

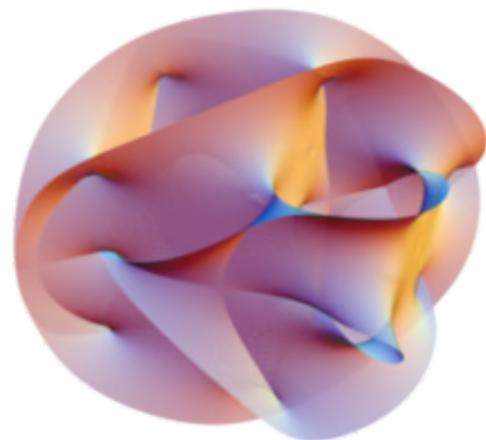


# タキオン不安定性による 非熱的インフレーション

中川 翔太 (東北大)

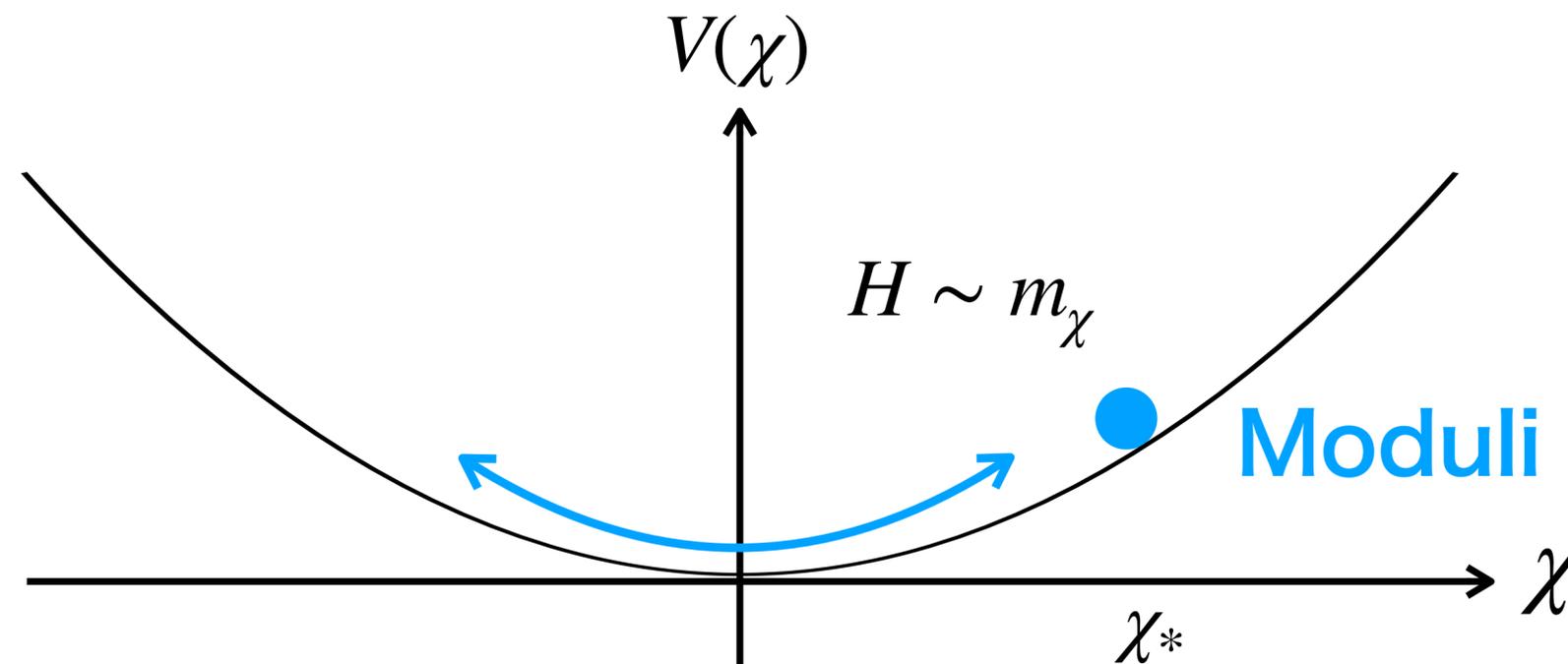
共同研究者：P. Agrawal, 北嶋直弥, M. Reece, 高橋史宜

# 1. 導入



弦理論

→  
コンパクト化



低エネルギー有効理論

容易に宇宙のエネルギー密度の  
支配的成分となる。

weak scale程度の質量であれば、  
BBNの時期以降に崩壊する



- 軽元素量の観測量と矛盾
- X線/ $\gamma$ 線観測による厳しい制限
- 安定なら宇宙を支配してしまう

**moduli 問題**

# moduli 問題の解決案

- $m_\chi \gtrsim O(10)\text{TeV}$  程度の重いmoduliとなるモデル  $\leftrightarrow \tau < t_{\text{BBN}}$
  - 断熱抑制機構 A. D. Linde (1996)  
K. Nakayama, F. Takahashi, T. T. Yanagida (1999)
  - 熱的インフレーション K. Yamamoto (1985), D. H. Lyth, E. D. Stewart (1996)  
T. Asaka, M. Kawasaki (1999)
- etc...

# moduli 問題の解決案

•  $m_\chi \gtrsim O(10)\text{TeV}$  程度の重いmoduliとなるモデル  $\leftrightarrow \tau < t_{\text{BBN}}$

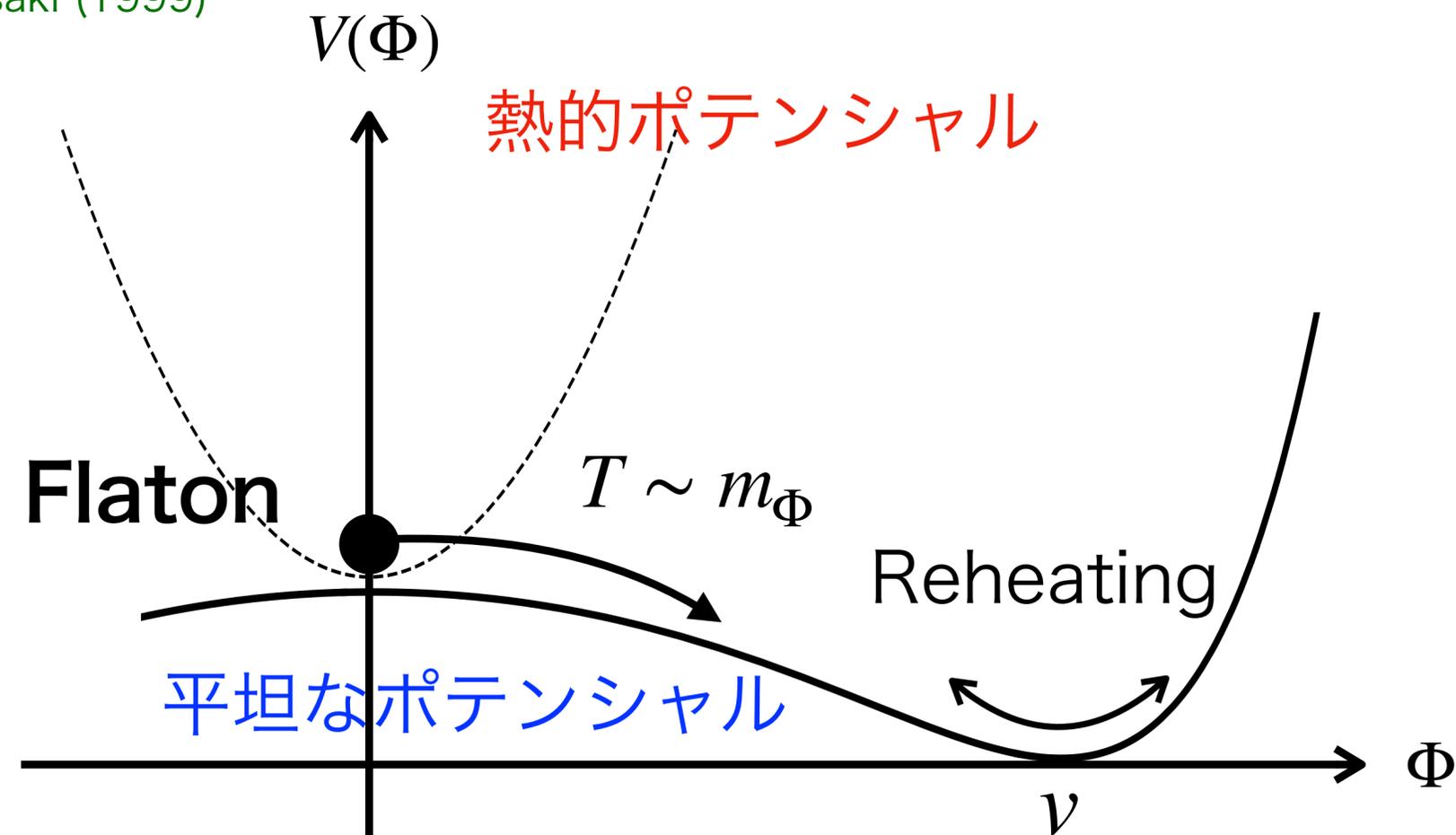
• 断熱抑制機構 A. D. Linde (1996)  
K. Nakayama, F. Takahashi, T. T. Yanagida (1999)

• 熱的インフレーション K. Yamamoto (1985), D. H. Lyth, E. D. Stewart (1996)  
T. Asaka, M. Kawasaki (1999)

etc...

