

解説

宇宙における非熱的プラズマ

國枝 秀世

(名古屋大学)

Non-Thermal Emission from Astrophysical Plasmas

KUNIEDA Hideyo

Graduate School of Science, Nagoya University, Nagoya 464-8602, Japan

(Received 23 March 2005)

In the extremely low density plasmas in the Universe, the energy distribution of electrons starts to deviate from Maxwellian distribution, when acceleration processes, such as the Fermi acceleration process are operative with a magnetic field moving at high velocity.

Radiation from these electrons is expected in the X-ray wave band by synchrotron radiation and by inverse-Compton scattering. Supernova remnants and clusters of galaxies exhibit thermal emission from hot plasmas of several keV as well as non-thermal power law components above 20 keV, which suggests that the acceleration process takes place. A new hard X-ray imaging telescope system is also presented.

Keywords:

space plasmas, Fermi acceleration, synchrotron radiation, inverse-Compton scattering, supernova remnants, cluster of galaxies

1. はじめに

イオンと電子からなるプラズマはその電磁相互作用から、多彩な物理現象を生み出している。地上においては、核融合を含む、実験室プラズマ、プロセスプラズマ、最も身近な例であるプラズマディスプレイまで、多くの学問的、実用的な関心が持たれ、研究が進められている。一方、宇宙においては、電離の進む高温な領域では必ずプラズマ状態が出現し、天体現象の解明には、プラズマ物理学の研究は欠くべからざるものとなっている。

宇宙では、地上で実現し難い極端な物理状態が存在し、かつ非一様、非平衡の現象が頻繁に見いだされる。このため、「宇宙は巨大な実験室である」と言われ、地上のプラズマ実験の成果を適用して天体現象を理解すると同時に、天体観測から、地上の実験結果を補うなどの研究が、合い携えて発展してきた[1]。

そもそも宇宙は、ビッグバンから約40万年後にマイクロ波（3度K）背景放射が作られた頃には、極めて均一で一様であったにもかかわらず、わずかな量子的ゆらぎが発達して、銀河団、銀河、星という、現在の多様な天体に進化してきた。その密度は中性子星内部の 10^{44-45} 原子/ m^3 から、星間空間の 10^3 原子/ m^3 まで、40桁の違いが知られている。温度では、前述の3度Kから恒星内部の1億度以上までその違いは8桁に及ぶ。

宇宙の大半の体積を占める希薄な空間では衝突が起こる確率が低いため、粒子間の衝突を通した、エネルギーの等

分配が起こらない。加熱、加速が進むと一部の粒子に高いエネルギーが集中し、粒子のエネルギー分布は熱平衡によるマクスウェル分布に比べ、高いエネルギー側にべき型のテールを引くため、非熱的現象と呼ばれる。

こうしたプラズマからの非熱的放射は、べき型スペクトルを持ち、高いエネルギーまで伸びている。超新星残骸や銀河団の多くは、10 keV以下のエネルギー領域では熱的放射が優勢であるが、10 keV以上の硬X線領域では非熱的成分が優勢となる。本稿では、この10年程に出揃ってきた、非熱的現象の観測的証拠を示していきたい。最後に、この成分の構造とスペクトルを詳しく観測するため、最新の多層膜技術を用いた、硬X線望遠鏡による60(80) keVまでの硬X線撮像気球観測、さらにはNeXT衛星計画へ研究が進められているので、これも紹介する。

2. 熱的・非熱的現象

実験室プラズマの典型的なディメンションは、例えば真空槽の中で、密度 $n=10^{17}$ 原子/ m^3 、長さスケール $L=1$ m、温度が10 eVを例として考える。原子の半径を1 nmとすると、断面積は $\sigma=3\times 10^{-18}$ m^2 なので平均自由行程 λ は

$$\lambda = 1/(10^{17} \times 3 \times 10^{-18}) \text{ m} = 3 \text{ m}, \quad (n\sigma\lambda = 1)$$

数mスケールのプラズマでは、系から出る前に1回程度衝突を起こす。10 eVの熱運動の速度は 6×10^3 m/sであるので、 5×10^{-4} s程度で平衡になる。それに対し、超新星残骸

author's e-mail: kunieda@u.phys.nagoya-u.ac.jp

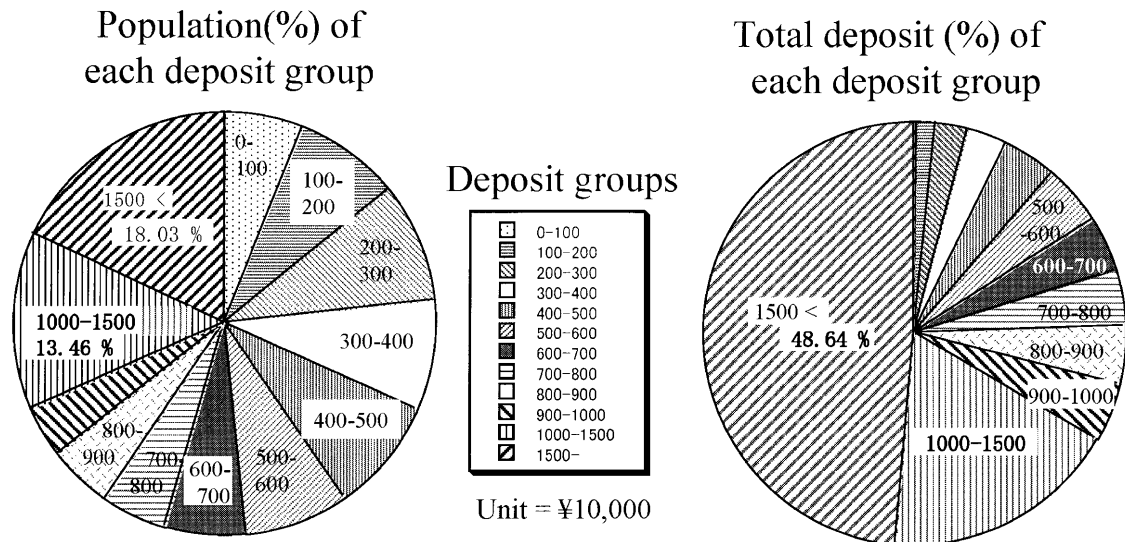


Fig. 1 Deposit in bank accounts (1989). Fraction of population whose deposit corresponds to the group is plotted in the left panel. Total amount of each group is plotted in the right panel. All units are Japanese Yen.

が周囲の星間ガスに衝突してできるシェルでは、密度 10^6 m^{-3} だから、 $\lambda = 1 / (10^6 \text{ m}^{-3} \times 3 \times 10^{-18} \text{ m}^2) = 3 \times 10^{11} \text{ m}$ 走って初めて衝突が起きる。プラズマの温度を 10 keV とすると、速度は $2 \times 10^5 \text{ m/s}$ となり、平衡に達するには 2×10^6 秒かかる。この自由行程と平衡時間は、超新星残骸のシェルの厚さ $\sim 10^{16} \text{ m}$ や膨張のタイムスケール 1000 年 ($\sim 10^{10}$ 秒) に比べると十分短いと言え、いわゆる局所平衡にあるということができる。

ところが、さらに 4 桁希薄な星間ガスでは、自由行程、タイムスケールが 2×10^{10} 秒 (数千年) と無視できない大きさになる。この時、電子とイオンの再結合が遅れると、電子温度とイオンの電離温度が異なる非平衡が起きる。また、系内で起きた加速現象 (詳細は第 3 章参照) による粒子、例えば電子は、系内で他の電子/イオンと衝突せず、電子のエネルギースペクトルは高い方に裾を引くことになる。この分布は、熱平衡状態の場合のマクスウェル分布と異なり、一般にはエネルギーのべき型のスペクトルとなるため、べき型成分、非熱的成分と呼ばれる。

