O-5

熱的レプトン数生成のバリオン非対称性

◯ 横井 修*1 , 二瓶　武史*2
Osamu Yokoi, Takeshi Nihei

Abstract: The standard model is extended by adding right-handed neutrinos, introducing the see-saw mechanism and providing the neutrinos with mass. At the same time, the extended model is able to generate leptons from the decays of right-handed neutrinos. Finally, the sphalerons are able to convert the spontaneously generated lepton asymmetry into the observed baryon asymmetry. We review the basic mechanism.

1. はじめに

素粒子では粒子とその反粒子が対称的に存在することが知られているが、現在の宇宙では、少なくとも我々のが観測できる範囲において、宇宙は物質でできており、反物質からできていない。地球、太陽系、銀河系の観測の結果、2 次的に生成されたもの以外、反物質はほとんど存在していないことがわかっている。ここで、物質と呼んでいるものは、陽子、中性子、電子を意味している。その中の陽子、中性子はバリオンと総称される。我々の宇宙には、バリオンは多く存在するが、反バリオンはほとんどないということができる。バリオンと反バリオンの非対称性は、定量的には、バリオン数密度とエントロピー密度の比をとって

$$Y_b \equiv \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{s} \tag{1}$$

で表わすことができる。このバリオン-エントロピー比は宇宙初期の元素合成の理論と観測から $Y_b \sim (6\text{–}8)\times 10^{-11}$ と評価される。バリオンと反バリオンが対称的な宇宙からバリオン非対称性を作ることをバリオン数生成と呼ぶ。
バリオン数生成のためには、よく知られたサハロフの３条件が必要である [1]。それらは、

(1)　バリオン数を破る反応の存在
(2)　C と CP の両方が破れていること
(3)　熱平衡からの離脱

である。スファレロン過程によってバリオン数とレプトン数は変化するが、$B-L$ は保存する。このことから、宇宙初期にレプトン数を生成すれば、その一部がスファレロン過程によってバリオン数に変換できる。本稿は熱的レプトン数生成のバリオン非対称性について説明する。

2. ニュートリノ質量とレプトン数の破れ

標準模型に右巻きニュートリノを追加して次の湯川相互作用項と質量項を加える。

$$\mathcal{L}_Y = -\,h_{AB}\tilde{\Phi}^\dagger \overline{N}_{BR} l_{AL} - \frac{1}{2} M_{AB}\overline{N}_{BR}N^c_{AR} + \text{h.c.} \tag{2}$$

右巻きニュートリノのマヨラナ質量項が標準模型における自発対称性の破れによって生成されたものではないことに注意しなければならない。したがって、右巻きニュートリノのマヨラナ質量はクオークや荷電レプトンの質量に比べて非常に重くとることができる。このことによって、軽いニュートリノ質量を導くことができる。湯川相互作用は標準模型における自発的対称性の破れの後、ディラックニュートリノ質量行列 $m_D = hv_0$ を与える。よってニュートリノ質量項は

$$\mathcal{L}_M = -\,m_D\overline{N}_{BR}\nu_{AL} - \frac{1}{2}M_{AB}\overline{N}_{BR}N^c_{AR} + \text{h.c.} \tag{3}$$

で与えられる。質量固有値を得るためにユニタリー変換しなければならない。簡単のために第一世代だけのニュートリノであると考える。$\overline{N}_R m_D \nu_L = \nu_L m_D^T N_R^c$ を使うと、ニュートリノ質量項は

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}(\nu_L\ \overline{N}_R)\begin{pmatrix} 0 & m_D^T \\ m_D & M \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_L \\ N_R^c \end{pmatrix} + \text{h.c.} \tag{4}$$

ここで、質量行列 m_ν は

$$m_\nu = -m_D\frac{1}{M}m_D^T \tag{5}$$

で与えられる。これはシーソー質量公式と呼ばれる [2]。$M \gg m_D$ とすると、$m_\nu \ll m_D$ であることがわかる。また、導入した右巻きニュートリノはマヨラナ質量項を持っていてレプトン数を破っている。

3.CP 非対称性

重いニュートリノ崩壊率は

$$\begin{aligned}\Gamma_{N_A} =& \Sigma_B\Gamma(N_A \to l_B\phi) + \Sigma_B\Gamma(N_A \to \bar{l}_B\overline{\phi}) \\ =& \frac{1}{8\pi}(hh^\dagger)_{AA}M_A\end{aligned} \tag{6}$$

で与えられ、CP の破れによる l 崩壊と $\bar{l}$ 崩壊の非対称性パラメータ ϵ は $M_1 \ll M_2, M_3$ の場合

$$\begin{aligned}\epsilon_A =& \frac{\Sigma_B\Gamma(N_A \to l_B\phi) - \Sigma_B\Gamma(N_A \to \bar{l}_B\overline{\phi})}{\Sigma_B\Gamma(N_A \to l_B\phi) + \Sigma_B\Gamma(N_A \to \bar{l}_B\overline{\phi})} \\ \simeq& \frac{3}{8\pi}\delta_{eff}\frac{m_{\nu 3M_1}}{\langle\phi_h\rangle}\end{aligned} \tag{7}$$

ここで、δ_{eff} は CP の破れの位相で $m_{\nu 3}$ は第 3 世代の軽いニュートリノの質量である。$\langle\phi_h\rangle = 246\text{GeV}$, $M_1 \sim 10^{10}\text{GeV}$, $m_{\nu 3} \sim 0.05\text{eV}$, $\delta_{eff} \sim 1$ ととると、$\epsilon \sim 10^{-6}$ となる。この程度 ϵ が大きければ十分なレプトン数を宇宙に作ることができる。

