宇宙物理入門

講義資料

第８章：熱制動輻射と銀河，銀河団の高温プラズマ

Ver. 1

鶴 剛 (tsuru＠cr.scphys.kyoto-u.ac.jp)

制動放射 (1)

同種粒子の 2 体のDipole 輻射は

$$\vec{d} = \sum_{i=0,1} q_i \vec{r}_i = \text{Const.} \qquad P = \frac{2\ddot{\vec{d}}^2}{3c^3} = 0$$

よって、同種粒子の 2 体散乱では Dipole 輻射を行なわない。

電子とイオンの 2 体散乱による 輻射を考える。

電子はイオンに比べて非常に軽いので、イオンは静止しており固定されたクーロン場を考える。

イオンを 原点として電子の位置を $\vec{R}$ とする

$$\vec{d} = \text{-e}\vec{R} \qquad \ddot{\vec{d}} = -e\ddot{\vec{R}} = -e\dot{\vec{v}}$$

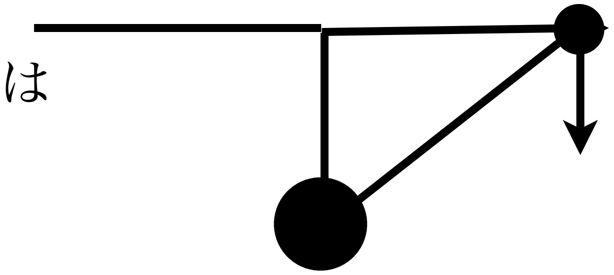
放射される電磁波のエネルギーの各周波数成分は

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{c^3}\omega^4 |\hat{d}(\omega)|^2 \sin^2\Theta \qquad \frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3}|\hat{d}(\omega)|^2$$

なので、$\ddot{\vec{d}}$ から $\hat{d}(\omega)$ を次のように逆フーリエ変換して求めれば良い。

$$-\omega^2 \hat{d}(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \ddot{\vec{d}} e^{i\omega t} dt \qquad \hat{d}(\omega) = \frac{e}{2\pi\omega^2}\int_{-\infty}^{\infty} \dot{\vec{v}} e^{i\omega t} dt$$

制動放射 (2)



以下のように近似する。インパクトパラメータ b と v を比べた場合、衝突時間 τ は

$$\tau \equiv \frac{b}{v}$$

もしも、τ に比べて考えている周波数 ω が非常に大きい場合は積分の中の $e^{i\omega t}$ は何度も振動するので、積分は 0 になる。 $\omega \sim 1/\tau$ 以上の周波数を持つ光は出ない、ということである。

ω が小さい場合には $e^{i\omega t}$ は 1 になる。$\dot{\vec{v}}$ の時間積分はすなわち衝突前後の速度変化に等しく、それを $\Delta\vec{v}$ と書くと、

$$\hat{d}(\omega) = \frac{e}{2\pi\omega^2}\int_{-\infty}^{\infty}\dot{\vec{v}}\overbrace{e^{i\omega t}}^{1}dt \sim \begin{cases} \frac{e}{2\pi\omega^2}\Delta\vec{v} & \omega\tau \ll 1 \rightarrow \omega \ll 1/\tau = v/b \quad b \ll v/\omega \text{ だけ考える} \\ 0 & \omega\tau \gg 1 \rightarrow \omega \gg 1/\tau = v/b \quad b \gg v/\omega \text{ だけ考える} \end{cases}$$

衝突時間が短いと言う事は v が非常に速いということなので、電子はほとんど直線運動し、運動の垂直方向に少しだけ速度変化を受けると考えると、

$$\dot{\vec{v}} = \frac{\vec{F}}{m_\mathrm{e}} = \frac{Ze^2}{m_\mathrm{e}}\frac{b}{(b^2+v^2t^2)^{3/2}} \qquad \Delta v = \frac{Ze^2}{m_\mathrm{e}}\underbrace{\int_{-\infty}^{\infty}\frac{b}{(b^2+v^2t^2)^{3/2}}dt}_{= 2/bv} = \frac{2Ze^2}{m_\mathrm{e}bv}$$

よって、

$$\frac{dW(b)}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3}|\hat{d}(\omega)|^2 = \begin{cases} \frac{8Z^2e^6}{3\pi c^3 m_\mathrm{e}^2 v^2 b^2} & b \ll v/\omega \\ 0 & b \gg v/\omega \end{cases}$$

制動放射 (3)

電子密度、イオン密度を $n_{\rm e}$、$n_{\rm i}$ とすると、インパクトパラメータ b に対する単位時間辺りの衝突の回数は $n_{\rm e}n_{\rm i}v2\pi bdb$ なので、

$$\frac{dW}{d\omega dVdt} = n_{\rm e}n_{\rm i}2\pi v\int_{b_{\rm min}}^{b_{\rm max}}\frac{dW(b)}{d\omega}bdb = \frac{16e^6}{3c^3m^2v}n_{\rm e}n_{\rm i}Z^2\ln\left(\frac{b_{\rm max}}{b_{\rm min}}\right)$$

$b_{\rm max}$ 　問題にしている ω に対しては $b \gg v/\omega$ の範囲は積分しても 0 になる。

$$b_{\rm max} = \frac{v}{\omega}$$

$b_{\rm min}$ には二つの条件がある。一つ目は $\Delta v \sim v$ となる条件 (1)

$$\Delta v = \frac{2Ze^2}{m_{\rm e}bv} = v \qquad b_{\rm min}^{(1)} = \frac{2Ze^2}{m_{\rm e}v^2}$$

二つ目は量子論が問題になる条件 (2)

$$b_{\rm min}^{(2)} = \frac{h}{m_{\rm e}v}$$

それぞれ、

$$b_{\rm min} = \begin{cases} b_{\rm min}^{(1)}, & \frac{1}{2}m_{\rm e}v^2 \ll Z^2Ry \\ b_{\rm min}^{(2)}, & \frac{1}{2}m_{\rm e}v^2 \gg Z^2Ry \end{cases} \qquad Ry = \frac{m_{\rm e}e^4}{2\hbar^2}$$

考えている物質がプラズマ状態だとすると、条件 (2) が一般的といえる。

$$\frac{dW}{d\omega dVdt} = \frac{16e^6}{3c^3m^2v}n_{\rm e}n_{\rm i}Z^2\ln\left(\frac{m_2v^2}{h\omega}\right)$$

このスペクトル $\log-\log$ で書くと図 8.1 となる。

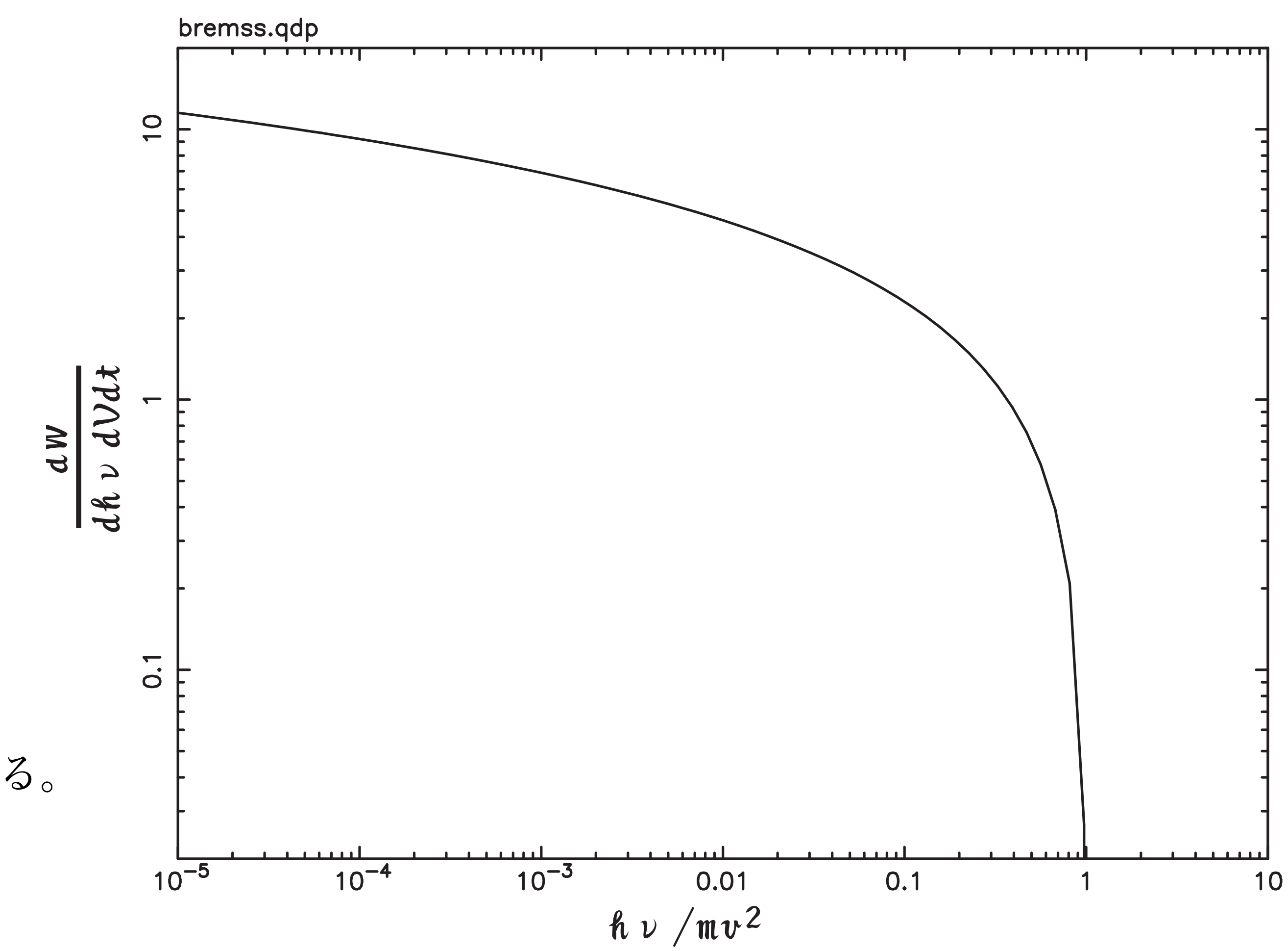


図 8.1: 単一速度の電子による制動輻射のスペクトル。

一般的には色々なことを考えてややこしい部分を Gaunt Factor $g_{ff}(v,\omega)$ に押し込める。

$$\frac{dW}{d\omega dVdt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3m^2v}n_{\rm e}n_{\rm i}Z^2g_{ff}(v,\omega)$$

g_{ff} の計算としては、Karzas and Latter (1961) などが有名である。

熱制動放射 (1)