この現象を身近な例で示されることがある。Fig. 1 は、総務省統計局の平成元年貯蓄動向調査の結果である。左のグラフは貯蓄額階層毎の人口比率である。300-400 万円あたりが最頻値であり、そこから高額な階層に向けて徐々に人口比率が減少していく。横軸を貯蓄額、縦軸を人口比の対数でこれを示したのが Fig. 2 である。左側の 8 点だけでフィットしたガウス関数を実線で示した。高額側の 3 点は明らかにデータが外れていることがわかり、点線で示したべき 1.31 の関数をガウス関数に加えることで全体が説明される。この貯蓄金額を電子のエネルギー、人口比率を電子数と見直すと、ガウス分布にあたる部分が熱的なマクスウェル分布に相当し、高額側のべき成分が、加速による非熱的成分に相当する。実社会でも十分な相互作用で平等な収入が得られる社会であれば、マクスウェル分布になることが想像される。一方、加速を受けた粒子と同様、高額の収入を得た人が相互作用することなく、富が富を生む社会

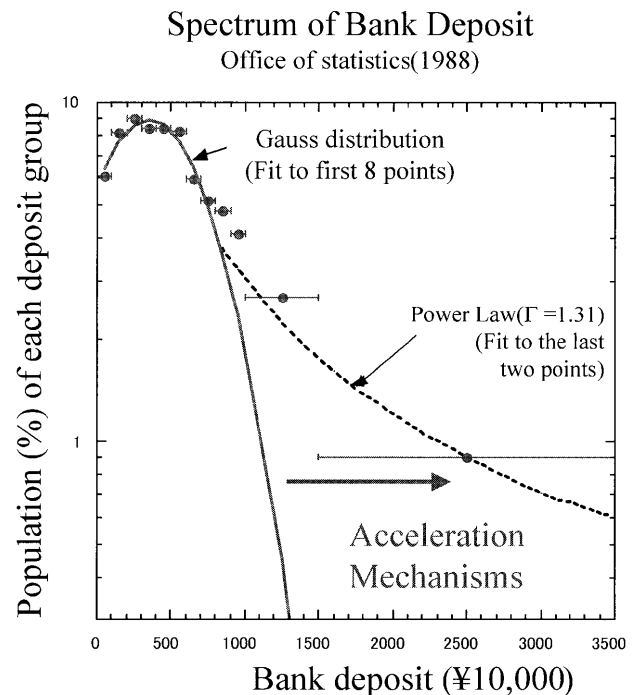


Fig. 2 Population of each group sorted by the bank deposit is plotted against their bank deposit. Peaked distribution on the left hand side is represented by a Gaussian distribution, while the tail on the right hand side is explained by an additional power law component shown with a dotted line.

では、非熱的成分同様、少数ではあるものの、はるかに高い貯蓄額の側に分布が広がる。

Fig. 1 の右の図は、各階層ごとの貯蓄総額の割合を示したものである。重要な点は、たった 18% の人口で 50% の富を有していることである。宇宙において、同様に少数だが高いエネルギーを持つ非熱的粒子の持つエネルギーが、系全体に占める割合と、それを作り出す加速の機構を究めることを私たちは目指している。

3. 加速機構

第5章に述べるいくつかの天体の観測例では、非熱的現象に特徴的なべき型のエネルギースペクトルを持った放射が観測されている。その放射は、シンクロトン放射や逆コンプトン効果であるが、その元になっているのは、べき型のエネルギースペクトルを持つ電子の存在である。こうしたべき型スペクトルを作るような加速過程として宇宙でしばしば現れるのが、フェルミ加速であり、少しページを割いて説明する[2]。

3.1 非相対論的な散乱体によるフェルミ加速

希薄な宇宙空間で、速度 V で運動するガス雲の中に磁場が凍結（注1）していると、電子はガス雲にある磁場で跳ね返される。こうした雲が多数存在すると、その雲と衝突を繰り返す内に、加速が起きる。

Fig.3において、速度 v ($v \gg V$) の電子は、右（上流）側では、正面衝突を起こし、雲の座標系で弾性散乱を受ける。この時、運動量は $\Delta p = 2mV$ ($= 2pV/v$) 増加する。一方、左（下流）側では追突になり、 Δp は $-2mV$ となり減少する。一方、平均的な雲の間隔を λ とすると、単位時間に衝突する回数は、前者の正面衝突は $(v+V)/\lambda$ 、追突は $(v-V)/\lambda$ となる。単位時間の運動量の変化は

$$dp/dt = \Delta p[(v+V)/\lambda - (v-V)/\lambda] = 4pV^2/v\lambda$$

ここで、電子が光速に近いとすると、 $V \ll v \sim c$ となるので、

$$dp/dt = 4p(V/c)^2(c/\lambda)$$

これを解くと

$$p = p_0 \exp(t/t_{\text{acc}}) \quad t_{\text{acc}} = (c/V)^2(\lambda/c)/4$$

すなわち、平均的な衝突時間 (λ/c) の $(c/V)^2/4$ 倍の時間経つと、元の運動量の e 倍になる。そして時間とともに指数関数的に増加して行く。一方、雲の集団が有限のサイズ L の中に分布するので、有限の時間でそこから抜け出し、加速は止まる。この集団の中での電子は散乱体である雲と衝突を繰り返しながら拡散していく。 t から $t+dt$ 秒後に系から抜け出す確率は時間とともに減少する。その確率 P は

$$P = \exp(-t/t_{\text{esc}})$$

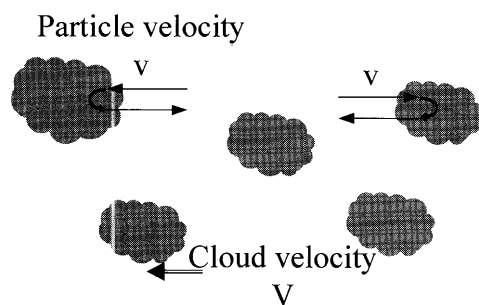


Fig. 3 Magnetic field frozen in high velocity (V) clouds reflects electrons elastically. Since clouds are moving to the left, acceleration (right to left) occurs a little higher frequency, so that electrons are accelerated in total.

加速と散逸がバランスした時に得られる電子のエネルギースペクトル (p と $p+dp$ に含まれる電子数) は

$$\begin{aligned} dN/dp &= dP/dt \cdot dt/dp = \exp(-t/t_{\text{esc}} - t/t_{\text{acc}}) \\ &= \exp[-t/t_{\text{acc}}(1 + t_{\text{esc}}/t_{\text{acc}})] \\ &\propto p^{-(1+t_{\text{esc}}/t_{\text{acc}})} \end{aligned}$$

べき型スペクトルを持つ。ただし、観測で得られるような $p^{-2 \sim 3}$ のべきを得るには、 $t_{\text{acc}} = (c/V)^2(\lambda/c)/4$ が十分小さく、 t_{esc} が十分大きくなるような環境が必要である。星間雲の速度 V が 10 km/s であり、雲の平均間隔 λ を $3 \times 10^{16} \text{ m}$ とすると、 $t_{\text{acc}} = 2 \times 10^{16} \text{ sec} \sim 10^9 \text{ y}$ となり、宇宙論的な時間になってしまう。現実的な加速時間とするには、もっと高速 V で運動する散乱体を持つ加速器が必要となる。その例として考えられるのが、次項で述べる衝撃波である。

3.2 衝撃波におけるフェルミ加速

Fig.4は衝撃波の波面に固定した座標系で物理量を示している。波面の右側では速度 V_1 ($\sim 4V_2$: 強い衝撃波)、左側では V_2 で、左へ向かってガスが運動している。このガスに凍結した磁場が乱れを持っていると、それぞれのガスの速度の散乱体があって、前項と似た、衝突を繰り返す(Fig.4)。速度 v ($v \gg V_2$) の電子は、右（上流）側では加速を受け、左（下流）側では逆に追突と同じく減速を受ける。

天体から観測される衝撃波の速度は早いもので数千 km/s (光速の数%) が知られ、この場合には、3.1と違って、相対論を取り込まなければならない。運動量の変化は1往復の間に

$$dp = 4(V_1 - V_2)p/3v$$

これにより、前項と同様にべき型のエネルギースペクトルの電子を作るような加速が行われていることがわかる。電子のスペクトルは

$$dN/dp \propto p^{-\mu} \quad \mu = (V_1 + 2V_2)/(V_1 - V_2) \sim 2$$

強い衝撃波ではこのべきは -2 に収束する。この衝撃波の速度は数千 km/s を超えるため、 $(c/V)^2$ に比例する前述の加速時間は、 $v = 10 \text{ km/s}$ の場合に比べて 10^5 だけ短くな

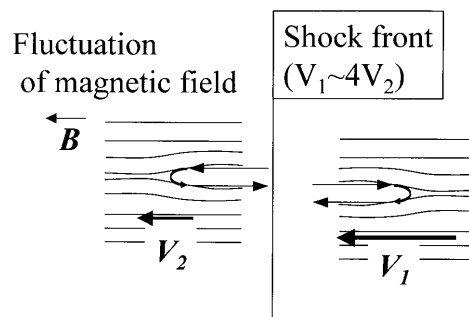


Fig. 4 Acceleration at the shock Magnetic field is parallel to the motion of the matter and perpendicular to the shock front. If there are irregularity of magnetic field, electrons are reflected as in Fig. 3. Since the velocity of the magnetic field is moving with the matter at $V_1 (= 4V_2)$ in the upper stream (right of the front), electrons are efficiently reflected.

