

電弱スケール温度におけるニュートリノスペクトル関数

三浦光太郎¹、日高義将²、佐藤大輔³、国広梯二⁴

¹ 名古屋大学 素粒子宇宙起源研究機構

^{2,3} 理化学研究所 仁科加速器研究センター

⁴ 京都大学 理学研究科物理第二専攻

電弱スケール温度における左巻きニュートリノのスペクトル関数を、 R_ξ ゲージにおける 1 ループ摂動論に基づいて計算する。温度と weak boson 質量が同程度の場合、スペクトル関数はゲージパラメータに依らずに 3 種類の集団励起モードを有する。結果の Resonant leptogenesis シナリオへの含意についても議論する。尚本研究は論文 [1] に基づく。

研究背景 素粒子物理学における標準理論の範囲内では、観測から示唆される宇宙のバリオン数非対称性 (Baryon Number Asymmetry, BAU) を説明できない。Thermal leptogenesis は、この困難を解決する有力仮説の一つである。この仮説においては、標準理論に加えて新しく導入された右巻きマヨラナニュートリノ (N_R) が CP 不変性を破り、また標準理論のレプトン $L = (\nu, l_L)^T$ 及びヒッグス二重項 Φ への崩壊を通してレプトン数を生成する (図 1 参照)。生じたレプトン数は、電弱相転移におけるスファレロン過程を通して、所定の割合で BAU に転化される。初期宇宙における素粒子は、有限温度効果に依る集団励起モードを持つと考えられる。 N_R の崩壊に参与する素粒子の集団励起モードは、崩壊率や CP の破れに影響を与える可能性があるとして近年注目が集まっている [2]。

Resonant leptogenesis [3] に代表される低エネルギー leptogenesis に於いては、電弱スケールにおける素粒子の励起モードがレプトン数生成に寄与する可能性がある。特に左巻きニュートリノの集団励起モードは、図 1 のダイアグラムに左巻きニュートリノのスペクトル関数が含まれる事から示唆される様に、右巻きマヨラナニュートリノの崩壊モードに含まれ、レプトン数生成と CP の破れ双方に寄与する。更に左巻きニュートリノは、quark-gluon plasma (QGP) における先行研究 [4–6]

からの類推で特殊な ultrasoft モードを持つ事が予想される。実際、ユニタリーゲージにおけるニュートリノの分散関係の研究により、ニュートリノにも ultrasoft モードが存在する事が示唆されている [7]。以上から電弱スケールにおける leptogenesis において、左巻きニュートリノの有限温度スペクトル関数は、重要な役割を果たすと期待される。本研究 [1] では、左巻きニュートリノの電弱スケール温度におけるスペクトル関数について解析する。有限温度スペクトル関数のゲージ不変性と ultrasoft モードの有無を R_ξ ゲージにおいて考察し、更に本研究の結果がレプトン数生成に与える影響についても議論する。

計算方法と近似 電弱理論のレプトンセクター Lagrangian を出発点とし、1 ループ摂動論の範囲で左巻きニュートリノの self-energy (図 2) を計算する。有限温度効果は self-energy のループ積分において松原 formalism を用いて評価する。Self-energy の real-part と imaginary-part を用いてスペクトル関数をもとめる。電弱理論のパラメータは以下の値を用いる：真空中のヒッグスの真空期待値

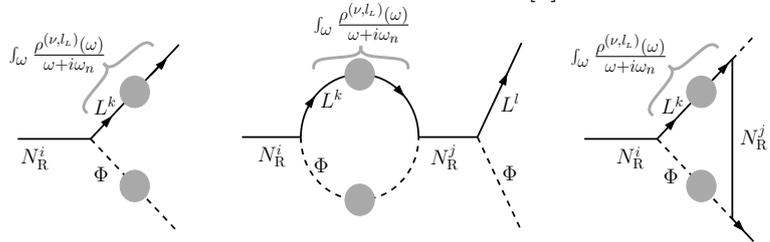


Figure 1: 右巻きマヨラナニュートリノ N_R から標準理論のレプトン $L = (\nu, l_L)^T$ 及びヒッグス二重項 Φ への崩壊。総てのダイアグラムに左巻きニュートリノのスペクトル関数 ($\rho^{(\nu)}$) が含まれる。

