

ファラデー回転測度を用いた銀河団の磁場測定

研究室談話会(2022.10.28)

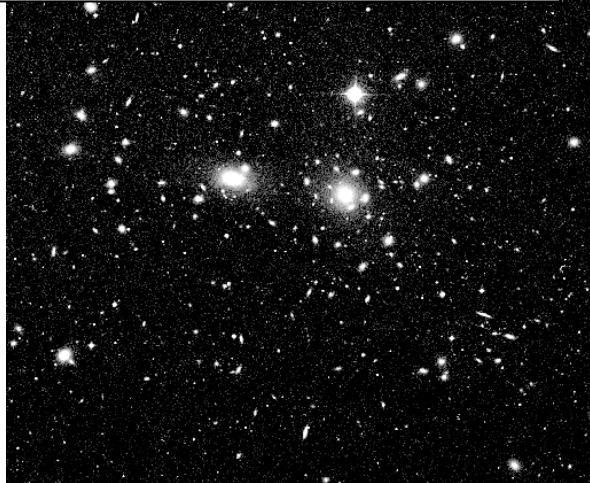
滝沢元和

お品書き

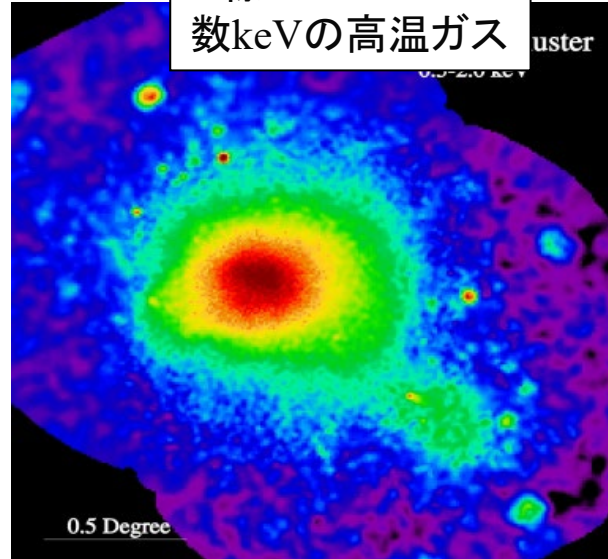
- 銀河団磁場の観測的証拠
- 銀河団磁場の観測的決定方法
 - Faraday Rotation
 - シンクロトロン+逆コンプトン
- 乱流磁場を持った銀河団のファラデー回転測度のモデル計算
- まとめ

Introduction: 銀河団

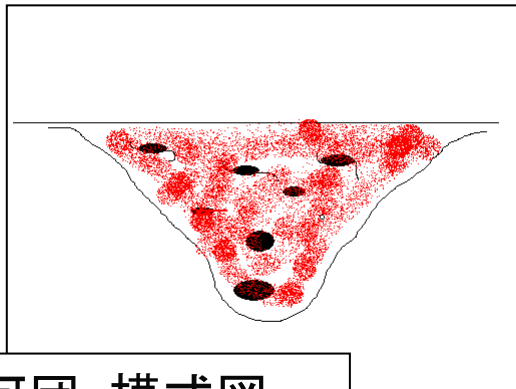
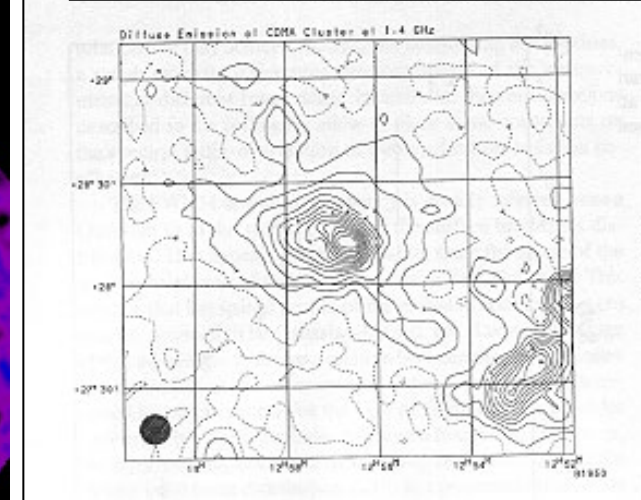
可視光
(数100個の銀河の集まり)



X線
数keVの高温ガス



電波
数GeVの高エネルギー電子+磁場



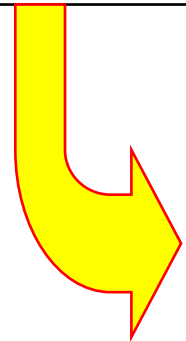
銀河団: 模式図

- 暗黒物質の重力ポテンシャル中に束縛された高温ガス ($T \sim 10^7 - 8 \text{ K}$) と銀河のかたまり。
- 宇宙で最大のビリアライズした天体
($R \sim \text{Mpc}$, $M \sim 10^{14-15}$ 太陽質量)
- 宇宙の構造形成の (観測可能な) 現場
- プラズマ物理の実験場 (理想的な無衝突プラズマ)
- 暗黒物質の実験場 (重力レンズ、**self-interacting dark matter** など)

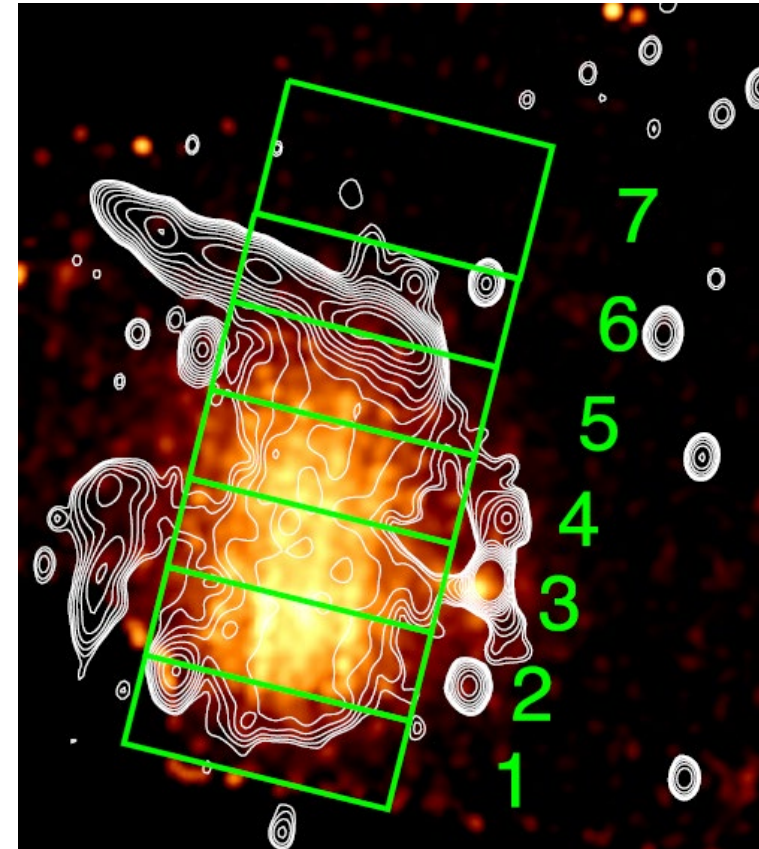
Observational Evidence of Intracluster Magnetic Field (1) : Radio Halos / Relics

