



TOHOKU
UNIVERSITY

素粒子論的宇宙論および 初期宇宙に関する研究

2025年1月15日

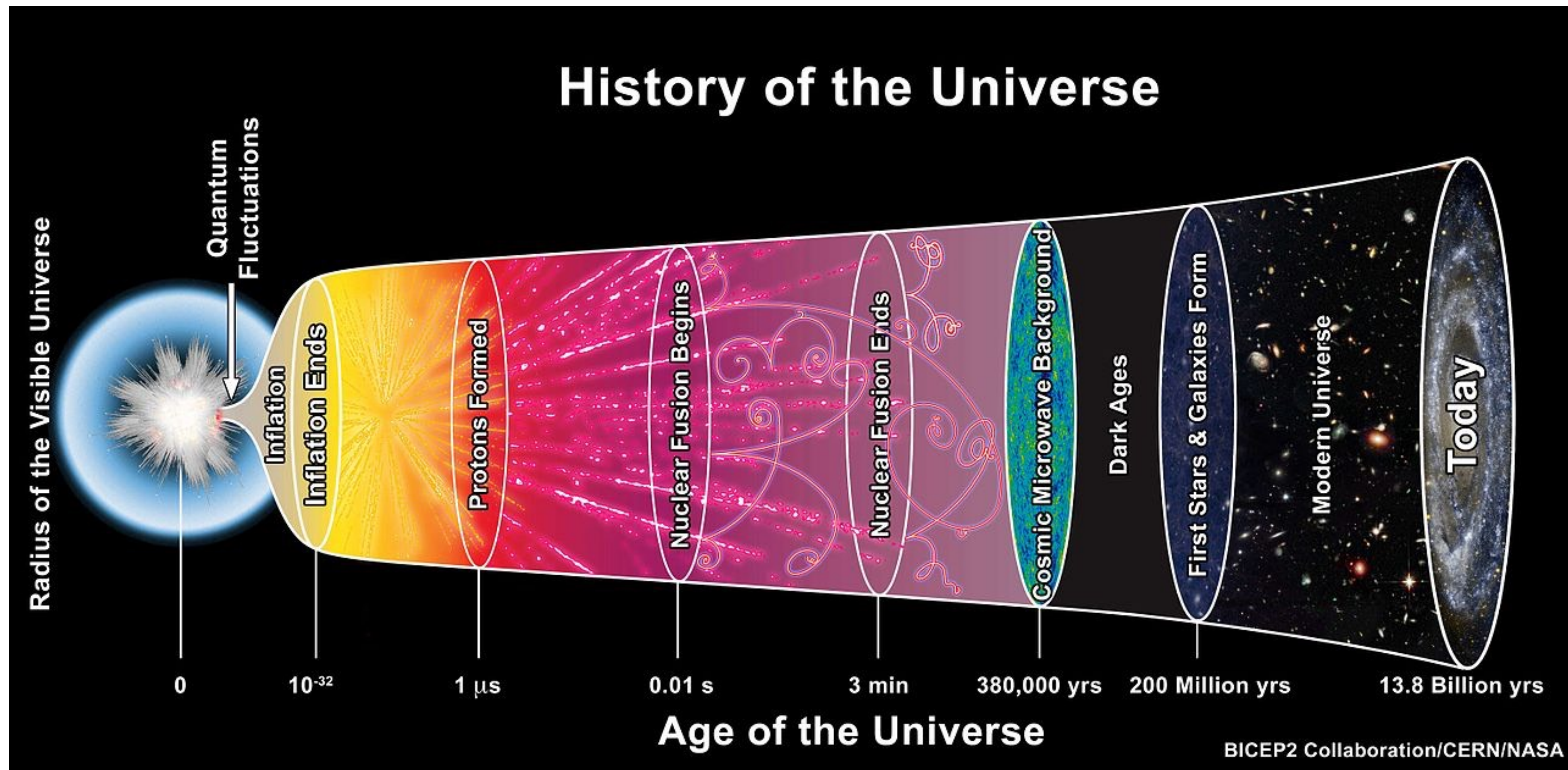
木村利栄理論物理学賞受賞記念講演

@基礎物理学研究所

高橋 史宜

東北大学

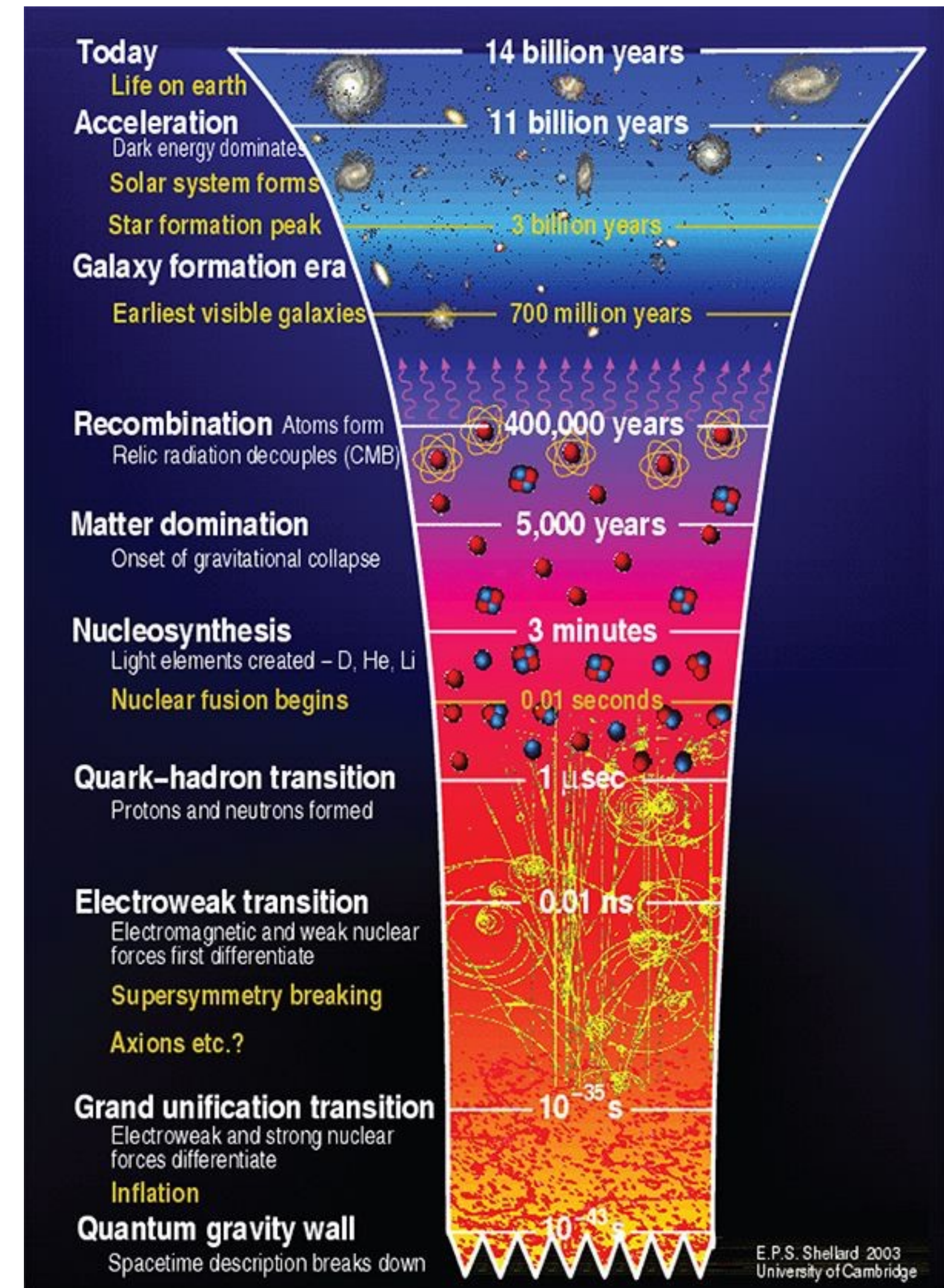
宇宙はどのように生まれ，どのような進化を経て現在の姿に進化してきたのか？



様々な初期宇宙現象：

- インフレーション
- 物質の起源
- ダークマター， ダークエネルギー
- 位相欠陥， 非トポロジカルソリトン
- 重力波の生成
- ビッグバン元素合成 etc.

一見あまり関係がない現象であっても、共通の宇宙の歴史で生じているため、実は深く関係している可能性がある。



本日の内容

1. グラビティーノの非熱的生成
2. アクシオン宇宙論
3. 非トポロジカルソリトン

1. グラビティーノの非熱的生成

M. Endo, K. Hamaguchi and FT, *Phys. Rev. Lett.* 96, 211301 (2006)

M. Kawasaki, FT and T. T. Yanagida, *Phys. Lett. B* 638, 8 (2006)

M. Endo, M. Kawasaki, FT and T. T. Yanagida, *Phys. Lett. B* 642, 518 (2006)

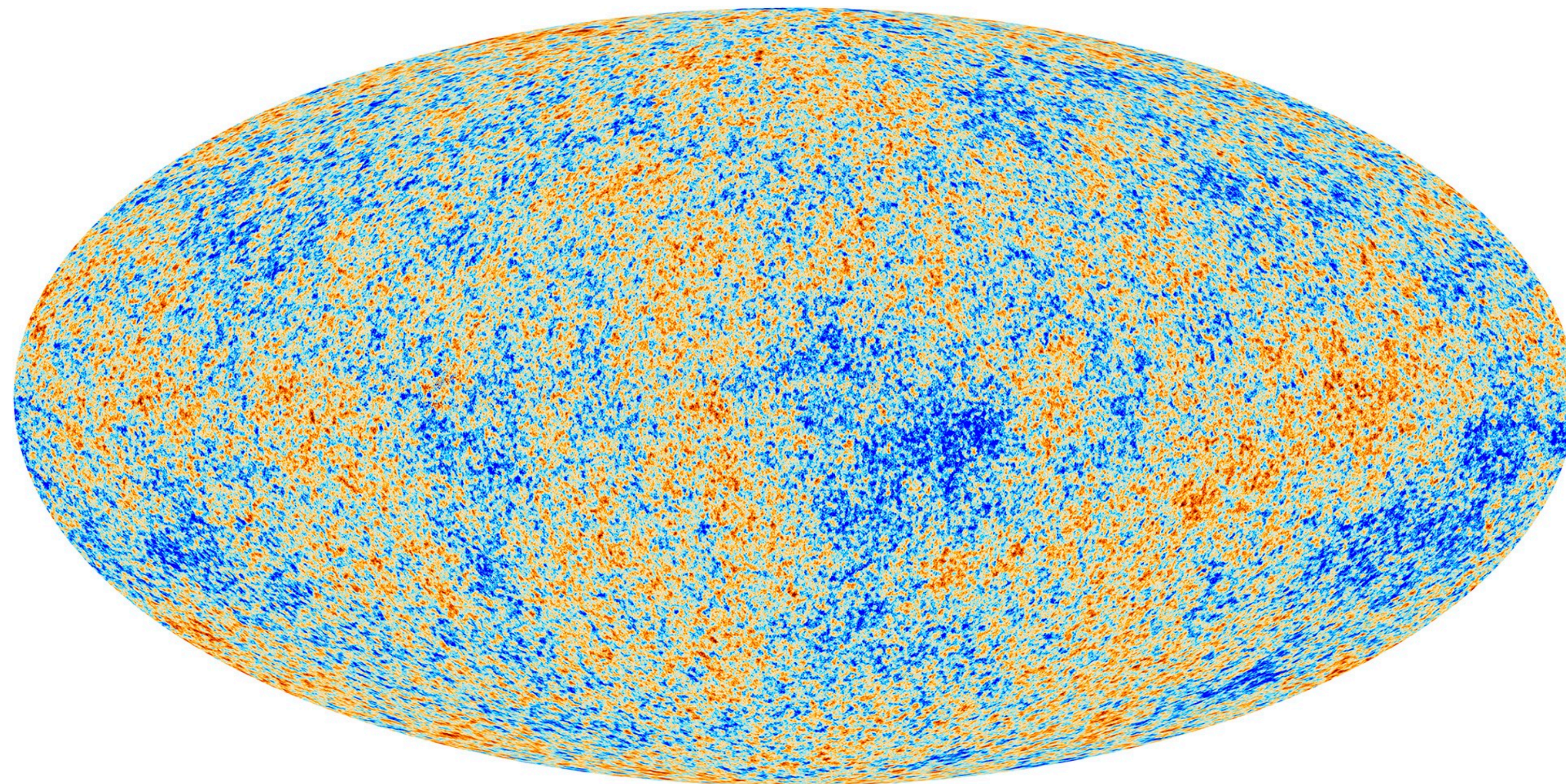
M. Endo, FT and T. T. Yanagida, *Phys. Lett. B* 658 (2008) 236,

Phys. Rev. D 76, 083509 (2007)

インフレーション

A. Guth `81, K. Sato `80, A. Starobinsky `80, D. Kazanas `80, R. Brout,
F. Englert, E. Gunzig, `78

- 宇宙初期における加速膨張（インフレーション）がビッグバン宇宙理論の初期値問題（地平線問題, 平坦性問題 など）を解決。

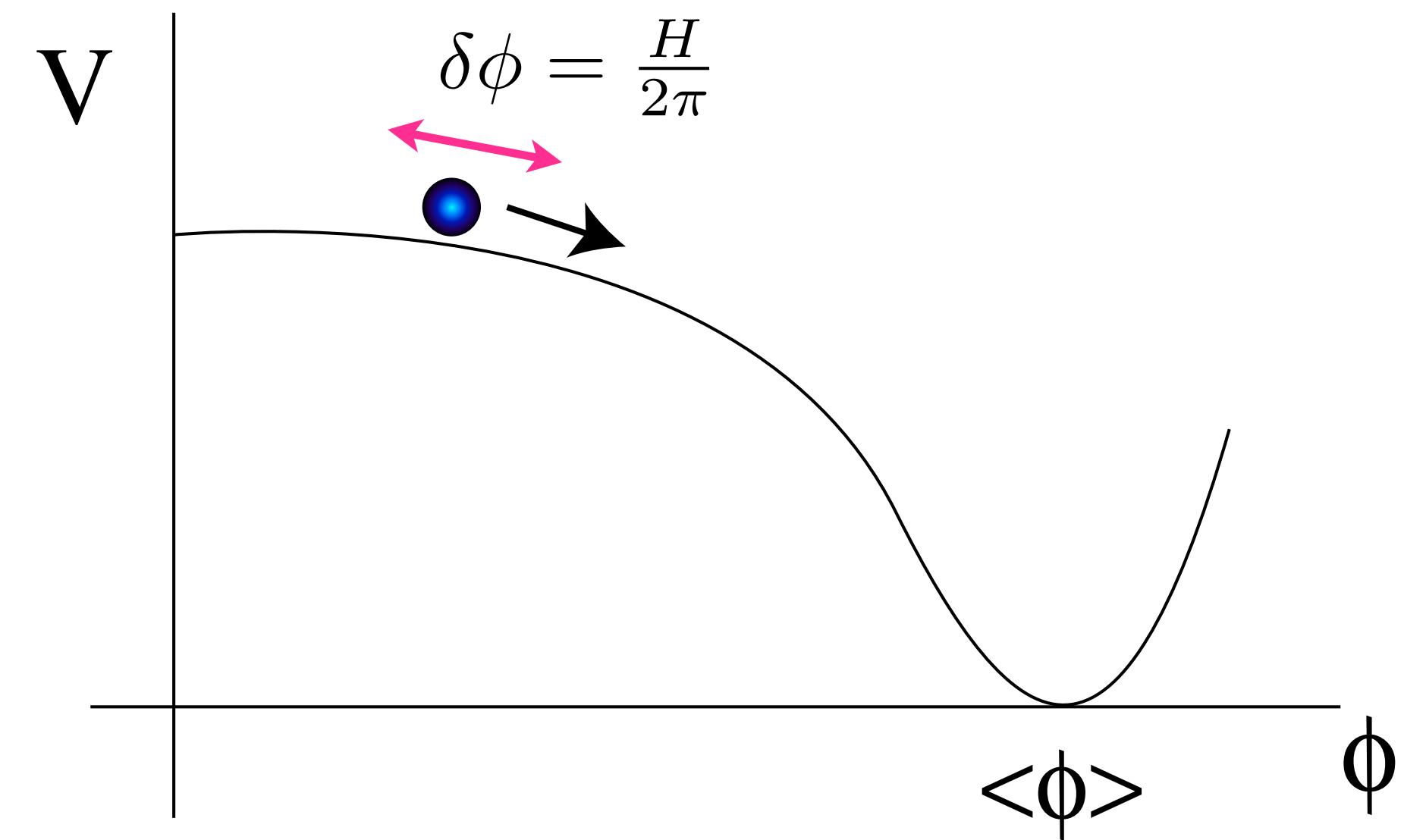


インフレーション

A. Guth `81, K. Sato `80, A. Starobinsky `80, D. Kazanas `80, R. Brout, F. Englert, E. Gunzig, `78

- 宇宙初期における加速膨張（インフレーション）がビッグバン宇宙理論の初期値問題（地平線問題, 平坦性問題 など）を解決。
- スローロールインフレーションであれば十分長いインフレーションのあとにきちんとインフレーションを終わらせることができる。

