

## 2HDM における ILC でのヒッグス粒子対生成過程

名倉 琢人<sup>\*1</sup>, 近 匡<sup>\*2</sup>, 植田 高寛<sup>\*3</sup>, 柳生 慶<sup>\*4</sup>

### Double Higgs boson production at the ILC in the two-Higgs-doublet model

Takuto NAGURA<sup>\*1</sup>, Tadashi KON<sup>\*2</sup>, Takahiro UEDA<sup>\*3</sup>, Kei YAGYU<sup>\*4</sup>

**ABSTRACT** : We study the Higgs boson pair production  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}hh$  ( $f \neq t$ ) in the two-Higgs-doublet model with the softly-broken  $Z_2$  symmetry with the CP-invariance. In the case without the alignment limit, the cross section can be significantly enhanced, i.e., a few hundred percent levels as compared to that in the standard model, due to resonant effects of heavy neutral Higgs bosons. We find the correlation between the enhancement factor of the cross section and the scaling factor of the  $f\bar{f}h$  couplings ( $\kappa_f$ ) under constraints from the perturbative unitarity, the vacuum stability and the current experimental data at the LHC as well as the electroweak precision data.

**Keywords** : di-Higgs boson production, two-Higgs-doublet model, ILC, GRACE, physics beyond the standard model

(Received May 13, 2019)

### 1. はじめに

2012年に欧州原子核研究機構(CERN)の大型ハドロン衝突型加速器(LHC)でのATLAS、CMS実験において、素粒子の標準模型(Standard Model; SM)によって予言されていたヒッグス粒子が発見された [1, 2]。この発見により、自発的対称性の破れを引き起こしているのがヒッグス機構であることが確認されたが、ヒッグスセクターの完全な構造はまだ理解されていない。また、暗黒物質の存在や、ニュートリノ微小質量、宇宙のバリオン数生成問題、階層性問題などはSMでは説明できない。よって、SMを超える新物理模型が必要である。

SMにおけるヒッグスセクターはアイソスピン 2 重項(doublet) 1 つから構成されているが、さらにもう 1 つ doublet を追加したtwo-Higgs-doublet model (2HDM) という模型がある(図 1) [3]。2HDMはSMの最も簡単な拡張ヒッグス模型のひとつであり、実際、多くの新物理模型の候

補は2HDMを含んでいる。例えば、暗黒物質候補の粒子を含むInert doublet model [4]やニュートリノ微小質量を説明できるZee model [5, 6]、標準模型に対して超対称性を導入した模型の 1 つである最小超対称標準模型 [7] などはいずれも 2 つのdoubletを持つ。従って、2HDMの性質の詳細を調べることで新物理の方向性を決定できる可能性がある。

LHC実験ではSMにない新たな粒子を直接生成する直接探査法で新物理を探っている。2HDMで予言される新たな粒子もLHC実験での直接観測を目指しているが、現在までに新粒子発見の兆候はみられていない。

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} & & \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} \\ \text{SM} & & \text{2HDM} \end{array}$$

図 1 SMと2HDMのヒッグスセクター

\*1 : 博士前期課程 2 年次生

\*2 : 物質生命理工学学科教授(kon@st.seikei.ac.jp)

\*3 : 物質生命理工学学科助教

\*4 : 大阪大学大学院理学研究科助教

一方、あらゆる結合定数を精密に測定し、SMとのずれを測定することで新物理の存在を明らかにする間接探査法がある。例えば、ヒッグス粒子とフェルミオンの結合定数はHigh-Luminosity LHCでは数%の誤差の精度で測定

することができる [8]。また現在日本で誘致を進めているInternational Linear Collider (ILC)では、この結合定数を1%以下の精度で測定できる [9]。その結果、もし測定値がSMの予言する値からずれたならば、間接的にヒッグスセクターを拡張する必要があると示せる。

LHC実験はヒッグス粒子の単独生成を観測したが、対生成を観測できるほどのデータ量に達していない。今後対生成が観測されれば、ヒッグスセクターの構造を探る重要な手がかりとなるだろう。特に 2HDMにおいては、後述するように、重いヒッグス粒子を介する過程によって対生成断面積が増大する可能性がある。もし観測されたヒッグス粒子対生成断面積がSMの予言値を超えたならば、ヒッグスセクターの拡張の必要性が明らかになる。ILC実験では、重心系エネルギー $\sqrt{s} = 250$  GeV以上であればヒッグス対生成が可能であり、図 2 のように $\sqrt{s} = 500$  GeV 付近で断面積が極大となる。そこで本論文では、2HDMにおけるILCでのヒッグス粒子対生成過程について議論する。

2 章では 2HDMの具体的なモデルについて説明し、3 章でヒッグス粒子対生成について議論する。4 章では $\sqrt{s} = 500$  GeV のILC実験での 2HDMにおける断面積を、自動計算ソフトウェアGRACE [10, 11, 12]を用いて計算しSMと比較する。