電子が熱的な分布を取っていた場合、速度分布関数は

$$dP(v) \quad \propto \quad 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{m_{\rm e}v^2}{2kT}\right)dv$$

この重みをつけて積分してやれば良い。よって、

$$\frac{dW(T,\omega)}{dVdtd\omega} \quad = \quad \frac{\int_{v_{\rm min}}^{\infty}\frac{dW(v,\omega)}{d\omega dVdt}v^2\exp(-m_{\rm e}v^2/2kT)dv}{\int_0^{\infty}v^2\exp(-m_{\rm e}v^2/2kT)dv}$$

量子論的に $h\nu$ の光子を作るために必要な電子エネルギーを考え、$v_{\rm min}$ を導入

$$h\nu \quad = \quad \frac{1}{2}m_{\rm e}v_{\rm min}^2$$

ややこしい所を $\bar{g}_{ff}$ という Velocity Averaged Gaunt Factor というパラメータに押し込め、

$$\varepsilon_\nu^{ff} \quad = \quad \frac{dW(T,h\nu)}{dVdtd\nu} = \frac{2^5\pi e^6}{3m_{\rm e}c^3}\left(\frac{2\pi}{3km_{\rm e}}\right)^{1/2}T^{-1/2}Z^2n_{\rm e}n_{\rm i}e^{-h\nu/kT}\bar{g}_{ff}$$

$$= \quad 6.8\times10^{-38}Z^2T^{-1/2}Z^2n_{\rm e}n_{\rm i}e^{-h\nu/kT}\bar{g}_{ff} \quad ({\rm ergs\ s^{-1}\ cm^{-3}\ Hz^{-1}})$$

X 線領域での普通の熱的プラズマは、

$$g_{ff} \quad = \quad \left(\frac{3}{\pi}\frac{kT}{h\nu}\right)^{1/2} \qquad \varepsilon_\nu^{ff} \quad \propto \quad (h\nu)^{-0.4}e^{-h\nu/kT}$$

$h\nu < kT$ ではエネルギーインデックスで -0.4 のベキ関数型、$h\nu > kT$ では、Exponential 的に落ちる。

熱制動放射 (2)

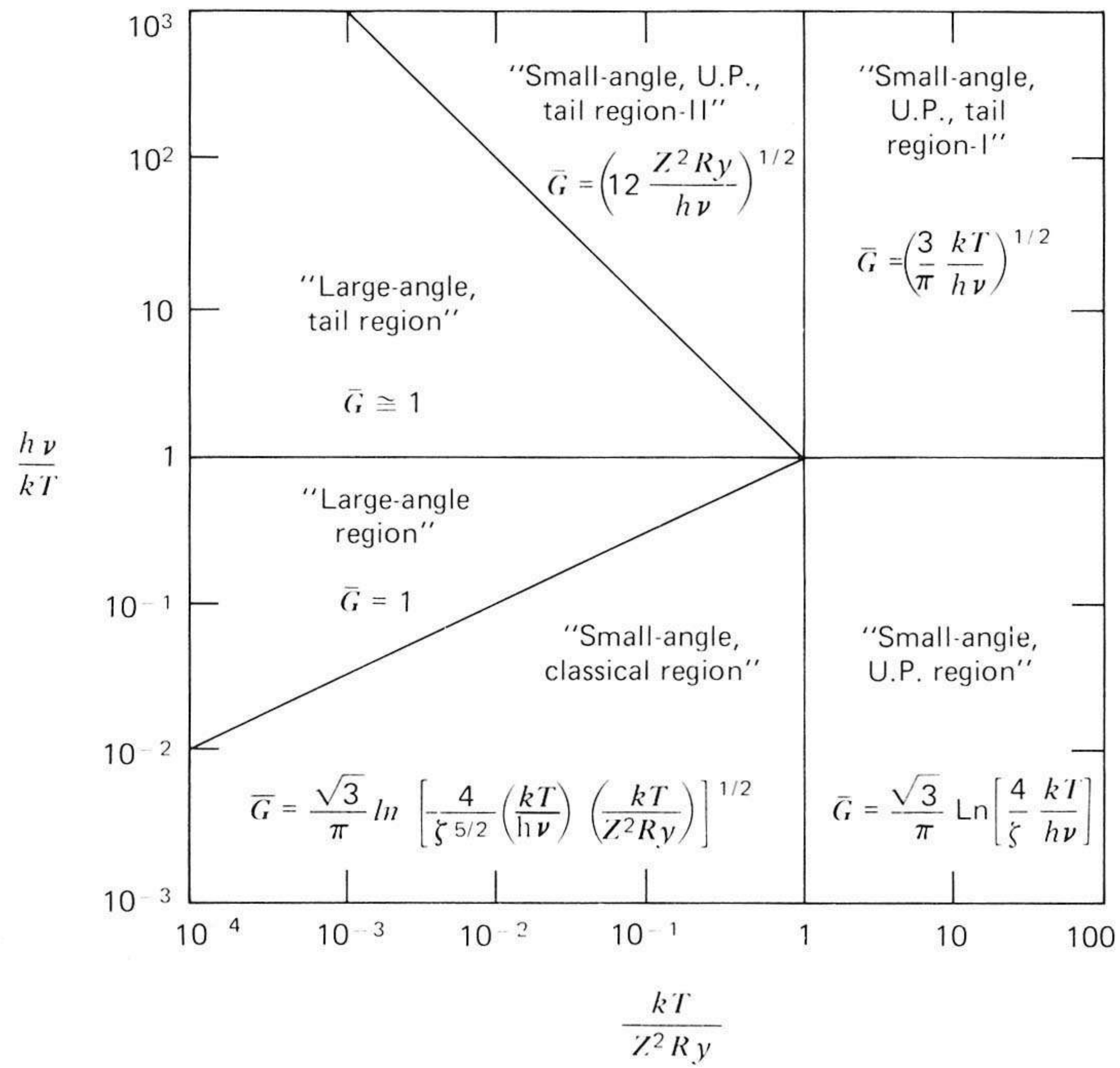


***Figure 5.2** Approximate analytic formulae for the gaunt factor $\bar{g}_{ff}(\nu, T)$ for thermal bremsstrahlung. Here $\bar{g}_{ff}$ is denoted by $\bar{G}$ and the energy unit $Ry = 13.6$ eV. (Taken from Novikov, I. D. and Thorne, K. S. 1973 in Black Holes, Les Houches, Eds. C. DeWitt and B. DeWitt, Gordon and Breach, New York.)*

熱制動輻射の Gaunt Factor $\bar{g}_{ff}(\nu, T)$。右上の領域が、X 線プラズマを X 線で見た場合の領域。

熱制動放射 (3)

全周波数を積分し、単位時間あたりのエネルギー放射量を

$$
\begin{aligned}
\varepsilon^{ff} &= \frac{dW}{dtdV} = \left(\frac{2\pi kT}{3m_{\mathrm{e}}}\right)^{1/2} \frac{2^5\pi e^6}{3hm_{\mathrm{e}}c^3} Z^2 n_{\mathrm{e}} n_{\mathrm{i}} \bar{g}_B \\
&= 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} Z^2 n_{\mathrm{e}} n_{\mathrm{i}} \bar{g}_B \quad (\mathrm{ergs\ s^{-1}\ cm^{-3}}) \\
\bar{g}_B &\simeq 1.2
\end{aligned}
$$

宇宙組成を仮定した場合の値は以下の通り (Sarazin 1988)。

$$
\begin{aligned}
\varepsilon^{ff} &= \sum_{\mathrm{i}} 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} Z_{\mathrm{i}}^2 n_{\mathrm{e}} n_{\mathrm{i}} \bar{g}_B \quad (\mathrm{ergs\ s^{-1}\ cm^{-3}}) \\
&= 3.0 \times 10^{-27} T^{1/2} n_{\mathrm{H}}^2 \quad (\mathrm{ergs\ s^{-1}\ cm^{-3}})
\end{aligned}
$$

熱制動吸収 (1)

