

磁 Baryogenesis、

または磁気ヘリシティの減衰によるバリオン数生成

Relevant papers of mine: T. Fujita (Stanford -> Waseda) & KK, PRD93 (2016) 083520, arXiv:1602.02109 (hep-ph)
KK & A.J.Long (Chicago -> Rice), PRD94 (2016) 063501, arXiv:1606.08891 (astro-ph.CO);
PRD94 (2016) 123509, arXiv:1610.03074 (hep-ph)
D.Jimenéz (MPIK), KK, K.Schmitz (MPIK -> Münster), X.Xu (MPIK -> Beijing),
JCAP12 (2017) 011, arXiv:1707.07943 (hep-ph)
KK, PRD97 (2018) 103506, arXiv:1802.03055 (hep-ph)
KK, F. Uchida, J. Yokoyama (Tokyo), JCAP04 (2021) 034 arXiv: 2012.14435 (astro-ph.CO)
V. Domcke (CERN), KK, K. Mukaida (KEK), K. Schmitz (Münster), M. Yamada (Tohoku),
Phys. Rev. Lett 126 (2021) 201802, arXiv: 2011.09347 (hep-ph)];
JHEP01 (2023) 053, arXiv:2210.96412 (hep-ph); arXiv: 2208.03237 (hep-ph)



鎌田耕平 (東京大学ビッグバンセンター)

NITEP 素粒子現象論研究会 2022

03/18/2023 @ 大阪公立大学

1. イントロダクション

- 初期宇宙磁場 (Primordial Magnetic Fields (PMFs)) -

2. ハイパー磁場からのバリオン数生成

3. 磁場生成機構の例

4. まとめ

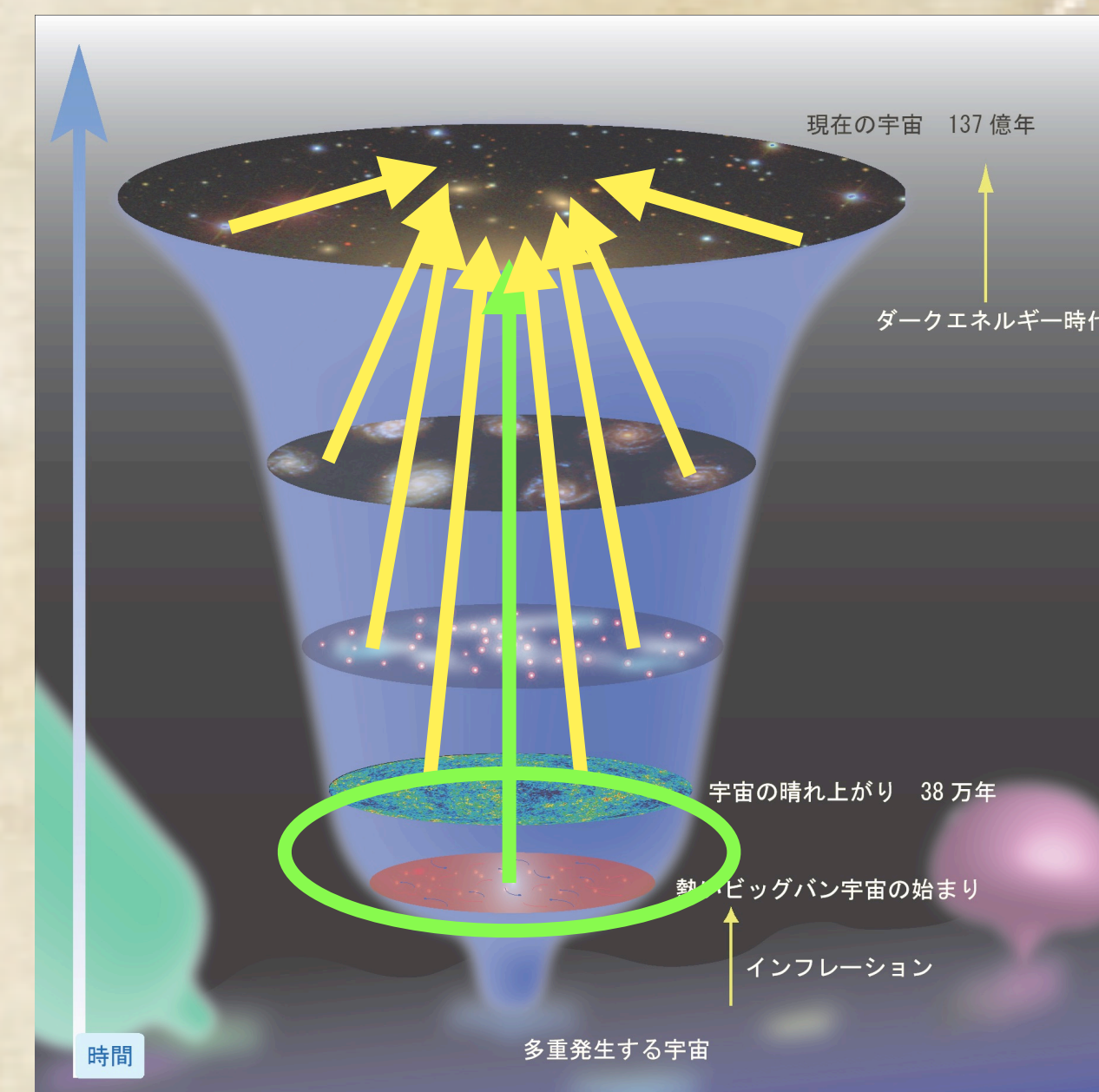
イントロダクション

なぜ初期宇宙磁場か

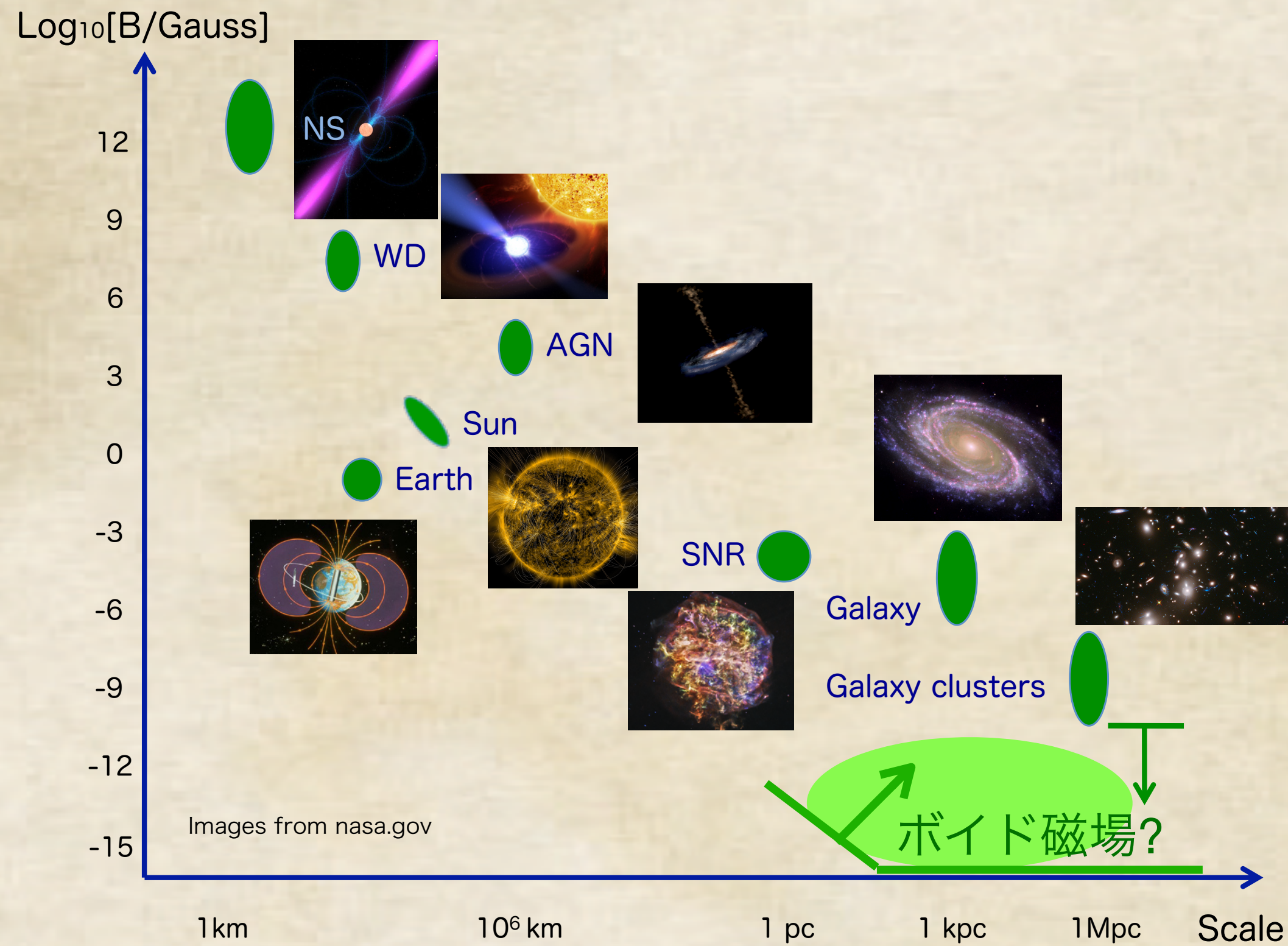
U(1)ゲージ場のthermal massは電場のみをスクリーンするため、磁場はthermal plasma内でも長距離相関を持って存在できる。

初期宇宙において磁場生成機構があれば、輻射優勢期などradiationが十分多く存在する状況下では、stochastic fieldとして扱え、磁気流体力学 (MHD) に従って発展

=> 熱平衡化しないので、重力波やニュートリノ同様、晴れ上がり以前の宇宙を「見る」プローブになりうる。



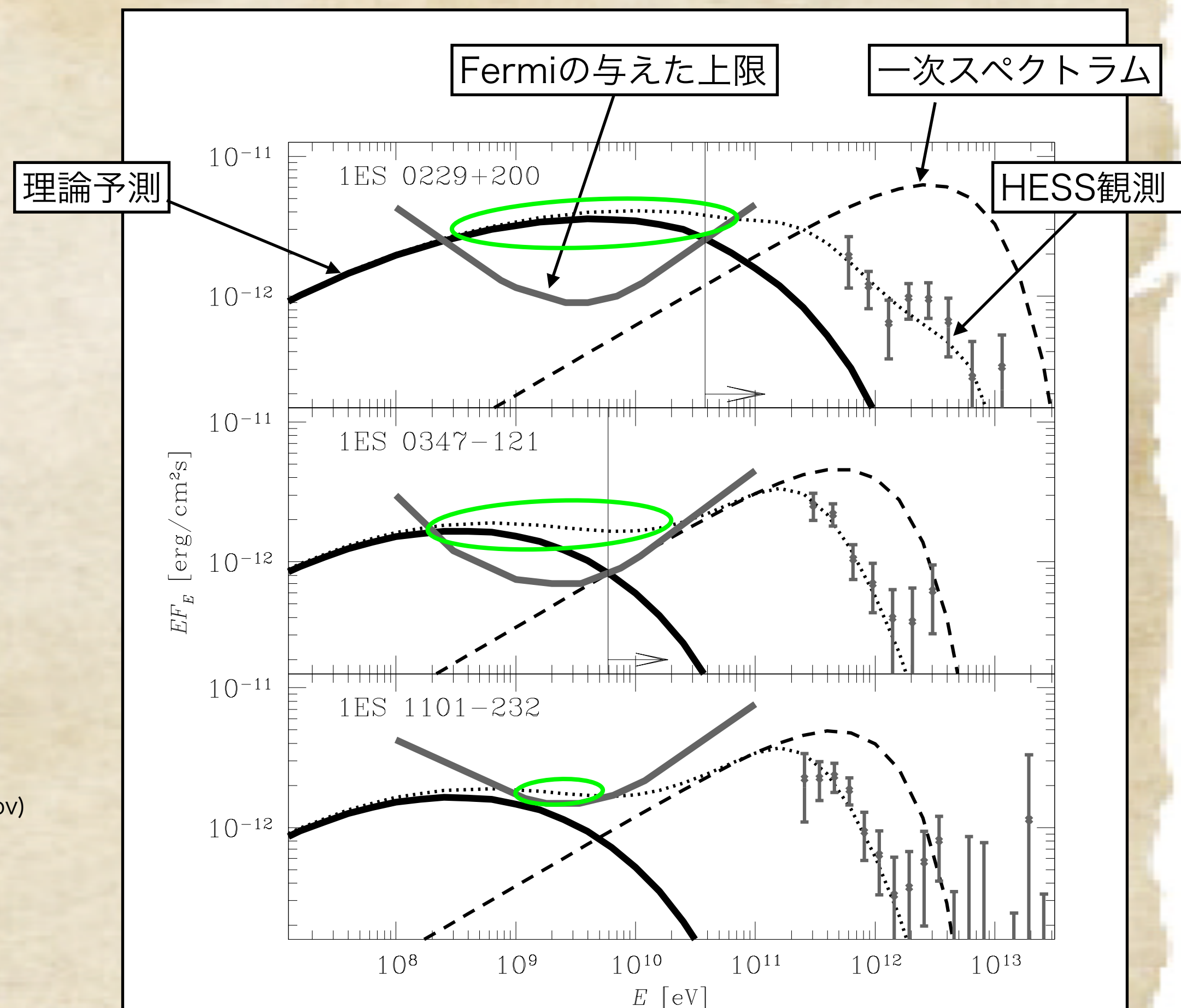
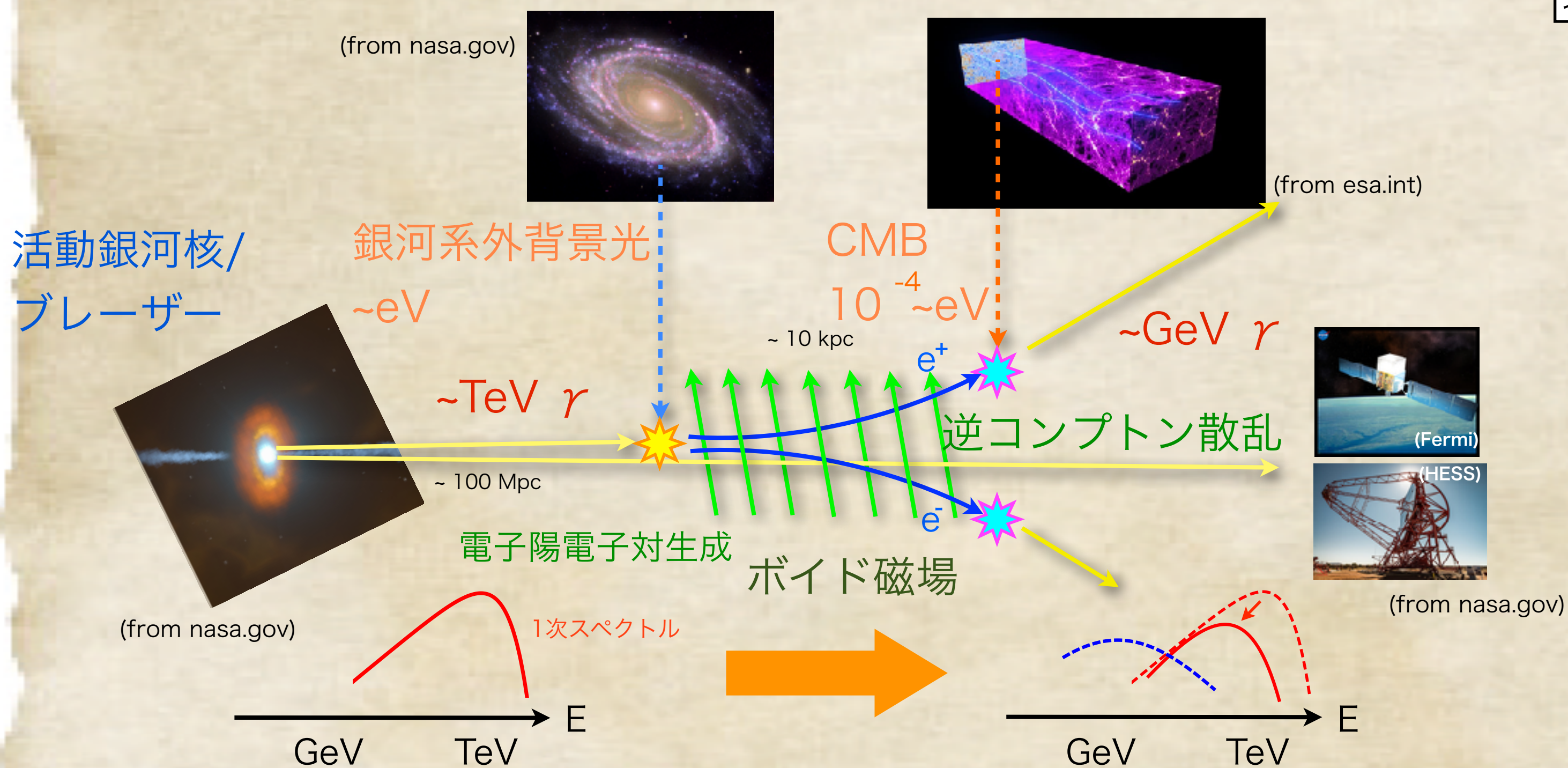
現在の宇宙磁場