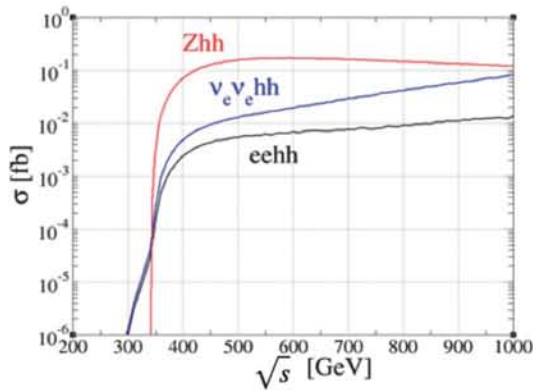


図2 SMにおけるILCでのヒッグス粒子対生成断面積

## 2. モデルとラグランジアン

SMでのヒッグスセクターは1つのdoubletを用いて構成されている。

$$\phi = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h + iG^0) \end{pmatrix} \quad (1)$$

ここで、 $v$ は自発的対称性の破れを引き起こすための真空期待値であり、次の式で与えられる。

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV} \quad (2)$$

$G_F$ はフェルミ定数であり、すでに実験で測られている。 $h$ はLHC実験で発見されたヒッグス粒子に対応する。 $G^0, G^+$ は南部-ゴールドストーンボゾンと呼ばれ、弱ゲージボゾンに縦波成分の自由度を与える。

2HDMでは、SMに対してdoubletをもう1つ追加した以下のような2つのdoubletを考える。

$$\phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + h_i + iz_i) \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2) \quad (3)$$

一般に量子力学では同じ量子数を持った状態は混合を起こす。従って 2HDMでも2つのdoubletは混合するので、この混合角を $\beta$ とし、次のように表す。

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & -s_\beta \\ s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi \\ \Psi \end{pmatrix} \quad (4)$$

ただし、 $\cos\beta = c_\beta, \sin\beta = s_\beta$ と略記した。(4)式の右辺に導入された $\Phi$ と $\Psi$ は次のように書いても一般性を損なわない。

$$\Phi = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h'_1 + iG^0) \end{pmatrix}, \quad \Psi = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h'_2 + iA) \end{pmatrix} \quad (5)$$

ここで、 $\Phi$ に現れる真空期待値 $v$ は式(2)で与えられたSMの真空期待値そのものであり、式(3)での $v_i$ で表すと

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \quad (6)$$

となる。また、 $\tan\beta = v_2/v_1$ となる。 $H^+$ は電荷を持ったヒッグス粒子、 $A$ はCP-oddな中性ヒッグス粒子である。 $h'_1$ と $h'_2$ は質量固有状態ではないので新たな混合角 $\alpha$ を導入することで以下のように書き表せる。

$$\begin{pmatrix} h'_1 \\ h'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{\beta-\alpha} & s_{\beta-\alpha} \\ -s_{\beta-\alpha} & c_{\beta-\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} \quad (7)$$

式(7)の右辺の $h$ を標準模型に含まれるヒッグス粒子と同等とする。 $H$ は重いCP-even中性ヒッグス粒子に対応する。

ここでFlavour Changing Neutral Current (FCNC)の問題について考える。FCNCの問題とは、フェルミオンが中性粒子との相互作用によって世代が変わってしまうという

ことである。しかし現在までにこのような相互作用は観測されていないことから、あらわにFCNCを模型に含んではいけない。中性ゲージ粒子の1つであるZ粒子の場合、Glashow-Iliopoulos-Maiani機構によりFCNCを回避できる。一方、ヒッグス粒子との相互作用については、新たにZ<sub>2</sub>対称性を課すことによって拡張ヒッグス模型でもFCNCを回避することができる。

doubletを2つに拡張することで、SMのヒッグスポテンシャル、運動項ラグランジアン、湯川相互作用項が変更される。2HDMにおけるヒッグスポテンシャル、運動項ラグランジアン、湯川相互作用項はそれぞれ以下のようにになる。

### ヒッグスポテンシャル

今回はソフトに破れたZ<sub>2</sub>対称性とCP保存を課し、ヒッグスポテンシャルは以下のようにになる。

$$V_{2\text{HDM}} = m_1^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_2^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - m_3^2 (\phi_1^\dagger \phi_2 + h.c.) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) + \lambda_4 |\phi_1^\dagger \phi_2|^2 + \frac{\lambda_5}{2} [(\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + h.c.] \quad (8)$$

CP保存よりm<sub>3</sub><sup>2</sup>とλ<sub>5</sub>は実数である。SMはすでに全てのパラメータが実験的にわかっているが、2HDMでは、ヒッグスポテンシャル中のパラメータと前述の混合角に対応して以下8つのパラメータが出てくる。

$$m_{H^\pm}, m_A, m_H, m_h, M^2, \tan\beta, v, \sin(\beta - \alpha) \quad (9)$$

この中でv = 246 GeV、m<sub>h</sub> = 125 GeVはすでに実験で測定されているので、残りの6つがフリーパラメータとなる。ヒッグスポテンシャルの中から、今後の議論で重要なhhとHhhの3点結合定数を以下に示す。

$$\lambda_{hhh} = -\frac{m_h^2}{2v} s_{\beta-\alpha} + \frac{M^2 - m_h^2}{v} s_{\beta-\alpha} c_{\beta-\alpha}^2 + \frac{M^2 - m_h^2}{v} c_{\beta-\alpha}^3 (\cot\beta - \tan\beta) \quad (10)$$

$$\lambda_{Hhh} = -\frac{c_{\beta-\alpha}}{2v} \left[ (2m_h^2 + m_H^2 - 3M^2) \frac{s_{2\alpha}}{s_{2\beta}} + M^2 \right] \quad (11)$$

