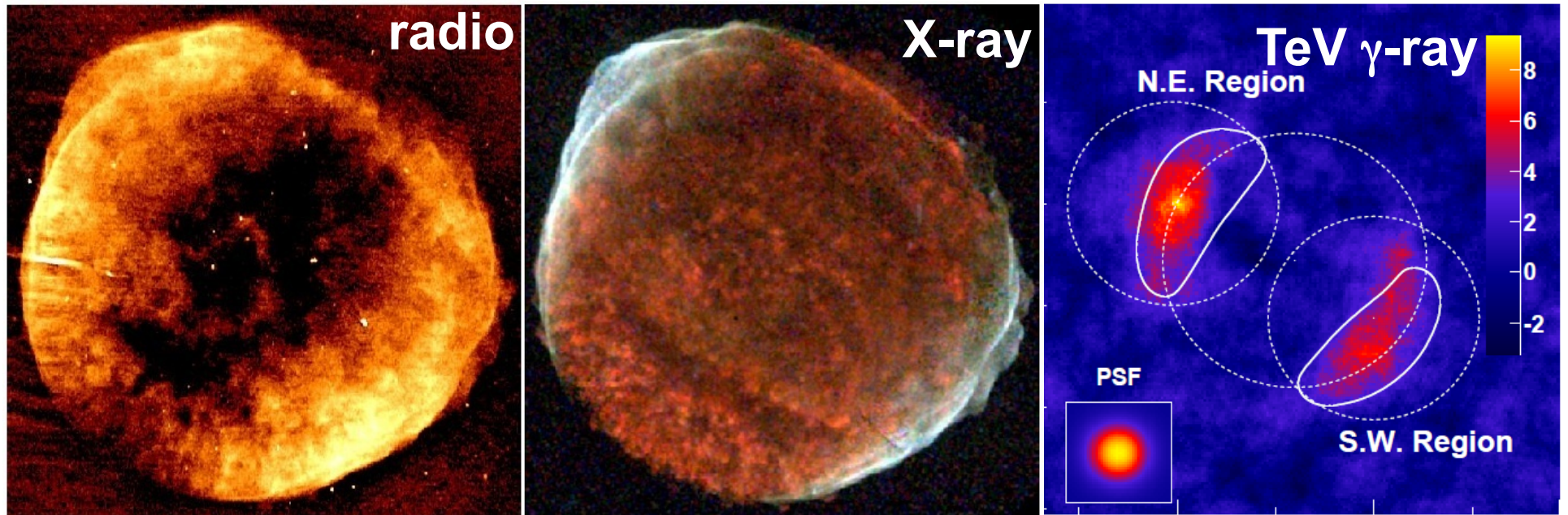
$\nu F_{\nu_{\pi 0}}$ より $N_{\text{CR},p} n_{\text{gas}}$ を求める。

$t_{\text{acc}} = t_{\text{syn,cool}} \rightarrow E_{e,\text{max}} \propto \eta_g^{-1/2} u_{\text{sh}} B^{-1/2} \rightarrow \nu_{\text{syn,max}} \propto \eta_g^{-1} u_{\text{sh}}^2$ より η_g を求める。

$\nu F_{\nu_{\text{syn}}} / \nu F_{\nu_{\text{IC}}} = U_B / U_{\text{CMB}}$ より B を求める。 $\rightarrow \nu_{\text{syn,max}}$ より $E_{e,\text{max}}$ を求める。
 $\rightarrow \nu F_{\nu_{\text{syn,max}}}$ より $N_{\text{CR},e}$ を求める。

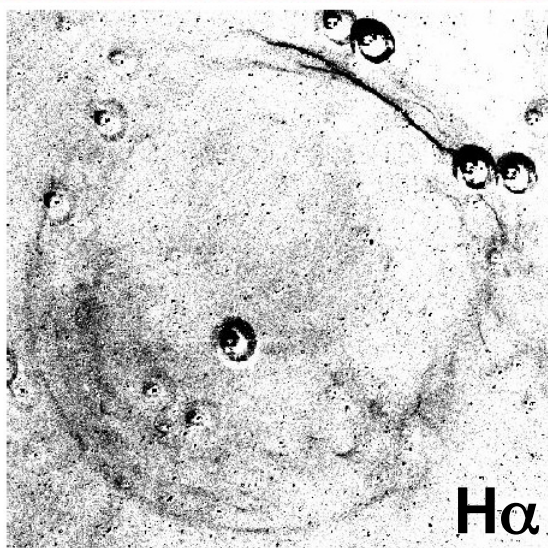
これまでの観測結果

超新星残骸 (SNR) の観測



Cassam-Chenai et al. 2008

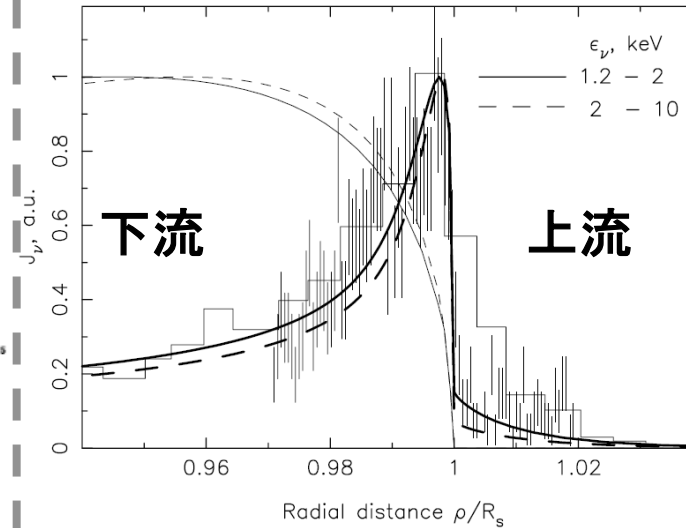
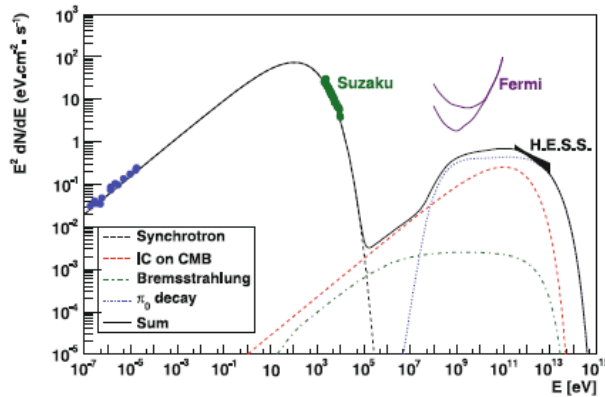
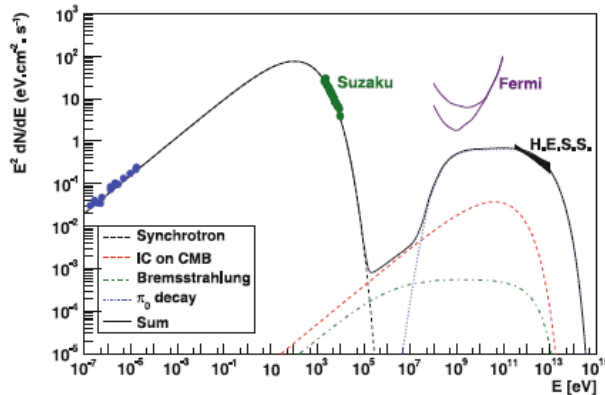
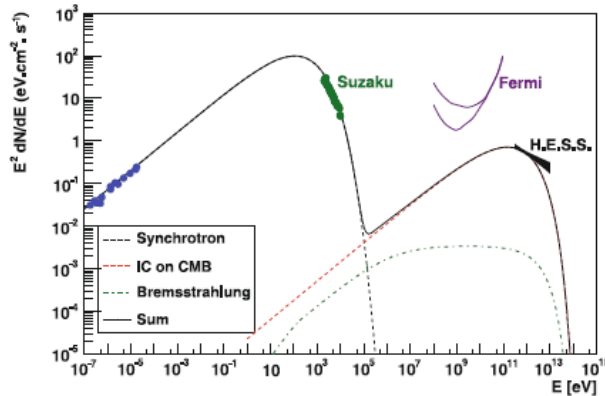
Acero et al. 2010



- 電波: 電子の GeV までの加速 (~ 300 SNRs)
- X線: 電子の TeV までの加速 (~ 10 SNRs)
- GeV- γ : 陽子の TeV までの加速 (~ 10 SNRs)
- TeV- γ : 電子 or 陽子の 10TeV までの加速 (~ 10 SNRs)

$10^{15.5}$ eV?, 10^{50} erg/SN ?

SN1006



X線の半径方向の分布

下流で暗くなっている

シンクロトン冷却

→ **B~100μG**

Berezhko et al.,2003, A&A, 412, L11

Model	$E_{\text{cut,e}}$ [TeV]	$E_{\text{cut,p}}$ [TeV]	W_e [10^{47} erg]	W_p [10^{50} erg]	B [μG]
Leptonic	10	—	3.3	—	30
Hadronic	5	80	0.3	3.0	120
Mixed	8	100	1.4	2.0	45

Leptonic の問題: Small B、TeVが広がりすぎ、TeV specrum

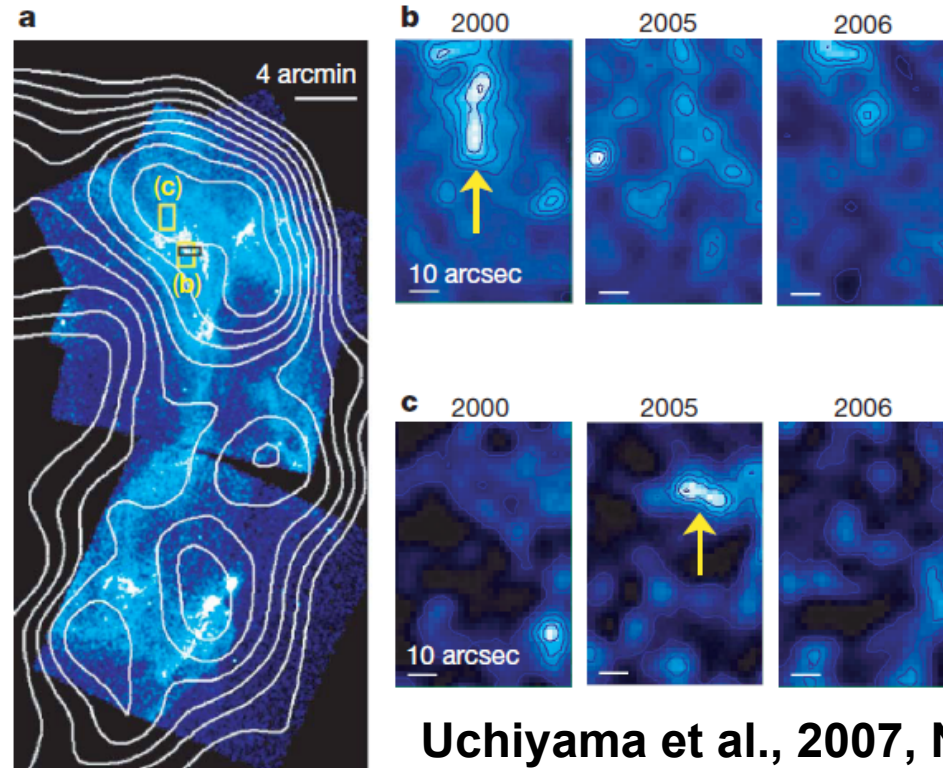
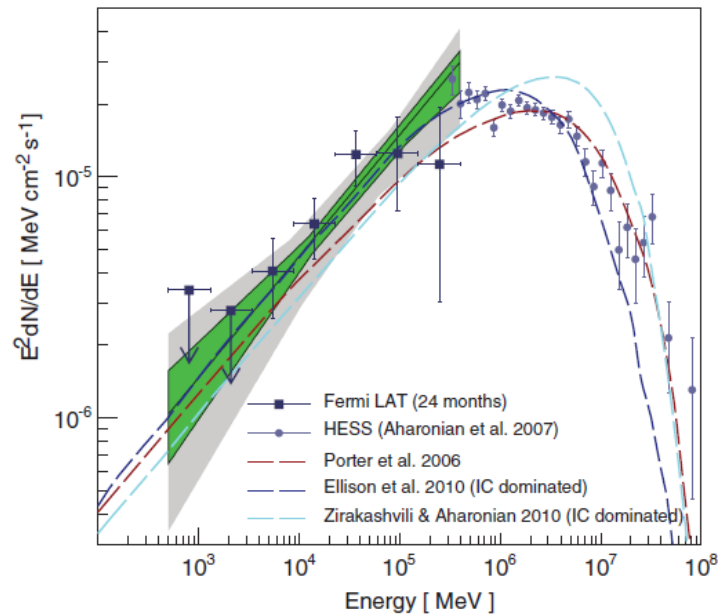
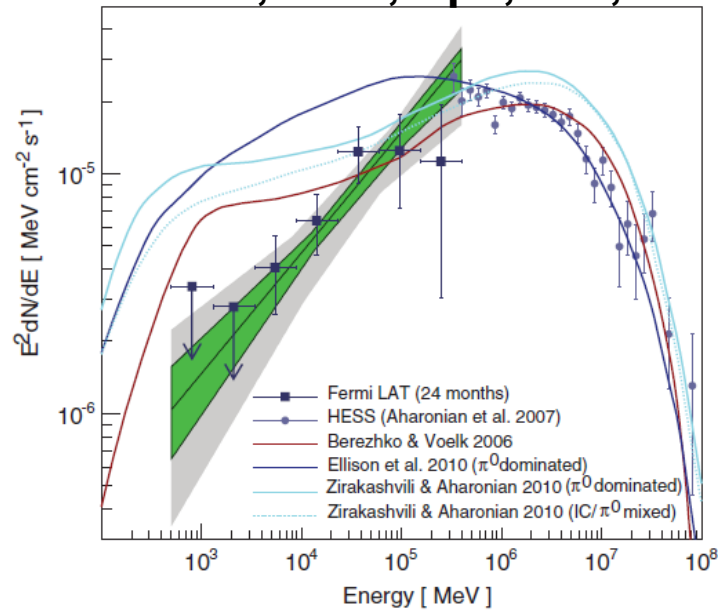
Hadronicの問題: $s_{\text{proton}} = 2.0 < s_{\text{electron}} \sim 2.2$