銀河や銀河団磁場は銀河形成時のダイナモ機構による増幅を経ているので、初期磁場の情報を得るのが難しい。

銀河間ボイド磁場ならastrophysicalな増幅が少なく、初期磁場の情報を比較的残していると期待できる。

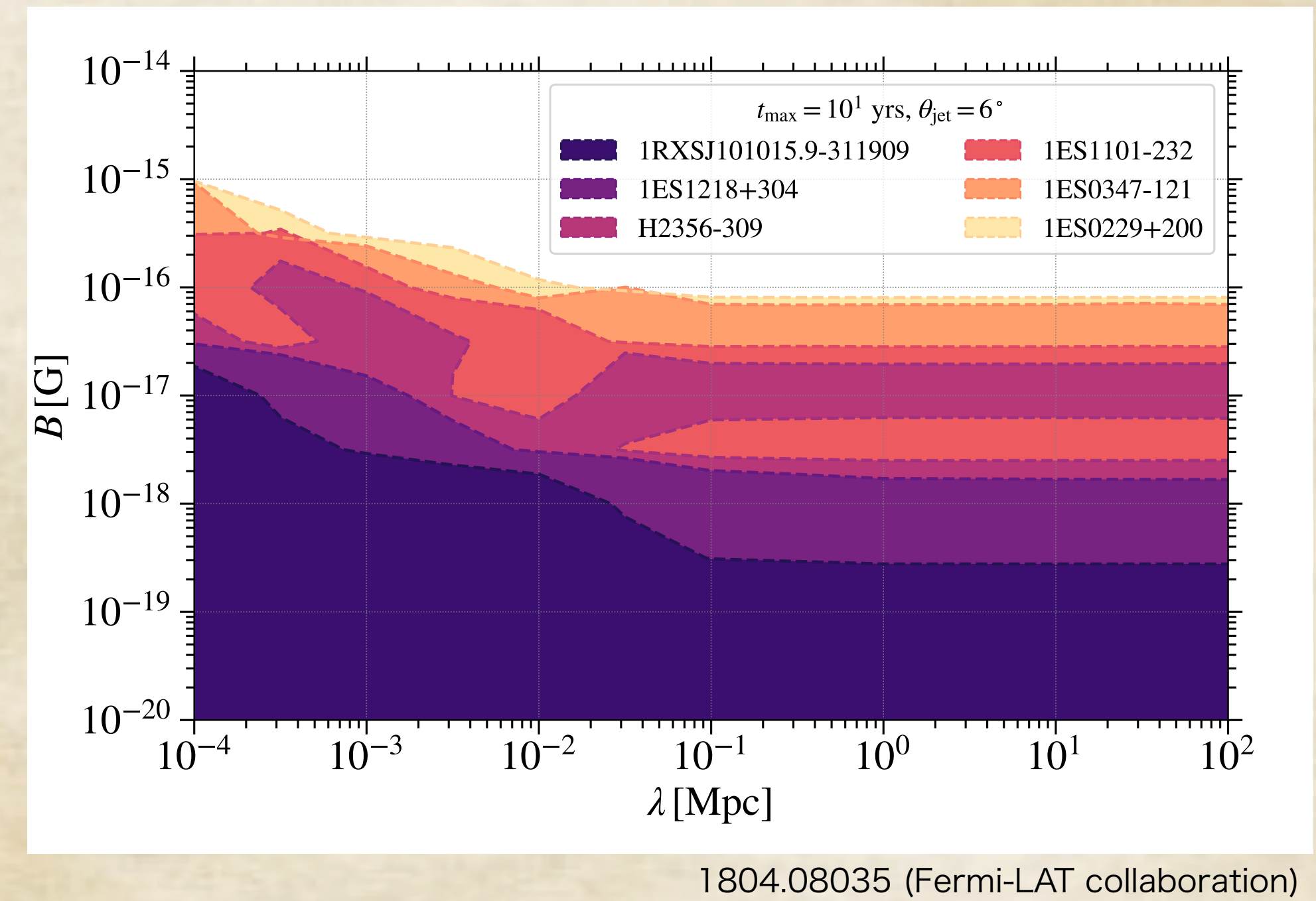
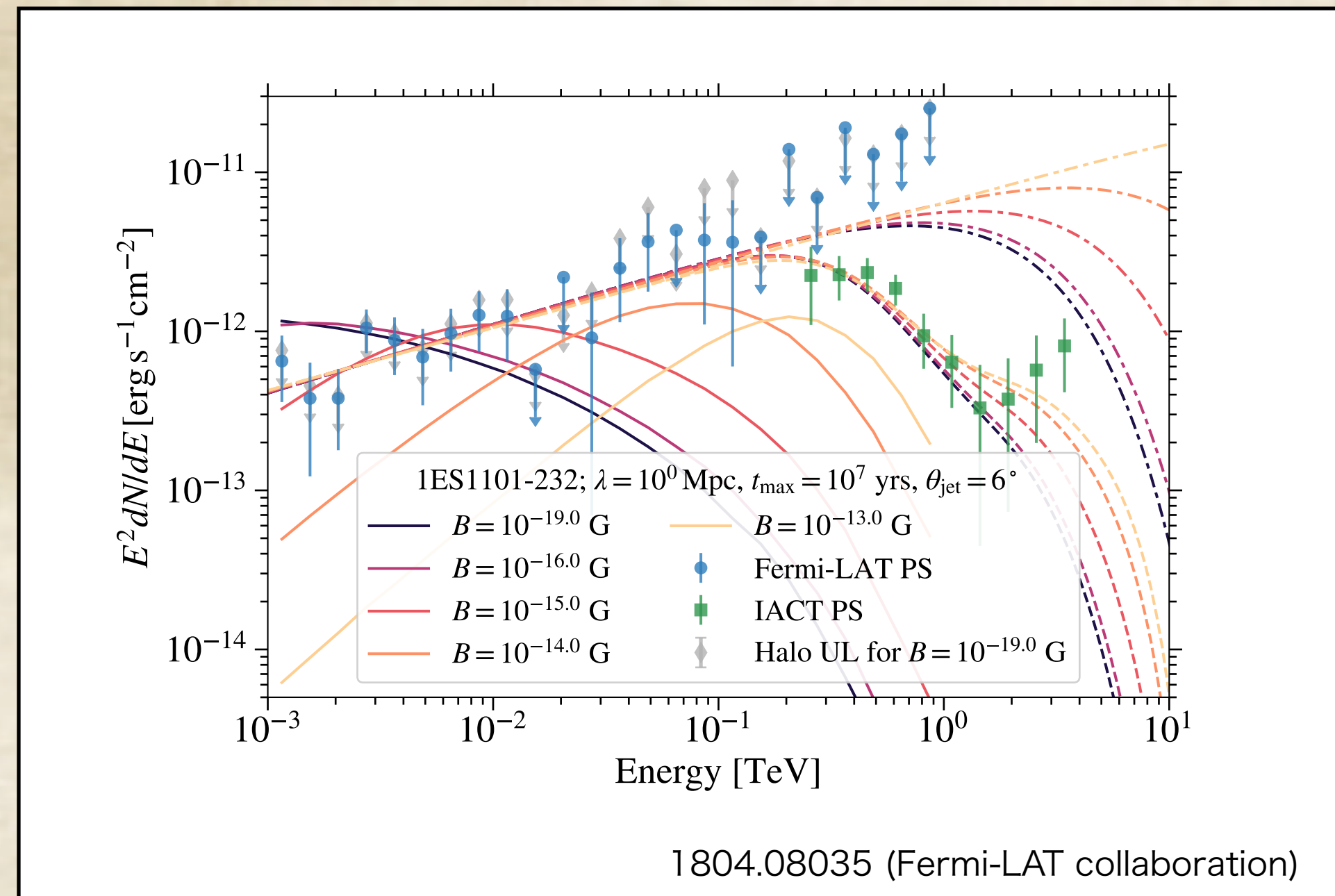
ボイド磁場の観測



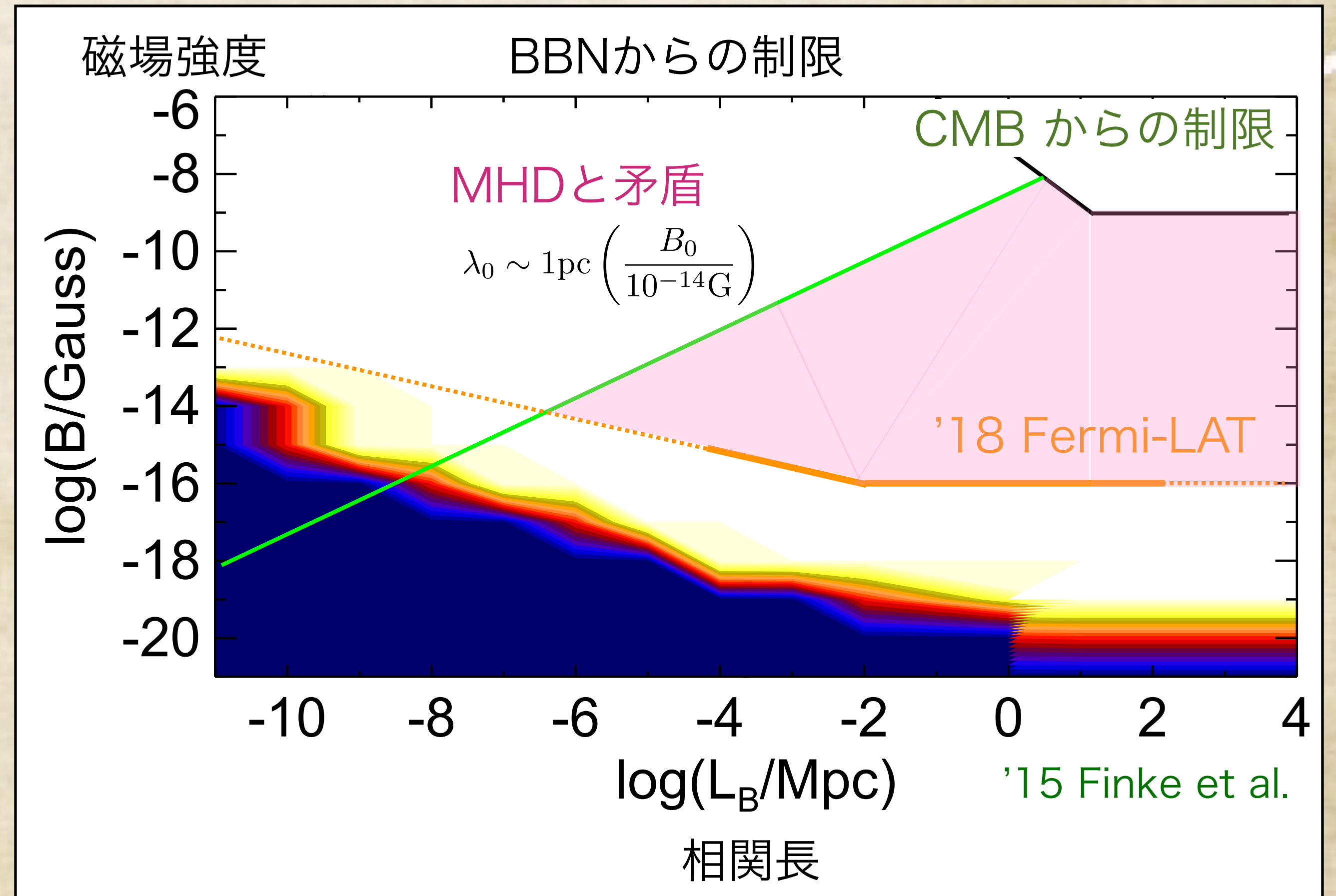
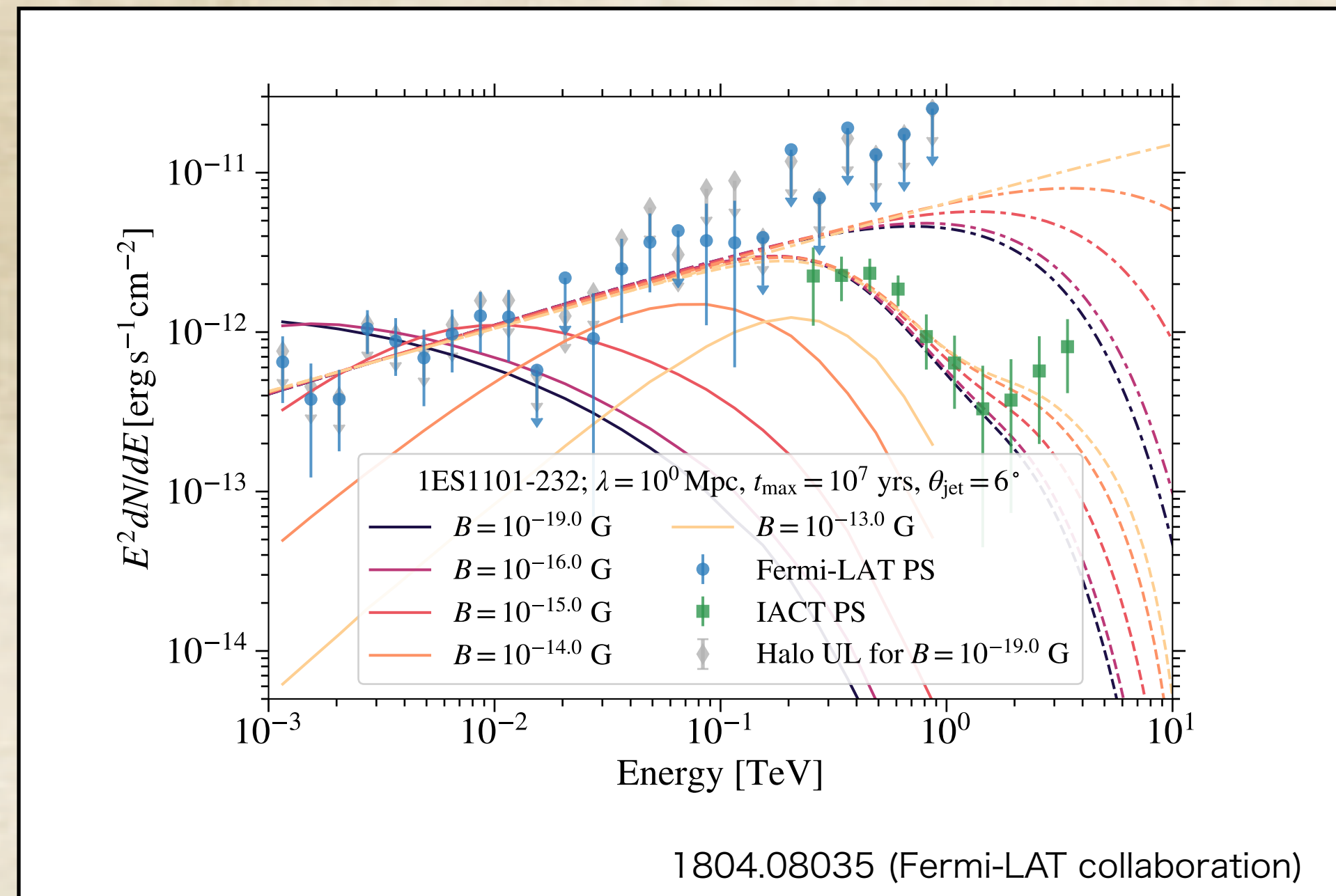
'10 Neronov & Vovk