熱的インフレーションの特質:

1. 熱的な束縛効果
2. ポテンシャルがとても平坦  
i.e. 非常に軽く、VEV が大きい



Reheatingに伴うエントロピー生成によりmoduliが薄められる

# 本研究の内容

moduli問題の解決案として、非熱的インフレーションモデルを考案した。

## 熱的インフレーション

- ・ インフラトンは flaton
- ・ プラズマによる熱的な束縛
- ・ とても平坦なポテンシャルが必要

## 非熱的インフレーション

- ・ インフラトンは dark Higgs
- ・ ダークフォトンによる非熱的な束縛
- ・ ポテンシャルはそれほど平坦でなくても良く、SM Higgsのようなワインボトル型でも可能

- ・ 格子シミュレーションによりインフレーションが起こるかどうか調べた。
- ・ moduli問題が解けるパラメータ領域とダークフォトン検出によるモデルの検証可能性を調べた。

## 2. Set up

ダークフォトンと結合するアクシオン + Abelian Higgs model

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Psi)^\dagger D^\mu \Psi - V_\Psi(\Psi, \Psi^\dagger) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V_\phi(\phi) - \frac{\beta}{4f_\phi} \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

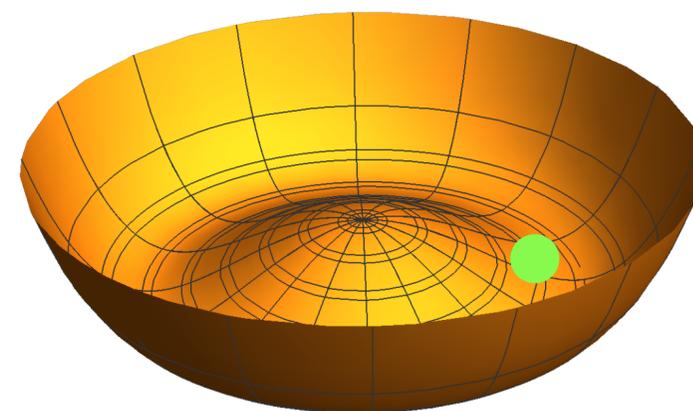
where  $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$

$\Psi$  : (ダーク) ヒッグス  $A_\mu$  : ダークフォトン

$\phi$  : アクシオン

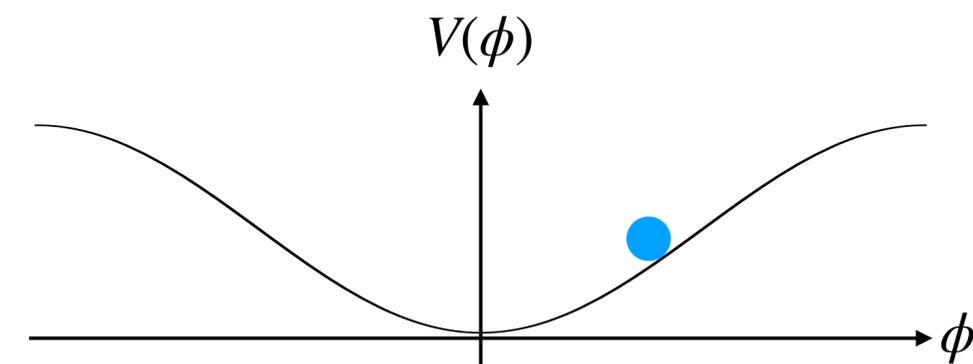
ヒッグスポテンシャル

$$V_\Psi(\Psi, \Psi^\dagger) = \frac{\lambda}{4} (|\Psi|^2 - v^2)^2$$



アクシオンポテンシャル

$$V_\phi(\phi) = m_\phi^2 f_\phi^2 \left[ 1 - \cos \left( \frac{\phi}{f_\phi} \right) \right]$$



## 2. Set up

ダークフォトンと結合するアクシオン + Abelian Higgs model

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Psi)^\dagger D^\mu \Psi - V_\Psi(\Psi, \Psi^\dagger) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V_\phi(\phi) - \frac{\beta}{4f_\phi} \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

wh

$$(D_\mu \Psi)^\dagger D^\mu \Psi = |\partial_\mu \Psi|^2 + \underline{e^2 A_\mu A^\mu |\Psi|^2}$$

ダークフォトン生成 → ヒッグス有効質量

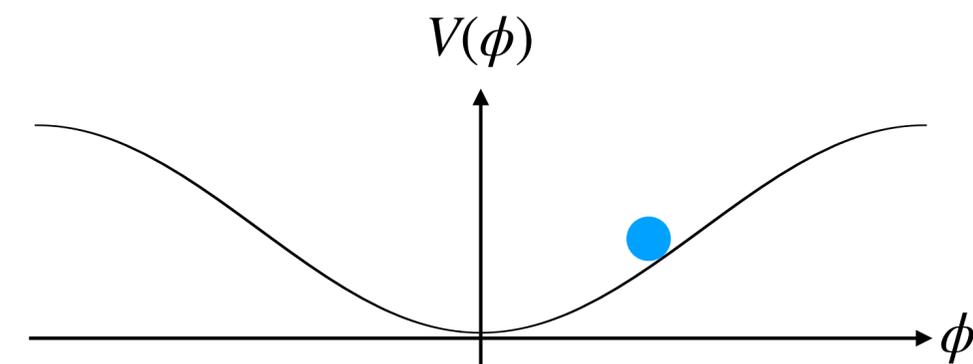
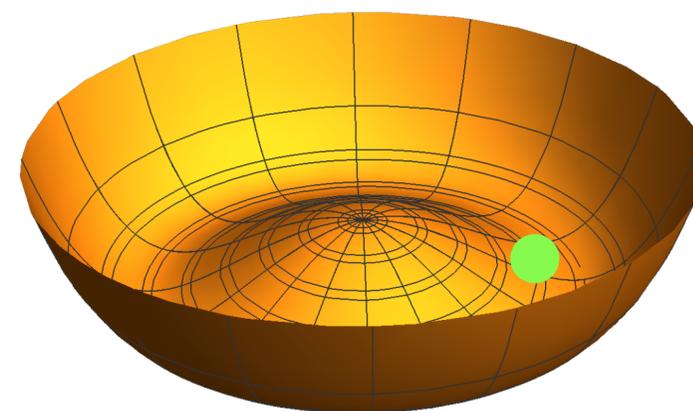
ヒッグスポテンシャル

$$V_\Psi(\Psi, \Psi^\dagger) = \frac{\lambda}{4} (|\Psi|^2 - v^2)^2$$

アクシオンポテンシャル

$$V_\phi(\phi) = m_\phi^2 f_\phi^2 \left[ 1 - \cos \left( \frac{\phi}{f_\phi} \right) \right]$$