放射があれば逆過程の吸収もあるというのは前述の通りであり、両者の関係は Kirchhoff の法則より

$$j_\nu^{ff} = \alpha_\nu^{ff} B_\nu(T) = \frac{1}{4\pi}\,\varepsilon_\nu^{ff} \qquad \alpha_\nu^{ff} = \frac{1}{4\pi}\frac{\varepsilon_\nu^{ff}}{B_\nu(T)}$$

$$B_\nu(T)d\nu = I_\nu = u_\nu c = \frac{2h\nu^3/c^2}{\exp(h\nu/k_{\rm B}T)-1}d\nu$$

であったから、

$$\begin{aligned}\alpha_\nu^{ff} &= \frac{4e^6}{3m_{\rm e}hc}\left(\frac{2\pi}{3km_{\rm e}}\right)^{1/2} T^{-1/2}Z^2 n_{\rm e}n_{\rm i}\nu^{-3}\left(1-e^{-h\nu/kT}\right)\bar{g}_{ff} \\ &= 3.7\times10^8 T^{-1/2}Z^2 n_{\rm e}n_{\rm i}\nu^{-3}\left(1-e^{-h\nu/kT}\right)\bar{g}_{ff}\quad ({\rm cm}^{-1})\end{aligned}$$

$h\nu \gg kT$ (Wein 側) と $h\nu \ll kT$(Rayleigh-Jeans 側) の極限を書く

$$\begin{aligned}h\nu \ll kT \;\to\; \alpha_\nu^{ff} &= \frac{4e^6}{3m_{\rm e}hc}\left(\frac{2\pi}{3km_{\rm e}}\right)^{1/2} T^{-1/2}Z^2 n_{\rm e}n_{\rm i}\nu^{-3}\bar{g}_{ff} \\ &= 3.7\times10^8 T^{-1/2}Z^2 n_{\rm e}n_{\rm i}\nu^{-3}\bar{g}_{ff}\quad ({\rm cm}^{-1}) \\ h\nu \gg kT \;\to\; \alpha_\nu^{ff} &= \frac{4e^6}{3m_{\rm e}hc}\left(\frac{2\pi}{3km_{\rm e}}\right)^{1/2} T^{-3/2}Z^2 n_{\rm e}n_{\rm i}\nu^{-2}\bar{g}_{ff} \\ &= 0.018 T^{-3/2}Z^2 n_{\rm e}n_{\rm i}\nu^{-2}\bar{g}_{ff}\quad ({\rm cm}^{-1})\end{aligned}$$

低エネルギー側ほど吸収を受けやすい。

光学的厚みが大きくなるにつれ、低エネルギー側から先に落ち始め、最終的に黒体輻射になる。

冷却時間

光学的に薄いプラズマの場合、放射によって冷却する時間を見積もる。

体積 V、プラズマ密度 $n = n_{\rm e} = n_{\rm i}$、温度 T、プラズマの熱エネルギー E、光度 L とすると冷却時間 τ は

$$
\begin{aligned}
E &= \frac{3}{2}(n_{\rm e} + n_{\rm i})kT \cdot V = 3nkTV \\
L &\propto n_{\rm e} n_{\rm i} \sqrt{T} \cdot V \propto n^2 \sqrt{T} V \\
\tau &= \frac{E}{L} \propto \frac{\sqrt{T}}{n}
\end{aligned}
$$

$$
\tau = 8.5 \times 10^9 \left(\frac{n_{\rm H}}{0.01 {\rm cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 {\rm K}} \right)^{1/2} \quad ({\rm yr})
$$

宇宙X線実験最大の発見 - 銀河団高温プラズマ

銀河団プラズマ

宇宙論的な
構造・進化

高温プラズマ質量
= 銀河の合計 × 数倍

宇宙バリオンの大半は
高温プラズマ

重力的に閉じ込める
ために必要な質量
=見えている質量×数倍

☒ ダークマター

銀河団の光学観測

King Model

重力的に束縛された等温の無衝突粒子で良く説明できる。

King (1962) により簡単な近似式が求められている。個数密度を $n_{\rm grav}(r)$、プロジェクトした表面密度を $\Sigma_{\rm grav}(r)$ とすると、力学的にリラックスした系は

$$n_{\rm grav}(r) = n_{\rm grav}(0)\left[1+\left(\frac{r}{r_{\rm core}}\right)^2\right]^{-3/2} \qquad \Sigma_{\rm grav}(r) = \Sigma_{\rm grav}(0)\left[1+\left(\frac{r}{r_{\rm core}}\right)^2\right]^{-1}$$

$$\phi(r) = -4\pi G m_{\rm grav} n_{\rm grav}(0) r_{\rm core}^2 \frac{\ln\left[(r/r_{\rm core})+\sqrt{1+(r/r_{\rm core})^2}\right]}{r/r_{\rm core}}$$

銀河団のみならず、球対称の自己重力系である、楕円銀河、球状星団もこれで表現できる。

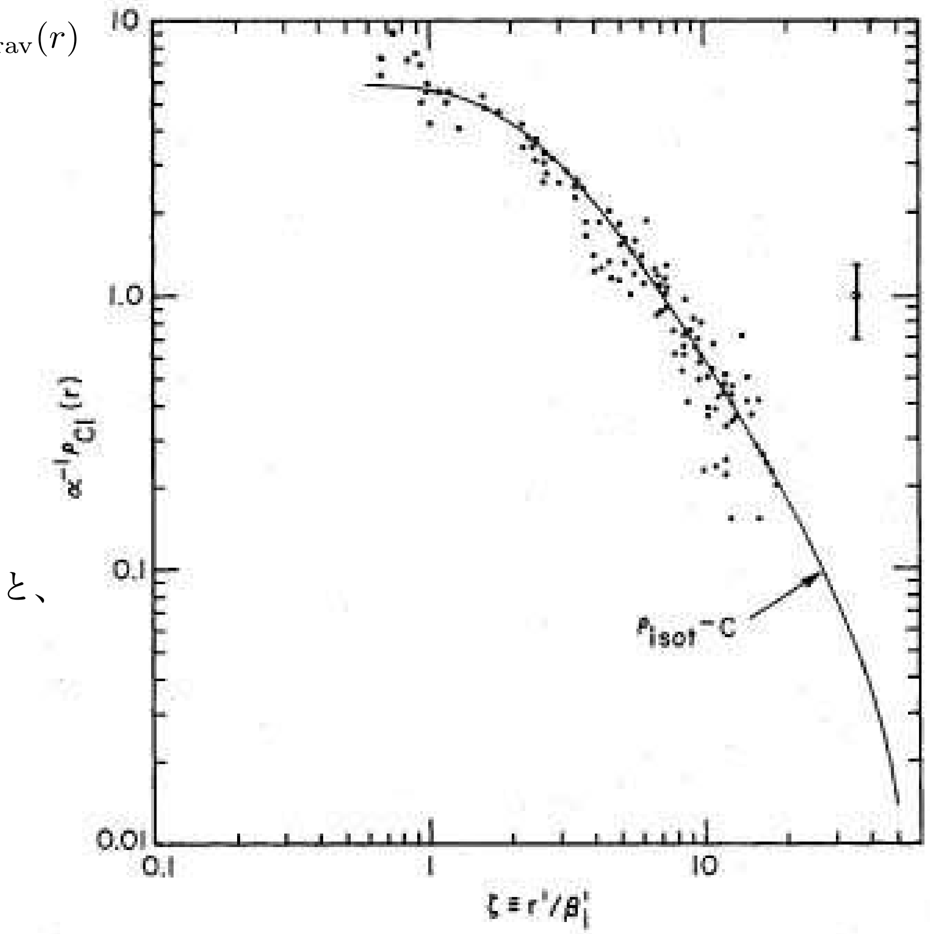


FIG. 1.—The projected galaxy distributions in all the 15 studied clusters plotted as a function of distance from the clusters' centers. All distributions are normalized with their best-fitted parameters α (normalization in density) and β (scaling in distance). The solid line is the projected Emden isothermal gas sphere model, with a cutoff $C = 0.1$. A typical error bar (corresponding to the square root of the number of counts) is shown at the right.

図 8.3: 銀河団における銀河の個数表面密度分布 (Bahcall 1975)

ビルアル質量

銀河団は自己重力系でありビルアル定理が適用できる。力学エネルギーを K、重力エネルギーを U とすると、

$$2K + U = 0 \qquad K = \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2, \quad U = -\frac{1}{2}\sum_{i\neq j} G\frac{m_i m_j}{r_{ij}}$$

重力半径 R_G、(3 次元的な) 速度分散を $\sigma_{\rm grav}^2$、重力質量を $M_{\rm grav}$ を以下のように定義すると、

$$-U = \frac{1}{2}\sum_{i\neq j} G\frac{m_i m_j}{r_{ij}} = G\frac{M_{\rm grav}^2}{R_G}, \qquad R_G \equiv \frac{2M_{\rm grav}^2}{\sum_{i\neq j}\frac{m_i m_j}{r_{ij}}}$$

$$K = \frac{1}{2}\sum_i m_i v_i^2 = \frac{1}{2} M_{\rm grav}\sigma_{\rm grav}^2, \qquad \sigma_{\rm grav}^2 \equiv \frac{\sum_i m_i v_i^2}{M_{\rm grav}}$$

$$M_{\rm grav} \equiv \sum_i m_i$$

以上を使うと

$$\frac{R_G \sigma_{\rm grav}^2}{G} = \frac{M_{\rm grav}^2}{-U}\frac{2K}{M_{\rm grav}} = M_{\rm grav}$$