A. Linde `82, A. Albrecht and P. J. Steinhardt `82

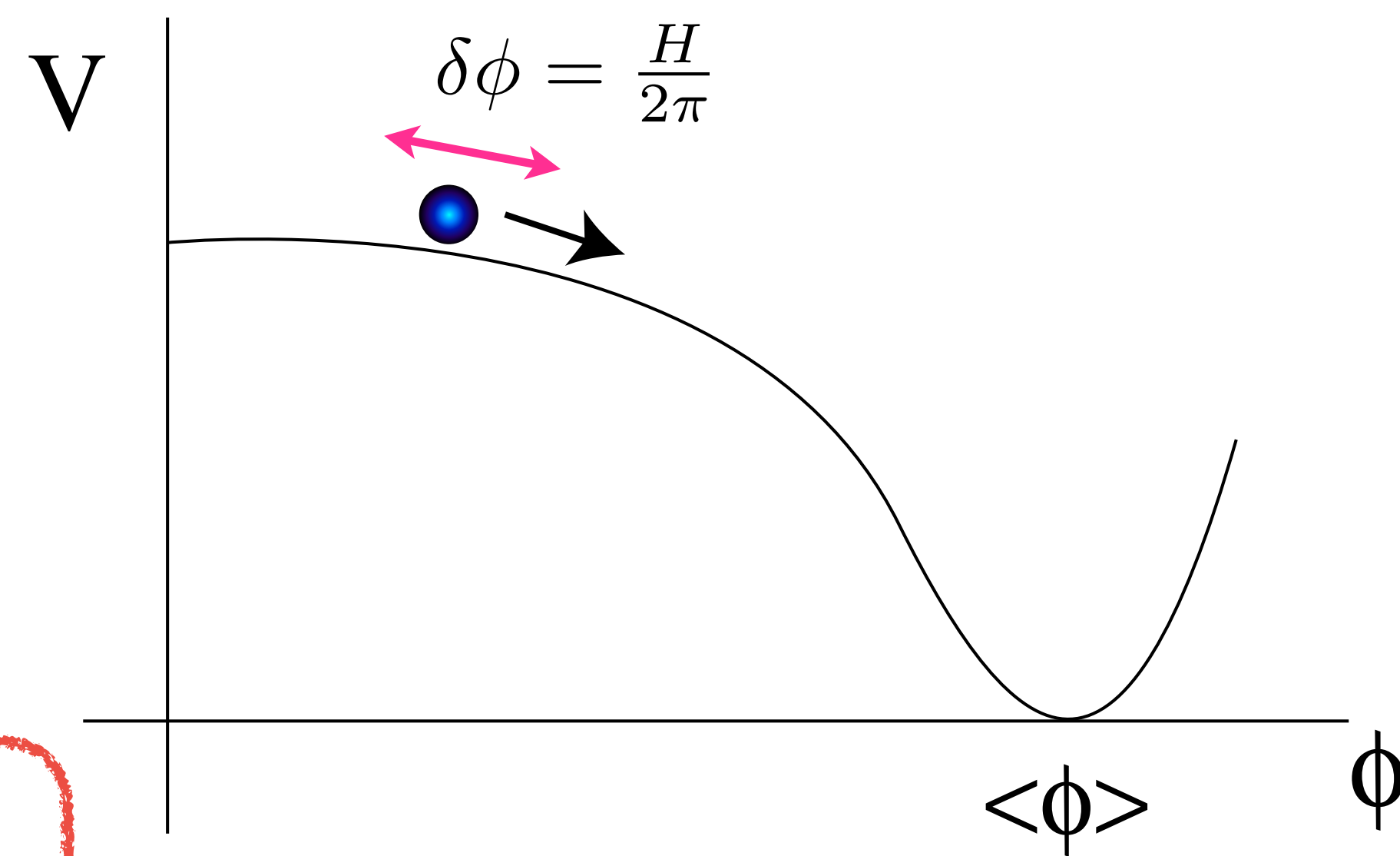


インフレーション

A. Guth `81, K. Sato `80, A. Starobinsky `80, D. Kazanas `80, R. Brout, F. Englert, E. Gunzig, `78

- 宇宙初期における加速膨張（インフレーション）がビッグバン宇宙理論の初期値問題（地平線問題, 平坦性問題 など）を解決。
- スローロールインフレーションであれば十分長いインフレーションのあとにきちんとインフレーションを終わらせることができる。

A. Linde `82, A. Albrecht and P. J. Steinhardt `82



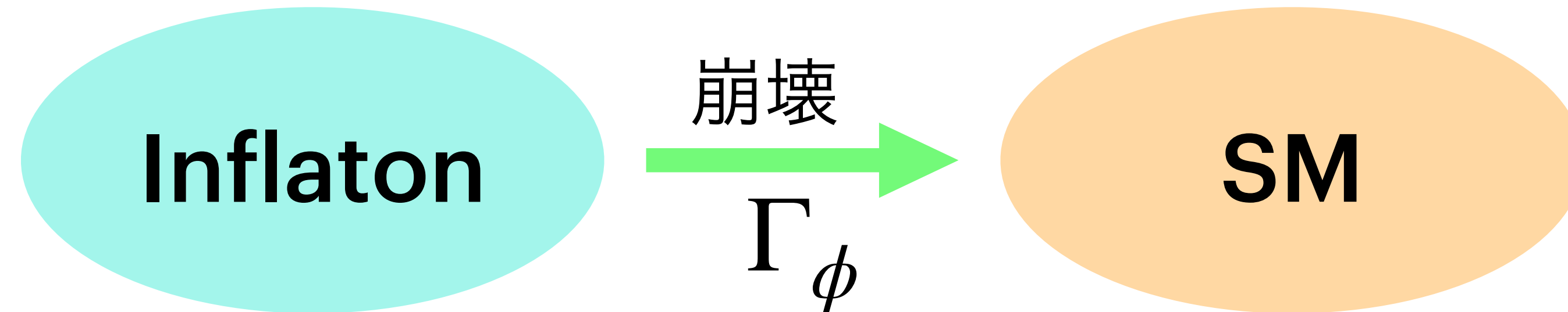
1.密度揺らぎの生成

2.インフラトン崩壊により熱い宇宙を実現

再加熱過程

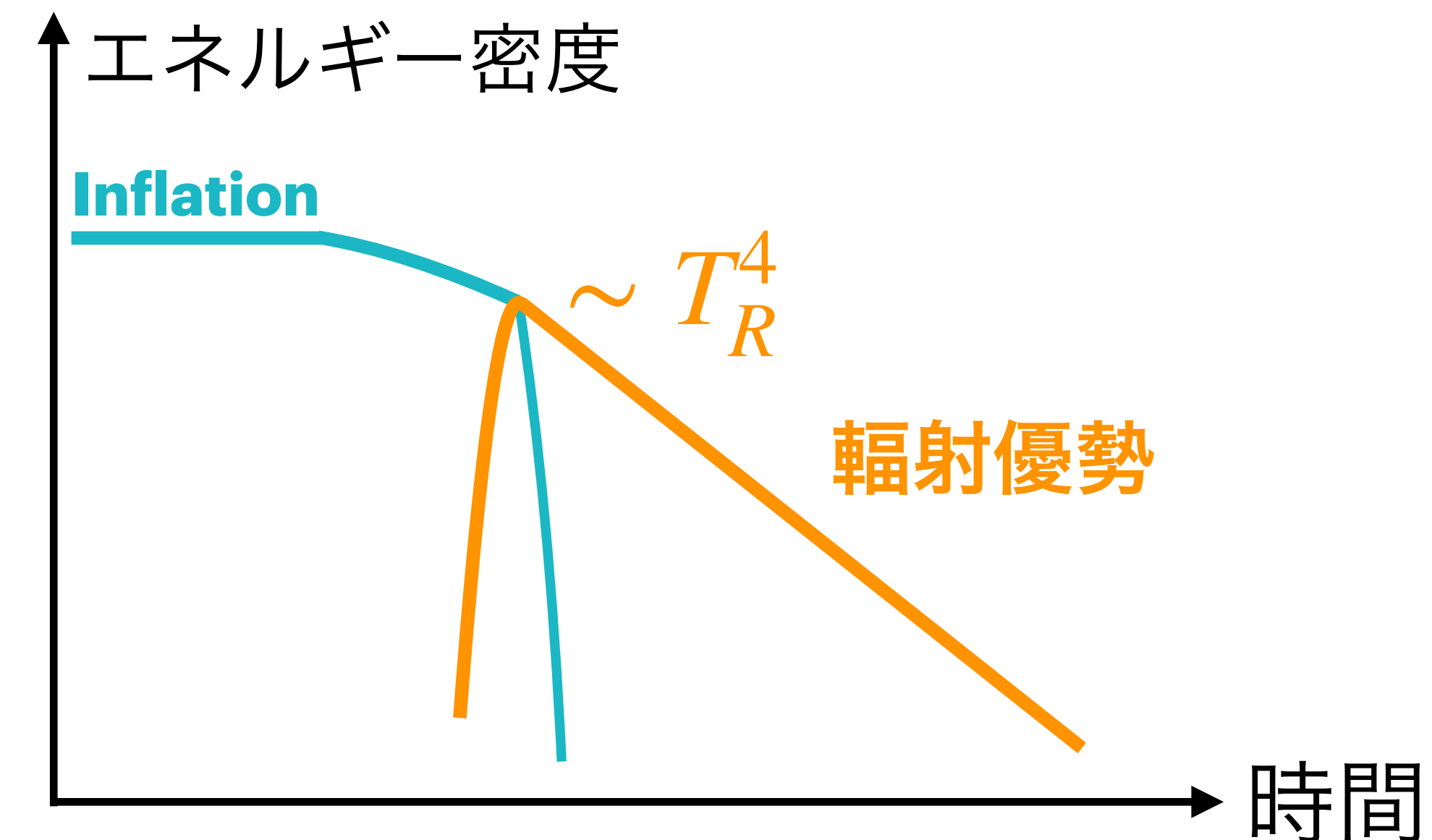
再加熱(reheating) = ビッグバン宇宙の始まり

インフラトンが標準理論粒子（を含むセクター）に崩壊することで熱い宇宙を実現する。



宇宙が輻射優勢になったときの温度を再加熱温度 T_R と呼ぶ。

$$H \sim \Gamma_\phi \sim \frac{T_R^2}{M_p}$$



グラビティーノ

[以下この節ではN=1 4D 超重力理論を仮定]

- Gravitinos (ψ_μ) は重力子の超対称パートナー (spin 3/2)
- Super-Higgs機構により, 局所超対称性の自発的破れにともなう goldstinoを吸収し質量 ($m_{3/2}$)を得る。
$$V = e^K (|F|^2 - 3|W|^2)$$
$$m_{3/2} = e^{K/2}W$$
- **相互作用が非常に弱く**, プランク質量 (M_p) or 超対称性の破れの大きさを表すF-term ($F \sim m_{3/2}M_p$) で抑制。

➡ グラビティーノは長生きであり, 宇宙の進化に影響を与える。

グラビティーノ問題

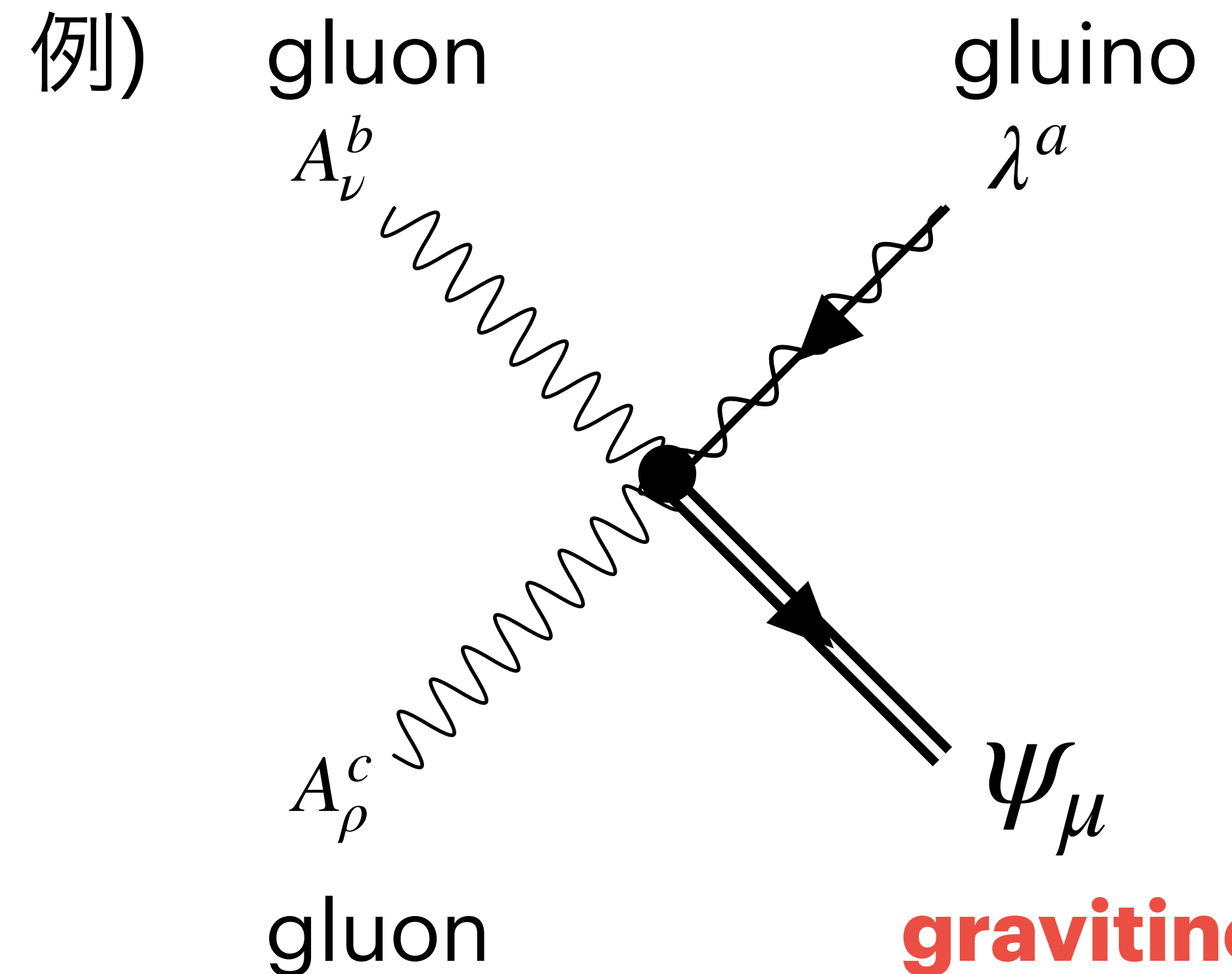
S. Weinberg '82, L. Krauss '83, M. Khlopov and A. Linde '83