る。すなわち 1,000 年程度で加速が進み、1,000 年程度の若い超新星残骸 (SN1006は西暦1006年に超新星が爆発) の年齢に近づき、いよいよ加速が有効になってくることがわかる。

4. 放射機構

前章で見たように、加速に要するタイムスケールが衝突のタイムスケールに近くなると、衝突する前に十分高いエネルギーを得る粒子 (電子) が現れる。そのエネルギースペクトルは、べき型を持つ。こうした電子はまた、周囲の磁場や光子と相互作用して放射を行う。以下、その代表的な 2つのプロセスを取り上げる。

4.1 シンクロトロン放射

電子が強い磁場に出会うと、ローレンツ力により曲げられ、この加速度により放射を行うのがシンクロトロン放射である (Fig. 5)。磁場 B に巻き付く、電荷 q のジャイロ運動の角速度 ω_B は相対論的な場合も含み、

$$\omega_B = qB/\gamma mc$$

ここでローレンツ因子 $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ 。放射強度は双極子モメント d の時間による 2 階微分から、

$$P = 2d''^2/3c = 2q^2v^2\omega^2/3c^3 = 2r_0c\beta^2\gamma^2B^2/3$$

但し、3つ目の式は相対論の場合であり、 $\beta = v/c$ 、 $r_0 = q^2/mc^2$ 。さらに

$$\sigma_{Th} = 8\pi r_0/3 \quad \text{トムソンの散乱断面積}$$

$$U_B = B^2/8\pi \quad \text{磁場のエネルギー密度}$$

と置くと、放射強度は次のように書き直せる。

$$P = 4\sigma_{Th}c\beta^2\gamma^2U_B/3$$

これは速度 $v(\gamma, \beta)$ の 1 個の電子の放射強度である。相対論的な場合には、電子の系で等方的な放射でも、観測系に移ると進行方向に集中するビーミングを起こす (注 2)。このシンクロトロン放射も前方に集中し、その開き角度は $1/\gamma$ になる。このビームが円運動中に観測者を掃く時間 Δt の

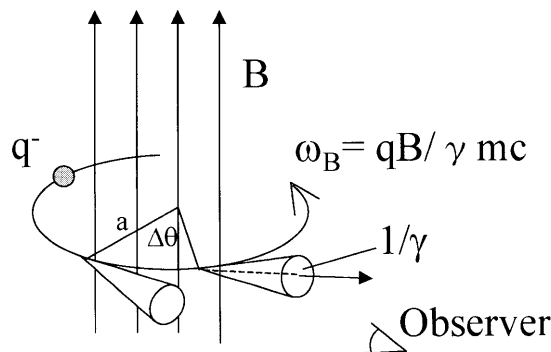


Fig. 5 Synchrotron radiation. An orbiting electron around the magnetic field radiates emission in the tangential direction of the orbit. If it has relativistic velocity, an observer see the emission only short time, when the cone scans the observer.

逆数がこのビームが観測者に与える特徴的な周波数 ω_c になる (Fig. 5)。

$$1/\omega_c = \Delta t = \Delta\theta/\omega_B(1-v/c) \propto \gamma^{-2}$$

ここでは $\Delta\theta = 2/\gamma$ 、前述の $\omega_B = qB/\gamma mc$ 、 $(1-v/c) \sim 1/2\gamma^2$ を用いた。すなわち、角速度 ω_c は γ^2 に比例する。つまり、周波数 ω の放射に寄与するのはローレンツ因子 $\gamma \propto (\omega_c)^{1/2}$ のエネルギーの電子が 1 対 1 で効いていることになる。このため、 $N(\gamma) = C\gamma^{-p}$ のエネルギースペクトルを持つ電子から観測されるシンクロトロン放射のスペクトルは

$$P_{tot}(\omega) = C \int P(\omega) \gamma^{-p} d\gamma \propto \int \omega^{-p/2} d\gamma \propto \omega^{-(p-1)/2}$$

すなわち、べき $-p$ のエネルギースペクトルを持つ電子からのシンクロトロン放射スペクトルは $-(p-1)/2$ のべき型スペクトルとなる。

4.2 逆コンプトン効果

可視光などエネルギーの低い光子が電子に衝突すると、エネルギーを保持したまま散乱される (トムソン散乱)。光子のエネルギーが電子の静止エネルギー (511 keV) に近付くと、光子はエネルギーを電子に渡し、長い波長の光となって散乱される (コンプトン散乱)。一方、電子が静止エネルギー程度、もしくはそれ以上の高いエネルギーを持っていると、電波や可視光の長い波長の光は、逆に電子からエネルギーを受け取り、高いエネルギーの光子となる。前章で述べた加速により作られた高エネルギー電子は、例えば宇宙にあまねく満ちているマイクロ波背景放射と衝突することで、硬 X 線、ガンマ線を作る。

電子が相対論的に運動している場合を Fig. 6 に示す。左は観測者座標で見た場合で、左から走って来た電子により、左下から来た長波長の光 (エネルギー ϵ) は高いエネルギー (ϵ_1) になって右前方へ散乱される。これを電子に乗った系で見ると、相対論的座標変換により、光はそのエネルギー ($\epsilon \rightarrow \epsilon'$) と入射方向が変わる。この系では光子はエネルギーを変えずに電子にトムソン散乱される ($\epsilon' = \epsilon'_1$)。それを、もう一度観測者系に戻ると、左のような高エネルギー光子 (ϵ_1) となって散乱されたことになる。この間の詳細は各種の教科書 [2, 3] に譲るが、1 個の電子によってコンプトン散乱される光子の放射率 P は、光子のエネルギー密度を U_{ph} として、

$$P = 4\sigma_{Th}c\beta^2\gamma^2U_{ph}/3$$

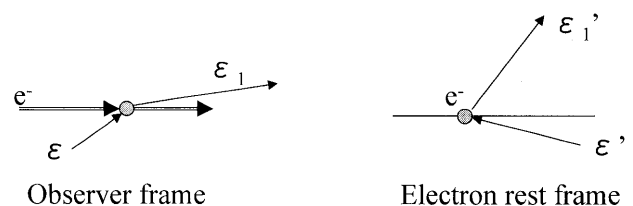


Fig. 6 Inverse Compton scattering. An electron with the energy of ϵ is scattered forward to become ϵ_1 . In the electron rest frame, the electron is elastically scattered but conversion to the observer's frame makes ϵ_1 larger than ϵ .