$\sigma_{\rm grav}$ は 3 次元的な速度分散であるが、球対称を仮定すると、観測可能な 1 次元的な速度分散 σ_r とは

$$\sigma_{\rm grav}^2 = 3\sigma_r^2$$

$M_{\rm grav}$ と実際に観測されている銀河の総質量 $M_{\rm gal}$ を比較すると、

$$M_{\rm grav} = 10^{14} \sim 10^{15} M_\odot \gg M_{\rm gal} = 10^{13} \sim 10^{14} M_\odot$$

見えていない質量が存在することなり、これを Missing Mass と呼び、Dark Matter の最も重要な観測的証拠の一つとされている。

銀河団のX線観測 (1)

ICM の発見

$\sigma_{\rm grav} = 300 \sim 2000{\rm km\ s^{-1}}$ であり、これはちょうど $10^7 \sim 10^8$K の X 線プラズマの音速に匹敵する。この Missing Mass 問題を解決するために考えられたのは、光学観測ではとらえることのできない X 線で光るプラズマであった。

そこで、X 線衛星で実際に観測した所、まさに銀河団全体に拡がる光学的に薄くプラズマが発見され、”Intra Cluster Medium (ICM)” と名づけられた。調べてみた所、その質量は銀河の総質量よりも大きく、宇宙のほとんどのバリオンは実は X 線プラズマであることが判明した。これは、文句なしに X 線天文学最大の発見 (の一つ) と言える。

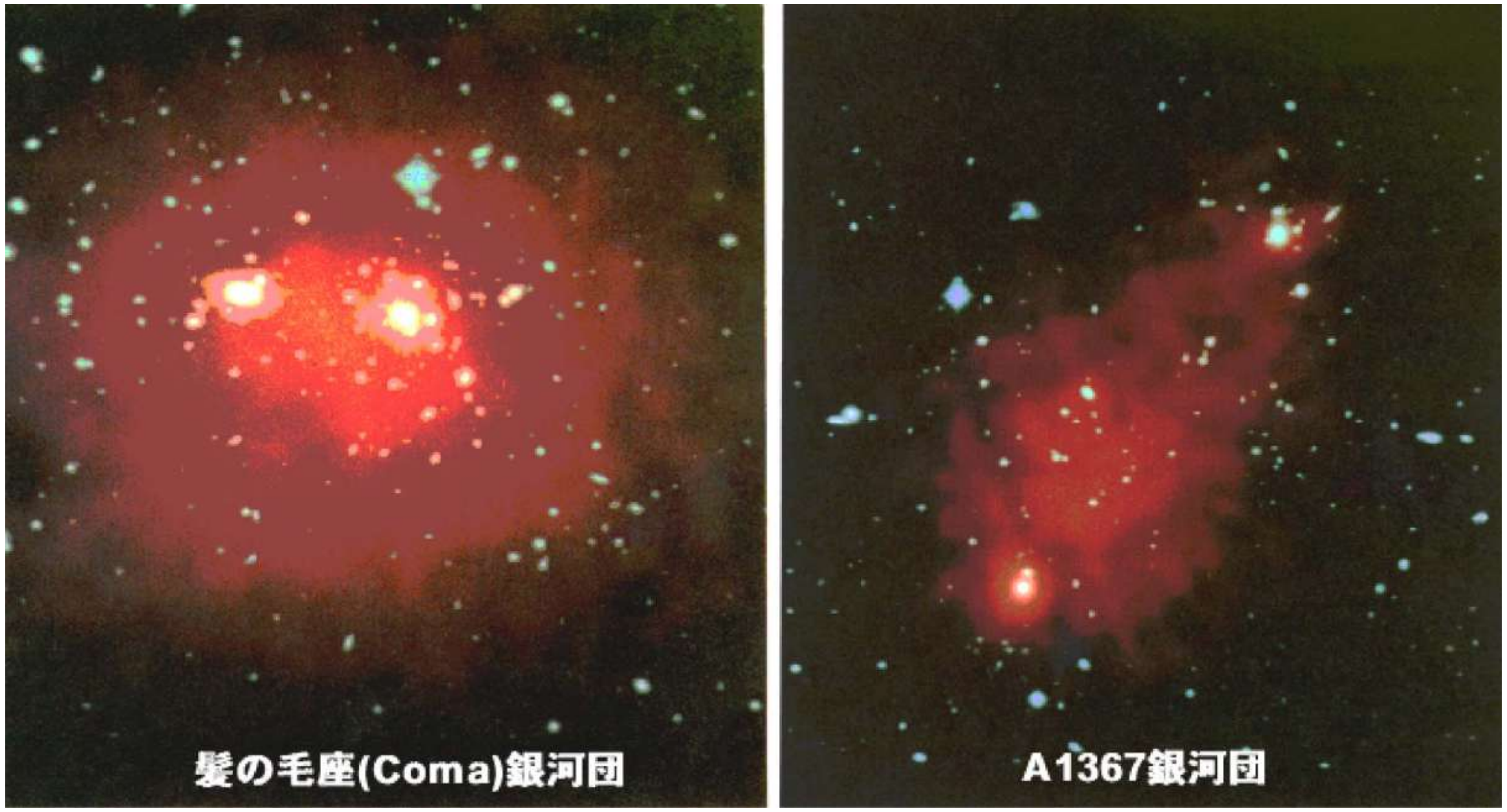


図 8.4: かみのけ座銀河団 (Coma Cluster) と A1367。光学写真に X 線イメージを重ねている。

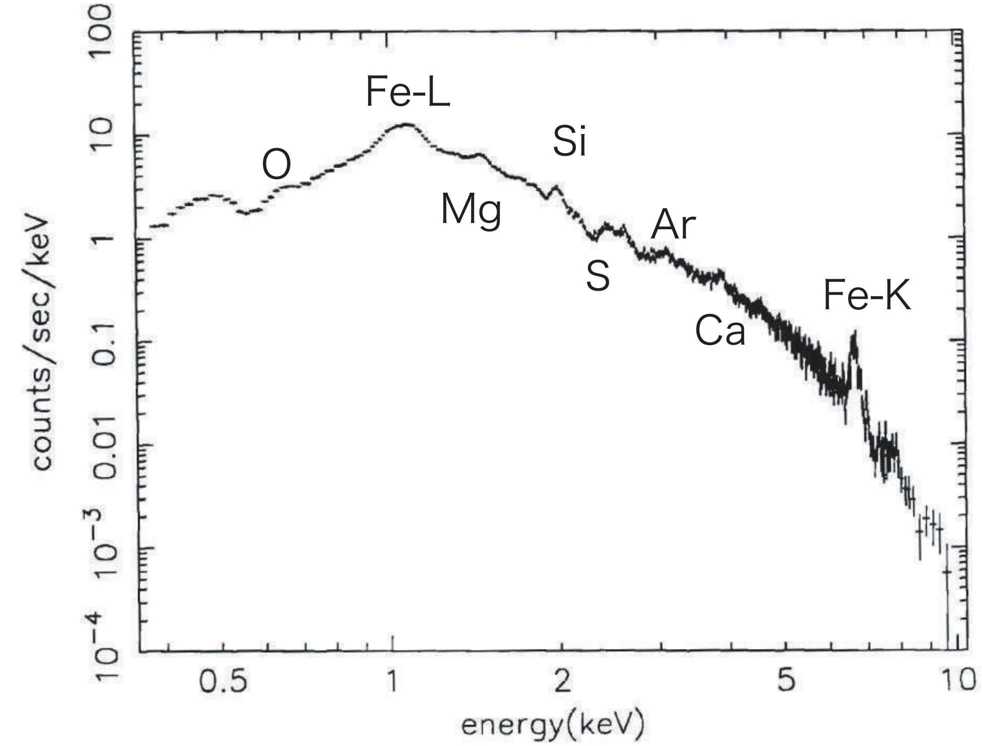


Fig. 1. SIS spectrum of M87 within 10′ radius. Various emission lines can be clearly seen.

図 8.5: 「あすか」SIS で得た乙女座銀河団の中心部の X 線スペクトル (Matsumoto et al. 1996)。

銀河団のX線観測 (2)

β **Model**

プラズマが理想気体であり、静水圧平衡にある場合、圧力勾配と重力が等しくなる

$$P_{\rm gas} \quad = \quad \rho_{\rm gas}\frac{kT_{\rm gas}}{\mu m_{\rm H}} \qquad\qquad \frac{dP_{\rm gas}(r)}{dr} \quad = \quad -\rho_{\rm gas}(r)\frac{d\phi(r)}{dr}$$

これを、前述の King Model で表される自己重力系 ($\phi(r)$ が与えられている) に置くとガス密度 $n_{\rm gas}$ は、

$$n_{\rm gas}(r) \quad = \quad n_{\rm gas}(0)\left[1+\left(\frac{r}{r_{\rm core}}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}\beta_{\rm fit}}$$

$$\Sigma_{\rm X}(r) \quad = \quad \Sigma_{\rm X}(0)\left[1+\left(\frac{r}{r_{\rm core}}\right)^2\right]^{-3\beta_{\rm fit}+\frac{1}{2}}$$

$$\beta \quad = \quad \frac{\mu m_{\rm H}\sigma_{\rm grav}^2}{3kT_{\rm gas}} = \frac{\mu m_{\rm H}\sigma_{\rm r}^2}{kT_{\rm gas}} \quad = \quad \frac{(1/2)\sigma_{\rm grav}^2}{(3/2)kT/\mu m_{\rm H}}$$

