

# 21-cm線観測による原始磁場の新たな制限

箕田鉄兵、田代寛之（名古屋大学 C研）

高橋智（佐賀大学）

(arXiv:1812.00730, submitted to MNRAS Letters)

# 本日の内容

---

## イントロ

- 21-cm線のグローバルシグナルについて
- 原始磁場について

## 計算手法

## 計算結果

# 本日の内容

---

## イントロ

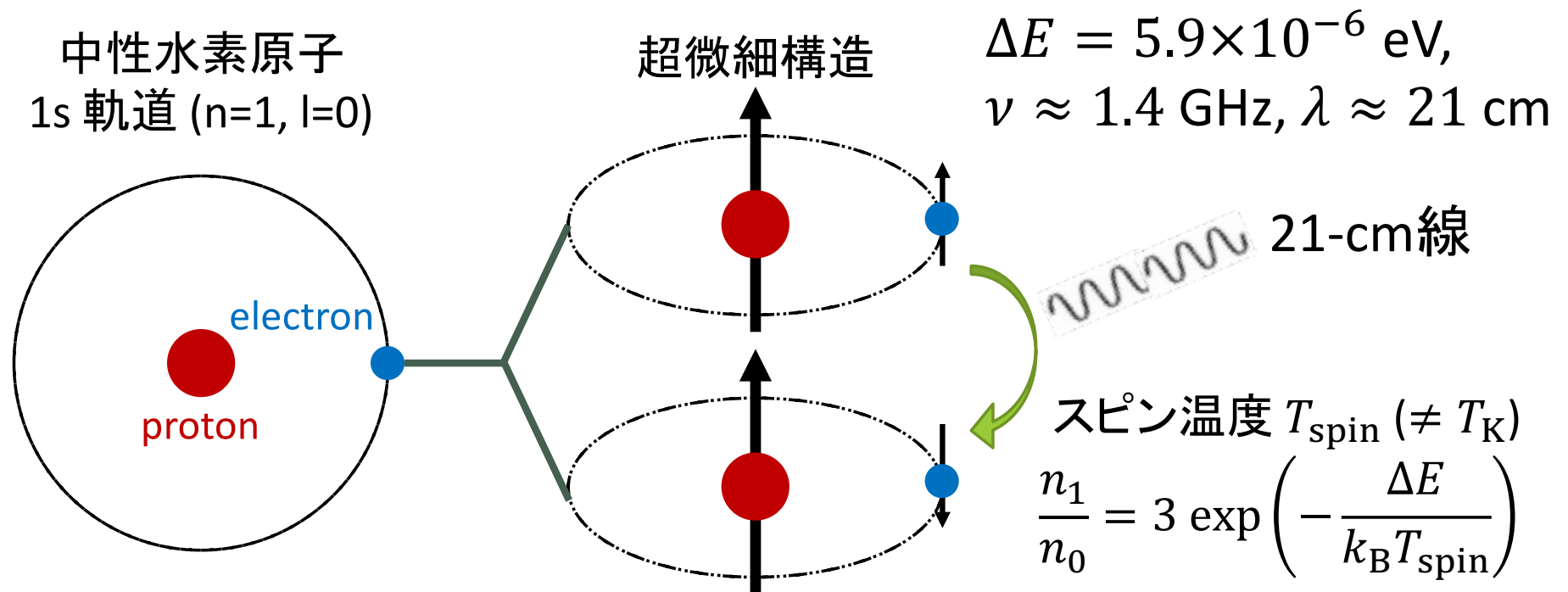
- 21-cm線のグローバルシグナルについて
- 原始磁場について

## 計算手法

## 計算結果

# 21-cm線について

## 21-cm線は、中性水素原子HIの超微細構造に起因する電磁波



赤方偏移した21-cm線の観測 => HIの分布から宇宙論ができる  
(matter density field, IGM thermal history, epoch of reionization, ...)

# 21cm線グローバルシグナル

$$\delta T_b(z) \simeq 27 x_{\text{HI}}(z) \left[ 1 - \frac{T_\gamma(z)}{T_{\text{spin}}(z)} \right] \times \left( \frac{\Omega_b h^2}{0.02} \right) \left( \frac{0.15}{\Omega_m h^2} \right)^{1/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{1/2} \text{ [mK]}$$

観測量  $\longrightarrow$  HIの物理的な情報

$\Lambda$ CDM宇宙論による予言の例

McQuinn & O'Leary, 2012 (arXiv:1204.1345)