ここで、s<sub>β-α</sub> → 1という極限(アライメント極限と呼ばれる)をとるとλ<sub>hhh</sub> = - $\frac{m_h^2}{2v}$ 、λ<sub>Hhh</sub> = 0となる。これら2つの値はSMと同値であり、2HDMからSMへの極限になっている。一方、s<sub>β-α</sub> ≠ 1のような値を取れば、これら2つの3点結合定数の値がSMからずれることになる。

### 運動項ラグランジアン

2つのヒッグスdoubletに対する運動項ラグランジアンは以下のように表せる。

$$\mathcal{L}_{kin} = \sum_{i=1,2} |D_\mu \phi_i|^2 = |D_\mu \Phi|^2 + |D_\mu \Psi|^2 \quad (12)$$

ここでD<sub>μ</sub>はヒッグスdoubletに対する共変微分である。今後の議論で重要になることから、式(12)に含まれるgauge-gauge-Higgs相互作用を書き下すと以下のようにになる。

$$\mathcal{L}_{kin} \supset \left( \frac{2m_W^2}{v} W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu \right) \times (s_{\beta-\alpha} h + c_{\beta-\alpha} H) \quad (13)$$

ここで、アライメント極限を取るとゲージ粒子はh粒子のみと結合する。これはSM極限となっている。一方s<sub>β-α</sub> ≠ 1では、ゲージ粒子はH粒子とも相互作用し、これは2HDMでの顕著な特徴となる。

### 湯川相互作用項

次に湯川相互作用項 $\mathcal{L}_Y$ について説明するが、まずFCNCを回避するために以下のような(ソフトに破れた)Z<sub>2</sub>対称性を仮定する [13]。

$$\phi_1 \rightarrow \phi_1, \quad \phi_2 \rightarrow -\phi_2 \quad (14)$$

Z<sub>2</sub>対称性を課した場合、湯川相互作用項は4つのタイプに分類されることがわかっており、これらをタイプI、II、X、Yと呼ぶ [14]。タイプの違いをここでは第3世代を例にして説明したい。

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{\sqrt{2}m_t}{Q_L^3} \frac{v}{v} (\bar{\Phi} + \xi_t \bar{\Psi}) t_R - \frac{\sqrt{2}m_b}{Q_L^3} \frac{v}{v} (\Phi + \xi_b \Psi) b_R - \frac{\sqrt{2}m_\tau}{L_L^3} \frac{v}{v} (\Phi + \xi_\tau \Psi) \tau_R + h.c. \quad (15)$$

ここで $\bar{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$ 、 $\bar{\Psi} = i\tau_2 \Psi^*$ である。ξ<sub>b</sub>とξ<sub>τ</sub>はタイプに依存しており表1のようになる。ξ<sub>t</sub>は全てのタイプでcotβである。よって第3世代フェルミオンとヒッグス粒子との3点結合(湯川結合)は以下のように表せる。

$$\mathcal{L}_Y \supset - \sum_{f=t,b,\tau} \frac{m_f}{v} \bar{f} [(s_{\beta-\alpha} + \xi_f c_{\beta-\alpha}) h + (c_{\beta-\alpha} - \xi_f s_{\beta-\alpha}) H] f \quad (16)$$

まとめると、アライメント極限ではh粒子の結合定数はSMで予言される値と等しくなる。一方、s<sub>β-α</sub> ≠ 1では、h粒子の結合定数がSMで予言される値と異なり、ほかの

ヒッグス粒子との結合が出てくる。我々は $s_{\beta-\alpha} \neq 1$ の場合に着目し、2HDMにおけるヒッグス粒子対生成断面積を計算した。

### 3. ヒッグス対生成

ここでは電子( $e^-$ )・陽電子( $e^+$ )加速器でのヒッグス粒子対生成過程について議論する。そして、この過程における2HDMでの断面積を大まかに見積もり、SM予言値に比べて大きくなることを示す。

表1 2HDMの湯川相互作用項におけるタイプ別結合定数

	$\xi_u$	$\xi_d$	$\xi_e$
I	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$
II	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$-\tan\beta$
X	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$-\tan\beta$
Y	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$\cot\beta$

