

レプトジェネシスとフレーバー効果

Review論文 : Abada A et al, 2006, JHEP,09, 010

京都大学基礎物理学研究所

M1 高橋智嗣

目次

1. イントロ
2. レプトジェネシス
3. フレーバー効果

宇宙のバリオン非対称性

- 現在の宇宙：**0でないバリオン数** (=バリオンの数-反バリオンの数)を持つ



- 宇宙初期：**バリオン数=0**だったと考えられる

バリオン数の生成を理論的に説明したい

→ 今回は数あるモデルの中の1つである、**"レプトジェネシス"**について述べる

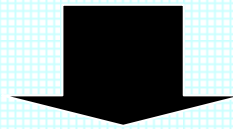
レプトジェネシスの特徴

- レプトンを生成してからバリオンに変換
- 左巻きニュートリノの持つ小さい質量を自然に説明できる。
- 標準模型に少ない修正を加えるだけでよい。

➡ バリオン数生成を“自然に”説明できる

レプトジェネシスの問題点

望みのバリオン数を作るためには、パラメータを**上限ギリギリ**に調節しなければならない



フレーバーの違いを考えると、バリオンをより多く作ることができるようになる。

→パラメータを緩く設定する事ができる

↑
今回の論文の話

目次

1. イントロ
2. レプトジェネシス
3. フレーバー効果

レプトジェネシスの流れ(1/2)

Step 1: 標準模型に右巻きニュートリノを新しく導入

- 標準理論には右巻きニュートリノが含まれていないが、新しく導入することができる。
- 右巻きニュートリノは粒子=反粒子でなければならない。
→右巻きニュートリノのレプトン数は0
- 右巻きニュートリノと左巻きレプトンとの相互作用がある。
→右巻きニュートリノは左巻きのレプトンへと崩壊できる

レプトジェネシスの流れ(2/2)

Step2: 右巻きニュートリノの崩壊によって
レプトン数を作る。

- 右巻きニュートリノ $\xrightarrow{\text{崩壊}}$ 左巻きレプトン
レプトン数=0

レプトン数が増える

Step3: バリオン数への変換

- (バリオン数)-(レプトン数)を保存する反応が知られている。
- 上の反応によってレプトン数の一部をバリオン数に変換することができる。

レプトン数の発展方程式

平衡での右巻きニュートリノ数

$$\frac{dN_R}{dt} = -D(N_R - N_R^{\text{eq}})$$
$$\frac{dN_L}{dt} = \epsilon D(N_R - N_R^{\text{eq}}) - W N_L$$

