

# Electroweak Baryogenesis and Quantum Corrections to the Triple Higgs Boson Coupling \*

瀬名波 栄間 (総研大, KEK)

現在、観測から我々の宇宙には物質と反物質の非対称性があることが分かっている。Sakharov が指摘したように、物質と反物質が対称であった初期宇宙から非対称性を生み出す為には、1). バリオン数を破る相互作用、2).  $C$  と  $CP$  対称性の破れ、3). 非平衡状態の実現、が必要である。標準模型 (SM) においても原理的にはこの3条件を満たすことが出来るが、現在のヒッグス粒子の質量下限値 ( $\sim 114$  GeV) では相転移が cross over になり、条件3) を満たさないという事と、小林益川行列の  $CP$  の破れだけでは十分な非対称性が生み出せないという理由で除外されている。これにより電弱バリオン数生成の問題を考える上で必要とされるものは拡張されたヒッグスセクターと、新たな  $CP$  の破れであり、SM を超える物理を探索していく上で一つの指針となる。

電弱バリオン数生成は有限温度のヒッグスポテンシャルのダイナミクスに強く依存するので、そのコライダーシグナルとしてはゼロ温度のヒッグスポテンシャル、すなわちヒッグス粒子の自己結合定数に現れると素朴に期待出来る。ここでは、特にヒッグス2重項を2個含む模型 (2HDM) と超対称性標準模型 (MSSM) において電弱相転移を調べ、それぞれの模型でヒッグス粒子の3点結合定数を調べた。

2HDM とは、SM に2つ目のヒッグス2重項 ( $\Phi(x)$ ) を付け加えて拡張した模型であり、豊富な物理を含む。しかし、一般にこの模型ではヒッグス粒子が媒介する flavor-changing-neutral current (FCNC) 過程が tree-level で生じる為に、ヒッグス粒子の4点自己結合定数の大きさを不自然に微調整しない限りは現在の K 中間子の実験等と矛盾した結果を生み出す。それを避ける為に通常は  $Z_2$  対称性 ( $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ ) を ad hoc に課す。その結果、ヒッグスポテンシャルは次のように与えられる。

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_1^2 |\Phi_1|^2 + m_2^2 |\Phi_2|^2 - (m_3^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \frac{\lambda_1}{2} |\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \frac{1}{2} \left[ \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right], \quad (1)$$

但し、ここで  $Z_2$  対称性を soft に破る項 ( $m_3^2$ ) は、危険な FCNC を出さないで付け加えている。ここで、 $m_3^2$  あるいは  $\lambda_5$  は位相を持てるので、 $CP$  を陽に破ることができ、また2つのヒッグス2重項の間の相対位相が non-zero であれば  $CP$  を自発的に破ることも出来る。しかし、以下の議論ではそれらの  $CP$  を破る位相は小さいものと仮定し、第0近似では0だとする。

相転移を調べるセットアップとして、簡単の為に次のような1次元の方向のみを考える。

$$\langle \Phi_1 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi \end{pmatrix} \quad (2)$$

\*このトークは岡田 安弘さん (総研大, KEK) と兼村 晋哉さん (阪大理) との共同研究に基づく。

これは、言い換えると  $m_1 = m_2$ ,  $\lambda_1 = \lambda_2$ 、或いは  $\sin(\beta - \alpha) = \tan \beta = 1$  に対応している。  
0 温度の 1-loop effective potential は次で与えられる。

$$V_1(\varphi) = n_i \frac{m_i^4(\varphi)}{64\pi^2} \left( \log \frac{m_i^2(\varphi)}{Q^2} - \frac{3}{2} \right), \quad (3)$$

ここで、 $n_i$  は統計因子であり、それぞれ  $n_W = 6$ ,  $n_Z = 3$ ,  $n_t = -12$ ,  $n_h = n_H = n_A = 1$ ,  $n_{H^\pm} = 2$  である。有限温度の 1-loop effective potential は

$$V_1(\varphi, T) = \frac{T^4}{2\pi^2} \left[ \sum_{i=\text{bosons}} n_i I_B(a^2) + n_t I_F(a^2) \right], \quad (4)$$

$$I_{B,F}(a^2) = \int_0^\infty dx x^2 \log \left( 1 \mp e^{-\sqrt{x^2+a^2}} \right), \quad a(\varphi) = \frac{m(\varphi)}{T}, \quad (5)$$