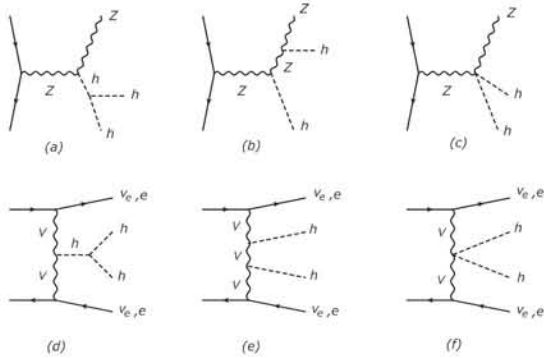


図3 SMと2HDMでのヒッグス粒子対生成ファインマン図

$e^+e^-$ 加速器の重心系エネルギー( $\sqrt{s}$ )が250 GeV以上であれば、ヒッグス粒子対生成過程 $e^+e^- \rightarrow hh + X$ が起こる。はSMと2HDM共通して起こる反応過程を示したファインマン図(ダイアグラム)である。ヒッグス粒子対生成過程において2つのタイプの反応過程が存在する。1つ目は図3(a)~(c)の $e^+e^- \rightarrow Zhh$ のようなダイアグラムで表される過程であり、sチャンネルと呼ばれる。2つ目は図3(d)~(f)の $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e hh$ 、 $e^+e^- \rightarrow hh$ のようなダイアグラムで表される過程であり、tチャンネルと呼ばれる。これら $e^+e^- \rightarrow Zhh, \nu_e \bar{\nu}_e hh, e^+e^- \rightarrow hh$ のSMでの断面積は図2のようになり、 $\sqrt{s} = 500$  GeVではそれぞれ0.16、 $2.6 \times 10^{-3}$ 、 $3.6 \times 10^{-4}$  fbとなる。よって、ヒッグス粒子対生成断面積はsチャンネルでほぼ決まってくることがわかる。

2HDMでは、新たな中性ヒッグス粒子である $H$ と $A$ が寄与する新たなダイアグラムが加わる(図4)。上記の議論からsチャンネルで断面積の大きさがほぼ決まるので、SMのsチャンネル 図3(a)と、2HDMでのsチャンネル図4(a')の断面積を比較し、2HDMの寄与がどれほどあるか簡単に求めてみる。ここで、 $H$ が実生成するように、質量が $250 \text{ GeV} \leq m_H \leq \sqrt{s} - m_Z$ の範囲にあるとする。この場合、 $H$ の全崩壊幅 $\Gamma_H$ が $\Gamma_H \ll m_H$ であると仮定すれば、図4(a')の断面積は $e^+e^- \rightarrow Zh$ の断面積と $H \rightarrow hh$ の崩壊分岐比(BR)の積で近似され、 $16\pi^2 \times c_{\beta-\alpha}^2 \times \text{BR}(H \rightarrow hh)$ で求まる。BR( $H \rightarrow hh$ ) $\sim 1$ と仮定し、 $s_{\beta-\alpha} = 0.99$  (0.995)の場合、 $e^+e^- \rightarrow Zhh$ の断面積比( $\sigma_{2\text{HDM}}/\sigma_{\text{SM}}$ )は、3.14(1.56)となる。同様なことは図4(b')についても議論できる。つまり、ヒッグス粒子対生成断面積はSMの予言値よりも大きくなるのが期待できる。ここで重要なことは、ヒッグス粒子対生成断面積は $s_{\beta-\alpha} \neq 1$ の場合増大するが、これはZZHとAZhの結合定数が $c_{\beta-\alpha}$ に比例するからである。

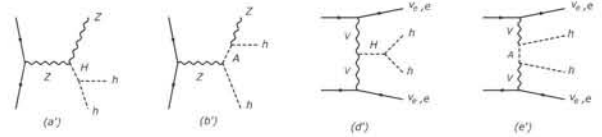


図4 2HDMでのヒッグス粒子対生成ファインマン図

$e^+e^-$ 加速器では、 $hVV$ ( $V = W, Z$ )、 $hf\bar{f}$  結合定数をかなり精密に測定することが可能である。例えば、ILCでは、 $hZZ, hWW, hb\bar{b}, h\tau^+\tau^-, hc\bar{c}$  結合定数はそれぞれ0.38、1.8、1.8、1.9、2.4%の精度で測定することができる。ただし、積分ルミノシティは $2\text{ab}^{-1}$ とし [9]、重心系エネルギーは $\sqrt{s} = 250$  GeVとした。もし、この $\sqrt{s} = 250$  GeVの実験で $h$ 結合定数がSMの予測値からずれた( $s_{\beta-\alpha} \neq 1$ )ならば、その後の $\sqrt{s} = 500$  GeVでのヒッグス粒子対生成断面積の増大が期待できる。

### 4. 数値解析

この章では、 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}hh$  過程に対する断面積の数値計算結果を示す。ここで $f$ はトップクォーク以外のフェルミオンであり、 $\bar{f}$ は反フェルミオンである。この過程は、 $e^+e^- \rightarrow Zhh \rightarrow f\bar{f}hh$  のタイプのsチャンネルと、 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}V^*V^* \rightarrow f\bar{f}hh$ のタイプのtチャンネルがある。これらの干渉を考慮して数値計算を行なった。