TeVブレーザーからの二次カスケードGeVガンマ線が観測されないことをボイド磁場による電子陽電子対の軌道の湾曲で説明しようとする、ボイド磁場の強さに下限がつく

最近のフェルミによる制限

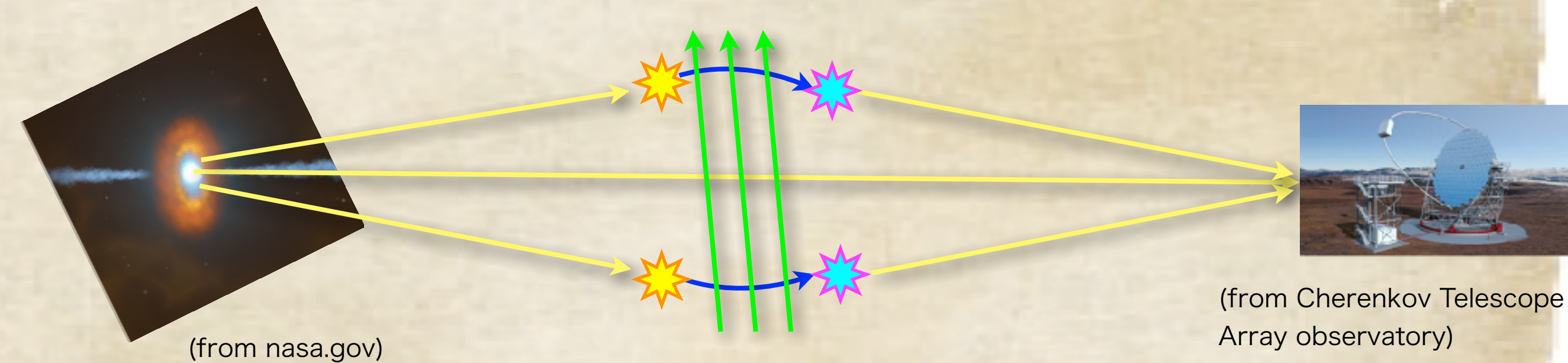
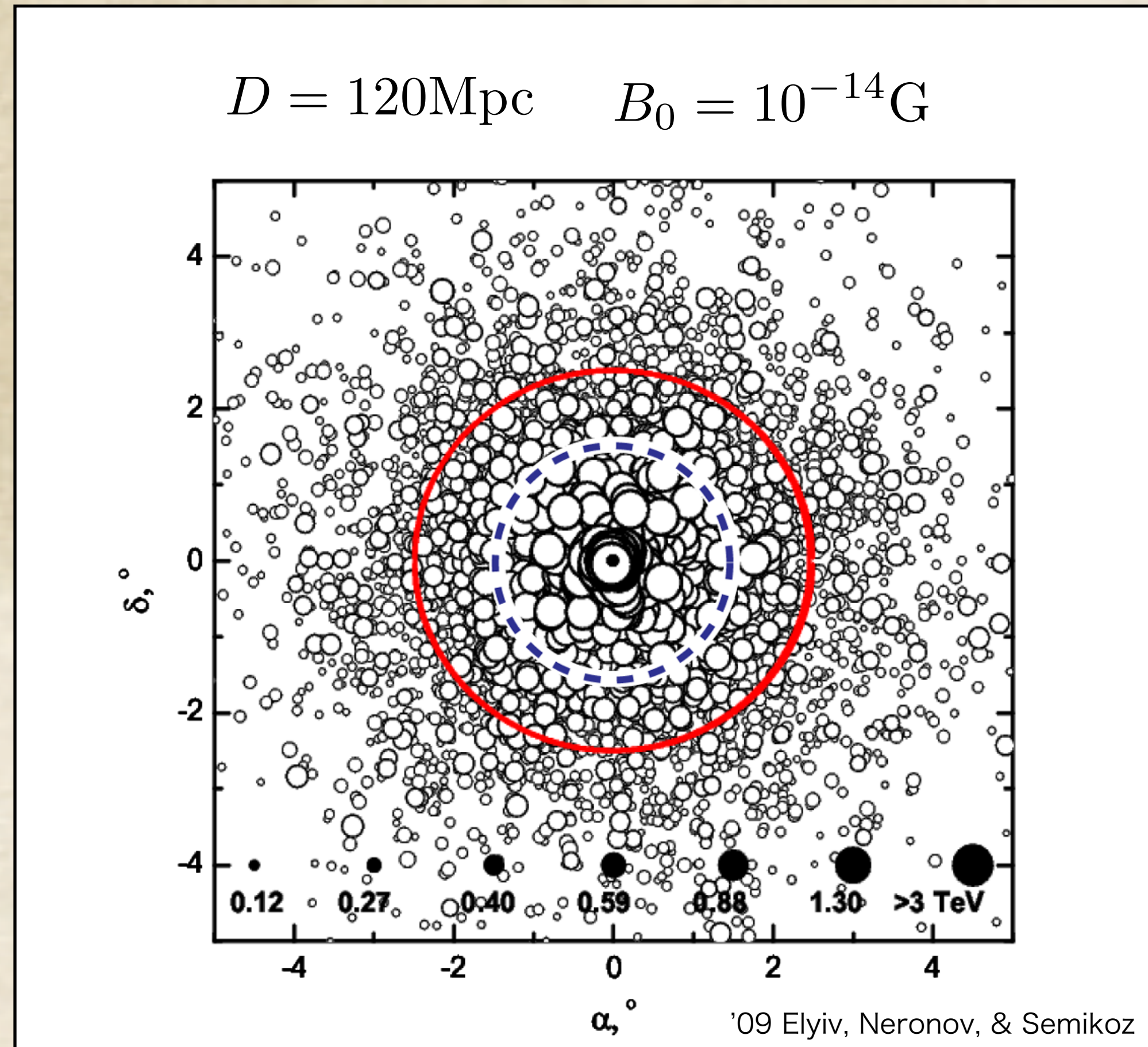


最近のフェルミによる制限

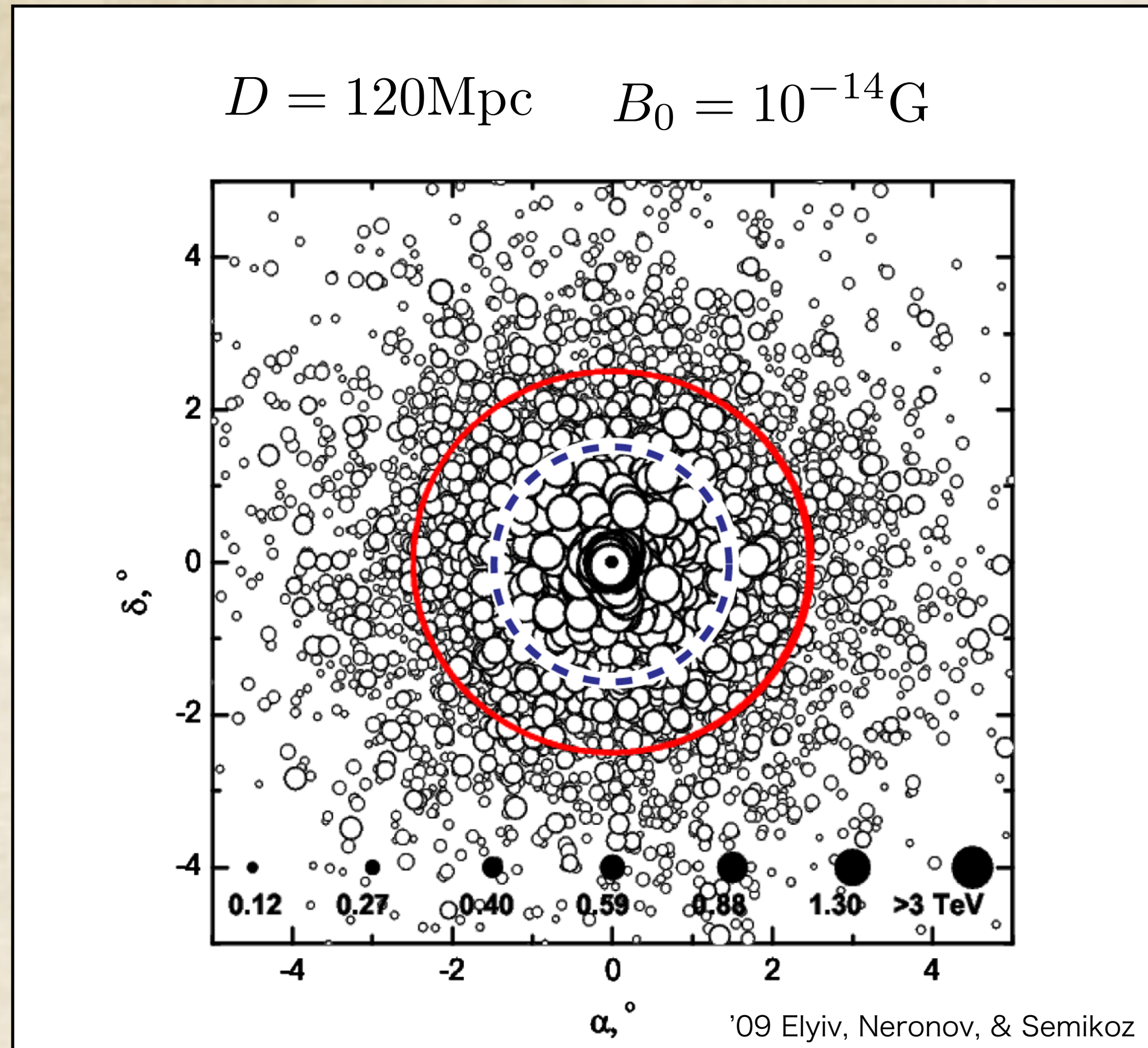


ブレーザーの精密観測で二次カスケードハローが見えればより強力な証拠になる

CTAの角度分解能は 0.1 TeVで0.1° 程度 (LST)



ブレーザーの精密観測で二次カスケードハローが見えればより強力な証拠になる



CTAの角度分解能は 0.1 TeVで 0.1° 程度 (LST)

- ブレーザーの観測は本当に磁場で説明されるものか
- astrophysicalな生成、増幅が dominantではないか

等の問題はあるが、初期宇宙の興味ある現象 (相転移、インフレーションなど) において磁場が生成したり、重要な役割を果たす可能性を考えることは有意義

ハイパー磁場からのバリオン数生成

ハイパー磁場からのバリオン数生成

まず初期宇宙磁場を考える動機を補強する現象を検討する

長い相関長を持つヘリカルなハイパーU(1)磁場があれば、
サハロフの条件が満たされうる

カイラル量子異常 ('69 Adler; Bell&Jackiw)

$$\partial_\mu j_{R/L}^\mu = \mp \frac{g^2}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

標準模型におけるバリオン数の破れ ('76 't Hooft)

$$\partial_\mu j_B^\mu = \partial_\mu j_L^\mu = N_g \left(\frac{g^2}{16\pi^2} \text{tr} [W_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu}] - \frac{g'^2}{32\pi^2} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right)$$



$$\Delta Q_B = \Delta Q_L = N_g \left(\Delta N_{CS} - \frac{g'^2}{16\pi^2} \Delta \mathcal{H}_Y \right)$$

電弱相転移前にハイパー磁場があって、そのヘリシティが変化すれば、
バリオン数とレプトン数が系に供給される。

バリオン数の破れ:

標準模型のカイラル量子異常
CとCPの破れ/熱平衡からの逸脱
長距離相関のヘリカルな磁場は
CとCPを破るとともに、
もともと熱平衡に入っていない

長い相関長を持つヘリカルなハイパーU(1)磁場があれば、
サハロフの条件が満たされうる

カイラル量子異常 (69 Adler; Bell&Jackiw)

$$\partial_\mu j_{R/L}^\mu = \mp \frac{g^2}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

バリオン数の破れ:

標準模型のカイラル量子異常

標準模型にお

注: 次の山中さんの話はひとまず置いておいて、
カイラル量子異常で粒子の非対称は物理的にできるものとする。

$$\partial_\mu j_B^\mu =$$

もともと熱平衡に入っていない



$$\Delta Q_B = \Delta Q_L = N_g \left(\Delta N_{CS} - \frac{g'^2}{16\pi^2} \Delta \mathcal{H}_Y \right)$$

電弱相転移前にハイパー磁場があって、そのヘリシティが変化すれば、
バリオン数とレプトン数が系に供給される。

ハイパー磁気ヘリシティは変化するか?

1. 有限の電気伝導度により削られる ('98 Giovannini&Shaposhnikov)

電磁場はMHD近似 ($\dot{\mathbf{E}}$ を無視)したMaxwell方程式に従う

$$\nabla \times \bar{\mathbf{B}} = \mathbf{J} = \sigma \bar{\mathbf{E}} \quad \Rightarrow \quad \bar{\mathbf{E}} = \frac{1}{\sigma} \nabla \times \bar{\mathbf{B}}$$

ここで磁場は強度 \bar{B} と
相関長 λ で特徴付ける

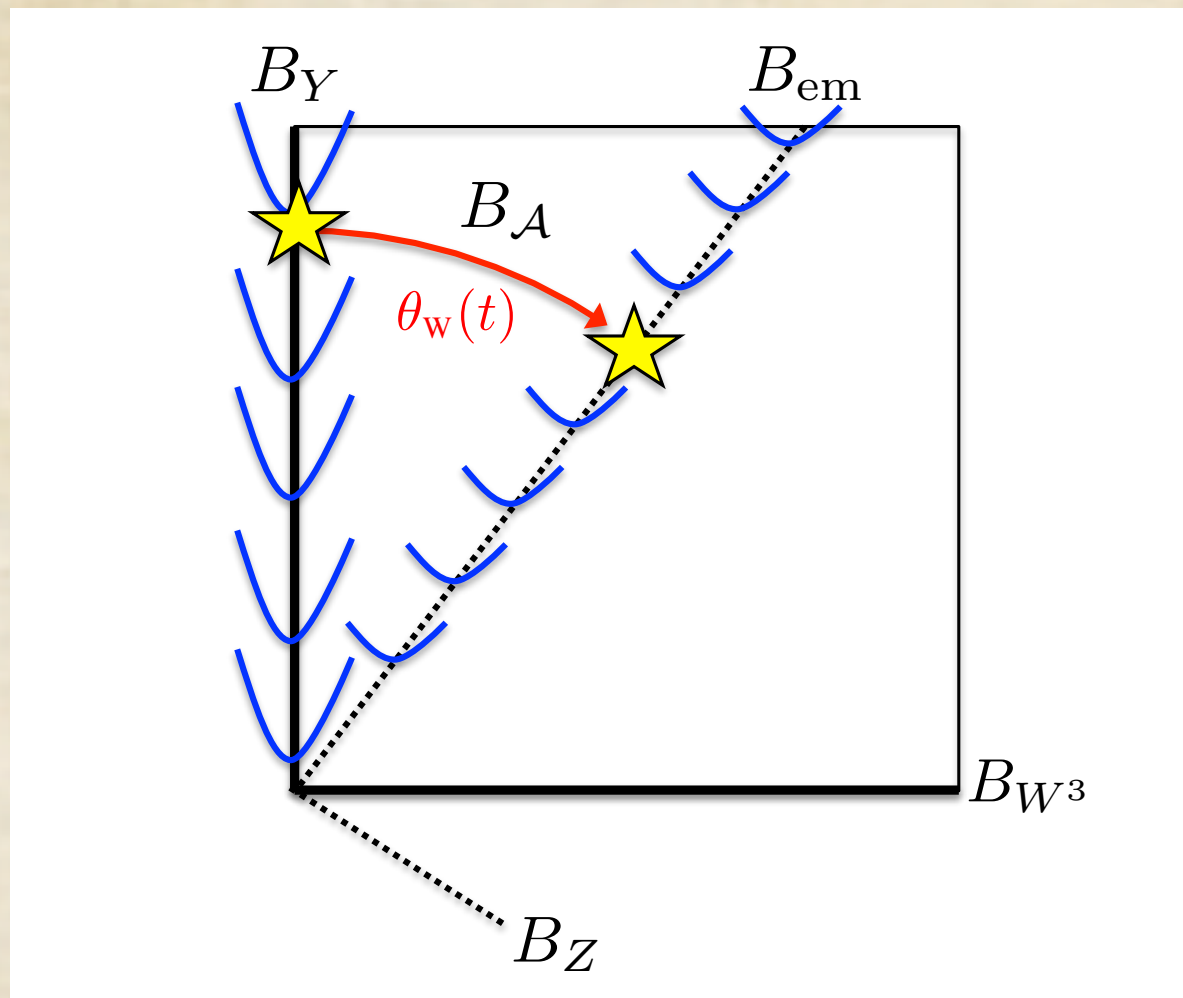
$-1 \leq \epsilon \leq 1$: ヘリシティ比

$$\partial_t \mathcal{H} = -2 \overline{\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}} = -\frac{2}{\sigma} \overline{(\nabla \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{B}} \simeq -\frac{2}{\sigma} \epsilon \frac{\bar{B}^2}{\lambda}$$

$\sigma \simeq 100T$

('97 Baym+, '00 Arnold+)

2. 電弱相転移 (16 KK&Long)



ゲージ群

$$SU(2)_W \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$$

ゼロ質量磁場

$$B_Y \rightarrow B_{em} = \cos \theta_W B_Y + \sin \theta_W B_{W3}$$

磁気ヘリシティ

$$H_Y^{before} \rightarrow H_{em}^{after} = H_Y^{before}$$

$$H_Y^{after} = \cos^2 \theta_W H_{em}^{after} = \cos^2 \theta_W H_Y^{before}$$

$$N_{CS, W3}^{after} \sim \sin^2 \theta_W H_{em}^{after} = \sin^2 \theta_W H_Y^{before}$$