どちらがよいとは言えない

Acero et al.,2010, A&A, 516, A62

Abdo et al., 2011, ApJ, 734, 28

RXJ1713



Uchiyama et al., 2007, Nature

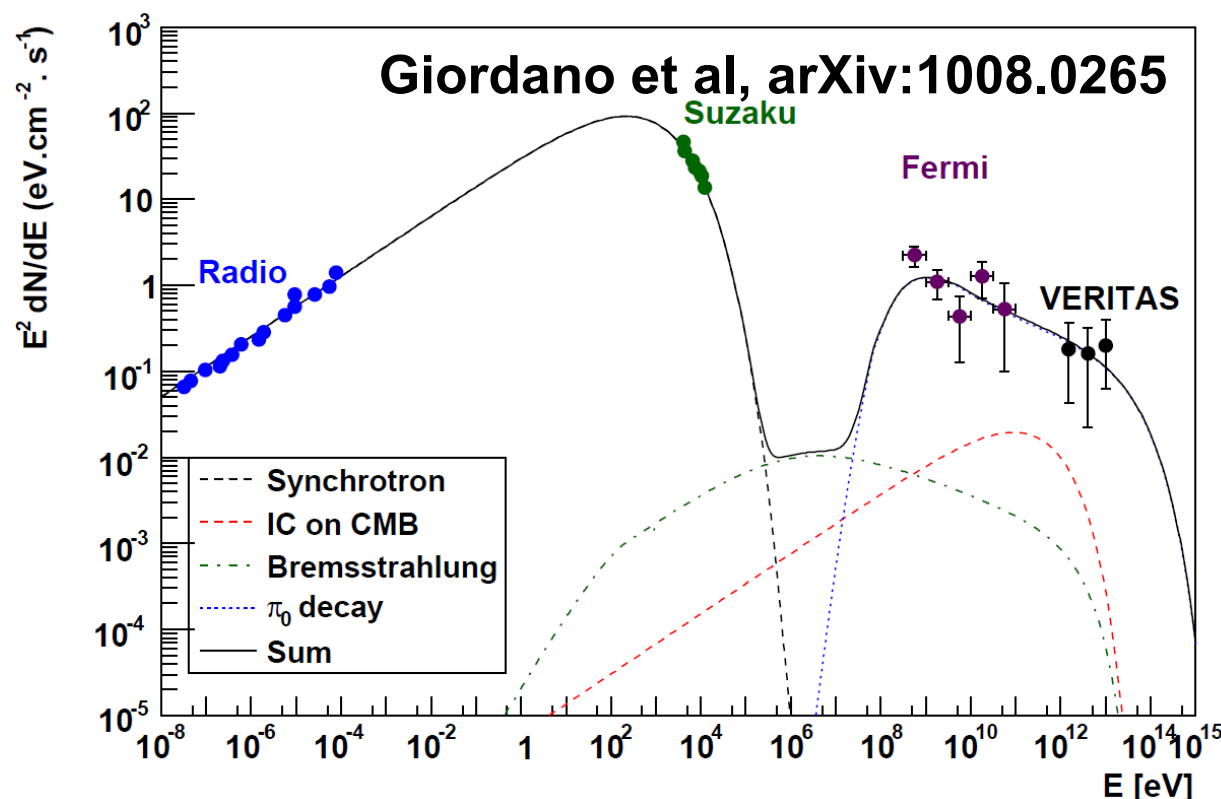
~1yr の変動→加速、冷却が~1yr→ **B~1mG**

GeV-TeVのスペクトルはICを示唆

→ $\nu F_{\nu_{\text{syn}}} / \nu F_{\nu_{\text{IC}}}$ より **B~10 μ G**

$$W_p < 0.3 \times 10^{51} (n/0.1 \text{ cm}^3)^{-1} \text{ erg}$$

Tycho



X線フィラメントの厚み

→ $B \sim 100 \mu\text{G}$

接触不連続面と
先進衝撃波の間が狭い

→ 圧縮率 $r > 4$

$s = (r+2)/(r-1) \rightarrow s < 2$

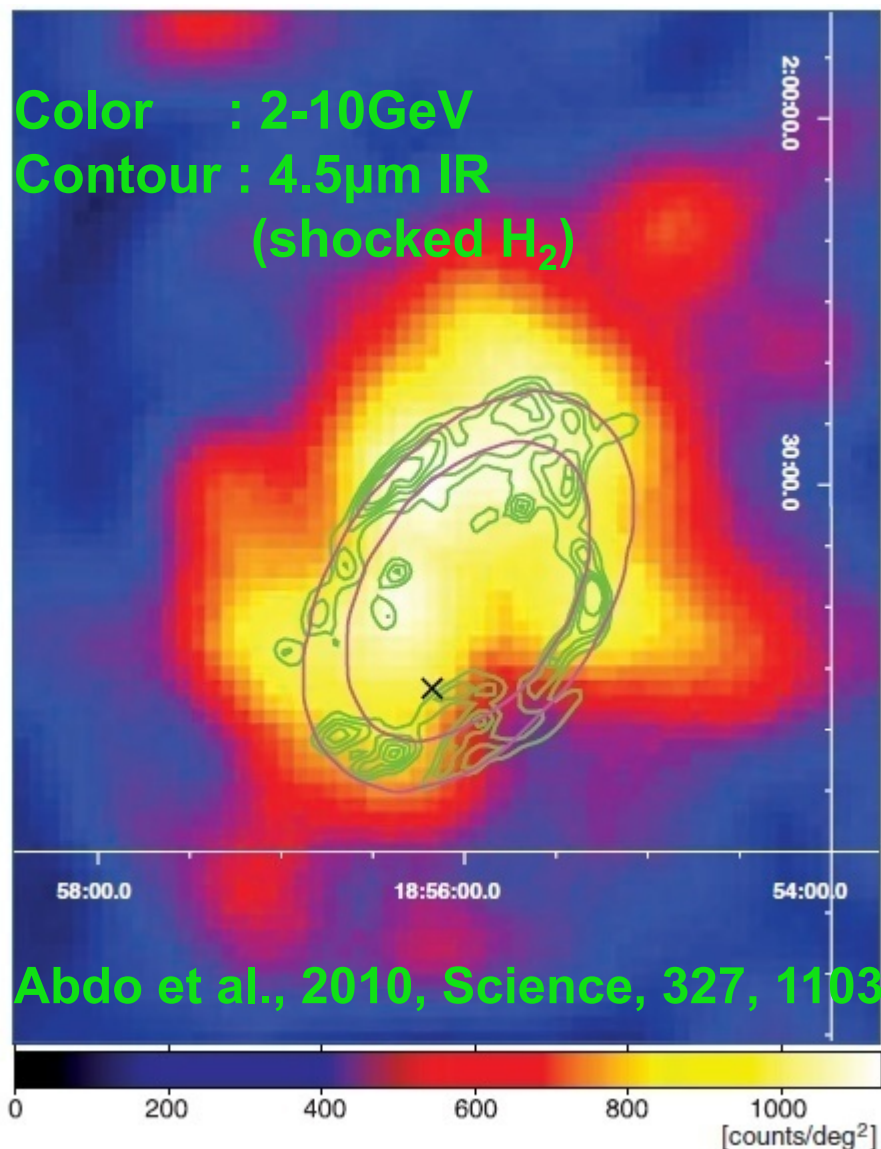
$dN/dE \propto E^{-s}$

Case	D_{kpc} [kpc]	n_H [cm^{-3}]	E_{SN} [10^{51}erg]	$E_{p,tot}$ [10^{50}erg]	K_{ep} 10^{-4}	$E_{p,max}$ TeV
Far	3.50	0.24	2.0	1.50	4.5	540
Nearby	2.78	0.30	1.0	0.61	7.0	340

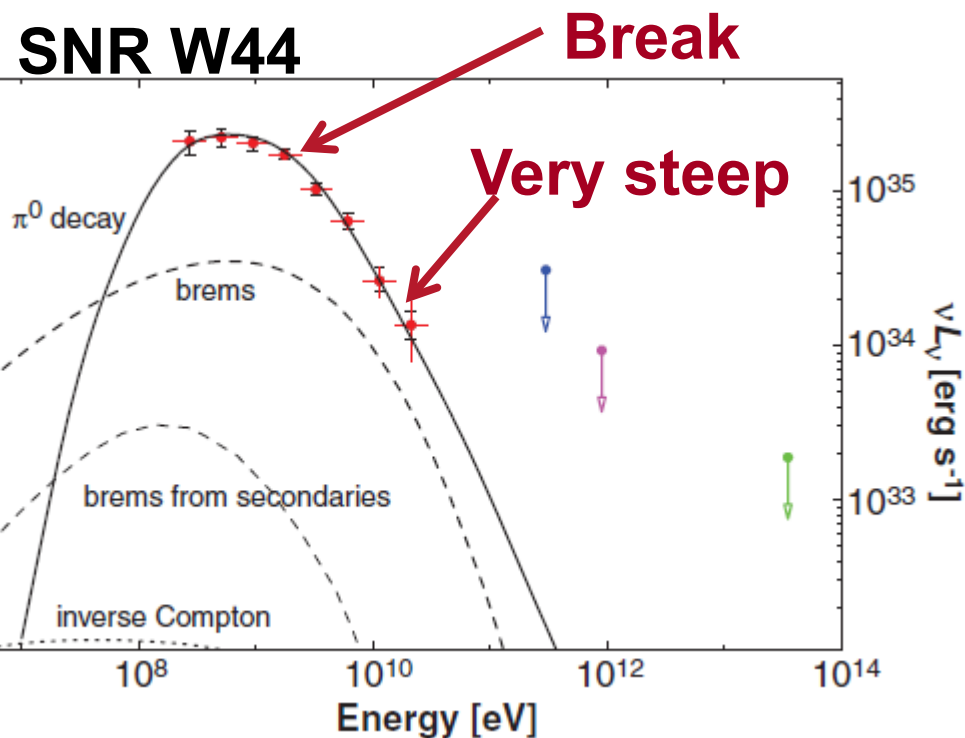
電波、ガンマ線スペクトルは $s = 2.3 < 2$ (Cas A も $s > 2$)

加速された電子が少ない

Middle-aged (10^4 yr) SNRs の観測



SNRは分子雲とぶつかっている。



Broken power law

$E_{\text{CR,break}} \sim 10$ GeV

Very steep spectrum ($N(E) \propto E^{-3}$)

理論の論文

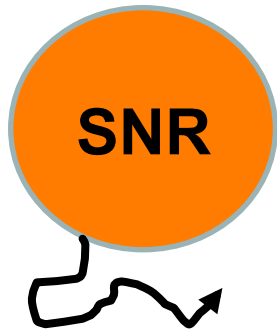
Uchiyama et al, 2010, ApJL

T. Inoue et al., 2011, ApJ

Ohira et al., 2011, MNRAS

SNRから逃げたCRからの放射？

SNRからの宇宙線の逃走



$$R_{sh} = R_{Sedov} \times \begin{cases} (t / t_{Sedov}) & (t < t_{Sedov}) \\ (t / t_{Sedov})^{2/5} & (t > t_{Sedov}) \end{cases}$$

$$R_{diff} \propto (Dt)^{1/2}$$

$t > t_{Sedov}$ でCRはSNRから逃げ始める。

高いエネルギーの宇宙線は、より早く広がる

$$R_d(E) = [4D(E)t]^{1/2} \propto E^{0.5\gamma}$$

$$D(E) = \chi \left(\frac{E}{10\text{GeV}} \right)^{\gamma} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$$