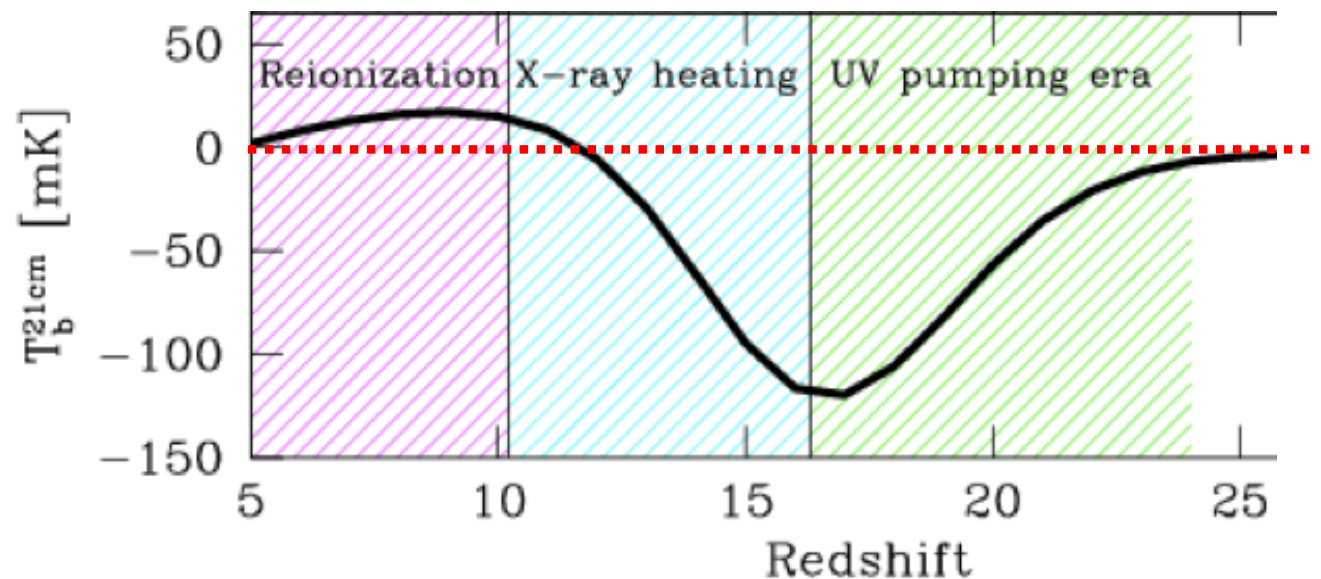
大雑把に言うと

$$T_K \geq T_{\text{spin}} \geq T_\gamma$$

のとき輝線

$$T_K \leq T_{\text{spin}} \leq T_\gamma$$

のとき吸収線



# 21cm線グローバルシグナル

$$\delta T_b(z) \simeq 27 x_{\text{HI}}(z) \left[ 1 - \frac{T_\gamma(z)}{T_{\text{spin}}(z)} \right] \times \left( \frac{\Omega_b h^2}{0.02} \right) \left( \frac{0.15}{\Omega_m h^2} \right)^{1/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{1/2} \text{ [mK]}$$

観測量  $\longrightarrow$  HIの物理的な情報

$\Lambda$ CDM宇宙論による予言の例

McQuinn & O'Leary, 2012 (arXiv:1204.1345)