$A_\mu$ : ダークフォトン



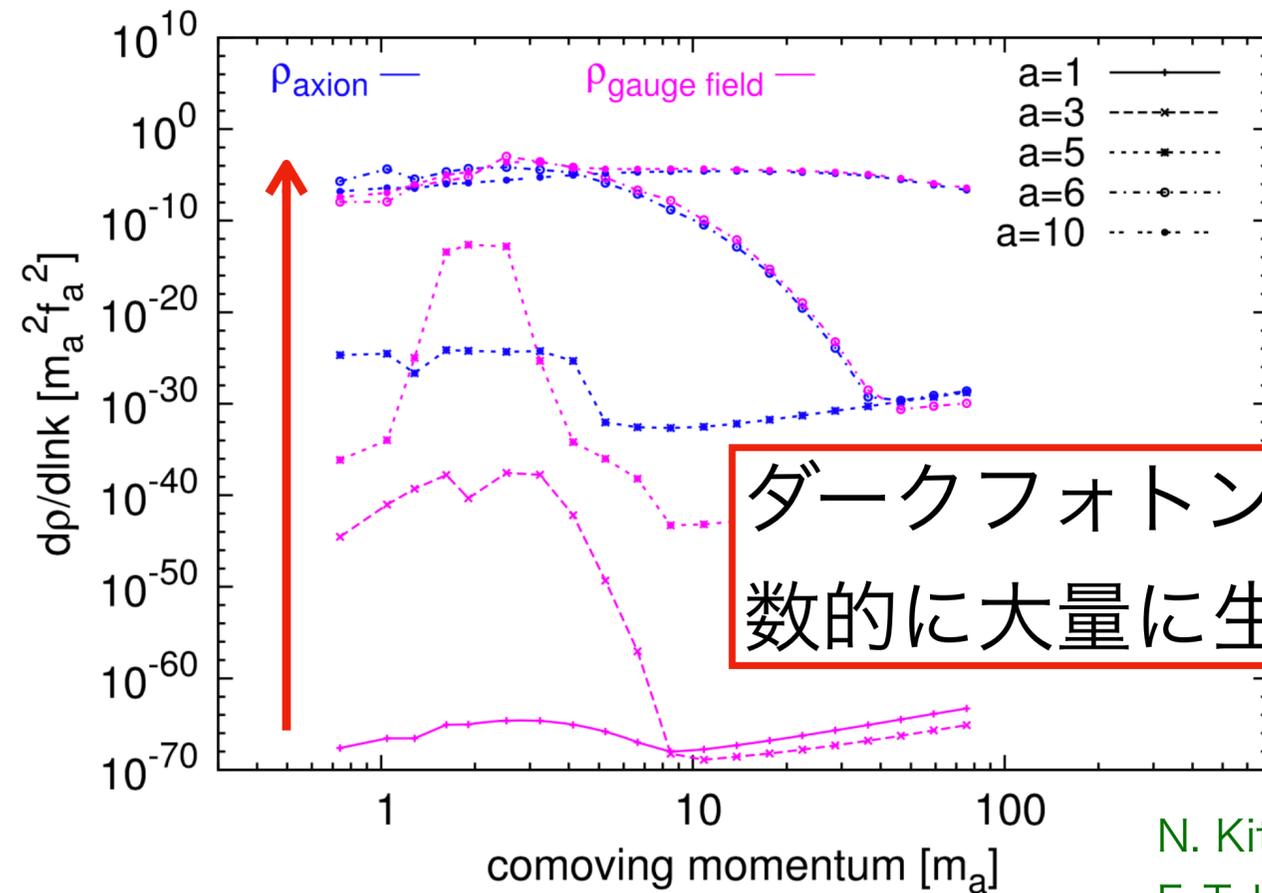
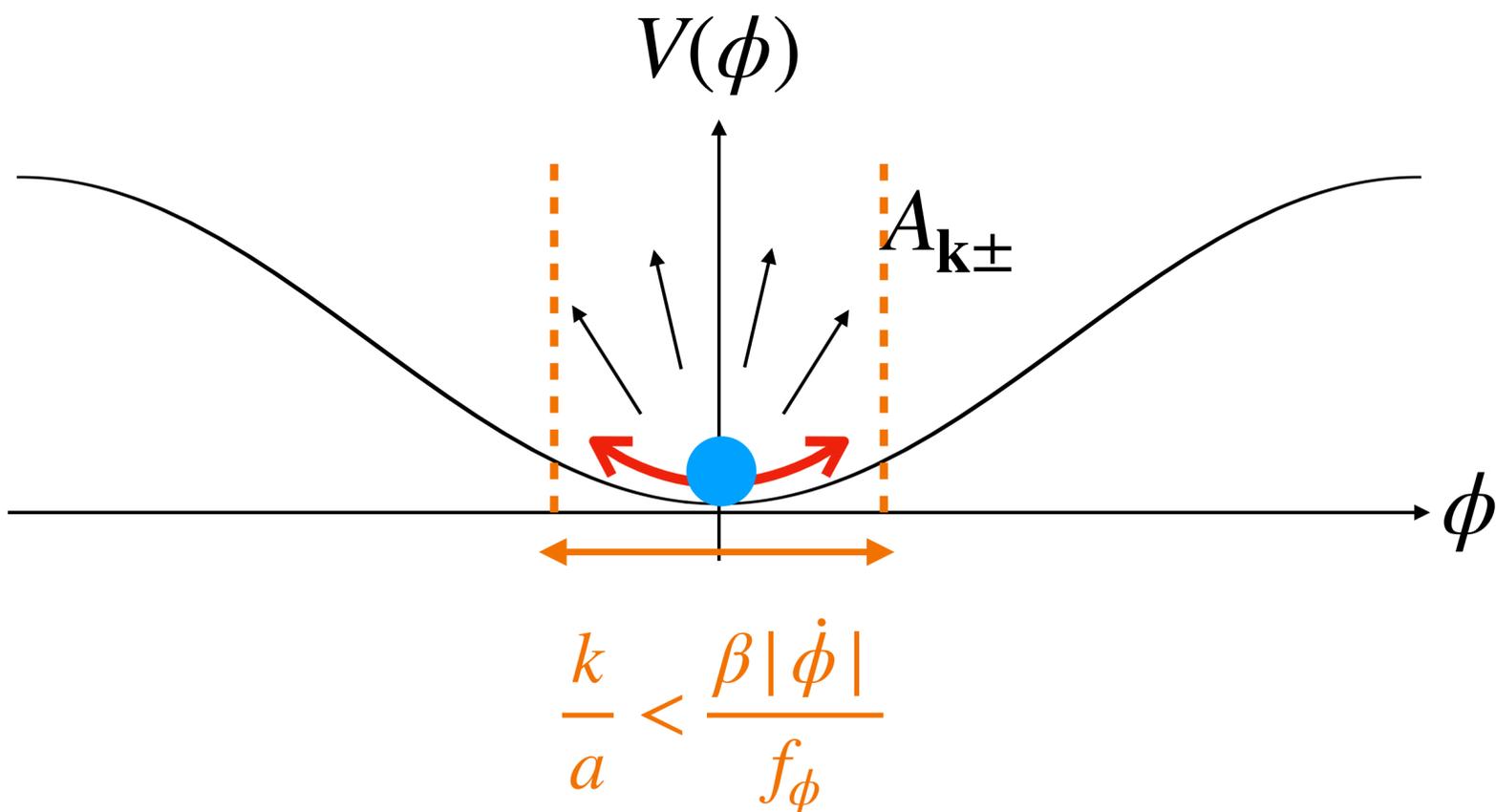
# ダークフォトンのタキオン生成

P. Agrawal, G. Marques-Tavares, W. Xue (2018) , N. Kitajima, T. Sekiguchi, F. Takahashi (2018),  
P. Agrawal, N. Kitajima, M. Reece, T. Sekiguchi, F. Takahashi (2020)

質量0 ダークフォトンの運動方程式

$$\ddot{A}_{\mathbf{k},\pm} + H\dot{A}_{\mathbf{k},\pm} + \frac{k}{a} \left( \frac{k}{a} \mp \frac{\beta\dot{\phi}}{f_\phi} \right) A_{\mathbf{k},\pm} = 0$$

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{\beta}{4f_\phi} \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$$