Non-thermal radio emission from merging clusters of galaxies

synchrotron radio
 $\gamma \sim 10^4$ electrons + 0.1-10 μ G B



Hard X-ray will be emitted through Inverse Compton with CMB



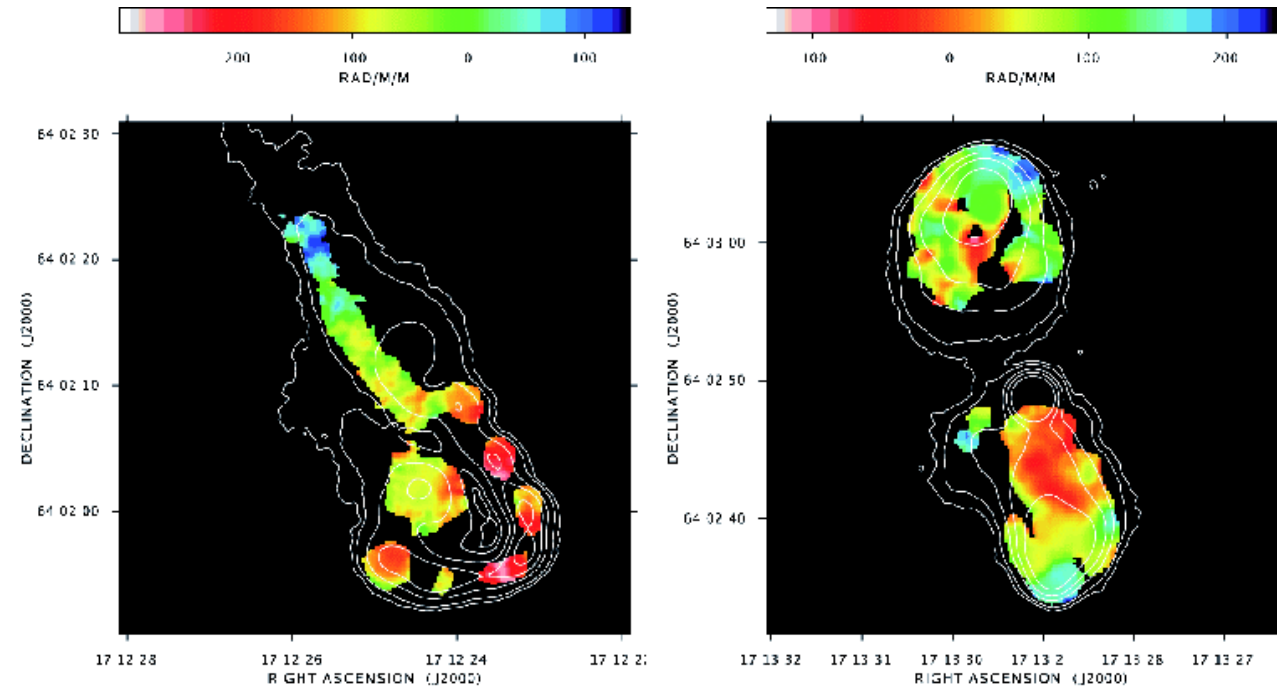
1RXS J0603.3+4214銀河団とToothbrush 電波レリックス + 電波ハロー。カラーがX線(0.5-8.0keV)で等高線が電波(1.16-1.78GHz)
Itahana, Takizawa et al. (2017)

Observational Evidence of Intracluster Magnetic Field (2) : Faraday Rotation

- Polarized plains of linear polarized radio wave rotate when propagating through the magnetized plasma.

- $\Delta\theta = \text{RM} \lambda^2$
$$\text{RM} = 0.81 \int_0^d n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} \text{ [rad m}^{-2}\text{]}$$

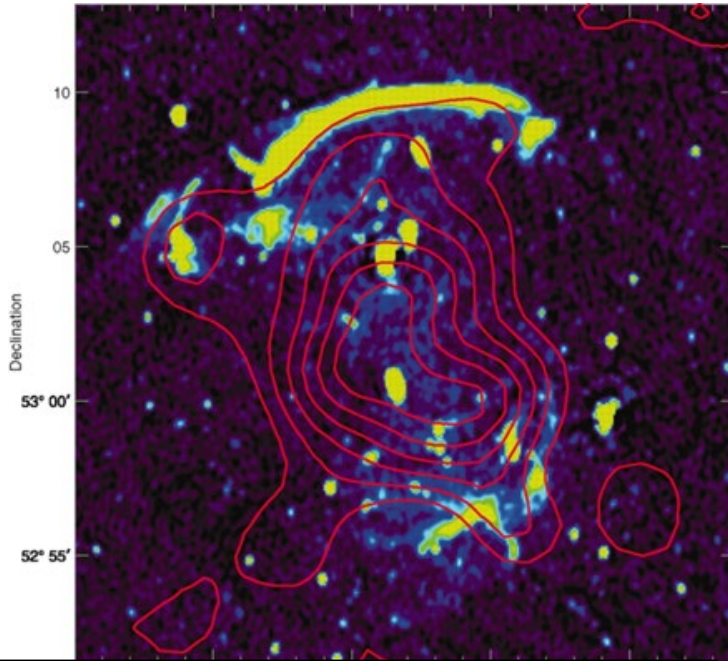
- Polarized radio sources observations in and behind clusters suggest random magnetic field structures.



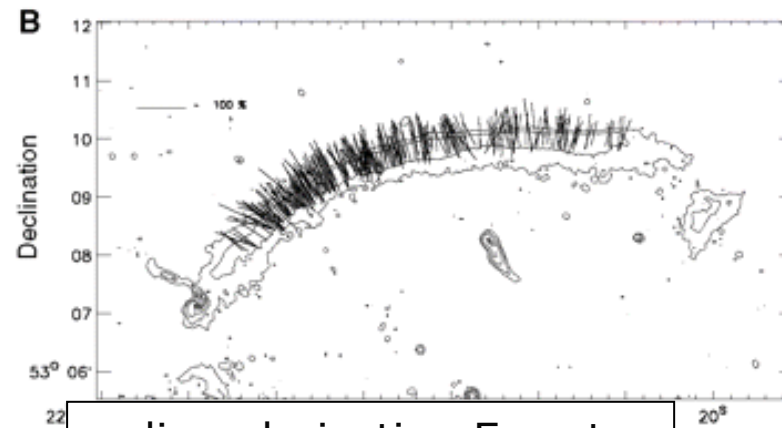
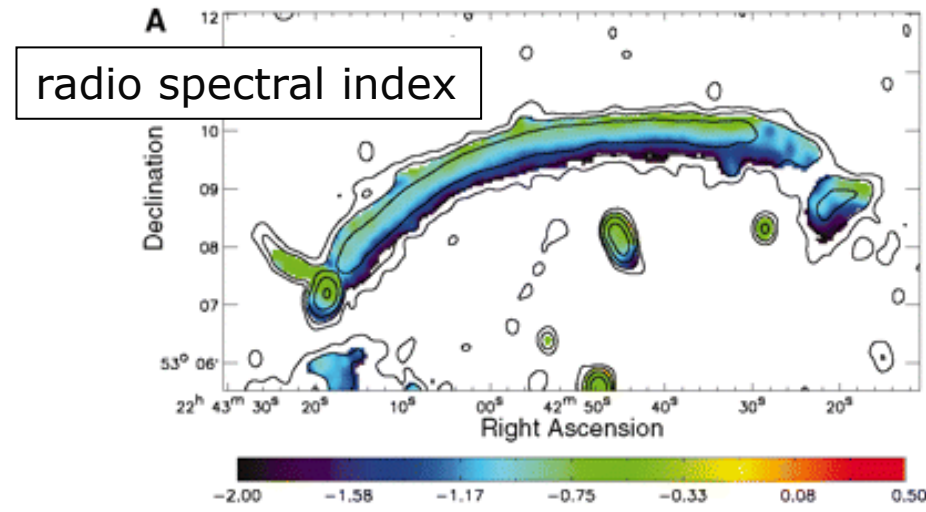
Faraday rotation measure map of the radio sources in Abell 2255
Color: RM
Contour: radio
Govoni et al. 2006

Radio relic in CIZA J2242.8+5301

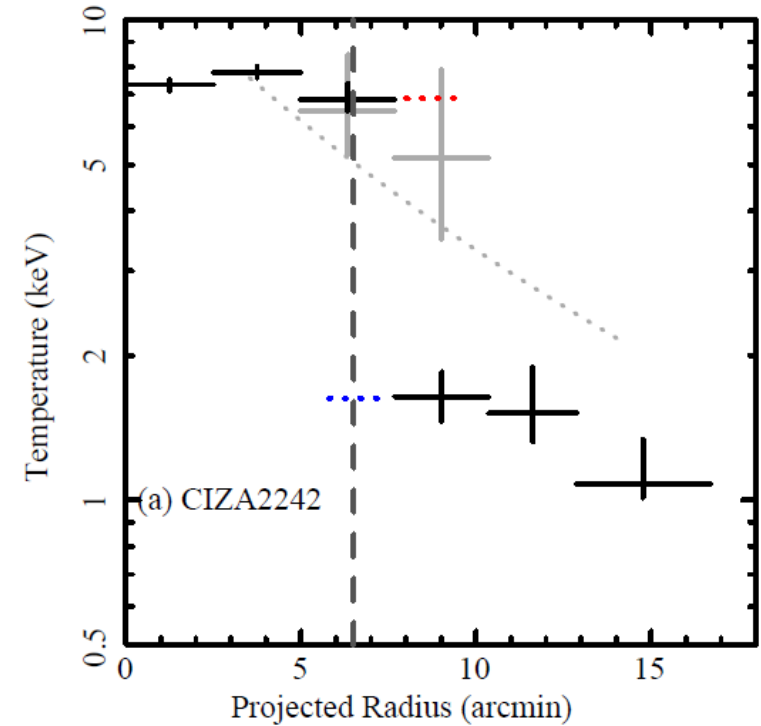
aligned magnetic fields parallel to a shock front ?