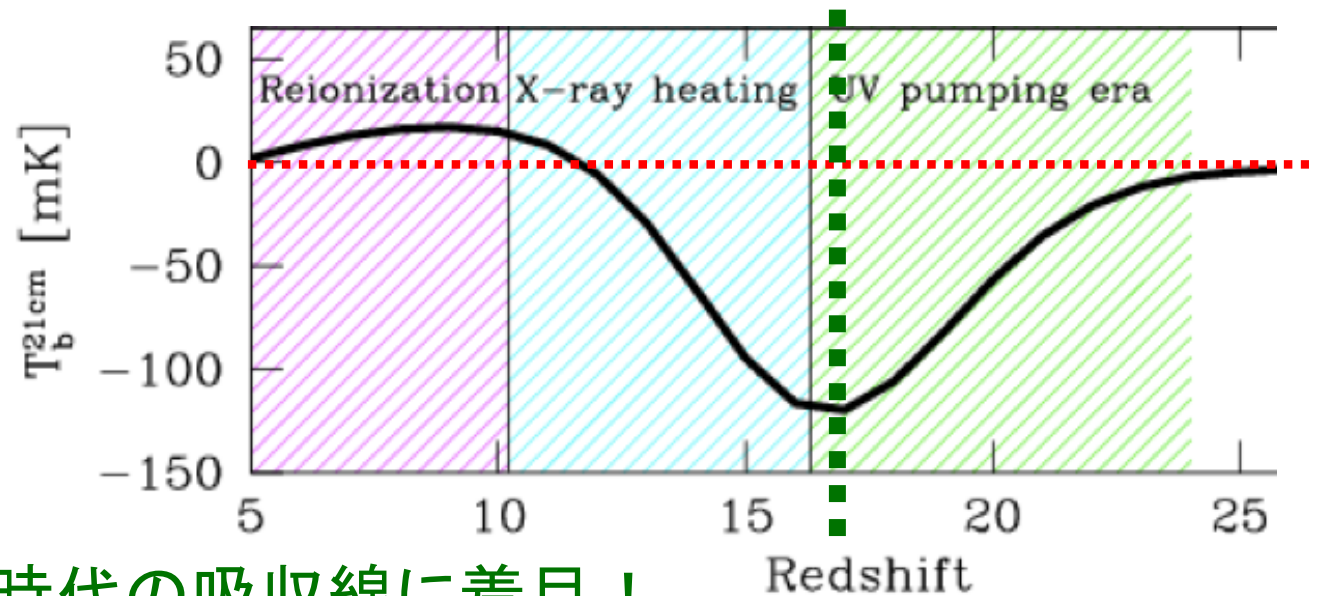
大雑把に言うと

$$T_K \geq T_{\text{spin}} \geq T_\gamma$$

のとき輝線

$$T_K \leq T_{\text{spin}} \leq T_\gamma$$

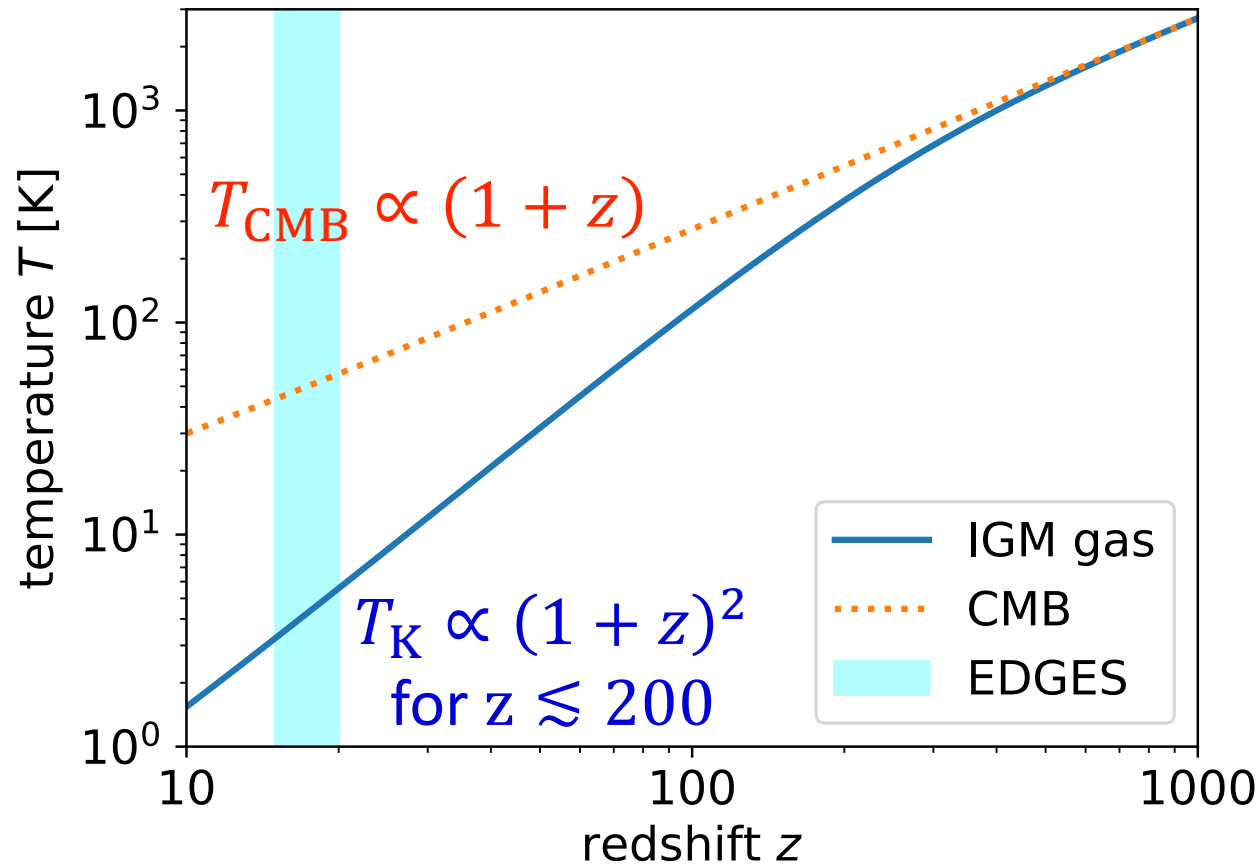
のとき吸収線



本研究では  $z \sim 17$  の暗黒時代の吸収線に着目！

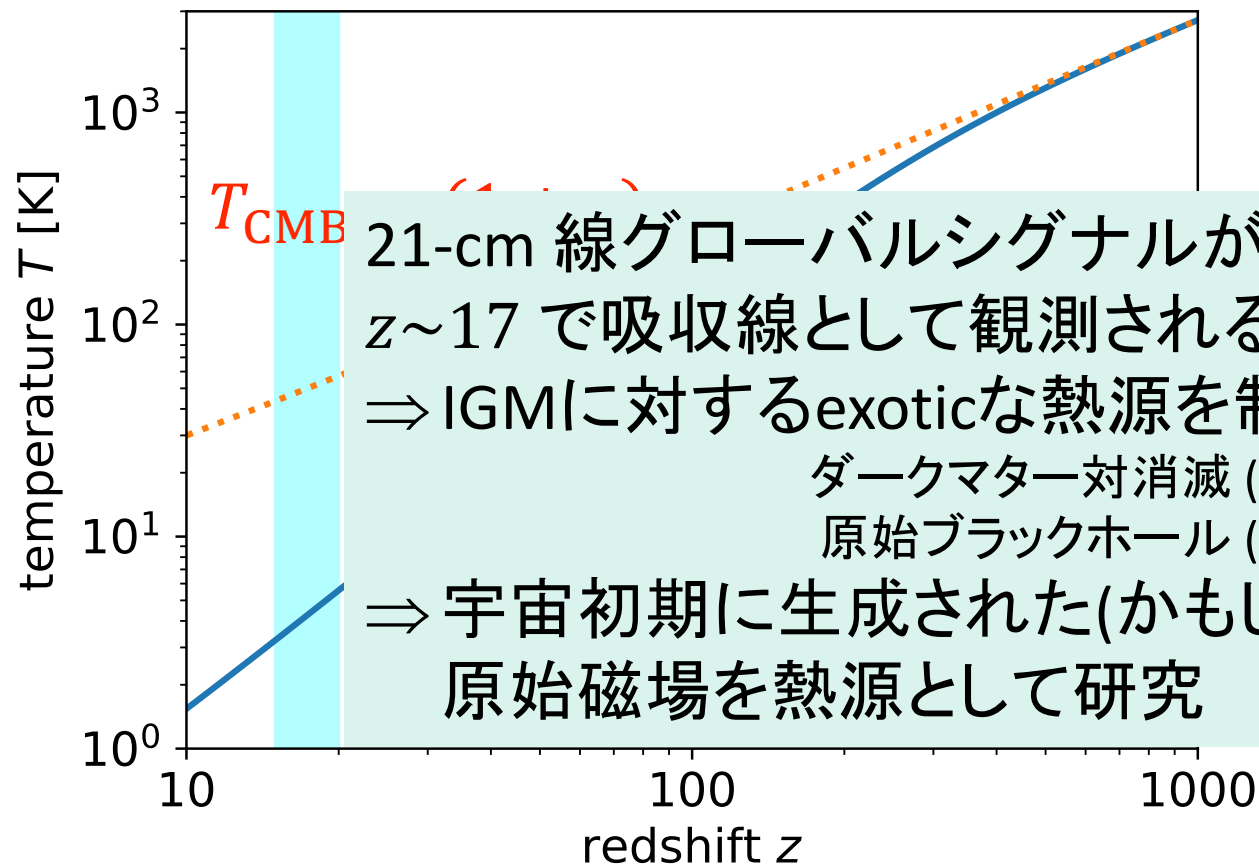
# 暗黒時代のthermal history

$\Lambda$ CDM宇宙論ならば  $z \sim 17$  のとき  $T_{\text{CMB}} > T_{\text{K}}$  (吸収線)



# 暗黒時代のthermal history

$\Lambda$ CDM宇宙論ならば  $z \sim 17$  のとき  $T_{\text{CMB}} > T_{\text{K}}$  (吸収線)





# 本日の内容

---

## イントロ

- 21-cm線のグローバルシグナルについて
- 原始磁場について

## 計算手法

## 計算結果

# 原始磁場とは何か？

様々な天体に磁場が付随している