¹e-mail: miura@kmi.nagoya-u.ac.jp、登壇者

²e-mail: hidaka@riken.jp

³e-mail: daisuke.sato@riken.jp

⁴e-mail: kunihiro@ruby.scphys.kyoto-u.ac.jp

$v_0 = 246(\text{GeV})$ 、真空中のヒッグス質量 $m_H = 126(\text{GeV})$ 、ワインバーグ角 $\sin^2 \theta_w = 0.2325$ 、 $SU_w(2)$ ゲージ結合定数 $g = 0.6515$ 。

左巻きニュートリノ質量は、注目するスケール $\sim 100(\text{GeV})$ に比べて非常に小さく、スペクトル関数への影響は無視できると考えられる Ref. [5]。この仮定に基づき零質量近似を用いると、左巻きニュートリノのスペクトル関数 ($\rho^{(\nu)}$) は、以下の様に分解できる:

$$\rho^{(\nu)}(\mathbf{p}, \omega; T) = \sum_{s=\pm} [\mathcal{P}_R \Lambda_{s,\mathbf{p}} \gamma^0 \mathcal{P}_L] \rho_s^{(\nu)}(|\mathbf{p}|, \omega; T), \quad \mathcal{P}_{L/R} = \frac{1 \mp \gamma_5}{2}, \quad \Lambda_{\pm, \mathbf{p}} = \frac{1 \pm \gamma^0 \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p} / |\mathbf{p}|}{2}. \quad (1)$$

有限温度効果は、spinor 構造に依らずに係数 $\rho_{s=\pm}^{(\nu)}(|\mathbf{p}|, \omega; T)$ で記述される点が重要である。尚、零質量近似においては左巻きニュートリノ間のフレーバー混合は現れない。図2の内線に現れる weak boson の有限温度質量 ($M_{W,Z}(T)$) は、 $v_0 = 246(\text{GeV})$ を有限温度に於ける期待値 $v(T)$ に置き換えて評価する。この近似は、補正項として現れる thermal 質量 gT に比べ $M_{W,Z}(T) \sim gv(T)$ が十分大きい温度領域 ($T < v(T)$) で有効である。尚 $v(T)$ はヒッグス有効 potential の最小点から決める。また図2内線に現れる荷電レプトン l^i に対し零質量近似を用いる。この近似はループ内に於ける支配的なスケールが weak boson 質量 $\sim gv(T)$ である限り有効であり、上記と同様の温度領域 $T < v(T)$ で妥当である。

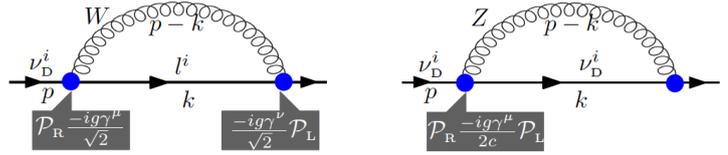


Figure 2: 標準理論における零質量ニュートリノの1ループ self-energy。

ヒッグス有効 potential は、tree-level に加えて R_ξ ゲージにおけるヒッグス粒子と weak boson の thermal 1 ループ効果を考慮する [8]。一般的にゲージ理論に於ける有効 potential にはゲージ依存性の問題があるが、本研究で用いる potential はゲージ依存しない利点がある。本研究の potential は2次相転移を記述し、 $v(T)$ 及び $M_{W,Z}(T)$ は温度の関数として連続的に変化する。従って $T \sim M_{W,Z}(T)$ を満たす温度領域が存在する。これは実際の電弱相転移において期待できる性質かもしれない。なぜなら、発見されたヒッグス粒子の質量 126GeV に対しては、電弱相転移は標準理論の範囲内ではクロスオーバーであり [9]、 $M_{W,Z}(T)$ が T の連続関数であると考えられるからである。