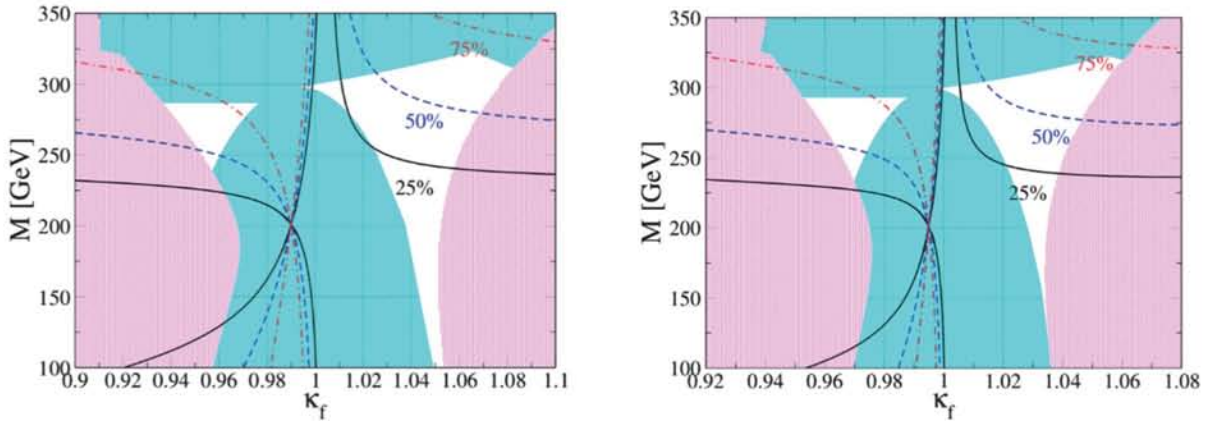


図5 理論制限と実験制限を考慮したパラメータ領域  
( $m_H = 300$  GeV、 $m_A = m_{H^\pm} = 500$  GeV、左:  $s_{\beta-\alpha} = 0.99$ 、右:  $s_{\beta-\alpha} = 0.995$ )

パラメータ制限

断面積の解析結果の議論の前に、まず我々が今回扱ったパラメータ領域について説明する。前述のようにフリーパラメータは6つあり、質量  $m_H$ 、 $m_A$ 、 $m_{H^\pm}$  と  $M^2$ 、 $\tan\beta$ 、 $s_{\beta-\alpha}$  である。理論からの制限と実験からの制限を考慮することでパラメータに制限がかかる。理論からの制限では、摂動ユニタリティ条件 [15, 16, 17, 18] と真空安定条件 [19, 20, 21, 22] を考慮することで、ヒッグスポテンシャルに含まれるスカラー 4 点結合定数の大きさに制限がかかる。これを通して、質量パラメータ  $m_H$ 、 $m_A$ 、 $m_{H^\pm}$  と混合角  $\alpha$ 、 $\beta$  に制限がかかる。また、実験からの制限として、電弱Obliqueパラメータ [23]、ヒッグス粒子直接探査実験の LEP、Tevatron、そして LHC 実験の制限を解析ソフトウェア HiggsBounds-5.3.0

beta [24] を用いた。電弱Obliqueパラメータ制限のために、今回は  $m_A = m_{H^\pm}$  と縮退させた [19, 20, 21, 22]。

LHC 実験等により、タイプごとに残されたパラメータ領域が異なる。 $s_{\beta-\alpha} \neq 1$  の場合では、Type-I 以外には残されたパラメータセット領域が少ない。そこで今回は Type-I 2HDM でのヒッグス粒子対生成断面積を計算した。

図5は理論と実験の両方からの制限を満たすことができるパラメータ領域を表す。ここで、質量を  $m_H = m_A = m_{H^\pm} = 300$  GeV とし、左図は  $s_{\beta-\alpha} = 0.99$ 、右図は  $s_{\beta-\alpha} = 0.995$  である。残りのパラメータである  $M$  と  $\tan\beta$  については、それぞれ  $1 \leq \tan\beta \leq 30$ 、 $0 \leq M \leq 500$  GeV の範囲で変化させた。横軸には  $\tan\beta$  の代わりに SM での湯川結合定数  $g_{hff}^{SM}$  と 2HDM での湯川結合定数  $g_{hff}^{2HDM}$  との比である  $\kappa_f$  を以下のように定義しそれを用いた。

$$\kappa_f \equiv \frac{g_{hff}^{2HDM}}{g_{hff}^{SM}} = s_{\beta-\alpha} + c_{\beta-\alpha} \cot\beta \quad (17)$$

図5でみられるように、 $\tan\beta$  の値が小さい場合、つまり、 $|1 - \kappa_f|$  の値が大きい領域ではパラメータは実験制限により排除されている部分が多い。これは、LHC 実験での  $H$  粒子の直接探索によるものである。LHC 実験において  $H$  粒子は  $gg \rightarrow H$  で生成されるが、この断面積は  $\cot^2\beta$  に比例する。つまり  $\tan\beta$  が小さい領域がより大きく排除される。