BAU: $\Delta H_Y = -\sin^2 \theta_W H_Y^{before}$
 $\Delta N_{CS} \sim \sin^2 \theta_W H_Y^{before}$ \rightarrow $\Delta Q_B = \# \Delta N_{CS} - \# \Delta H_Y \sim \sin^2 \theta_W H_Y^{before}$
 $\frac{dQ_B}{dt} = \dot{\theta}_W H_Y^{before} = \dot{\theta}_W \epsilon \lambda \bar{B}^2$

spectator processをintegrate outするとバリオン数の運動方程式が得られる

$$\frac{dn_B}{dt} = \left(\underbrace{\# \frac{\overline{B^2}}{\sigma\lambda}}_{\text{電気伝導度}} + \underbrace{\# \dot{\theta}_W \lambda \overline{B^2}}_{\text{電弱相転移}} \right) - \underbrace{\Gamma_{\text{w.o.}}}_{\text{ウォッシュアウト項}} n_B$$

ヘリシティの減少からのソース項
ウォッシュアウト項

↑ ↑ ↑ ↑ ↑

電気伝導度 電弱相転移 スファレロン 電子湯川 カイラル磁気効果

“終端” 非対称に達する。

$$n_B \simeq \frac{\# \overline{B^2} / \sigma\lambda + \# \dot{\theta}_W \lambda \overline{B^2}}{\Gamma_{\text{w.o.}}}$$

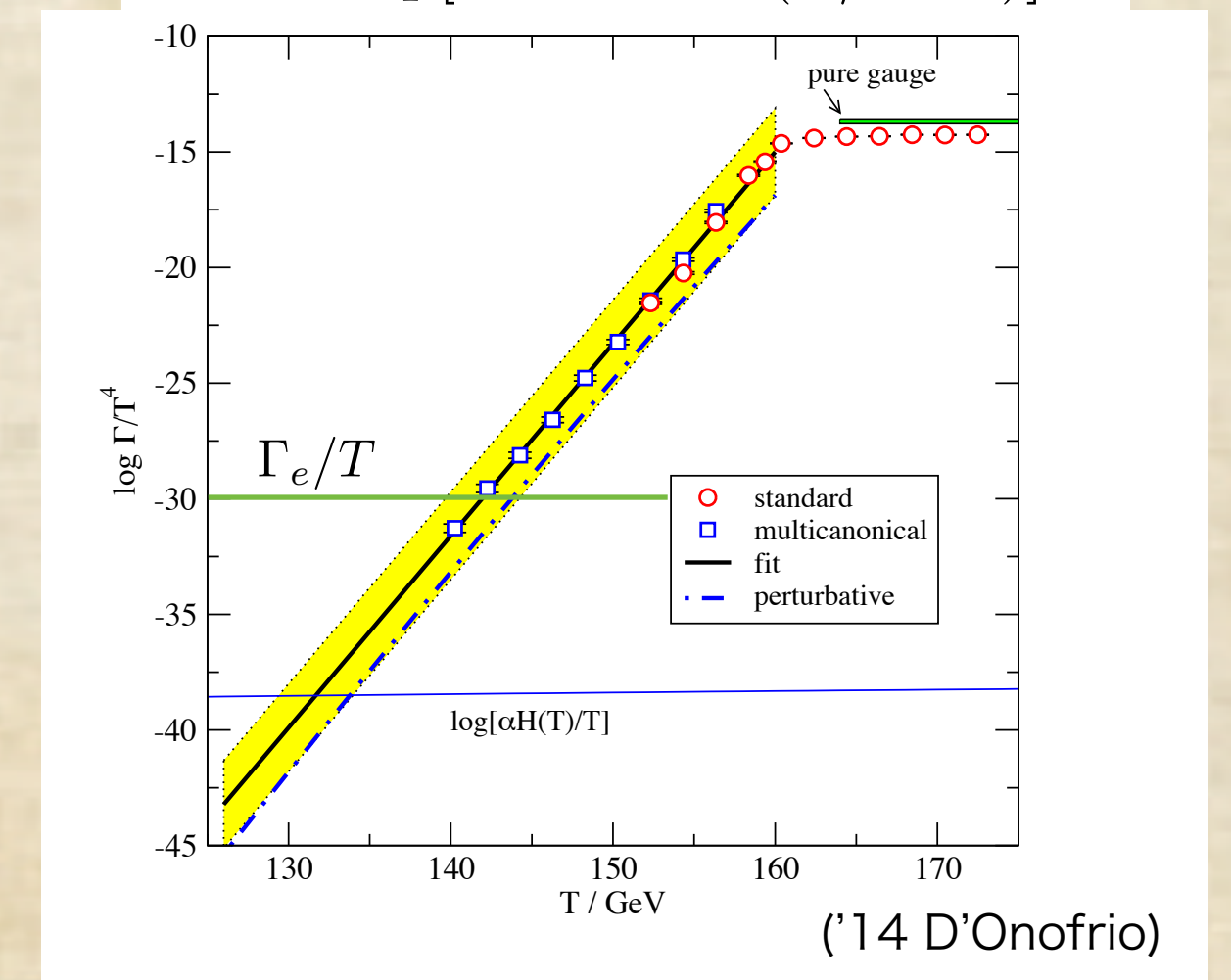
ウォッシュアウト項 $\Gamma_{\text{w.o.}}$

高温期 ($T > 140$ GeV): 電子湯川 (あるいはカイラル磁気効果)

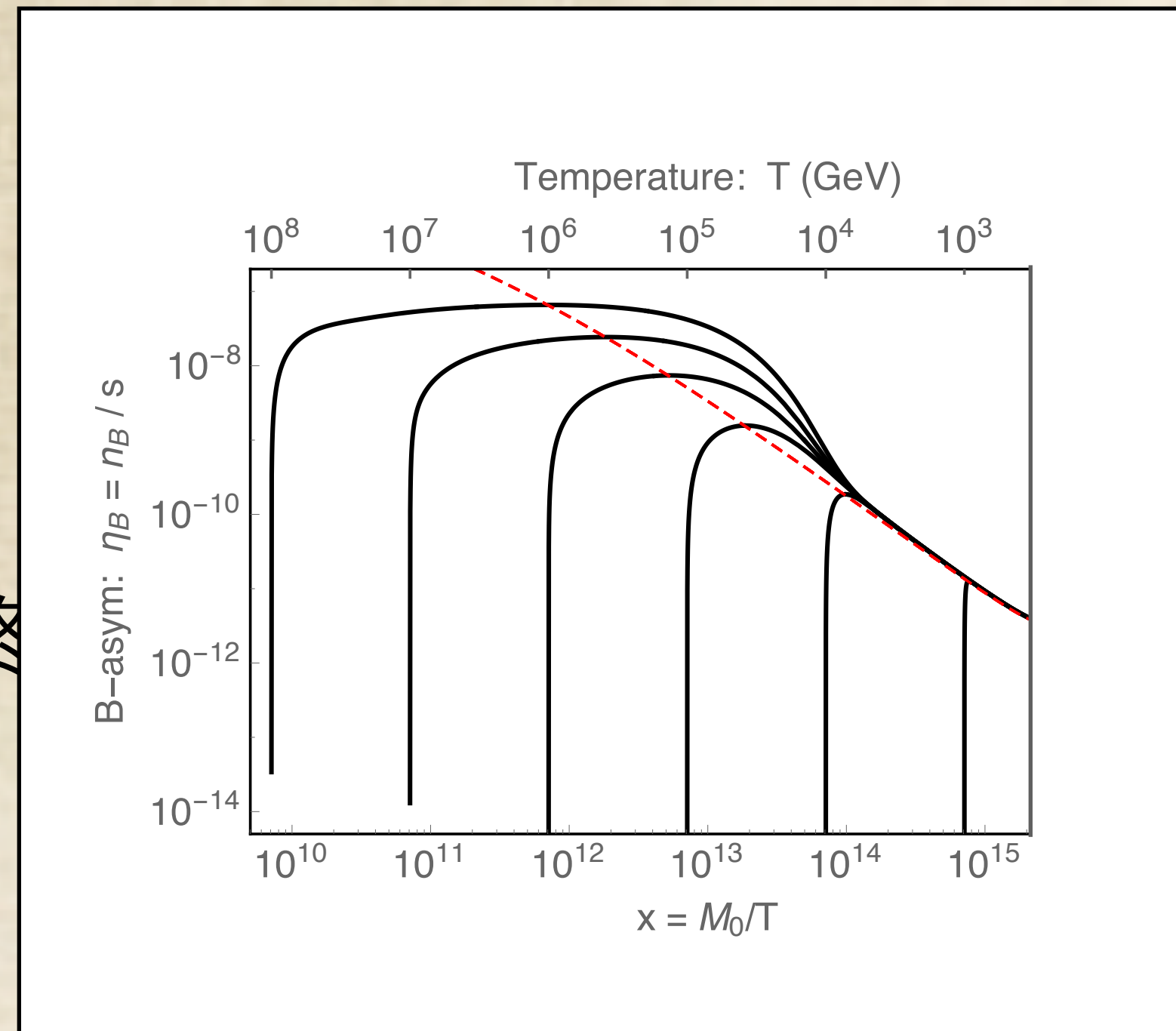
低温期 ($T < 140$ GeV): 電弱スファレロン

スファレロン反応率

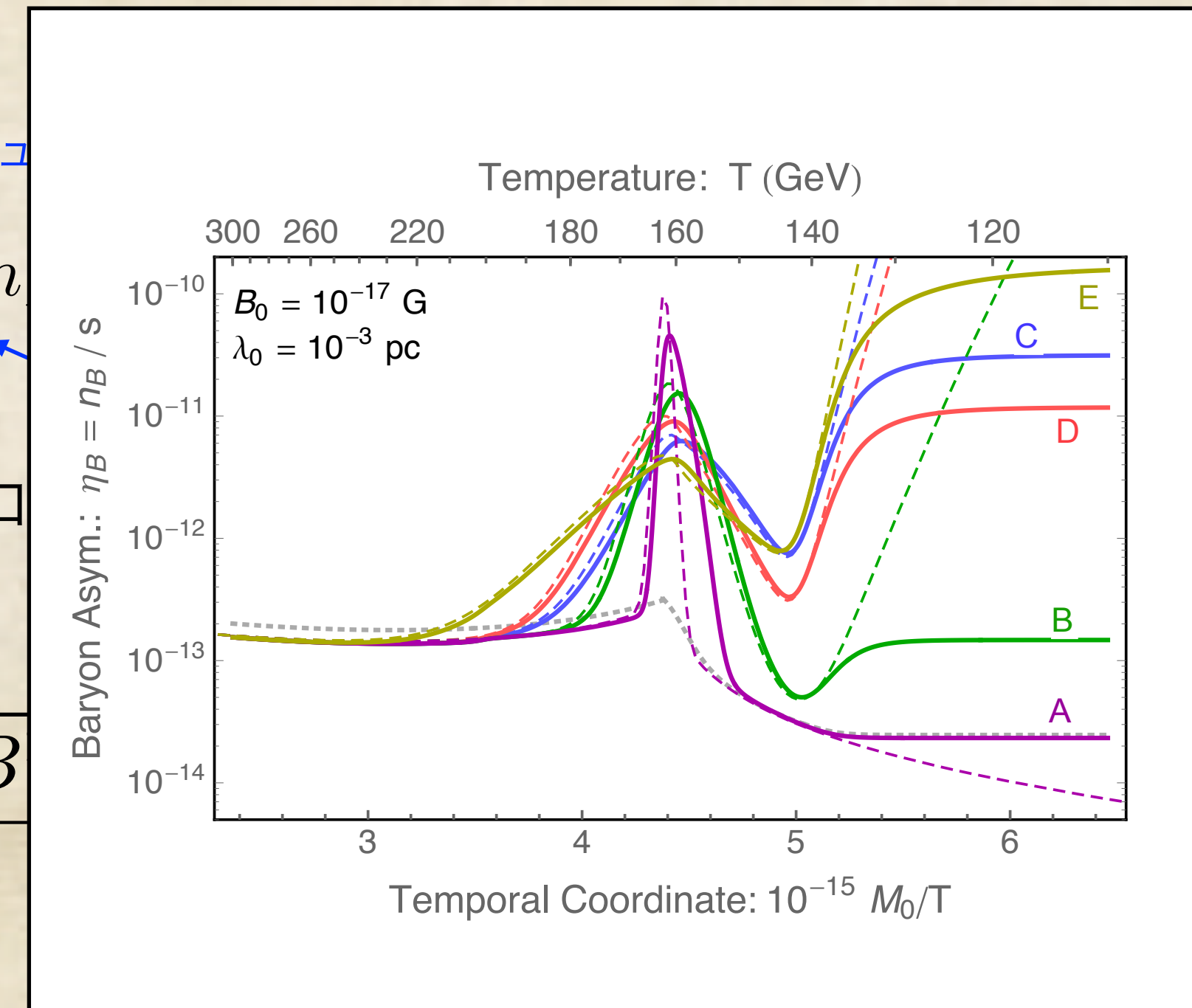
$$\Gamma_W \simeq \exp[-145 + 0.8(T/\text{GeV})]T$$



spectator processをintegrate outするとバリオン数の運動方程式が得られる



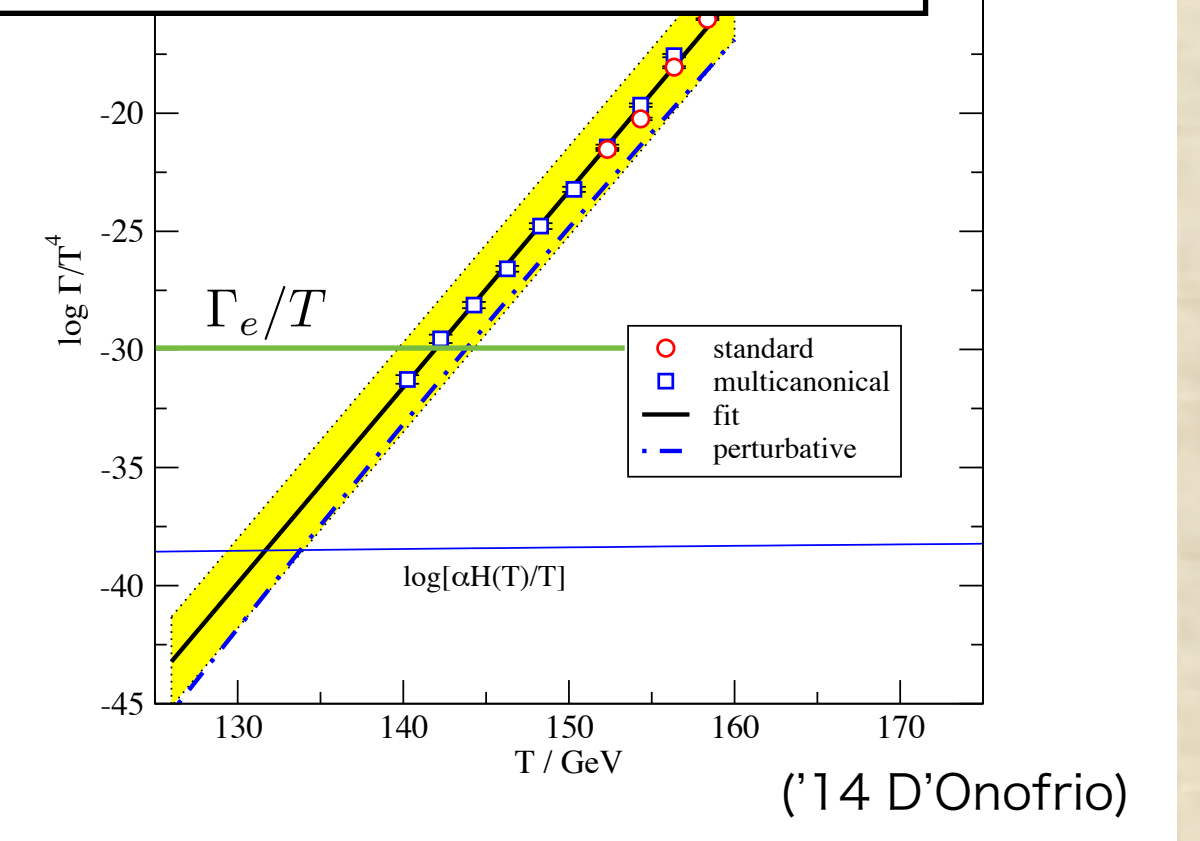
現象からの
 $\Gamma_{w.o.} \left(\frac{\dot{\theta}_W \lambda \overline{B^2}}{\sigma \lambda + \dot{\theta}_W \lambda \overline{B^2}} - \Gamma_{w.o.} n \right)$
 ウォッシュアウト項 $\Gamma_{w.o.}$
 弱相転移 スファレロン



ウォッシュアウト項 $\Gamma_{w.o.}$

高温期 ($T > 140$ GeV): 電子湯川 (あるいはカイラル磁気効果)