CIZA J2242.8+5301 with Radio Relic
Rosat X-ray image (contours)
Radio image (colors)
Van Weeren et al. 2010



radio polarization E vector
van Weeren et al. (2010)



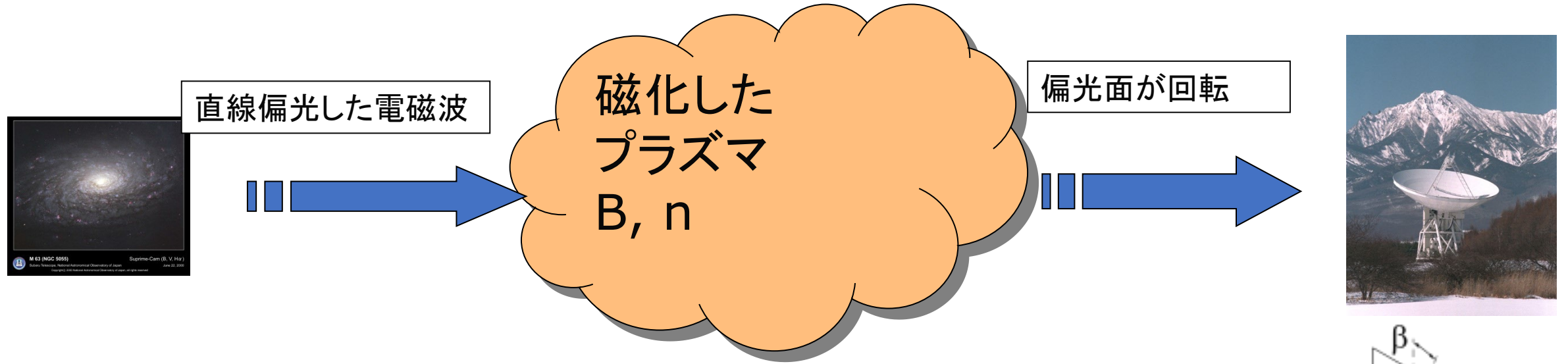
kT profile across the relic
with Suzaku

Akamatsu & Kawahara
(2011)

銀河団の磁場について

- 銀河団内には数 μG 程度の乱れた磁場が存在
 - ◆ シンクロトロン電波ハロー(レリック)
 - ◆ Faraday rotation measure
 - ◆ ただし、衝撃波付近などでは整った構造も??
- $P_B \sim 0.01 P_{\text{th}}$ 重要じゃないのか? そんなことはない。
 - ◆ 流体不安定性の抑制
 - ◆ 熱伝導の抑制
 - ◆ 粒子加速(磁気乱流、衝撃波)
- 磁場強度だけでなく構造も重要

Faraday Rotation と Rotation Measure

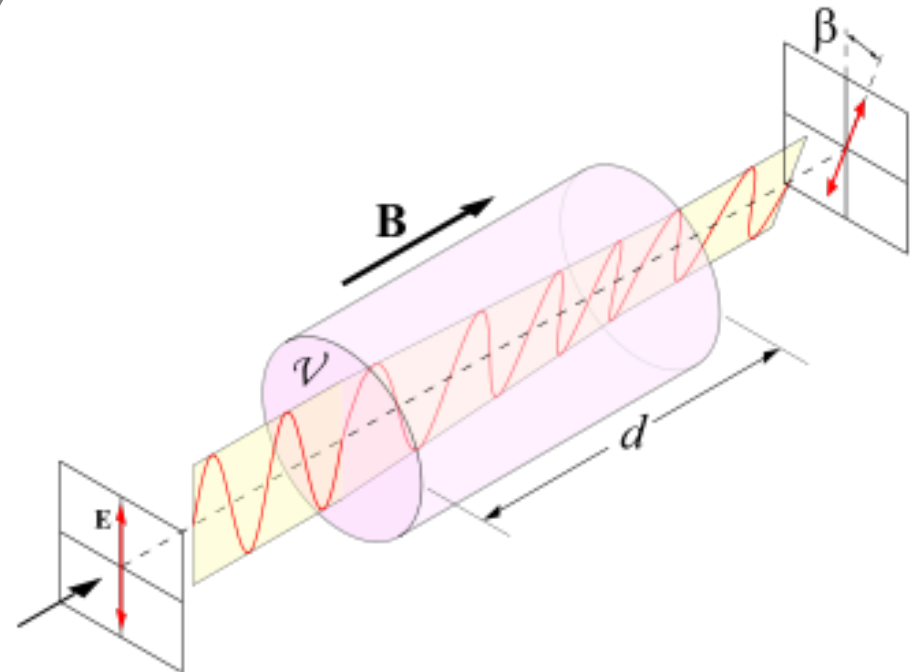


偏光面は磁化されたプラズマ中で回転する

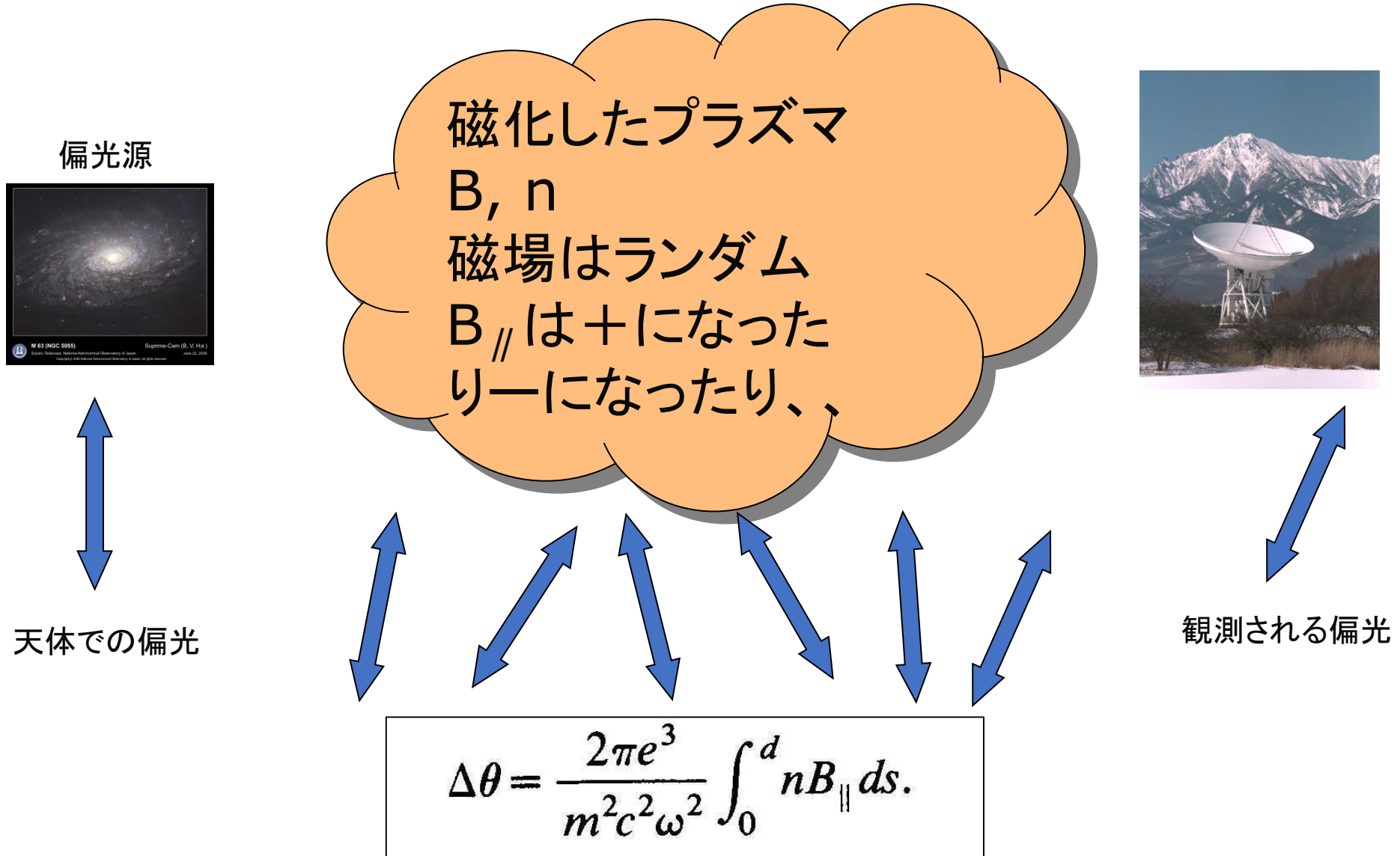
$$\chi = RM \lambda^2 + \chi_0$$

$$RM = 0.81 \int_0^d n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} \text{ [rad m}^{-2}\text{]}$$