と表すことができる。この表示はシンクロトロン放射の放射率の式で磁場のエネルギー密度を放射の密度に置き直すだけである。加速を受けた高エネルギー電子が出会う環境として、磁場のエネルギー密度が高ければシンクロトロン放射が、放射場が強ければ逆コンプトン散乱が優勢となることを意味している。

コンプトンの場合は、同じエネルギーの電子でも、散乱方向によって作られる高エネルギー光子のエネルギーは一定にならず、広く分布する。観測される光のエネルギー ϵ_1 の強度を得るには、電子のエネルギー分布 (γ^{-p}) と、光子の散乱方向の2つの積分が必要となる。詳細は[3]に譲るが、最終的には、

$$dE/dV\epsilon_1 dt \propto \sigma_{\text{Th}} \int \gamma^{-2} \gamma^{-p} d\gamma \propto \epsilon_1^{-(p-1)/2}$$

ここでもまた、電子のエネルギー分布のべき $-p$ に対して、観測されるエネルギースペクトルが $-(p-1)/2$ になるという、シンクロトロン放射と同じ結果にたどり着いた。

5. 天体に見られる非熱的放射

5.1 超新星残骸

主系列にある恒星は、中心核で核融合をすることによってエネルギーを生成して光る。その核融合が鉄まで進むと、中心部の急激な収縮と、外へ向けての膨張を起こす。正確には、収縮によって作り出される重力エネルギーはニュートリノが99%を持ち出す。残りのわずか1%が物質に吸収され、およそ 10^{44} J のエネルギーが膨張の運動エネルギーに変わる。放出された物質 (Ejecta) は星間空間を膨張し、星間ガスとの相互作用で衝撃波を発生する。時間の経過とともに、周囲の物質を掃き集めたシェルが形成され、高い密度の高温ガスが作られる。ここでは、衝突によりバルクな運動エネルギーが内部運動すなわち熱エネルギーに変換される。温度にして 10 keV 前後になり、X線を強く放射する。典型的なX線スペクトル (CCDで観測した超新星残骸 W49B) を Fig. 7 に示すが、基本的には熱制動放射と輝線放射である。最近では高い波長分解能の分光観測がChandra衛星 (米) やNewton衛星 (欧) で可能となり、特に地上で実現しにくい高階電離イオンの遷移に伴う輝線の情報が正確に得られるようになってきた[1]。これは天体プラズマの観測が、ようやく精度の高いもの、仮定の入らない厳密なものになったことを意味するとともに、そのデータは地上で得られない極端な低密度、高温の環境におけるデータとして重要な寄与をできるようになったことを意味し、プラズマ・核融合学会との関わりで重要である。2005年打上げ予定の日本のX線天文衛星Astro-E2 (注3) では、非分散型分光検出器を搭載しており、鉄輝線を含む多くの輝線/吸収線の高分解能分光 ($E/dE \sim 1,000$) が可能になり、なお一層この方向の進展が期待される。

この超新星爆発による高温プラズマの典型的なパラメータをまとめておくと、密度が 10^6 水素原子/ m^3 、球体の半径が 10^{18} m、シェルの厚みが 10^{16-17} m、時間的には若いもので数百年、大きく広がったもので 10^4-6 年となっている。前述のようにシェルのところでは十分衝突が起き、熱的な

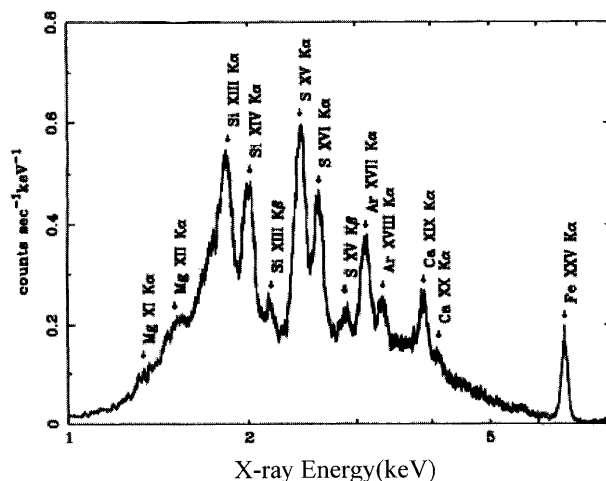


Fig. 7 X-ray spectrum of a typical supernova remnant obtained with the CCD camera onboard ASCA satellite. Many emission lines from various elements are clearly seen together with a basic broad continuum (thermal bremsstrahlung).

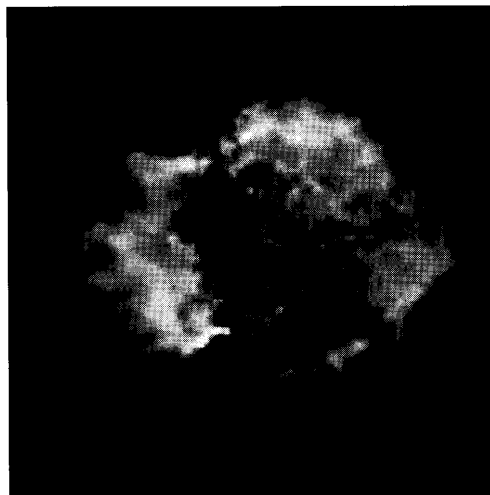


Fig. 8 Temperature and abundance distribution can be determined by these imaging spectroscopy observations with ASCA, Chandra and XMM-Newton satellites.

ラズマになっている (Fig. 8)。

星間空間に広がるこうした高温ガスの塊りである超新星残骸は、これまで、典型的な熱的現象と思われてきた。ところが、いくつかの若い超新星残骸では、異なる姿が見えてきた。Fig. 9 は SN1006 と呼ばれる超新星残骸のX線像である。中央部は Fig. 10 の左下のデータ点で示されているように多数の輝線を持ち、典型的な熱的スペクトルを示している。しかし、両側に見られる明るいリム領域では、Fig. 10 の右上のデータ点で示した滑らかなスペクトルを示している。これはX線エネルギーのべき関数で表され、前述のべき型エネルギースペクトルを持つ高エネルギー電子による非熱的放射であることが推測された[4]。同様のべき型X線放射はRXJ1713.7-3946と呼ばれる若い超新星残骸でもあすか衛星で見つかった。しかも、この天体からはTeV領域でも放射が観測され、Fig. 11 に示すように電波からガンマ

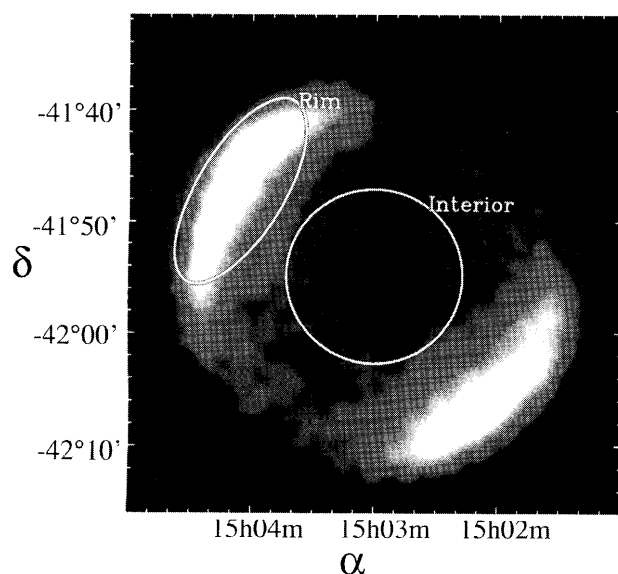


Fig. 9 X-ray image of the supernova remnant SN 1006. It has two bright rims with faint central emission.

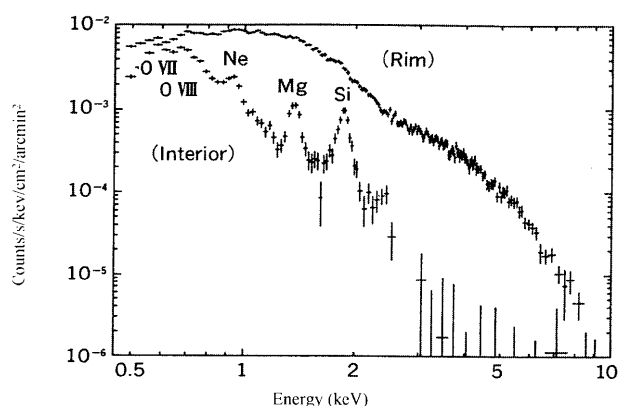


Fig. 10 X-ray spectra of SN 1006. The central part of the remnant in Fig. 9 shows thermal spectrum with emission lines from O, Ne, Mg and Si. The bright rims has a smooth continuum spectrum, which can be explained by a power law, suggesting non-thermal phenomena in the remnant.