主要結果 図3の左図に、 $T/v_0 = 0.5$ におけるスペクトル関数 $\rho_+^{(\nu)} v_0$ のエネルギー-運動量依存性を示す。ゲージは 't Hooft-Feynman ゲージを採用している。この温度領域では、 $T \gtrsim M_{W,Z}(T)$ が成立する。低運動量領域に現れる3ピーク構造が特徴的である。中央の $\omega/v_0 \sim 0$ 付近に現れる“ultrasoft モード”は、温度 T が他のスケールを圧倒する場合 (Hard Thermal Loop (HTL) 近似) には現れず、従って2つのスケール T 及び $M_{W,Z}$ の存在に依って生じる新規な集団励起モードである。一方他の2つのモードのピーク位置は、HTL 近似に於ける集団励起モードとして知られる quasiparticle モード及び antiplasmino モードに対応する事が確かめられる (詳細は Ref. [1] 参照)。尚、類似する3ピーク構造は、有限温度中のクォークとメソン ソフトモードの相互作用系 (カイラル相転移近傍における QGP の有効模型) において報告されている [4–6]。この類似性は、本研究で考えている系 (電弱スケール温度 + 零質量ニュートリノ + ヒッグス機構で質量を獲得した weak boson) と上記の有効模型 (QCD スケール温度 + 零質量クォーク + カイラル相転移で質量を獲得したメソン ソフトモード) の間の数学的類似性に由来する。

一般的に物理量はゲージ不変であり、実際零温度の電弱理論においては、弱結合展開の各オーダーで物理量のゲージ不変性が保証されている。しかし有限温度効果によって生じるスケール (gT や $g\sqrt{T}$) は、 T が大きい場合、弱結合展開を破綻させる恐れがあり、この破綻は物理量のゲージ依存を引き起こす。スペクトル関数における3ピーク構造のゲージ依存性を調べる事は、弱結合展開の有効範囲で得られているかどうかを検証する上で重要である [6]。図3の中図に、3ピーク構造が顕著に見られるパラメータセット ($|\mathbf{p}|/v_0, T/v_0$) = (0.02, 0.05) におけるスペクトル関数 $\rho_+^{(\nu)} v_0$ を、幾つかのゲージパ

ラメータ ξ に対して示す。ユニタリーゲージの結果 [4] も比較の為に示されている。この図から明らかな様に、3ピーク構造を持つスペクトル関数はゲージ不変であり、従って物理的な励起モードである事が判る。言い換えれば、中間温度領域 ($T \gtrsim M_{W,Z}(T)$) においては、図2における右巻きマヨラナニュートリノの崩壊先が3ピークで表される励起モードである可能性が強く示唆された。

3ピーク構造がスファレロン凍結温度 T_* よりも高温で存在すれば、BAUに寄与する可能性がある。ここで T_* は、「Net なバリオン数生成率が宇宙の膨張率を上回る温度領域の下限」として定義される。スペクトル関数の評価に用いたヒッグス potential を用い T_* を見積もると、 $T_*/v_0 \simeq 0.65$ が得られる (詳細は Ref. [1], Sec. V 参照)。図3の右図に、 $T \sim T_*$ におけるスペクトル関数の温度発展を示す。運動量は $|\mathbf{p}|/v_0 = 0.007$ に固定している。図から3ピーク構造は $T \sim T_*$ において存在する事が判る。但し中央の ultrasoft モードが現れるのは運動量が非常に小さい領域 ($|\mathbf{p}|/v_0 \lesssim 0.01$) に限られる。また凍結温度は $T_*/v_0(T) \sim 1$ を満たし、本研究で用いた weak boson や荷電レプトンに対して用いた近似が良い近似ではなくなる温度領域にさしかかっている事が判る。これは、更なる定量的な研究を行い、本研究で得られた結果を検証して行く必要性を示している。

