

Thermal Wash-in Leptogenesis via Heavy Higgs Decay

SOKENDAI/KEK
M2 渡邊秀長

K. Mukaida, HW, M. Yamada, “Thermal wash-in leptogenesis via heavy Higgs decay,” JCAP 09 (2024) 063 .

Introduction

宇宙マイクロ波背景放射やビッグバン元素合成の観測

$$\frac{q_B}{s} := \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} = 8.6 \times 10^{-11}$$

n_B : バリオン数密度
 $n_{\bar{B}}$: 反バリオン数密度
 s : エントロピー密度

これだけのバリオン数生成が必要。



そもそも初めから存在していた可能性は？

インフレーションとその後の再加熱があるため難しい。



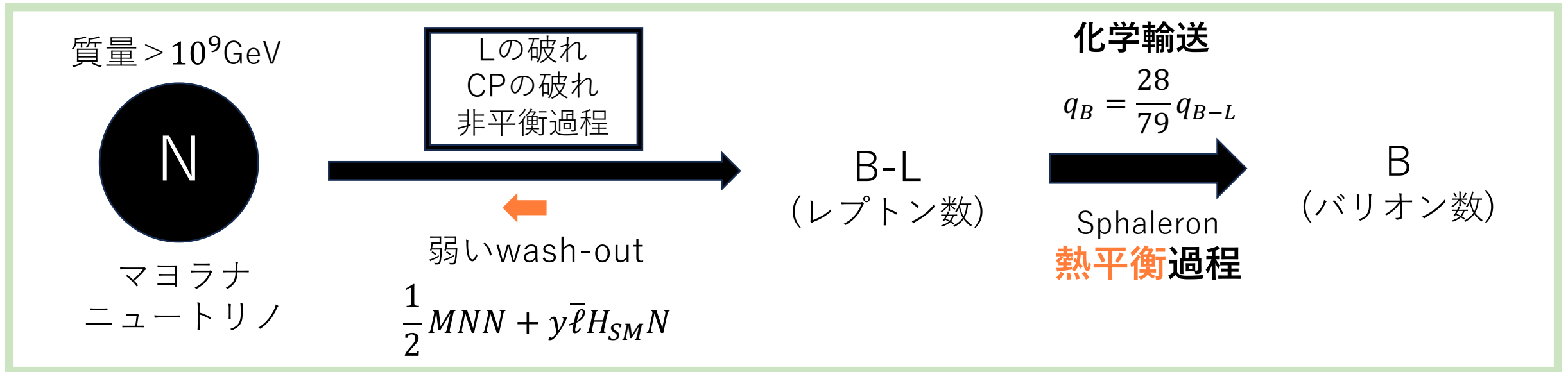
バリオン数生成の問題は避けられない！

標準模型を超えた物理が必要。

Leptogenesis

Vanilla leptogenesis (Thermal leptogenesis)