レプトンの数を減少させる
洗い流し項

右巻きニュートリノの崩壊による項

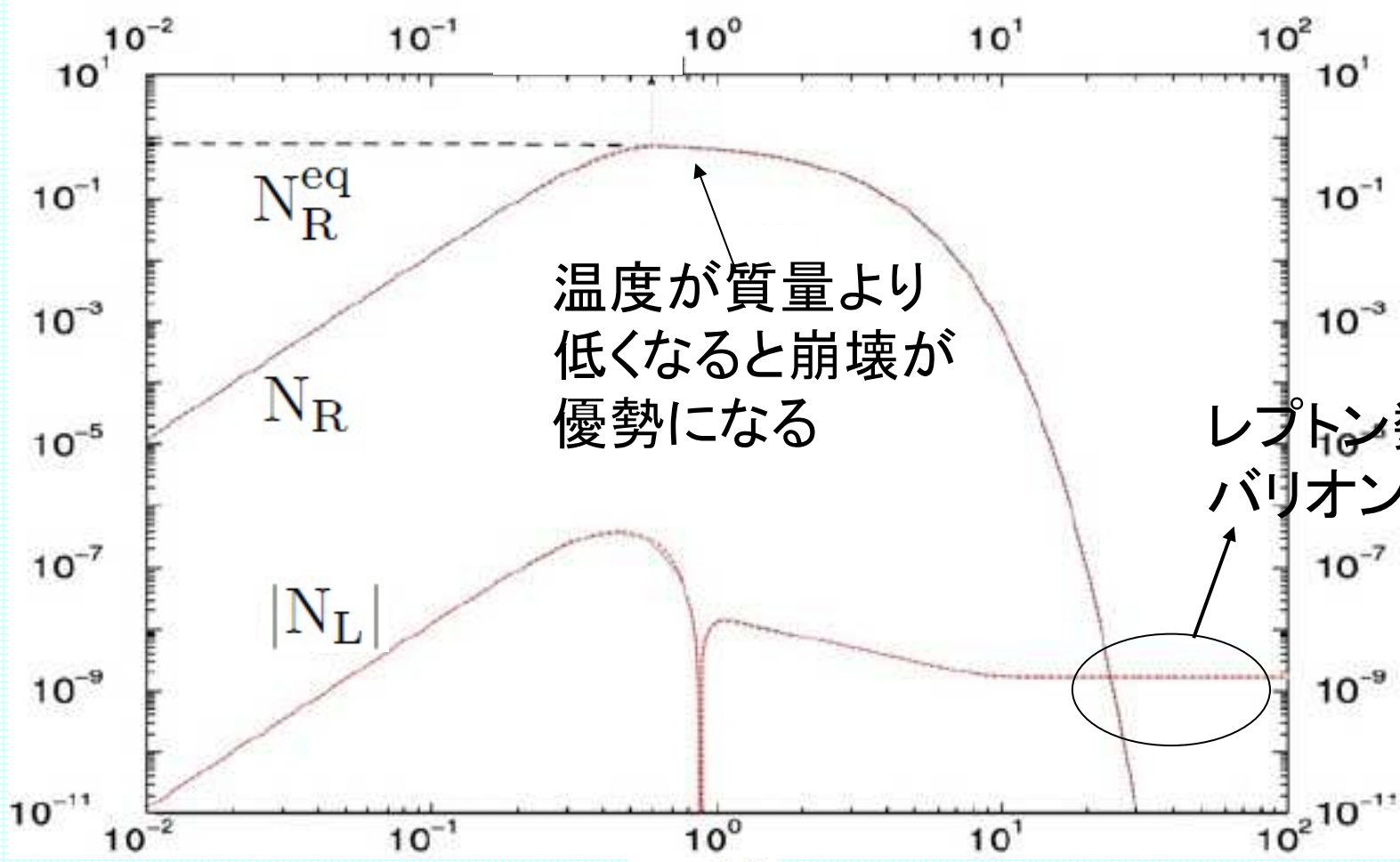
$t = (\text{右巻きニュートリノの質量}) / (\text{温度})$

$N_R = (\text{右巻きニュートリノの数}) / (\text{フォトン数})$

$N_L = (\text{レプトン数}) / (\text{フォトン数})$

$$\frac{dN_R}{dt} = -D(N_R - N_R^{\text{eq}})$$

$$\frac{dN_L}{dt} = \epsilon D(N_R - N_R^{\text{eq}}) - W N_L$$



温度が質量より
低くなると崩壊が
優勢になる

レプトン数の一部を
バリオン数に変換

$$t = \frac{M}{T}$$

W.Buchmuller et al, (2005)

目次

1. イントロ
2. レプトジェネシス
3. フレーバー効果

- 従来の解析

右巻きニュートリノ \longrightarrow レプトン

崩壊は1つの方向と近似

- フレーバーの違いを考慮したもの

右巻きニュートリノ $\begin{matrix} \nearrow & e \text{ レプトン} \\ \longrightarrow & \mu \text{ レプトン} \\ \searrow & \tau \text{ レプトン} \end{matrix}$

崩壊に3つの方向がつく

フレーバーを
考えない場合

$$\frac{dN_R}{dt} = -D(N_R - N_R^{\text{eq}})$$
$$\frac{dN_L}{dt} = \epsilon D(N_R - N_R^{\text{eq}}) - W N_L$$

フレーバーを
考えた場合
(2フレーバー)

$$\frac{dN_R}{dt} = -D(N_R - N_R^{\text{eq}})$$
$$\frac{dN_L^e}{dt} = \underline{\epsilon^e} (N_R - N_R^{\text{eq}}) - \underline{W^e N_L^e}$$
$$\frac{dN_L^\mu}{dt} = \underline{\epsilon^\mu} (N_R - N_R^{\text{eq}}) - \underline{W^\mu N_L^\mu}$$