χ : 偏波角 χ_0 : 偏波角の初期値 RM : Rotation Measure
 n_e : 熱電子密度 λ : 波長 \mathbf{B} : 磁場

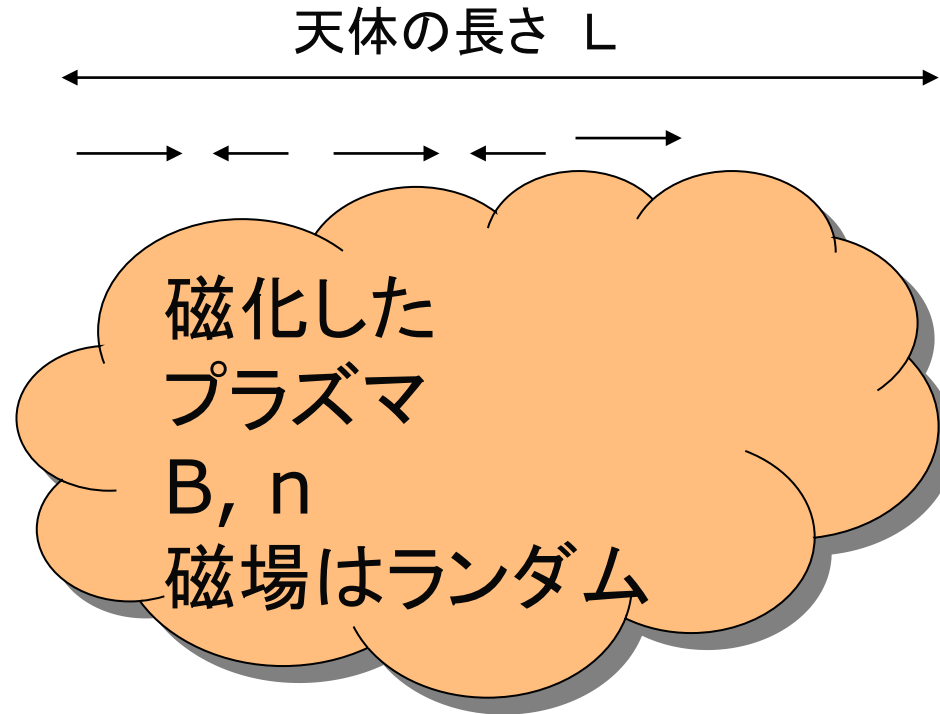


磁場決定方法：Faraday Rotation(2)



磁場決定方法：Faraday Rotation(3) single scale model

磁場は長さごとに向きが変わる
l: 磁場の反転長

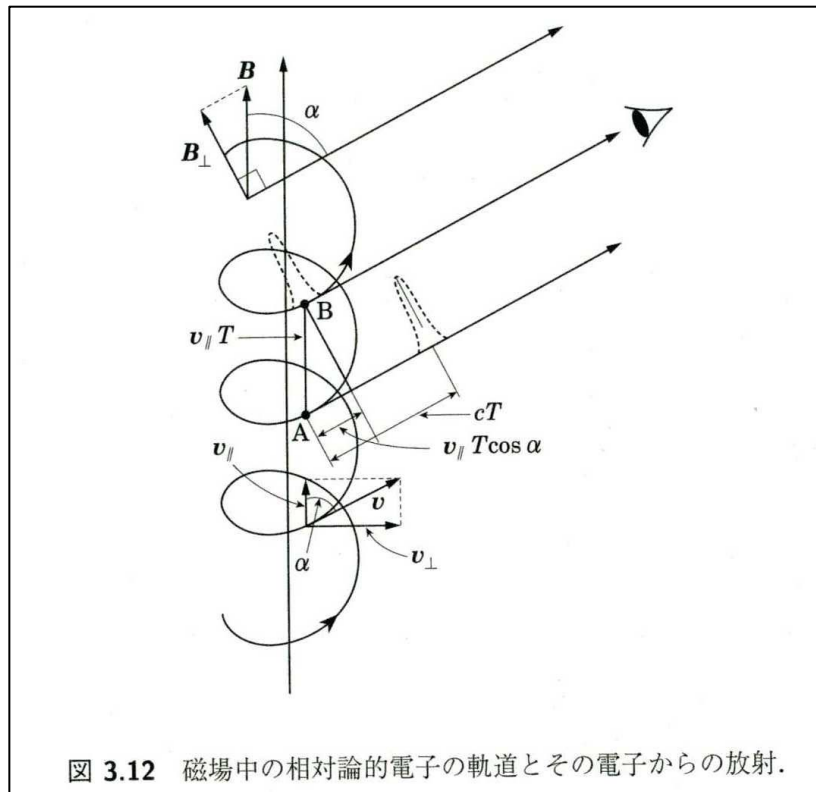


偏光面の回転角 $\Delta\theta$ はrandom walkすると考えて、

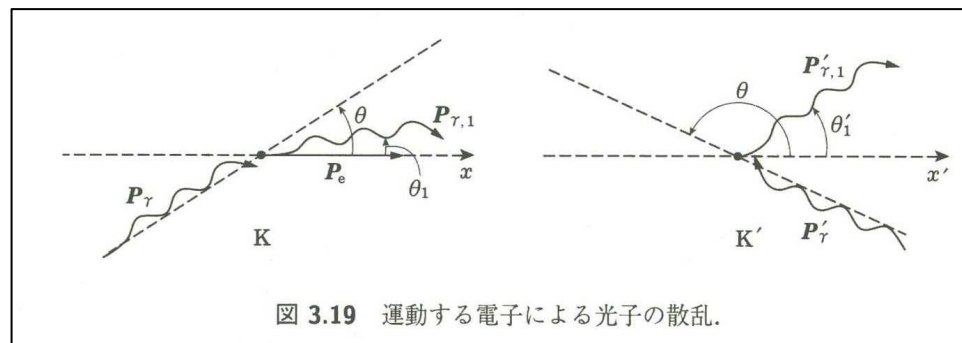
$$\Delta\theta \sim \lambda^2 n B_{\parallel} (lL)^{0.5}$$

より精密な議論をするにはもっと精密な磁場構造モデルが必要

磁場決定方法： シンクロトロンvs逆コンプトン



高エネルギー電子＋磁場
 →シンクロトロン放射
 (電波-X線)

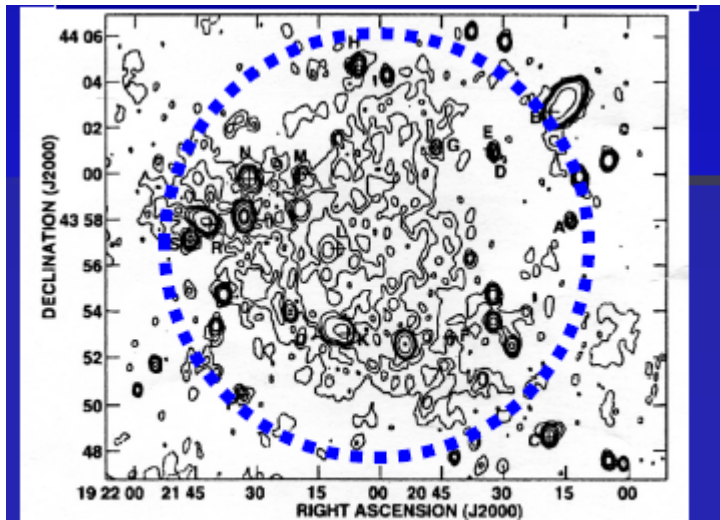
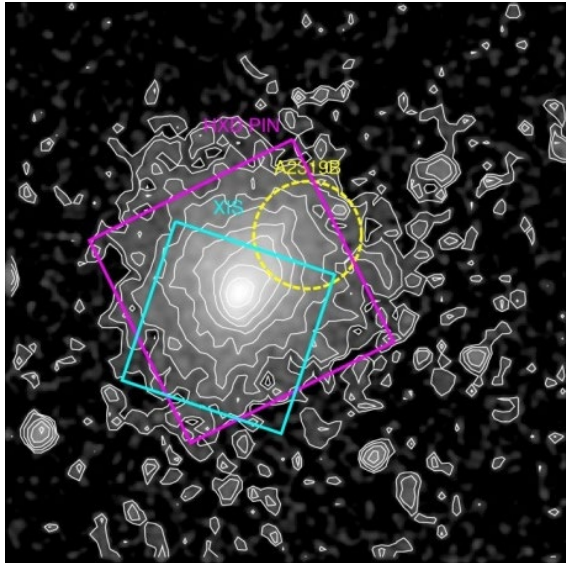