M. Fukugita, T. Yanagida Phys.Lett.B 174 (1986) 45-47

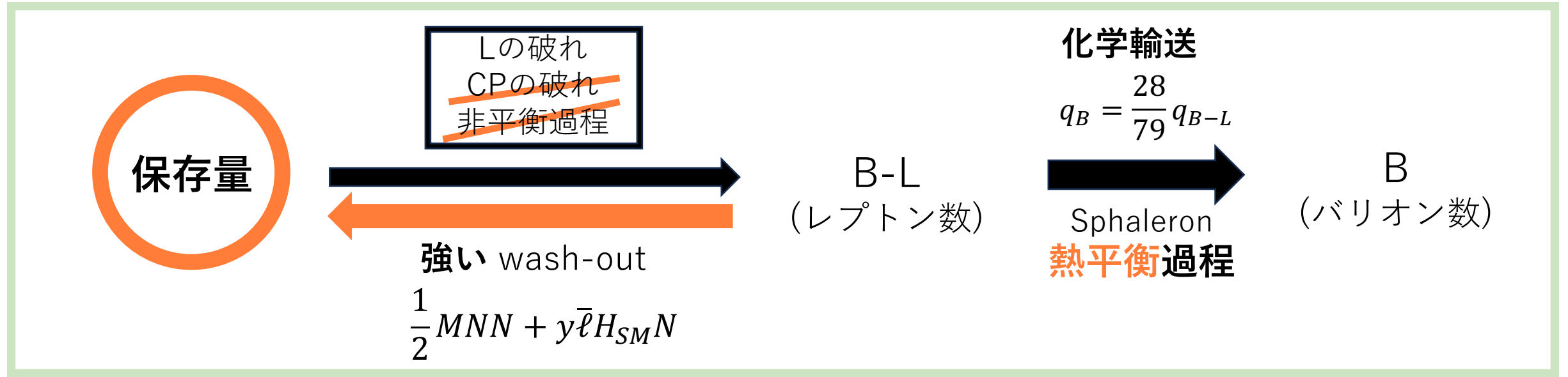


十分なバリオン数を生成するための条件

- Wash-outが弱く、非平衡な過程
- ニュートリノ湯川相互作用のCPの破れ
- 大きいマヨラナ質量
- 三つの破れが同スケールで起こる

Our work

Wash-in leptogenesis + Three Higgs doublet model



十分なバリオン数を生成するための条件

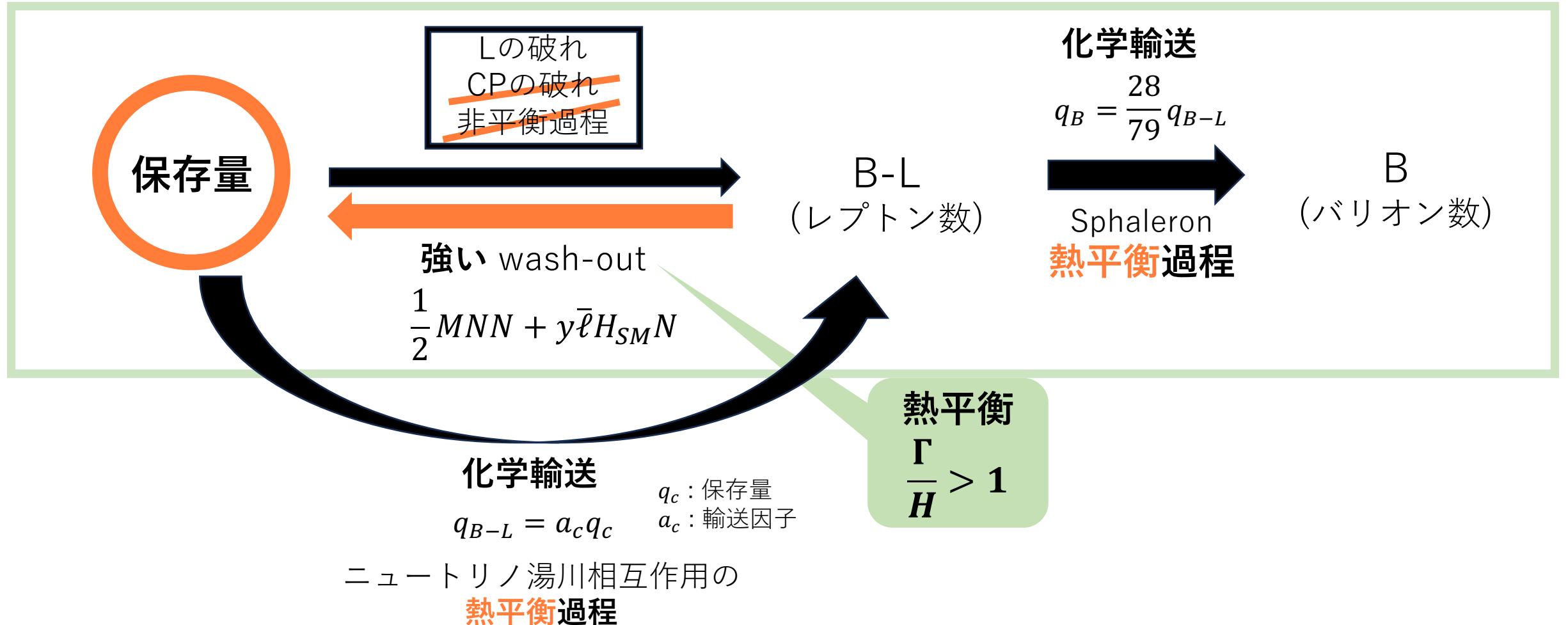
- Wash-outが弱く、非平衡な過程
- ニュートリノ湯川相互作用のCPの破れ
- 大きいマヨラナ質量
- 三つの破れが同スケールで起こる