(e.g., 銀河磁場 ~ 1--100 マイクロガウス)

「これらの磁場は

いつ、どこで、どうやってできたのか？」

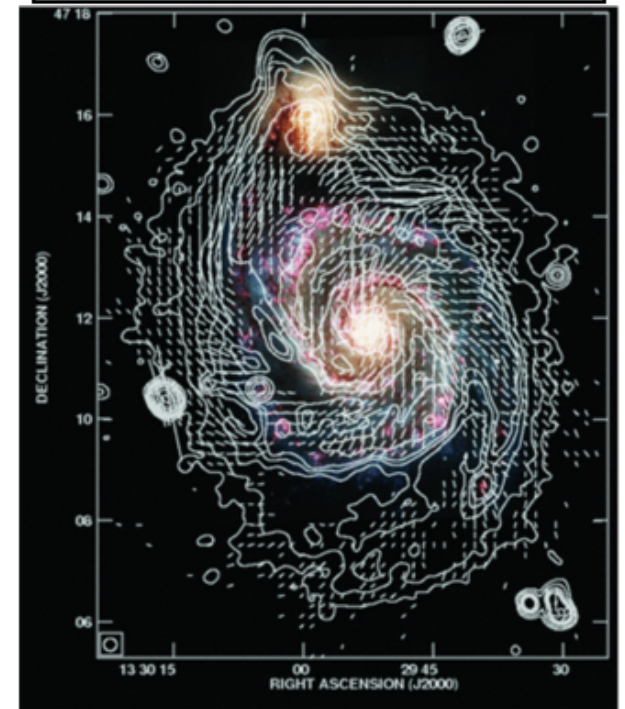
初期宇宙で作られた可能性

= **原始磁場** (inflation, phase transition,  
topological defects, Harrison mechanism, ...)

**Q. その時間進化は? 観測的兆候は?**

Kandus et al. (1007.3891); Subramanian (1504.02311)

galaxy B ~  $10^{-5}$  G



M51 galaxy [visible & radio]  
VLA/Effelsberg 20cm, HST  
(Fletcher+, 2011, MNRAS, 412)

# 原始磁場の制限(これまで)

CMBの温度揺らぎによる制限

(Planck 2015 XIX, arXiv:1502.01594)

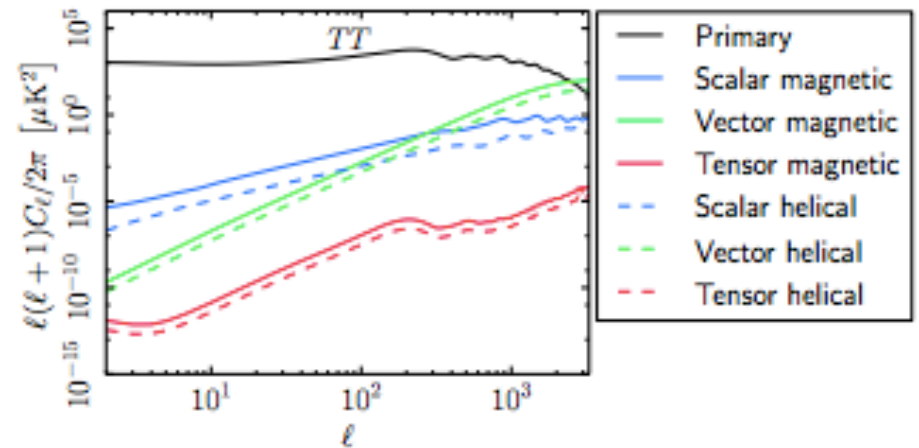
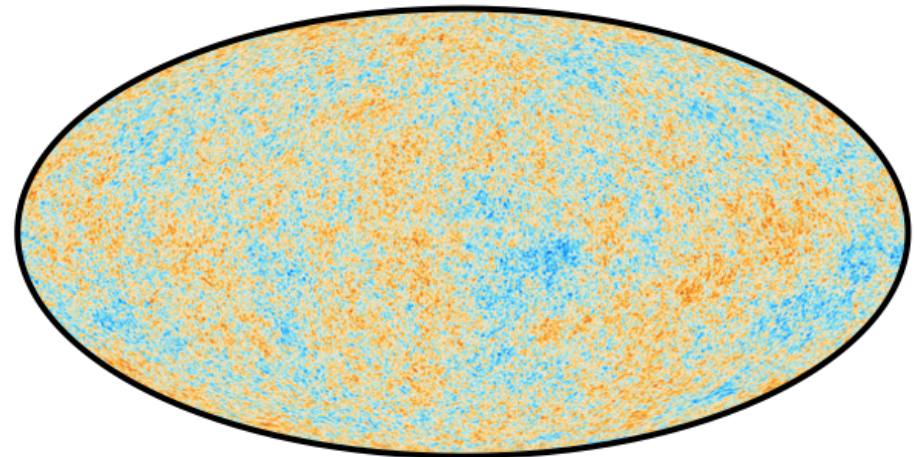
ランダムに分布した磁場を考える