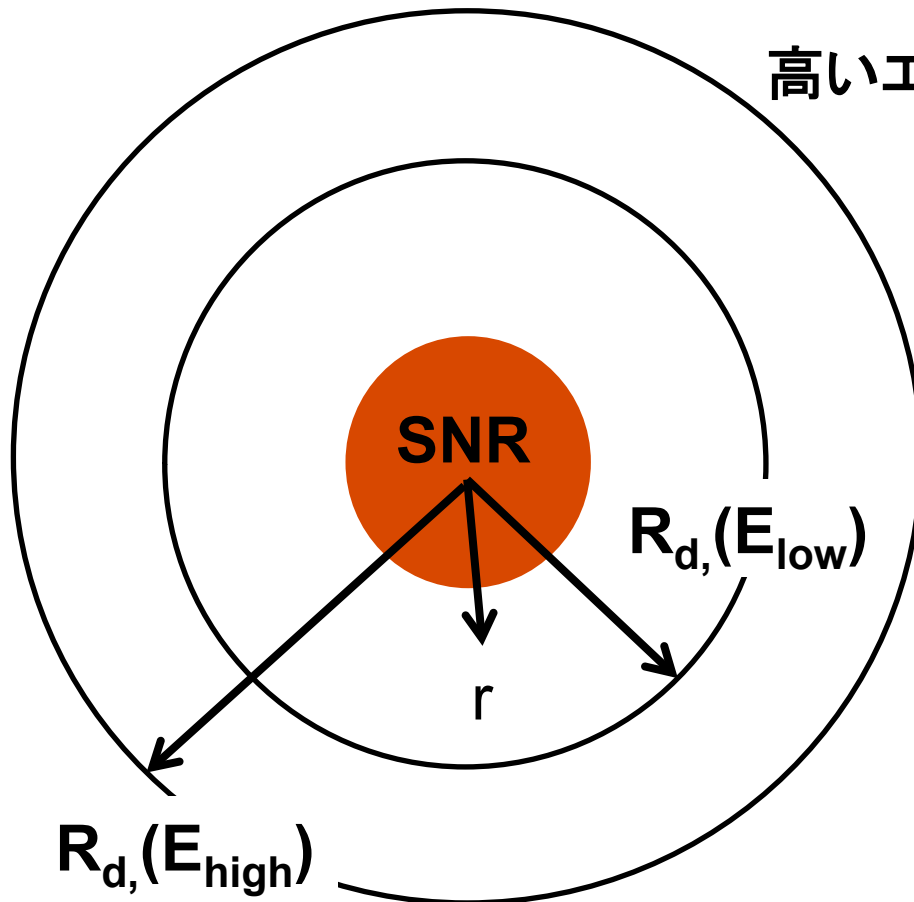
(Galactic mean value $\gamma=0.3-0.6$)

$$f_{esc} \propto Q_s(E) / R_d(E)^3 \times \exp[-(r/R_d)^2]$$

$$\propto Q_s(E) E^{-1.5\gamma}$$

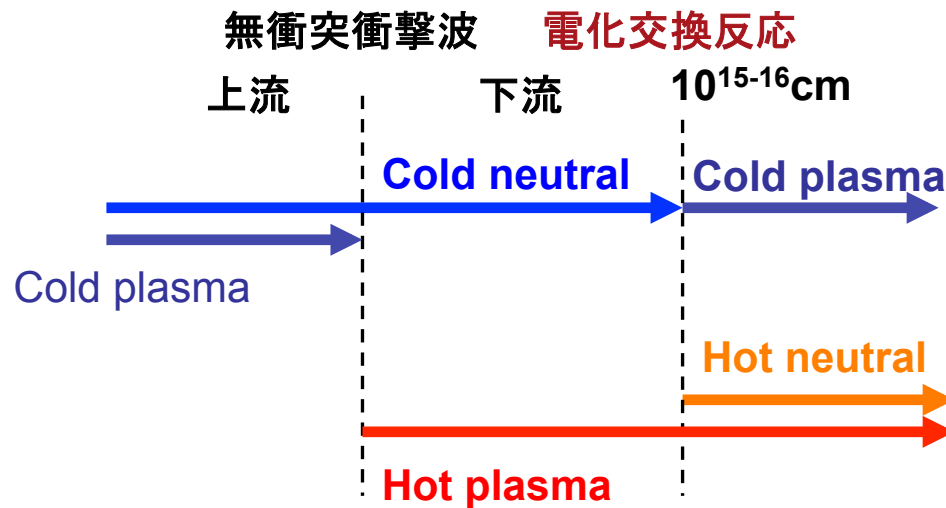
$f_{esc}(E)$ は $Q_s(E)$ よりソフトになる。

Aharonian & Atoyan(1996)

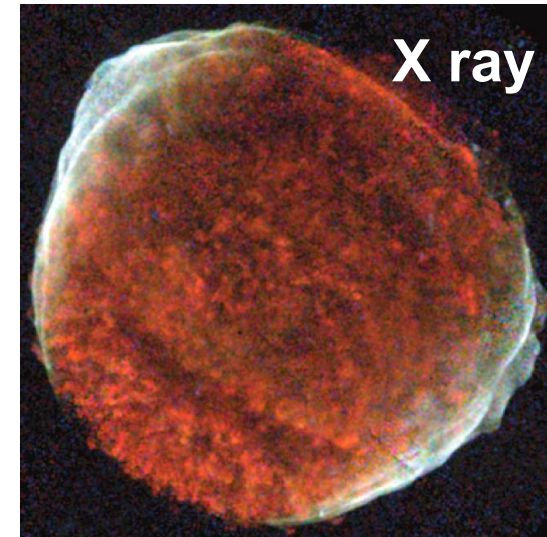
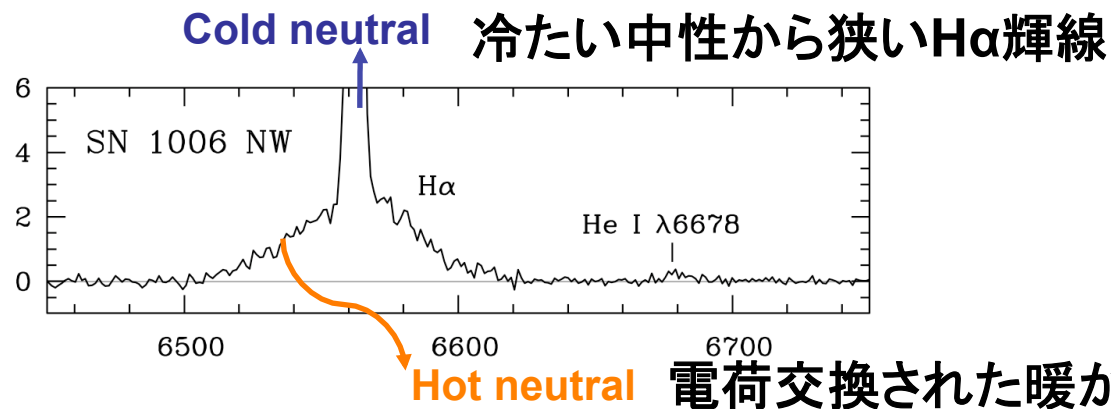


H α

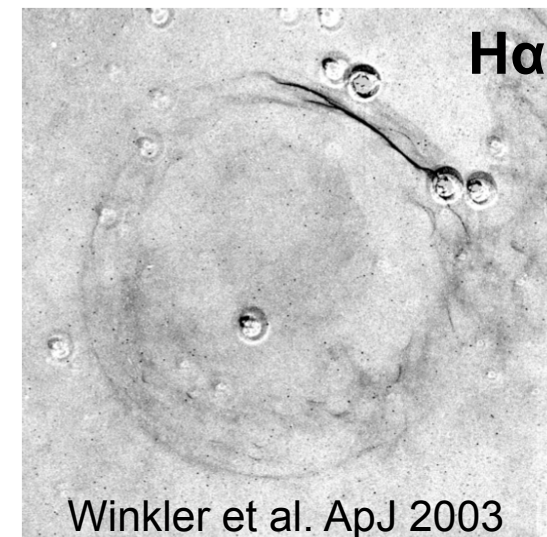
衝撃波上流は完全電離とは限らない($f_i \sim 0.1-0.5$)
(Ghavamian et al. ApJ 2000,2002)



荷電粒子は無衝突衝撃波で減速、加熱
中性粒子は無衝突衝撃波を通過



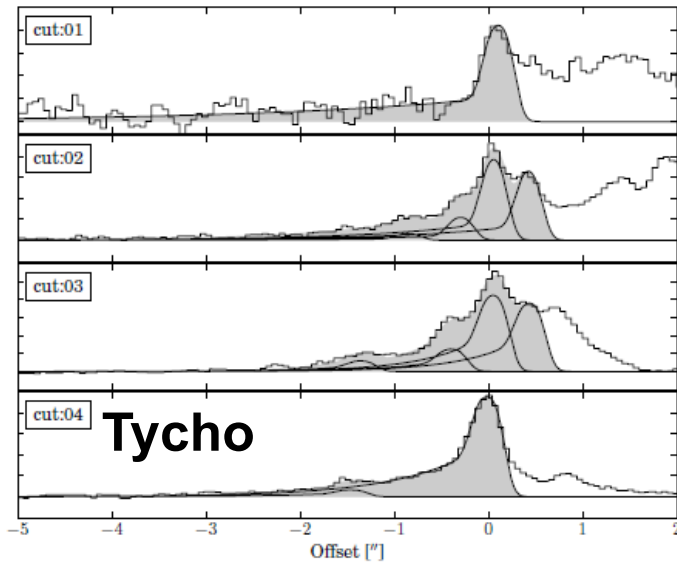
Cassam-Chenai et al. ApJ 2008



Winkler et al. ApJ 2003

H α でわかること

Lee et al., 2010, ApJ, 715, L146



衝撃波上流からも狭いH α (Lee et al., 2010)

狭い方と広い方の強度比 $\rightarrow T_e / T_p$
(ただし、CRの影響が無視できるときだけ)

狭い方の幅 $\rightarrow$ 上流の温度

広い方の幅 $\rightarrow$ 下流の温度

RCW86の場合、固有運動から衝撃波速度
 $u_{sh} \sim 6000 \pm 2800$ km/s が観測されている。

$$T_p = 3m_p u_{sh}^2 / 16 = 70 \text{ keV}$$

広い方の幅は、2.2 keVの温度に対応

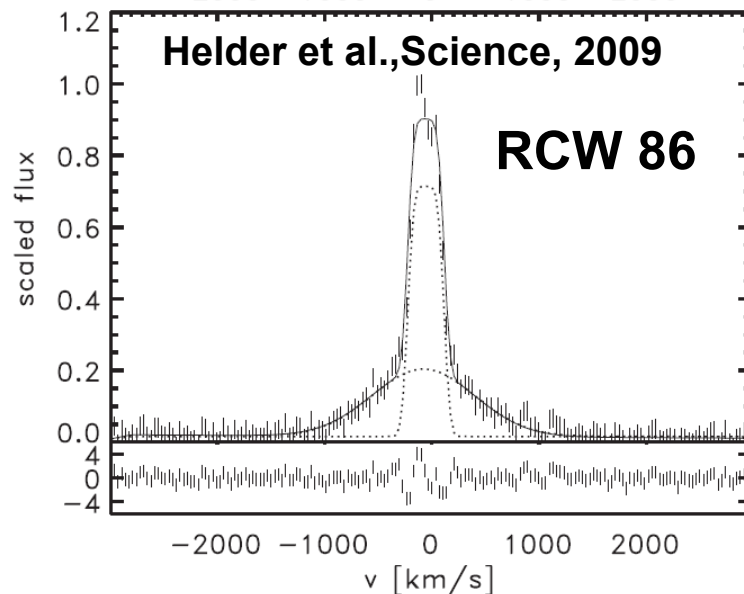
$\rightarrow$ CRがエネルギーを持ち去った？

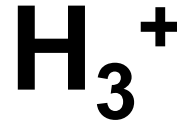
狭い方の幅も広い $\rightarrow T_{up} \sim 30\text{-}100\text{ eV}$

$\rightarrow$ CRが上流を加熱？

Hは衝撃波構造、磁場増幅に重要？

Ohira et al. (2009), Ohira & Takahara (2010)