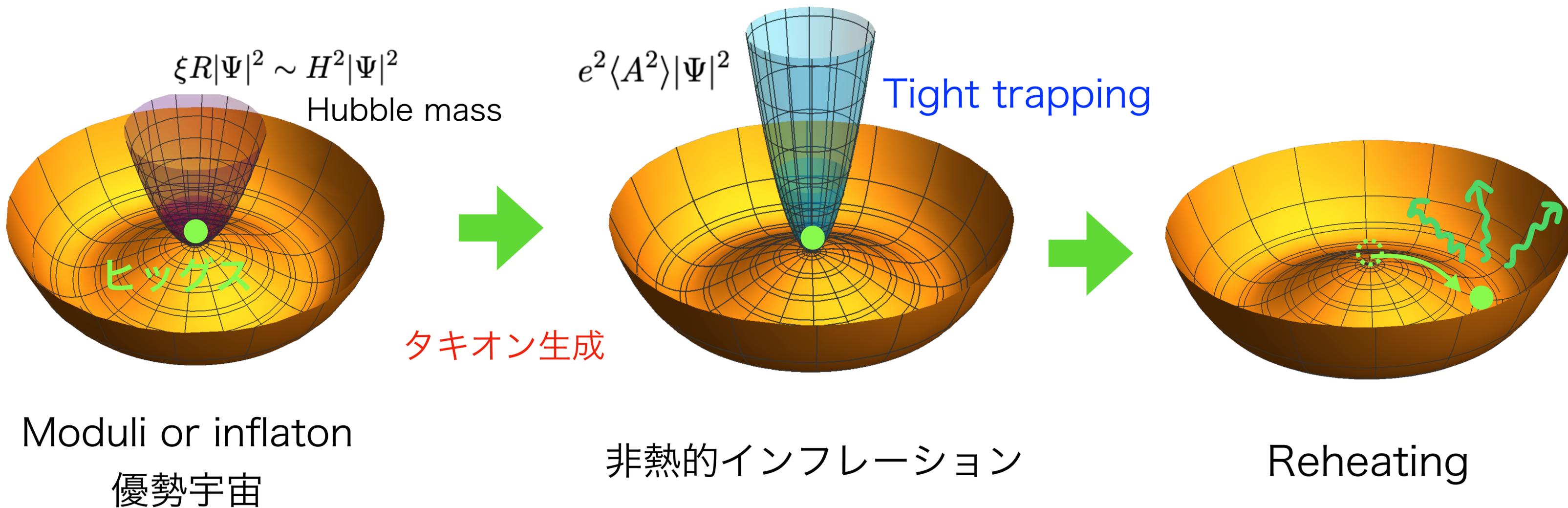


ダークフォトン是指数関数的に大量に生成

N. Kitajima, T. Sekiguchi, F. Takahashi (2018)

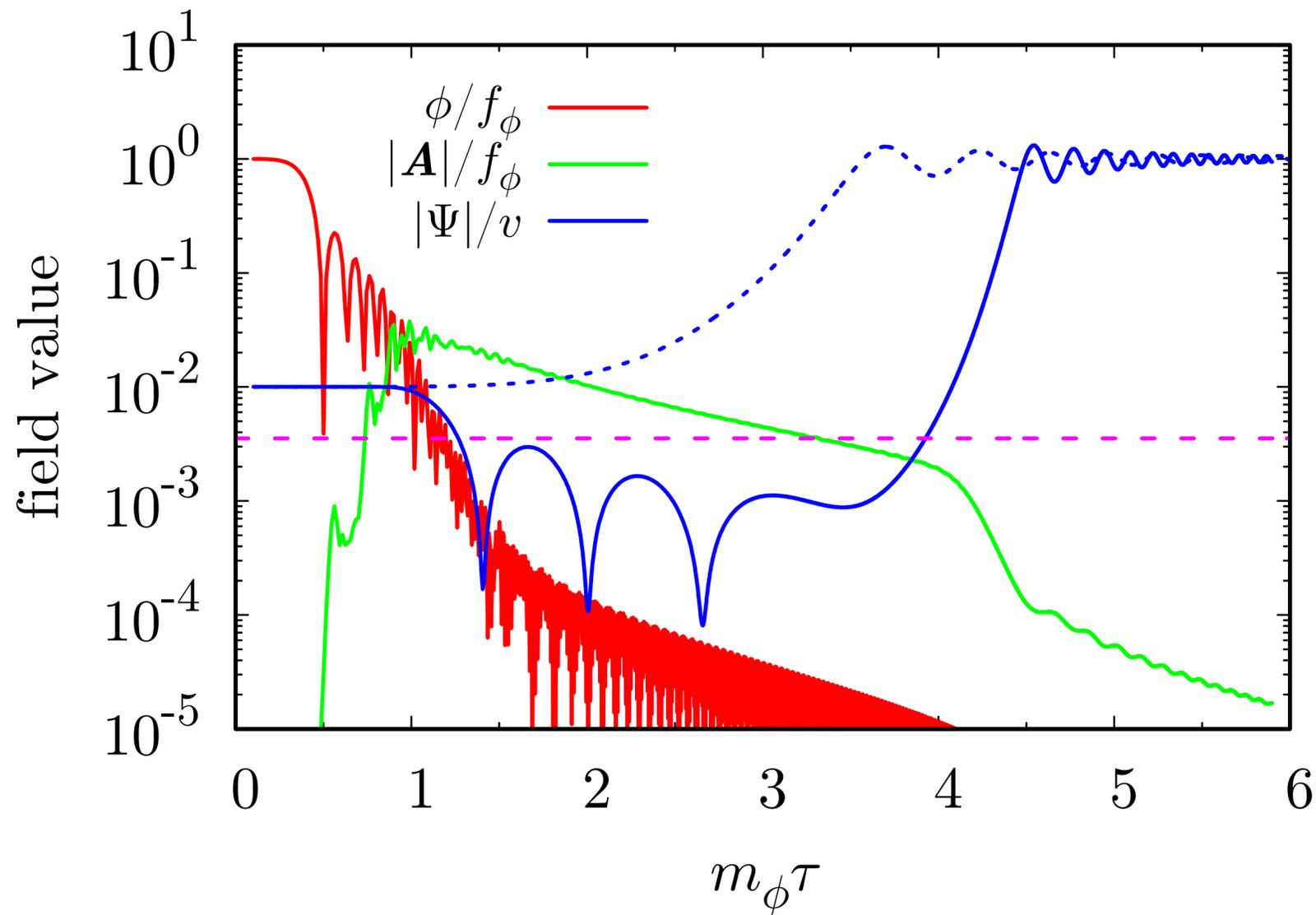
# 宇宙論的シナリオ

1. タキオン不安定性によるダークフォトン生成
2. ヒッグスの真空エネルギーにより非熱的インフレーション開始
3. 束縛が宇宙膨張で弱まり、インフレーション終了 (Reheating)