高エネルギー電子＋低エネルギー光子(例えばCMB)
 →逆コンプトン散乱(硬X線-ガンマ線)

$$\frac{F_{IC}}{F_{syn}} = \frac{U_{CMB}}{U_{mag}} = \frac{U_{CMB}}{B^2/8\pi},$$

Suzaku Results of Abell 2319

(Sugawara, Takizawa & Nakazawa 2009)



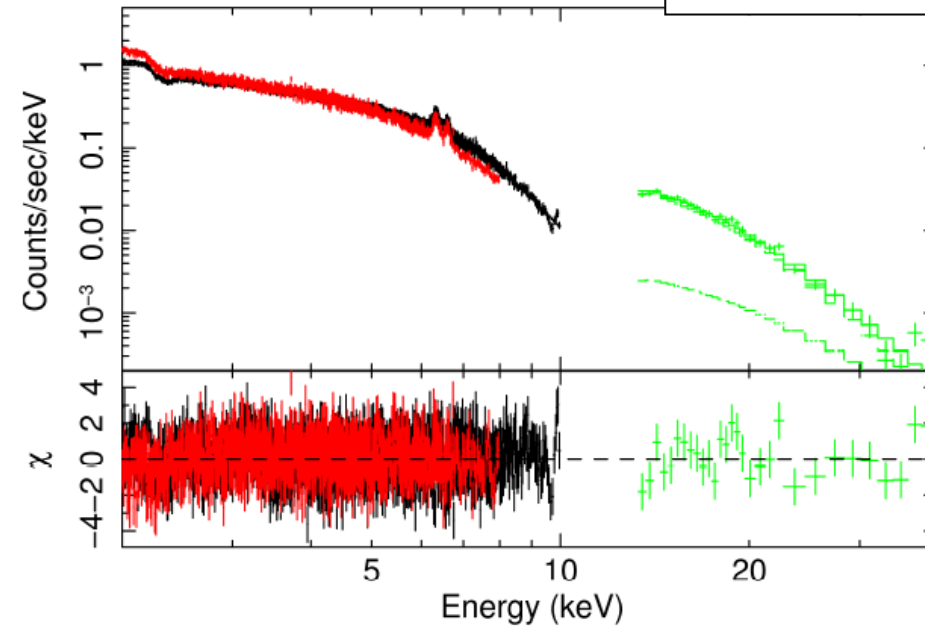
Feretti et al. 1997

Wide band spectrum

Black: XIS FI

Red: XIS BI

Green: PIN



- $F_{\text{nth}}(10-40\text{keV}) < 3 \times 10^{-11} \text{ erg/s/cm}^2$
- $B > 0.3 \mu\text{G}$
- $U_{\text{B}}/U_{\text{th}} > 3 \times 10^{-5}$
- $U_{\text{CRe}}/U_{\text{th}} < 5 \times 10^{-4} (5.7 \times 10^3 < \gamma < 1.1 \times 10^4)$

磁場決定方法に関するコメント

- Faraday Rotation
 - 磁場構造についてのモデルが必要
 - プラズマの密度で重みをかけた磁場強度
 - 偏光電波源（主にAGN,Jet）がないとできない（CMBを使えばどこでもできる？ SKAができればいくらでも？）。
- シンクロトロンvs逆コンプトン
 - 磁場強度の体積平均（ただし高エネルギー電子があるところでの）
 - 逆コンプトンの観測はまだ（当分？）難しい。上限値のみがほとんど。（磁場だと下限値）

乱流磁場を持った銀河団モデル(1)

- ガス密度分布：ベータモデル

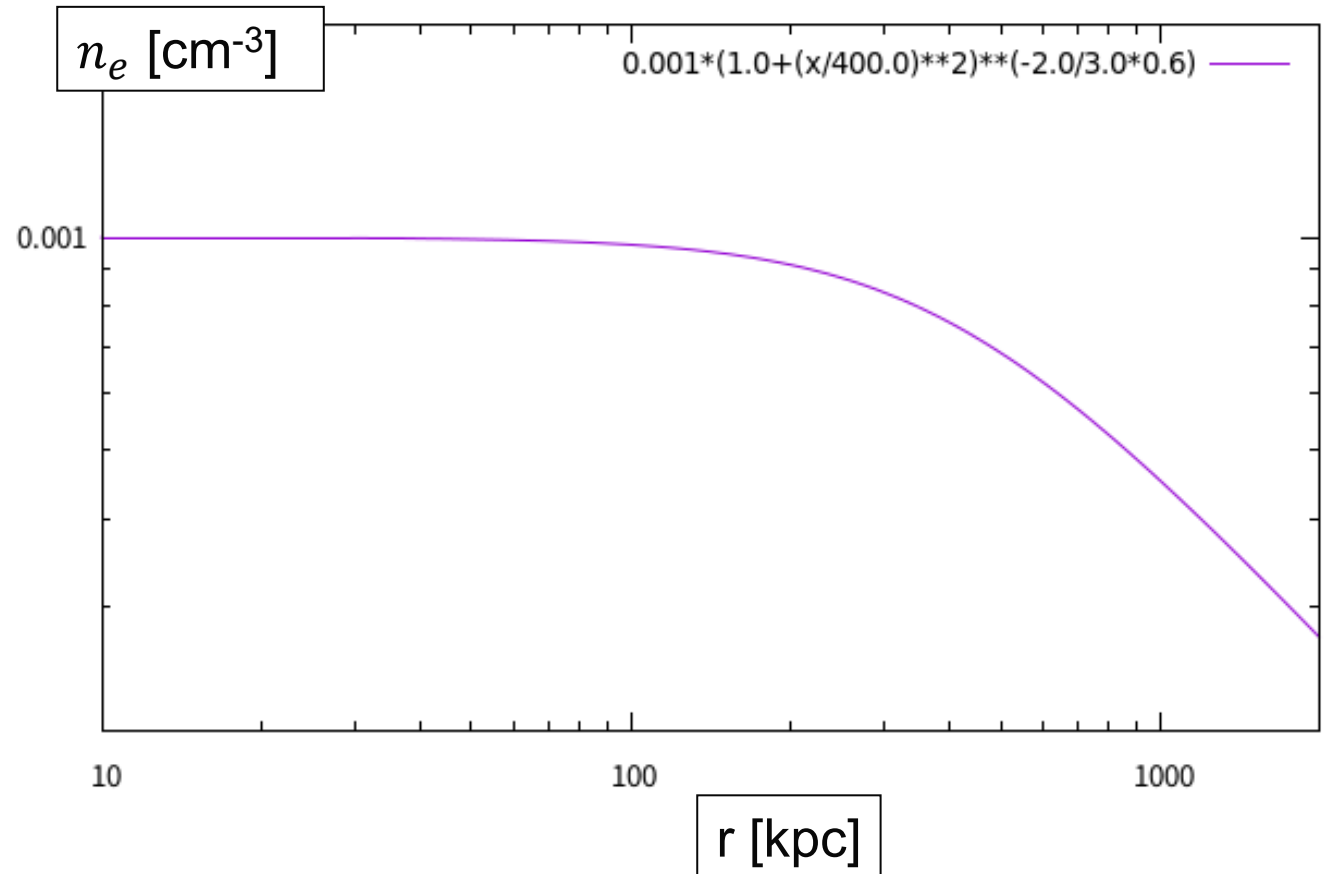
$$n_e(r) = n_{e,0} \left\{ 1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right\}^{-\frac{3}{2}\beta}$$

とりあえず典型的な以下の値で以降の計算は行っている。

中心密度： $n_{e,0} = 0.001 \text{ cm}^{-3}$

コア半径： $r_c = 400 \text{ kpc}$

ベータ： $\beta = 0.6$



乱流磁場を持った銀河団モデル(2)

- ベクトルポテンシャルからべき型パワースペクトルを持ったランダムガウシアン磁場を作るやり方

$$\tilde{A}_x(\mathbb{k}) = A e^{-i\phi}$$

として (A, ϕ) を以下の確率分布に従う乱数で実現(y, z 成分でも同様)

$$P(A, \phi) dA d\phi = \frac{A}{2\pi |A_k|^2} \exp\left(-\frac{A^2}{2|A_k|^2}\right) dA d\phi,$$