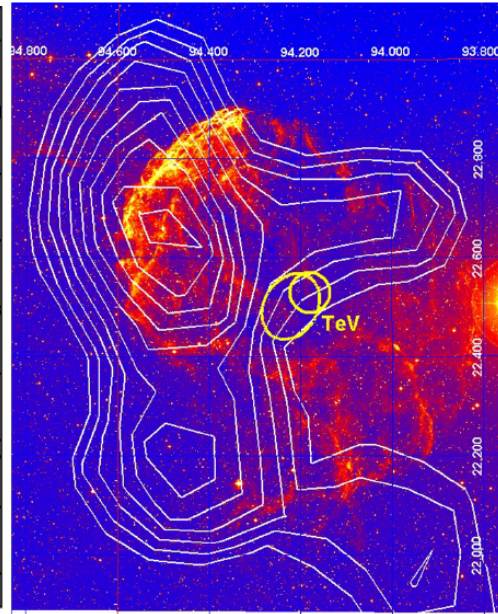
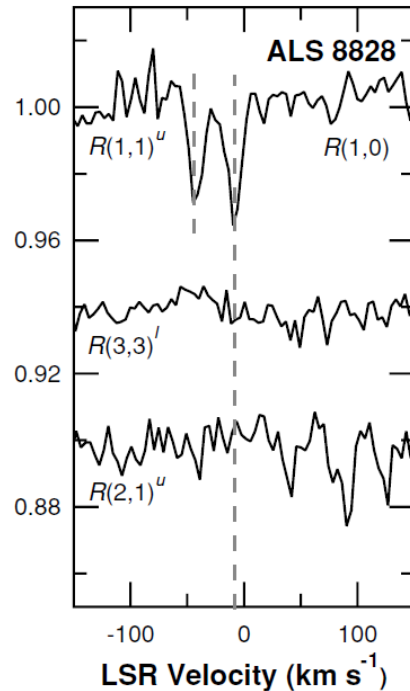




Indriolo et al., 2010

Tavani et al., 2010

Galactic CR によるイオン化
Cosmic-Ray Ionization Rates (10^{-17} s^{-1})



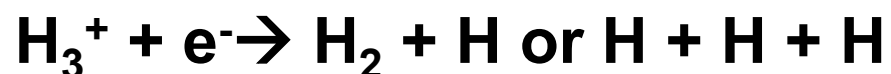
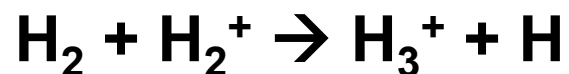
IC443 GeV-TeV γ ray

Spectrum	ζ_2 $E_{\text{cut}} = 2 \text{ MeV}$ (Diffuse)	ζ_2 $E_{\text{cut}} = 10 \text{ MeV}$ (Dense)
Propagated ^a	1.4	1.3
Broken power law ^a	36	8.6
Carrot ^a	37	2.6
Hayakawa et al. (1961)	165	96
Spitzer & Tomasko (1968)	0.7	0.7
Nath & Biermann (1994)	260	34
Kneller et al. (2003)	1.3	1.0
Ip & Axford (1985) ^b	3.6	2.7
Herbst & Cuppen (2006)	0.9	0.9
Observational inferences	$\sim 40^c$	$\sim 3^d$

Indriolo et al., 2009

$$\sigma_{\text{ion}} = 2\pi(0.285) \frac{e^4}{m_e c^2 \text{Ry}} \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{0.048(1 - \beta^2) \text{Ry}} - \beta^2 \right] = 1.23 \times 10^{-20} \frac{Z^2}{\beta^2} \left(6.2 + \log_{10} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - 0.43\beta^2 \right) \text{ cm}^2$$

H₃⁺ による吸収線の観測 → H₃⁺ の量からCR ionization rate を求める。



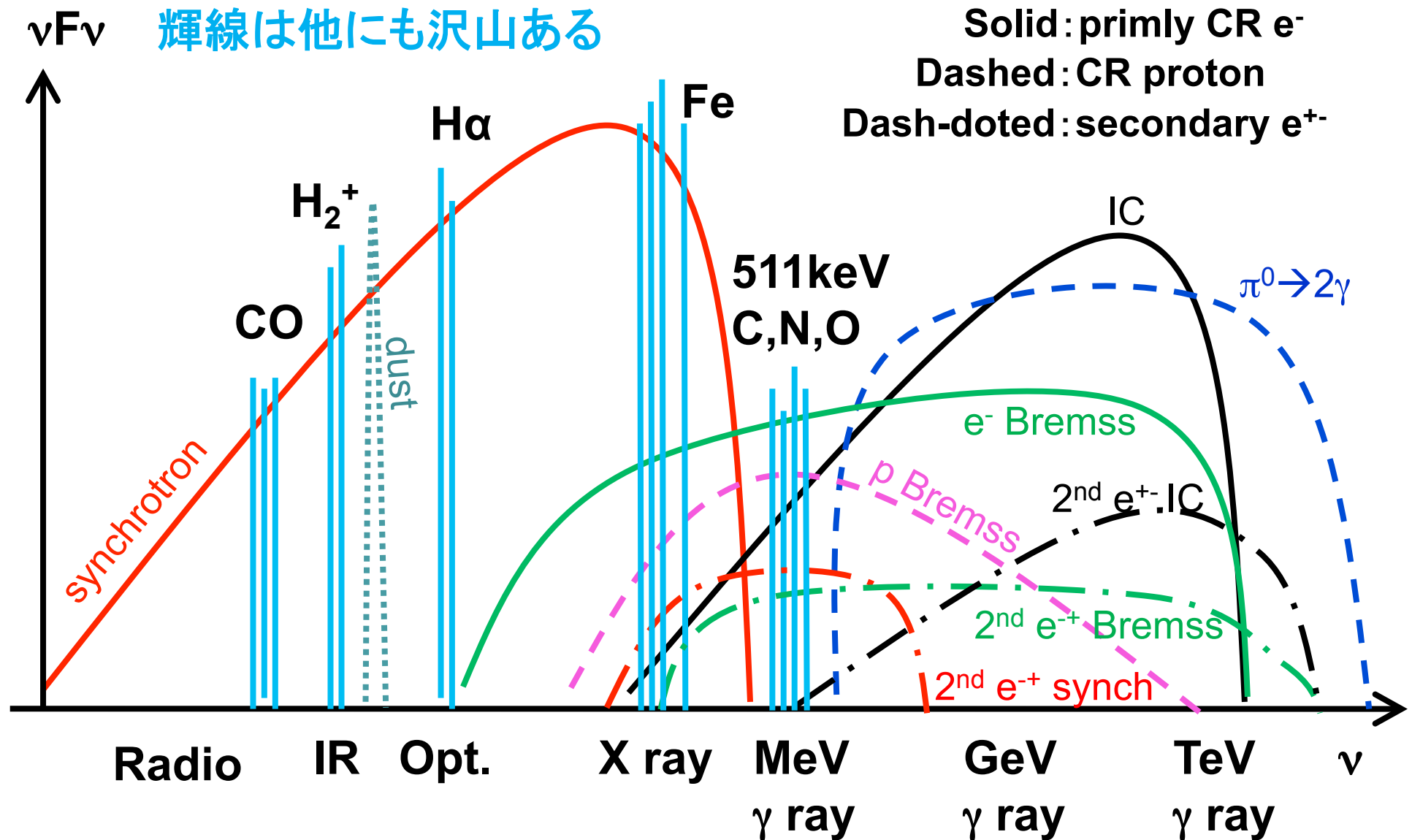
Ionization = recombination

$$\zeta_2 n(\text{H}_2) = k_e n_e n(\text{H}_3^+)$$

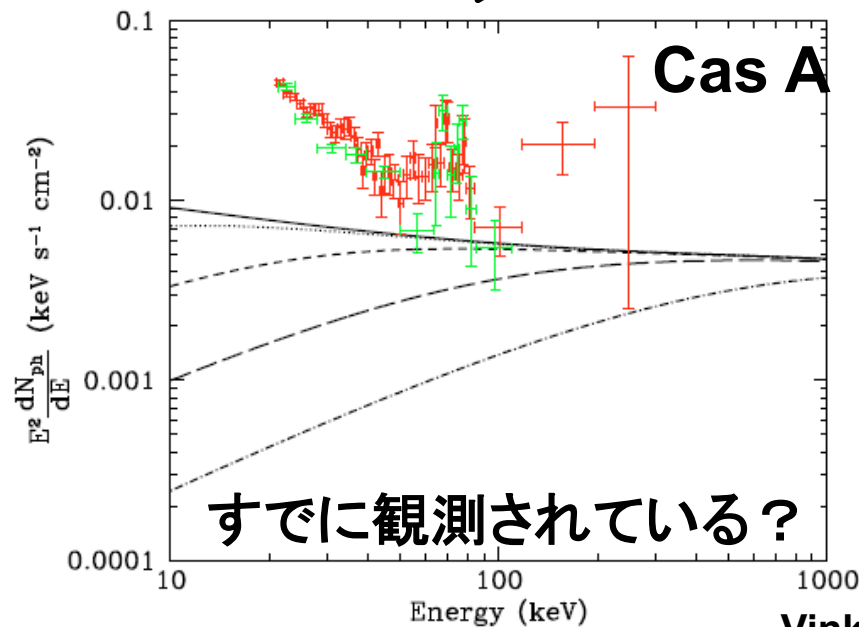
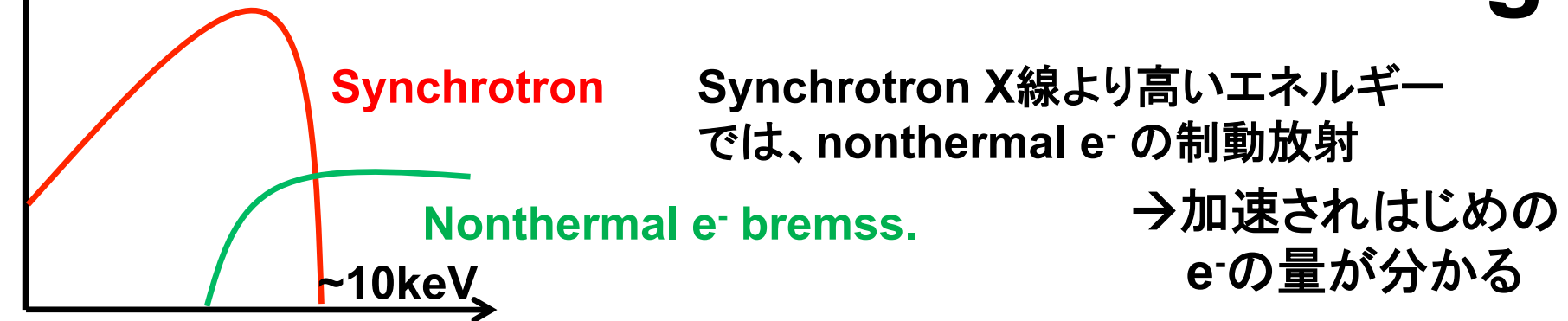
$$\diamond \zeta_2 \sim 10^{-15} \text{ s}^{-1} > 10^{-16} \text{ s}^{-1}$$