電磁場のエネルギーテンソルでスカラー型、ベクトル型、テンソル型の揺らぎをつくる

磁場の強度が大きいと、観測されているCMBの温度揺らぎを超えてしまう(偏光やdistortionもつくる)

1Mpcで平均化した  
原始磁場の強度

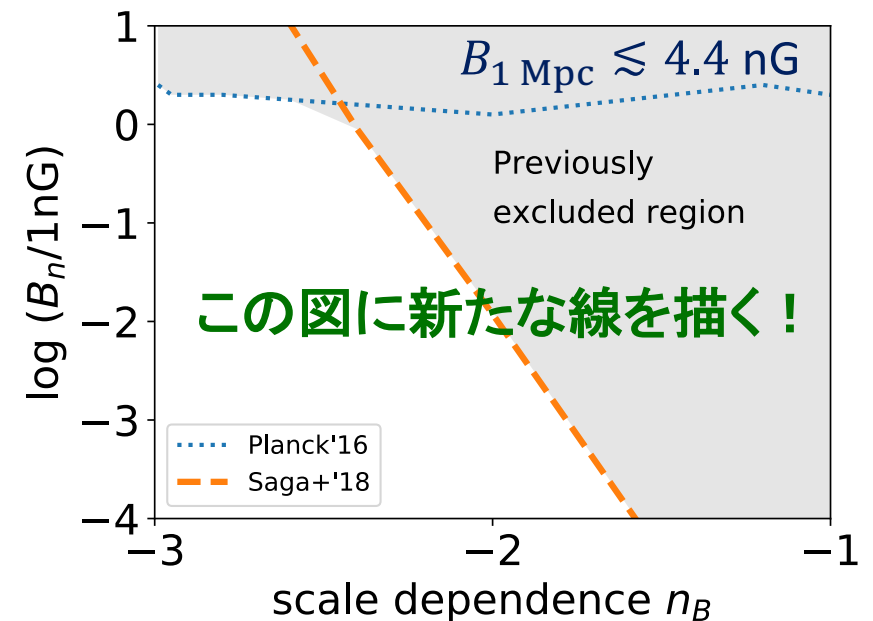
$$B_{1 \text{ Mpc}} < 4.5 \text{ nG}$$



# 前半のまとめ

[目的] 21-cm線の観測によって原始磁場のモデルを制限

1. 21-cm線のグローバルシグナルが周波数  $f_{\text{abs}} = 78\text{MHz}$  で吸収線として観測される(仮定)
2. バリオンガスのBrownian motionで決まる温度に対して制限  
 $T_K < T_{\text{CMB}} (z_{\text{abs}} = 17)$
3. 原始磁場の散逸を考慮してガスの温度進化を計算
4. 原始磁場のモデルパラメータを制限することができる(右図)



# 本日の内容

---

## イントロ

- 21-cm線のグローバルシグナルについて
- 原始磁場について

## 計算手法

## 計算結果

# 原始磁場の空間分布

スケール依存性

$$B_\lambda = 0 \quad (\text{for } \lambda < \lambda_{\text{cut}})$$

$$B_\lambda = B_{1 \text{ Mpc}} \left( \frac{\lambda}{1 \text{ Mpc}} \right)^{-(n_B+3)/2} \quad (\text{for } \lambda \geq \lambda_{\text{cut}})$$

1Mpcでsmoothingした磁場の強度

$(B_{1 \text{ Mpc}}, n_B)$  の組み合わせで  
原始磁場の統計的性質が決定  
(カットオフ長も決まる)

短波長側にカットオフ

初期宇宙では、光子の平均自由行程ほどのスケールで流体の粘性が磁場を減衰

$$\lambda_{\text{cut}}^2 = \frac{B_{\text{cut}}^2}{4\pi\rho_{\text{CMB}}\sigma_T} \int_0^{t_{\text{rec}}} \frac{c dt}{a^2 n_e} \simeq \left[ 7.2 \times 10^{-4} \times \left( \frac{B_{1 \text{ Mpc}}}{1 \text{ nG}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{n_B+5}} \text{ [Mpc]}$$