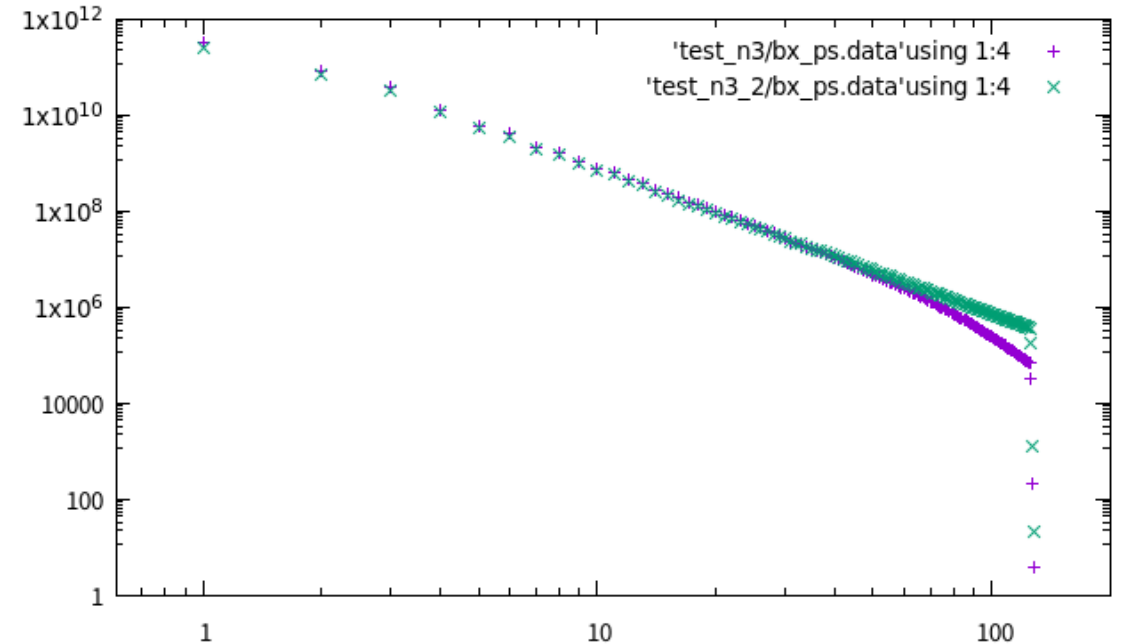
$$\text{ただし、 } |A_k|^2 \propto k^{-\xi} \quad (2/\Lambda_{max} \leq k \leq 2/\Lambda_{min})$$

(A はレイリー分布、 ϕ は $0 \sim 2\pi$ の一様分布)

ちなみに、これは $\text{Re}(\tilde{A}_x)$ および $\text{Im}(\tilde{A}_x)$ をそれぞれ独立なガウス分布(平均0、分散 $|A_k|^2$)で実現したものと同等(実装はこちら)。

乱流磁場を持った銀河団モデル(3)

- $\tilde{\mathbb{B}}(\mathbf{k}) = -i\mathbf{k} \times \tilde{\mathbb{A}}(\mathbf{k})$ としてFFTすると $\mathbb{B}(\mathbf{r})$ を得る。このとき、
$$|B_k|^2 \propto k^{-n}, \quad n = \xi - 2$$
- ガス密度との対応付け
$$\langle B_{x,y,z}(r) \rangle \propto \{n_e(r)\}^\gamma \quad (\gamma = 0.5)$$
- $r \leq r_c$ で $\sqrt{\langle B^2 \rangle} = 1.0\mu\text{G}$ となるように規格化
- ちなみに $\tilde{\mathbb{A}}(\mathbf{k})$ をFFTして $\mathbb{A}(\mathbf{r})$ を得て、 $\mathbb{B}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbb{A}(\mathbf{r})$ を差分で求めるやり方もあるが、高周波数側のパワーが減ってしまう副作用がある。
- ただし $\nabla \cdot \mathbb{B}(\mathbf{r}) = 0$ の再現性は (ガス密度との対応付けの影響がないので) こちらの方が優れる。



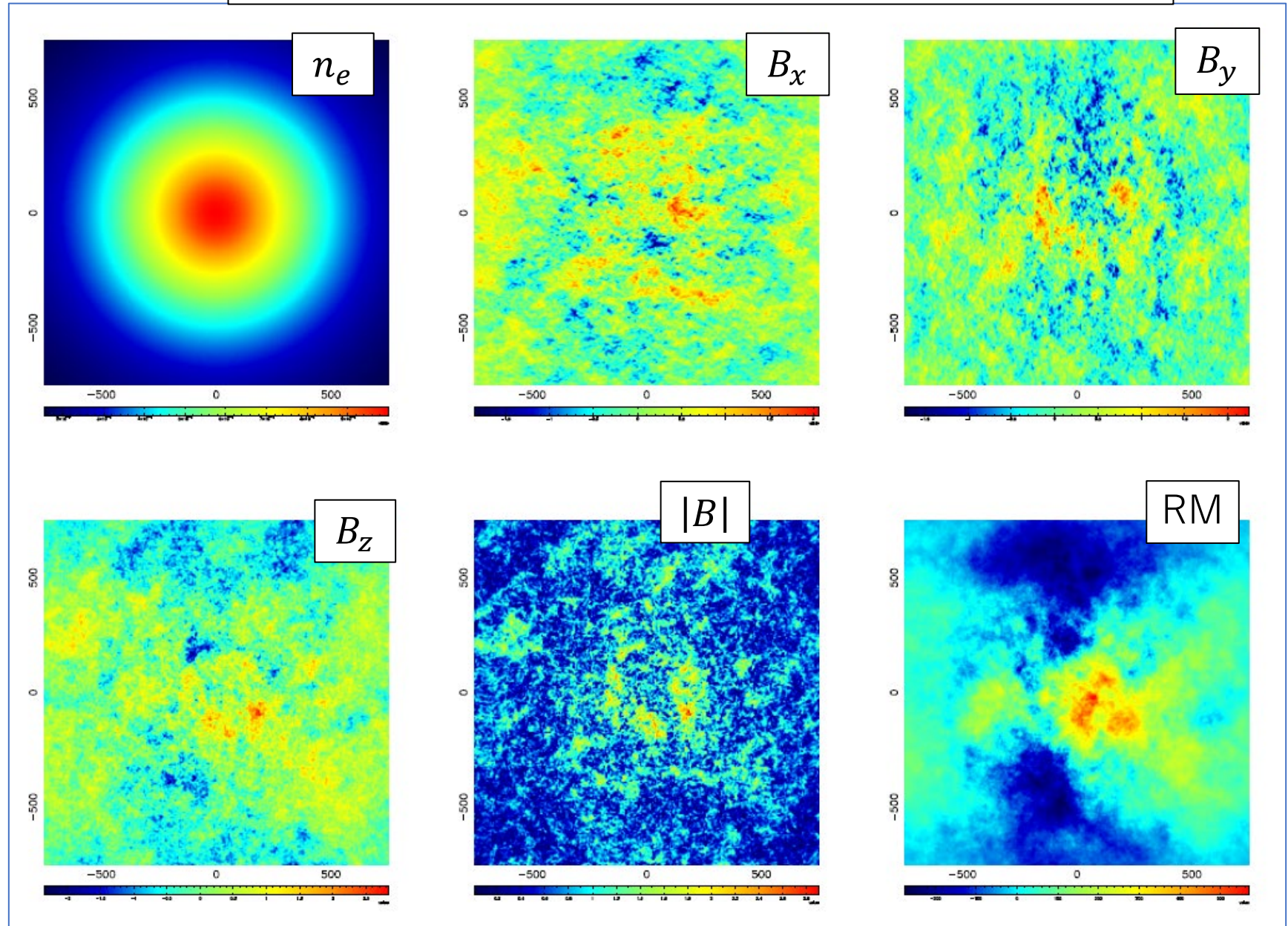
$|A_k|^2 \propto k^{-5}$ から異なる方法で作った磁場の $|B_k|^2$
(本来なら $|B_k|^2 \propto k^{-3}$ となつてほしい)

x(水色)は $\tilde{\mathbb{B}}(\mathbf{k}) = -i\mathbf{k} \times \tilde{\mathbb{A}}(\mathbf{k})$ で、
+(紫)は $\mathbb{B}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbb{A}(\mathbf{r})$ で作った