これから観測

超新星残骸からの多波長スペクトル



Nonthermal e⁻ bremsstrahlung



Vink, 2008, A&A

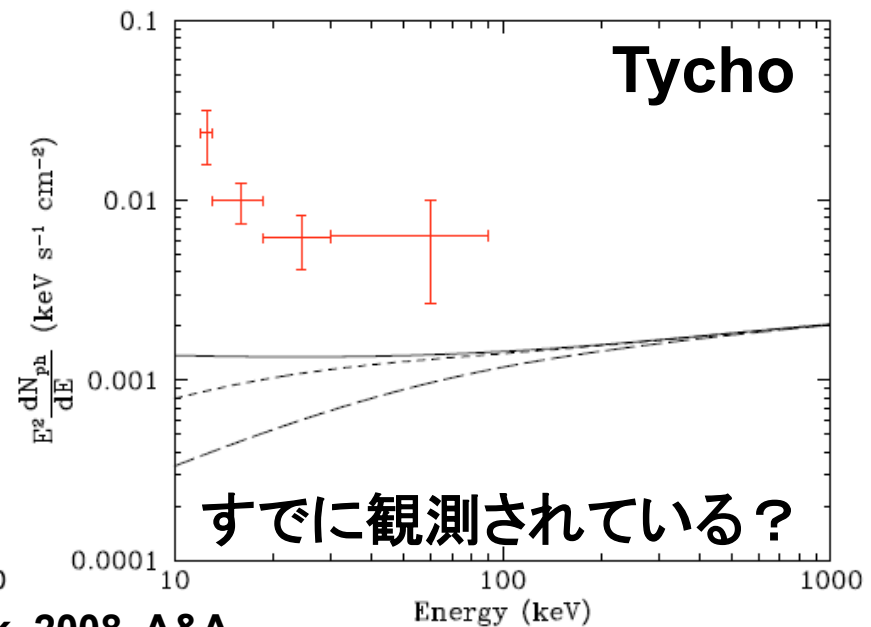
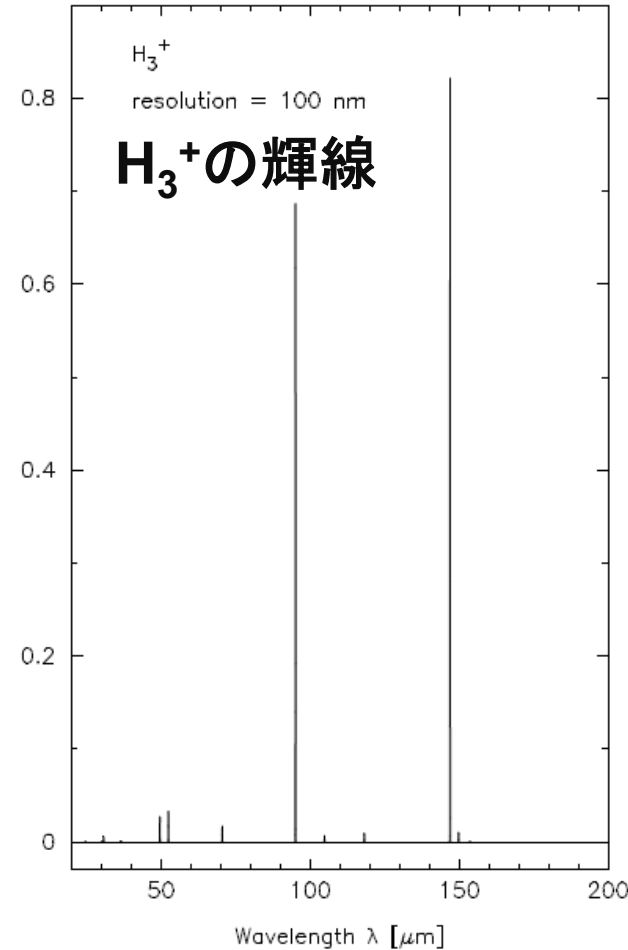
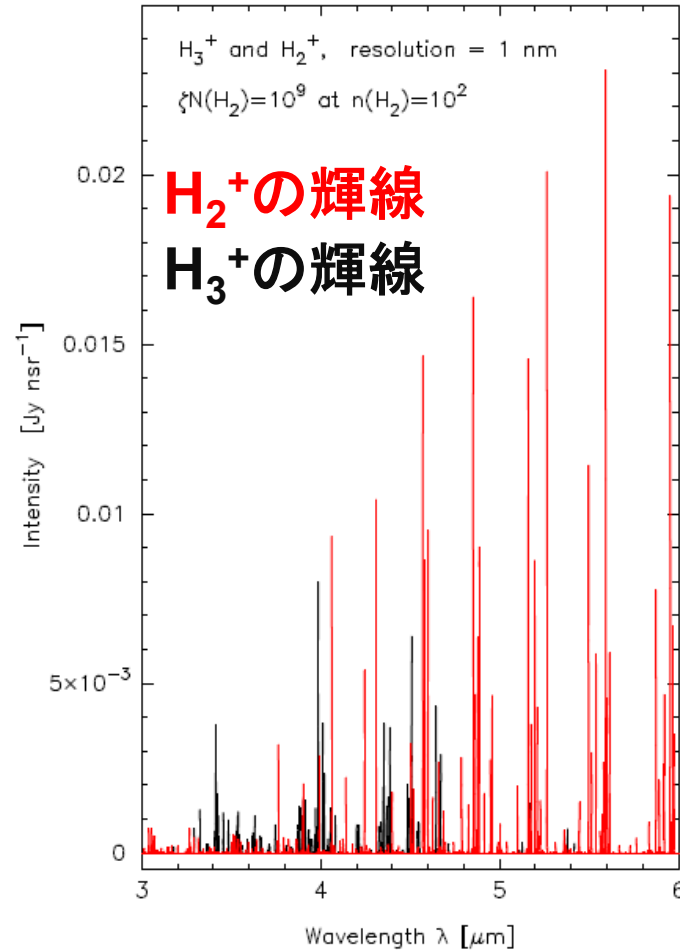
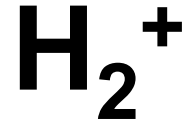


Fig. 3. Left: spectral energy distribution of Cas A, as measured with BeppoSAX-PDS (Vink et al. 2001, red) and INTEGRAL-IBIS (Renaud et al. 2006b, green), assuming a magnetic field of $\sim 300 \mu\text{G}$, a spectral energy index of -2.56 (corresponding to a radio-spectral index of $\alpha = -0.78$), and a background plasma with $\Sigma_i \langle n_i Z^2 \rangle = 10 \text{ cm}^{-3}$. The bremsstrahlung spectra were calculated using the analytic cross sections of Haug (1997). The model spectra are shown for $n_e t = 0, 2 \times 10^9, 2 \times 10^{10}, 2 \times 10^{11}$ and $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ (from top to bottom). Right: spectral energy distribution of Tycho's SNR, as measured by the BeppoSAX-PDS. The theoretical curves are for $B = 10 \mu\text{G}$, $\alpha = -0.6$, and $\Sigma_i \langle n_i Z^2 \rangle = 4 \text{ cm}^{-3}$. The different curves are for $n_e t = 0, 1 \times 10^{10}, 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$.



低エネルギー
CRによって
イオン化率が
大きくなり、
H₂⁺, H₃⁺の輝線
も観測できる

ガンマ線で観測
できない
低エネルギーCR
の観測に重要

Fig. 2.— Predicted emission spectra of H₂⁺ (red in online version) and H₃⁺ (black online) for the reference model. The surface brightness is displayed in Jy nsr⁻¹ where 1 Jy = 10⁻²⁶ W m⁻² Hz⁻¹ and 1 nsr = 10⁻⁹ steradian of solid angle. In the figure, $\eta = 10^9$ s⁻¹ cm⁻² is used as a typical value in this context (see text).

Fe satellite lines

w: $\text{Fe XXV } 1s^2 \ ^1S + e \rightarrow \text{Fe XXV } 1s 2p \ ^1P + e$

j: $\text{Fe XXV } 1s^2 \ ^1S + e \rightleftharpoons \text{Fe XXIV } 1s 2p^2 \ ^2D_{5/2}$

d13: $\text{Fe XXV } 1s^2 \ ^1S + e \rightleftharpoons \text{Fe XXIV } 1s 2p 3p \ ^2D_{5/2}$

wは6.7keV
以上の
e⁻が寄与

j は4.69keV
d13 は5.81keV
のe⁻だけが寄与

Nonthermal e⁻
があると、
wが多く出る

Gabriel & Philips,
MNRAS, 1979

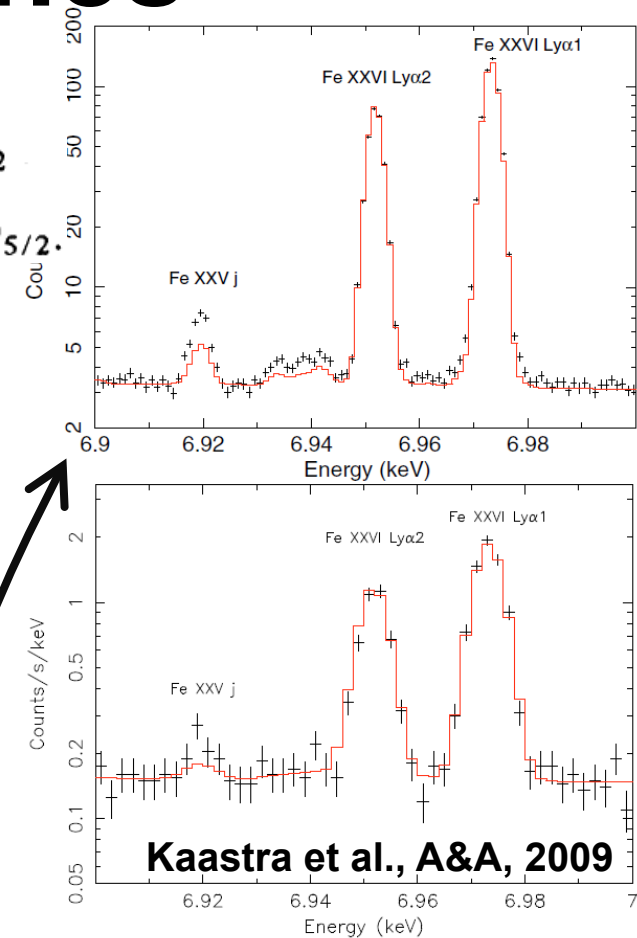
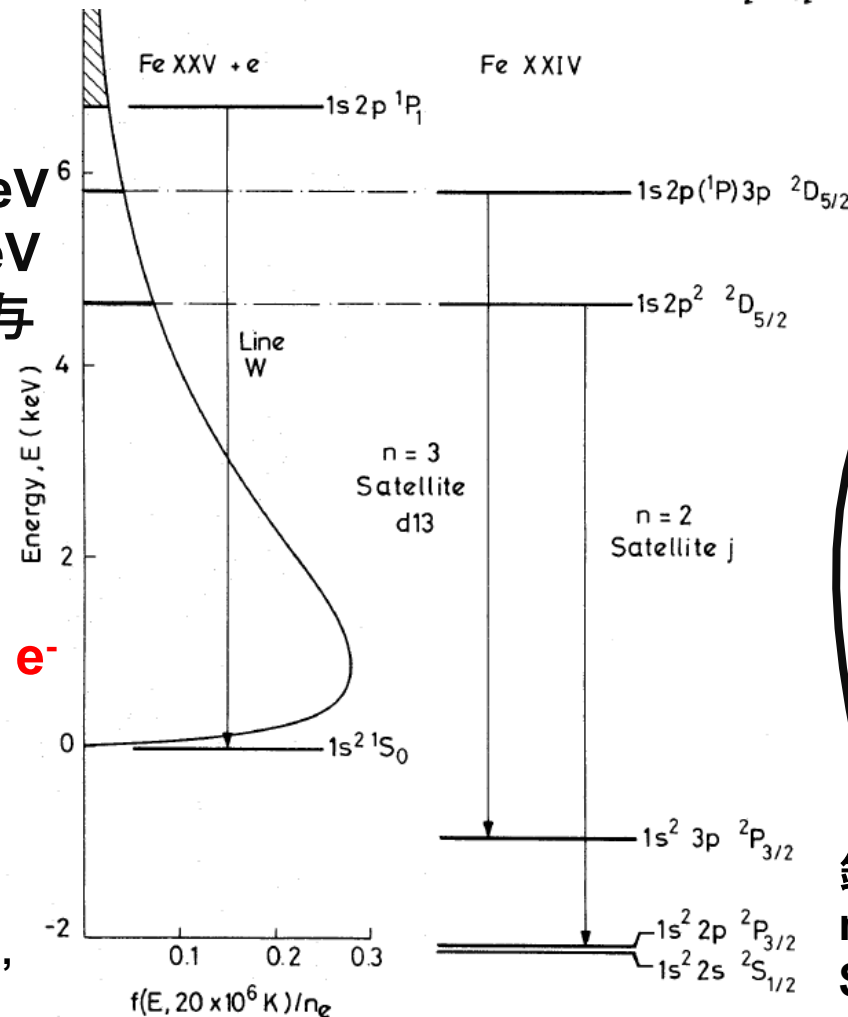


Fig. 4. Crosses: simulated 100 ks calorimeter spectrum for IXO (top panel) and Astro-H (bottom panel) as described in the text, for the supra-thermal electron distribution of Fig. 1. Solid line: best-fit model to a pure Maxwellian plasma, with temperature 16.99 keV. Note the excess emission of satellite lines in the data, in particular the Fe XXV j-line.