これらの条件を
満たさずとも
バリオン数生成
は可能

Wash-in Leptogenesis

V. Domcke *et al.*, Phys. Rev. Lett. 126 (2021) 201802.

Wash-in leptogenesis



脱結合と保存量

反応率 Γ と Hubble parameter H

$$\frac{\Gamma}{H} < 1 \quad \longrightarrow \quad \text{保存量の出現}$$

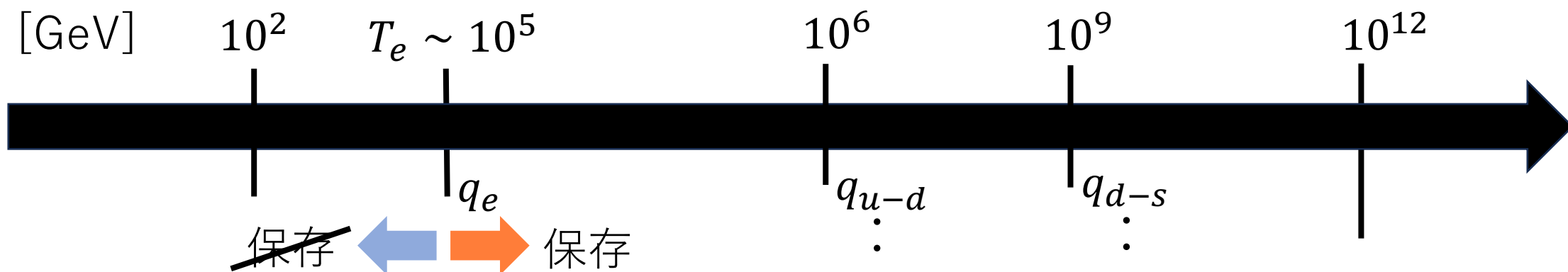
脱結合

全粒子が相対論的である時期の Γ と H

$$\Gamma \propto g^2 T \quad H \propto T^2$$

$$\frac{\Gamma}{H} \propto \frac{g^2}{T} \quad \longrightarrow \quad \left. \begin{array}{l} \text{結合が弱いほど} \\ \text{温度が高いほど} \end{array} \right\} \text{脱結合しやすい}$$

g : 結合定数
 T : 温度



右巻き電子非対称性 q_e が最も低い温度まで保存量になる。

q_e を $B - L$ の源として採用

$$q_{B-L} = -\frac{3}{10} q_e$$

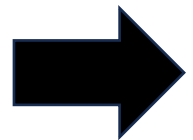
$\longrightarrow$ 残る問題は どうやって q_e を作るか

保存量を作るいくつかのモデル

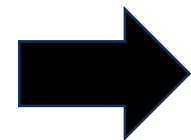
- GUT baryogenesis [V. Domcke *et al.*, Phys. Rev. Lett. 126 (2021) 201802.]
- Axion Inflation [V. Domcke, *et al.*, 2210.06412]
- PBHの蒸発 [K. Schmitz, *et al.*, 2311.01089]

etc

しかし、これらのモデルは保存量を作る際に別のchargeも破っている。



そのようなchargeの破れは必要なし



3HDM

Three-Higgs doublet model

V. Keus, S. F. King, and S. Moretti, *JHEP* **01** (2014) 052, arXiv:1310.8253 [hep-ph].

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}_{\text{RH}\nu} + \mathcal{L}_{HH}$$

$$\mathcal{L}_{\text{RH}\nu} = \bar{N}_i i \not{\partial} N_i - \frac{1}{2} M_i \bar{N}_i N_i - \left(\bar{\ell}_f \tilde{H}_{\text{SM}} \lambda_{fi}^{\text{SM}} N_i + \text{H.c.} \right)$$

q_{B-L} を生成する熱平衡過程

$$\mathcal{L}_{HH} = |DH_\alpha|^2 - M_{H_\alpha}^2 |H_\alpha|^2 - \left(\bar{\ell}_f H_\alpha Y_{ff'}^\alpha e_{f'} + \bar{\ell}_f \tilde{H}_\alpha \lambda_{fi}^\alpha N_i + \text{H.c.} \right)$$