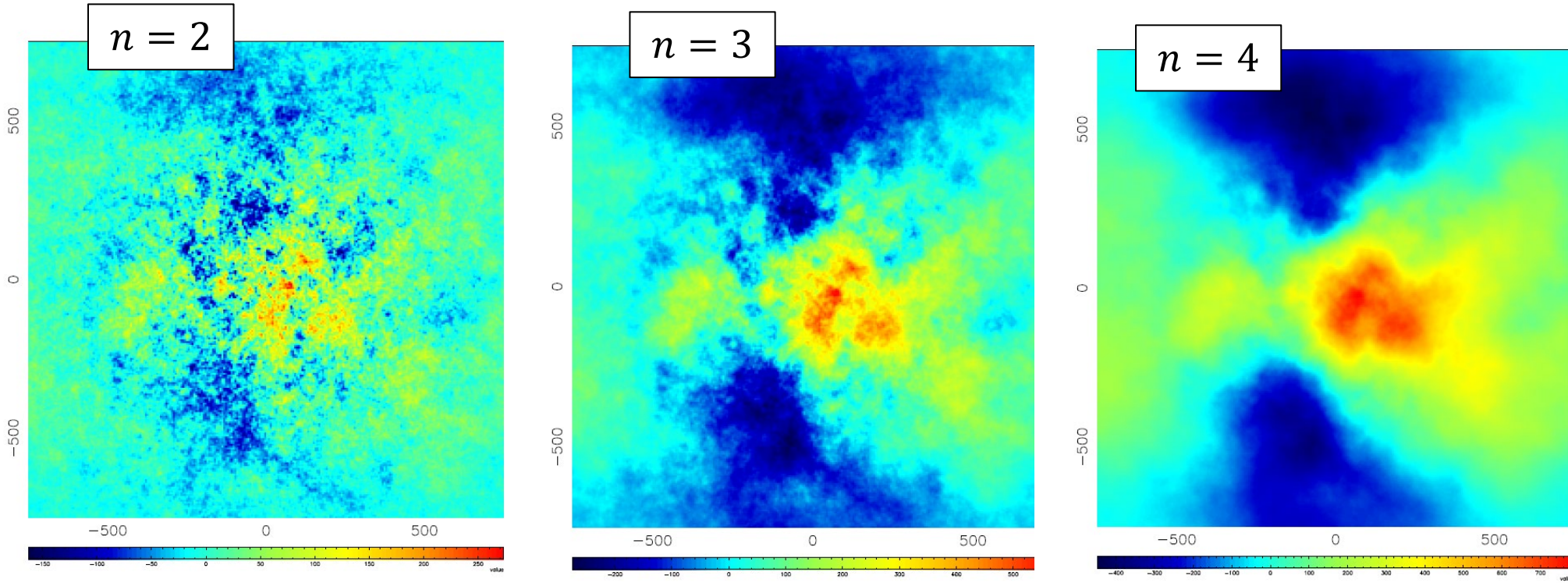
計算例

- 計算領域
 $(750 \times 2 \text{ kpc})^3$
- 格子数
 $(256)^3$
- $\Delta x = 5.9 \text{ kpc}$
(以上は以降共通)
- 右は $|B_k|^2 \propto k^{-3}$
 $\Lambda_{min} = 6.0 \text{ kpc}$
 $\Lambda_{max} = 768.0 \text{ kpc}$
の場合

$$z = 0 \text{面での各種物理量および、} \text{RM} = 812 \int n_e B_z dz$$

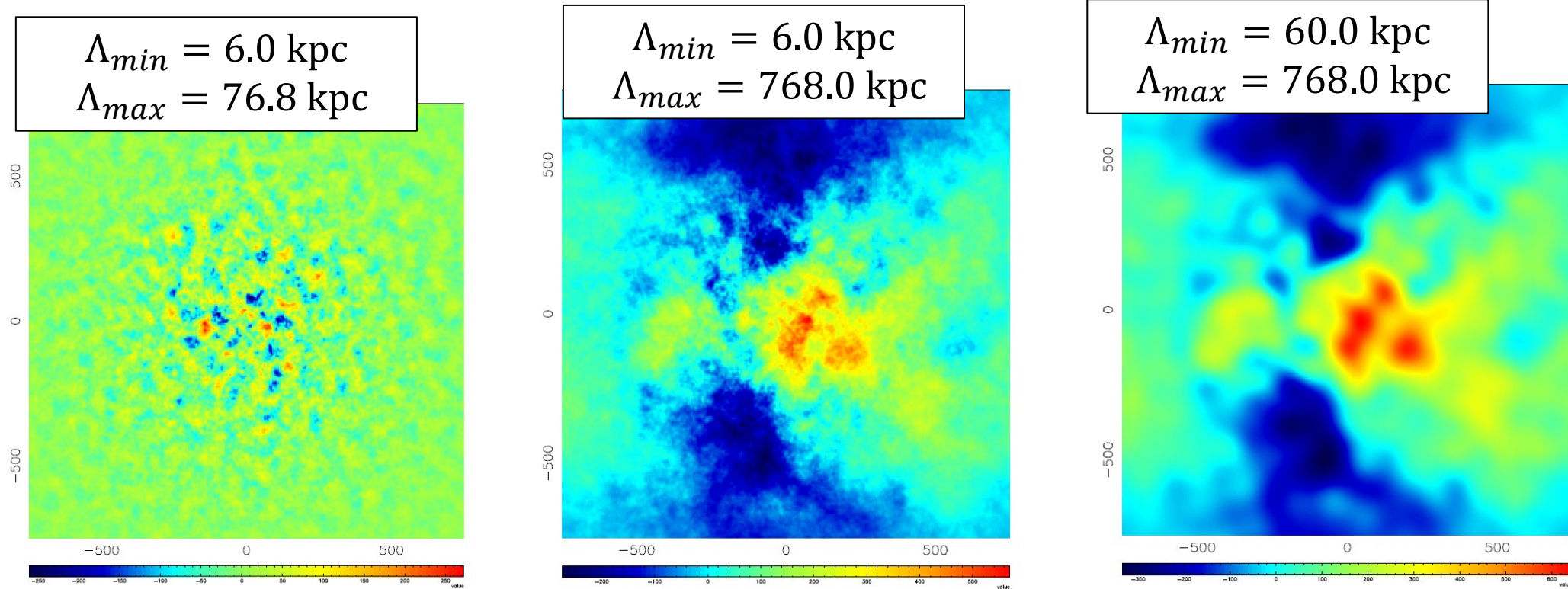


計算例：巾指数の違い ($|B_k|^2 \propto k^{-n}$)



- $RM = 812 \int n_e B_z dz$
- べきをきつくすると、相対的に低波数（長波長）側の寄与が増加

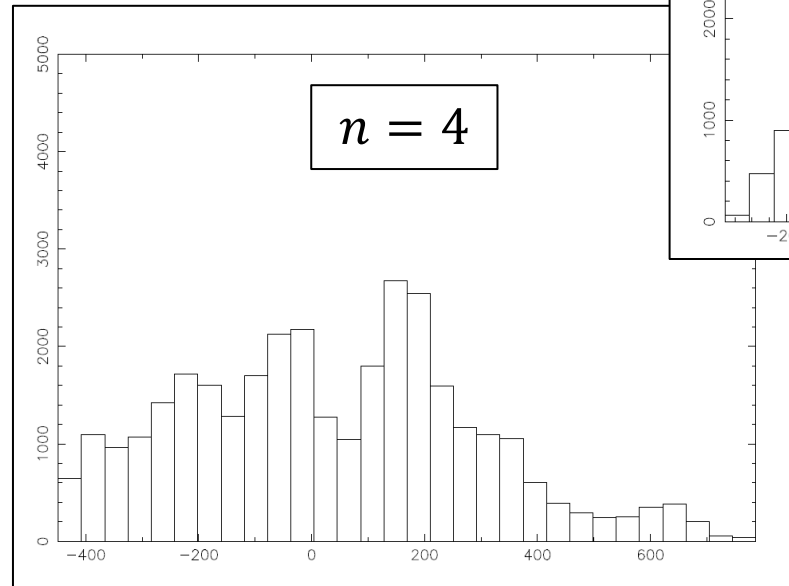
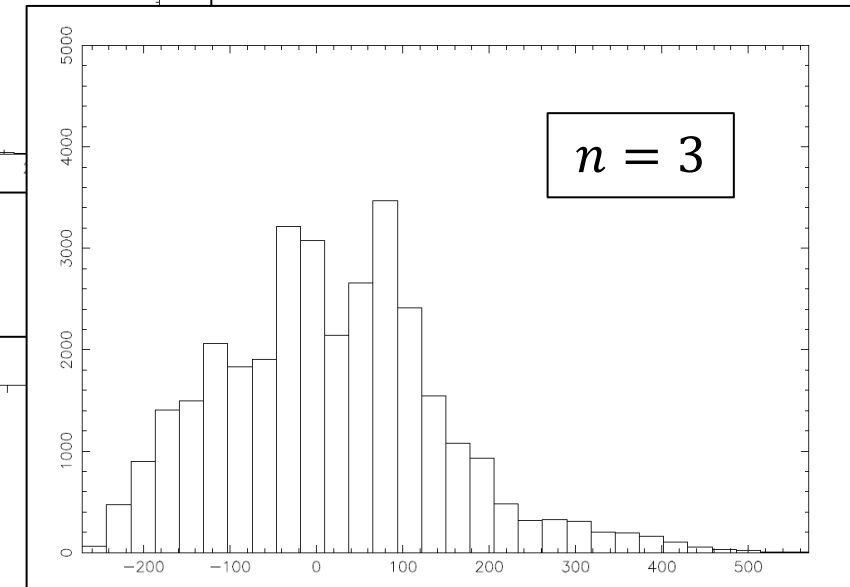
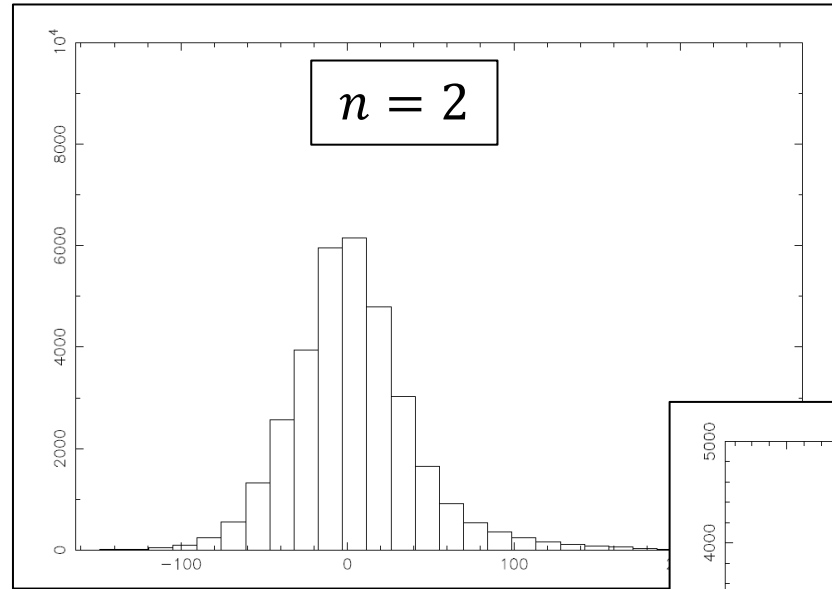
計算例：最大or最小スケールの依存性