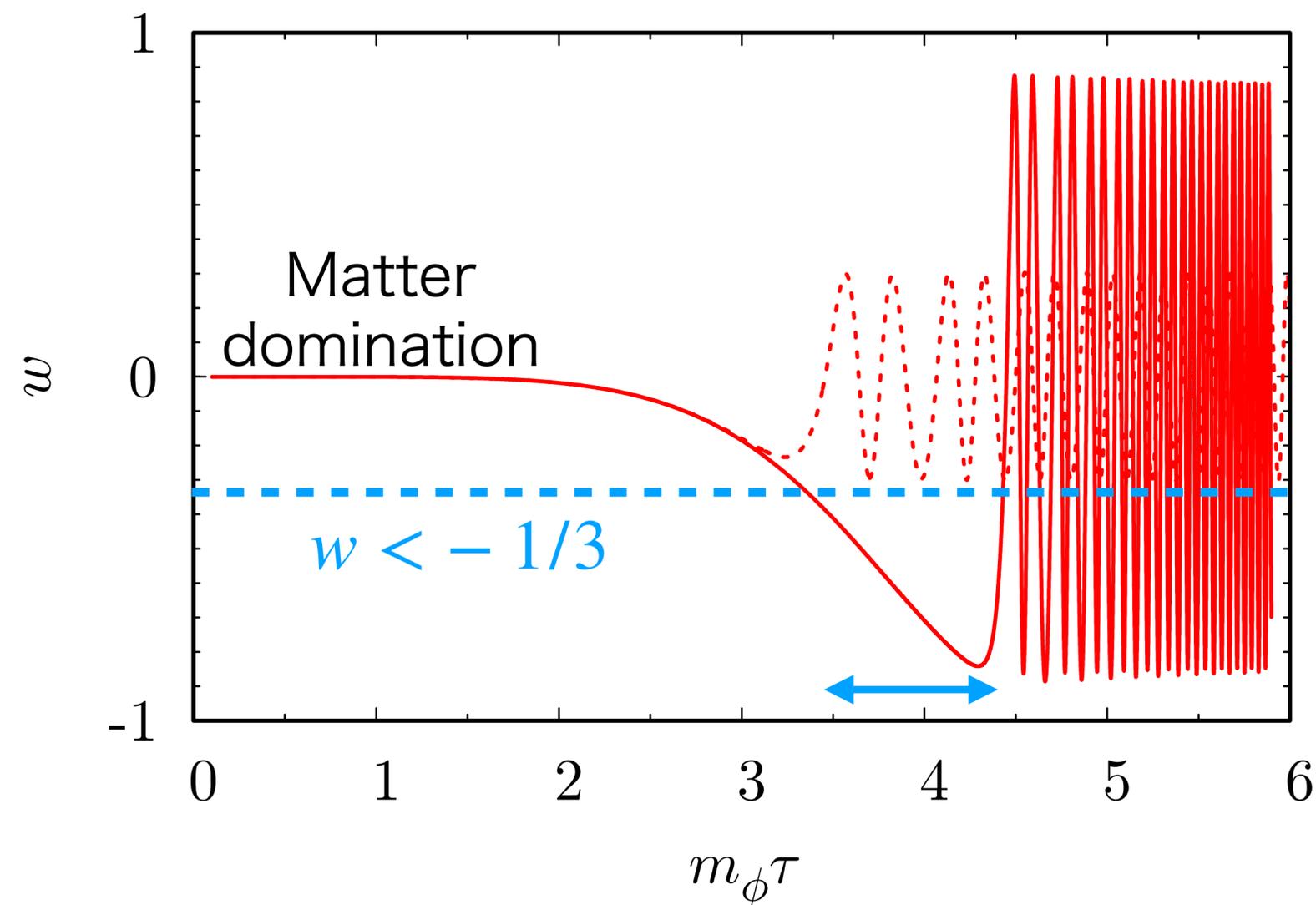
# 3. シミュレーション結果

## 各場の値



## 状態方程式

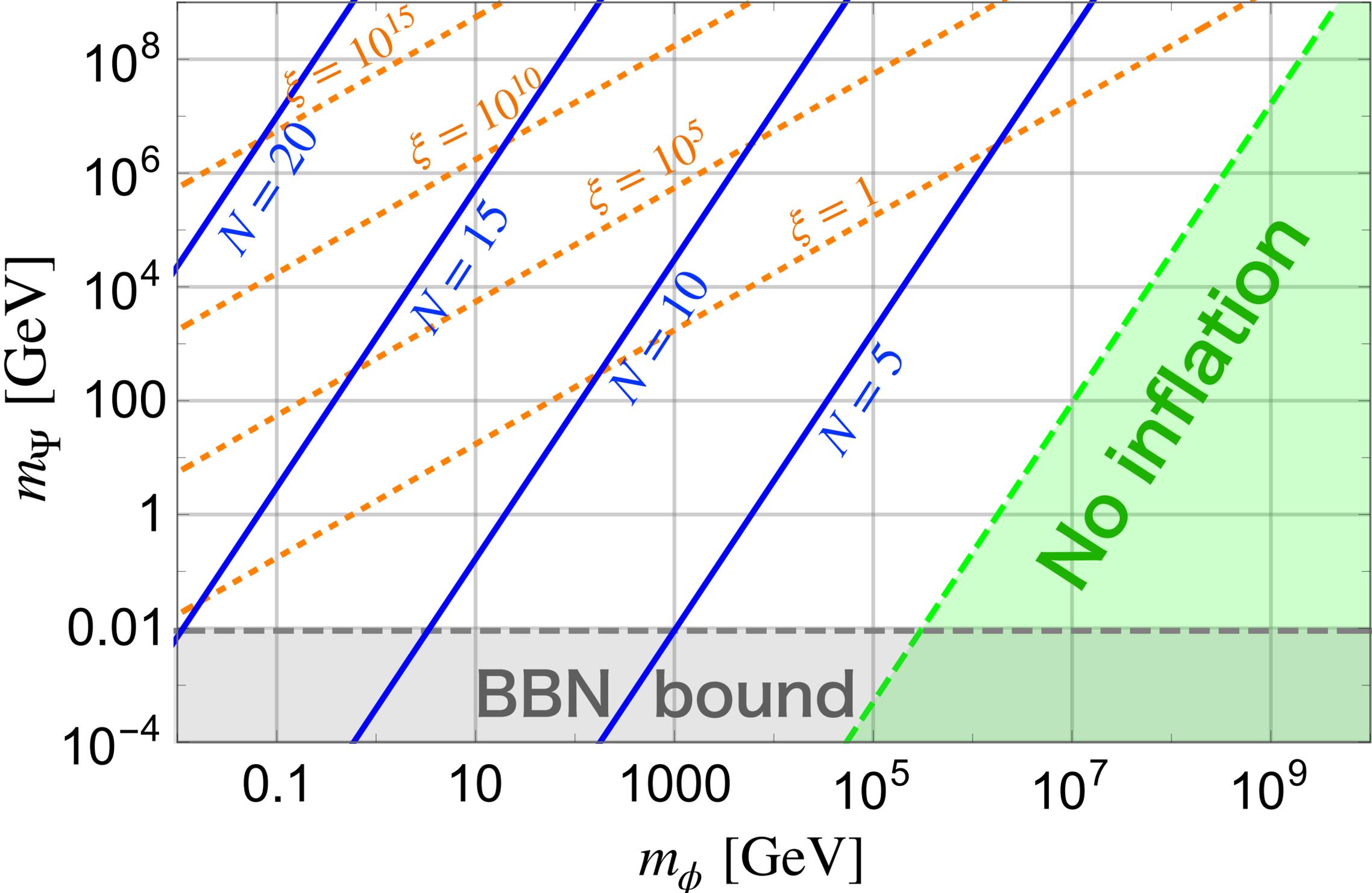
$$w \equiv p_{\text{tot}}/\rho_{\text{tot}}$$



Parameters  $f_\phi = 5 \times 10^{17} \text{ GeV}$   $m_\phi = 5 \times 10^8 \text{ GeV}$   $v = f_\phi$   
 $\beta = 30$   $e = 2m_\phi/f_\phi$   $\lambda = 10^{-4} m_\phi^2/f_\phi^2$