再加熱温度が高いほど，多くのグラビティーノが（プラズマ中の）粒子同士の散乱によって作られ，その後崩壊等によって宇宙論的な問題を引き起こす。

ボルツマン方程式：

$$\dot{n}_{3/2} + 3Hn_{3/2} = \langle \sigma v \rangle n_{\text{plasma}}^2$$

$$Y_{3/2} = \frac{n_{3/2}}{s} \sim \frac{M_p^{-2} (T_R^3)^2}{\frac{\sqrt{g_*} T_R^2}{M_p} g_{*s} T_R^3} \sim 0.01 \frac{T_R}{M_p}$$

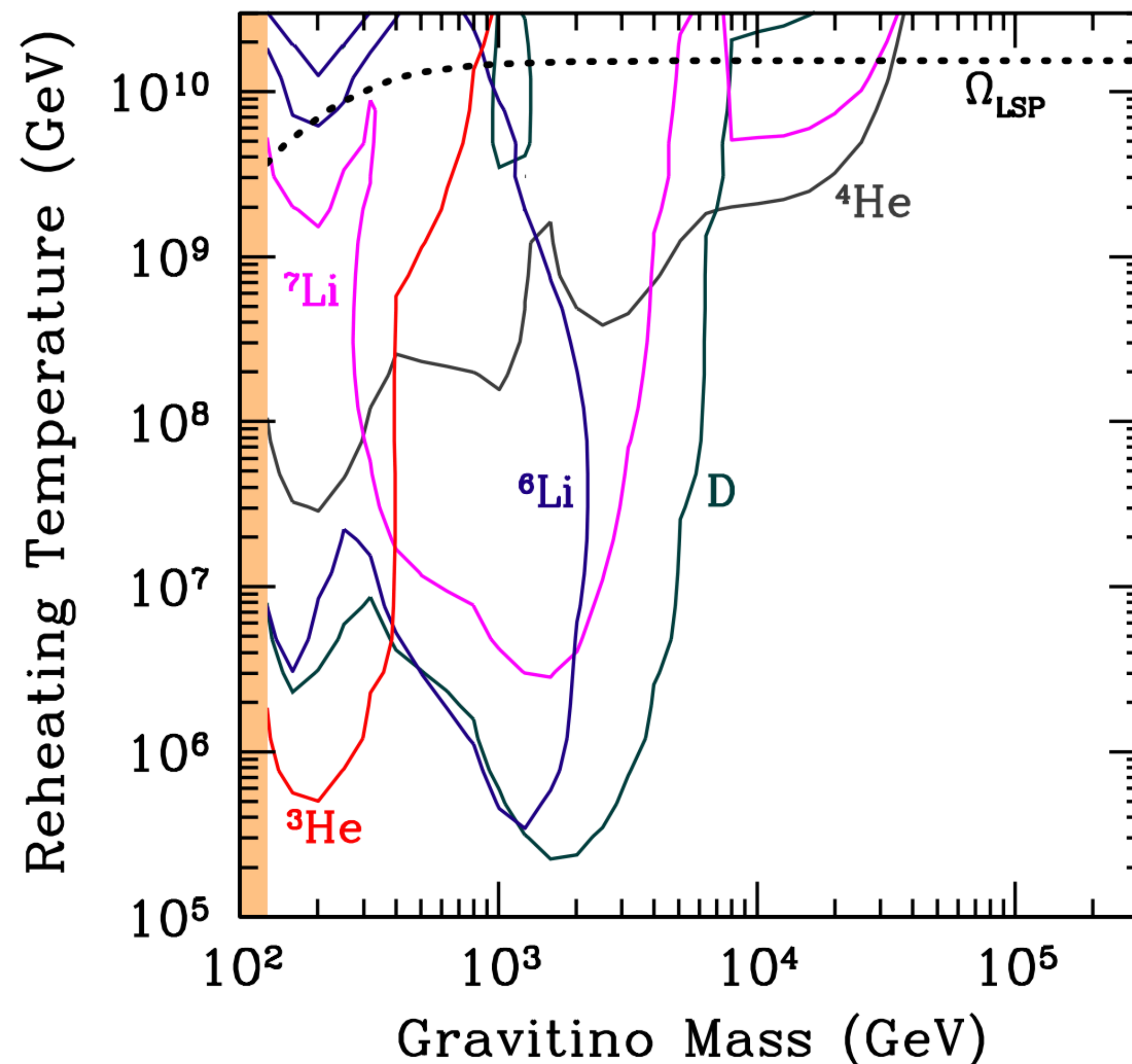


グラビティーノ問題

S. Weinberg '82, L. Krauss '83, M. Khlopov and A. Linde '83

初期宇宙の元素合成から、
インフレーションモデルに依らず
再加熱温度への厳しい上限が得
られる。

川崎雅裕, 郡和範, 諸井健夫,
第7回木村利栄理論物理学賞「超重力理論と初期宇宙の元素合成」



Kawasaki, Kohri, Moroi, and Yotsuyanagi 2008

非熱的グラビティーノ生成

インフラトンから一般にグラビティーノが生成されることが判明。

(1) グラビティーノ対生成

M. Endo, K. Hamaguchi and FT, *Phys. Rev. Lett.* 96, 211301 (2006)

S. Nakamura and M. Yamaguchi, *Phys.Lett.B* 638 (2006) 389

M. Kawasaki, FT and T. T. Yanagida, *Phys. Lett. B* 638, 8 (2006)

M. Dine, R. Kitano, A. Morisse, Y. Shirman, *Phys.Rev.D* 73 (2006) 123518

(2) 超対称性を破るゲージセクターへアノマリーを通じて崩壊

M. Endo, FT and T. T. Yanagida, *Phys.Lett.B* 658 (2008) 236, *Phys.Rev.D* 76 (2007) 083509

Dynamical SUSY breaking scale



グラビティーノ対生成

M. Endo, K. Hamaguchi and FT, *Phys. Rev. Lett.* 96, 211301 (2006)

S. Nakamura and M. Yamaguchi, *Phys.Lett.B* 638 (2006) 389

M. Kawasaki, FT and T. T. Yanagida, *Phys. Lett. B* 638, 8 (2006)

$$e^{-1} \mathcal{L} = -\frac{1}{8} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \left(G_\phi \partial_\rho \hat{\phi} + G_z \partial_\rho z - \text{h.c.} \right) \bar{\psi}_\mu \gamma_\nu \psi_\sigma \\ - \frac{1}{8} e^{G/2} \left(G_\phi \hat{\phi} + G_z z + \text{h.c.} \right) \bar{\psi}_\mu [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \psi_\nu$$

ϕ : インフラトン場 $\hat{\phi} = \phi - \langle \phi \rangle$ ψ_μ : グラビティーノ場

z : 超対称性を破る場 $G^z G_z \simeq 3$ $G \equiv K + \ln |W|^2$ $M_p = 1$

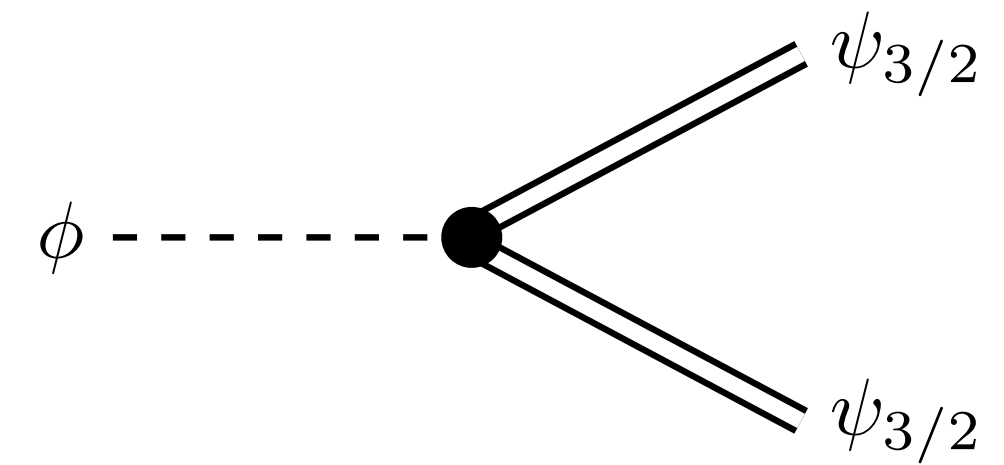
実は、インフラトン場と超対称性を破る場は一般に混合しており、きちんとこの混合を考慮すると

M. Dine, R. Kitano, A. Morisse, Y. Shirman, *Phys.Rev.D* 73 (2006) 123518

M. Endo, K. Hamaguchi and FT, *Phys.Rev.D* 74 (2006) 023531

$$G_\phi \sim \langle \phi \rangle \frac{m_{3/2}}{m_\phi} \quad \text{for} \quad m_\phi < m_z$$

グラビティーノ対生成率



$$\Gamma_{3/2}^{(\text{pair})} \simeq \frac{|G_\phi|^2}{288\pi} \frac{m_\phi^5}{m_{3/2}^2 M_p^2} \simeq \frac{1}{32\pi} \left(\frac{\langle \phi \rangle}{M_p} \right)^2 \frac{m_\phi^3}{M_p^2}$$

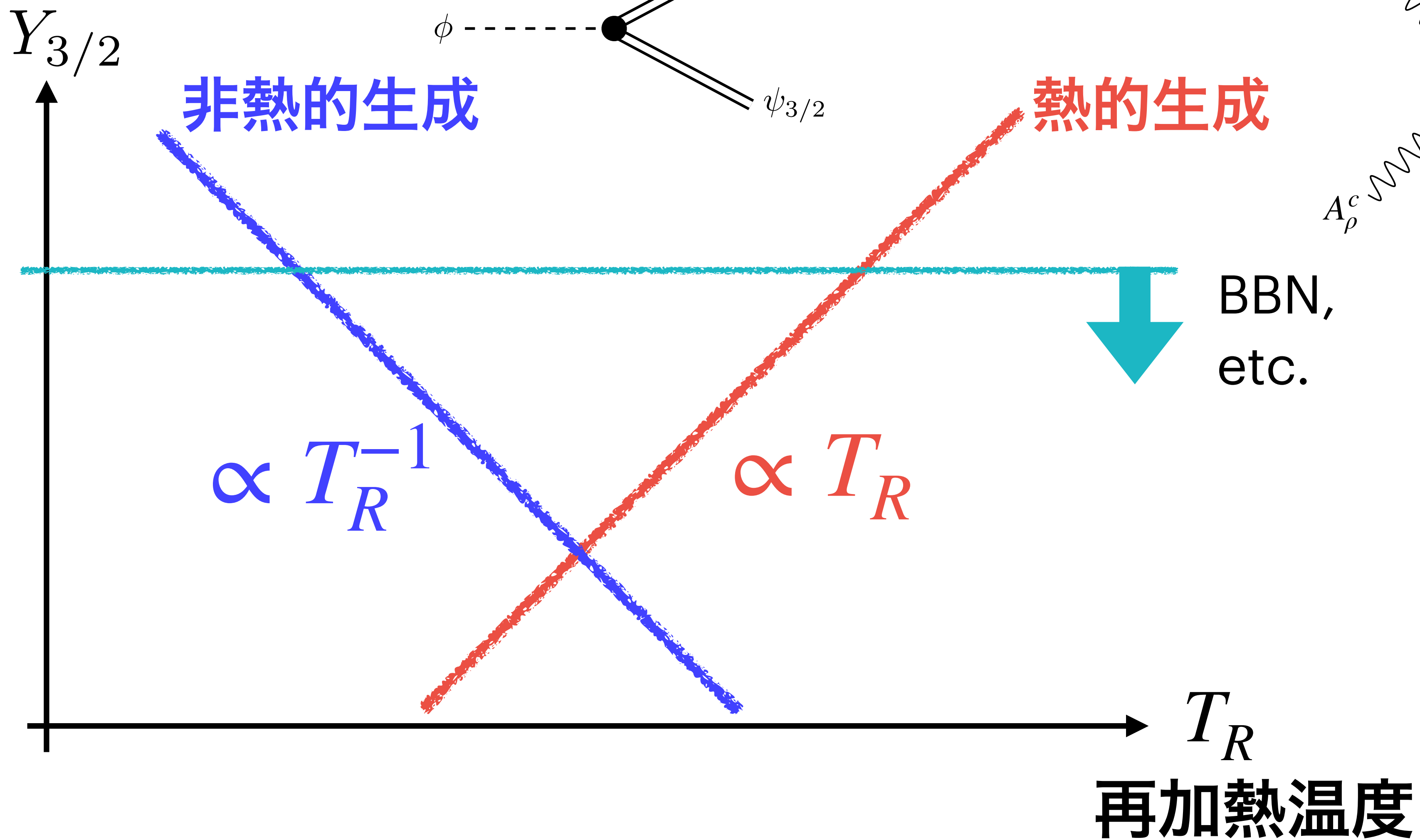
for $m_\phi < m_z$

- グラビティーノ対生成は比較的低いエネルギースケールのインフレーションモデルで有効。
- グラビティーノ生成量はインフラトンのパラメーターに依存し、かつ**再加熱温度の逆数に比例**。

∴ 再加熱温度が減ると分岐比が増えるから

$$Y_{3/2} = 2 \frac{\Gamma_{3/2}}{\Gamma_{\text{total}}} \frac{n_\phi}{s} \propto \frac{m_\phi^2 \langle \phi \rangle^2}{T_R}$$