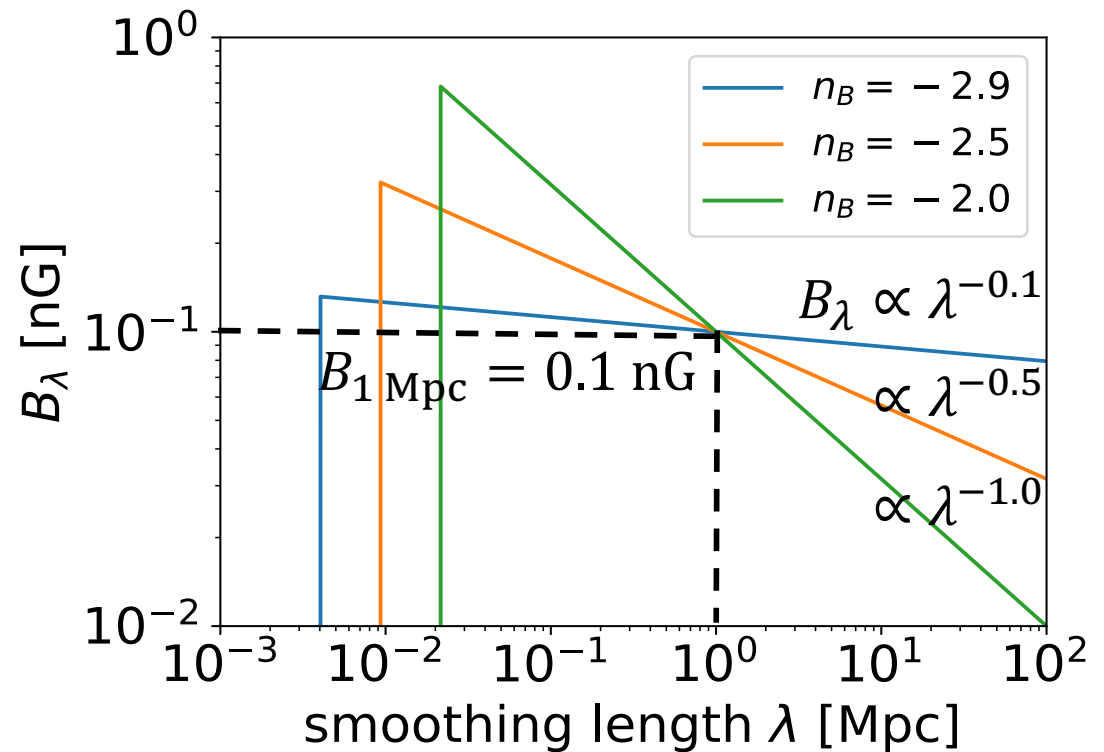
\*(Jedamzik+ 1998; Subramanian & Barrow 1998)

# 原始磁場のモデル

$$B_\lambda = B_{1 \text{ Mpc}} \left( \frac{\lambda}{1 \text{ Mpc}} \right)^{-\frac{n_B+3}{2}}, \quad \lambda_{\text{cut}} \simeq \left[ 7.2 \times 10^{-4} \times \left( \frac{B_{1 \text{ Mpc}}}{1 \text{ nG}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{n_B+5}} \text{ [Mpc]}$$

$n_B$  が大きい  
 $\Rightarrow$  スケール依存性大、  
 カットオフ長も大  
 ( $n_B = -3$  is scale-free)

$B_{1 \text{ Mpc}}$  が大きい  
 $\Rightarrow$  全体の振幅が大、  
 カットオフ長も大



# IGMの熱源としての原始磁場

## ➤ 双極性散逸

磁場を担う荷電粒子と中性粒子の摩擦によって生じる散逸機構

加熱率はローレンツ力の大きさに比例

$$\dot{Q}_{AD} \propto |(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2$$

## ➤ オーム散逸

Kolmogorov的な乱流の小サイズの渦がオーム散逸によって熱化

加熱率は磁場のエネルギー密度に比例

$$\dot{Q}_{DT} \propto |\mathbf{B}|^2$$



# 温度・電離度・磁場の強度

---

## ➤ ガスの温度進化

$$\frac{dT_K}{dt} = (\text{宇宙膨張}) + (\text{コンプトン}) + (\text{磁場の散逸})$$

## ➤ ガスの電離度の進化

$$\frac{dx_e}{dt} = (\text{衝突電離}) + (\text{再結合}) + (\text{CMBによる光電離})$$

## ➤ 原始磁場のエネルギー

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{|B|^2}{8\pi} \right) = (\text{宇宙膨張}) - (\text{磁場の散逸})$$

# 本日の内容

---

## イントロ

- 21-cm線のグローバルシグナルについて
- 原始磁場について

## 計算手法

## 計算結果

# IGMの温度進化

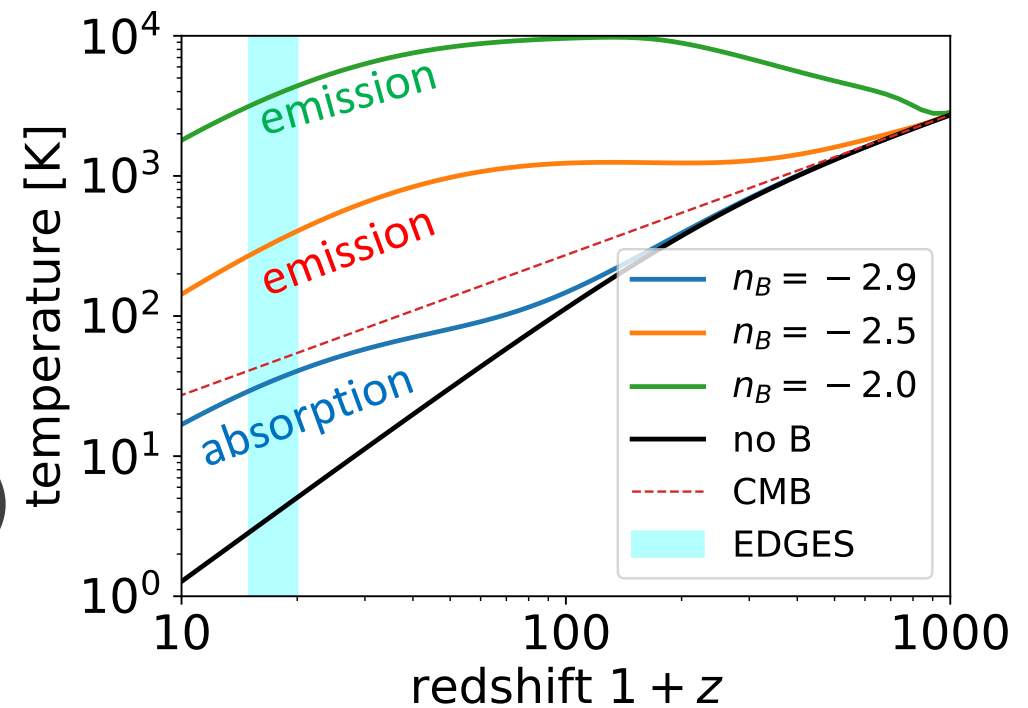
$$\frac{dT_{gas}}{dt} = \frac{x_e}{1+x_e} \frac{8\rho_{CMB}\sigma_T}{3m_e c} (T_{CMB} - T_{gas}) - 2HT_{gas}$$