銀河団の場合、ASTRO-H や IXO で
nonthermal e⁻ の存在を確認できる。
SNRでもできる？

Nuclear lines

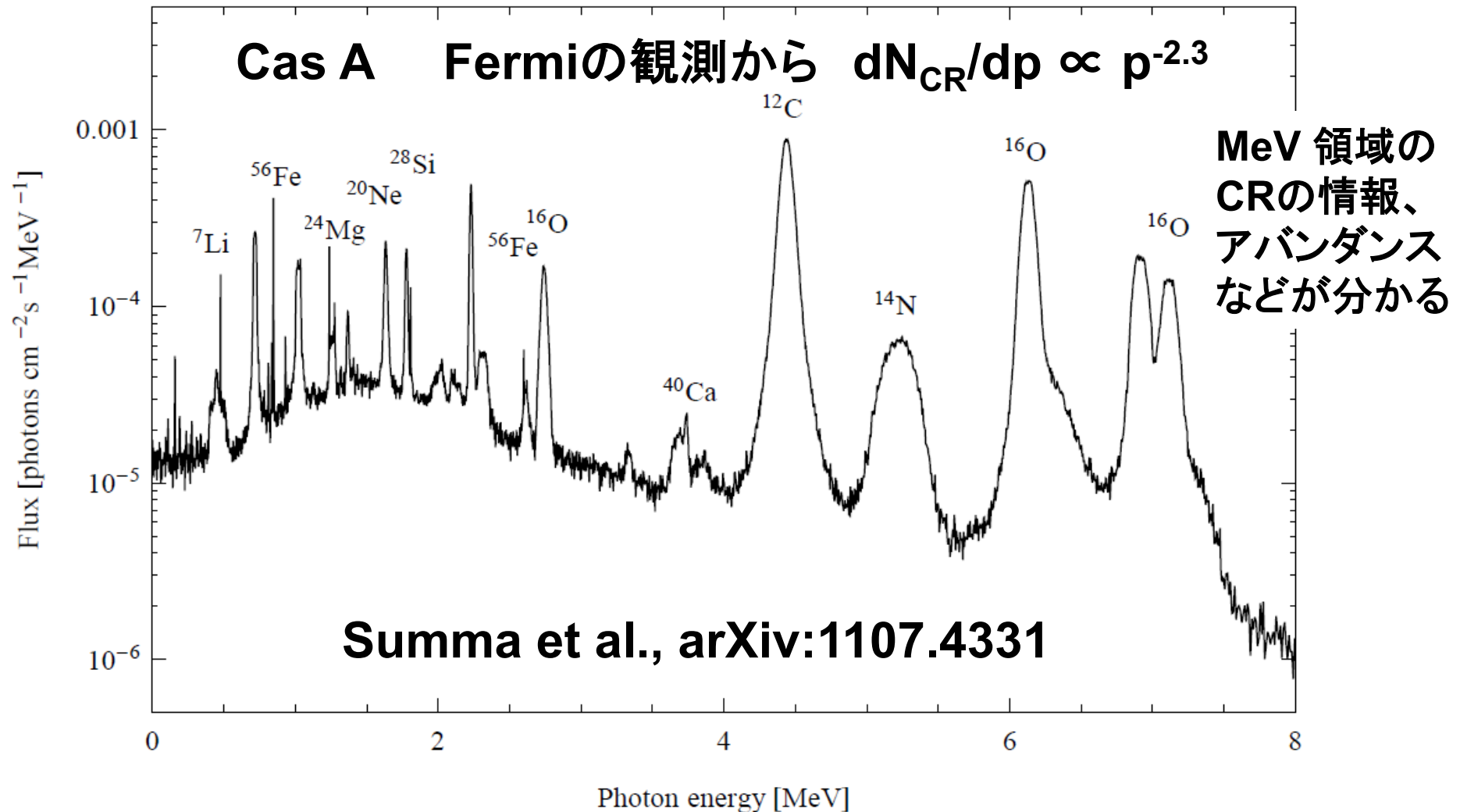
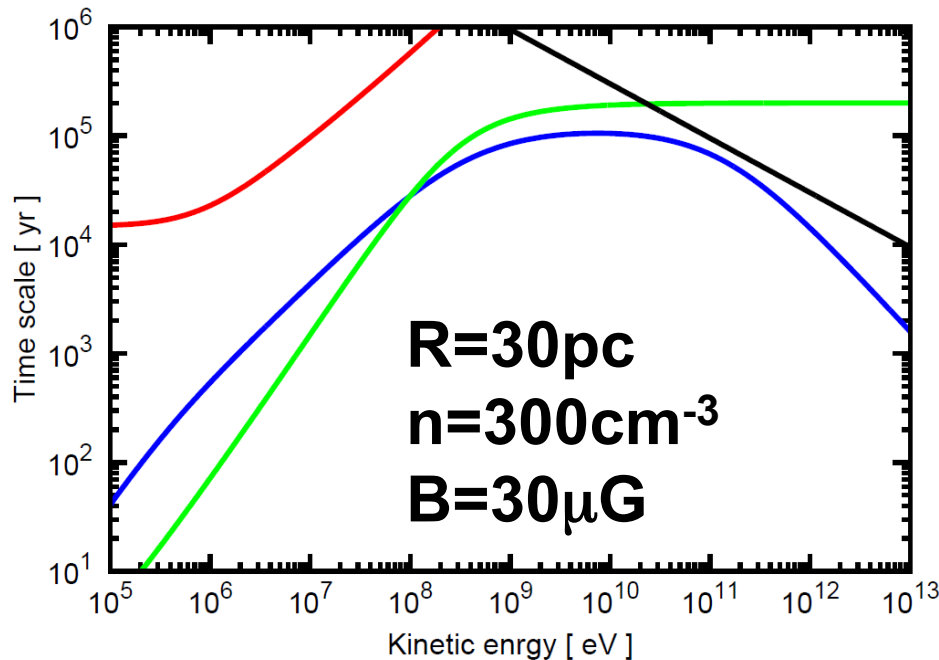


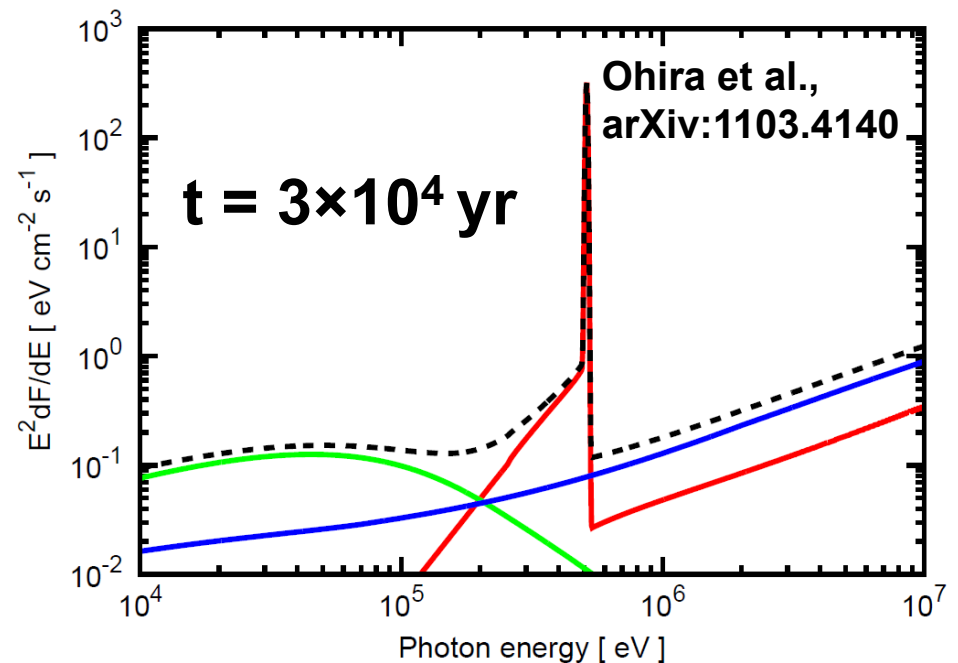
Fig. 1. Calculated gamma-ray spectrum for the specific case of Cas A using the assumptions described in the text. 10^6 photons are binned into energy intervals of widths ranging from 2 to 5 keV as described in Ramaty et al. (1979). For example, the ^{12}C line at 4.4 MeV has a flux that is comparable to the sensitivity of COMPTEL. Note that the continuum component caused by nonthermal electron bremsstrahlung is not taken into consideration here.

511keV, proton Brems, radiation from 2nd e[±]



電子の冷却時間 陽子の冷却時間
 対消滅時間 拡散逃走時間

pp→π[±] からの100MeVの2次e[±]
 は 3×10⁴ yr で冷える



e⁺-Brems. pBrems.
 e⁺-Annihilation Total

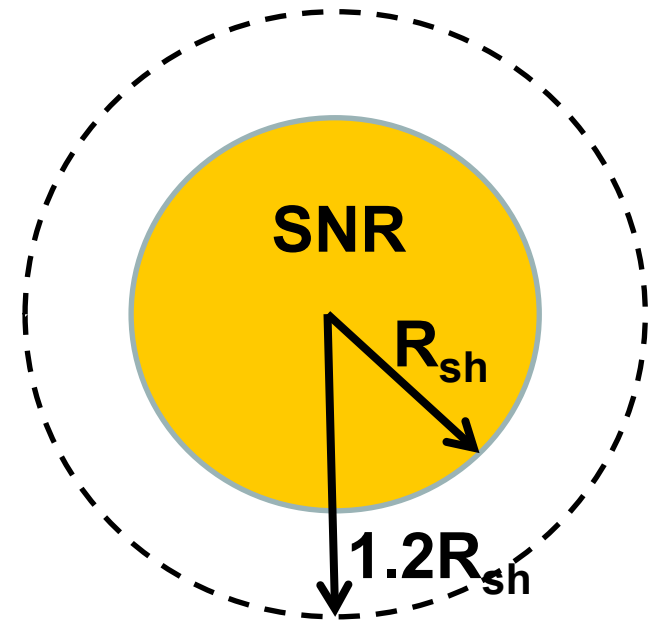
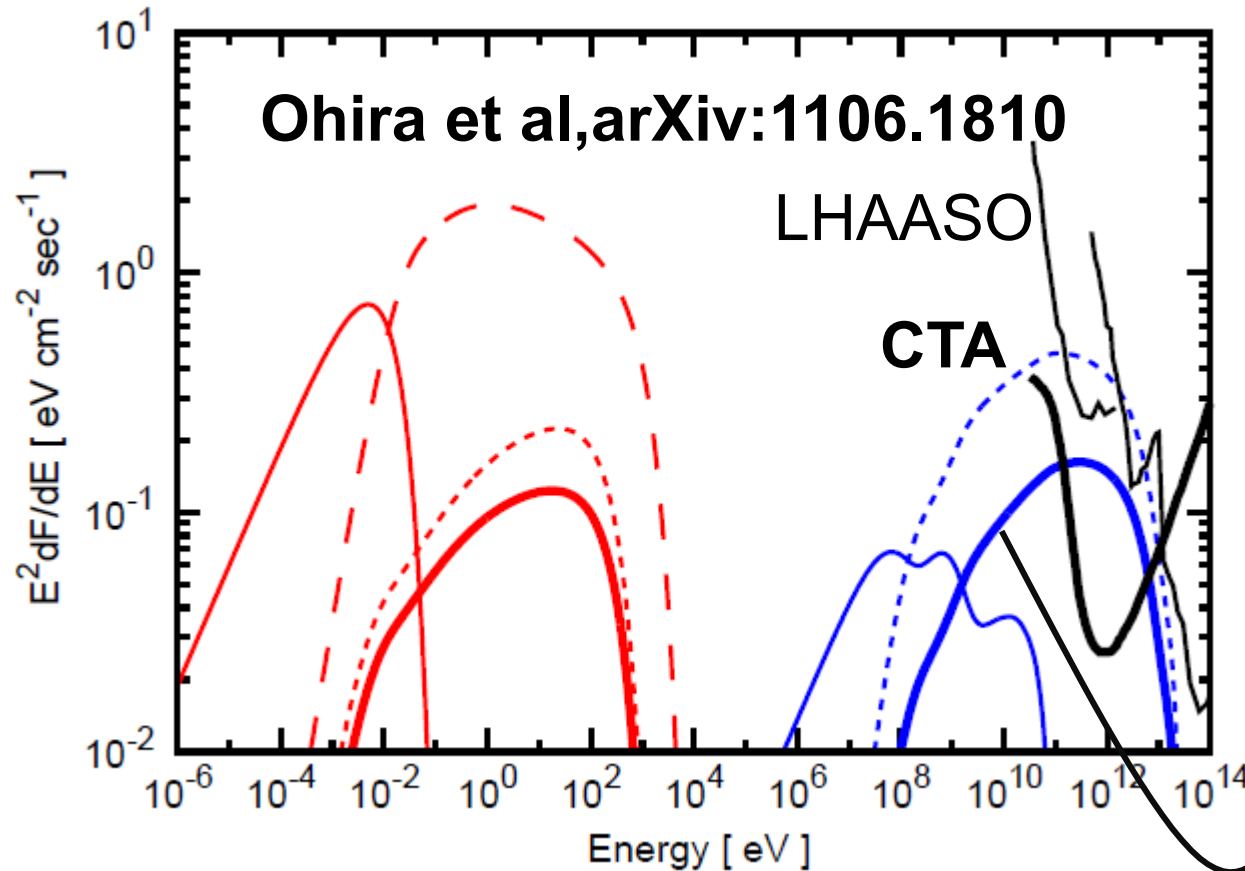
Fermi→ $F_{>100\text{MeV}} = 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
 $F_{511\text{keV}} \sim 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

511keV line が Advanced Compton Telescope で観測可能！

陽子の制動放射が ASTRO-H で観測可能！

場合によっては2nd e[±]のシンクロtronも ASTRO-H で観測可能！

Radiation from escaping CR e^-



$d = 3 \text{ kpc}, U_{CR,e} = 10^{48} \text{ erg}, t = 10^4 \text{ yr}$

$D = 10^{26} (E/10\text{GeV})^{0.6} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$

電子のIC

SNRから逃走したCR e^- からの放射がCTA, LHAASO で観測可能
逃走過程、SNR付近の拡散係数などが明らかになる

まとめ

CRの観測より、

AMS-02の結果が楽しみ

Heの方がpよりハードなベキ。 **スタンダードDSA理論と違う。**

全成分が200GeV/n付近でハードになる。 **Superbubble origin?**

重元素は、ダストになりやすいもののほうが多く加速されている。 **ダスト加速?**

電波観測より、電子スペクトルは $dN/dE \propto E^{-2}$ よりソフト。 **スタンダードDSA理論と違う。**

一部のSNRのH α 観測は、CRが沢山加速されていることを示唆。 **他のSNRは?**

若いSNRのX線観測は、磁場増幅($\sim 100\mu\text{G}$)を示唆。 **年老いたSNRの磁場は?**

Gev-TeVの観測により、SNRからのICや $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ が観測されている。