グラビティーノ存在量



熱的生成と非熱的生成は相補的な寄与をする。

アノマリーを通じた崩壊

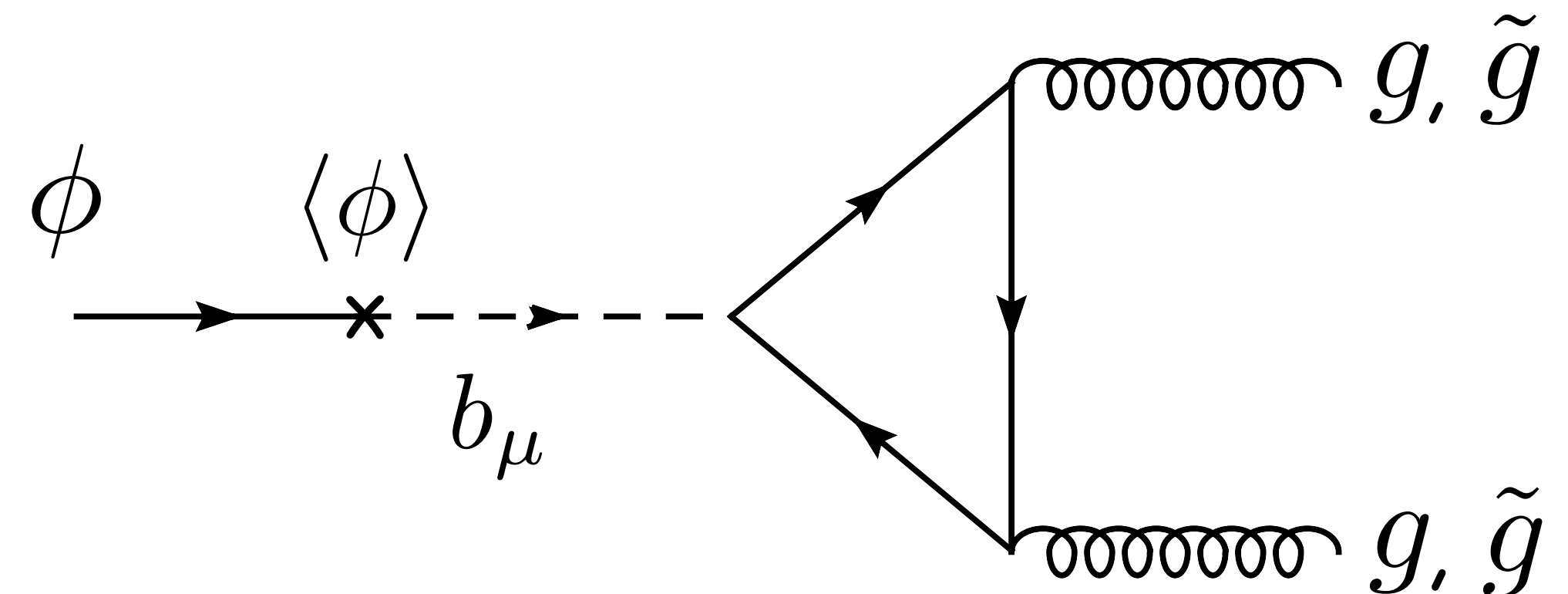
M. Endo, FT and T. T. Yanagida, *Phys.Lett.B* 658 (2008) 236,
Phys.Rev.D 76 (2007) 083509

インフラトンはSuper-Weyl anomalyを通じて任意のゲージセクターと結合, 崩壊することを発見。 cf. anomaly mediation

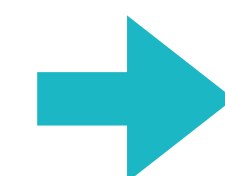
$$\mathcal{L} = \frac{g^2}{64\pi^2} X_G \phi (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - i F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}) - \frac{g^2}{32\pi^2} X_G m_\phi \phi^* \lambda \lambda + \text{h.c.},$$

$$X_G = (T_g - T_r) K_\phi + \frac{2T_r}{d_r} (\log \det K|_r)_{,\phi} \quad \text{incl. Kahler, sigma-model anomalies}$$

$$\Gamma_{\phi \rightarrow \text{gauge}} \simeq \frac{N_g \alpha^2}{256\pi^3} |X_G|^2 m_\phi^3$$



標準理論ゲージセクターにも崩壊する

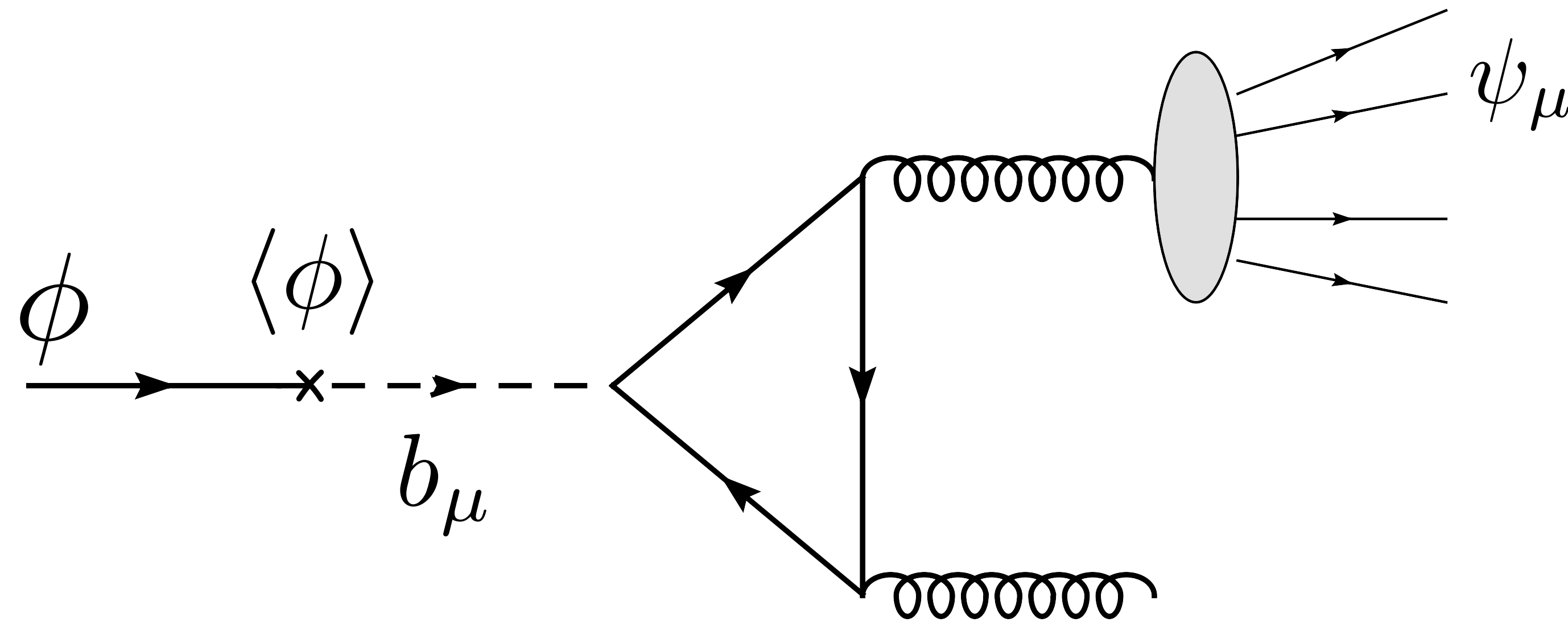


再加熱温度に下限

アノマリーを通じた崩壊

M. Endo, FT and T. T. Yanagida, *Phys.Lett.B* 658 (2008) 236,
Phys.Rev.D 76 (2007) 083509

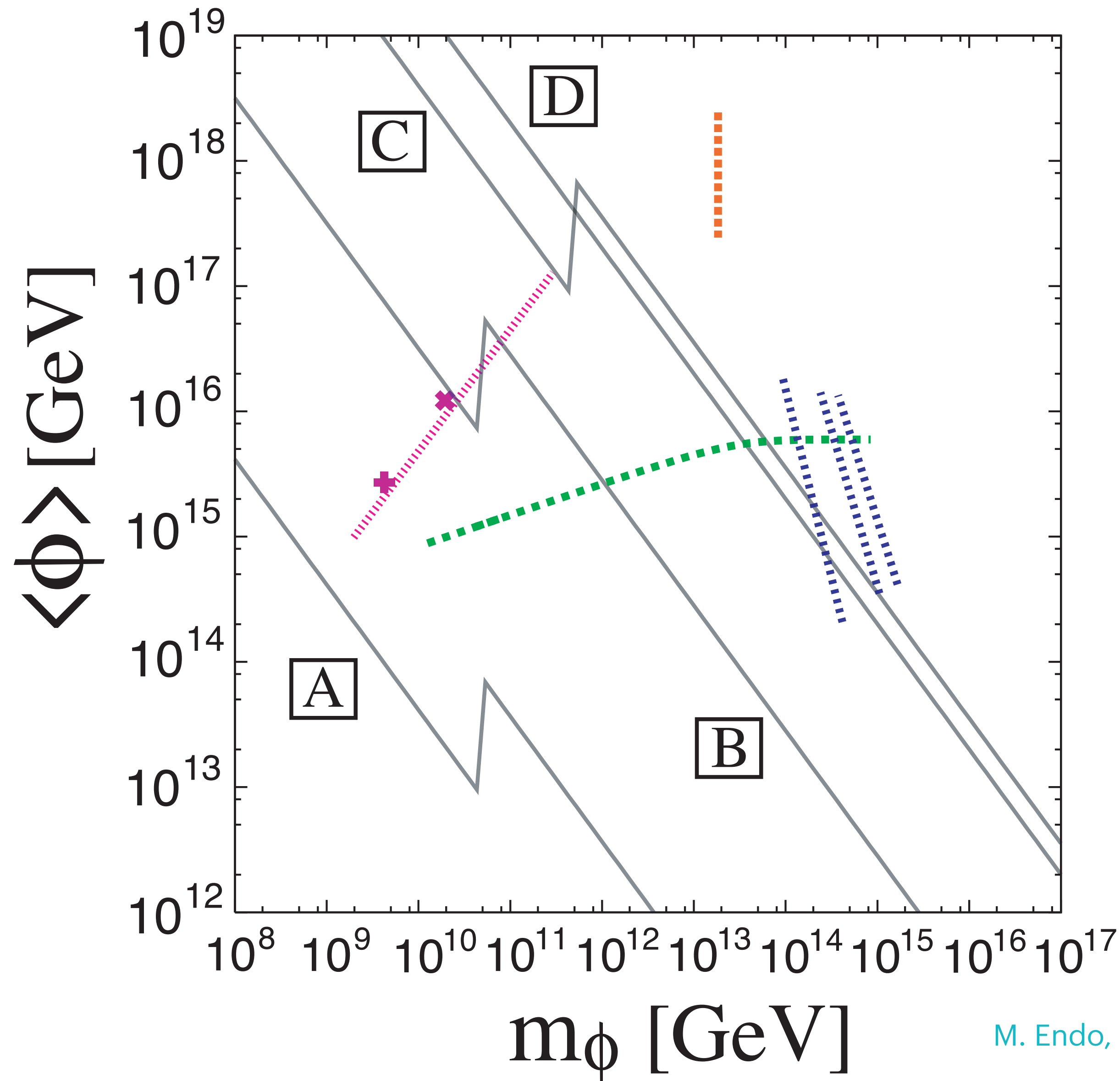
Dynamical SUSY breakingシナリオの場合、インフラトンは隠れたゲージセクターへ崩壊し、グラビティーノを生成する。



$$\Gamma_{3/2}^{(\text{anomaly})} = \frac{N_g^{(h)} \alpha_h^2}{256\pi^3} \left(T_g^{(h)} - T_r^{(h)} \right)^2 \left(\frac{\langle \phi \rangle}{M_P} \right)^2 \frac{m_\phi^3}{M_P^2}$$

for $m_\phi > \Lambda$ (Minimal Kahler is assumed.)

インフレーションモデルへの制限



- A: $m_{3/2} = 1\text{TeV}$; $B_h = 1$
- B: $m_{3/2} = 1\text{TeV}$; $B_h = 10^{-3}$
- C: $m_{3/2} = 100\text{TeV}$
- D: $m_{3/2} = 1\text{GeV}$

まとめ(1)

- インフラトンからの非熱的グラビティーノ生成によって多くのインフレーションモデルに対して厳しい制限を与えた。
 - ただし、インフラトンが対称性により期待値を持たない場合には非熱的生成を回避できる。
- 従来ほとんど関係がないと考えられていたインフレーションと超対称性の破れのセクターとが密接に関連することを明らかにした。
- SW anomalyを通じてインフラトンは一般に標準理論ゲージボソンに崩壊。

2. アクシオン宇宙論

アクシオン

- アクシオンは(擬)南部・ゴールドストーンボソン

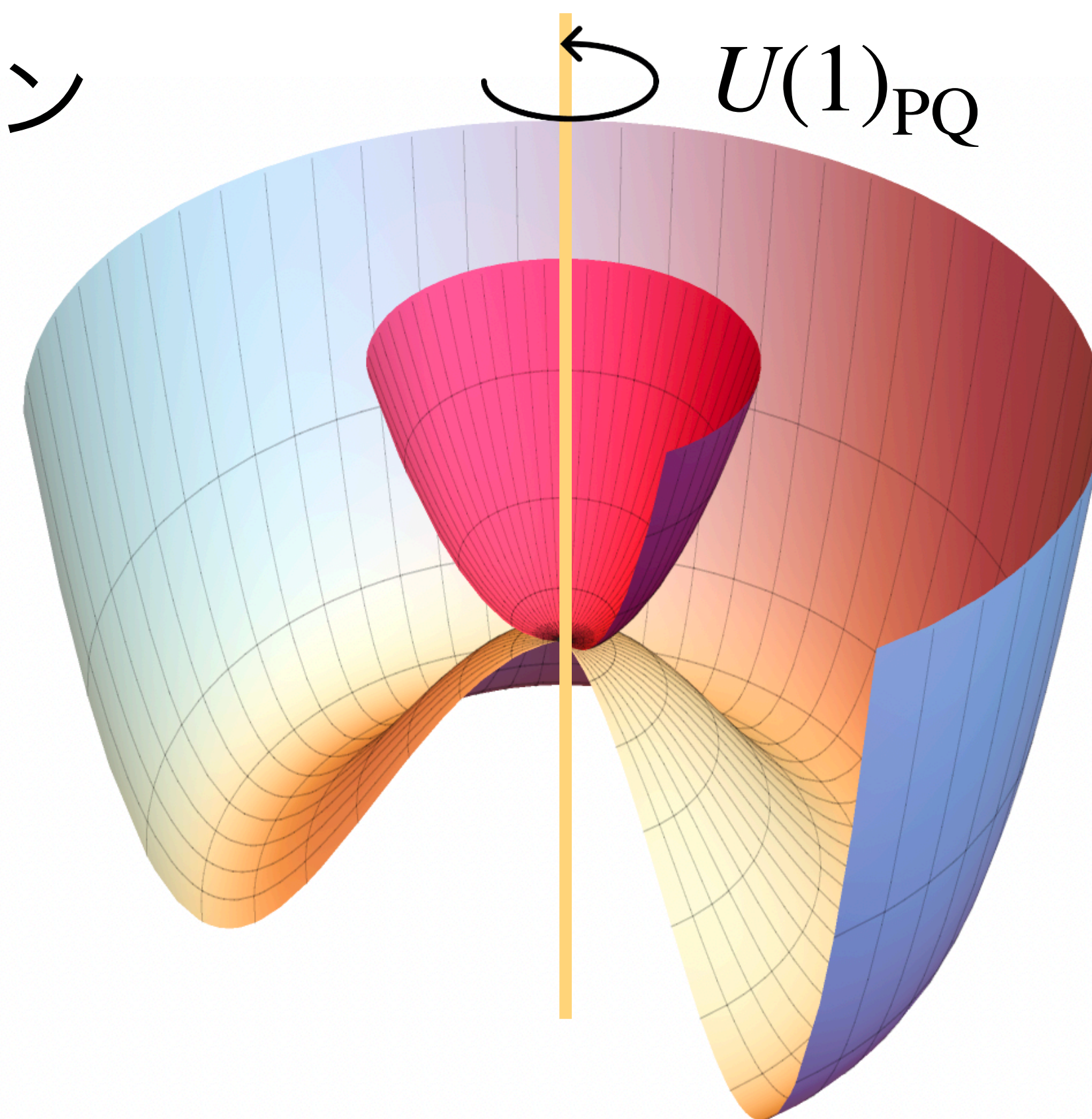
- その相互作用は対称性の破れのスケールによって抑制される。

崩壊定数 f_a

- シフト対称性が陽に破れることで、アクシオンは自然に小さな質量を持つ。

e.g. Hawking `75, Banks and Dixon `88, Coleman `88, Giddings and Strominger `88, Yonekura ,2011.11868