*1　日大理工・院 (前)・物理　*2　日大理工・教員・物理

4. 重いニュートリノのボルツマン方程式

単純な場合を考え、初期温度 T_i が最も軽いニュートリノ N_1 の質量 M_1 より大きい場合を扱う。また、残りの二つの重いニュートリノ N_2, N_3 の崩壊は B-L 非対称性の生成にまったく寄与しないと仮定する。この場合、ボルツマン方程式は次のように与えらえる [3]。

$$\begin{aligned}\frac{dY_{N_1}}{dz} &= -(D+S)\left[Y_{N_1} - Y_{N_1}^{\rm eq}\right] \\ \frac{dY_{B-L}}{dz} &= -\epsilon_1 D\left[Y_{N_1} - Y_{N_1}^{\rm eq}\right] - WY_{B-L}\end{aligned} \tag{8}$$

ここで、$z = M_1/T$ である。また、数密度 Y_{N_1} と Y_{B-L} は温度 $T \gg M_1$ において光子 1 個を含む共動体積において計算される。よって、重いニュートリノが熱平衡状態にあるときの数密度は $Y_{N_1}^{\rm eq}(z \ll M_1) = 3/4$ である。$D = \Gamma_D/(Hz)$ は崩壊と逆崩壊の寄与、$S = \Gamma_s/(Hz)$ は $\Delta L = 1$ 散乱の寄与である。ウォッシアウト項 W は W_{ID}, $W_{\Delta 1}$, $W_{\Delta 2}$ の三つの項からなる。$W_{\Delta 1}$ はレプトン数を 1 だけ変える過程の寄与、$W_{\Delta 2}$ はレプトン数を 2 だけ変える過程の寄与である。

5. 数値解析

崩壊パラメータ

$$K = \frac{\Gamma_D(z=\infty)}{H(z=1)} \tag{9}$$

は重いニュートリノが熱平衡にあるか、ないかを支配するものである。この式は $K \gg 1$ の場合、Y が $Y^{\rm eq}$ に近い発展をして、最終的な $B-L$ は W が効かなくなった時期に決まる。$K < 1$ の場合、Y が $Y^{\rm eq}$ から遅れて発展をして、最終的な $B-L$ は初期条件などの詳細に依存する。

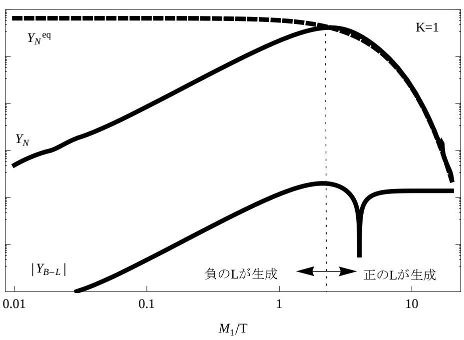

Figure 1. The temperature dependence on Y_N and Y_{B-L} (solid lines), and equilibrium abundance (dashed line). $|\epsilon_1| = 10^{-6}$, $K = 1$

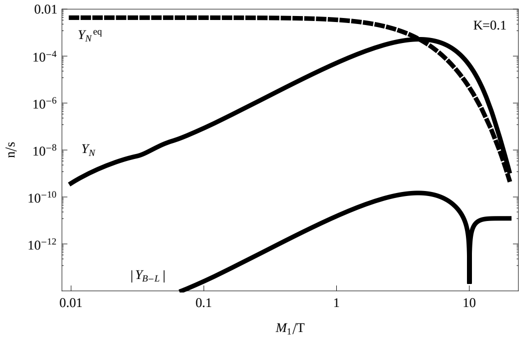

Figure 2. Results for weak washout. $K = 0.1$

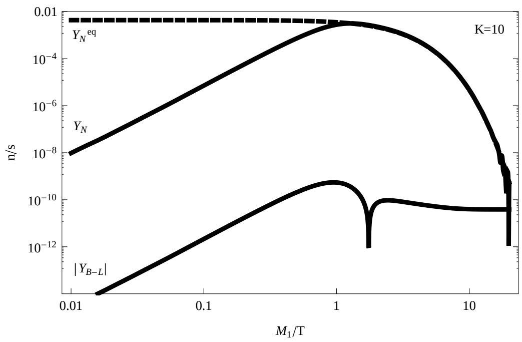

Figure 3. Results for strong washout. $K = 10$

6. まとめと今後の課題

本研究は熱的レプトン数生成のバリオン非対称性について説明をした。解の定性的な振る舞いから、重いニュートリノと B-L 非対称性の数密度をシミュレーションした。崩壊パラメータ K を変化させせることによって、レプトン非対称性がどのような振る舞いをするかしらべた。　バリオン数を生成するシナリオは代表的な GUT バリオン数生成を含めて数十近くある。熱的レプトジェネシスは比較的シンプルで理解しやすいと思いレビューした。最近のバリオン数生成のシナリオでは、暗黒物質と組み合わせた理論が発表されている。今後、そのような理論も検証してみたい。

参考文献

[1] A.D.Sakharov, Pizma ZhETF,5(1967)32.

[2] P.Minkowski, Phys. Lett. B67, 421 (1977).

[3] W.Buchmüller, P.Di Bari and M.Plümacher, Ann. Phys. 315 (2005) 305.

[4] E.W.Kolb and S.Wolfram, Nucl. Phys. B172 (1980).

[5] E. W. Kolb and M. S. Turner The Early universe Front. Phys. 69 (1990) 1-547