ICは、 $B \sim 100\mu\text{G}$ と矛盾。 **本当に $B \sim 100\mu\text{G}$? 本当にIC?**

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ はCRスペクトルが $dN/dE \propto E^{-2}$ よりソフト。 **スタンダードDSA理論と違う。**

ラインでも非熱的粒子を探れる。(H $_2^+$, H $_3^+$, satellite lines, Nuclear lines, 511keV)

ラインやnonthermal e $^-$ やpの制動放射を観測することで、**低エネルギー領域**

(10keV~GeV)のCRの量やスペクトルが明らかに。

DSA理論の検証

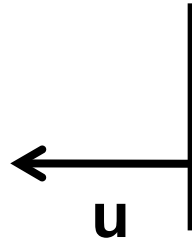
CTA, LHAASOは、SNRから逃げたCRの放射(IC, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$)が観測可。

最高エネルギー、エネルギーごとの空間的広がりを調べることで、

逃走時期、磁場の進化、SNR付近の拡散係数が明らかに。

ベキ型分布

粒子と壁の1次元散乱



散乱後 $\Delta p = 2 \frac{u}{v} p$

Shock の場合

$$\frac{\Delta p}{p} = \delta = \frac{4(u_1 - u_2)}{3v} \xrightarrow{n \text{ 回往復}} p_n = p_0(1 + \delta)^n \sim \exp(n\delta)$$

上流から拡散的(等方的)に下流に入るCR flux: $n_{\text{CR}} v/4$

十分下流に流れるCR flux: $n_{\text{CR}} u_2$

下流に流れる確率: $P_{\text{esc}} = 4u_2/v$ 、上流に戻る確率: $P_{\text{ret}} = 1 - P_{\text{esc}}$

$$N(>p_n) \propto (1 - P_{\text{esc}})^n \sim \exp(-nP_{\text{esc}}) \propto p_n^{-3u_2/(u_1 - u_2)}$$

$$f(p)dp \propto dN(>p)/dp \propto p^{-s}$$

$$s = \frac{u_1/u_2 + 2}{u_1/u_2 - 1}$$

銀河内の宇宙線の拡散

Leaky box model

$$\frac{d N_{\text{CR}}}{d t} = - \frac{N_{\text{CR}}}{t_{\text{esc}}(E)} + Q_{\text{sour}}(E) \xrightarrow{\text{定常}} N_{\text{CR}} = t_{\text{esc}}(E) Q_{\text{sour}}(E)$$

$$t_{\text{esc}}(E) = L_{\text{size}}^2 / D_{\text{diff}}(E) , \quad D_{\text{diff}}(E) \propto E^{\gamma} , \quad Q_{\text{sour}}(E) \propto E^{-s}$$

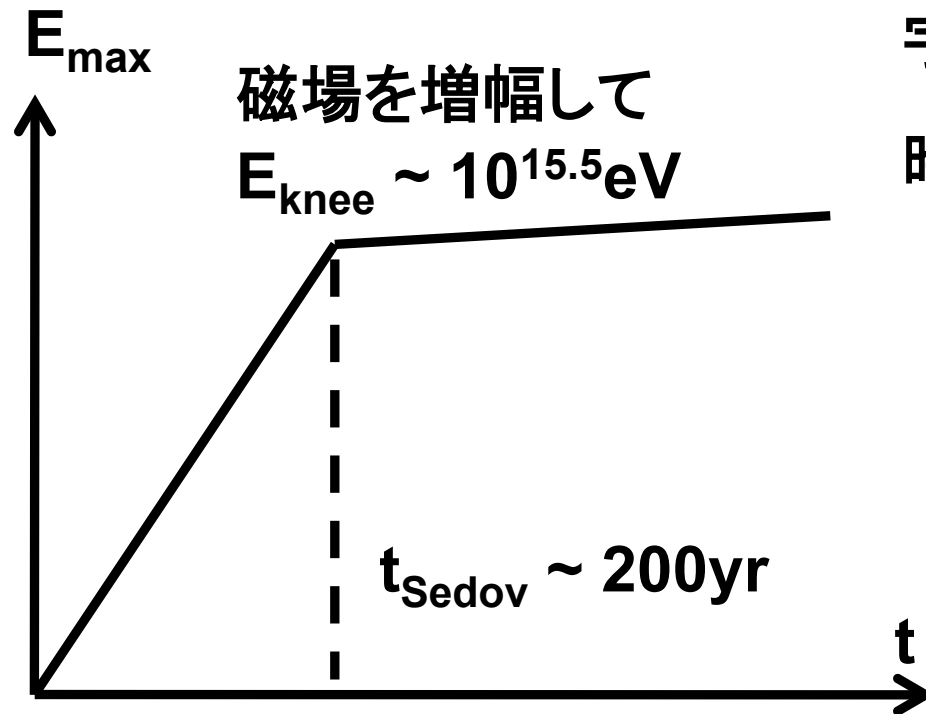
$$N_{\text{CR}}(E) \propto E^{-(s+\gamma)}$$

$$\text{B/C観測} \Rightarrow \gamma = 0.3 - 0.6$$

$$\text{宇宙線観測} \Rightarrow s + \gamma = 2.7$$

$s = 2.1 - 2.4$ 衝撃波加速の理論 ($s = 1.5 - 2$) と矛盾？

これまでのモデル



宇宙線は衝撃波で加速 $N(E) \propto E^{-s}$

時間とともに最高エネルギーは増加

自由膨張期でほぼ決まる

$$t_{\text{acc}}(E) \propto E u_{\text{sh}}^{-2} B^{-1}$$

衝撃波が弱くなり、マッハ数が1
になると、SNR内の宇宙線が
解放される

$$Q_{\text{sour}}(E) \propto E^{-s}$$

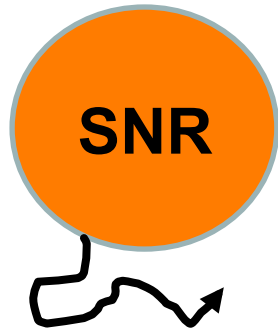
銀河内を伝搬して、地球にたどり着く

$$D_{\text{diff}}(E) \propto E^{\gamma}, \quad N_{\text{obs}} \propto E^{-(s+\gamma)}$$

スペクトルは粒子の種類によらない

異なるエネルギーを持った宇宙線は同時に解放される。

Escape of Cosmic Rays



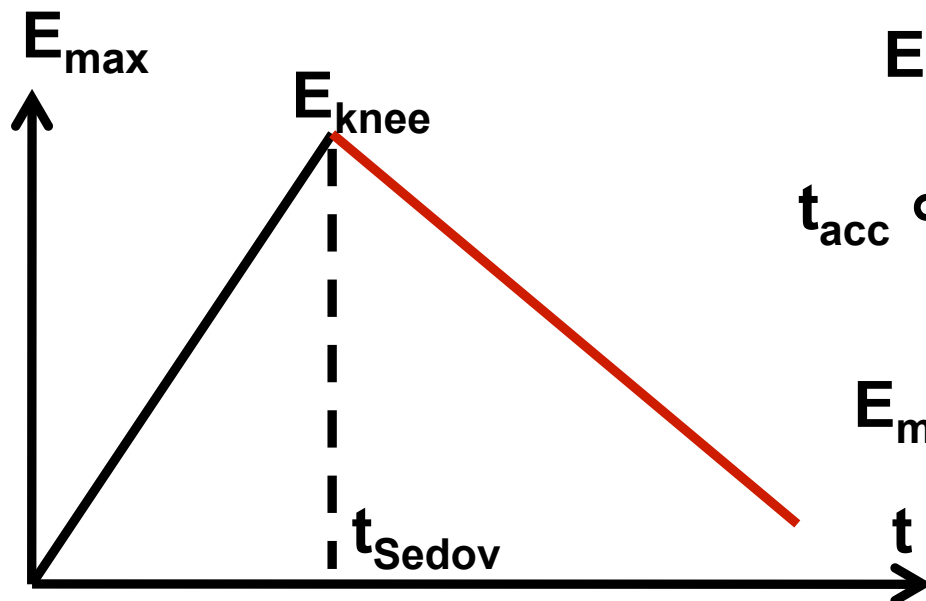
$$R_{sh} = R_{Sedov} \times \begin{cases} (t_{age} / t_{Sedov}) & (t_{age} < t_{Sedov}) \\ (t_{age} / t_{Sedov})^{2/5} & (t_{age} > t_{Sedov}) \end{cases}$$

$$R_{diff} \propto (Dt_{age})^{1/2}$$

Free expansion phase ($t < 200\text{yr}$): age limited

$$E_{max} = E_{knee} (t / t_{Sedov}) \quad (\text{B should be amplified})$$

Sedov phase ($t < 10^5 \text{ yr}$) : escape limited



$E_{m,esc}$ is obtained from $t_{esc} = t_{acc}$

$$t_{acc} \propto \frac{D}{u_{sh}^2}, \quad t_{esc} \propto \frac{R_{sh}^2}{D}, \quad D = \eta_g \frac{cE}{3eB}$$

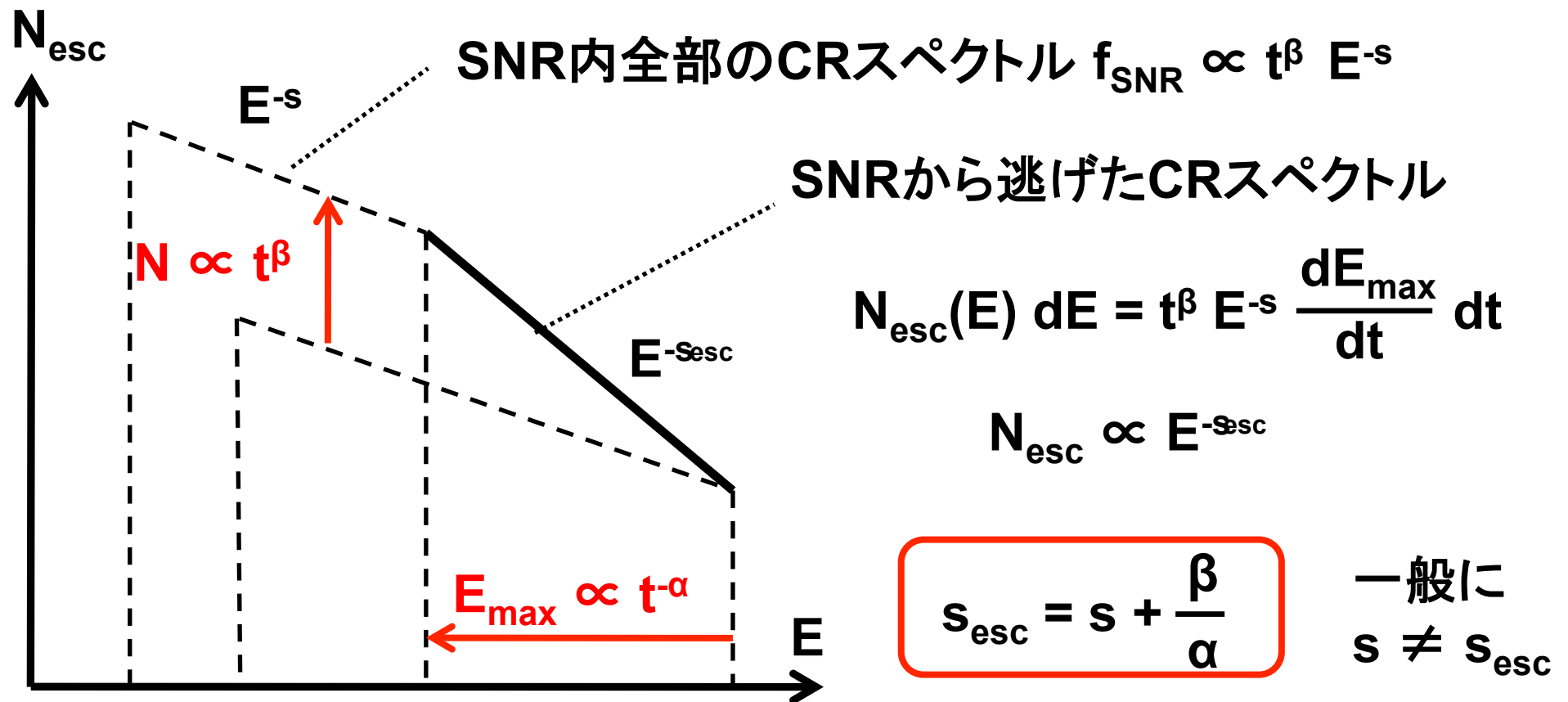
$$E_{max} \propto \frac{B(t)t^{-1/5}}{\eta_g(t)} = E_{knee} (t / t_{Sedov})^{-\alpha}$$