質量 m_a



アクシオン

- アクシオンは(擬)南部・ゴールドストーンボソン

- その相互作用は対称性の破れのスケールによって抑制される。

崩壊定数 f_a

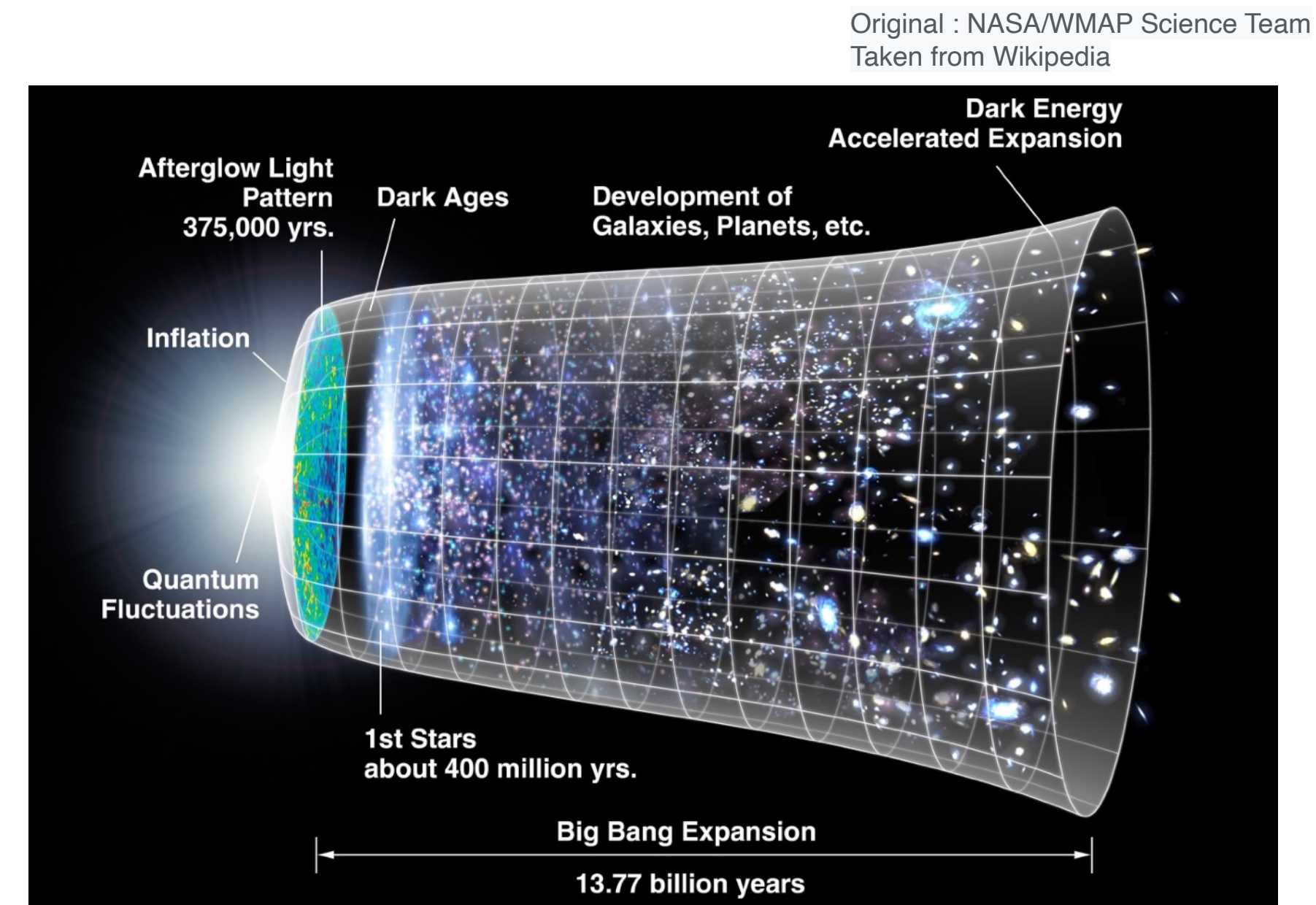
- シフト対称性が陽に破れることで、アクシオンは自然に小さな質量を持つ。

e.g. Hawking `75, Banks and Dixon `88, Coleman `88, Giddings and Strominger `88, Yonekura ,2011.11868

質量 m_a

この「弱い相互作用」と「軽い質量」のために、アクシオンは多彩な宇宙論的影響を持ちうる。

e.g. ダークマター, インフラトン, 天体冷却, 宇宙複屈折など



QCD アクシオンと強いCP問題

- 強いCP問題

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{a\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a \quad \not{P}, \not{CP}$$

$$|\bar{\theta}| \lesssim \mathcal{O}(10^{-10}) \quad \text{neutron EDM, Abel et al, 2001.11966}$$

$$\bar{\theta} \equiv \theta - \arg \det (M_u M_d)$$

QCD アクシオンと強いCP問題

- 強いCP問題

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{a\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a \quad \rightarrow \quad \mathcal{L}_\theta = \underbrace{\left(\theta + \frac{a}{f_a} \right)}_{\theta_{\text{eff}}} \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{a\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a$$

- QCD アクシオンがダイナミカルに θ -パラメタを0にする。

$$V_{\text{QCD}}(a) = \chi(T) \left[1 - \cos \left(\frac{a}{f_a} + \theta \right) \right]$$

Peccei, Quinn '77, Weinberg '78, Wilczek '78

with

$$\chi(T) = \begin{cases} \chi_0 & (T < T_{\text{QCD}}) \\ \chi_0 \left(\frac{T}{T_{\text{QCD}}} \right)^{-c} & (T \geq T_{\text{QCD}}) \end{cases}$$

$$\chi_0 = (75.6 \text{ MeV})^4$$

$$T_{\text{QCD}} = 153 \text{ MeV}$$

$$c = 8.16$$

QCD アクシオンと強いCP問題

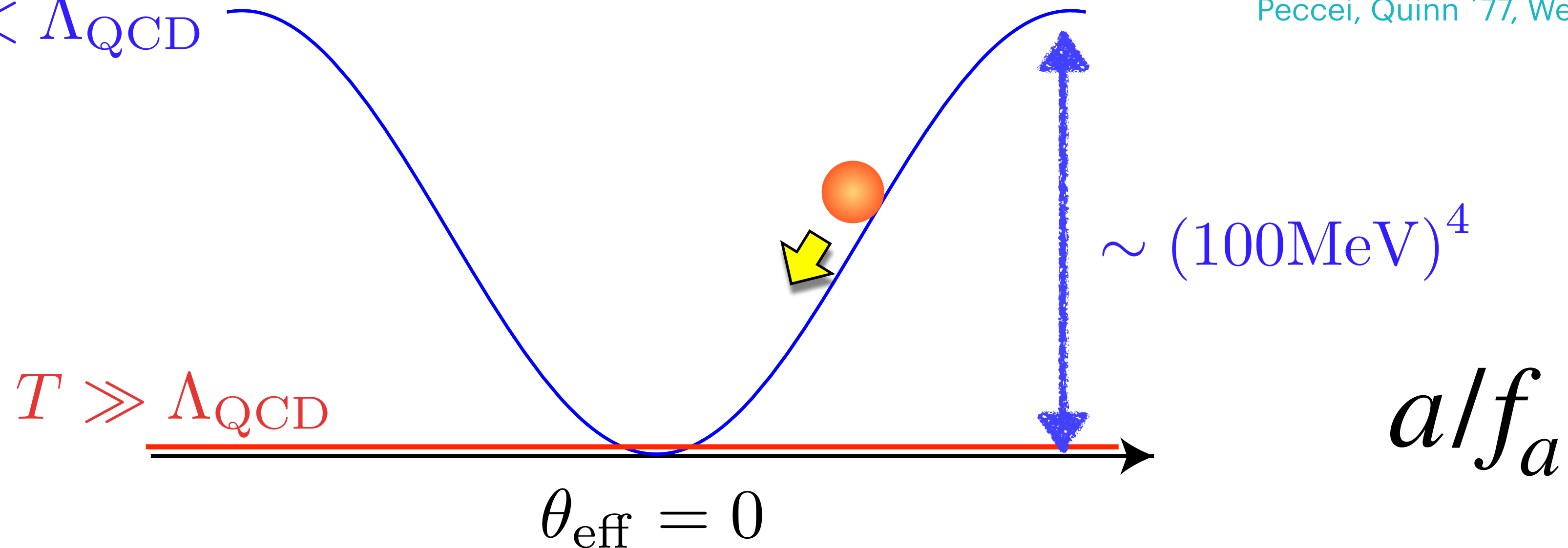
- 強いCP問題

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{a\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a \quad \longrightarrow \quad \mathcal{L}_\theta = \underbrace{\left(\theta + \frac{a}{f_a} \right)}_{\theta_{\text{eff}}} \frac{g_s^2}{32\pi^2} G^{a\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a$$

- QCD アクシオンがダイナミカルに θ -パラメータを0にする。

$T \ll \Lambda_{\text{QCD}}$

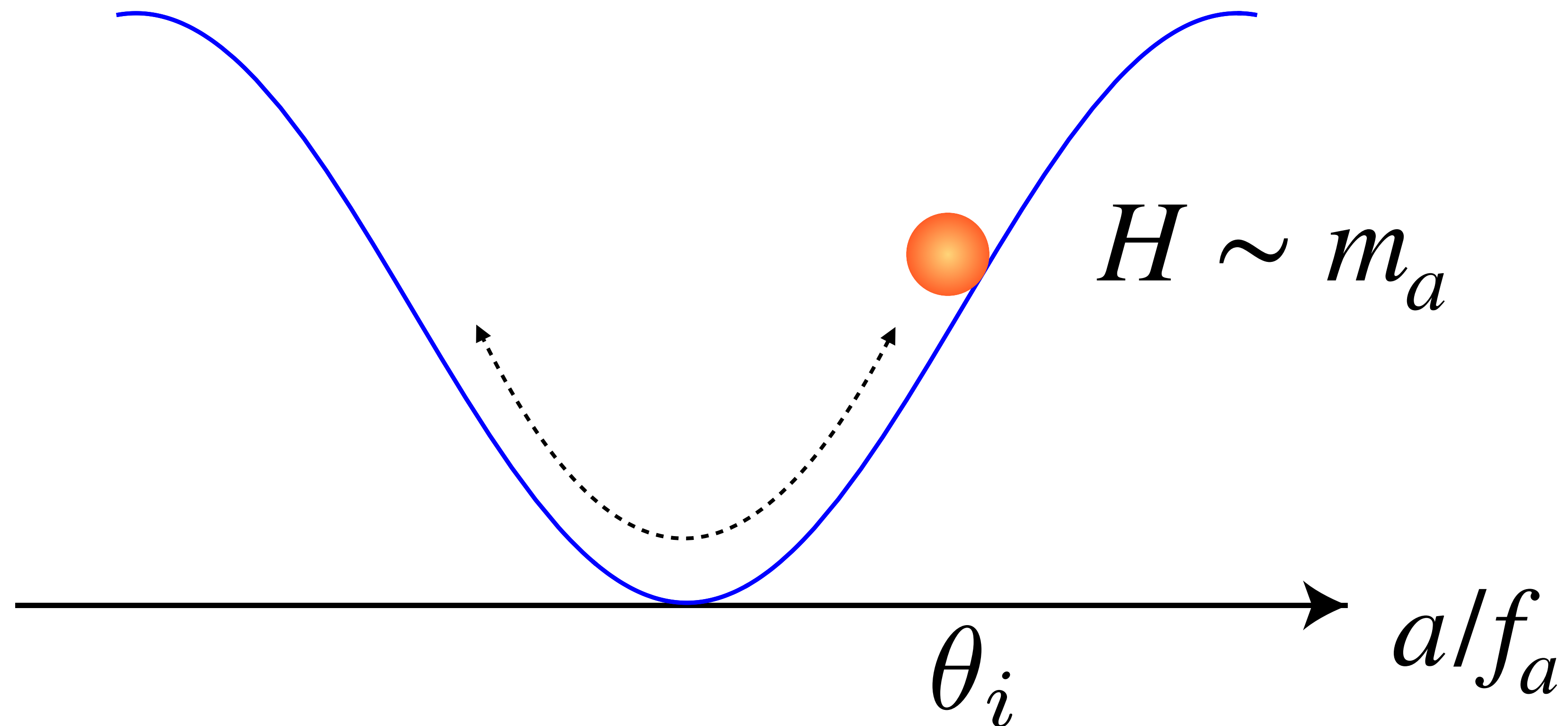
Peccei, Quinn '77, Weinberg '78, Wilczek '78



Misalignment mechanism

Preskill, Wise, Wilczek '83, Abbott, Sikivie '83, Dine, Fischler '83, Mayle et al '88, Raffelt and Seckel '88, Turner '88

アクシオンは質量とHubbleパラメタが同程度になると動きはじめ、その振動エネルギーがダークマターとなる。



Misalignment mechanism

Preskill, Wise, Wilczek '83, Abbott, Sikivie '83, Dine, Fischler '83, Mayle et al '88, Raffelt and Seckel '88, Turner '88

アクシオンは質量とHubbleパラメタが同程度になると動きはじめ、その振動エネルギーがダークマターとなる。

$$\Omega_a h^2 \simeq 0.14 \theta_{\text{ini}}^2 F(\theta_{\text{ini}}) \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{GeV}} \right)^{1.17}$$

Ballesteros et al, 1610.01639

Misalignment mechanism

Preskill, Wise, Wilczek '83, Abbott, Sikivie '83, Dine, Fischler '83, Mayle et al '88, Raffelt and Seckel '88, Turner '88

アクシオンは質量とHubbleパラメタが同程度になると動きはじめ、その振動エネルギーがダークマターとなる。

$$\Omega_a h^2 \simeq 0.14 \theta_{\text{ini}}^2 F(\theta_{\text{ini}}) \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{GeV}} \right)^{1.17}$$