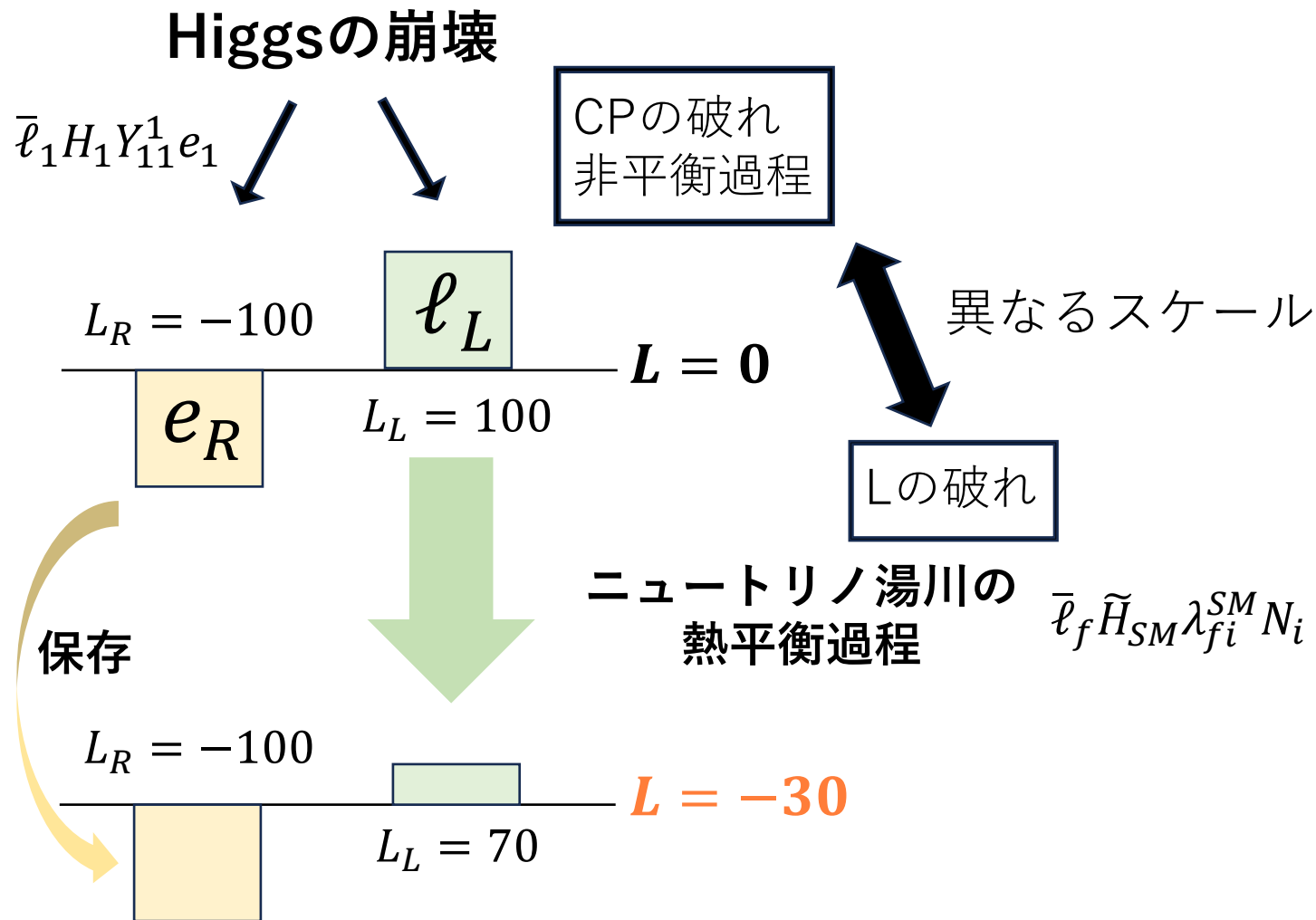
q_e を生成するHiggsの崩壊

- CPを破る
- Lを破らない

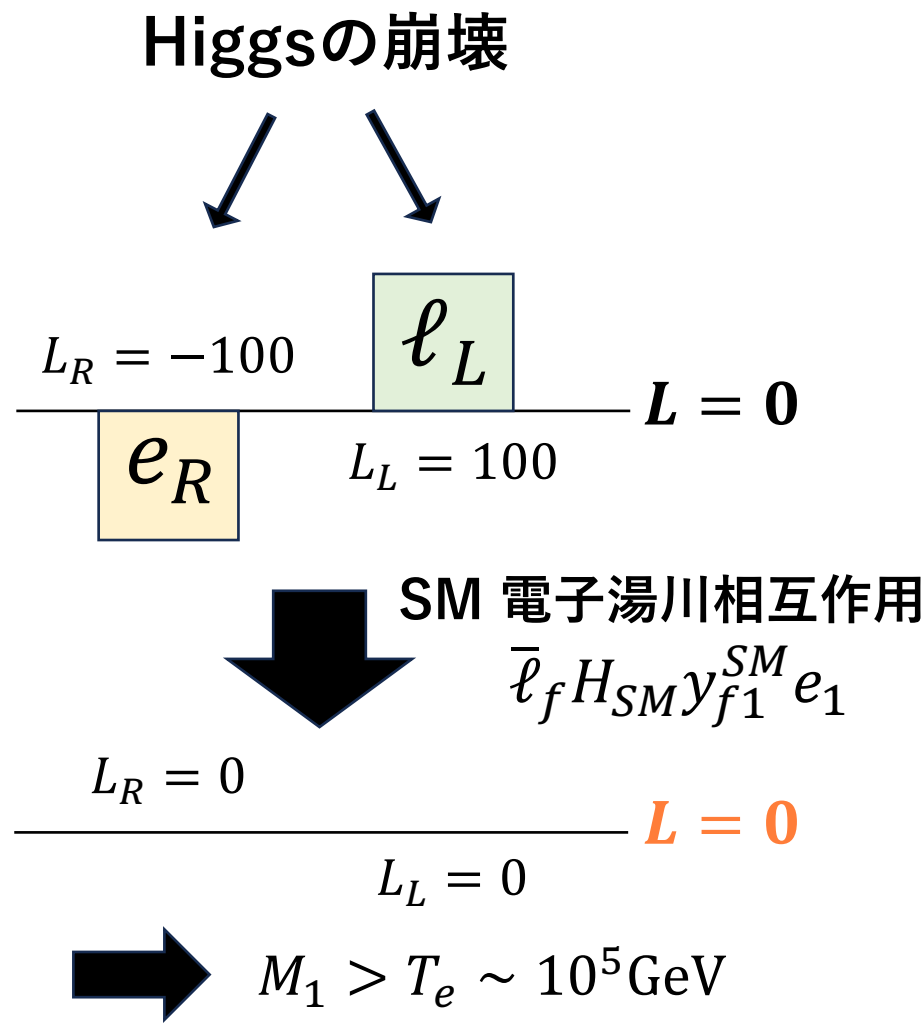
N_i	: マヨラナニュートリノ
M_i	: マヨラナ質量
ℓ_f	: lepton doublet
H_{SM}	: SM Higgs doublet
$H_\alpha (\alpha = 1, 2)$	: 新たなHiggs doublet
M_{H_α}	: H_α の質量
$\lambda^{\text{SM}}, Y, \lambda$	: 結合定数

今回の模型でバリオン数ができる流れ

q_e が保存している場合



q_e が保存していない場合



結果