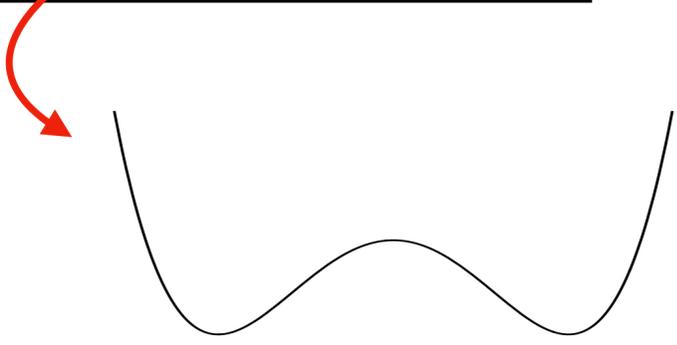
←インフレーションがすぐ終わる  
 ように選んでいる

# e-folding number $N$



Parameters

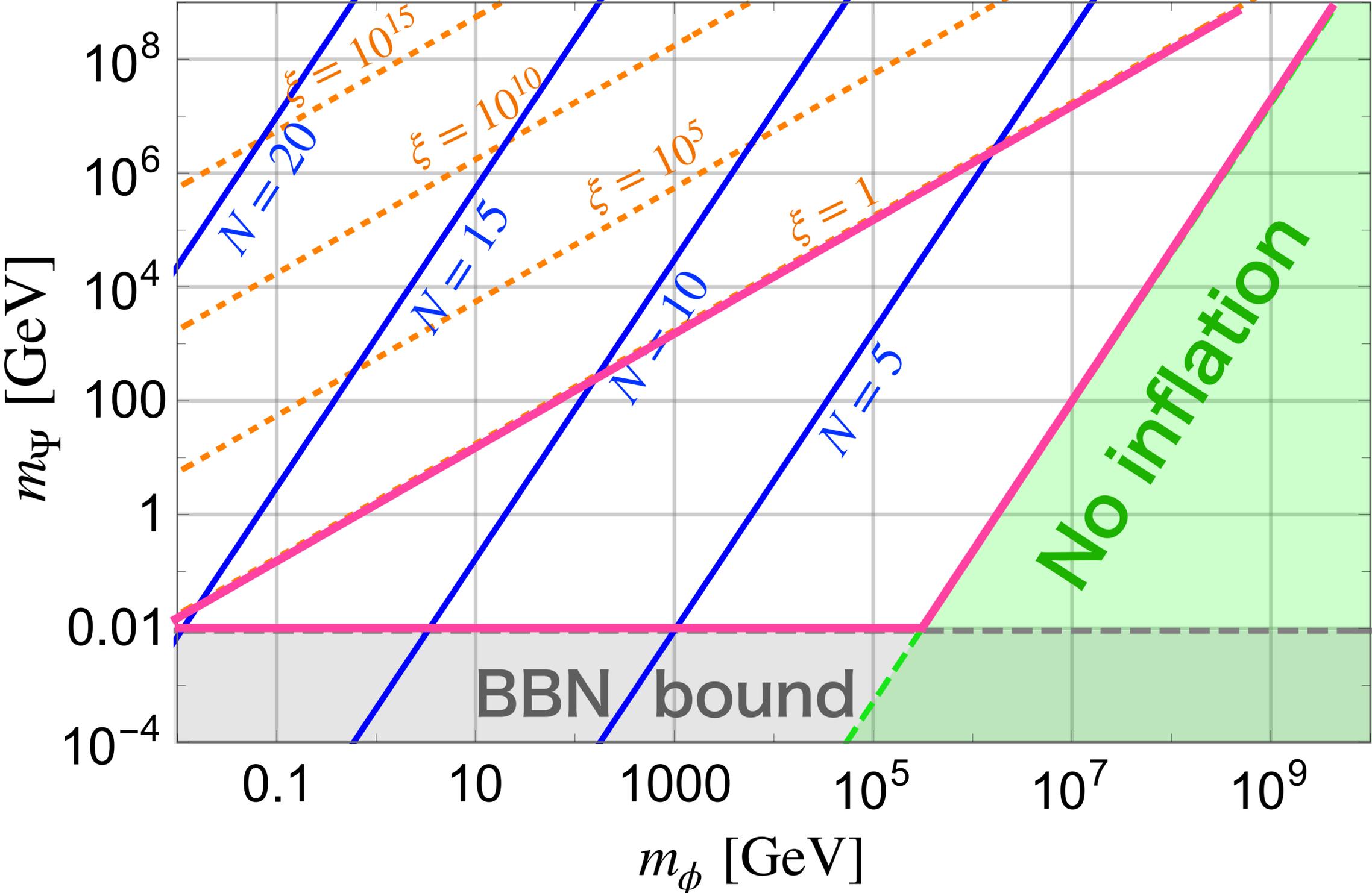
- $f_\phi = 10^{17} \text{ GeV}$
- $\beta = 30$      $e = 0.1$
- $\lambda = 1$      $\xi = 1$



The number of e-folds :

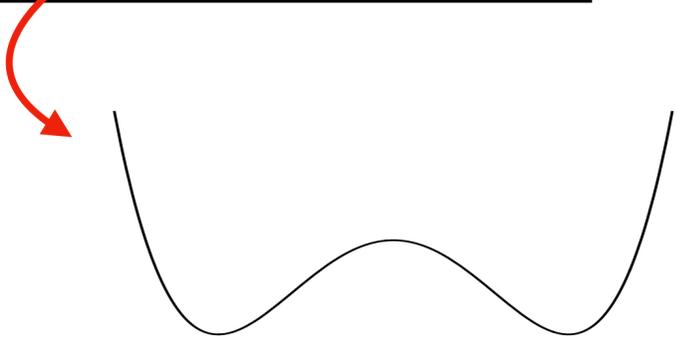
$$N \equiv \log \frac{a_{\text{end}}}{a_{\text{begin}}}$$

# e-folding number $N$



Parameters

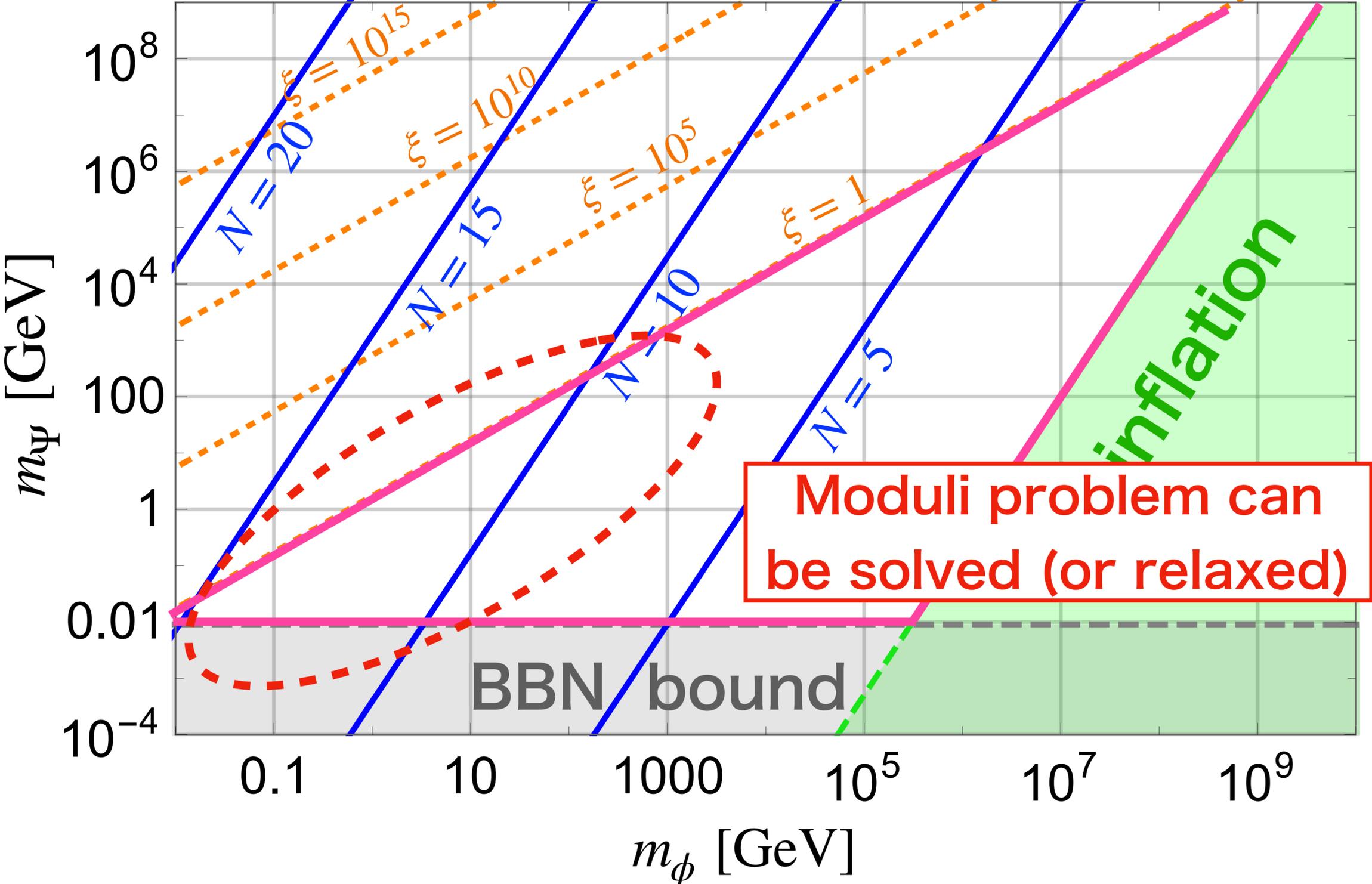
- $f_\phi = 10^{17} \text{ GeV}$
- $\beta = 30$      $e = 0.1$
- $\lambda = 1$      $\xi = 1$



The number of e-folds :

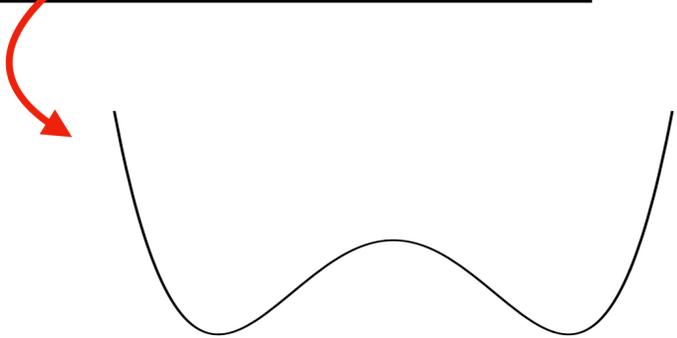
$$N \equiv \log \frac{a_{\text{end}}}{a_{\text{begin}}}$$

# e-folding number $N$



Parameters

- $f_\phi = 10^{17} \text{ GeV}$
- $\beta = 30$      $e = 0.1$
- $\lambda = 1$      $\xi = 1$