← 反応の方向の
添え字がつく

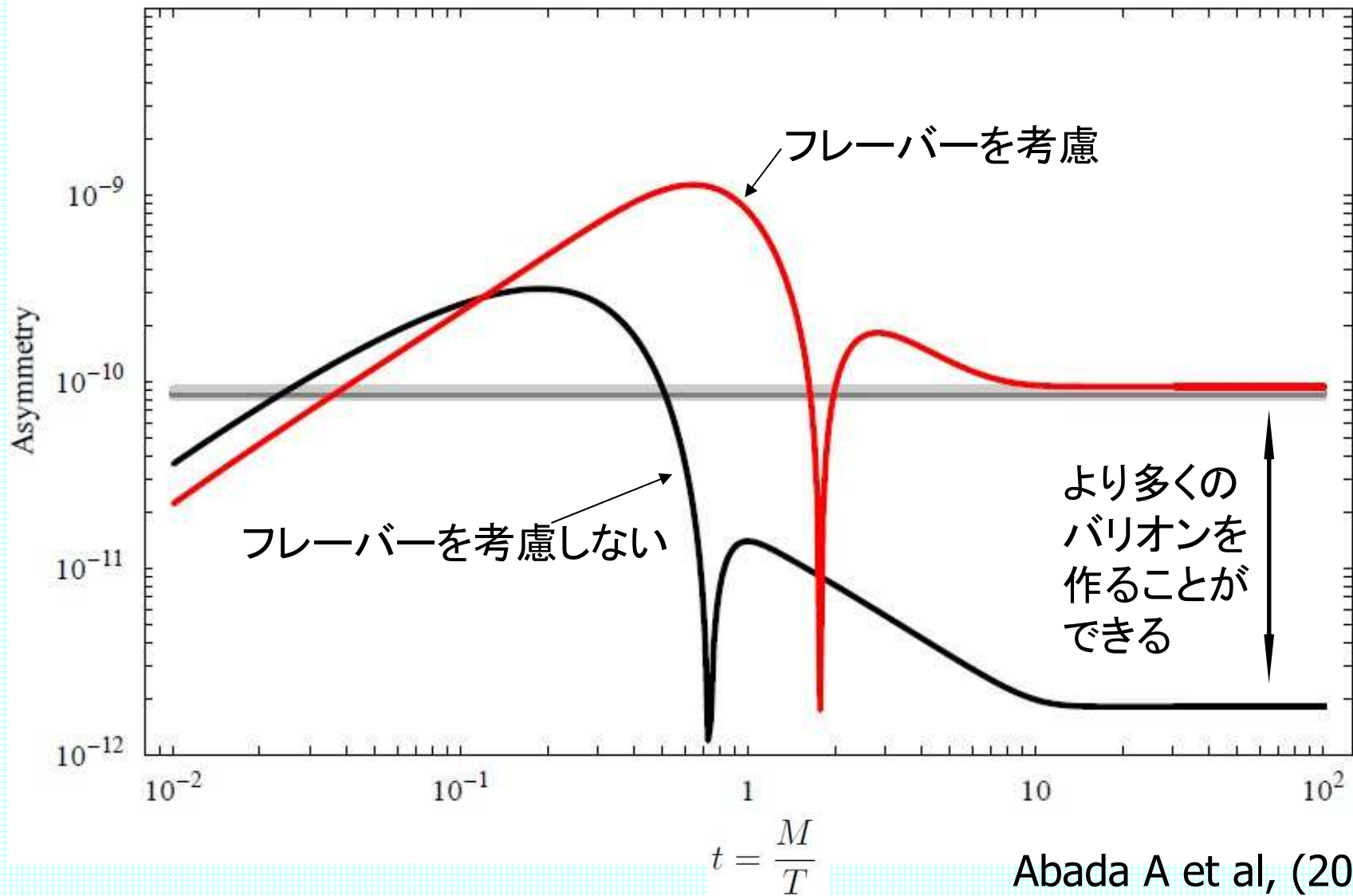
足しあげると

$$\frac{dN_L}{dt} = \epsilon (N_R - N_R^{\text{eq}}) - \left[W N_L - \frac{1}{2} (W^e - W^\mu) (N^e - N^\mu) \right]$$

洗い流しの項に新しい寄与

$(W^e - W^\mu)(N^e - N^\mu) < 0$ だとレプトン数を減少させる効果が弱まり、より多くのレプトン数が作られる

フレーバーの効果を入れた場合の比較



Abada A et al, (2006)