と書ける (Cavaliere and Fusco-Femiano 1976)。

自己重力系を作るシステムが持つ単位質量あたりの運動エネルギー $(1/2)\sigma_{\rm grav}^2$ と、プラズマが持つ単位質量あたりの熱エネルギー $\frac{(3/2)kT}{\mu m_{\rm H}}$ の比である ($\beta < 1$ だと熱エネルギーの方が大きい)。

$\beta_{\rm fit}$ は *Einstein*、*ROSAT*、*ASCA* など X 線のイメージング観測から $\beta_{\rm fit} \quad = \quad 0.5 \sim 0.65$

kT は X 線のスペクトルから得られ、光学観測から得られる速度分散 σr との比から

$$\beta_{\rm spec} \quad = \quad \frac{\mu m_{\rm H}\sigma_{\rm r}^2}{kT_{\rm gas}}$$

HEAO-1 で $\beta_{\rm spec}$ を調べた $\quad \beta_{\rm spec} \quad = \quad 1.0 \sim 1.2$

- βspecとβfitが一致しない「β problem」
- β < 1「X線プラズマに追加熱が必要」

ver.1

銀河団のＸ線観測 (3)

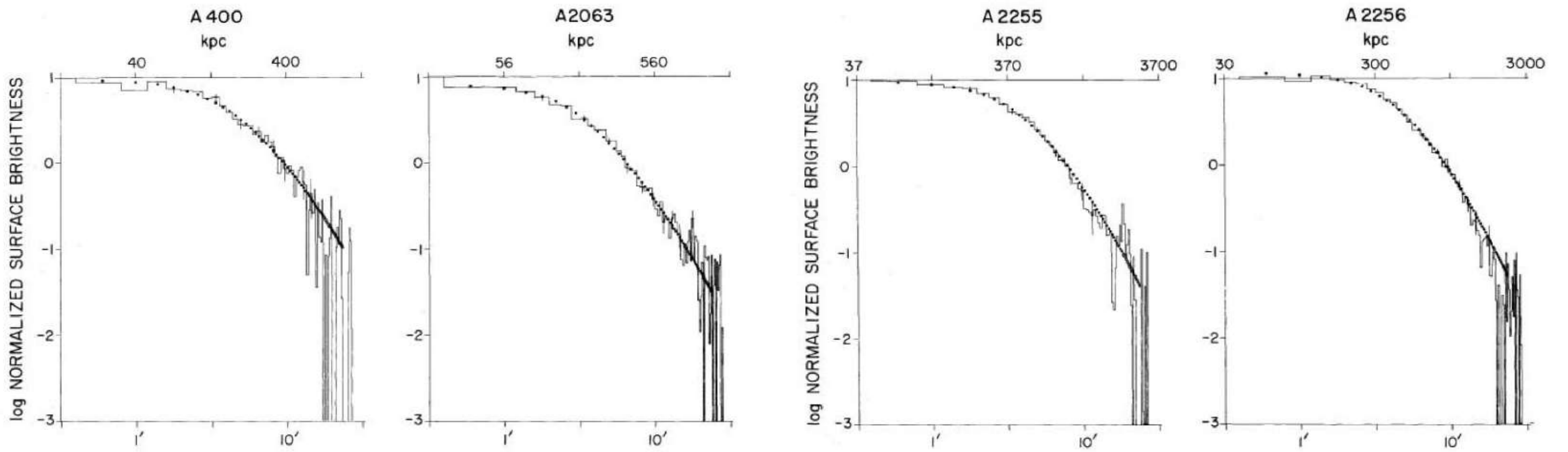


FIG. 1.—The radial surface brightness profiles of A400, A2063, A2255, and A2256 are shown for the 0.5–3.0 keV energy band. Error bars (1 σ) are shown every fourth data point. The best fitting isothermal-hydrostatic model is shown as symbols. The reduced χ^2 for the four clusters A400, A2063, A2255, and A2256 are 0.8, 1.2, 0.6, and 1.5 for 44, 51, 45, and 59 data points, respectively.

図 8.7: *Einstein* で得られた、クーリングフロー無しの銀河団の輝度分布を β モデルでフィットしたもの (Jones and Forman 1984)。

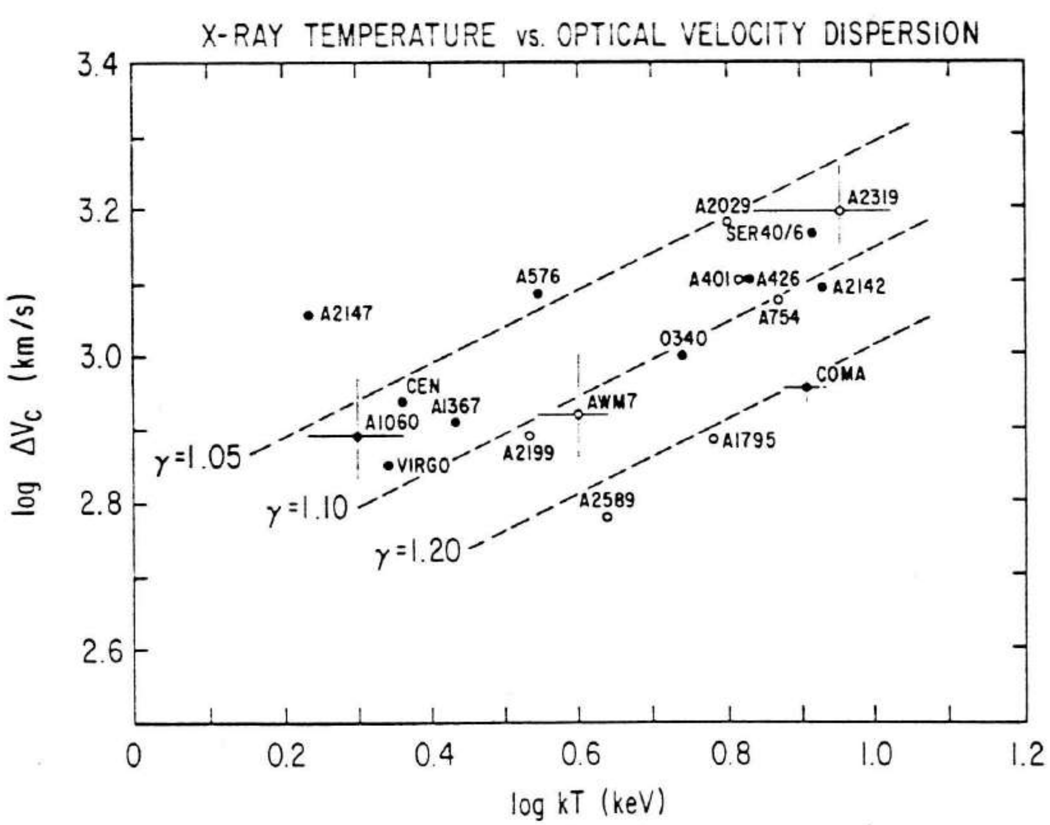


図 8.8: HEAO-1 で得られた、ICM の温度と速度分散の相関 (Mushotzky 1984)。

銀河団のＸ線観測 (4)

ICM、銀河、重力、それぞれの質量とその空間分布

ICM の質量は $n_{\rm gas}(r)$ を積分すれば良い。銀河の総質量は光学観測から得られる。重力質量は、ICM により、先に述べたビルアル定理よりも以下のように正確に求めることができる。静水圧平衡を仮定すると、

$$\frac{dP_{\rm gas}(r)}{dr} = -\rho_{\rm gas}(r)\frac{d\phi(r)}{dr} \qquad \frac{kT_{\rm gas}}{\mu m_{\rm H}}\frac{d\rho_{\rm gas}}{dr} + \frac{\rho_{\rm gas}k}{\mu m_{\rm H}}\frac{dT_{\rm gas}}{dr} = -\rho_{\rm gas}G\frac{M_{\rm grav}(<r)}{r^2}$$

$$M_{\rm grav}(<r) = -\frac{kT_{\rm gas}(r)}{\mu m_{\rm H}G}\left(\frac{d\ln\rho_{\rm gas}(r)}{d\ln r} + \frac{d\ln T_{\rm gas}(r)}{d\ln r}\right)r$$

ICM が等温であり、β モデルを仮定すると、

$$M_{\rm grav}(<r) = 3\beta_{\rm fit}\frac{kT_{\rm gas}}{\mu m_{\rm H}G}\frac{r^2}{r_{\rm core}^2 + r^2}r$$