$\tan\beta$  が大きい領域、または、 $M$  と  $m_H$  との質量差が大きい領域は理論からの制限により排除される。これは、スカラー4点結合定数が  $M^2 - m_H^2$  の値が大きいほど強くから制限されるからである。

$s_{\beta-\alpha} = 0.99$  と  $s_{\beta-\alpha} = 0.995$  との振る舞いの差は一見して大して変わりはない。だが、 $|1 - \kappa_f|$  の値が小さい領域では、 $s_{\beta-\alpha} = 0.995$  の方が強く制限がついていることがわかる。これは式(17)より、同じ  $\kappa_f$  でも  $s_{\beta-\alpha} = 0.995$  の方が  $\tan\beta$  の値が大きくなるためである。

GRACEによる解析

ここからヒッグス粒子対生成断面積の数値解析結果に

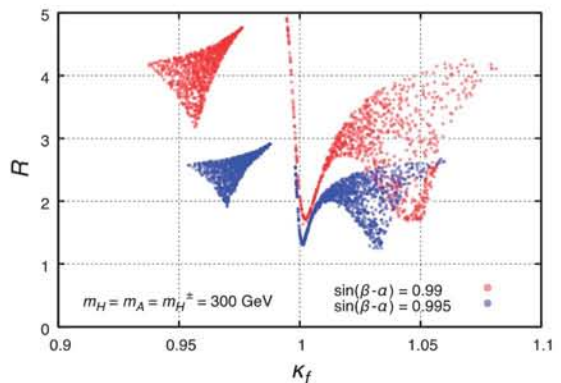


図6  $\kappa_f$  と R との相関

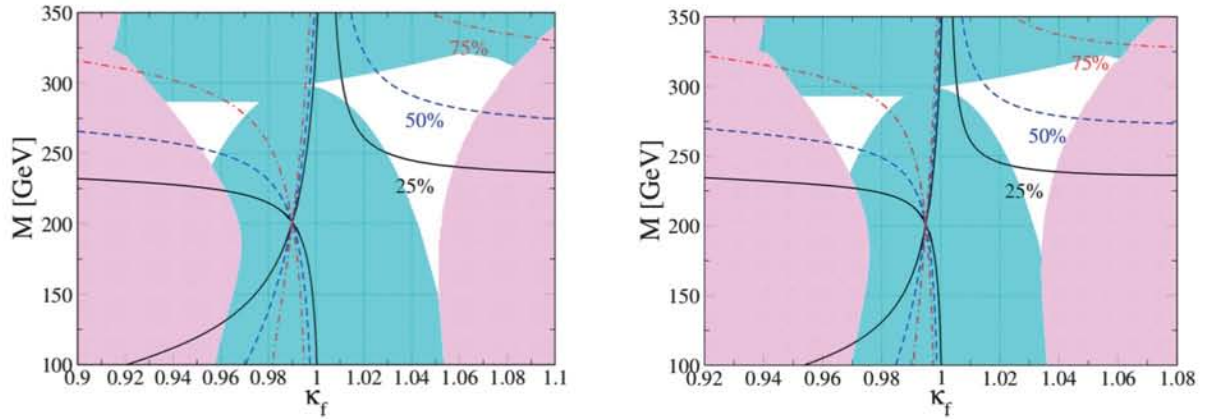


図7 理論制限と実験制限を考慮したパラメータ領域

( $m_H = 300$  GeV、 $m_A = m_{H^\pm} = 500$  GeV、左:  $s_{\beta-\alpha} = 0.99$ 、右:  $s_{\beta-\alpha} = 0.995$ )

ついて示す。今回は重心系エネルギー $\sqrt{s} = 500$  GeVでGRACEを用いて数値解析を行なった。GRACEは指定された始状態と終状態との間で起こりうる全ての中間状態を考慮し計算することができるため、精密計算に非常に有効である。図6に、式(17)で定義される $\kappa_f$ と、次式で定義される2HDMとSMとのヒッグス粒子対生成断面積との比 $R$ の相関を表す。

$$R \equiv \frac{\sum_f \sigma^{2HDM}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}hh)}{\sum_f \sigma^{SM}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}hh)} \quad (18)$$

この計算では、 $\tan\beta$ と $M$ のパラメータは、それぞれ $1 \leq \tan\beta \leq 30$ 、 $0 \leq M \leq 500$  GeVの範囲で前述の制限を満たすパラメータを用いた。図6の赤い点と青い点はそれぞれ $s_{\beta-\alpha} = 0.99$ 、 $0.995$ に対応する。図6から $\kappa_f$ と $R$ との間に強い相関があることがわかる。また、 $R$ の値から、断面積がSMに比べて増大していることがわかる。

断面積の増大は拡張ヒッグス粒子である $H$ 粒子、 $A$ 粒子の寄与の影響である。赤い点( $s_{\beta-\alpha} = 0.99$ )の方が青い点( $s_{\beta-\alpha} = 0.995$ )に比べて断面積は大きい、これはZZH