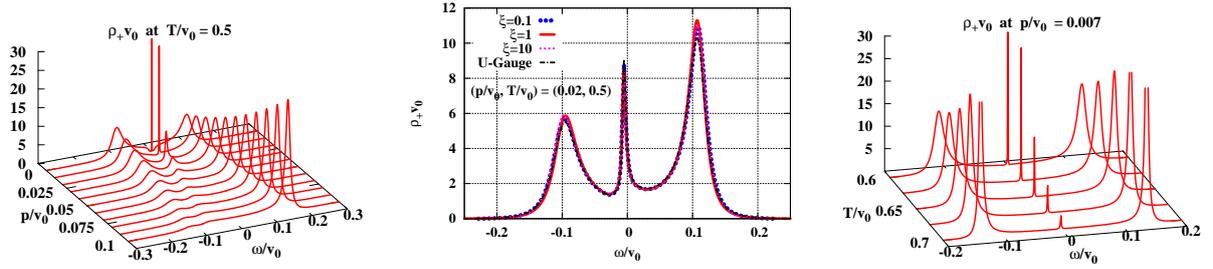


Figure 3: 左図: 中間温度領域 $T/v_0 = 0.5$ におけるニュートリノ-スペクトル関数 $\rho_+^{(\nu)} v_0$ のエネルギー-運動量依存性。中図: $(|\mathbf{p}|/v_0, T/v_0) = (0.02, 0.05)$ におけるスペクトル関数 $\rho_+^{(\nu)} v_0$ のエネルギー-依存性、及び幾つかのゲージパラメータ ξ に対する比較。右図: スファレロン凍結温度 $T/v_0 = T_*/v_0 \sim 0.65$ 付近のスペクトル関数 $\rho_+^{(\nu)} v_0$ の温度発展。運動量は $|\mathbf{p}|/v_0 = 0.007$ に固定。

まとめと今後の課題 本研究では、電弱スケール温度における零質量 左巻きニュートリノのスペクトル関数を、 R_ξ ゲージにおける 1 ループ摂動論に基づき評価した。温度と weak boson 質量が同程度の場合、スペクトル関数はゲージパラメータに依らずに 3 種類の集団励起モード (quasiparticle モード、antiplasmino モード、ultrasoft モード) を有する。またこれらのモードはスファレロン凍結温度付近に於いても存在する可能性があり、右巻きマヨラナニュートリノ N_R の崩壊から生じるレプトン数生成及び CP の破れに影響を与える事を示唆する。今後の最重要課題は、本研究で得られた左巻きニュートリノのスペクトル関数を用いて N_R の崩壊によるレプトン数の生成率を具体的に見積もり、特に ultrasoft モードのレプトン数生成への影響について考察する事である。加えて、スペクトル関数の計算において、ループの高次効果や有限のレプトン 質量効果からくる補正効果を定量的に見積もる事も重要である。

References

- [1] K. Miura, Y. Hidaka, D. Satow, and T. Kunihiro, Phys. Rev. D **88**, 065024 (2013).
- [2] For a recent review, see, M. Drewes, Int. J. Mod. Phys. E **22**, 1330019 (2013).
- [3] A. Pilaftsis and T. E. J. Underwood, Phys. Rev. D **72**, 113001 (2005).
- [4] M. Kitazawa, T. Kunihiro, and Y. Nemoto, Prog. Theor. Phys. **117**, 103 (2007).

- [5] M. Kitazawa, T. Kunihiro, K. Mitsutani, and Y. Nemoto, *Phys. Rev. D* **77**, 045034 (2008).
- [6] D. Satow, Y. Hidaka, and T. Kunihiro, *Phys. Rev. D* **83**, 045017 (2011).
- [7] D. Boyanovsky, *Phys. Rev. D* **72**, 033004 (2005).
- [8] Joseph I. Kapusta and Charles Gale, *Finite-Temperature Field Theory, Principles and Applications* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2006).
- [9] K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen and M. E. Shaposhnikov, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2887 (1996); F. Csikor, Z. Fodor, P. Hegedus, A. Jakovac, S. D. Katz, and A. Piroth, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 932 (2000); Y. Aoki, F. Csikor, Z. Fodor, and A. Ukawa, *Phys. Rev. D* **60**, 013001 (1999); F. Csikor, Z. Fodor, and J. Heitger, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **73**, 659 (1999); *Phys. Rev. Lett.* **82**, 21 (1999).