- $RM = 812 \int n_e B_z dz$
- べきは $|B_k|^2 \propto k^{-3}$ で共通だが、高波数（短波長）側および低波数（長波長）側にカットオフ。
- 確かにRMにも対応した構造が。

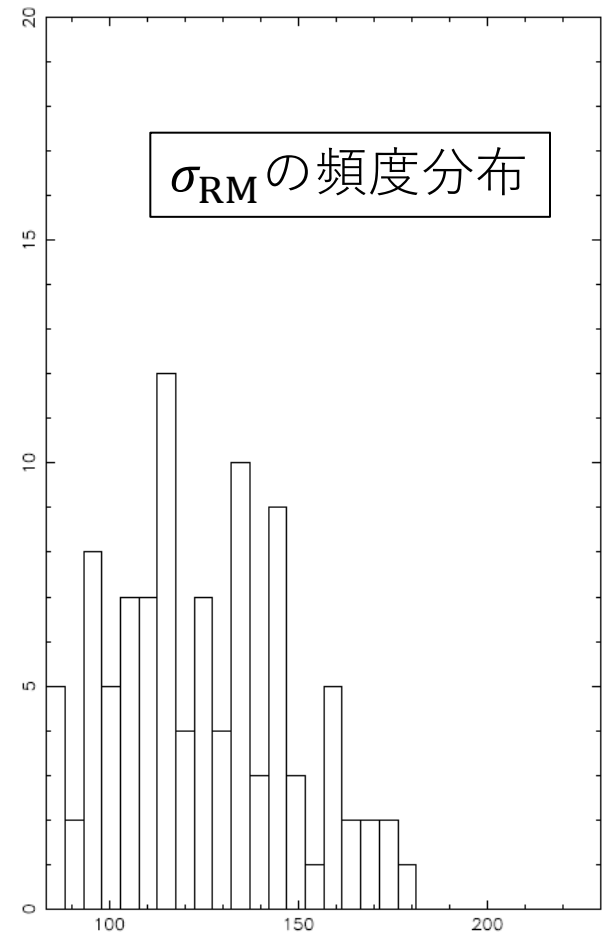
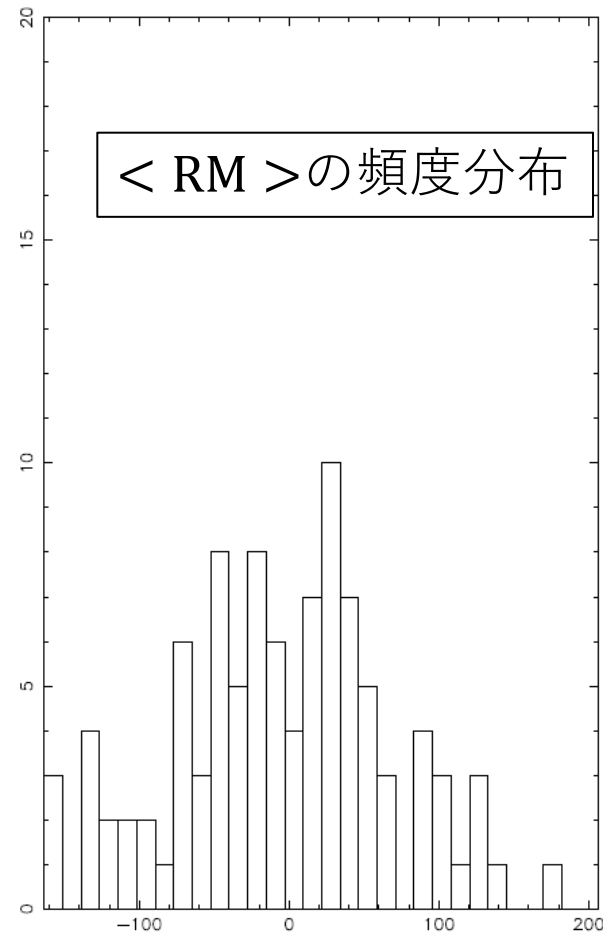
RMの頻度分布

- $r \leq r_c (= 400\text{kpc})$ 内でのRMの頻度分布を比較してみた。
- べきがきつくなるにつれてガウス分布から形がずれてくる。 r_c より大スケールの成分の寄与が無視できなく、ランダム性が薄れるため？



乱数初期値による違い

- $|B_k|^2 \propto k^{-3}$
 $\Lambda_{min} = 6.0 \text{ kpc}$
 $\Lambda_{max} = 768.0 \text{ kpc}$
- 乱数の初期値を変えて100回試行。
- $r < r_c$ でのRMの平均値および標準偏差の頻度分布 (右図)
- $\langle \text{RM} \rangle = -3.7 \pm 74.6$
 $\sigma_{\text{RM}} = 125.4 \pm 25.6$
(誤差は1シグマ)



シングルスケールモデルとの比較

- $r \leq r_c$ で $\sqrt{\langle B^2 \rangle} = 1.0 \mu\text{G}$ 、異なった $|B_k|^2$ のモデルから計算した RM map で σ_{RM} を求める。
- 求めた σ_{RM} をシングルスケールモデルに適用して $\sqrt{\langle B^2 \rangle}$ を求めたらどれくらい正しいか（間違うか）。
- 全体的に磁場を過大評価する傾向。

$$\sigma_{\text{RM}} = \frac{KBn_0r_c^{1/2}\Lambda_B^{1/2}}{(1+r^2/r_c^2)^{(6\beta-1)/4}} \sqrt{\frac{\Gamma(3\beta-0.5)}{\Gamma(3\beta)}},$$

$(n, \Lambda_{\min}, \Lambda_{\max})$ Λ の単位はkpc	σ_{RM} [rad m ⁻²]	$\sqrt{\langle B^2 \rangle} \left(\frac{\Lambda_B}{10\text{kpc}}\right)^{1/2}$ [μG]
(2, 6.0, 768)	57.1 ± 4.7	1.48 ± 0.12
(3, 6.0, 768)	125.4 ± 25.6	3.26 ± 0.67
(4, 6.0, 768)	182.2 ± 48.5	4.73 ± 1.25
(3, 6.0, 76.8)	56.3 ± 1.8	1.46 ± 0.05
(3, 60.0, 768)	162.1 ± 34.7	4.21 ± 0.90

まとめ

- 銀河団ガスには μG 程度の磁場が存在し、基本的には乱流構造をしているが、衝撃波近傍などで整った構造も見つかっている。
- 磁場は様々な物理過程（粒子加速、熱伝導の抑制、流体不安定性の抑制）などで本質的な役割を果たす。
- 観測的にはファラデー回転測度、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱放射の比較、などから磁場の情報が得られる。
- 乱流磁場を持った銀河団の数値モデルを構築し、ファラデー回転測度mapを計算した。
- 上記モデルをシングルスケール磁場モデルで解釈したときに、どの程度磁場強度を正しく（or 間違えて）見積もるかを評価した。結果として過大評価する傾向を確認した。