とAZh結合定数が $c_{\beta-\alpha}$ に比例するからである。また $\tan\beta$ が大きい( $\kappa_f \sim s_{\beta-\alpha}$ )領域では著しく断面積が増大しているのがわかる。これは図5に示されているようにBR( $H \rightarrow hh$ )の寄与によるものである。BR( $H \rightarrow hh$ )は $\lambda_{Hhh}$ に比例する。 $m_H = m_A = m_{H^\pm} = 300$  GeVの場合、最大で5倍程度SMに比べて断面積が多くなることがわかる。

$m_H = 300$  GeV、 $m_A = m_{H^\pm} = 500$  GeVに対しても同様の計算を行なった。制限を満たす $\tan\beta$ と $M$ のパラメータ領域を図7に示す。図5とほとんど領域に変化はない。一方、 $\kappa_f$ と $R$ の相関を示す図8から、図6よりも全体的に断面積が小さくなっていることがみとれる。これは、 $A$ 粒子は仮想粒子となるので、 $A$ 粒子の寄与が小さくなるからである。

次に、 $R$ の $m_H$ 依存性を図9に示す。質量は $m_H = m_A = m_{H^\pm}$ のように縮退させ、これらを200~500 GeVの範囲で変化させて計算した。ここでも、先ほどの理論制限、実験制限を考慮し、制限を満たすパラメータ領域を扱った。今回は $\tan\beta = 5$ とし、赤い点が $s_{\beta-\alpha} = 0.99$ 、青い点は $s_{\beta-\alpha} = 0.995$ に対応する。左図は $c_{\beta-\alpha}$ の符号が正、右図は負の場合である。左図において、 $m_H$ が215 GeVと250 GeVで断面積が急激に増加している。215 GeVは $A$ 粒子が実粒子になることでAZh結合定数が大きくなるため散乱断面積が大きくなる。250 GeVは $H$ 粒子が実粒子になるため断面積が増大する。また、 $m_H \geq 400$  GeVでは $R \leq 1$ となる。この場合、 $H$ 粒子が仮想粒子となることで寄与が小さくなり、ヒッグス粒子対生成はSMの場合と同じような過程から起こる。しかし2HDMの場合、 $hhh$ 結合定数がSMに比べて小さくなるため、 $R \leq 1$ となる。

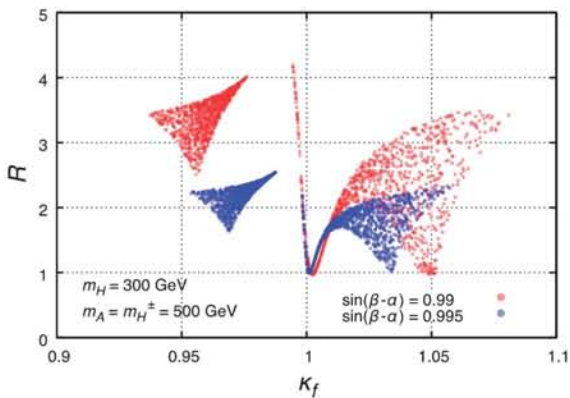
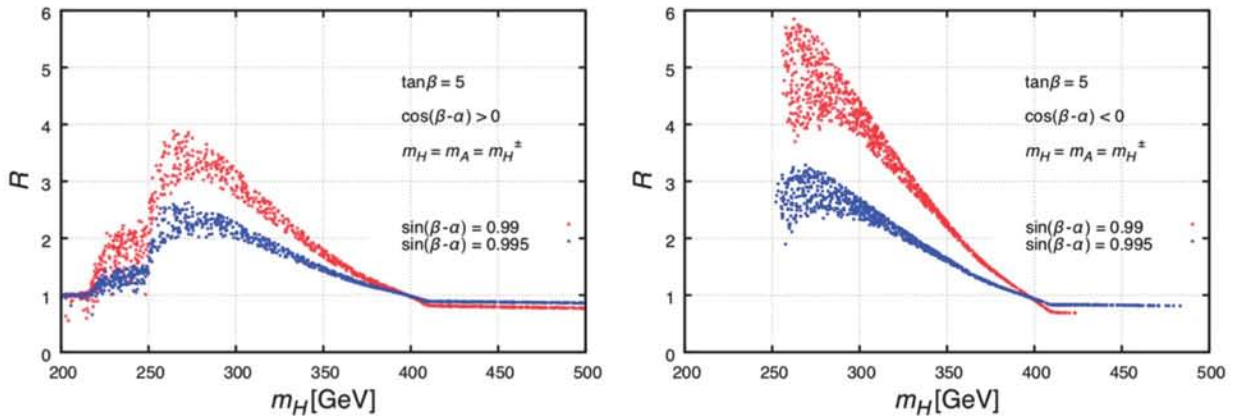


図8  $\kappa_f$ と $R$ との相関

図9  $m_H$ と $R$ との相関

## 5. まとめと今後の展望

我々はType-I 2HDMにおけるILCでのヒッグス粒子対生成断面積を、自動計算システムソフトウェアGRACEを用いて計算した。その結果 2HDMではSMに比べてヒッグス粒子対生成断面積が増大する可能性があることがわかった。断面積比 $R$ には $\kappa_f$ との強い相関があった。

