Higgs dan Skalar Eksotik dalam Perusakan Scherk-Schwarz 5-Dimensi Berbasis Simetri SU(6)

Disertasi ini dipertahankan pada Sidang Tertutup/Terbuka Komisi Sekolah Pascasarjana, sebagai salah satu syarat untuk memperoleh gelar Doktor Institut Teknologi Bandung

Andreas Hartanto, NIM.30208005
Program Studi Fisika

Promotor: Prof. Freddy P. Zen D. Sc
Ko-promotor: Dr. Laksana T. Handoko, Dr. Jusak S. Kosasih

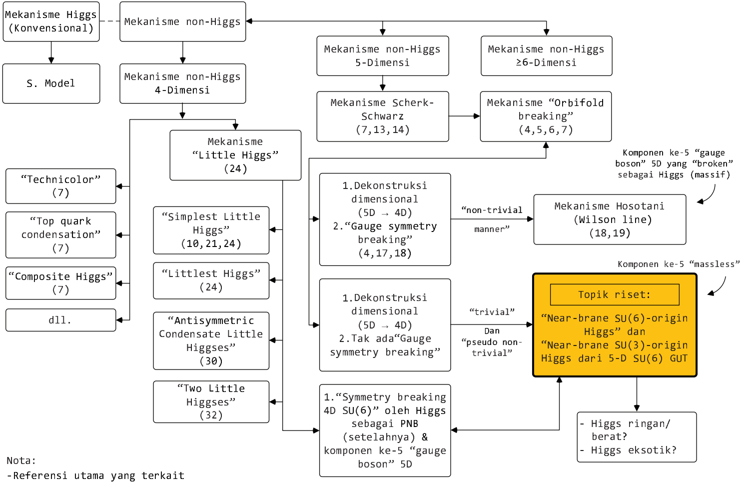
Institut Teknologi Bandung
2013

July 24, 2013

I. Pendahuluan

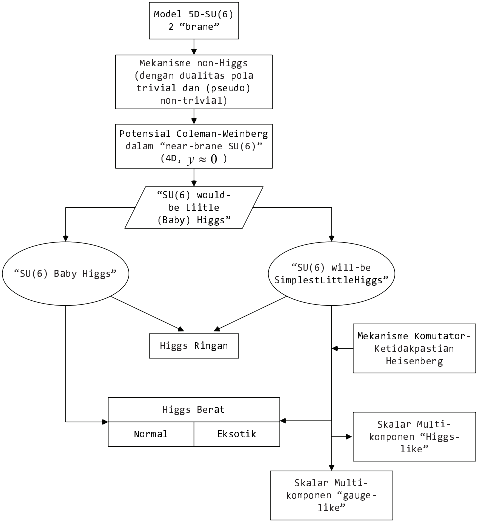
1. Posisi topik riset diantara teori yang ada.
2. Metodologi Riset.
3. Hasil riset Bak Higgs dan skalar eksotik.

Gambar.1: Diagram Posisi Topik-riset Diantara Teori (Mekanisme) Perusakan simetri yang telah ada (*Non-Supersymmetric*)



Nota:
-Referensi utama yang terkait dituliskan di bawah (dalam kurung)
-Referensi lengkap ada dalam Lampiran

Gambar.2: Diagram-alir Metodologi Riset Dan Hasil-hasilnya



Tabel.1: Jenis skalar, Higgs dan skalar eksotik.