Ballesteros et al, 1610.01639

(Classical) axion window:

$$10^8 \text{ GeV} \lesssim f_a \lesssim 10^{12} \text{ GeV}$$

$$m_{a,0} \simeq 6 \mu\text{eV} \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{GeV}} \right)^{-1}$$

i.e. $\mathcal{O}(1) \mu\text{eV} \lesssim m_a \lesssim \mathcal{O}(10) \text{meV}$

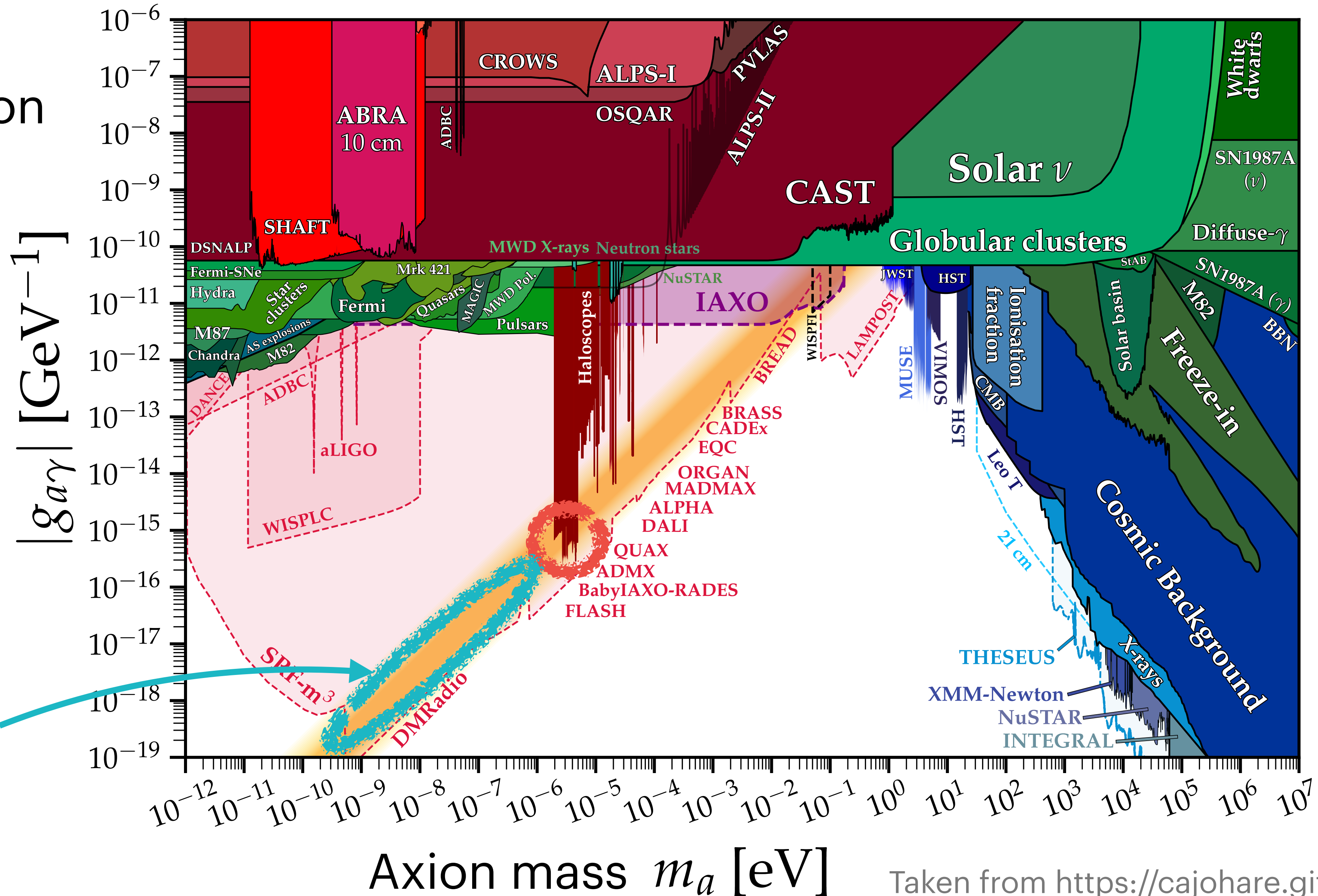
上限は初期振幅 $\theta_{\text{ini}} = \mathcal{O}(1)$ とした時の存在量。

下限は中性子星やSN1987Aからの制限。

e.g. Leinson 1405.6873, 1909.03941, Hamaguchi et al 1806.07151, Bushmann et al 2111.09892.

QCD Axion Dark Matter探索

Axion-photon coupling



$|\theta_{ini}| \ll 1$
が必要

Stochastic Axion Dark Matter

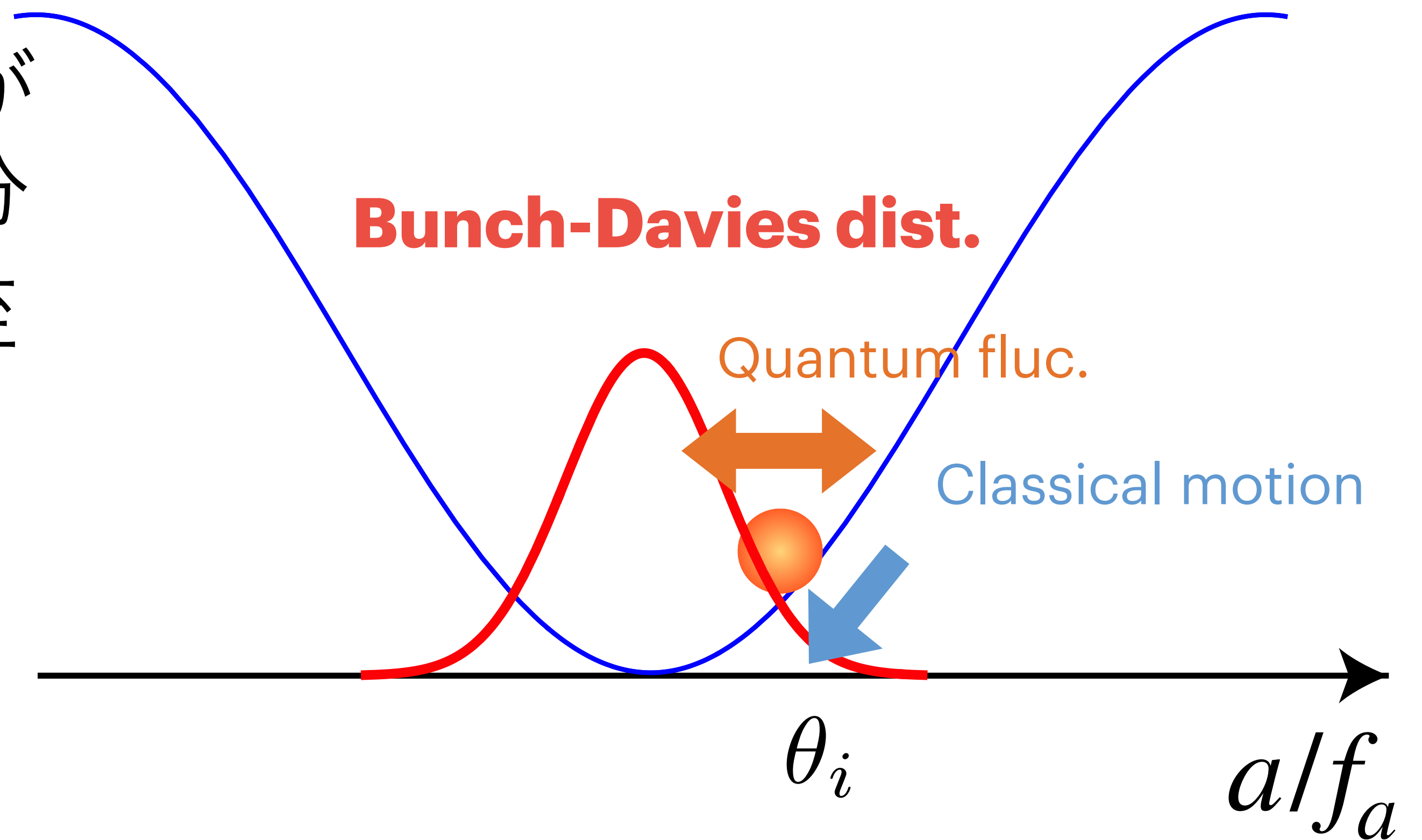
FT, W. Yin and A. H. Guth, Phys. Rev. D 98, no.1, 015042 (2018)

P. W. Graham and A. Scherlis, Phys. Rev. D 98, no.3, 035017 (2018)

インフレーションがQCDスケール以下で、かつ非常に長く続いたとすると、 $\theta_i \ll 1$ が自然に選ばれることを示した。

量子ゆらぎと古典的運動とがバランスすることで、平衡分布（Bunch-Davis分布）に至ると、

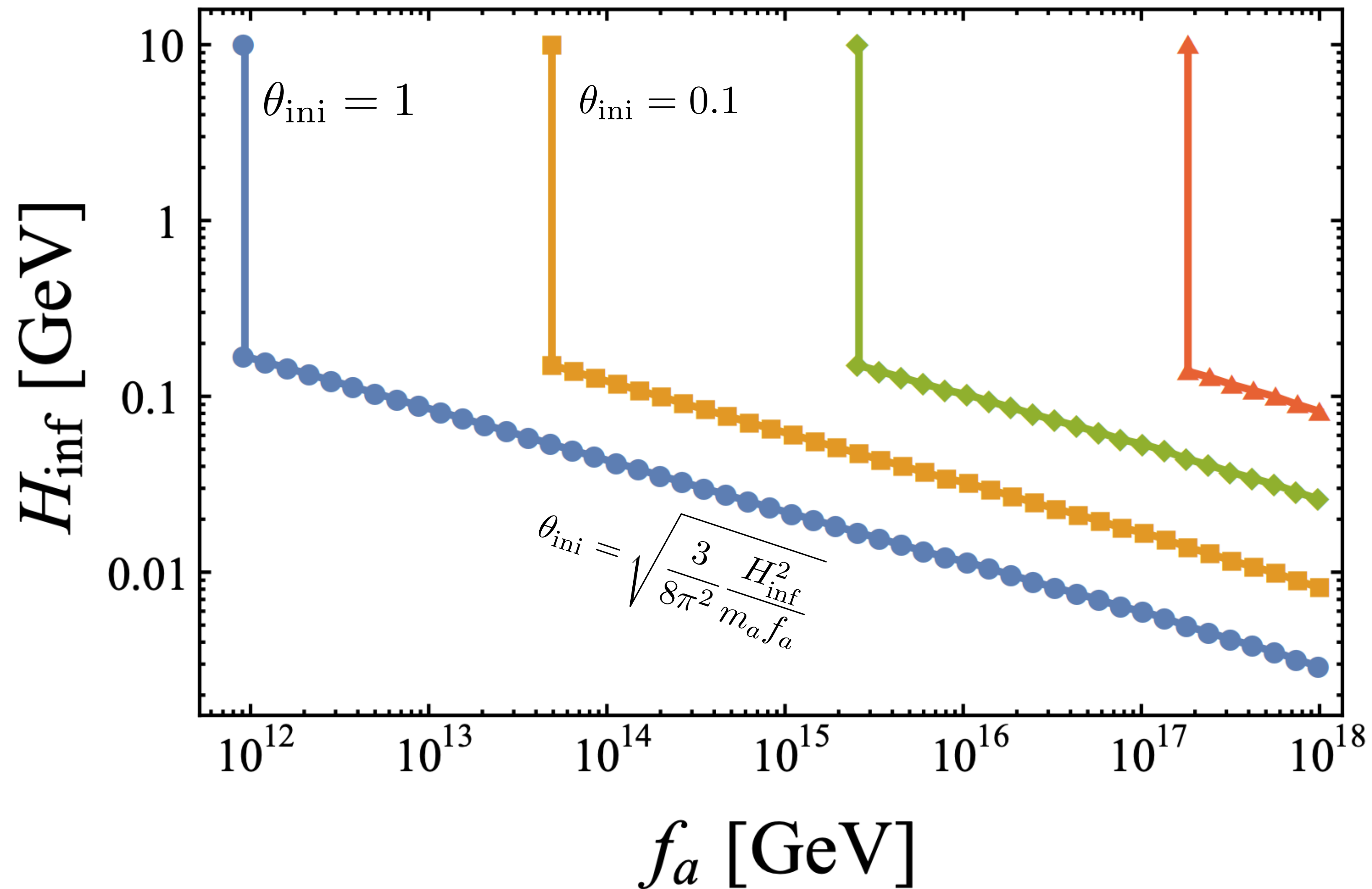
$$\langle \theta_{\text{ini}}^2 \rangle = \frac{3}{8\pi^2} \frac{H_{\text{inf}}^2}{m_a f_a} \ll 1$$



Stochastic Axion Dark Matter

FT, W. Yin and A. H. Guth, Phys. Rev. D 98, no.1, 015042 (2018)

P. W. Graham and A. Scherlis, Phys. Rev. D 98, no.3, 035017 (2018)



まとめ(2)

- アクシオンダークマターの存在量がインフレーションスケールと密接に関係することを明らかにした。
 - 具体的には、低エネルギースケールのインフレーションが十分長く続けば、大きな崩壊定数を持つアクシオンであっても、初期値に関する微調整なしにダークマターを説明可能
 - モデュライ問題, アクシオンインフレーションなどへの応用。
- この他, アクシオン進化, 位相欠陥, X線観測や宇宙複屈折の研究