線までの広い領域のスペクトルが得られている。その内、電波からX線までは、4.1節で説明した、磁場と電子の相互作用によるシンクロトロン放射で説明される。星間空間の典型的な磁場の強さを1ミリガウスとすると、観測スペクトルを説明するのに必要な電子のエネルギーは、100 TeV程度となる。Fig. 11のTeV領域で観測された放射は、この100 TeVの電子がマイクロ波背景放射の光子と衝突して、4.2節で述べた、逆コンプトン効果で作るとする考えと、この電子と同時に加速された陽子が星間の陽子にぶつかってパイ中間子、さらに崩壊してガンマ線を作るという2つの可能性がある。Fig. 11の右端に見られるデータ点は、TeVガンマ線が大気と衝突して発光する光を地上から観測して得られたもの(注4, [5])で、右側にある、上に凸の丸いピークで示されるパイ中間子崩壊のモデルに近いデータとなっている。

この超新星残骸は、年齢も若く(1,000年)、熱化するだけ

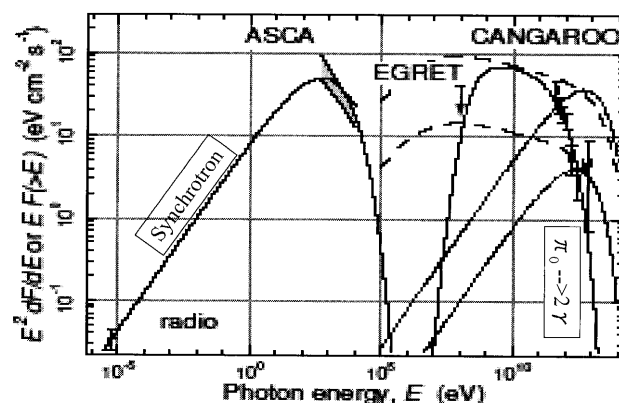


Fig. 11 Broad band spectrum of RXJ1713.7-3946 from radio to TeV gamma rays. X-ray flux observed ASCA and radio data are explained by the synchrotron model. TeV data from CANGAROO could favor the pion decay model rather than inverse-Compton model in this case.

でなく、100 TeV付近まで電子の加速が進んでいる。その電子が超新星残骸の磁場と相互作用して、観測されるようなべき型スペクトルを放射している。その加速の元になっているのは膨張するシェルの作る衝撃波とその内部に凍結された磁場によるフェルミ加速であると考えられる。通常の超新星残骸と異なるのは衝撃波の早さ V が大きいことと、ガスの密度が低く、自由行程が長いことが効いていると考えられる。この加速の存在は、同時に陽子の加速も示唆し、 10^{15} eVまでの宇宙線が超新星残骸で作られていることの証拠として大きな話題を呼んだ。もう一つ大切なことは、非熱的成分が熱的成分の放射を大きく凌駕しており、最初に述べた膨張の運動エネルギーの内かなりの部分が効率良く加速に使われ、非熱的放射を作り出していることである。

5.2 銀河団

銀河団は、まず可視光観測で数十から千個ほどの銀河の集合体であることから確認された。これをX線で観測すると、銀河の間を埋める高温ガスからの放射が見つかった(Fig. 12)。その典型的なスペクトルをFig. 13に示す。特に10 keV以下のエネルギーでは輝線が見られ、連続成分が熱制動放射の作る指数関数型を示すことから、温度が10 keV程度の熱的な放射であることがわかる。そのプラズマの典型的なパラメータは、密度で 10^{-3} 水素原子/ m^3 、球体の半径が 10^{22} m、時間的には 10^8 ~ 10^9 年である。

ところが、Fig. 13でも20 keVを超えるエネルギー領域では、本来熱的成分だけなら指数的に減少するはずであるにもかかわらず、100 keV近くまでべき型成分が存在することがわかった。もしこのべきが500 keVまで続くと、べき型成分は熱的成分と同等の放射量になり、全体のエネルギー収支に影響を及ぼす。

銀河団では磁場が超新星残骸より3-4桁小さいと予想されるため、このべき型成分を作っているのはシンクロトロン放射よりは、高エネルギー電子とマイクロ波背景放射の逆コンプトン効果によるものではないかといわれているが、まだよくわかっていない。いずれにせよ、銀河団にお

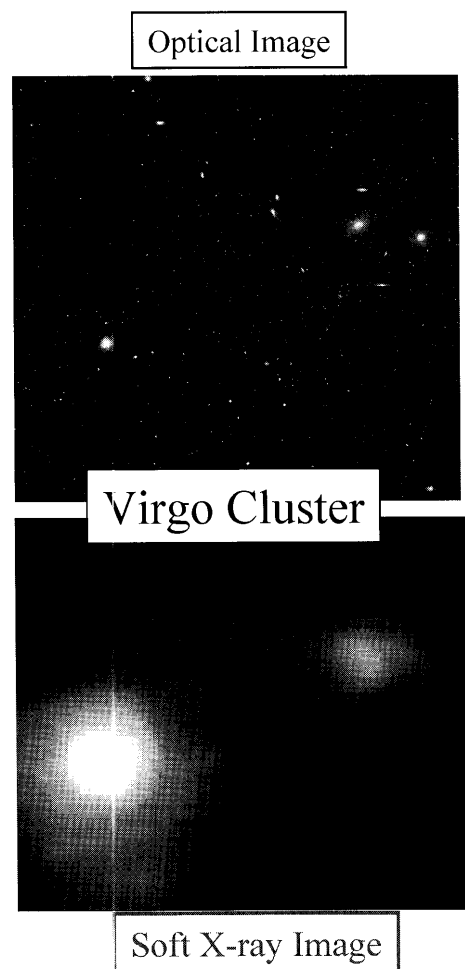


Fig. 12 Virgo cluster of galaxies. Upper panel is an optical image with component galaxies of the cluster. Lower panel is the X-ray image, implying the hot gas fills the cluster potential.

いても、加速が起き、そのエネルギーの一部がべき型成分として見えてきていることは間違いない。

銀河団では、構成する銀河や、銀河間を埋める高温ガスのほかに、それらの数倍にもなる見えない物質、ダークマターが存在する。私たちが観測しているのは、ダークマターの作る重力ポテンシャルに落ち込むガスのエネルギーと、銀河団同士が衝突した時の相対的な運動エネルギーが源になっている。それらが、衝突を通して熱化されると同時に、何らかの機構で加速に使われ、熱的放射を凌駕するような非熱的現象がエネルギーのかかりの部分を担当している。

6. 非熱的放射の観測手段—硬 X 線撮像観測装置の開発

Fig. 13 で見たように、べき型で特徴づけられる非熱的成分は指数関数的に減少する熱的成分に対し、10 keV 以下の軟 X 線では圧倒されているが、20 keV 以上ではこれを凌駕するようになる。このため、非熱的放射の探究には硬 X 線の高感度の撮像観測が不可欠になる。

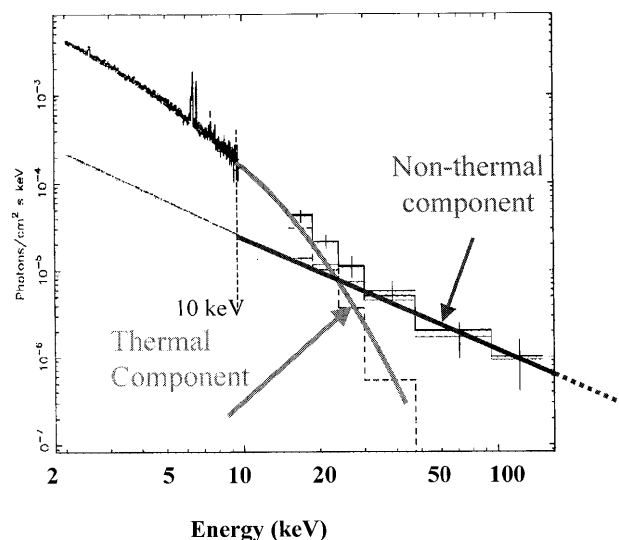


Fig. 13 X-ray spectra of the cluster Abell 2256. Thermal spectrum drops above 20 keV, while non-thermal component becomes outstanding above 20 keV. It may suggest that acceleration of high energy electrons takes place there.