No.	Nama	Jenis skalar (eksotik			
		Kopling-lemah		Kopling-kuat	
		Simbol	Nama	Simbol	Nama
1.	SU(6)				
1.a	Transisional (dekopling)			$\tilde{\Phi}^{(i)}, i = 1,2$	*Would-be Little (Baby) Higgs* (skalar-calon Higgs Kecil/Bayi
1.b	Labil (splitting)			$\tilde{\Phi}^{(i)\prime}, i = 1,2$	Skalar *will-be-SimplestLittleHiggs* (skalar bakal Higgs-Kecil-Tersederhana
1.c	Stabil	$\tilde{\Phi}_P^{(i)\prime}, i = 1,2$	*Baby Higgs* (Higgs Bayi)		
2.	SU(3)×SU(3)×U(1)				
2.a	Stabil	$\phi_P^{(i)}, i = 1,2$	*Simplest-like Little Higgs* (Bak-Higgs Bayi)	$\phi^{(i)}, i = 1,2$	*Simplest Little-like Higgs* (Bak-Higgs Kecil Tersederhana)
3.	SU(2)×U(1) (elektro lemah)				
3.a	Asal-SU(6) lemah	$H(H')$ H''	Higgs ringan Higgs berat		
3.b	Asal-SU(6) kuat			H''_H, H''_0, H''_{op}, $H''_i, i = 1,2$ $H''_i - H''_0 - H''_i$ Kombinasi $(H''_i, H''_H, H''_0, H''_{op})$	Skalar Heisenberg Higgs PNB (ringan) Higgs 3-skalar (berat) Skalar eksotik
3.c	Asal-SU(3) kuat			H''_H, H''_0 $H''_i, i = 1,2$ $H''_i - H''_0 - H''_i$ Kombinasi $(H''_i, H''_H, H''_0, H''_{op})$	Skalar Heisenberg Higgs PNB (ringan) Higgs 3-skalar (ringan dan berat) Skalar eksotik

II. Perusakan simetri via Mekanisme Scherk-Schwarz dengan Orbifold S^1/Z_2

1. Invariansi teori 5D yang dikompaktifir pada $M^4 \times (S^1/Z_2)$ sehingga Lagrangian menjadi konstan seperti,

$$\mathcal{L}_5[\phi(x,y)] = \mathcal{L}_5\left[\phi(x, t_g(y))\right], \tag{2.1}$$

telah melahirkan persamaan medan-terpuntir sebagai berikut,

$$\phi(x, y + 2\pi R) = e^{2i\pi\omega Q}\phi(x,y) = T_g\phi(x,y), \tag{2.2}$$

dengan ω Scherk-Schwarz parameter dan Q generator medan yang rusak, dan juga kompaktifikasi Orbifold S^1/Z_2 menurut persamaan,

$$\phi(x, \zeta_2(y)) = Z_2\phi(x,y), \tag{2.3}$$

2. Z_2 operator *modding out* orbifold S^1/Z_2, yang memenuhi:

$$(\zeta_2)^2 = 1, \quad \text{dan} \quad (Z_2)^2 = 1, \tag{2.4}$$

untuk simetri SU(6) operator modding out berbentuk seperti di bawah ini,

$$Z_2 = \begin{pmatrix} 1 & & & & & \\ & 1 & & & & \\ & & 1 & & & \\ & & & -1 & & \\ & & & & -1 & \\ & & & & & -1 \end{pmatrix}, \tag{2.5}$$

dengan $Z_2^{(0)} = Z_2^{(1)}$ dan $Z_2^{(0)} Z_2^{(1)} = I_6 = U$.

3. Perusakan simetri terjadi bila dekonstruksi-dimensional berlangsung yang diatur oleh 2 (dua) persamaan berikut:

$$\{T_g, Z_2\} = 0 \quad \text{dan} \quad [T_g, Z_2] = 0, \tag{2.6}$$

atau,

$$\{Q, Z_2\} = 0, \quad [Q', Z_2] = 0. \tag{2.7}$$

4. Kondisi spesial mendiktekan keutuhan simetri dalam suatu perusakan simetri yang trivial ataupun non-trivial pseudo, yang dipenuhi oleh,

$$Q = 0 \quad \text{atau} \quad Q' = \text{semua generator} \tag{2.8}$$

dan yang memberikan dekonstruksi dimensional sebagai berikut,

$$(5\text{D}),\ \text{SU}(6) \longrightarrow \text{SU}(6),\ (4\text{D}) \tag{2.9}$$

5. Model 5D yang dibangun untuk riset ini berupa 2 *brane*, yaitu $y = 0$ dan $y = \pi R$, dengan wilayah *bulk* di sekitarnya dimana terdapat boson gauge dan skalar 5D (A_M dan Φ), seperti dinyatakan dalam gambar II.1 di bawah ini,

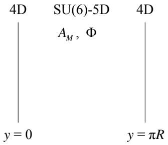


Figure: Model 5D dengan partikel 4D dalam 2 *brane*.