$E_{m,esc}$ decreases with time

SNRから逃げた宇宙線のスペクトル

$$E = mc^2 \text{ のCRの数 } N(mc^2) \propto t^\beta, \beta \leq 0$$

$$\text{最高エネルギー } E_{\max} \propto t^{-\alpha}, \alpha > 0$$



10GeV 付近の折れ曲がり

SNの前のstellar wind を考えると、

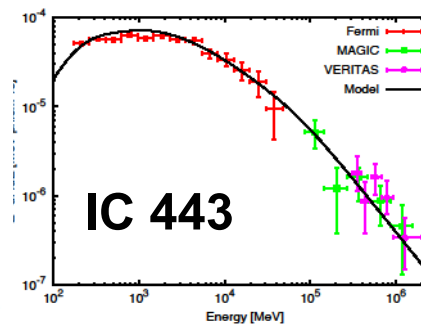
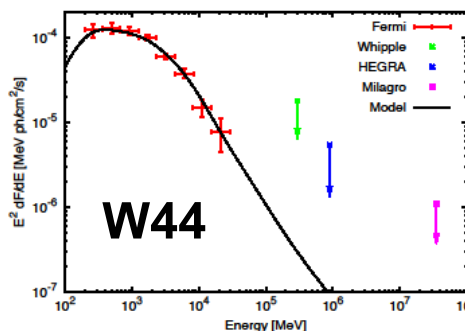
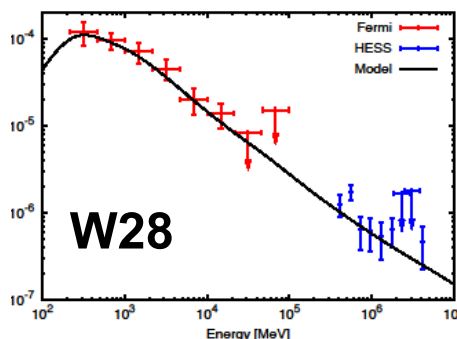
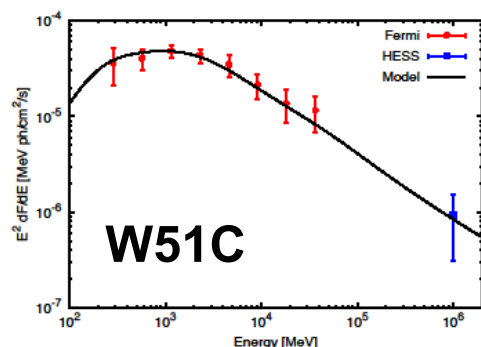
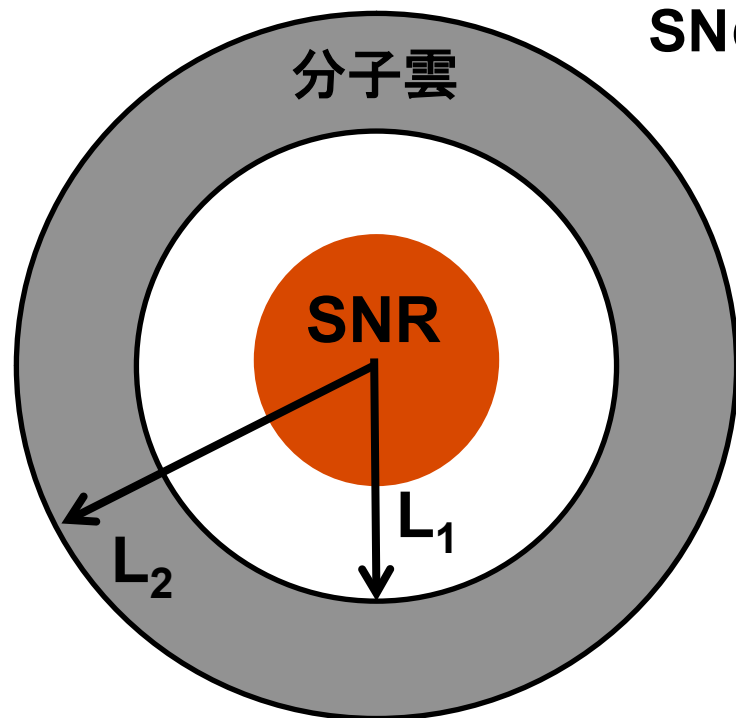
$$L_1 \sim 10\text{pc} \quad \text{Weaver et al. (1977)}$$

$R_{\text{sh}} = L_1$ のとき、宇宙線は一瞬で逃げる

その時の SNR 内の $E_{\text{max}} \sim 10\text{GeV}$

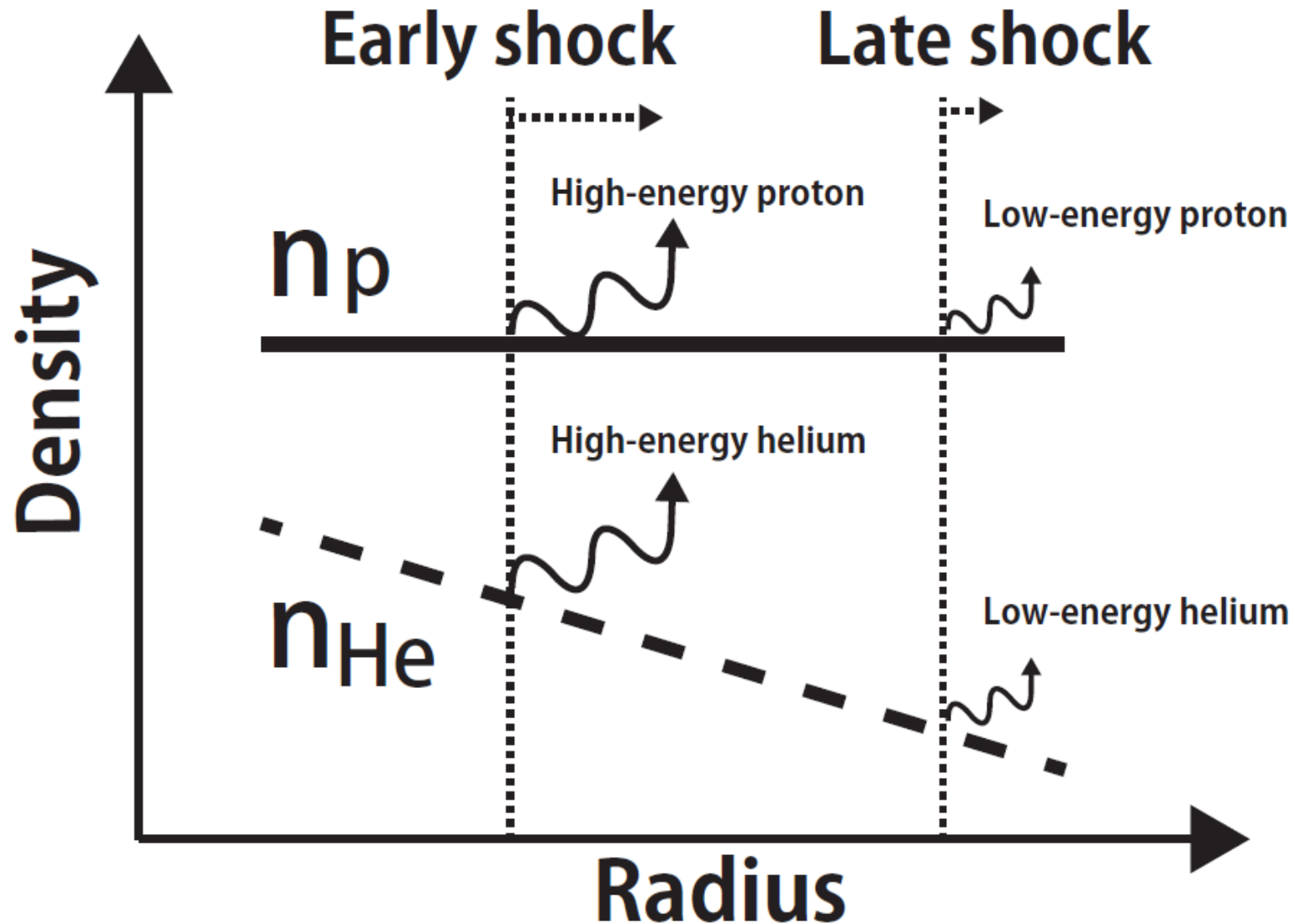
$$E_{\text{max}} = t^{-\alpha}, \quad \alpha \rightarrow \infty$$

$$s_{\text{esc}} = s + \beta / \alpha \rightarrow s$$

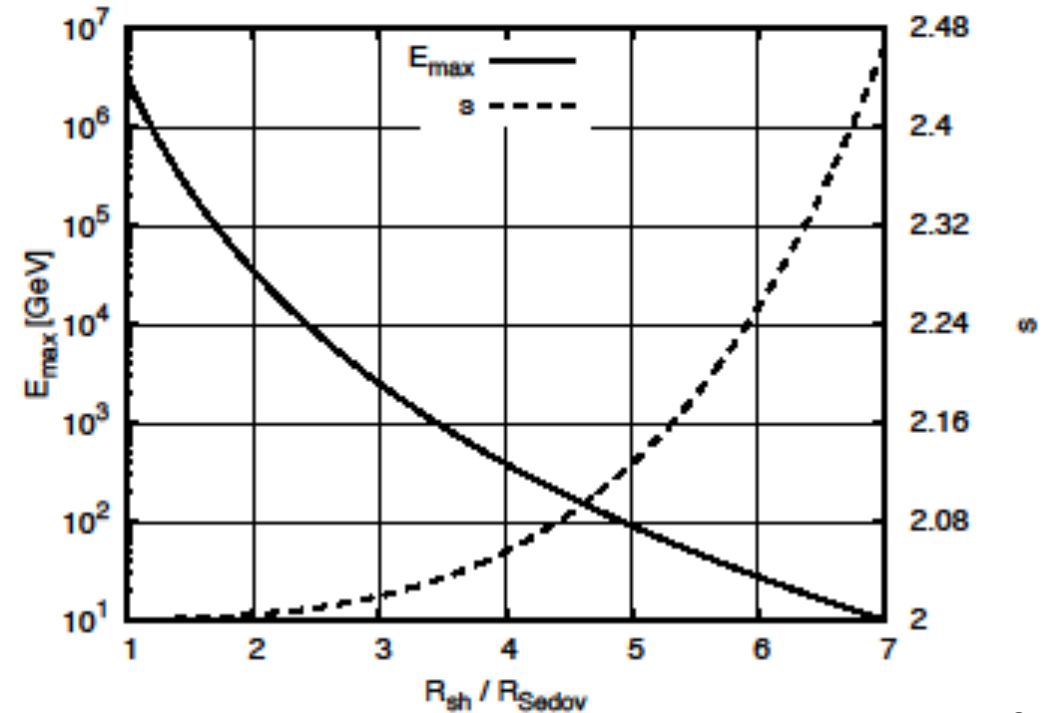
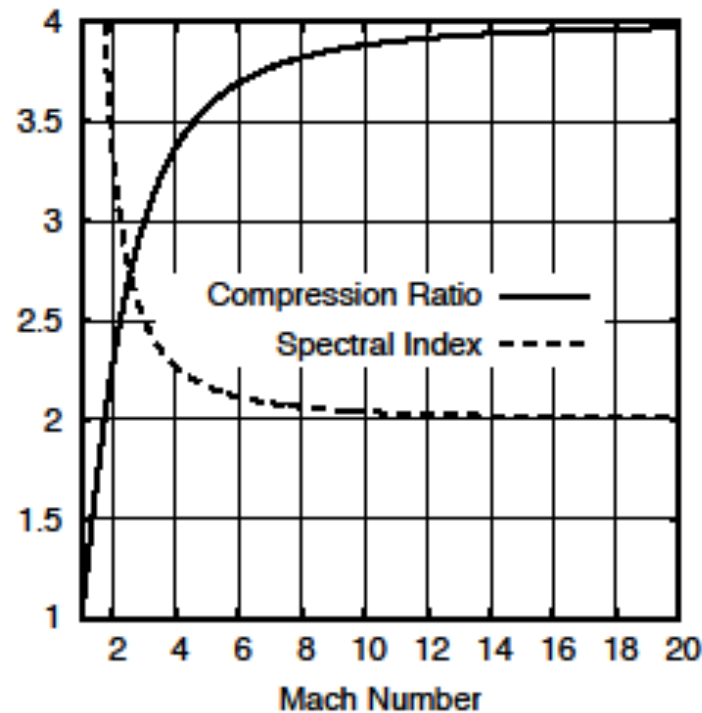


Ohira, Y., Murase, K., Yamazaki, R., 2011, MNRAS, 410, 1577

非一様な陽子とヘリウムの密度比



マッハ数、圧縮非、ベキ指数



$T = 10^6 K$

$$s = \frac{u_1 + 2u_2}{u_1 - u_2} = 2 \frac{1 + M^{-2}}{1 - M^{-2}}$$

$$M \approx 10^3 \left(\frac{\rho_{tot}(R_{sh})}{\rho_{tot}(R_{Sedov})} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{R_{sh}}{R_{Sedov}} \right)^{-\frac{3}{2}}$$