今回のシナリオでの各粒子の質量

Majorana質量

$$M_1 \sim 10^5 \text{ GeV}$$

Higgsの質量

$$M_{H_1} \sim 10^{12} \text{ GeV}$$

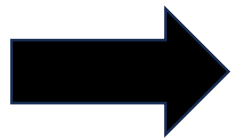
Higgsの崩壊が非平衡であるための条件

最終的なbaryon asymmetry

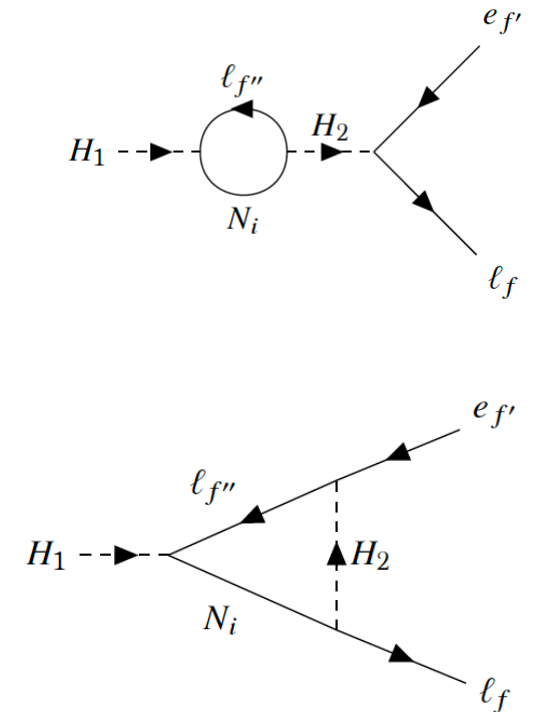
observation : $\frac{q_B}{s} \sim 8.6 \times 10^{-11}$

$$\frac{q_B}{s} \sim 8 \times 10^{-11} \delta_{CP} \left(\frac{Y}{0.01} \right)^2$$