低温期 ($T < 140$ GeV): 電弱スファレロン



背後にある微妙な問題…スファレロンはバリオン数をウォッシュアウトしない？

電弱相転移 (crossover) の完了が先で、スファレロンのフリーズアウトが遅ければ

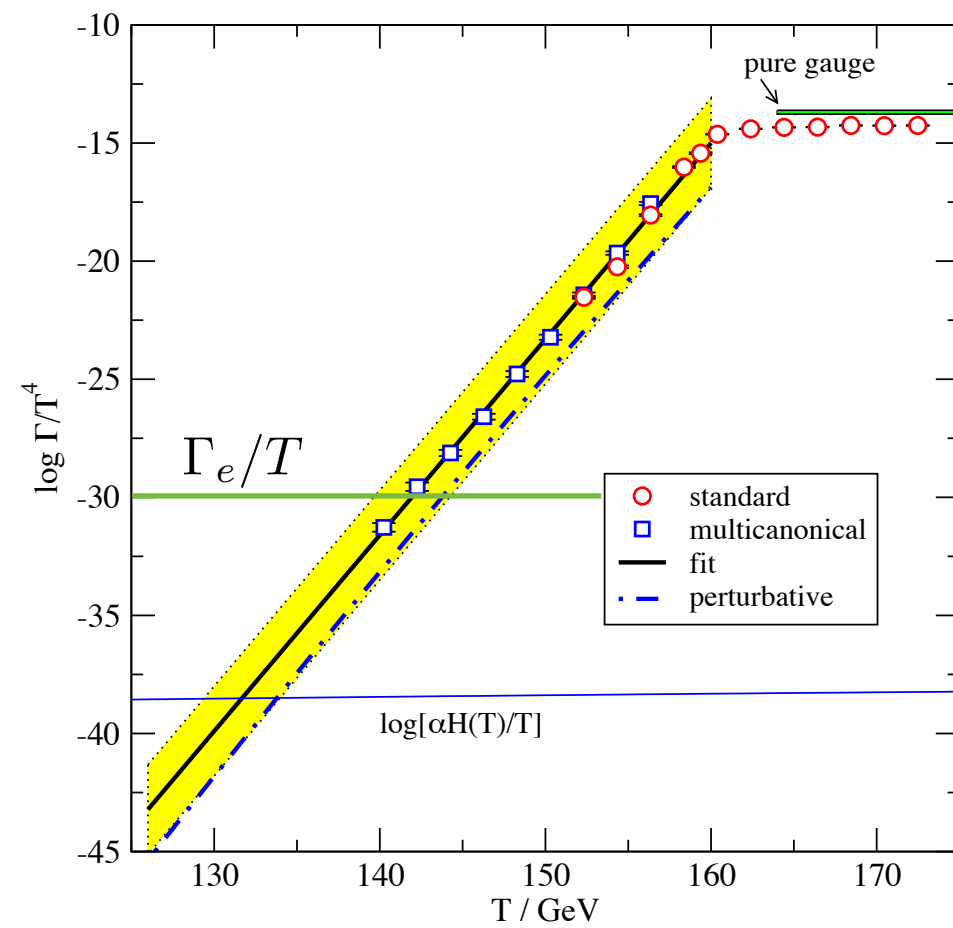
=> 最終的にバリオン数はかなりサプレスされる ('98 Giovannini&Shaposhnikov, but '16 KK&Long)

スファレロンのフリーズアウトが先で、電弱相転移 (crossover) の完了が遅ければ

=> 最終的にバリオン数はだいぶ残る

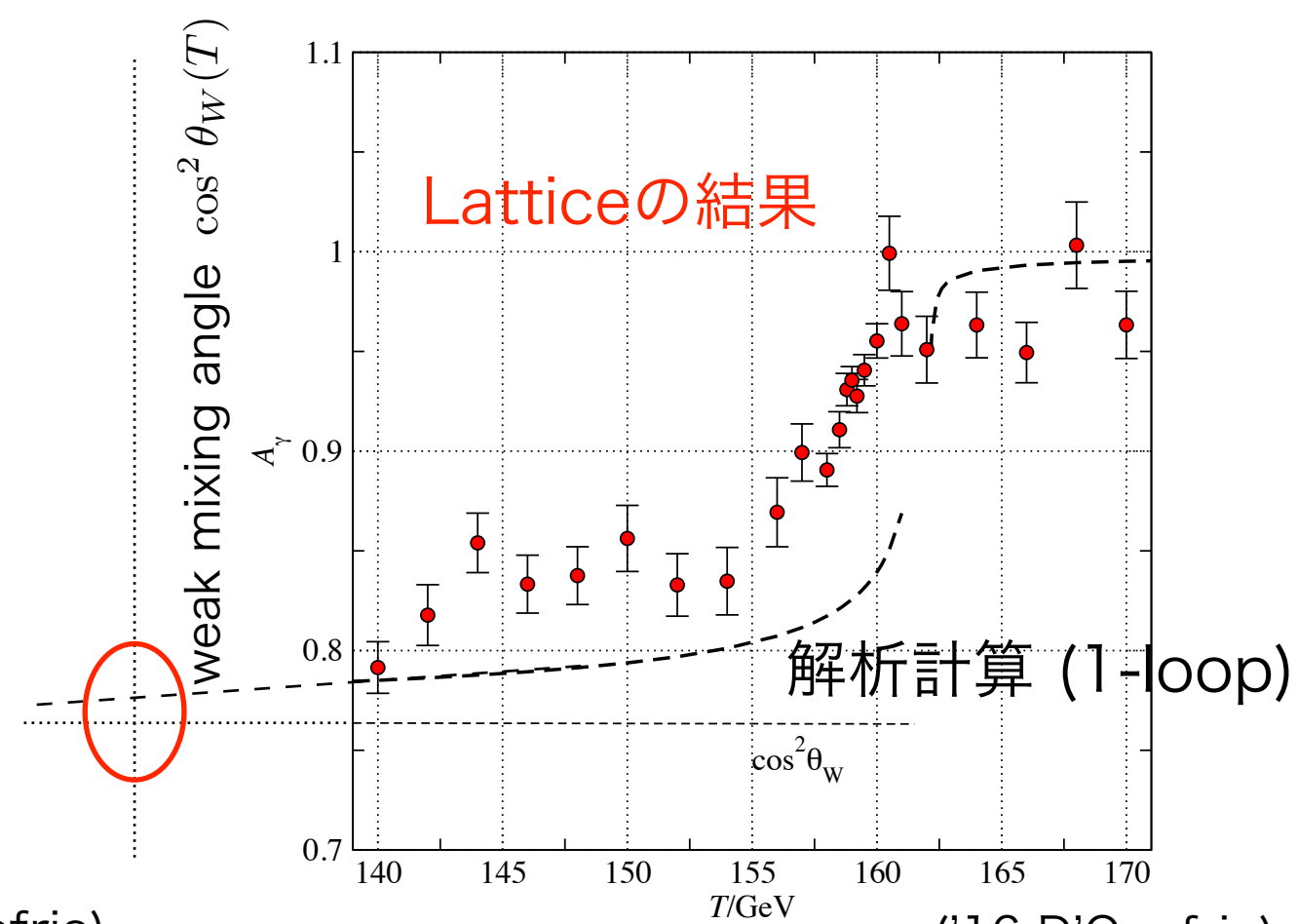
スファレロン反応率

$$\Gamma_W \simeq \exp[-145 + 0.8(T/\text{GeV})]T$$



('14 D'Onofrio)

電弱クロスオーバーのLattice計算



('16 D'Onofrio)

125 GeV Higgsに基づく最近のLatticeの結果はバリオン数が残ることを示唆。ただし定量的には $\theta_W(t)$ の精確な値に強く依存

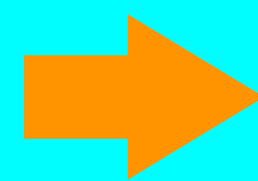
解析結果を典型的な磁場の強さと相関長で表すと

$$\bar{\eta}_B \simeq 10^{-10} \epsilon f(T, \theta_w) \left(\frac{\lambda}{10^6 \text{GeV}^{-1}} \right) \left(\frac{\bar{B}}{10^{-3} \text{GeV}^2} \right)^2 \Big|_{T=135 \text{GeV}}$$

$$f(T, \theta_w) \equiv -\sin 2\theta_w T \frac{d\theta_w}{dT} (\simeq 0.1) \quad \text{at} \quad T \simeq 135 \text{GeV}$$

'16 KK & Long

電弱相転移前に正のヘリシティを持ったハイパー磁場が生成されれば

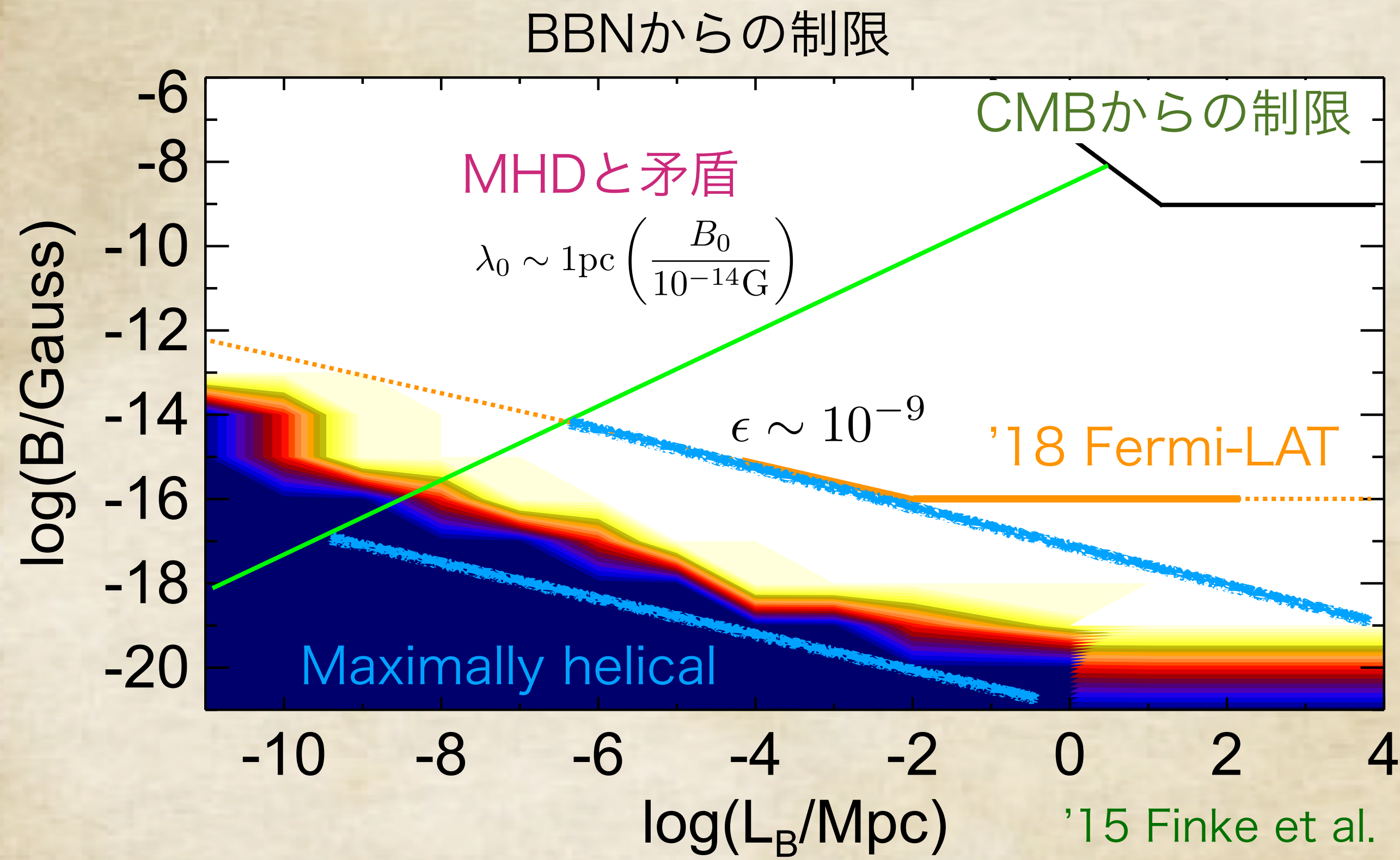


適切な磁場の強さと相関長があれば現在のBAUを説明できる

※ここで磁気ヘリシティ (密度) は電磁場の右巻きモードと左巻きモードの差なので、相関長を超えたスケールで同じ値をとりうる

宇宙論的MHDの結果を用いて現在のボイド磁場の値で表してみる

'16 KK & Long



ヘリシティ比が $\epsilon < 10^{-9}$ であれば
ボイド磁場とBAUを同時に説明可能?

より大きなヘリシティ比の磁場もBAUは説明可能。

ただしボイド磁場を説明するには電弱相転移後に磁場増幅/別の磁場生成機構が必要

揺らぎを見るとさらにきつい制限が課せられる '21 KK, Uchida, Yokoyama

磁場のスペクトルを仮定すると、バリオン等曲率揺らぎが評価できる。

=> CMBや非一様BBNで制限がつけられる



揺らぎを見るとさらにきつい制限が課せられる '21 KK, Uchida, Yokoyama

磁場のスペクトルを仮定すると、バリオン等曲率揺らぎが評価できる。

=> CMBや非一様BBNで制限がつけられる

バリオン等曲率揺らぎは $\langle \eta_B(k)\eta_B(k') \rangle \propto \langle H_Y(k)H_Y(k') \rangle$ と評価されるから、
平均ヘリシティが0 $\langle H_Y \rangle = 0$ でもnonzeroの値をとりうる