温度とイメージの両方を同時に求める

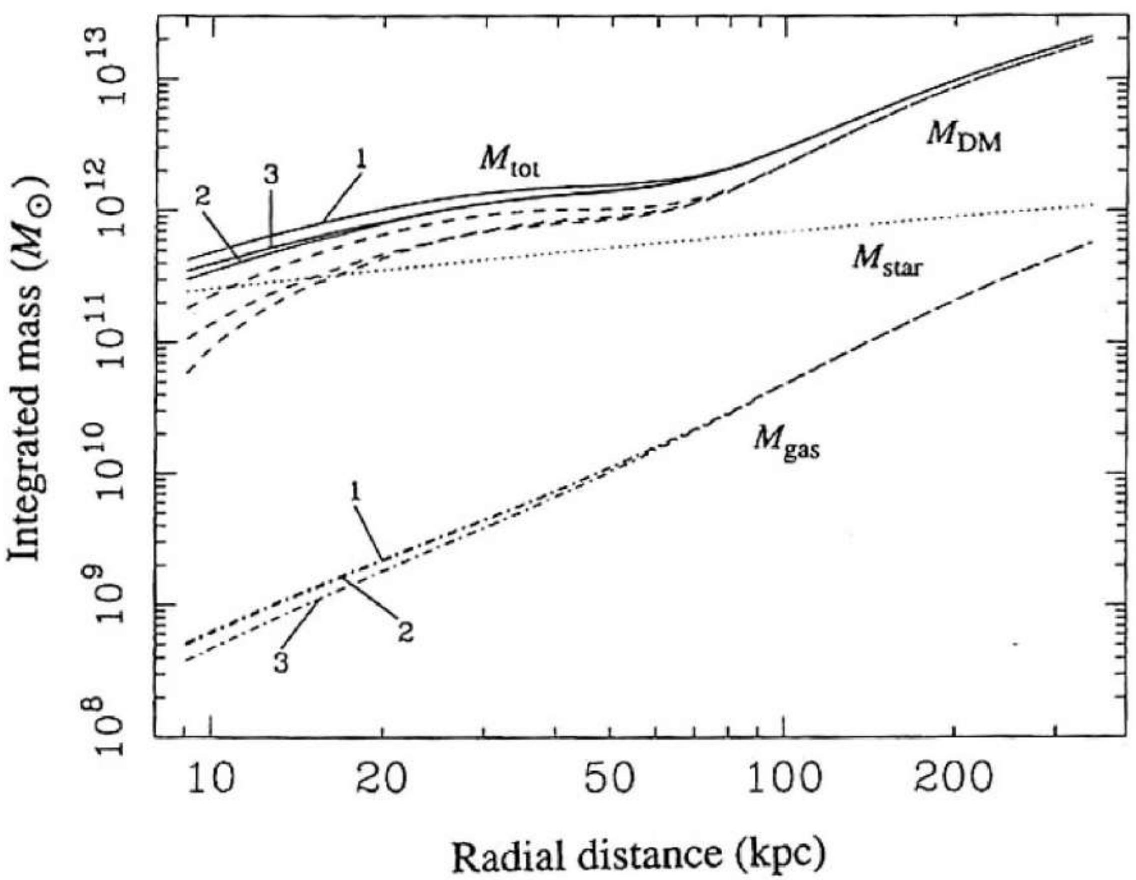


FIG. 2 Integrated mass profiles of total gravitating matter ($M_{\rm tot}$, solid lines), dark matter ($M_{\rm DM}$, dashed lines) and X-ray emitting plasma ($M_{\rm gas}$, dot-dashed lines). Three curves for each component, specified by numbers (1–3), correspond to the three models for the plasma temperature and abundance distribution (see text for detail); model 1 is isothermal; model 2 has a central temperature decrease; model 3 has a central abundance increase. The profile of light-emitting matter ($M_{\rm star}$; dotted line) was derived from ref. 12 assuming a mass-to-light ratio of 8. The integration radius is measured from NGC1399, assuming a source distance of 20 Mpc.

図 8.12: 「あすか」によって得られた重力質量分布 (Ikebe 1996)。

銀河団のＸ線観測 (5)

- βspecとβfitが一致しない「β problem」
- β < 1「Ｘ線プラズマに追加熱が必要」

  光学，Ｘ線観測のそれぞれの不十分さが原因.

  大きな追加熱も不要である.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 426:513–515, 1994 May 10

RESOLVING THE BETA-DISCREPANCY FOR CLUSTERS OF GALAXIES

NETA A. BAHCALL AND LORI M. LUBIN
Princeton University Observatory, Princeton, NJ 08544
Received 1993 June 7; accepted 1993 November 15

ABSTRACT

Previous comparisons of optical and X-ray observations of clusters of galaxies have led to the so-called β-discrepancy that has persisted for the last decade. The standard hydrostatic-isothermal model for clusters predicts that the parameter $\beta_{\rm spec} \equiv \sigma_r^2/(kT/\mu m_p)$, which describes the ratio of energy per unit mass in galaxies to that in the gas, should equal the parameter $\beta_{\rm fit}$ (where $\rho_{\rm gas}(r) \propto \rho_{\rm gal}(r)^{\beta_{\rm fit}}$) determined from the X-ray surface brightness distribution. The observations suggest an apparent discrepancy: $\beta_{\rm spec} \sim 1.2$ (i.e., the galaxies are "hotter" than the gas), while $\beta_{\rm fit} \sim 0.65$ (i.e., the gas is "hotter" and more extended than the galaxies). Here we show that the discrepancy is resolved when the actual observed galaxy distribution in clusters is used, $\rho_{\rm gal}(r) \propto r^{-2.4\pm0.2}$, instead of the previously assumed steeper King approximation, $\rho_{\rm gal}(r) \propto r^{-3}$. Using the correct galaxy profile in clusters, we show that the standard hydrostatic-isothermal model predicts $\beta_{\rm spec} = \beta_{\rm fit}^c \simeq (1.25 \pm 0.1)\beta_{\rm fit}$, rather than $\beta_{\rm spec} \simeq \beta_{\rm fit}$ (where $\beta_{\rm fit}$ is the standard parameter using the King approximation, and $\beta_{\rm fit}^c$ is the corrected parameter using the proper galaxy distribution). Using a large sample of clusters, we find best-fit mean values of $\beta_{\rm spec} = 0.94 \pm 0.08$ and $\beta_{\rm fit}^c = 1.25\beta_{\rm fit} = 0.84 \pm 0.1$. These results resolve the β-discrepancy and provide additional support for the hydrostatic cluster model.

Subject headings: galaxies: clustering — X-rays: galaxies

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 548:550–563, 2001 February 20

THE BETA PROBLEM: A STUDY OF ABELL 262

JAMES D. NEILL[1]
Astronomy Department, Columbia University, New York, NY 10027; neill@astro.columbia.edu
JEAN P. BRODIE
Lick Observatory, University of California, Santa Cruz, CA 95064; brodie@ucolick.org
WILLIAM W. CRAIG[1] AND CHARLES J. HAILEY
Columbia Astrophysics Laboratory, Columbia University, New York, NY 10027; bill@astro.columbia.edu chuckh@astro.columbia.edu
AND
ANTHONY A. MISCH
Lick Observatory, University of California, Santa Cruz, CA 95064; tony@ucolick.org
Received 1999 November 23; accepted 2000 October 19

ABSTRACT

We present an investigation of the dynamical state of the cluster A262. Existing optical line-of-sight velocities for select cluster galaxies have been augmented by new data obtained with the Automated Multi-Object Spectrograph at Lick Observatory. We find evidence for a virialized early-type population distinct from a late-type population infalling from the Pisces-Perseus supercluster ridge. We also report on a tertiary population of low-luminosity galaxies the velocity dispersion of which distinguishes them from both the early- and late-type galaxies. We supplement our investigation with an analysis of archival X-ray data. A temperature is determined using *ASCA* GIS data, and a gas profile is derived from *ROSAT* HRI data. The increased statistics of our sample results in a picture of A262 with significant differences from earlier work. A previously proposed solution to the "β-problem" in A262 in which the gas temperature is significantly higher than the galaxy temperature is shown to result from using too low a velocity dispersion for the early-type galaxies. Our data present a consistent picture of A262 in which there is no "β-problem," and the gas and galaxy temperature are roughly comparable. There is no longer any requirement for extensive galaxy-gas feedback to drastically overheat the gas with respect to the galaxies. We also demonstrate that entropy floor models can explain the recent discovery that the β values determined by cluster gas and the cluster core radii are correlated.

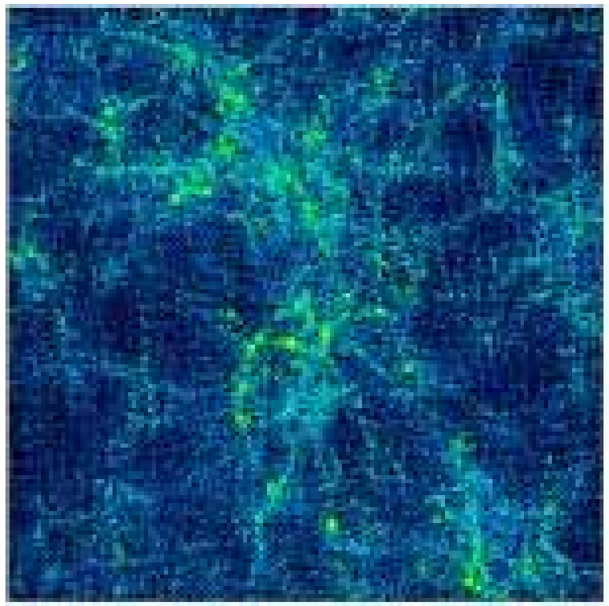
Subject headings: cosmology: theory — galaxies: clusters: individual (Abell 262) — galaxies: clusters: general — X-rays: galaxies