3. 非トポロジカルソリトン

S. Kasuya, M. Kawasaki and FT, Phys. Lett. B 559, 99 (2003)
M. Kawasaki, FT, N. Takeda Phys. Rev. D 92 105024 (2015)

Oscillons/I-balls

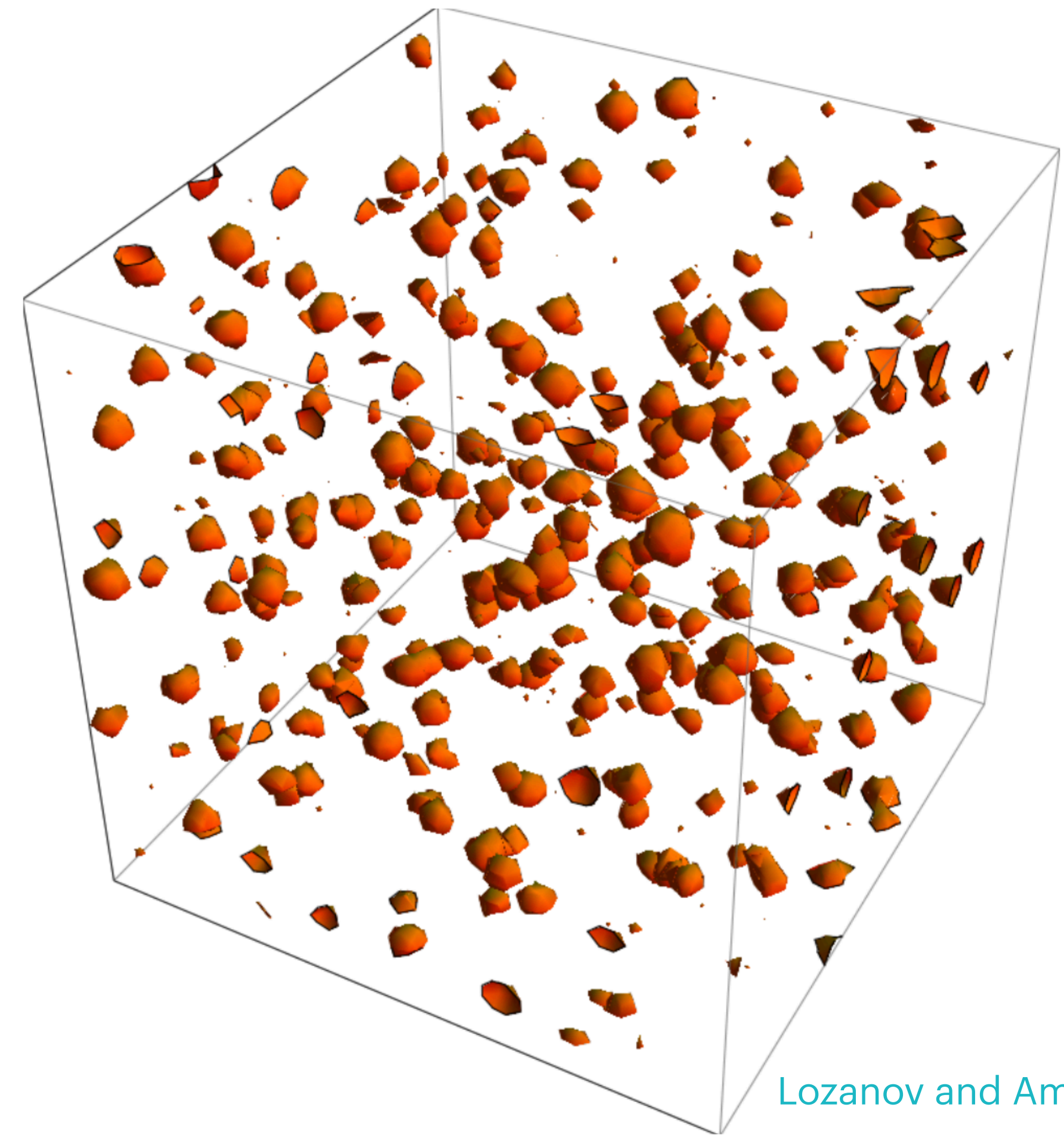
オシロン(oscillon/I-ball)は空間的に局在した**実スカラー場**の配位で、極めて長寿命。インフレーション、相転移、位相欠陥、アクシオンの進化においてしばしば現れる。

I. L. Bogolyubsky and V. G. Makhankov '76, M. Gleiser '94, E. J. Copeland, M. Gleiser, and H. R. Muller '95, S. Kasuya, M. Kawasaki and FT, '03

ポテンシャルの例：

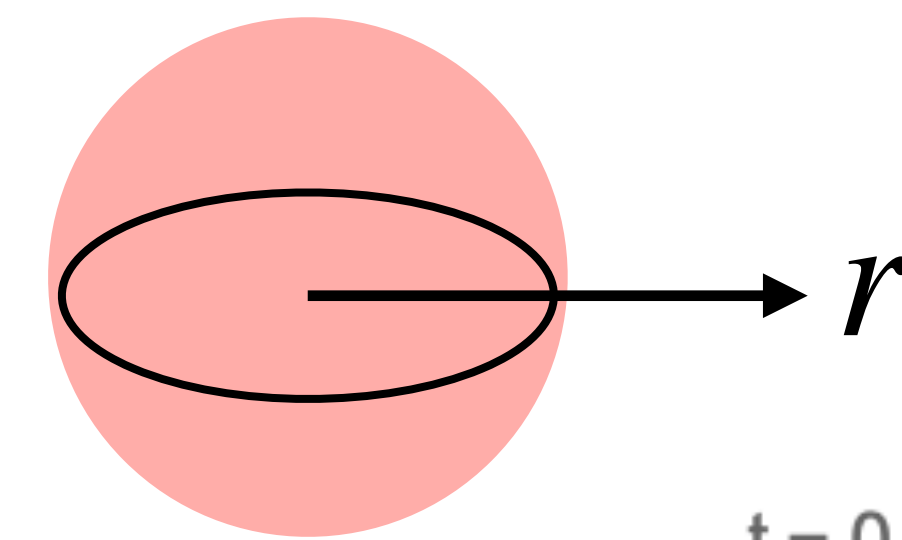
$$V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 - \frac{\lambda}{4}\phi^4 + \dots$$

他にもdouble-well potentialやcos関数など

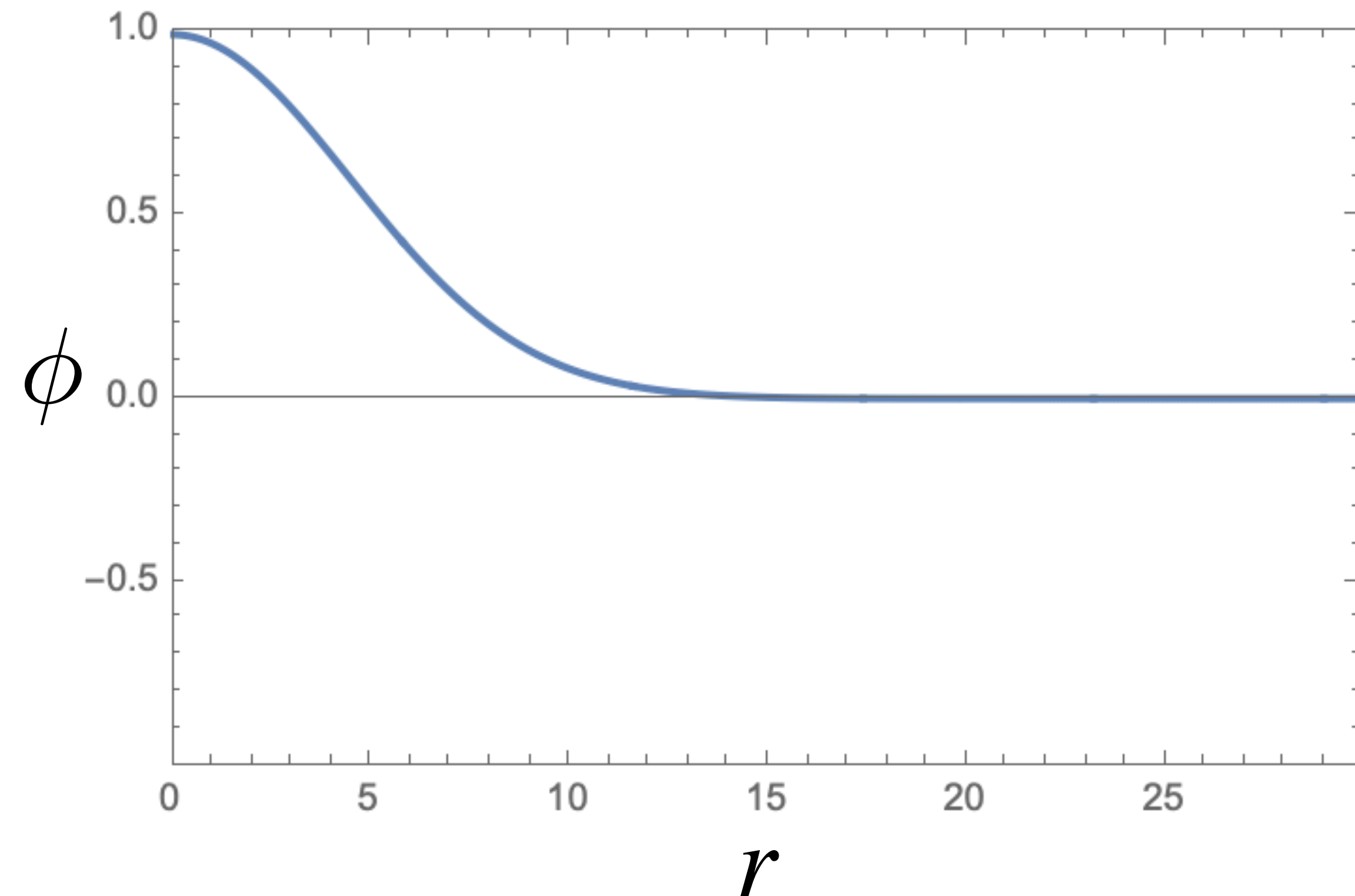


Oscillons/l-balls

- オシロン内部でスカラー場がコヒーレントに振動。
- 典型的には $\mathcal{O}(10^3-4)$ 回以上安定に振動する。
- しかし多くの性質は不明であった。



t = 0.117188



特に, **(1)なぜ長寿命なのか, (2)オシロン生成のためのポテンシャルの条件, (3)場のprofileの導出, など。**

Q-balls

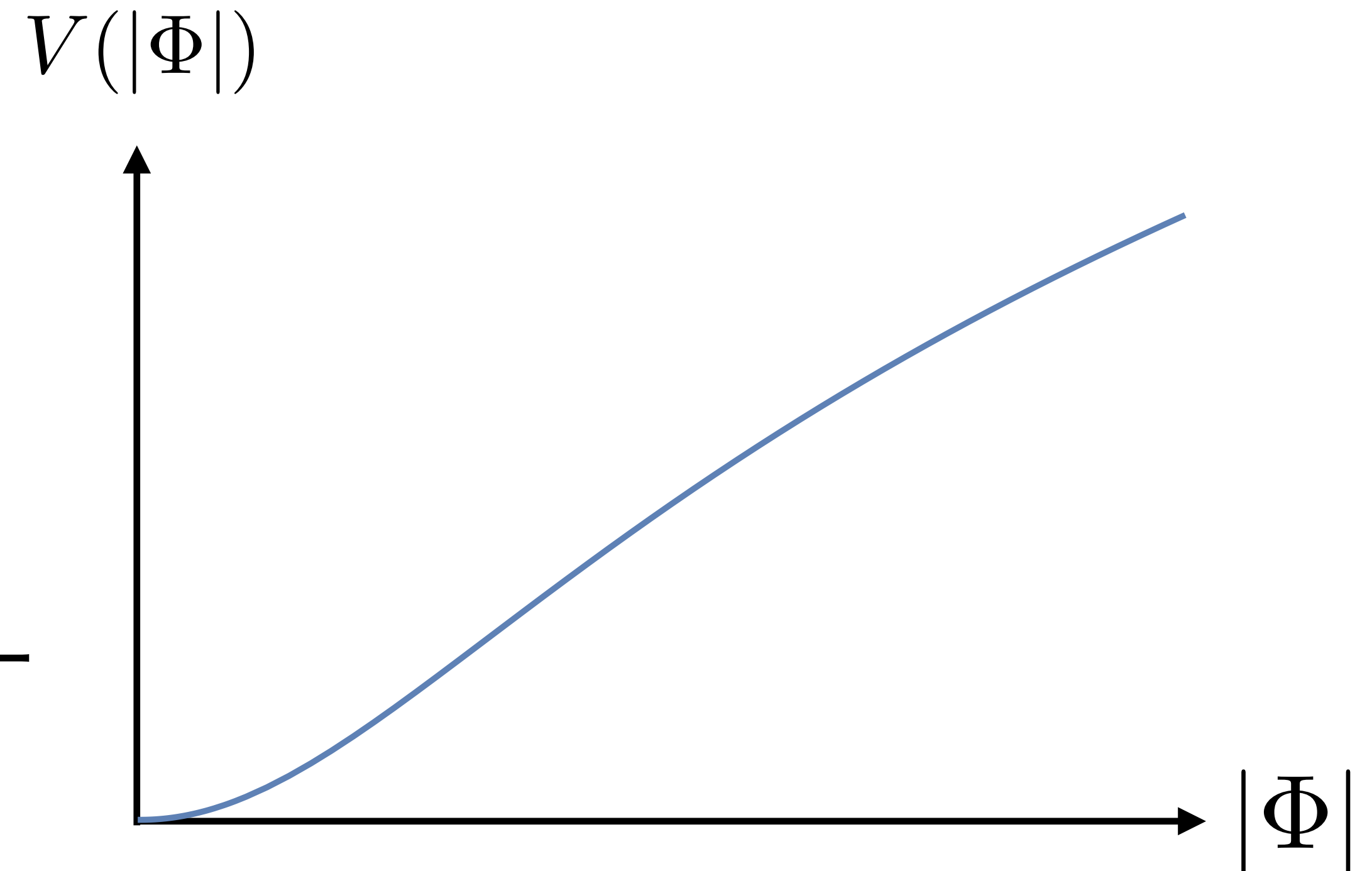
S. R. Coleman '85

Q-ballは空間的に局在した**複素スカラー場**の**安定な配位**。その安定性は global U(1)の電荷Qの保存と、二次より平坦なポテンシャルに拠る。