6.1 X 線望遠鏡

天文学では、遠方の暗い天体から来る微弱な（フラックスの少ない）X 線を大きな面積で集める必要がある。しかし、大気吸収を逃れて宇宙空間から観測する時、地球磁場に捉えられた高エネルギー粒子による検出器ノイズが感度を決める。そのため、単に面積を大きくした装置では感度が向上しない。そこで反射型の X 線望遠鏡を用い、小さな焦点面検出器に集めて S/N を向上する。さらに、像を撮ることができると、広がった分布を知ることに他に、天体の区別、特に背景放射の寄与を分離できることで大幅に感度が上げられた。このおかげで、X 線天文学も可視光などの天文観測と同じレベルの精密観測が可能になった。

しかし、X 線は斜入射角（鏡面から測った角度）を 1 度以下にしないと全反射（注 5）されない特徴があり、しかもエネルギーの高い X 線ほど小さな斜入射角しか許されない。光学設計も可視光の球面鏡や放物面鏡の直入射光学系が使えず、回転放物面と回転双曲面の内面を反射面に 2 回反射させた、Wolter I 型と呼ばれる斜入射光学系が使われる。例えば 0.6 度の斜入射角の場合、口径 40 cm で 2 回反射して、4.75 m の焦点距離に焦点を結ぶ (Astro-E2 衛星搭載望遠鏡：注 4)。斜入射角 0.6 度の時、反射鏡の長さを 100 mm とすると、前から見込む有効な幅は 1.0 mm にしかない。そのため、同心円に円錐鏡を多数並べることになる (Fig. 14)。Astro-E2 衛星では約 170 枚の円錐型反射鏡を口径 40 cm に並べている (Fig. 14 下の写真参照)。この構造では基板の厚さが有効な開口部をブロックし始めるため、現実的な入射角は 0.5 度、極端に薄い基板 (Astro-E2 の場合、0.18 mm) でも 0.2 度が限界となる。これは高いエネルギーの X 線が反射できないことを意味する。

このため、全反射を用いた、現在稼働中の大型 X 線天文衛星 (Chandra, Newton) でも、10 keV までしか集光結像できない。現在到達可能な観測感度は、10 keV 以上で桁違

いに悪くなっており、20 keV 以上で顕著な、非熱的成分の観測には次項に述べるブレイクスルーが必要となる。

6.2 多層膜スーパーミラー

斜入射角をそのままにエネルギーを高くすると、反射されずに反射鏡面に侵入して行く。もし内部に多層の周期構造があると、多くの界面での反射が強め合って大きな反射率が得られる。これは原理的に、結晶におけるブラッグ反射と同じものである。格子構造の代わりに、重い元素、軽い元素のナノメータの薄膜を積層する。

具体的な硬 X 線用多層膜の構成としては、重元素に白金、タングステン、軽元素に炭素、シリコンが用いられる。斜入射角が 0.1–0.3 度で、60–70 keV を反射することを念頭に置くと、周期長は 2.5 nm から 10 nm 程度となる。高い

エネルギーまで反射しようとすれば、もちろん短い周期長にしたいが、2.5 nm 以下になると、薄膜として完全な膜に成長しないため、十分な反射率が取れない。

Fig. 15 には、X 線エネルギーを横軸に、白金の単層膜の全反射の反射率(一点鎖線)、周期長 $d = 3$ nm の白金/炭素多層膜の反射率(破線)が示してある(斜入射角 = 0.3 度)。単層膜ではほとんど反射率のない 30 keV において、多層膜は理論的には 80% を超える高い反射率を示す。しかし、高い反射率が得られるのは 30 keV を挟んで 2–3 keV に過ぎない。天文学の観測では幅広い波長域をカバーする必要があるため、登場したのが周期長に分布を持たせた多層膜「スーパーミラー」である。Fig. 15 の実線は、周期長を 2.5–5.0 nm まで変化させたスーパーミラーの反射率である。25–40 keV をカバーし、反射率と波長幅を掛けた積分反射率では単純な多層膜に比べ、数倍ほど向上している。

X 線望遠鏡の構造は以前に示したように、同軸上に円錐の反射鏡を多数並べ、外周の鏡面から内側に向かって斜入射角が小さくなっていく。それに合わせて、最適な多層膜スーパーミラーのパラメータを決める。日本の次期 X 線天文衛星 NeXT(注 6)への搭載を考えている硬 X 線望遠鏡では、口径 45–50 cm で焦点距離 12 m というもので、その鏡面に最適化した多層膜を成膜した時の全有効面積を Fig. 16 に示す。30 keV でも有効面積は 750 cm² に達する。Fig. 16 の左の端に並んだ曲線はこれまでの X 線天文衛星、Chandra, Newton, Astro-E2 の有効面積を示しており、我々は新たな波長域に踏み出す。

6.3 撮像検出器

硬 X 線を集光結像した焦点面には、現在 3 通りの撮像型検出器が開発されている。第一は薄いシンチレータに、位置検出型の光電子増倍管を組み合わせたものである。これは簡便であるが、位置決定精度が 1–2 mm 程度であり、波長分解能がシンチレータの分解能 ($\Delta E \sim$ 数 keV) であるなど十分満足できるものではない。第二は Cd (Zn) Te のピクセル検出器である。1 mm 角(最小 200 ミクロン角)のピクセルから直接、信号を取り出す。エネルギー分解能は

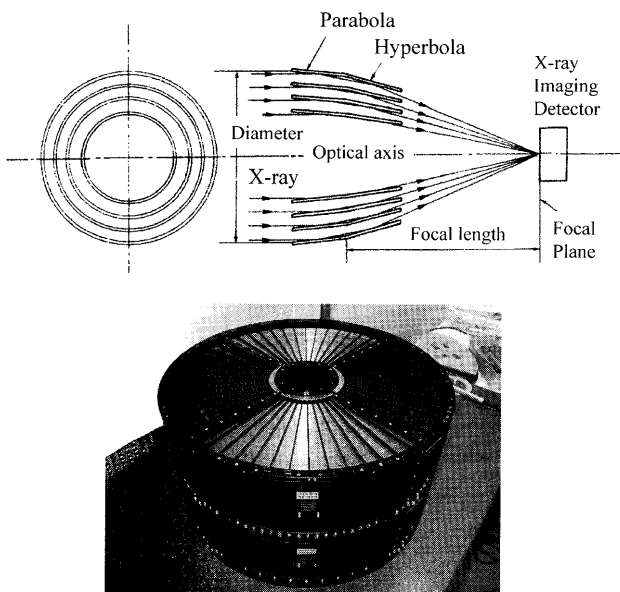


Fig. 14 Astro-E2 X-ray telescope. X-rays are reflected twice by the nested thin foil mirrors at a small grazing angles less than 1 degrees. The diameter is 40 cm and X-rays are focused to the imaging detector at 4.75 m away. About 175 shells are installed in two stages.

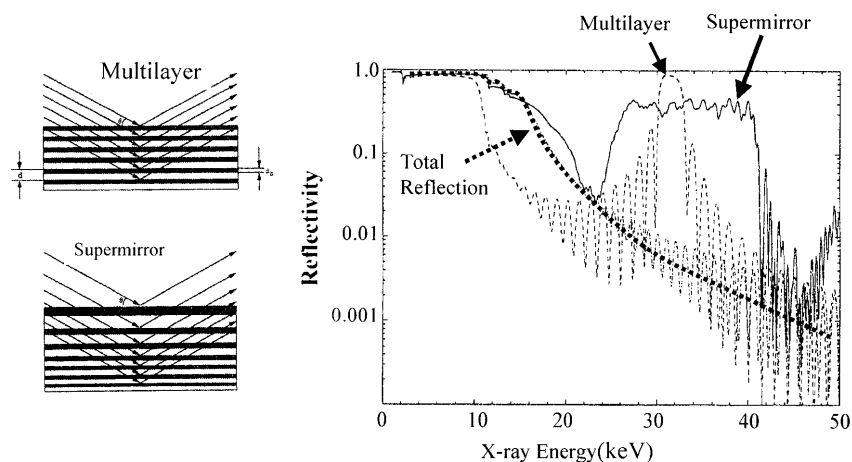


Fig. 15 Reflectivity of multilayer mirrors (grazing angle of 0.3 degrees). Total reflection (dotted line) gives sharp drop of reflectivity above 15 keV. Multilayer (dashed line) provides sharp peak at 30 keV, while supermirror (solid line) has a broad peak from 25 through 45 keV.