δ_{CP} : CP位相
 Y : 湯川の結合定数



3HDMでバリオン数生成が可能



Summary and Future Work

Summary

- 一般的なleptogenesisでは「wash-outが弱く非平衡」などの条件が必要だが我々はwash-in leptogenesisとthree Higgs doublet modelを用いることでそれらを満たさなくてもバリオン数生成が可能であることを示した。
- 今回のシナリオでは、マヨラナの質量が 10^5GeV 、Higgsの質量が 10^{12}GeV でバリオン数生成を説明できることが分かった。

最新の研究 [K. Schmitz, *et al.*, (2501.07634)]によると, M_1 は最大7TeVまで下げられることが判明。

Future Work

- 他の保存量の場合はどうか?(Higgsは湯川を通してquarkとも結合できる。)
- ボルツマン方程式を用いたより定量的な解析

Back up

The condition to determine M_{H_1}

Suppose weak wash-out to produce enough q_e

$$\longleftrightarrow 1 \geq \frac{\Gamma}{H} \Big|_{T=M_{H_1}}$$

$$\longleftrightarrow M_{H_1} \geq 10^{12} \text{GeV} \left(\frac{Y}{0.01} \right)^2$$

Decay rate

$$\Gamma \sim \frac{1}{16\pi} \text{tr}(Y^{1\dagger} Y^1) M_{H_1}$$

Hubble parameter

$$H = \sqrt{\frac{\pi^2}{90}} g_* \frac{T^2}{M_{pl}} \quad (\text{RD})$$

Relation between B and B-L

Conserved quantities

$$q_Y = 0 \quad \longleftrightarrow \quad \Sigma(\mu_{qi} + 2\mu_{ui} - \mu_{di} - \mu_{li} - \mu_{ei}) + 2\mu_H = 0$$

$$\frac{B}{3} - L_f \quad f = e, \mu, \tau \quad \longleftrightarrow \quad \frac{1}{3} \Sigma(2\mu_{qi} + \mu_{ui} + \mu_{di}) - 2\mu_{lf} - \mu_f$$

Equilibrium process

$$\text{strong sphaleron} \quad \longleftrightarrow \quad \Sigma(2\mu_{qi} - \mu_{ui} - \mu_{di}) = 0$$

$$\text{Weak sphaleron} \quad \longleftrightarrow \quad \Sigma(3\mu_{qi} + \mu_{li}) = 0$$

$$\text{Up yukawa} \quad \longleftrightarrow \quad \mu_{qi} + \mu_H - \mu_{uj} = 0$$

$$\text{Down yukawa} \quad \longleftrightarrow \quad \mu_{qi} - \mu_H - \mu_{dj} = 0$$

$$\text{Charged lepton yukawa} \quad \longleftrightarrow \quad \mu_{li} - \mu_H - \mu_{ej} = 0$$

$$\Rightarrow q_B = \frac{28}{79} q_{B-L}$$

$$q_X = \frac{g}{6} T^2 \begin{cases} \mu_X/T & \text{fermions} \\ 2\mu_X/T & \text{bosons} \end{cases}$$

Relation between B-L and q_e

$10^5 \text{ GeV} < T < 10^6 \text{ GeV}$

Conserved quantity

$$q_Y = 0$$



$$\Sigma(\mu_{qi} + 2\mu_{ui} - \mu_{di} - \mu_{li} - \mu_{ei}) + 2\mu_H = 0$$

$$q_{e1}$$



$$\mu_{e1}$$

Equilibrium process

strong sphaleron



$$\Sigma(2\mu_{qi} - \mu_{ui} - \mu_{di}) = 0$$

Weak sphaleron



$$\Sigma(3\mu_{qi} + \mu_{li}) = 0$$

Up yukawa



$$\mu_{qi} + \mu_H - \mu_{uj} = 0$$

Down yukawa



$$\mu_{qi} - \mu_H - \mu_{dj} = 0$$

Charged yukawa

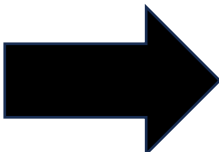


$$\mu_{li} - \mu_H - \mu_{ej} = 0$$

Neutrino yukawa



$$\mu_{li} - \mu_H = 0 \quad \mu_N = 0$$


$$q_{B-L} = -\frac{3}{10}q_{e1}$$

The amount of right-handed electron asymmetry

$$\frac{q_B}{s} \stackrel{=}{=} \frac{28}{79} \frac{q_{B-L}}{s} \stackrel{=}{=} -\frac{42}{395} \frac{q_e}{s}$$

Sphaleron equilibrium

$$q_B = \frac{28}{79} q_{B-L}$$

Neutrino yukawa equilibrium

$$q_{B-L} = -\frac{3}{10} q_e$$

$$\frac{q_B}{s} \sim 8.6 \times 10^{-11}$$



$$\frac{q_e}{s} \simeq -8.1 \times 10^{-10}$$

This is the value to explain
today's baryon asymmetry ! !