Compton散乱による効果 宇宙膨張

$$+ \frac{\dot{Q}_{AD} + \dot{Q}_{DT}}{1.5k_B n_b}$$

原始磁場による加熱  
(双極性散逸  
+オーム散逸)

(+電離度と磁場の時間進化)



# 原始磁場の新たな制限

様々な磁場のモデル( $B_n, n_B$ )に対して  $T_K$  の時間進化を計算した

21-cm線の吸収線条件

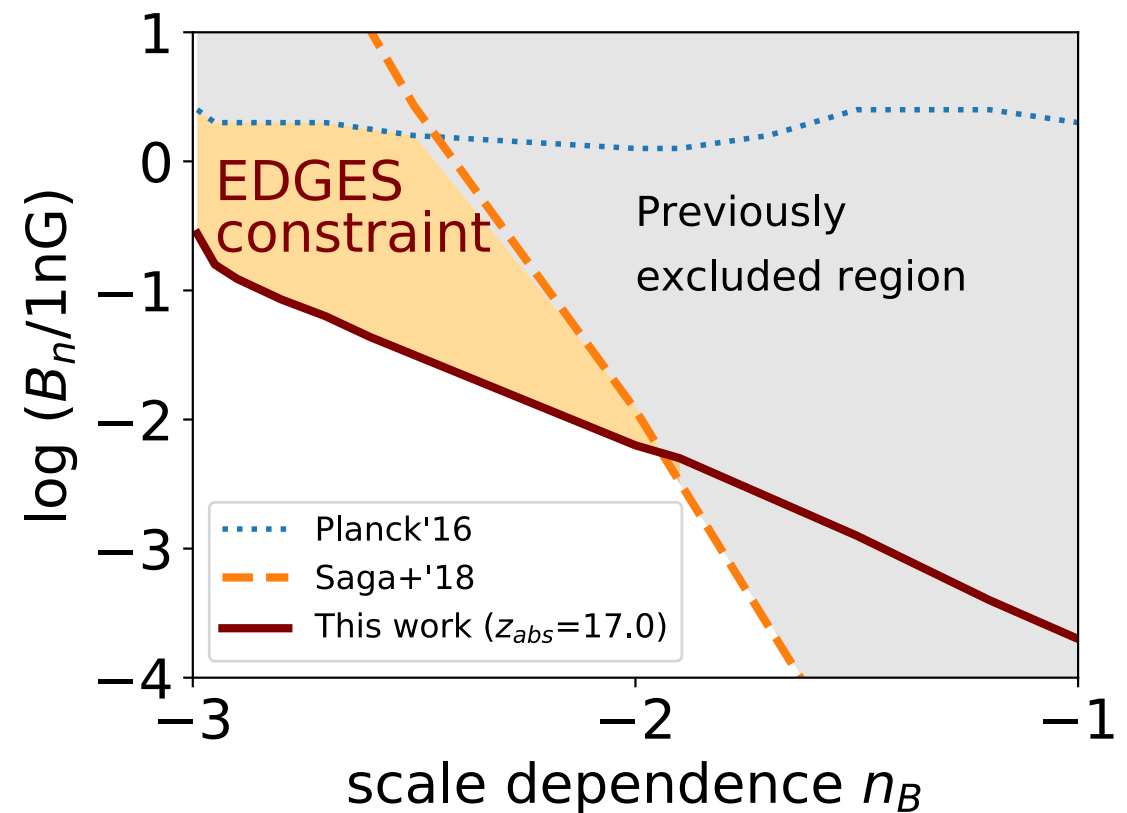
$$T_K < T_{\text{CMB}} \quad (\text{for } z \sim 17)$$

を満たすように

原始磁場の上限を与えた。

$$\Rightarrow B_{1 \text{ Mpc}} \lesssim 0.1 \text{ nG}$$

これまでで最も強い制限



# まとめ

---

- ✓ 21cm線の観測による原始磁場の制限を行った。
- ✓ 暗黒時代のIGMの温度進化に磁場が与える影響を見積もった。
- ✓ 温度、電離度、磁場のエネルギーを同時に矛盾なく解いた。
- ✓ 赤方偏移 $z \sim 17$ の吸収線  $\Rightarrow B_{1 \text{ Mpc}} < 0.1 \text{ nG}$  という制限を得た  
(特に $n_B < -2$ に対してはこれまでで最も強い制限を得た)。

# おわり？

---

ここからはおまけだよ



# 21cm線の観測でわかること

今年3月1日にEDGESが $z \sim 17$ の21cm吸収線を観測したと発表\*

吸収線(輝線)が観測されるということは？

$$\delta T_b \propto \left(1 - \frac{T_{\text{CMB}}}{T_{\text{spin}}}\right), \quad \begin{cases} T_{\text{CMB}} < T_{\text{spin}} & (\text{emission}) \\ T_{\text{CMB}} > T_{\text{spin}} & (\text{absorption}) \end{cases}$$

$$T_{\text{spin}} = \frac{T_{\text{CMB}} + (y_{\text{coll}} + y_{\alpha})T_{\text{gas}}}{1 + y_{\text{coll}} + y_{\alpha}} \quad (y_{\text{coll}}, y_{\alpha} \text{は正の係数})$$