The number of e-folds :

$$N \equiv \log \frac{a_{\text{end}}}{a_{\text{begin}}}$$

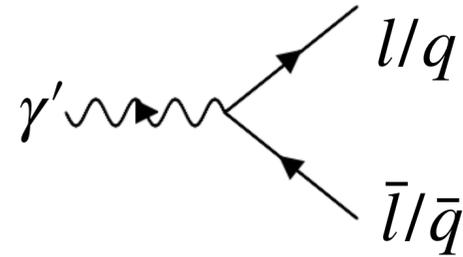
# 4. Reheatingと検証可能性

## Reheating process

SM フォトンとダークフォトンの運動項

混合を考える：
$$\mathcal{L} \supset -\frac{\epsilon}{2} B_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

• 主な崩壊過程：



• Reheating temperature:

$$T_{\text{reh}} \simeq \begin{cases} 0.17 \text{ GeV} \left( \frac{g_*(T_{\text{reh}})}{40} \right)^{-1/4} \left( \frac{\epsilon}{10^{-8}} \right) \left( \frac{m_{\gamma'}}{100 \text{ MeV}} \right)^{1/2} & (\Gamma_{\gamma' \rightarrow e^+e^-} < H_{\text{end}}) \\ 0.26 \text{ GeV} \lambda^{1/4} \left( \frac{g_*(T_{\text{reh}})}{40} \right)^{-1/4} \left( \frac{e}{0.1} \right)^{-1} \left( \frac{m_{\gamma'}}{100 \text{ MeV}} \right) & (\Gamma_{\gamma' \rightarrow e^+e^-} > H_{\text{end}}), \end{cases}$$

# 4. Reheatingと検証可能性

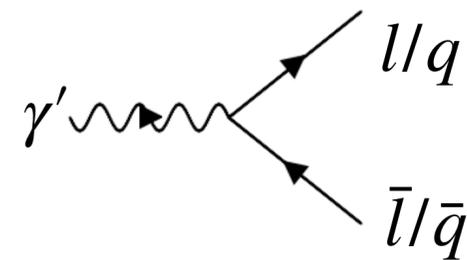
Parameters  $m_\phi = 10\text{GeV}$   $e = 0.1$   
 $\lambda = 1$   $\xi = 1$

## Reheating process

SM フォトンとダークフォトンの運動項

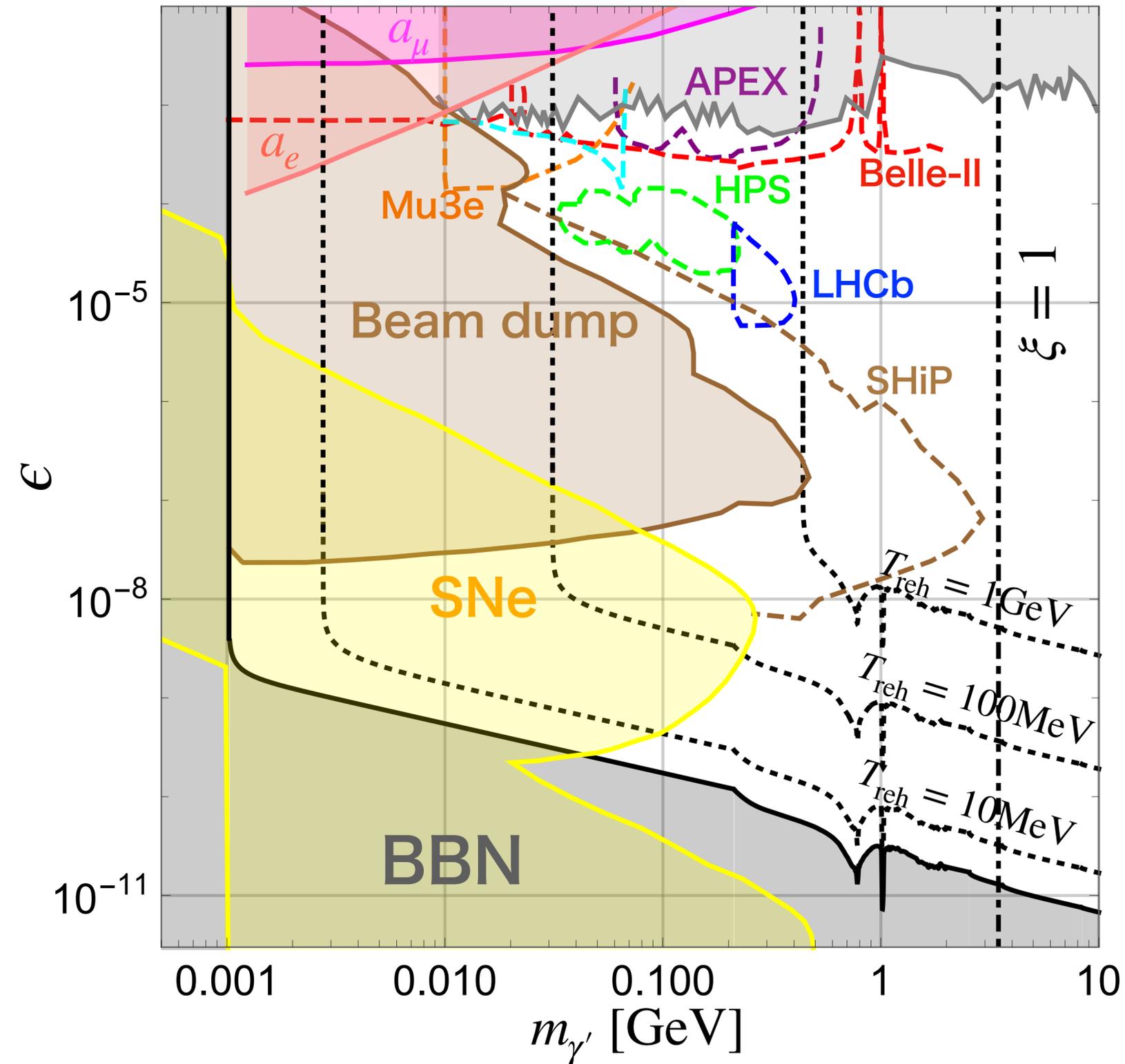
混合を考える：
$$\mathcal{L} \supset -\frac{\epsilon}{2} B_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

• 主な崩壊過程：



• Reheating temperature:

$$T_{\text{reh}} \simeq \begin{cases} 0.17 \text{ GeV} \left(\frac{g_*(T_{\text{reh}})}{40}\right)^{-1/4} \left(\frac{\epsilon}{10^{-8}}\right) \left(\frac{m_{\gamma'}}{100 \text{ MeV}}\right)^{1/2} & (\Gamma_{\gamma' \rightarrow e^+e^-} < 10^{-8}) \\ 0.26 \text{ GeV} \lambda^{1/4} \left(\frac{g_*(T_{\text{reh}})}{40}\right)^{-1/4} \left(\frac{e}{0.1}\right)^{-1} \left(\frac{m_{\gamma'}}{100 \text{ MeV}}\right) & (\Gamma_{\gamma' \rightarrow e^+e^-} > 10^{-8}) \end{cases}$$



# まとめ

- ・ アクシオンを含んだHidden Abelian Higgs modelに基づき、非熱的インフレーションによるmoduli問題の解決可能性を探った。
- ・ ダークフォトンによる非熱的な束縛効果が非常に強いため、あまり平坦でないポテンシャルでインフレーションが起こり得る。
- ・ 格子シミュレーションでインフレーションが起こる可能性を確かめた。
- ・ ダークフォトン検出を目的とした将来の地上実験によって、パラメータ領域の大部分が検証可能である。