ver.1

暗黒物質の分布

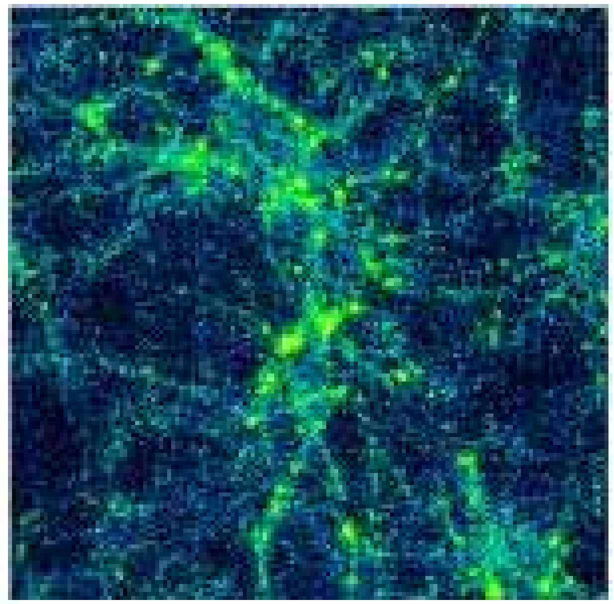
時系列

z=5



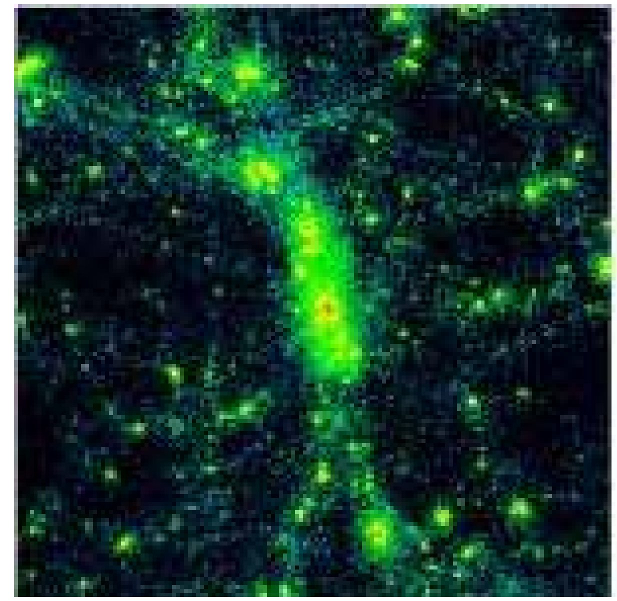
125億年前

z=3



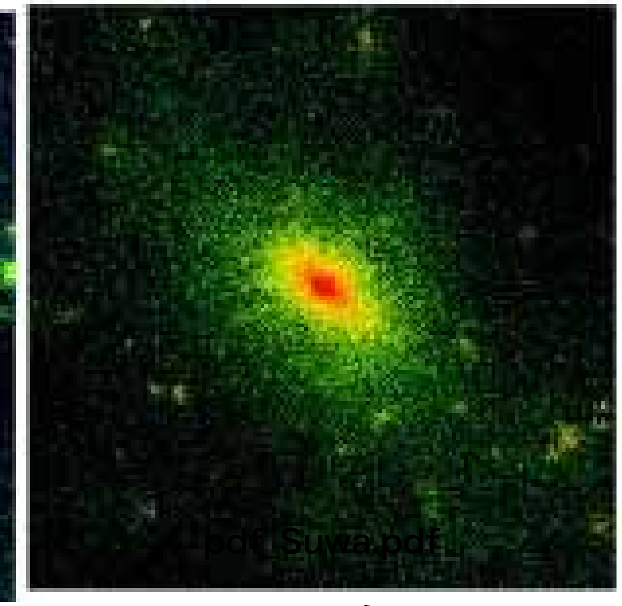
115億年前

z=1



76億年前

z=0

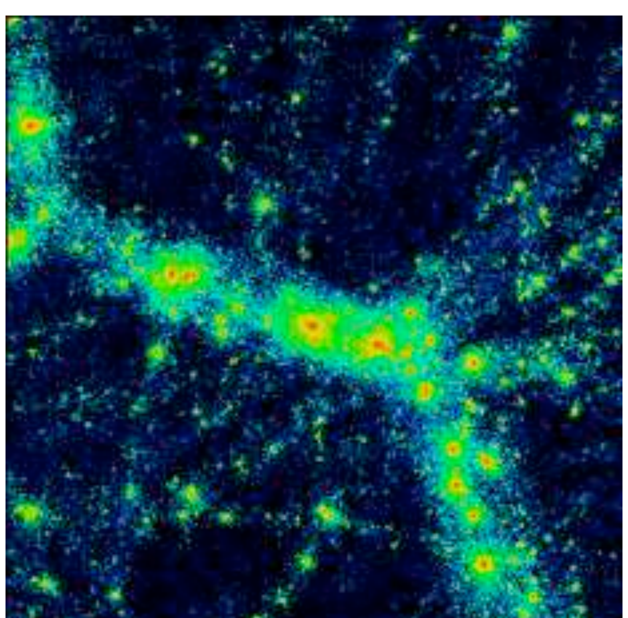


現在

小さい構造が合体を繰り返して成長

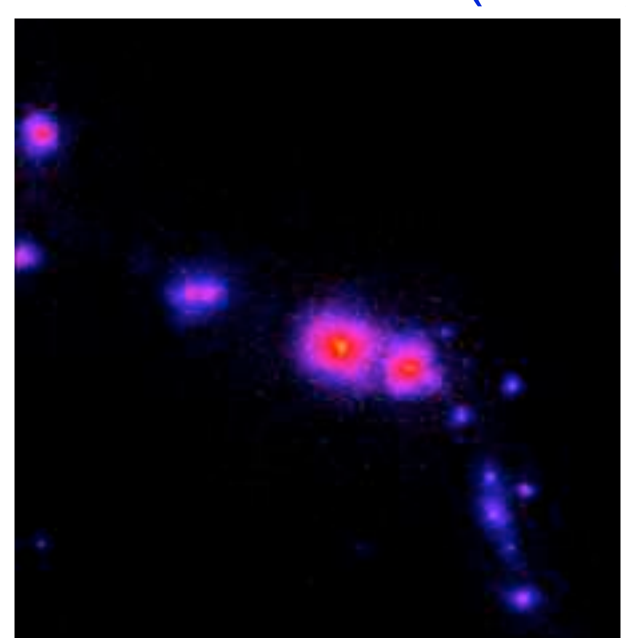
現在の普通の物質(バリオン的)の分布と温度

暗黒物質

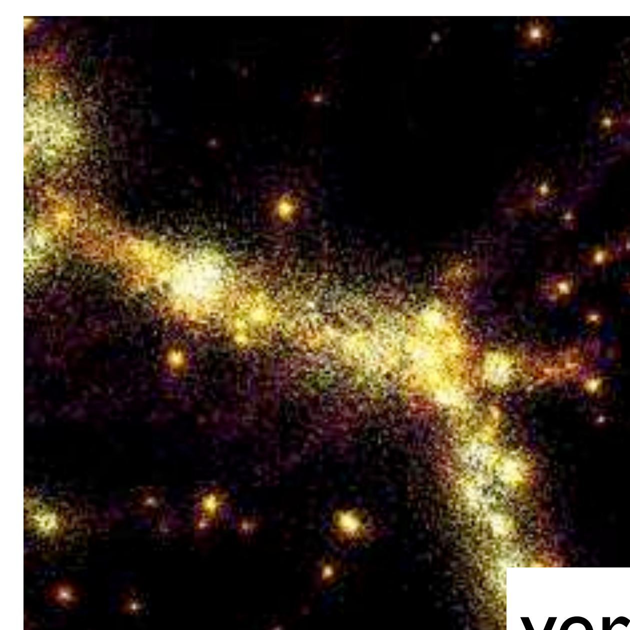


銀河 (~10^4K)

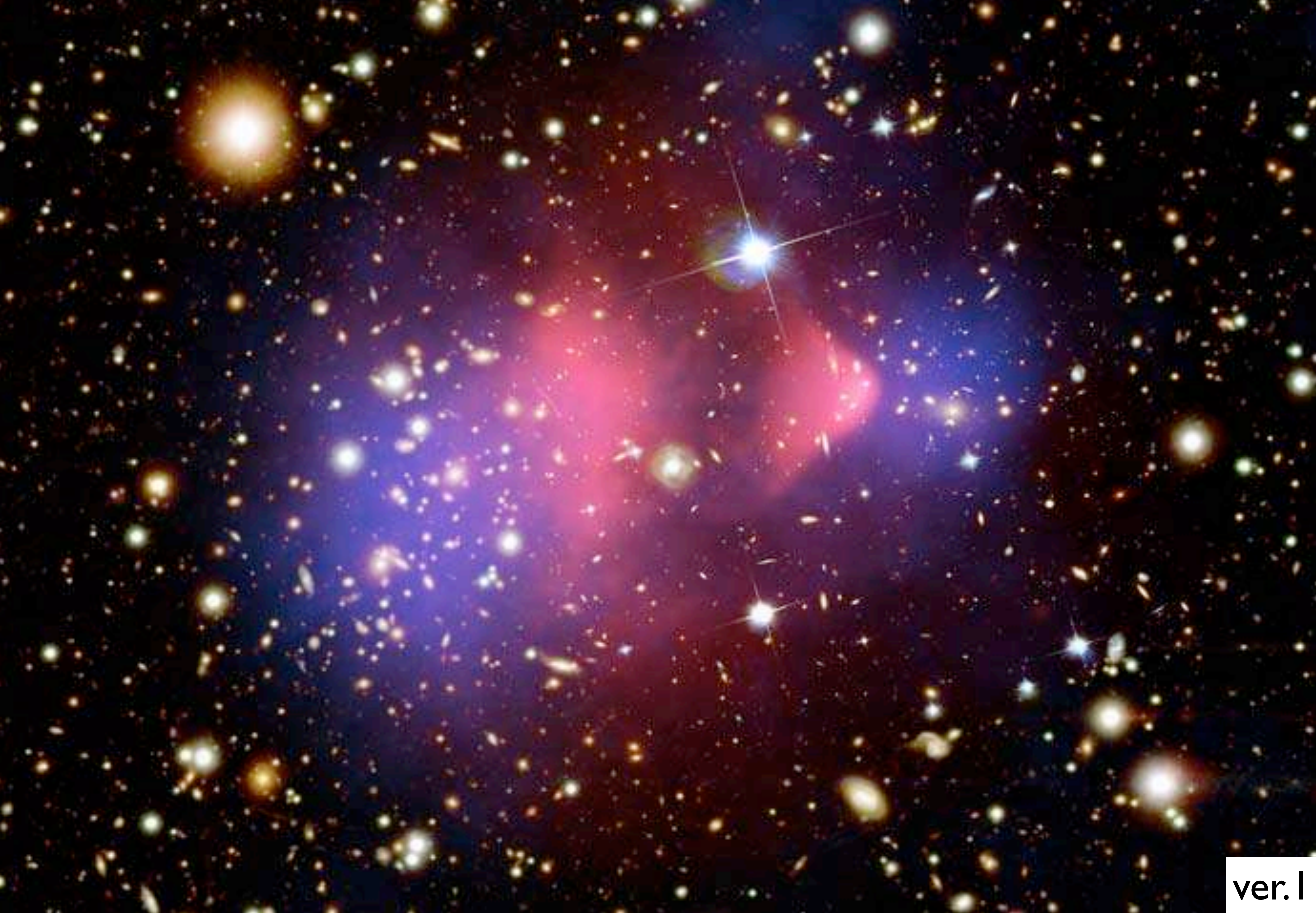
銀河団プラズマ (10^7K)