The production of q_e in 3HDM

$$\begin{aligned}\frac{q_e}{s} &:= \frac{n_e}{s} - \frac{n_{\bar{e}}}{s} = \frac{\Gamma_{\bar{H}_1 \rightarrow e\bar{\ell}}}{\Gamma_{H_1}} \frac{n_{\bar{H}_1}}{s} - \frac{\Gamma_{H_1 \rightarrow \bar{e}\ell}}{\Gamma_{H_1}} \frac{n_{H_1}}{s} \\ &= - \frac{\Gamma_{H_1 \rightarrow \bar{e}\ell} - \Gamma_{\bar{H}_1 \rightarrow e\bar{\ell}}}{\Gamma_{H_1}} \frac{n_{H_1}}{s} \\ &\simeq - \underbrace{\epsilon_{\bar{e}\ell}} \times \frac{45\zeta(3)}{\pi^4} \frac{1}{g_*}\end{aligned}$$

Assumption : Thermal production of H_1
 $(T_{rh} > M_{H_1})$

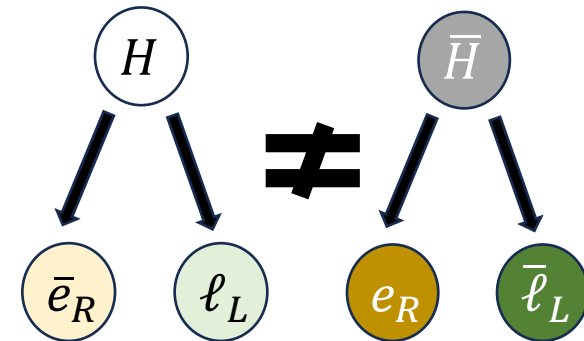
$$\frac{n_{H_1}}{s} = \frac{n_{\bar{H}_1}}{s} = \frac{45\zeta(3)}{\pi^4} \frac{1}{g_*}$$

g_* : effective degrees of freedom

$$\Gamma_{H_1} := \Gamma_{H_1 \rightarrow \bar{e}\ell} + \Gamma_{H_1 \rightarrow \ell N}$$

$\epsilon_{\bar{e}\ell}$: asymmetry parameter (CP violation)

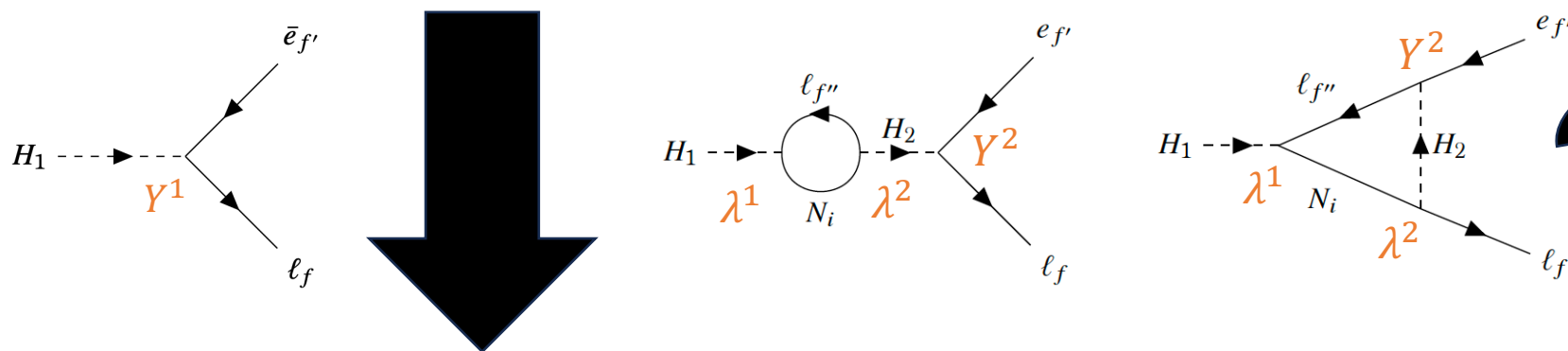
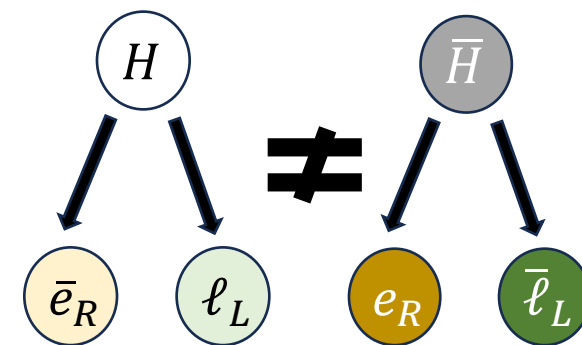
$$\epsilon_{\bar{e}\ell} := \frac{\Gamma_{H_1 \rightarrow \bar{e}\ell} - \Gamma_{\bar{H}_1 \rightarrow e\bar{\ell}}}{\Gamma_{H_1 \rightarrow \bar{e}\ell} + \Gamma_{\bar{H}_1 \rightarrow e\bar{\ell}}}$$