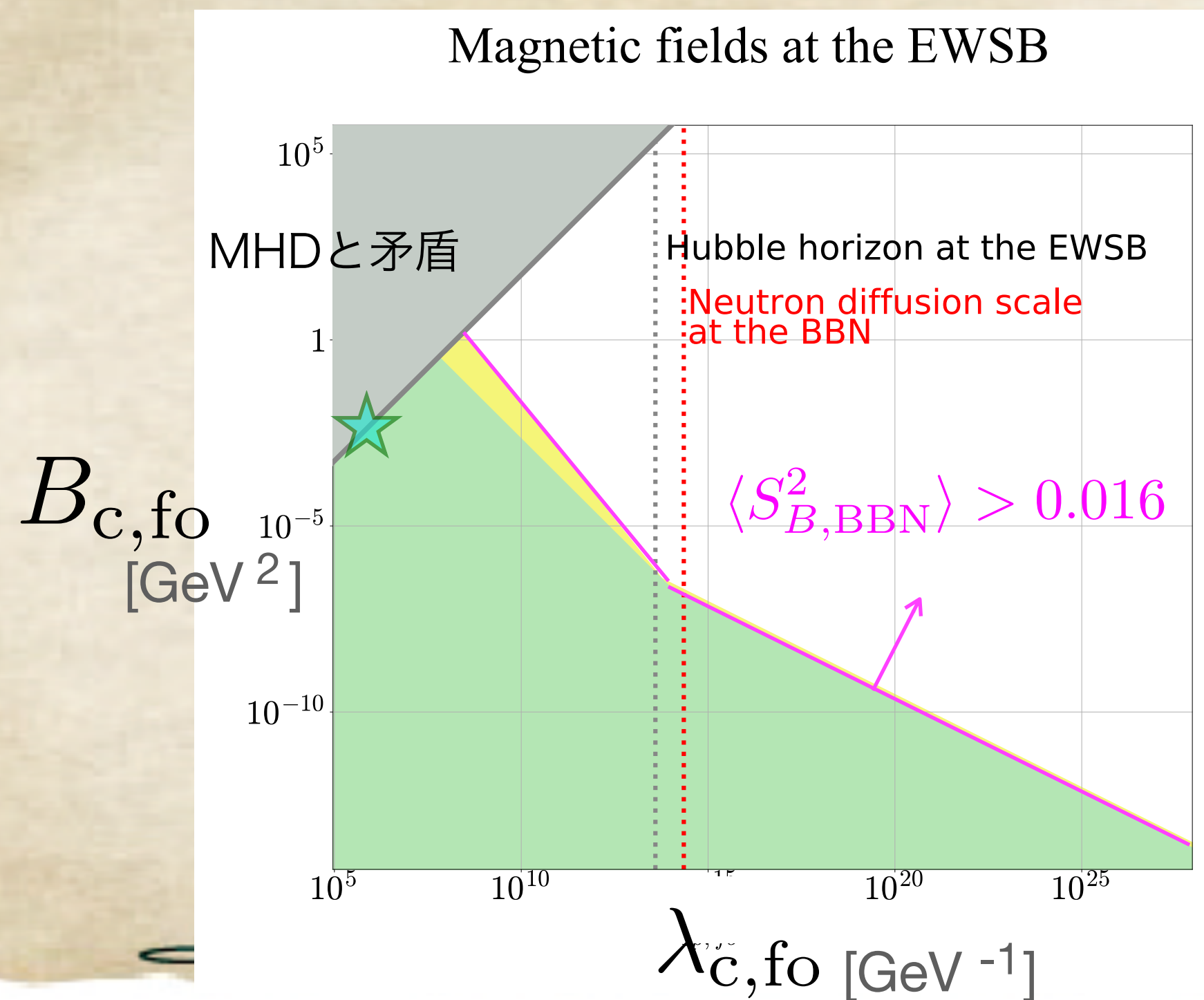


揺らぎを見るとさらにきつい制限が課せられる '21 KK, Uchida, Yokoyama

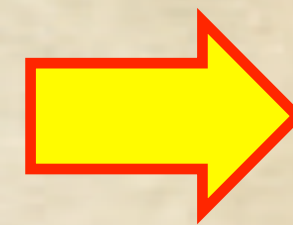
磁場のスペクトルを仮定すると、バリオン等曲率揺らぎが評価できる。

=> CMBや非一様BBNで制限がつけられる

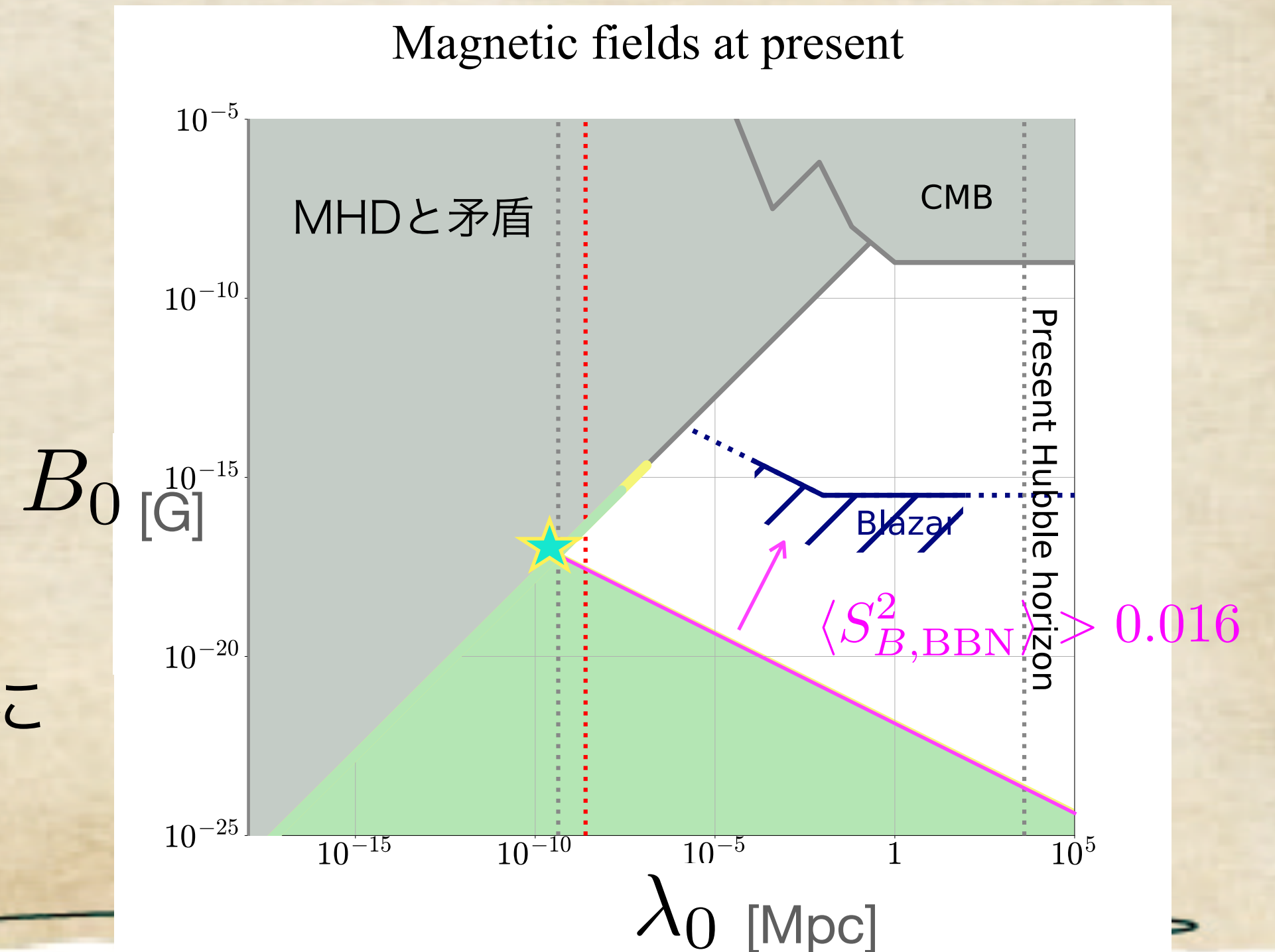
バリオン等曲率揺らぎは $\langle \eta_B(k)\eta_B(k') \rangle \propto \langle H_Y(k)H_Y(k') \rangle$ と評価されるから、
平均ヘリシティが0 $\langle H_Y \rangle = 0$ でもnonzeroの値をとりうる



MHDによる発展



スペクトルの詳細にあまり依存しない



初期宇宙磁場とBAUに関するまとめ

- 電弱相転移以前にできたヘリカルなハイパー磁場は、現在の宇宙のBAUを説明しうる。
- 一方で、電弱相転移以前にできたハイパー磁場はその平均ヘリシティの有無によらずバリオン等曲率揺らぎを作り、非一様BBNやCMBで制限される。
- ブレーザーで示唆されたボイド磁場は、後者の制限により、電弱相転移以降に作られたか、unknownな機構によって増幅されたものでなければならない。

初期宇宙磁場とBAUに関するまとめ

- 電弱相転移以前にできたヘリカルなハイパー磁場は、現在の宇宙のBAUを説明しうる。
- 一方で、電弱相転移以前にできたハイパー磁場はその平均ヘリシティの有無によらずバリオン等曲率揺らぎを作り、非一様BBNやCMBで制限される。
- ブレーザーで示唆されたボイド磁場は、後者の制限により、電弱相転移以降に作られたか、unknownな機構によって増幅されたものでなければならない。
- BSMのモデルでヘリカルなハイパー磁場を電弱相転移以前に作ればBAUを説明しうる。
(インフレーションなど)
- BSMのモデルで電弱相転移以前にハイパー磁場を作り過ぎてしまうものは排除される。
(weak mixing angleの時間変化とsphaleronの関係が変化すれば生き返る。)
- BSMのモデルで電弱相転移時かそれ以降に磁場を作ってボイド磁場を説明する方向性?
(電弱あるいはQCD相転移を一次にするなど)

磁場生成機構の例

磁場生成機構の例

ここではバリオン数を説明しうるヘリカルな磁場を作る機構に注目する

Axionインフレーション/擬スカラー場の運動

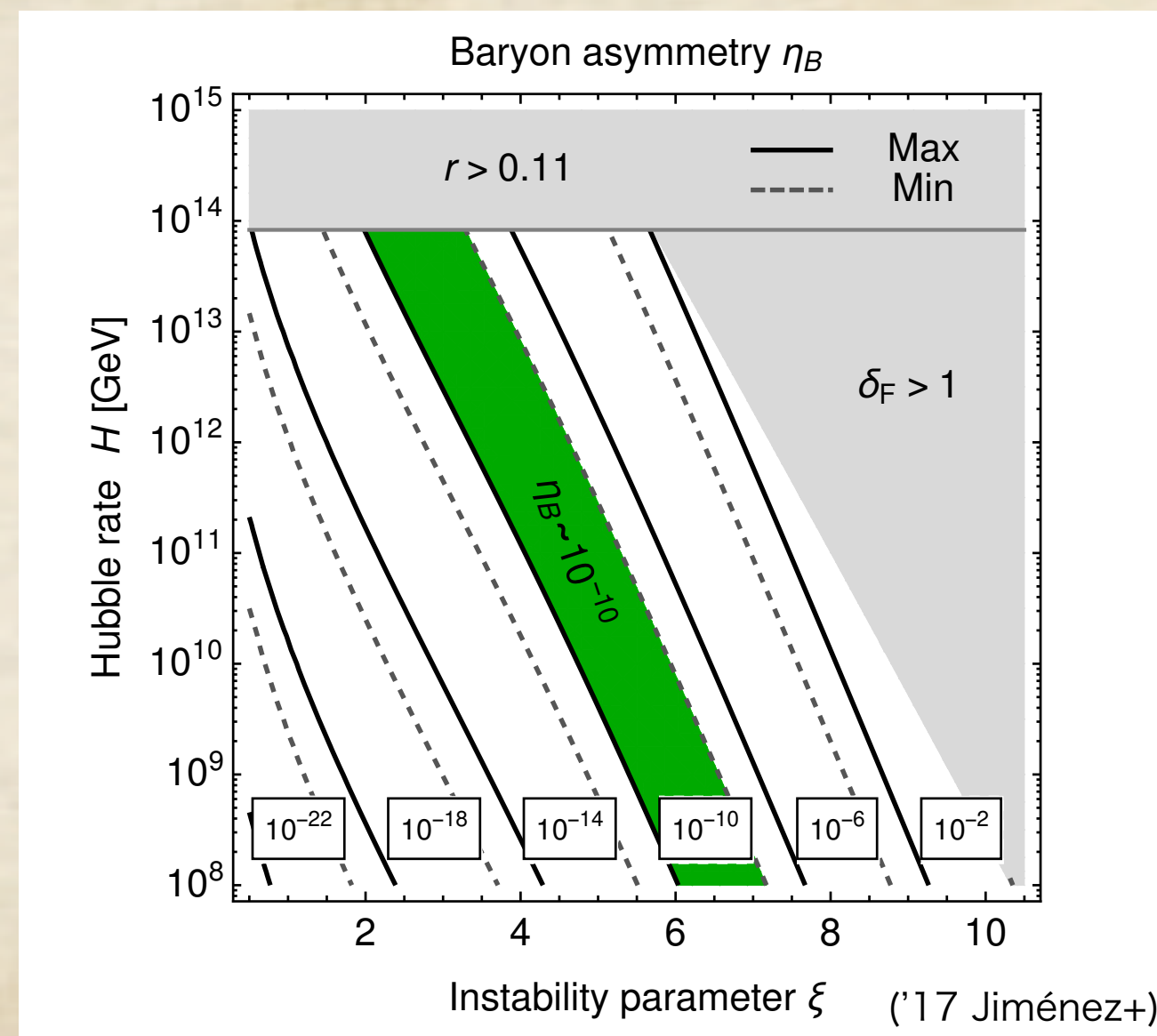
('06 Anber+, and many others including '17 Jimenez, KK, Schmitz, Xu)

$$\frac{\phi}{f} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \longrightarrow \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + k^2 \left(1 \pm \frac{4\dot{\phi}/(Hf)}{k\tau} \right) \right] Y_{\pm} = 0.$$

インフレーション中, $\dot{\phi} \neq 0 \Rightarrow$ 片方のヘリシティモードだけが成長

最大限にヘリカルなハイパー磁場: $B_p \simeq 10^{-2} \frac{e^{\pi\xi}}{\xi^{5/2}} H_{\text{inf}}^2 \quad \lambda_p \simeq \frac{\xi}{H} \quad \xi \equiv \frac{2\dot{\phi}}{Hf}$

('06 Anber+, '17 Jimenez, KK, Schmitz, Xu)



Axionインフレーション/擬スカラー場の運動

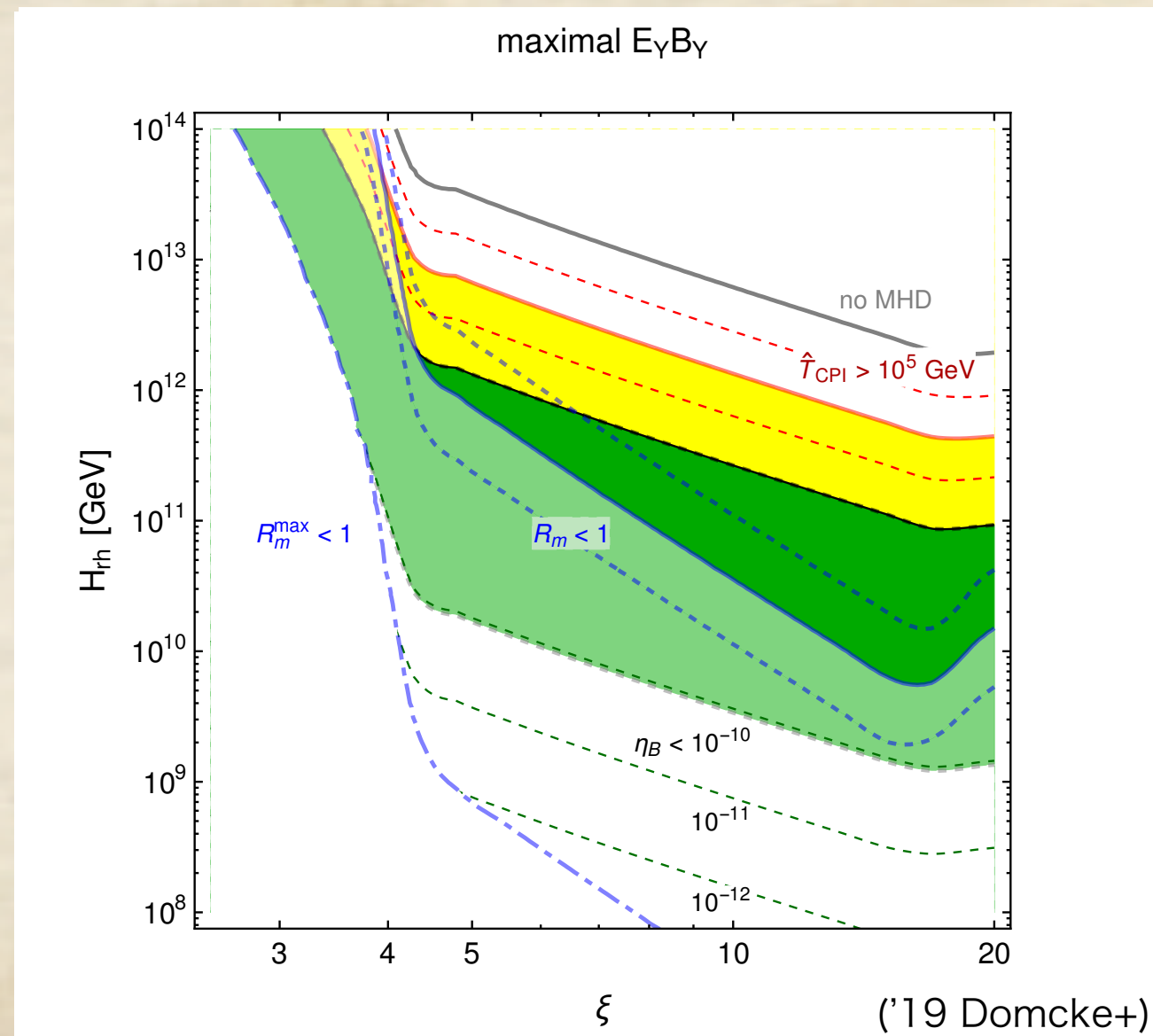
('06 Anber+, and many others including '17 Jimenez, KK, Schmitz, Xu)

$$\frac{\phi}{f} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \longrightarrow \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + k^2 \left(1 \pm \frac{4\dot{\phi}/(Hf)}{k\tau} \right) \right] Y_{\pm} = 0.$$

インフレーション中, $\dot{\phi} \neq 0 \Rightarrow$ 片方のヘリシティモードだけが成長

最大限にヘリカルなハイパー磁場: $B_p \simeq 10^{-2} \frac{e^{\pi\xi}}{\xi^{5/2}} H_{\text{inf}}^2 \quad \lambda_p \simeq \frac{\xi}{H} \quad \xi \equiv \frac{2\dot{\phi}}{Hf}$ - (シュウィンガー効果による反作用)

('19 Domcke+)