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(|\Phi|)$$

$$Q = -i \int d^3x \left(\Phi^* \dot{\Phi} - \dot{\Phi}^* \Phi \right)$$

Q-ballは電荷Q一定のもとでエネルギーを最小化する場の配位である。



Q-balls

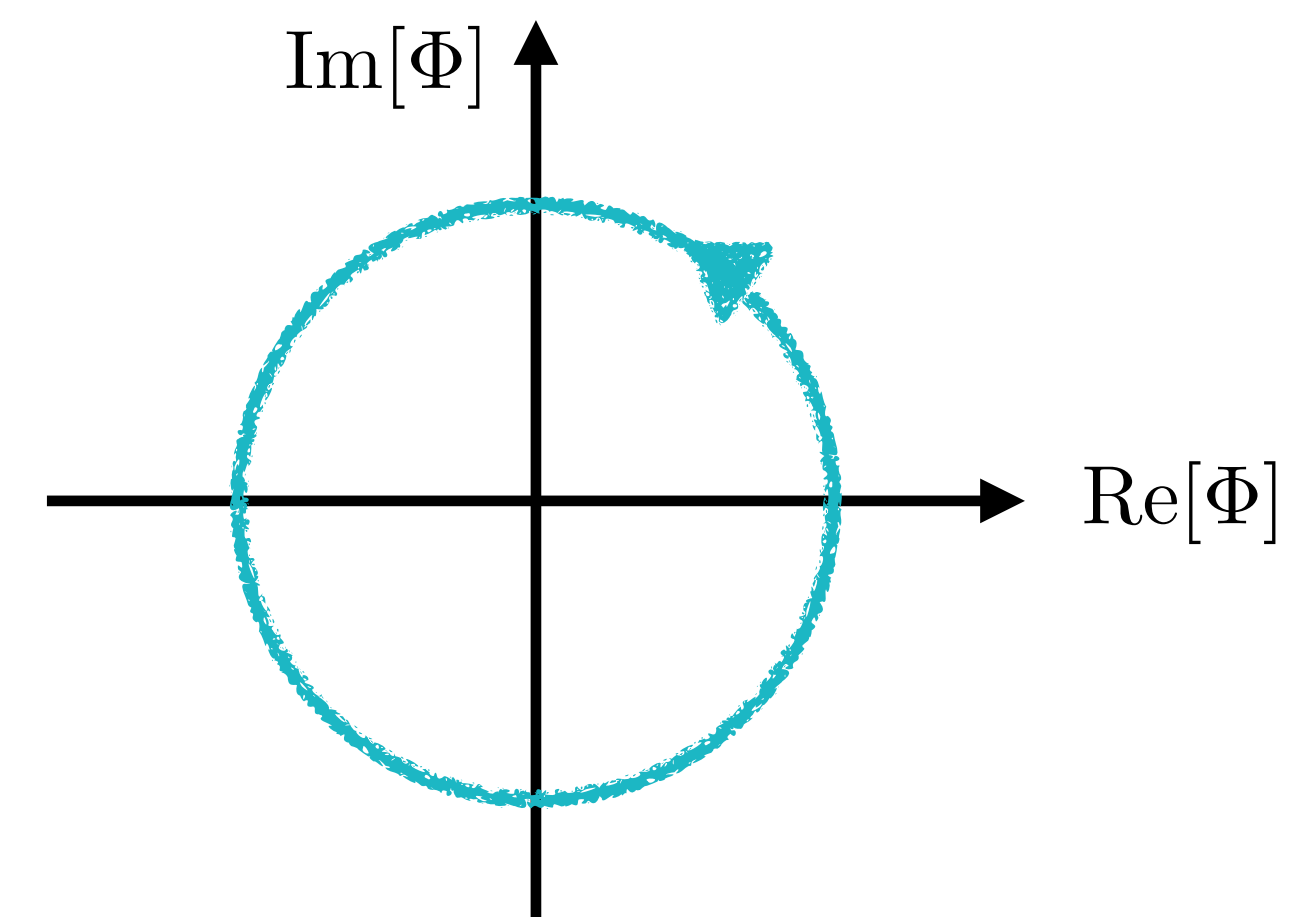
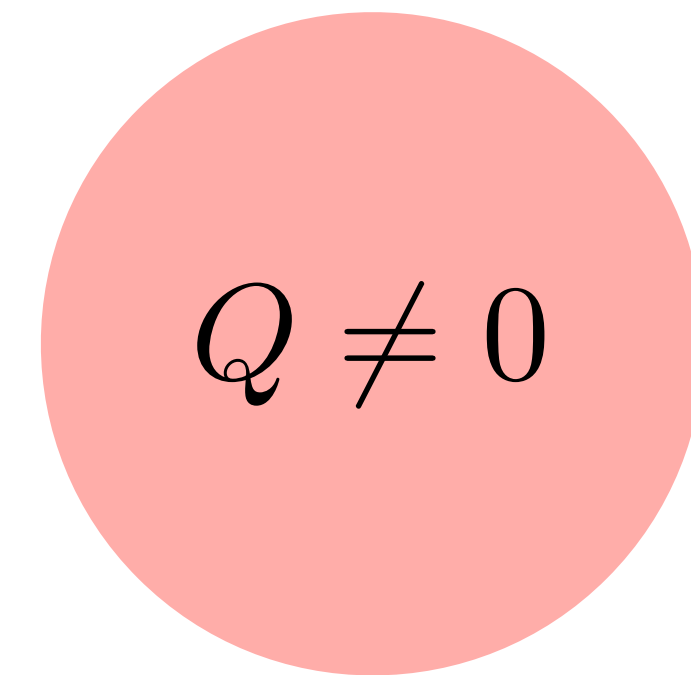
S. R. Coleman '85

Q-ballは空間的に局在した**複素スカラー場**の**安定な配位**。その安定性は global U(1)の電荷Qの保存と、二次より平坦なポテンシャルに拠る。

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(|\Phi|)$$

$$Q = -i \int d^3x \left(\Phi^* \dot{\Phi} - \dot{\Phi}^* \Phi \right)$$

Q-ballは電荷Q一定のもとでエネルギーを最小化する場の配位である。

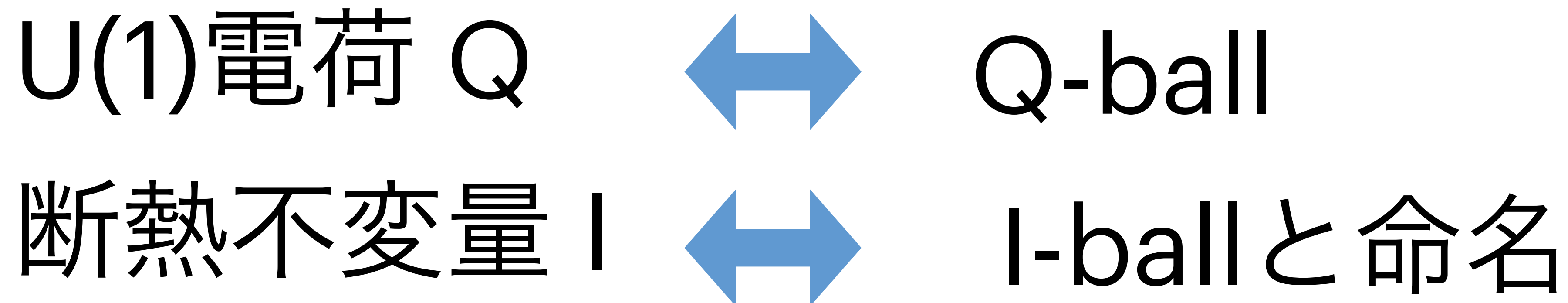


Oscillons/I-balls

S. Kasuya, M. Kawasaki and FT, Phys. Lett. B 559, 99 (2003)
M. Kawasaki, FT, N. Takeda Phys. Rev. D 92 105024 (2015)

オシロンは、**断熱不変量 I** が近似的に保存するために安定化していることを明らかにした。

$$I = \int d^3x \frac{1}{\omega} \overline{\dot{\phi}^2} \quad \omega : \text{角振動数}$$



Oscillons/I-balls

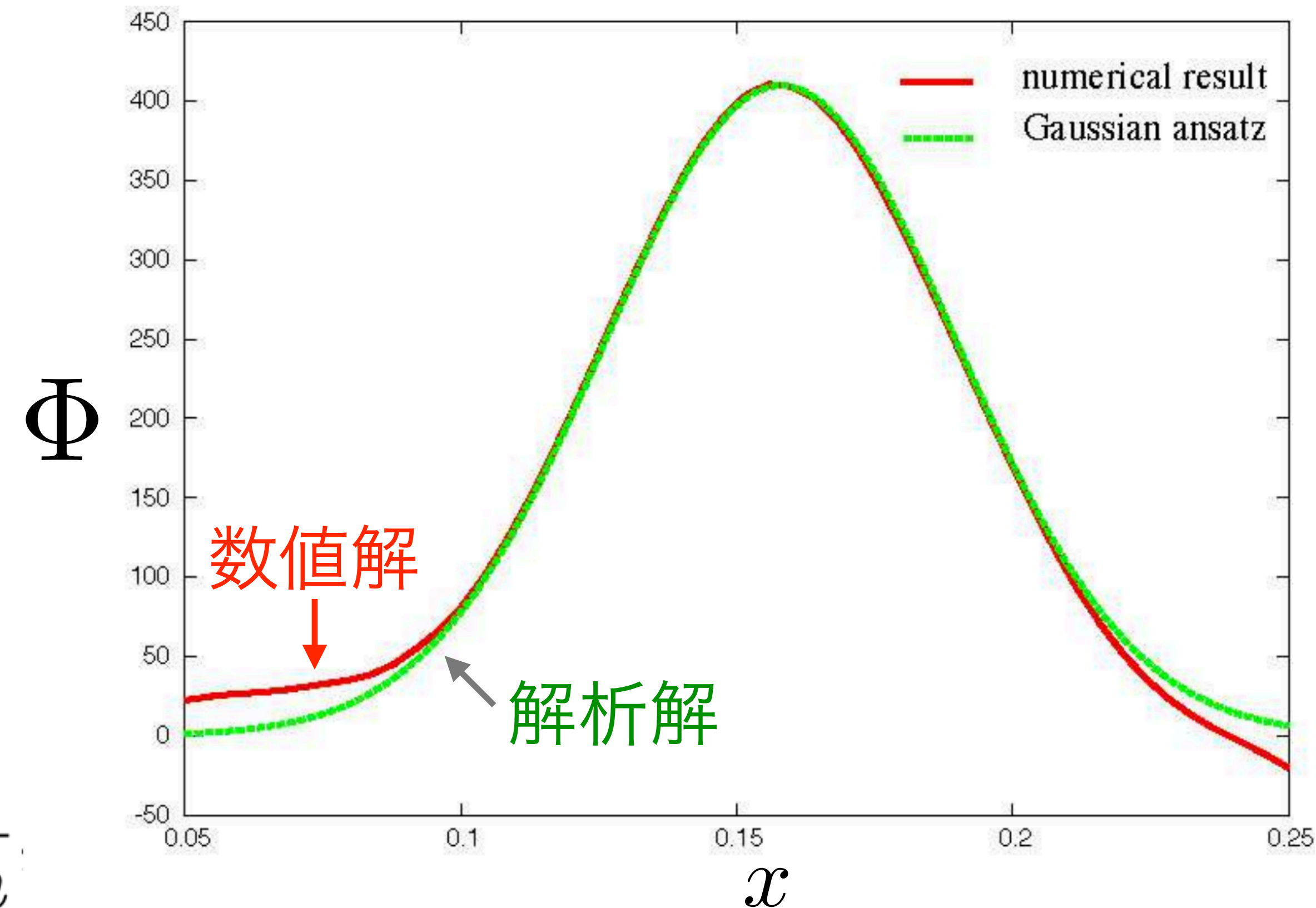
S. Kasuya, M. Kawasaki and FT, Phys. Lett. B 559, 99 (2003)
M. Kawasaki, FT, N. Takeda Phys. Rev. D 92 105024 (2015)

断熱不変量がよい保存量となりオシロンが準安定に存在するには、質量項が支配的なポテンシャルかつ小さな負の高次項が必要。

断熱不変量保存のもとでエネルギーを最小化する配位としてスカラー場プロファイルを決める事ができた。

$$\text{例： } V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 \left[1 - K \ln \frac{\phi^2}{2M^2} \right]$$

$$\rightarrow \Phi(r) = \Phi_c \exp(-r^2/R^2) \quad R = \sqrt{\frac{2}{K} \frac{1}{m}}$$



S. Kasuya, M. Kawasaki and FT (2003)

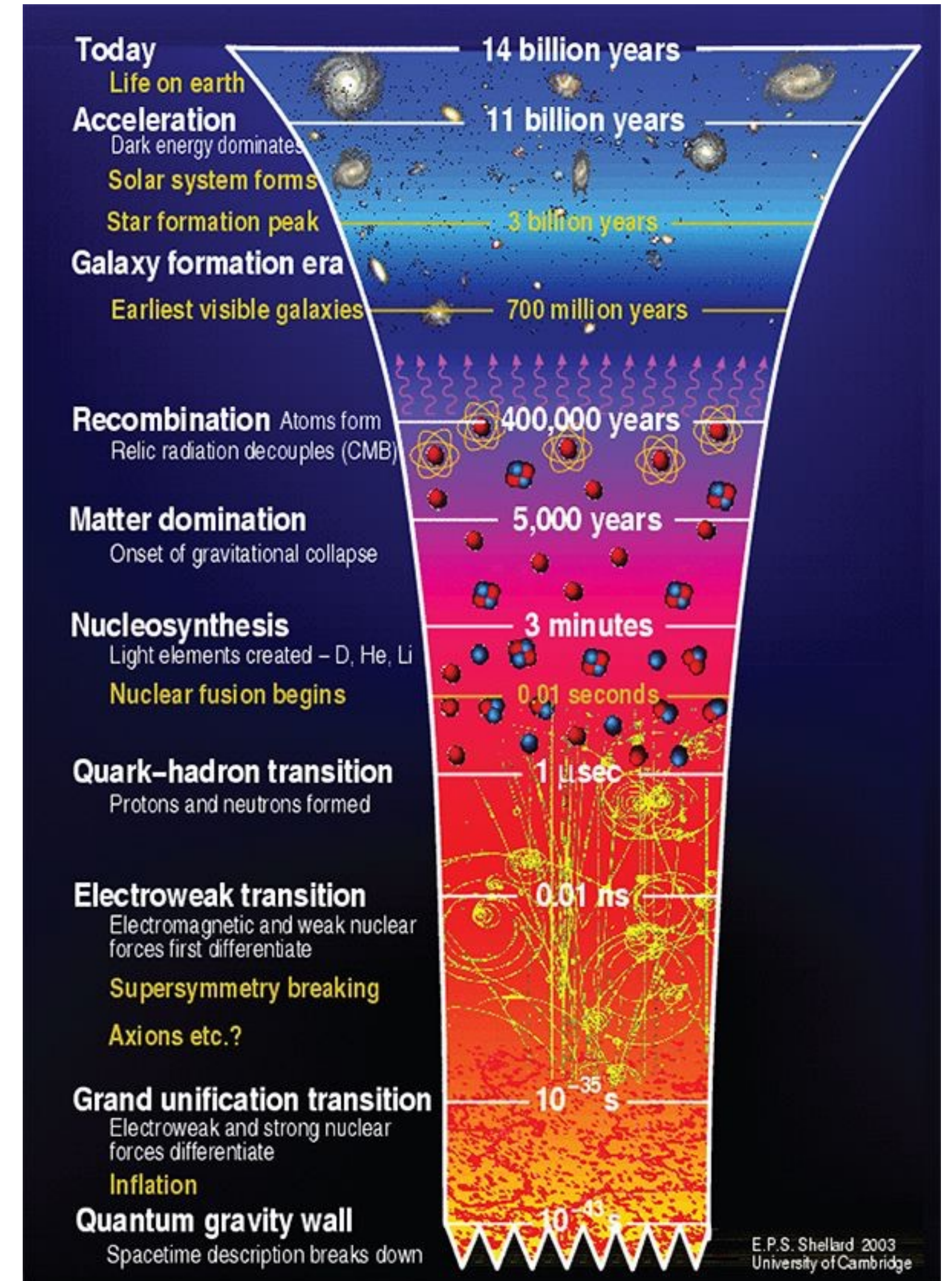
まとめ(3)

- 非トポロジカルソリトンであるoscillons/l-ballsの準安定性が断熱不変量と、二次ポテンシャル+小さな負の高次項に拠ることを示すとともに、場のprofileを決定できることを明らかにした。
- スカラー場が振動する多くの例でoscillons/l-ballsが生じる。インフレーション、アクシオン、相転移、位相欠陥の崩壊、重力波生成など多くの初期宇宙現象にとって重要な存在。

結論

宇宙の初期からの進化を解き明かすためには、初期宇宙の情報を保持するメッセンジャー、例えば(準)安定な粒子やソリトン、ダークマター、重力波などに関する理論と、それを通じた観測、実験が必要不可欠。

このような観点から今後も素粒子論的宇宙論および初期宇宙論に関する研究に邁進して参ります。



謝辞

このたびは、栄誉ある湯川記念財団・木村利栄理論物理学賞を受賞することができ、大変光栄に存じます。選考いただいた審査員の皆様に心より感謝申し上げます。

今回対象となりました研究業績は多くの方々との議論に基づいております。指導教員の川崎雅裕先生をはじめとして、共著者の皆様に深く感謝申し上げます。

また、日々の研究を支えてくれた家族にも感謝いたします。

ご清聴ありがとうございました。