で与えられる。相転移を定性的に議論する為に、まず最初に高温展開を用いる。すなわち、 $T \gg m(\varphi)$  であると仮定すると、ヒッグスポテンシャルは次のように展開出来る。

$$V_{\text{eff}} \simeq D(T^2 - T_0^2)\varphi - ET\varphi^3 + \frac{\lambda_T}{4}\varphi^4 + \dots \quad (6)$$

ここで、 $E$  はボソンのみからの寄与であり

$$E = \frac{1}{12\pi v^3} (6m_W^3 + 3m_Z^2 + m_H^3 + m_A^3 + 2m_{H^\pm}^3) \quad (7)$$

と書ける。 $E$  が non-zero であることが 1 次相転移の条件であるが、電弱バリオン数生成に必要なとされる 1 次相転移の強さの目安は

$$\frac{\varphi_c}{T_c} \gtrsim 1, \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 $T_c$  は臨界温度であり、 $\varphi_c$  は  $T_c$  でのヒッグス粒子の真空期待値である。また、 $\varphi_c$  は

$$\varphi_c = \frac{2ET_c}{\lambda_{T_c}} \quad (9)$$

と書けるから、強い 1 次相転移に必要なものは、大きな  $E$  と小さな  $\lambda_{T_c}$  である。すなわち、SM には存在しないボソンの自由度と軽いヒッグス粒子である。式 (7) を見れば分かるように、2HDM では extra なヒッグス粒子の効果により強い 1 次相転移が実現される。高温展開はループの中を回っている粒子の質量が  $T_c$  に比べて大きくなると近似が悪くなるので、我々は数値的に  $T_c$  と  $\varphi_c$  を求めた。図 1 を見れば分かるように、例えば  $M = 0$  の場合では重いヒッグス粒子の質量 ( $m_\Phi$ ) が約 190 GeV 以上になると強い 1 次相転移となる。また、 $M = 150$  GeV の場合でも強い 1 次相転移になる領域が存在している。

### • Radiative corrections to $hhh$ coupling constant

我々は、強い 1 次相転移が可能となる領域において、ヒッグスの 3 点結合定数を計算した。1-loop 補正の主な寄与は次のように書ける [1]。

$$\lambda_{hhh}^{2\text{HDM}} \sim \lambda_{hhh}^{\text{tree}} \left[ 1 + \frac{c}{12\pi^2} \frac{m_\Phi^4}{m_h^2 v^2} \left( 1 - \frac{M^2}{m_\Phi^2} \right)^3 \right], \quad \Phi = H, A, H^\pm \quad (10)$$

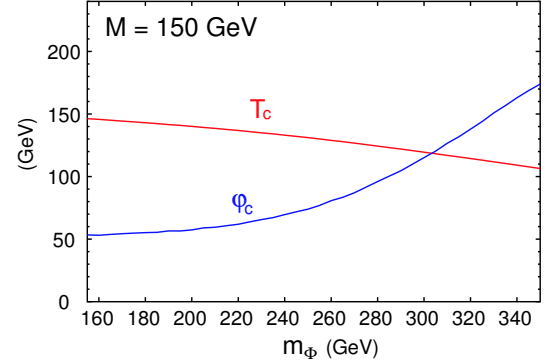
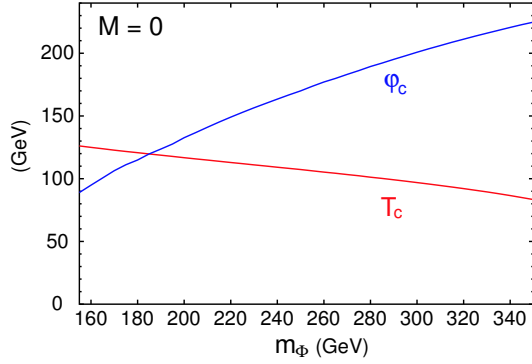


図 1:  $m_h = 120$  GeV,  $m_\Phi \equiv m_H = m_A = m_{H^\pm}$ ,  $\sin(\beta - \alpha) = \tan \beta = 1$ .