Asymmetry parameter

$\epsilon_{\bar{e}\ell}$: asymmetry parameter (CP violation)

$$\epsilon_{\bar{e}\ell} := \frac{\Gamma_{H_1 \rightarrow \bar{e}\ell} - \Gamma_{\bar{H}_1 \rightarrow e\bar{\ell}}}{\Gamma_{H_1 \rightarrow \bar{e}\ell} + \Gamma_{\bar{H}_1 \rightarrow e\bar{\ell}}}$$



We need to calculate one-loop to get ϵ

Asymmetry parameter comes from interference
between tree and one-loop

$$\epsilon_{\bar{e}\ell} \propto \frac{\text{Im}(Y_{11}^1 Y_{11}^{2\dagger} \lambda_{11}^1 \lambda_{11}^{2\dagger})}{|Y^1|^2}$$

$\text{Im}(\dots) \longleftrightarrow$ CP violation

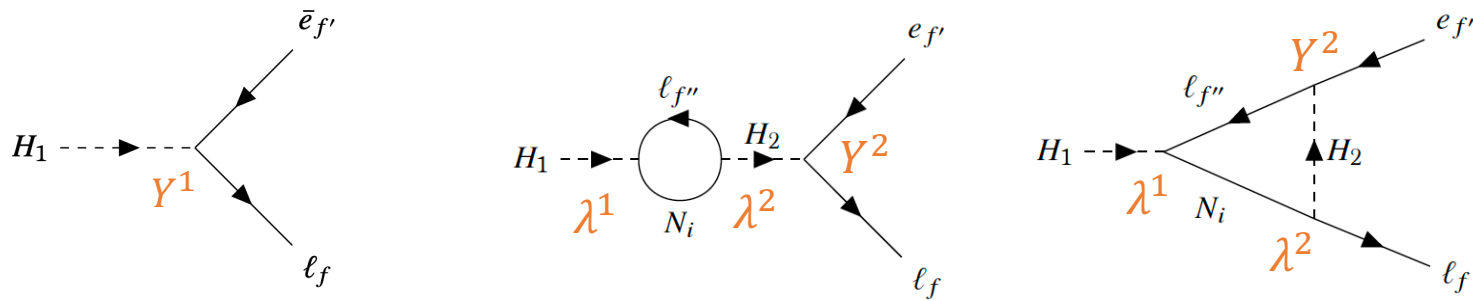
$$\Gamma_{H_1 \rightarrow \bar{e}\ell}^{(0)} \sim |Y^1|^2 M_{H_1}$$



CP
transformation

$$\Gamma_{\bar{H}_1 \rightarrow e\bar{\ell}}^{(0)} \sim |Y^{1*}|^2 M_{H_1}$$

Asymmetry parameter



$$\epsilon_{\bar{e}\ell} = \frac{1}{8\pi} \frac{\text{Im}(Y_{11}^1 Y_{11}^{2\dagger} \lambda_{11}^1 \lambda_{11}^{2\dagger})}{\text{tr}(Y^{1\dagger} Y^1)} \left(\underbrace{\frac{1}{x^2 - 1}}_{\text{self}} + \underbrace{1 - x^2 \log\left(1 + \frac{1}{x^2}\right)}_{\text{vertex}} \right)$$

$$x = M_{H_2}/M_{H_1}$$