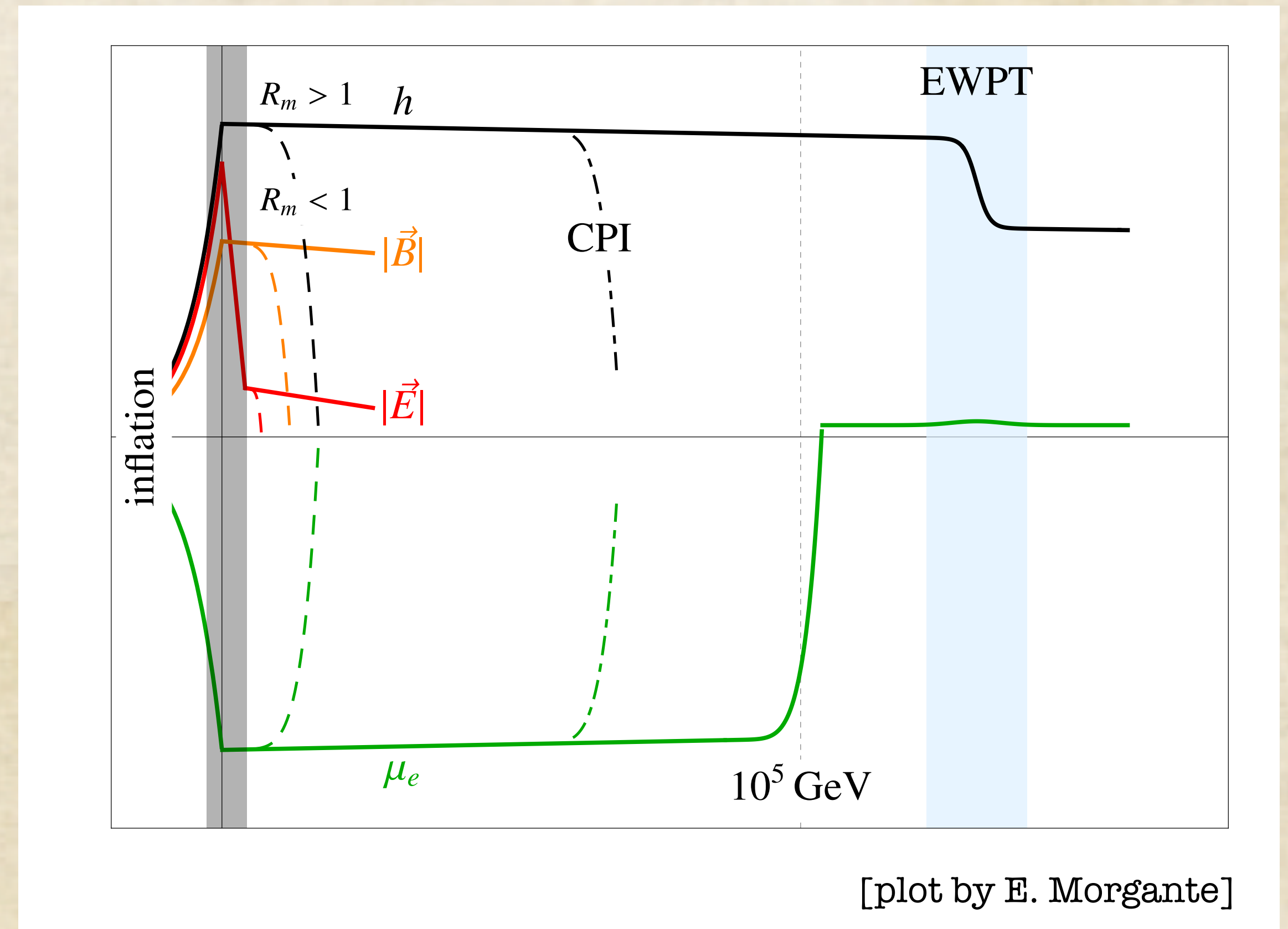
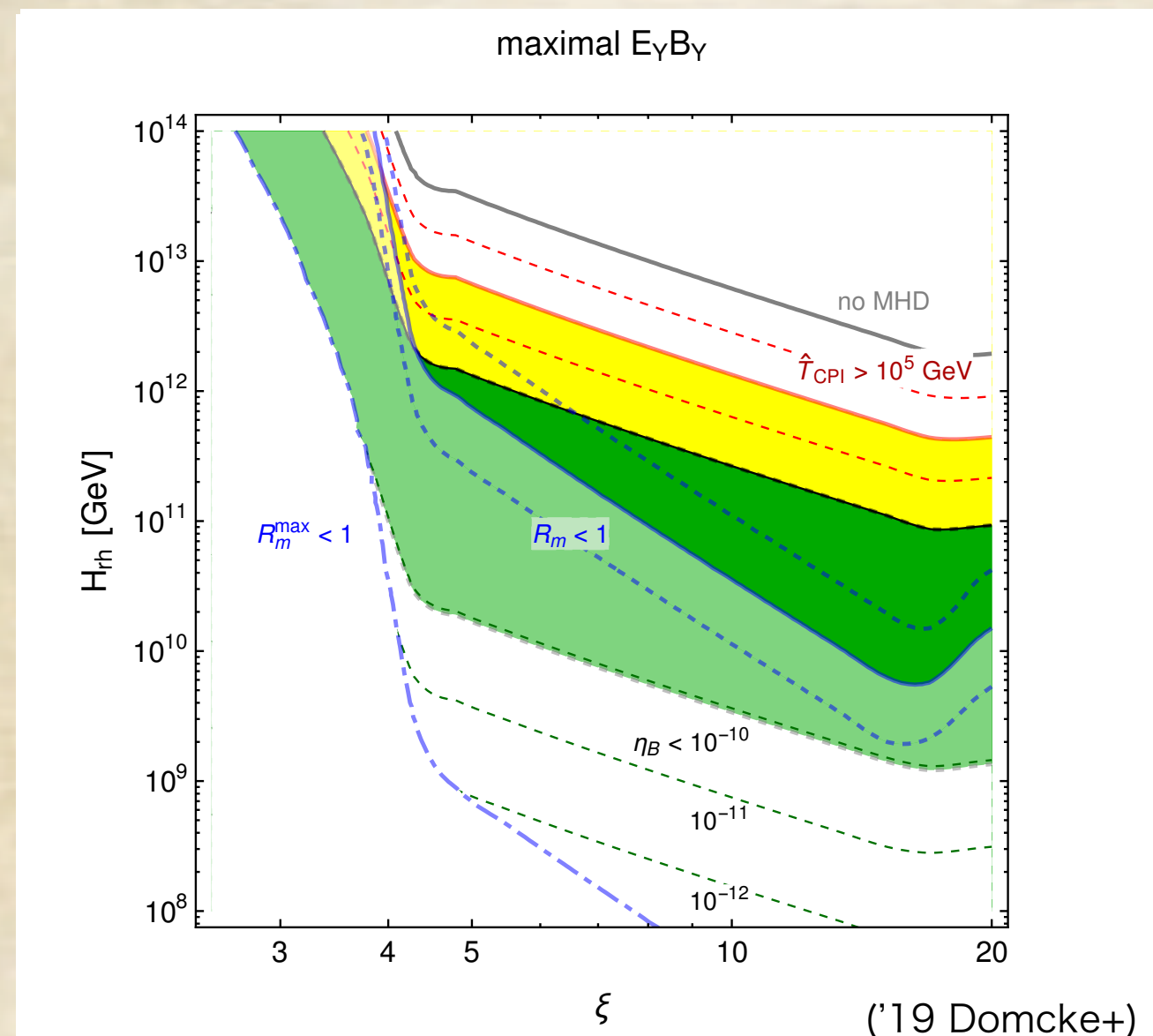
('19 Domcke+)

修正されたバリオン数保存則は常に成り立つ。

$$\partial_{\mu} j_B^{\mu} = -\frac{N_g g'^2}{32\pi^2} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \Rightarrow \partial_t \left(Q_B + \frac{N_g}{16\pi^2} \mathcal{H} \right) = 0$$

インフレーション中にバリオン数が生成されている！

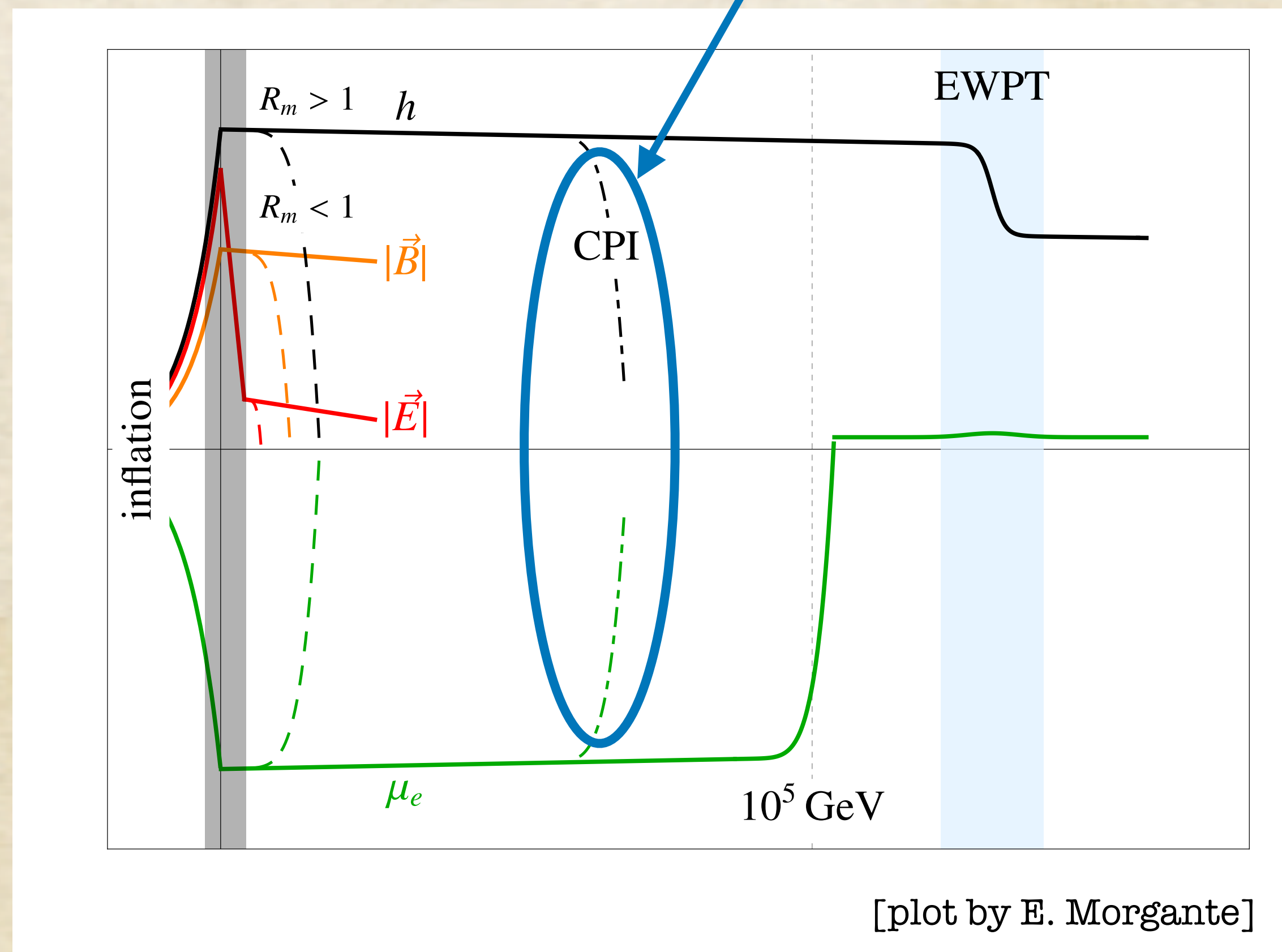
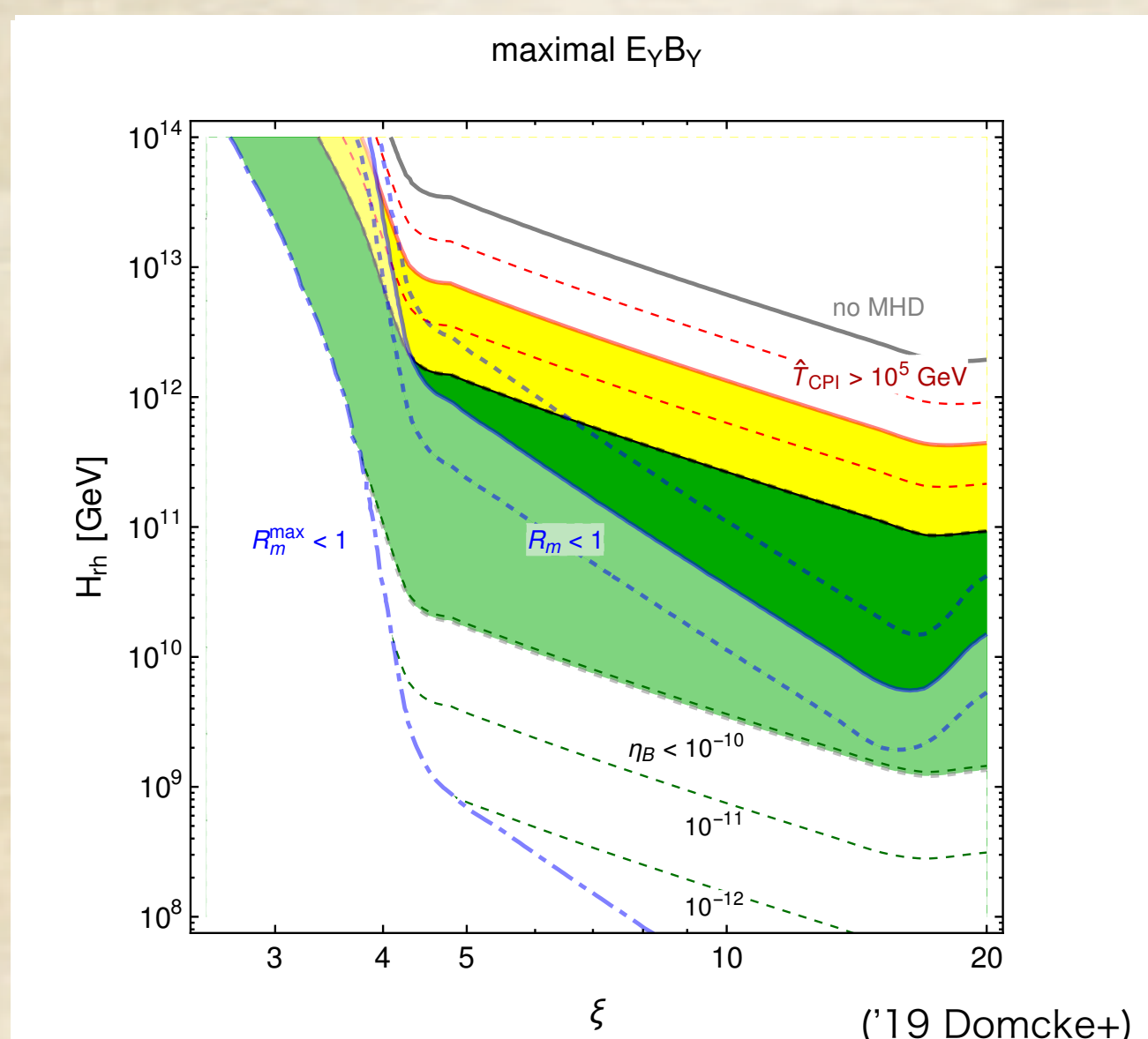
バリオン数-磁気ヘリシティ対消滅が起こりうる。 ('19 Domcke+)



対消滅が $T \sim 100 \text{ TeV}$ (電子湯川の平衡温度) まで起こらなければ、一旦バリオン数だけが消され、電弱相転移期にハイパー磁場からのバリオン数変換が起こる。

バリオン数-磁気ヘリシティ対消滅が起こりうる。 ('19 Domcke+)