現在日本に建設予定の電子・陽電子加速器ILCの重心系エネルギーは250 GeVから開始する。この重心系エネルギーでは $\kappa_f$ などのヒッグス結合定数を精密に測定することができる。そこで $\kappa_f$ がSMの予言からずれていれば、拡張ヒッグス模型の存在が明らかになるだけでなく、さらに500 GeVでのヒッグス粒子対生成断面積との相関をみることで2HDMの是非を問うことができる。もし、本論文で示したような断面積の増大がみられたならば、アライメント極限でない2HDMの可能性を強く示唆し、ヒッグスセクターの真の構造を明らかにする第一歩となるだろう。

今回はCPの破れを考慮しない模型を用いたが、宇宙バリオン数非対称性がヒッグスセクターにおけるCPの破れに起因するシナリオもよく知られている。今後はCPが破れているヒッグスセクターを含む模型などを考慮し、ヒッグス粒子対生成過程を解析する予定である。

## 参考文献

- [1] G. Aad et al., "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," *Phys. Lett.* D716, 1-29 (2012).
- [2] S. Chatrchyan et al., "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," *Phys. Lett.* B716, 30-61 (2012).
- [3] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, "Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models," *Phys. Rept.* 516, 1-102 (2012).
- [4] R. Barbieri, L. J. Hall and V. S. Rychkov, "Improved naturalness with a heavy Higgs: An alternative road to LHC physics," *Phys. Rev.* D74, 015007 (2006).
- [5] A. Zee, "A Theory of Lepton Number Violation, Neutrino Majorana Mass, and Oscillation," *Phys. Lett.* 93B, 389 (1980).
- [6] A. Zee, "Charged Scalar Field and Quantum Number Violations," *Phys. Lett.* 161B, 141-145 (1985).
- [7] H. E. Haber and G. L. Kane, "The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model," *Phys. Rept.* 117, 75-263 (1985).
- [8] S. Dawson et al., "Working Group Report: Higgs Boson," in *Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013)*, 2013.
- [9] K. Fujii et al., "Physics Case for the 250 GeV Stage of the International Linear Collider," arXiv:1710.07621.
- [10] F. Yuasa et al., "Automatic computation of cross-sections in HEP: Status of GRACE system," *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 138, (2000).
- [11] J. Fujimoto et al., "GRACE/SUSY automatic generation of tree amplitudes in the minimal supersymmetric standard model," *Comput. Phys. Commun.* 153, (2003).
- [12] The Minami-Tateya Collaboration, "GRACE version 2.2.1," <http://minami-home.kek.jp/>.
- [13] S. L. Glashow and S. Weinberg, "Natural Conservation Laws for Neutral Currents," *Phys. Rev.* D15, 1958 (1977).

- [14] M. Aoki, S. Kanemura, K. Tsumura and K. Yagyu, "Models of Yukawa interaction in the two Higgs doublet model, and their collider phenomenology," *Phys. Rev. D* **80**, 015017 (2009).
- [15] S. Kanemura, T. Kubota and E. Takasugi, "Lee-Quigg-Thacker bounds for Higgs boson masses in a two doublet model," *Phys.Lett.* **B313**, 155-160 (1993).
- [16] A. G. Akeroyd, A. Arhrib and Naimi, "Note on tree level unitarity in the general two Higgs doublet model," *Phys. Lett.* **B490**, 119-124 (2000).
- [17] I. F. Ginzburg and I. P. Ivanov, "Tree level unitarity constraints in the 2HDM with CP violation," arXiv:hep-ph/0312374.
- [18] S. Kanemura and K. Yagyu, "Unitarity bound in the most general two Higgs doublet model," *Phys. Lett.* **B751**, 289-296 (2015).
- [19] N. G. Deshpande and E. Ma, "Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets," *Phys. Rev.* **D18**, 2574 (1978).
- [20] M. Sher, "Electroweak Higgs Potentials and Vacuum Stability," *Phys. Rept.* **179**, 273-418 (1989).
- [21] S. Nie and M. Sher, "Vacuum stability bounds in the two Higgs doublet model," *Phys. Lett.* **B449**, 89-92 (1999).
- [22] S. Kanemura, T. Kasai and Y. Okada, "Mass bounds of the lightest CP even Higgs boson in the two Higgs doublet model," *Phys. Lett.* **B471**, 182-190 (1999).
- [23] M. Tanabashi et al., "Review of Particle Physics," *Phys. Rev.* **D98**, 030001 (2018).
- [24] P. Bechtle, O. Brein, S. Heinemeyer, O. Stål, T. Stefaniak, G. Weiglein and K. E. Williams, "HiggsBounds-4: Improved Tests of Extended Higgs Sectors against Exclusion Bounds from LEP, the Tevatron and the LHC," *Eur. Phys. J.* **C74**, 2693 (2014).