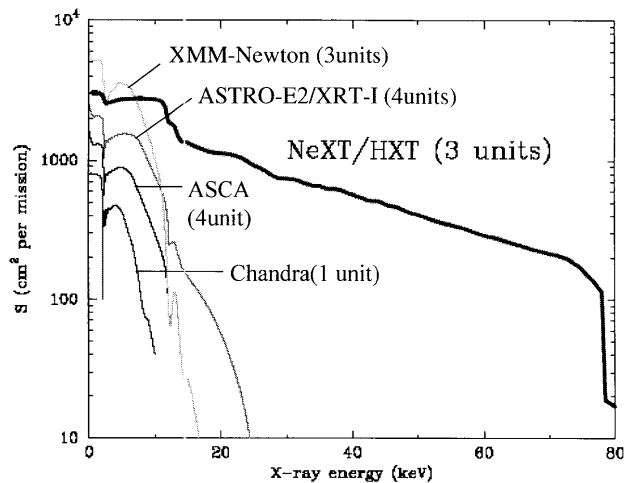


Fig. 16 Effective area of the hard X-ray telescope of NeXT (3 sets of 45 cm in diameter). Supermirror extends the upper limit of the energy coverage up to 78 keV, where the K-edge of Pt is. This telescope allows us to explore new physics in the hard X-ray band.

1 keV 程度と高い。第三は、CCD に直接、薄いシンチレータを貼付したものである。位置分解能はシンチレータの光の重心を決めるため、0.1 mm 以下に到達する。但し、エネルギー分解能はシンチレータそのままである。NeXT では CdTe のピクセル検出器を第一の候補と考えている。

一般に磁場などで拘束された電子からの放射は偏光を示すが、カニ星雲などから検出されている。しかし、宇宙からのように微弱な X 線源では、高い効率、高い偏光感度を持った検出器がないため、実用には至っていない。実際の衛星観測に使用できる偏光計にはもう一段ブレイクスルーが必要だと思われる。

7. 実験室プラズマとの比較

これまで述べた、2 種の天体以外にも、加速に伴う非熱的成分が重要な役割を果たしている天体がいくつかある。それらは、様々な大きさ L 、磁場の強さ B 、速度 V をもつものであるが、それを統一的に見てみる。Fig. 17 には色々な系で見られる電子の最大エネルギーと系の $(V \times B \times L)$ を縦軸、横軸にとってある [6]。例えばオーロラで 10^6 eV、太陽フレアで 10^9 eV、磁場を持った白色矮星で 10^{13} eV、前述の超新星残骸 SN1006 では 10^{15} eV、この延長線上に銀河団を置くと 10^{18} eV となる。この直線上に乗ることは、同じ加速機構を持つことを示唆し、主には磁場がその主役であることがわかる。これらにくらべ、実験室のプラズマは、左下の 10^3 eV あたりに対応している。宇宙がいかに巨大な加速器であるかがよくわかる。このグラフの横軸は系に閉じ込めておくことのできるエネルギーと考えることもでき、また磁場を横切る流れの作る電場のエネルギーと見ることもできる。すなわち、磁場によって加速されるに従って、高エネルギーの電子はそのジャイロ運動の半径 R は

$$R = pc/qB$$

で表されるように、大きくなる。これが系の大きさを超え

ると加速はそこで停止し、加速できる電子の上限エネルギーとなる。地上のプラズマ閉じ込めの磁場 5 T や、加速器の磁場 10 T に比べ、地磁場が 10^{-4} T、超新星残骸で 10^{-7} T、銀河団ではさらに弱い $10^{-10} \sim 10^{-11}$ T の磁場しかない。しかし、系の大きさ R は、地上のプラズマでは 10 m のオーダー、加速器で 10^3 m に対し、超新星残骸のシェルでは 10^{16} m、銀河団では 10^{22} m 程度の大きさがある。このため、十分な大きさと時間をかけて、最終的に加速できるエネルギー ($\sim pc$) は、地上のプラズマの $10^3 \sim 10^4$ eV に比べ、はるかに大きな $10^{15} \sim 10^{18}$ eV にのぼる。

8. まとめ

X 線天文学は、10 keV 程度までの熱的なプラズマからの放射を中心に観測して、宇宙を探究してきた。しかし、上に見たように非熱的現象が、特に 10 keV 以上の硬 X 線観測で見え始めている。いずれも、観測スペクトルがべき型で高エネルギー側に伸びていて、その元となる高エネルギー電子の存在を示している。その加速の機構は、超新星残骸の衝撃波とか、銀河団内部の運動する散乱体（磁場）によるフェルミ加速と考えられる。そのエネルギーは、銀河団なら暗黒物質を主成分とする質量の運動およびポテンシャルエネルギーが、熱化へ進むのと平行して、加速により、非熱的現象へエネルギーが転化される。我々は、実験室から宇宙まで、様々なスケールに共通な加速機構を、こうした硬 X 線撮像観測で解明しようとしている。このアプローチがプラズマの新しい物理的側面に光を当てるとともに、全体のエネルギー収支の中で重要な割合を占める非熱的現象を新たに取り込んだ、全体像を明らかにしていきたい。そこでは、実験室プラズマ等との相似性も見られ、宇宙と実験室のプラズマの研究が連携して進められることが期待

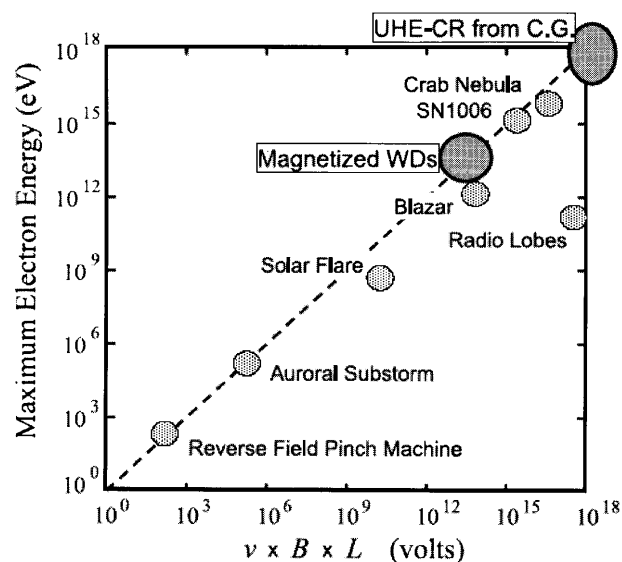


Fig. 17 Acceleration process in the Universe. Maximum electron energy is plotted against the product of typical velocity v , magnetic field B , and the system size L . Latter factor is the indicator of the achievable limit of the accelerated energy of electrons. Similar scaling works out from Auroral, Solar, and other terrestrial objects up to supernova remnants and cluster of galaxies.

される。まずは Astro-E 2 が打ち上がり、観測することが、すべての第一歩であり、そこから将来へつながると考えている。

Appendix

注 1 〈磁場の凍結〉

荷電粒子は磁場で曲げられ、円運動をする。そのラーモア半径が、系の大きさよりも小さいと、荷電粒子は系から出られない。逆に、荷電粒子が系全体のバルクな運動量を担っていると、磁場は共に引きずられる。外部から見ると、運動するガス雲に磁場が「凍結」して動いているように見ることができる。

注 2 〈ビーミング〉

相対論的な運動をする電子からの放射は、電子に乗った座標系では等方的である。ところが、観測者系から見ると、平行な成分は

$$u_{\parallel} = (u'_{\parallel} + v) / (1 + vu'_{\parallel}/c^2)$$

ここで、運動に平行な波面の速度ベクトルを $u_{\parallel}$ 、 v を運動速度。ダッシュがついているのが電子の静止系での物理量、ここでは速度を表す。一方、直角方向の成分は

$$u_{\perp} = u'_{\perp} / \gamma (1 + vu'_{\parallel}/c^2)$$

と表される。但し、 $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ である。進行方向に放射が引き延ばされているのがわかる。その比率は $\tan \theta$ で表され、光速に近い、相対論的状况では、

$$\tan \theta = u_{\perp}/u_{\parallel} = \sin \theta' / \gamma (\cos \theta' + v/c)'$$

電子の静止系で真横に放射された波面は $\theta' = \pi/2$ を入れると

$$\begin{aligned} \tan \theta &= c/\gamma v \\ \sin \theta &= 1/\gamma \end{aligned}$$

これが Fig. 18 のようにビームの広がり角 $1/\gamma$ を与える。 γ の増加に反比例して狭くなる。

注 3 〈Astro-E2 衛星 (Fig. 19)〉

国産第 5 番目の X 線天文衛星で 2005 年打上げ予定。口径 40 cm、焦点距離 4.50–4.75 m の望遠鏡を 5 台搭載し 10 keV まで集光結像できる。4 台の望遠鏡の焦点面には CCD カメラが置かれ、 $dE \sim 120$ eV のエネルギー分解能と、25 ミクロンの位置分解能を持つ。残りの 1 台にはマイクロカロリメータと呼ばれる非分散型の分光器が置かれる。これは $dE \sim 6$ eV (分解能 $E/dE \sim 1000$ @ 6 keV) という高い分解能を持ち、Astro-E2 を Chandra/Newton 衛星から際立たせる特徴となっている。これにより、真の X 線分光学が十分な分解能と感度で開始できる。