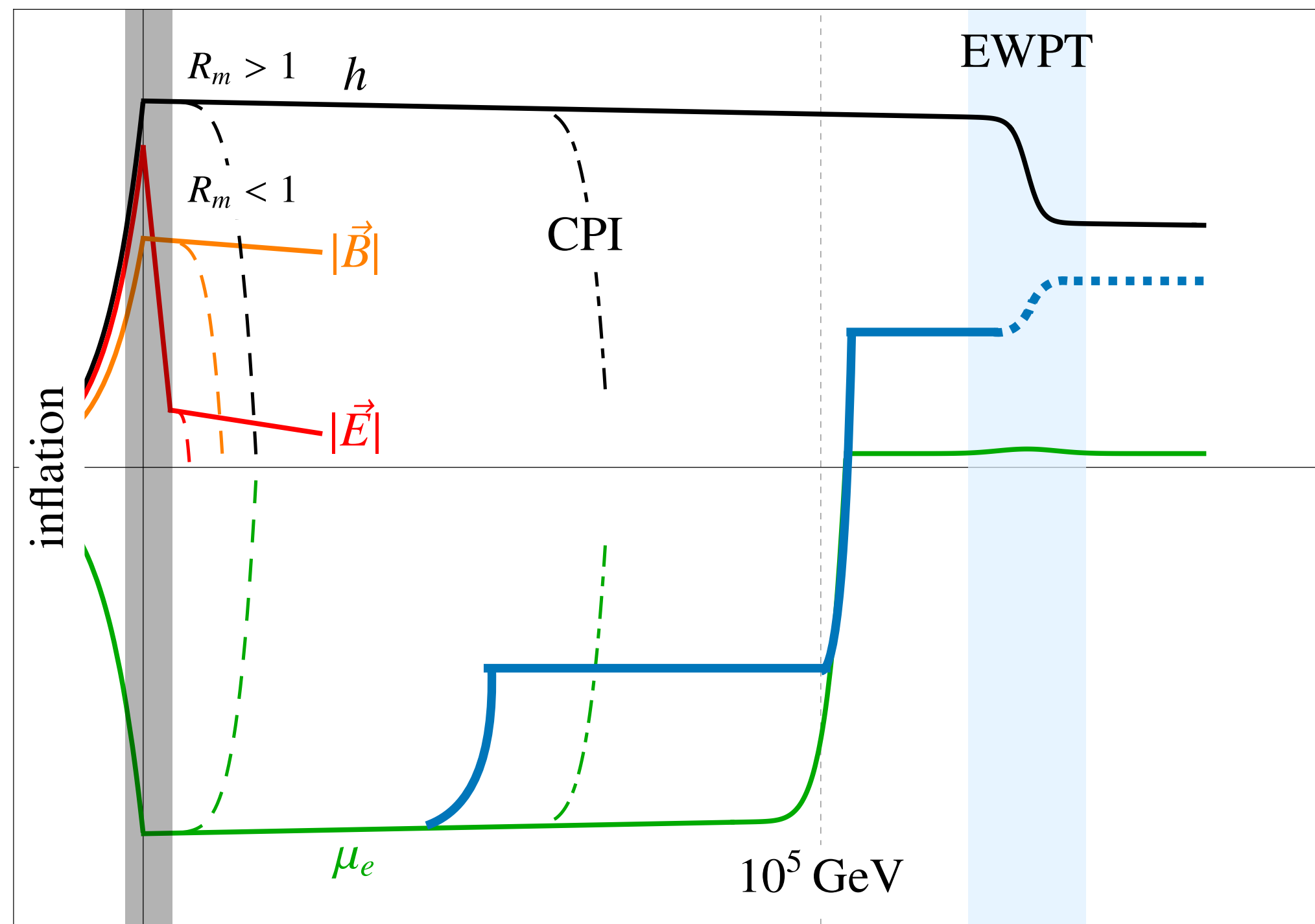
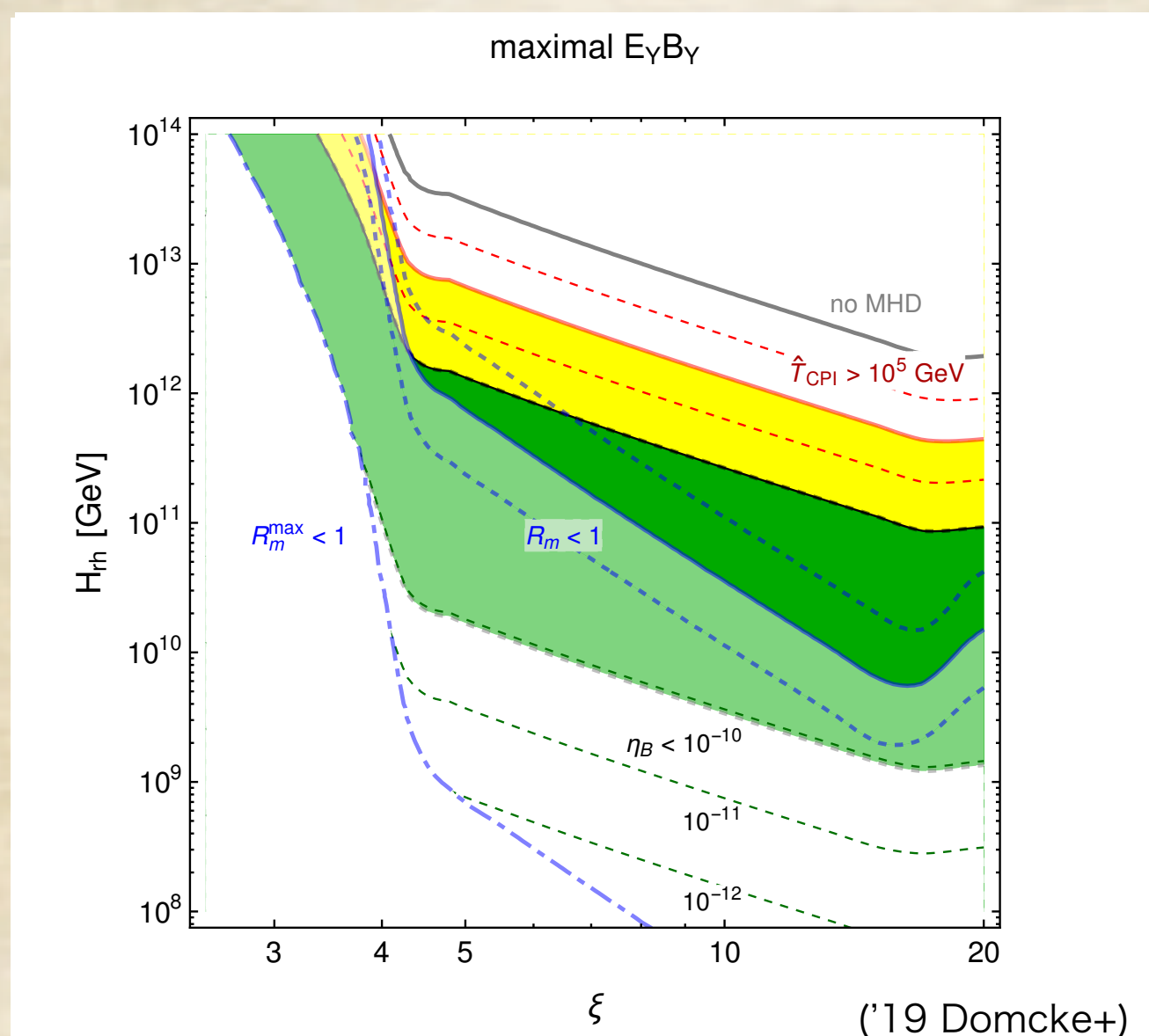
数値MHD研究者と解析中



対消滅が $T \sim 100 \text{ TeV}$ (電子湯川の平衡温度) まで起こらなければ、一旦バリオン数だけが消され、電弱相転移期にハイパー磁場からのバリオン数変換が起こる。

バリオン数-磁気ヘリシティ対消滅が起こりうる。 ('19 Domcke+)

右巻きニュートリノがあると
Wash-in processも起こせる
('21 Domcke, KK, Mukaida, Schmitz, Yamada)



[plot by E. Morgante]

対消滅が $T \sim 100 \text{ TeV}$ (電子湯川の平衡温度) まで起こらなければ、一旦バリオン数だけが消され、電弱相転移期にハイパー磁場からのバリオン数変換が起こる。

カイラル磁気不安定性

('97 Joyce&Schaposhnikov, '13 Akamatsu&Yamamoto, '17 Schober+, '18 KK)

(CPI) .. カイラル磁気効果が磁場に不安定性をもたらす

カイラル磁気効果入りのMaxwell 方程式

$$\frac{d\mathbf{B}}{d\tau} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J}, \quad \mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{2\alpha}{\pi} \mu_5 \mathbf{B} \quad \leftarrow \text{CME}$$

$$\rightarrow \frac{dB_k^\pm}{d\tau} = \frac{1}{\sigma} \left(-k^2 B_k^\pm \pm \frac{2\alpha}{\pi} \mu_5 k B_k^\pm \right) + (\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}^\pm))_k$$

片方のヘリシティモードが成長する

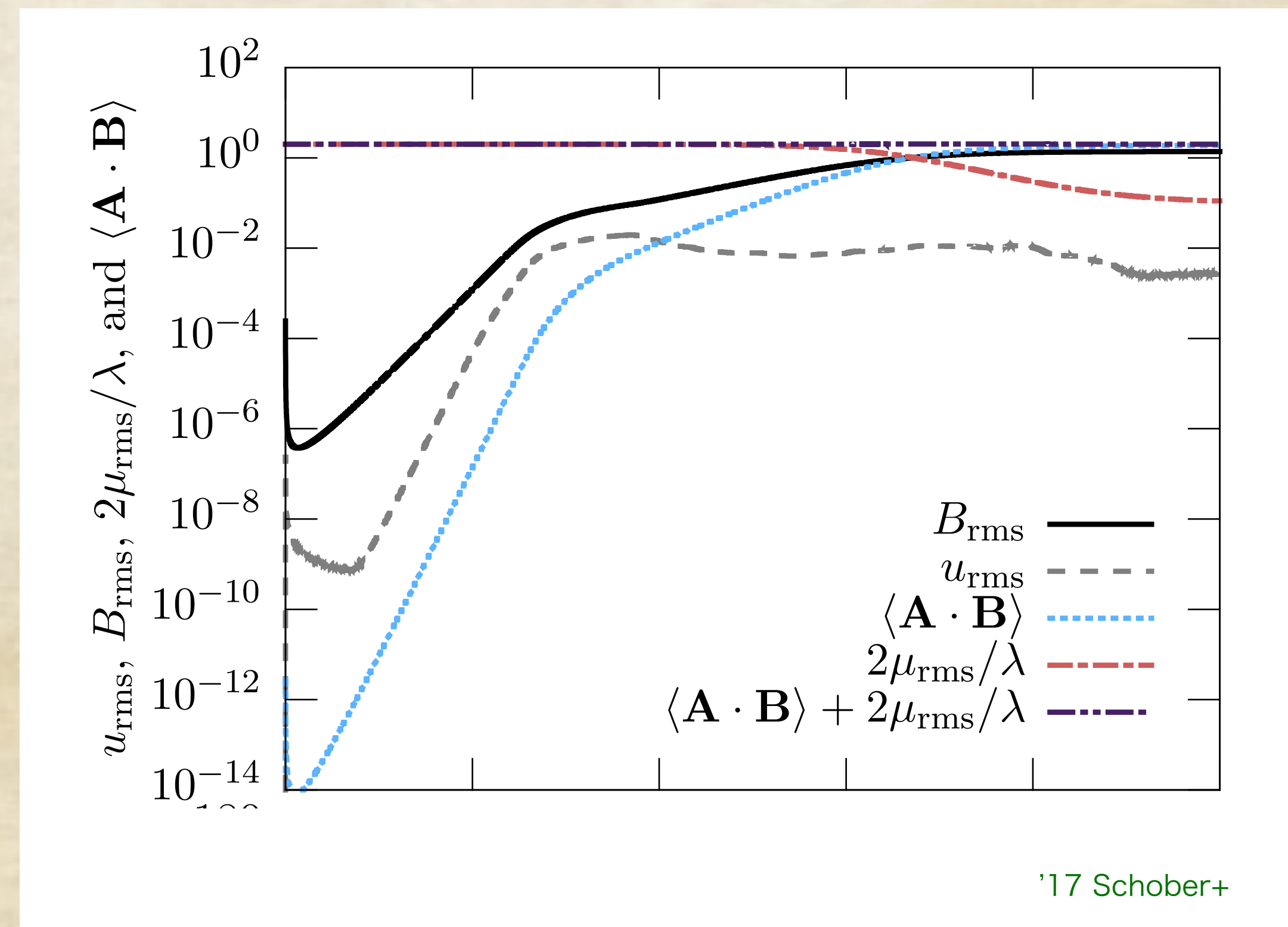
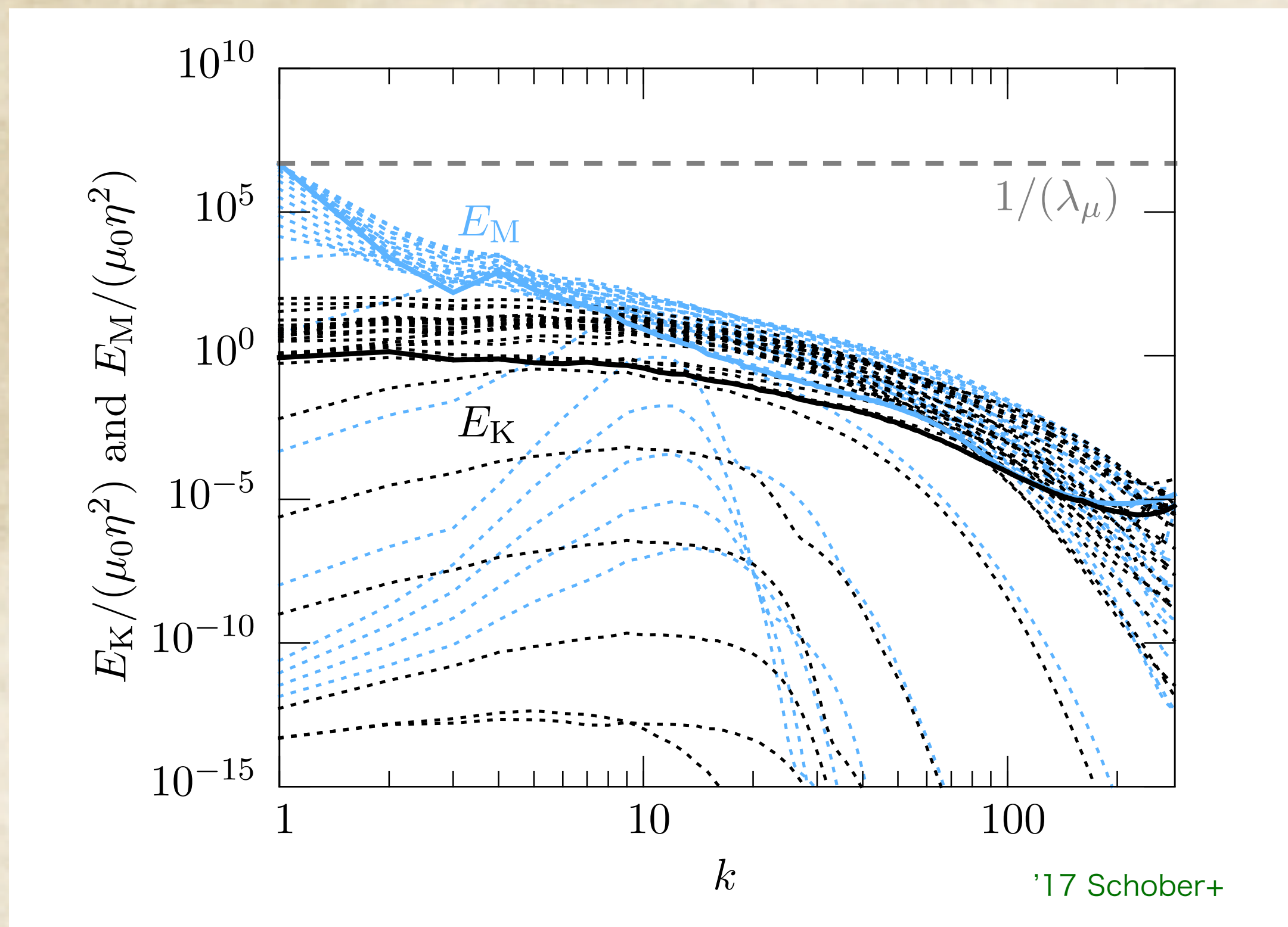
$$k \simeq k_c \equiv \frac{\alpha_Y \mu_5^Y}{\pi} \quad B_Y^+ \propto \exp \left[\frac{k_c^2}{\sigma_Y} \tau \right] \quad \mu_5^Y > 0$$

('97 Joyce&Shaposhnikov)

→ 最大限にヘリカルな磁場ができる

ただし修正されたカイラリティ保存則が満たされる: $\frac{d}{dt} \left[n_5 + \frac{c\alpha}{2\pi} H \right] = 0$

速度場を入れたfull MHDによる解析



確かに磁場の増幅が起こり、カイラリティがすべてヘリシティに移される

GUT baryogenesis-like scenarioでカイラル非対称はできる

GUT baryogenesis \Rightarrow ヘリカルな磁場生成
 \Rightarrow バリオン数生成@電弱相転移

で、GUT baryogenesisをSphaleron washoutから救える。

GUT baryogenesis-like scenarioでカイラル非対称はできる

GUT baryogenesis => ヘリカルな磁場生成
=> バリオン数生成@電弱相転移

で、GUT baryogenesisをSphaleron washoutから救える。

Large lepton flavor asymmetry @ $T > 100 \text{ TeV}$

=> 化学平衡下で自動的にカイラル非対称になる。

=> ヘリカルな磁場生成 => バリオン数生成@電弱相転移

Lepton flavor asymmetryへの制限

('22 Domcke, KK, Mukaida, Schmitz, Yamada)

次の物理学会で話します。

まとめ

1. 初期宇宙を探るプローブとしての初期宇宙磁場
2. カイラル量子異常を通じたバリオン数生成/バリオン等曲率揺らぎとの関係
3. バリオン数生成のソースとしての磁場生成機構
4. 強すぎる磁場を作る現象は制限される
5. ブレーザーを用いたボイド磁場の観測を説明するための電弱相転移後の磁場生成機構?