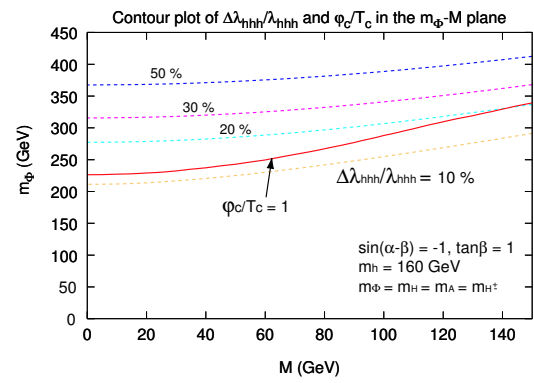
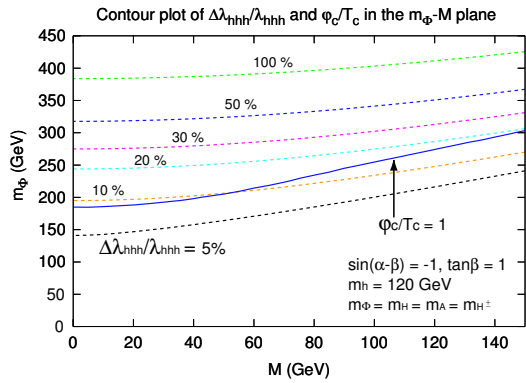


図 2:  $m_h = 120, 160$  GeV,  $m_\Phi \equiv m_H = m_A = m_{H^\pm}$ ,  $\sin(\beta - \alpha) = \tan \beta = 1$ .

ここで、 $c = 1(2)$  はそれぞれ中性 (荷電) ヒッグス粒子の自由度である。この表式を見れば分かるように、 $m_\Phi^2 \gg M^2, m_h^2$  の場合は重いヒッグス粒子による寄与は大きくなり得ることが分かる。実際に数値計算をし、SM からのずれ ( $\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh}^{\text{SM}} \equiv \lambda_{hhh}^{2\text{HDM}}/\lambda_{hhh}^{\text{SM}} - 1$ ) を評価し、 $\varphi_c/T_c$  の結果と合わせたものが図 2 である。これを見れば分かるように、強い 1 次相転移が起こる領域と 0 温度での 3 点結合定数が SM の予言から大きくずれる領域は重なっている。コライダーでの  $\lambda_{hhh}$  の測定は  $\mathcal{O}(10 - 20)\%$  の精度で出来ると期待されており、将来計画されている線形加速器で電弱バリオン数生成のコライダーシグナルがヒッグス粒子のセルフカップリングの測定から見える可能性があることが分かった [2]。

我々は MSSM においても同様な計算を行った。但し、完全な数値計算は行わず高温展開を用いた。MSSM では、軽い stop により 1 次相転移が実現されるが、我々は stop の  $\lambda_{hhh}^{\text{MSSM}}$  に対する 1-loop 補正を計算した。その結果、 $\Delta\lambda_{hhh}/\lambda_{hhh}^{\text{SM}} \gtrsim 6\%$ , ( $m_h = 120$  GeV) という値を得た [2]。

## 参考文献

- [1] S. Kanemura, S. Kiyoura, Y. Okada, E. Senaha and C. P. Yuan, Phys. Lett. B **558**, 157 (2003) [arXiv:hep-ph/0211308]; S. Kanemura, Y. Okada, E. Senaha and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **70**, 115002 (2004) [arXiv:hep-ph/0408364].
- [2] S. Kanemura, Y. Okada and E. Senaha, Phys. Lett. B **606**, 361 (2005) [arXiv:hep-ph/0411354], and references therein.