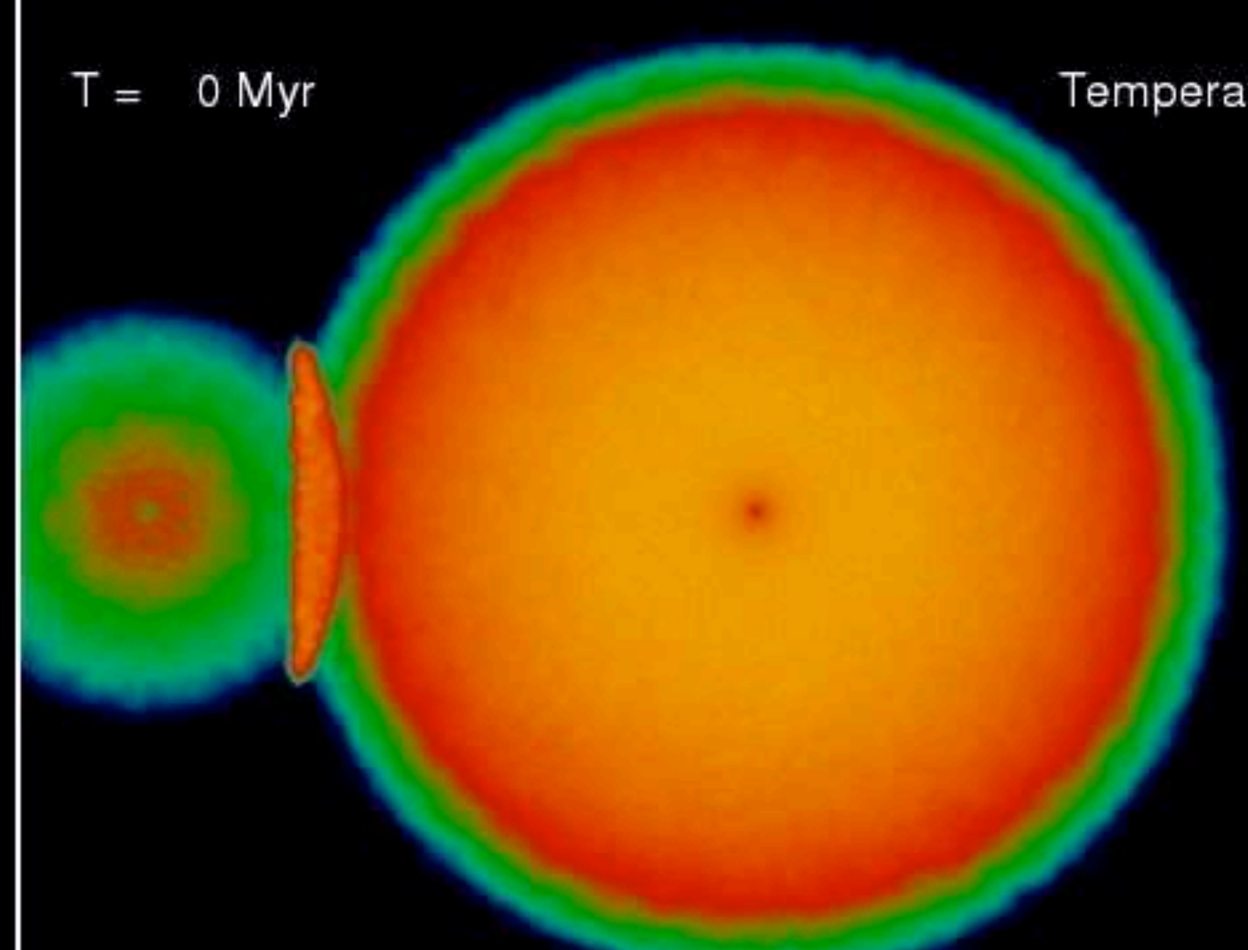
銀河間ガス (10^5-10^7K)

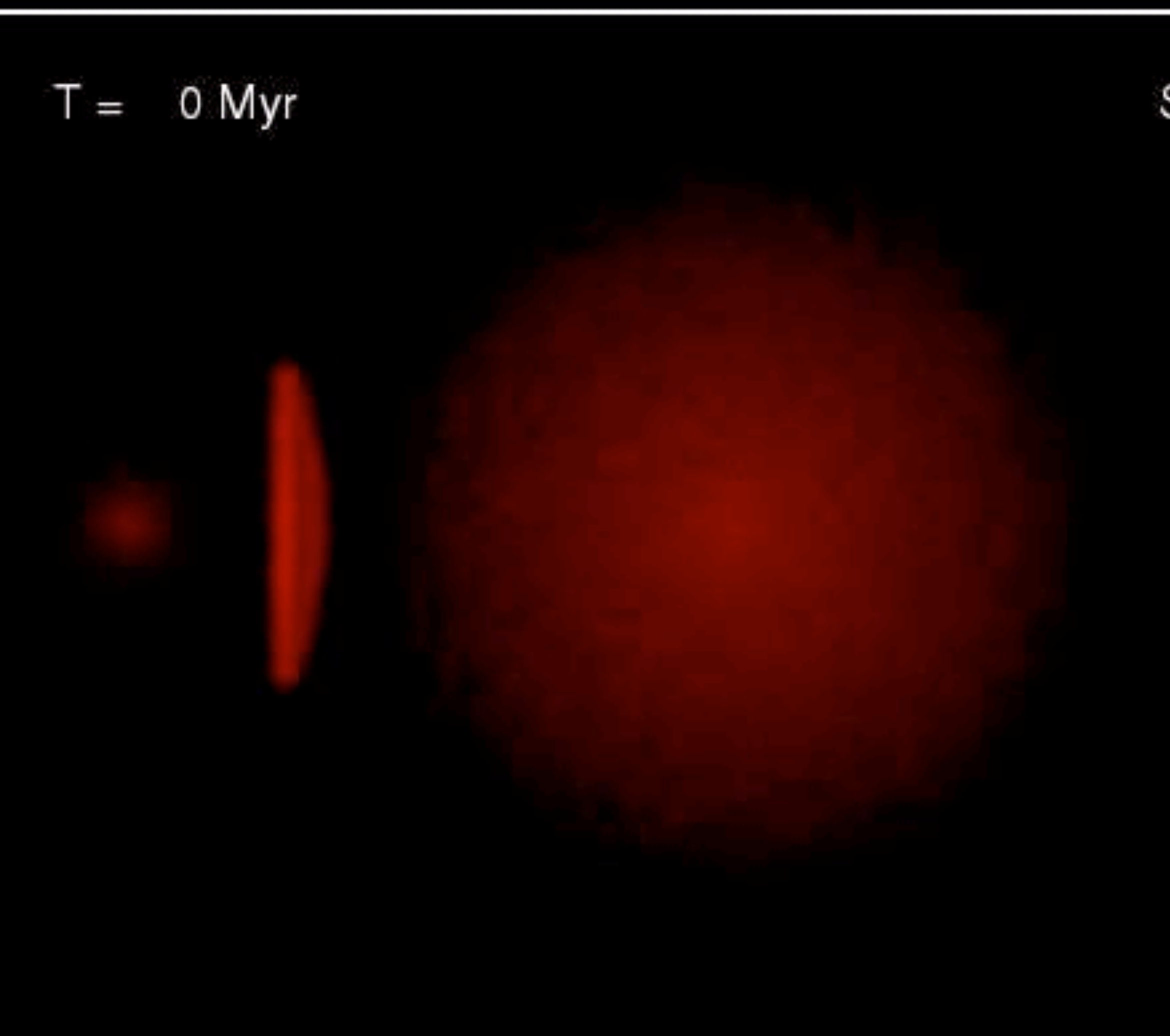


1E 0657-56　銀河団は衝突・合体で成長する




T = 0 Myr
X-rays


T = 0 Myr


T = 0 Myr