$T_{\text{CMB}} = T_{\text{gas}}$  なら、吸収線も輝線も出ない

吸収線(輝線)の観測  $\Rightarrow T_{\text{CMB}} > T_{\text{gas}}$  ( $T_{\text{CMB}} < T_{\text{gas}}$ )である

\*(Bowman et al. 2018, Nature 555, 67)

# 21cm吸収線と宇宙論

---

吸収線が観測された  $\Rightarrow T_{\text{CMB}} > T_{\text{gas}}$  であるはず

断熱進化なら  $T_{\text{CMB}} \propto (1+z)$ ,  $T_{\text{gas}} \propto (1+z)^2$  for  $z < 200$

IGMのexoticな熱源が制限できる(PBHs, exotic DM, ...)

ここからは宇宙初期の磁場(原始磁場)の制限をする

- ◆ 原始磁場とは何か？ Motivationは？
- ◆ どこまでわかっている(いた)のか？
- ◆ 熱源としてのふるまい？



# Magnetic reheating

---

PMFs dissipate due to the radiative viscosity in the early universe

=> increasing the energy density of CMB photons

$$\frac{\Delta\rho_\gamma}{\rho_\gamma} = \int_{z_i}^{z_\mu} dz \left[ -\frac{1}{\rho_\gamma(z)} \frac{(1+z)^4}{8\pi} \frac{d}{dz} \langle |\mathbf{b}(z, \mathbf{x})|^2 \rangle \right],$$

✓ Observational constraint on baryon-to-photon ratio (1403.5407)

$$\frac{\eta_{\text{CMB}}}{\eta_{\text{BBN}}} = 1 - \frac{3}{4} \frac{\Delta\rho_\gamma}{\rho_\gamma}, \text{ with } \frac{\Delta\rho_\gamma}{\rho_\gamma} < 7.71 \times 10^{-2}$$

Finally they put an upper limit on PMFs as

$$\log\left(\frac{B_1 \text{ Mpc}}{1 \text{ nG}}\right) \lesssim -11 - 6n_B$$

Saga et al. (1708.08225)

# Ambipolar Diffusion

For weakly ionized plasma, charged particles feel

$$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi}, \text{ and } \mathbf{F}_{\text{drag}} = \xi \rho_n \rho_i (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i)$$

$$\xi = \frac{\sigma |\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i|}{m_n + m_i} : \text{drag coefficient [cm}^3/\text{g/s]}$$

By assuming total force to be zero,  $\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} + \mathbf{F}_{\text{drag}} = 0$ ,

$$\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n = \frac{\mathbf{F}_{\text{Lorentz}}}{\xi \rho_n \rho_i} = \frac{\mathbf{F}_{\text{Lorentz}}}{\xi \rho_b^2} \frac{1}{x_e (1 - x_e)}$$

$x_e$  : ionization fraction

Heating rate for ambipolar diffusion is

$$\dot{Q}_{\text{AD}} = \mathbf{F}_{\text{drag}} \cdot (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) = \frac{|(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2}{16\pi^2 \xi \rho_b^2} \frac{1 - x_e}{x_e}$$

(Shu 1992, "Gas Dynamics")

# Stochastic PMF Formulation

## Assumptions

- ◆ Statistically homogeneous and isotropic field
- ◆ No helicity, no electric field from induction equation

PMF power spectrum

$$\langle \mathbf{B}_i(\mathbf{k}) \mathbf{B}_j(\mathbf{k}') \rangle = \frac{(2\pi)^3}{2} \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}') (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) P_B(k)$$

We define PMF strength smoothed on  $\lambda$  with  $P_B(k) = A_B k^{n_B}$  as

$$B_\lambda^2 = 0$$

$$B_\lambda^2 \equiv \int_0^\infty e^{-k^2 \lambda^2} P_B(k) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} = B_{1 \text{ Mpc}}^2 \left( \frac{\lambda}{1 \text{ Mpc}} \right)^{-(n_B+3)}$$

(for  $\lambda < \lambda_{\text{cut}}$ ) cut-off length

(for  $\lambda \geq \lambda_{\text{cut}}$ )

Gaussian window function

normalizing amplitude

scale dependence

$(B_{1 \text{ Mpc}}, n_B)$  determine the statistical property of PMFs.

# 温度・電離度・磁場の強度

- Kinetic temperature of IGM gas

$$\frac{dT_K}{dt} = -2HT_K + \frac{x_e}{1+x_e} \frac{8\rho_{\text{CMB}}\sigma_T}{3m_e c} (T_{\text{CMB}} - T_K) + \frac{\dot{Q}_{\text{AD}} + \dot{Q}_{\text{DT}}}{1.5k_B n_b}$$

- Ionization fraction of IGM gas

$$\frac{dx_e}{dt} = \gamma_e n_b x_e + \left[ -\alpha_e n_b x_e^2 + \beta_e (1-x_e) \exp\left(-\frac{3E_{\text{ion}}}{4k_B T_{\text{CMB}}}\right) \right] \times \frac{1 + K_\alpha \Lambda n_b (1-x_e)}{1 + K_\alpha (\Lambda + \beta_e) n_b (1-x_e)}$$

- Energy density of the PMFs

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{|\mathbf{B}|^2}{8\pi} \right) = -4H \frac{|\mathbf{B}|^2}{8\pi} - (\dot{Q}_{\text{AD}} + \dot{Q}_{\text{DT}})$$