# Back up

# Lattice simulation

## Parameters

$$f_\phi = 5 \times 10^{17} \text{GeV} \quad m_\phi = 5 \times 10^8 \text{GeV} \quad v = f_\phi$$

$$\beta = 30 \quad e = 2m_\phi/f_\phi \quad \lambda = 10^{-4} m_\phi^2/f_\phi^2$$

$$\text{Grid number: } N_{\text{grid}} = 256^3$$

$$\text{Initial values: } \theta_i \equiv \phi_i/f_\phi = 1$$

$$\text{Comoving box size: } N_{\text{box}} = 0.5\pi m_\phi^{-1}$$

$$\Psi_i = 0.01v$$

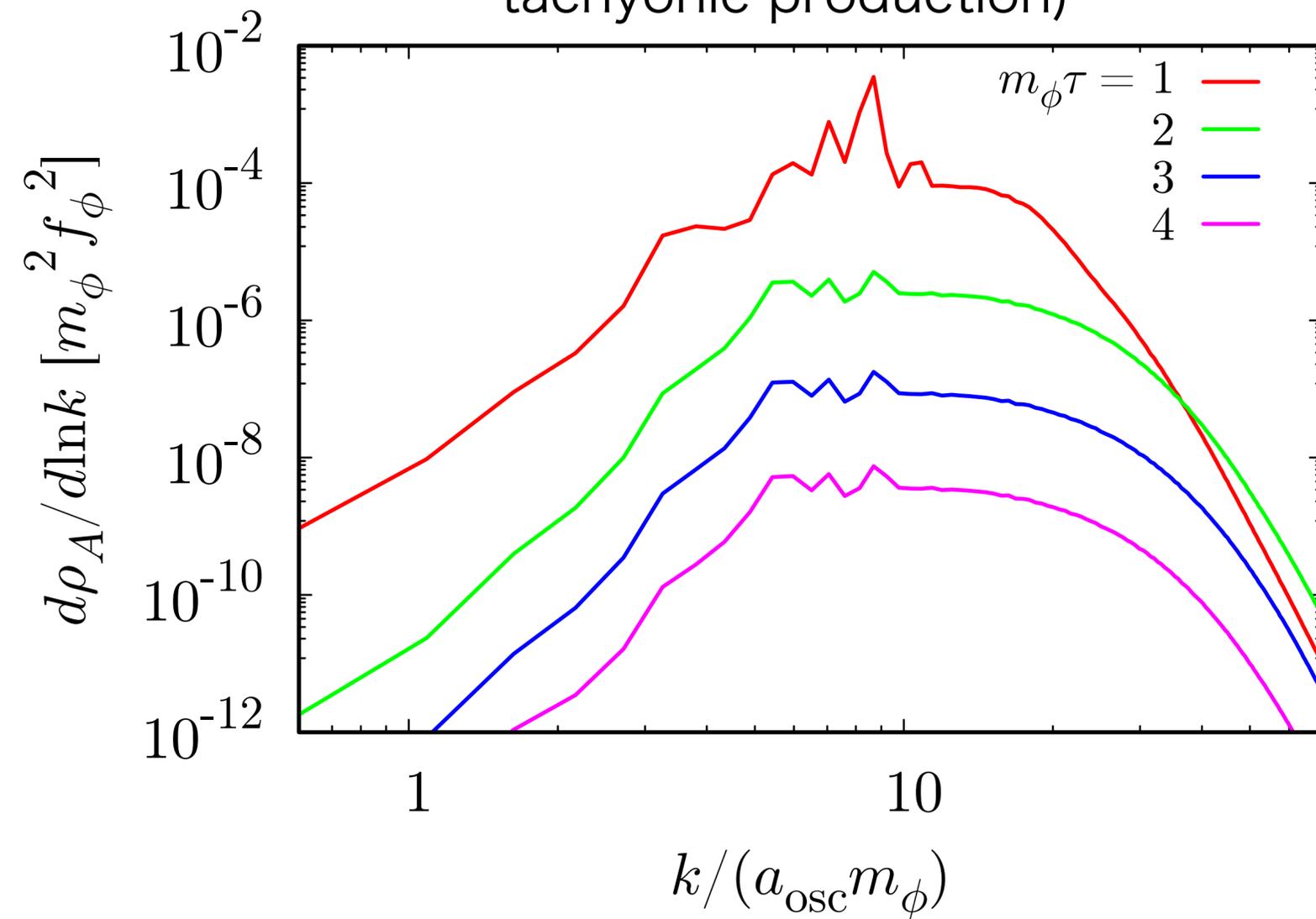
$$\text{Time stepsize: } 0.1m_\phi^{-1}$$

- The Higgs is slowly rolling at the initial stage since we choose small  $\lambda$  and thus we do not consider the Hubble mass in lattice simulation.
- Although this simulation can be applied for small  $\lambda$  due to the computational resources, we have confirmed qualitatively that the analytical results are valid and thus the numerical results can be extrapolated even to  $\lambda \simeq 1$ .

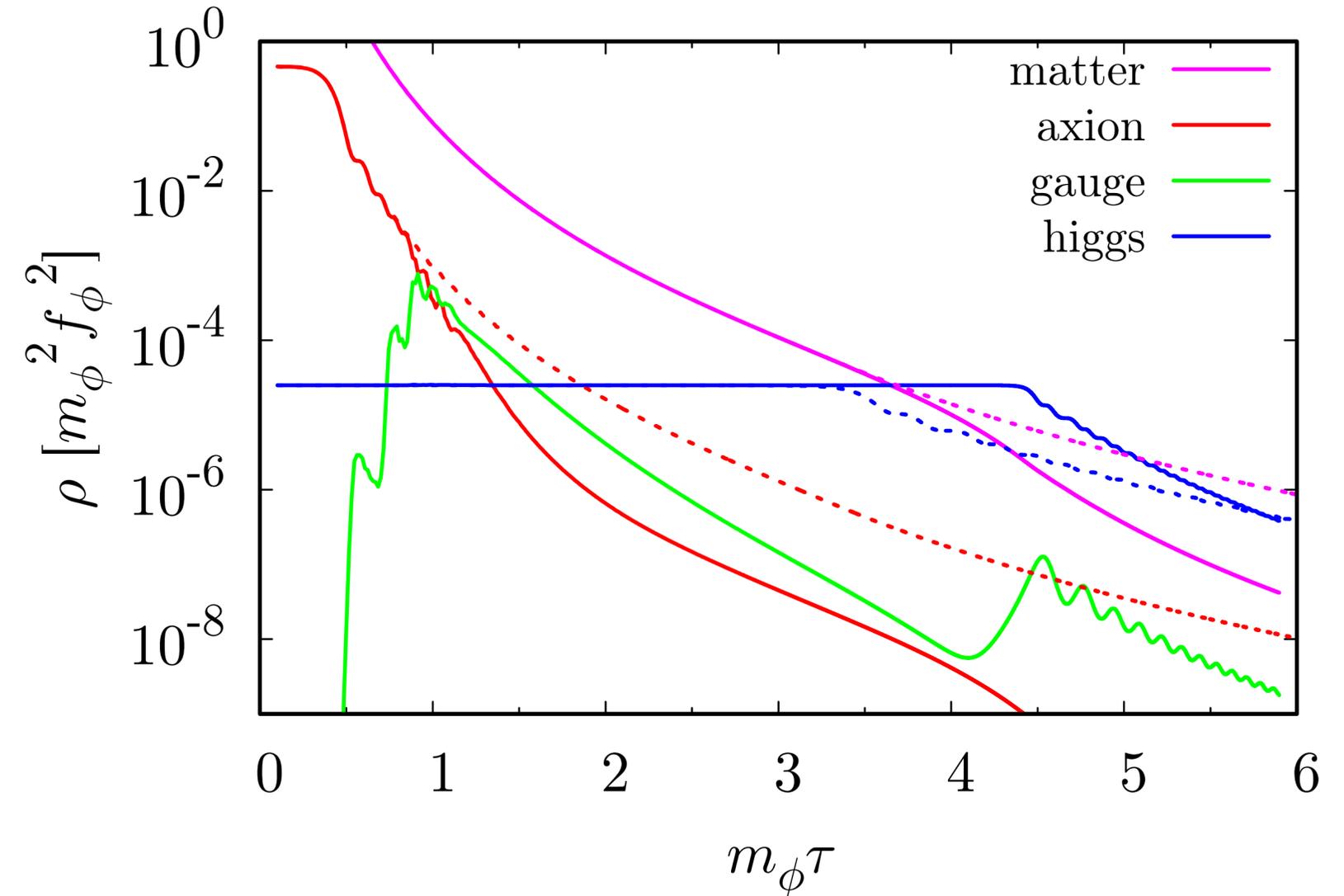
# Results by lattice simulation

## Spectrum

(After the end of the tachyonic production)



## Energy density



Parameters

$$f_\phi = 5 \times 10^{17} \text{ GeV} \quad m_\phi = 5 \times 10^8 \text{ GeV} \quad v = f_\phi$$

$$\beta = 30 \quad e = 2m_\phi/f_\phi \quad \lambda = 10^{-4} m_\phi^2/f_\phi^2$$

# Experimental constraints

Beam dump includes

E141, E137, E774, KEK, Orsay, NA64, CHARM.  $\nu$ -Cal I, and U70.

Upper bound by collider or fixed target exp. includes

KLOE, NA48/2, HADES, PHENIX, A1, BaBar, and engineering runs for Apex and HPS,

Supernova constraints are imposed by the observation of SN1987a.