注 4 〈TeV ガンマ線の地上観測〉

TeV のガンマ線は高度 10 km くらいの上空で大気と衝突し、進行方向に集中した、大量の電子、イオン、中性子のシャワーを作る。これが大気を発光させるので、それを地上の可視光望遠鏡で観測する。光の柱の方向が天体を向いたものだけ選ぶ。また、その発光量からエネルギーを決められる。現在稼働しているのは宇宙線研を中心とした Can-

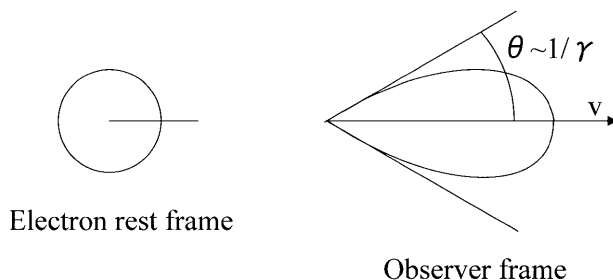


Fig. 18 Beaming of emission from relativistic electrons. Conversion from the electron rest frame to the observer frame causes the beaming into a cone of $1/\gamma$, where $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$.

garoo 望遠鏡、ドイツが中心の HESS である。

注 5 〈X 線の全反射〉

X 線領域では、光の振動数が物質のプラズマ振動数 (金の場合、 $\omega_p = 4\pi n e^2 / m_e = 10^{17} \text{ s}^{-1}$ 、波長 $\sim 20 \text{ nm}$ 相当) より大きくなり、屈折率 n は 1 よりわずかに小さくなる。

$$n = (1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2}$$

これは可視光が水 ($n > 1$) から空気 ($n = 1$) へ抜ける場合と同じように入射角 (法線から測った角) より大きな出射角になる。入射角が臨界角より大きく (界面に近づく) になると、全反射が起きる。8 keV の X 線を金に入射させると、鏡面から測って (斜入射角) 0.5 度よりも鏡面に近い角度において、全反射が起き、それよりも大きな角度では内部に入り込み、減衰して反射は起きない。重要な点はこの ω が電子密度 n の 1/2 乗に比例していることである。このため、金、白金など密度の高い元素が反射面に用いられる。

注 6 〈NeXT 衛星計画 (Fig. 20)〉

Astro-E2 の次に計画提案をしている X 線望遠鏡計画 NeXT では、観測波長域を数十 keV の硬 X 線まで広げて、主には非熱的現象、隠されたブラックホールを探すことを目指している。ここでのブレイクスルーは多層膜スーパーミラーの導入、最適設計、それに、焦点面に置いた、CdTe ピクセル検出器である。いずれも日本発の技術として重要である。2011 年前後の打上げを考え、宇宙航空研究開発機構で提案が現在議論されている。10 keV 以上の硬 X 線領域でこれまでになく高感度の撮像観測になるので、新たな発見も大いに期待できる。

参考文献

- [1] H. Kunieda, J. Plasma Fusion Res. **79**, 377 (2003) in *Japanese*.
- [2] 高原文郎: 天体高エネルギー現象 (岩波書店, 2002).
- [3] G. Rybicki and A. Lightman, *Radiation Processes in Astrophysics* (John Wiley & Sons, 1979).
- [4] Koyama *et al.* Nature **378**, 255 (1995) "Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN:1006".
- [5] Enomoto *et al.* Nature **416**, 823 (2002) "The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J 1713.7-3946".
- [6] Makishima, Astron. Nachr. **320**, 163 (1999).

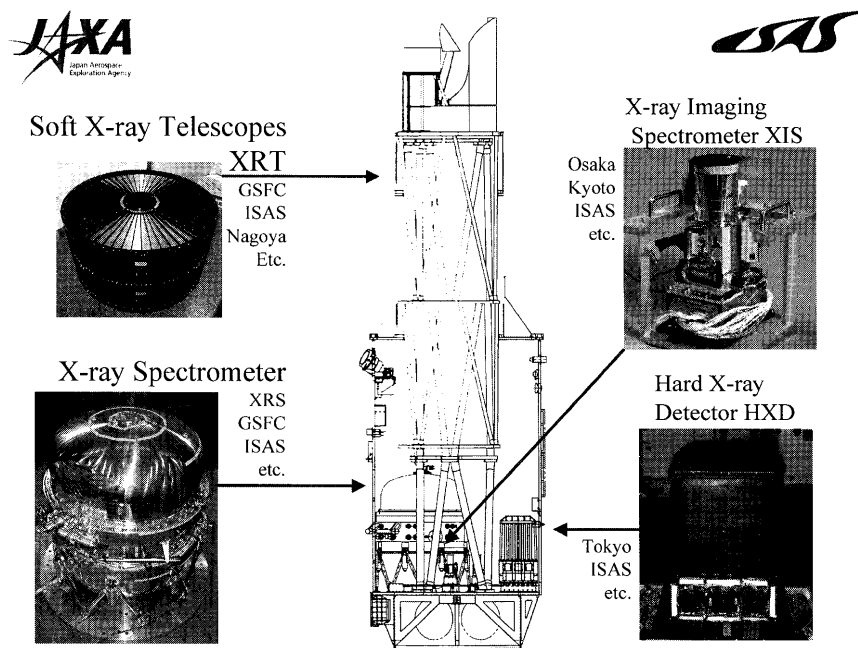


Fig. 19 Astro-E2 satellite. The fifth Japanese X-ray astronomy satellite Astro-E2 will be launched around June 2005. It is equipped with 5 X-ray telescopes focusing onto four CCD cameras and one micro-calorimeter. The highest energy resolution of 6 eV so far allows us to explore the dynamics of the Universe.

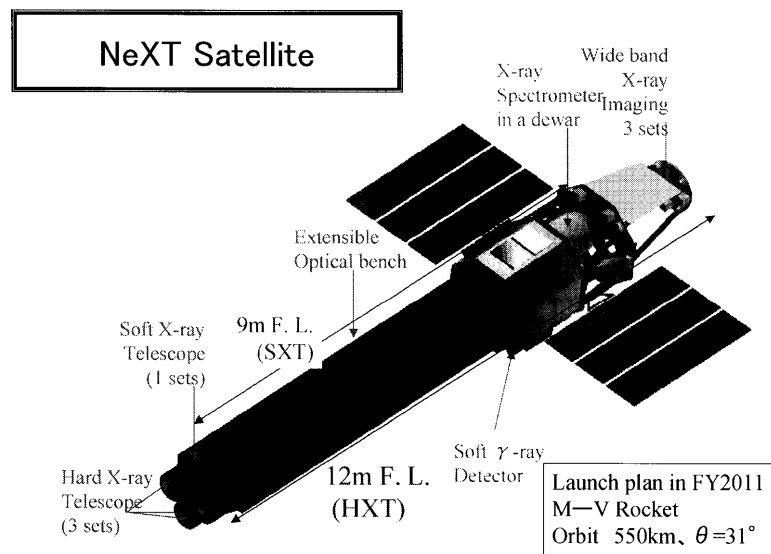


Fig. 20 NeXT satellite. After Astro-E2, NeXT mission is being proposed to observe hard X-ray components from supernova remnants, cluster of galaxies and active galactic nuclei. Hard X-ray telescopes of supermirror replication are installed at the top. Hybrid hard X-ray imaging detector with CdTe pixel array and this CCD camera are placed at the end of the satellite. We hope to launch it in 2012.



くに えだ ひで よ
國 枝 秀 世

名古屋大学大学院理学研究科教授。1950年生まれ。名古屋大学理学部卒。専門はX線天文学(活動的銀河核など), X線結像光学(X線望遠鏡, 多層膜反射鏡など)。現在, Astro-E2のProject Scientistとして2005年の打上げを目指して衛星の開発, 観測計画の準備を進めている。趣味はスポーツ。