まとめ

- 右巻きニュートリノを新たに導入し、その崩壊によってレプトン数を作り、レプトン数を変換することでバリオン数を作ることができた。
- しかし従来の解析では十分なバリオン数を得るのは厳しい。
- フレーバーの違いを考えることによってより多くのバリオン数を作ることができた。

Appendix シーソーメカニズム

- シーソーメカニズム

→ 重い右巻きニュートリノを導入することによって軽いニュートリノの小さい質量を説明。

標準模型のゲージ対称性を壊さない範囲で右巻きニュートリノを導入することができる。

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \lambda \bar{\nu}_R (\epsilon \phi)^\dagger L_L - \frac{1}{2} M \bar{\nu}_R^c \nu_R + (\text{h.c.})$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

$$L_L = \begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix}$$

↓ $\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}$

$$\epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \lambda v \bar{\nu}_R \nu_L - \frac{1}{2} M \bar{\nu}_R^c \nu_R + (\text{h.c.})$$

質量を与える項

質量は

$$m_{\text{eigen}} \simeq \frac{(m_D)^2}{M}, \quad M$$

$$\lambda v \simeq 10^2 \text{Gev}, \quad M \simeq 10^{15} \text{Gev} \rightarrow \frac{(\lambda v)^2}{M} \simeq 10^{-2} \text{ev}$$

ニュートリノの質量を説明することができた。

Appnendix フレーバーの効果

今度はフレーバーを考慮に入れてみる。

$$\mathcal{L} = \dots - \lambda \bar{\nu}_R (\epsilon \phi)^\dagger L_L - \frac{1}{2} M \bar{\nu}_R^c \nu_R + (\text{h.c.})$$



レプトンの世代(e, μ, τ)を考える

$$\mathcal{L} = \dots - \lambda^i \bar{\nu}_R (\epsilon \phi)^\dagger L_L^i - \frac{1}{2} M \bar{\nu}_R^c \nu_R + (\text{h.c.})$$

$$i = e, \mu, \tau$$

↑ 対角化したい

基底をうまく取り直すことができるか？

実は考える温度によって基底の取り方が変わってくる

$T < 10^{12} \text{Gev}$ では $L_L^\tau \longleftrightarrow \tau_R + \phi$ が効いてくる

$$\mathcal{L} = \dots - h^\tau \bar{L}_L^\tau \phi \tau_R - \lambda^i \bar{\nu}_R (\epsilon \phi)^\dagger L_L^i - \frac{1}{2} M \bar{\nu}_R^c \nu_R$$



無視していた項を考える

$$\mathcal{L} = \dots - h^\tau \bar{L}_L^\tau \phi \tau_R - \lambda^i \bar{\nu}_R (\epsilon \phi)^\dagger L_L^i - \frac{1}{2} M \bar{\nu}_R^c \nu_R$$

τ 方向は固定されてしまっている。

$$L_L^e, L_L^\mu \rightarrow L_L^1, L_L^2$$

$$\mathcal{L} = \dots - h^\tau \bar{L}_L^\tau \phi \tau_R - \lambda'^1 \bar{\nu}_R (\epsilon \phi)^\dagger L_L^1 - \lambda'^\tau \bar{\nu}_R (\epsilon \phi)^\dagger L_L^\tau + \dots$$

右巻きニュートリノの崩壊の方向は2方向ある

粒子数の発展方程式は

フレーバーを
考慮していない場合

$$\frac{dN_R}{dt} = -D(N_R - N_R^{\text{eq}})$$
$$\frac{dN_L}{dt} = \epsilon D(N_R - N_R^{\text{eq}}) - W N_L$$

フレーバーを
考慮した場合

$$\frac{dN_R}{dt} = -D(N_R - N_R^{\text{eq}})$$
$$\frac{dN_L^\tau}{dt} = \underline{\epsilon^\tau} D(N_R - N_R^{\text{eq}}) - \underline{W^\tau N_L^\tau}$$
$$\frac{dN_L^1}{dt} = \underline{\epsilon^1} D(N_R - N_R^{\text{eq}}) - \underline{W^1 N_L^1}$$

← 反応の方向の足がつく

足しあげると

$$\frac{dN_L}{dx} = \epsilon D(N_R - N_R^{\text{eq}}) - [W N_L + \underline{\frac{1}{2}(W^1 - W^\tau)(N^1 - N^\tau)}]$$

洗い流しの項に新しい寄与