6. Wilayah di sekitar-dekat *brane* dengan dimensi ekstra mendekati nol, $y \sim 0$, sehingga dapat dikatakan 5D $(y \sim 0) \sim$ 4D, yang disebut *near-brane*, dimana berlaku syarat batas Neumann

$$D_\mu \Phi = D^\mu \Phi = 0 \quad \text{dan} \quad D_y \Phi = D^y \Phi = 0. \tag{2.10}$$

Selain syarat batas ini, boson gauge 5D dituntut mempunyai nilai-tunggal (*singlevaluedness*) sehingga harus bersifat periodik,

$$\Phi_{+(-)}(x, y + 2\pi R) = \Phi_{+(-)}(x, y). \tag{2.11}$$

7. Selanjutnya memberikan bentuk-umum boson skalar 5D sebagai berikut,

$$\widetilde{\Phi}_+(x,y) = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \Phi_+^0(x) + \sqrt{\frac{1}{\pi R}} \sum_{n=2}^{\infty} \Phi_+^n(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right), \tag{2.12}$$

$$\widetilde{\Phi}_-(x,y) = \sqrt{\frac{1}{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_-^n(x) \sin\left(\frac{ny}{R}\right). \tag{2.13}$$

masing-masing adalah skalar-genap (persamaan (2.12)) dan skalar-ganjil (persamaan (2.13)).

8. Dalam konteks "Little-like Higgs" Lagrangian skalar 5D berbentuk sebagai berikut,

$$\mathcal{L}_5^{\mathrm{SU}(6)} = D^M \Phi^\dagger D_M \Phi, \quad M = (\mu, y), \tag{2.14}$$

yang dapat diuraikan menjadi,

$$\mathcal{L}_5^{\mathrm{SU}(6)} = \mathcal{L}_\mu^{\mathrm{brane}} + \mathcal{L}_{\mu y}^{\text{near-brane}} + \mathcal{L}_y^{\mathrm{SU}(6)}, \tag{2.15}$$

dan selanjutnya, di bawah kondisi syarat-batas Neumann dan invariansi Lorentz, $\mathcal{L}_\mu^{\mathrm{brane}} = \mathcal{L}_y^{\mathrm{SU}(6)} = 0$, sehingga diperoleh,

$$\mathcal{L}_{\mu y}^{\text{near-brane}} = \mathcal{L}_y^{\text{near-brane}} = \delta(y) \left\{ \frac{1}{2} g_5^2 \widetilde{\Phi}^\dagger A_{\hat{a}}^y A_y^{\hat{a}} \widetilde{\Phi} \right\}. \tag{2.16}$$

9. Persamaan (2.16) mengakomodasi 2 macam skalar yaitu skalar yang berasal dari *bulk* 5D, $\widetilde{\Phi}^{(i)}, i = 1, 2$ dan skalar yang berasal dari komponen ke-5 boson *gauge* 5D yang rusak, $\widetilde{\Phi}^{(j)}, j = 1, 2$ yang mana berlaku,

$$A_{\hat{a}}^y T^{\hat{a}} \supset \widetilde{\Phi}^{(j)}, \quad A_y^{\hat{a}} T_{\hat{a}} \supset \widetilde{\Phi}^{(j)\dagger}, \tag{2.17}$$

sehingga persamaan (2.16) dapat dituliskan kembali sebagai,

$$\mathcal{L}_y^{\text{near-brane}} = V_y^{(6)} = \lambda_y^{(6)} \left(\widetilde{\Phi}^{(i)\dagger}\widetilde{\Phi}^{(j)}\right)\left(\widetilde{\Phi}^{(j)\dagger}\widetilde{\Phi}^{(i)}\right), \tag{2.18}$$

dengan $\lambda_y^{(6)} = g_5^2$. Persamaan ini dikenal sebagai potensial Coleman-Weinberg dengan nilai $\lambda_y^{(6)}$ yang cukup signifikan.

10. *Vacuum expectation value* (VEV) SU(6) didefinisikan sebagai v dan v' yang mana,

$$v = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{\omega_1}{R} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ f_1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad v' = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{\omega_2}{R} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ f_2 \end{pmatrix}, \tag{2.19}$$

dengan $f_i = \frac{\omega_i\sqrt{\pi}}{\sqrt{R}}, i = 1, 2$ dan $\langle\widetilde{\Phi}^{(1)}\rangle = v, \langle\widetilde{\Phi}^{(2)}\rangle = v'$ juga $f_1^2 + f_2^2 = f^2, \omega_i, i = 1, 2$ parameter Scherk-Schwarz dan R radius kompaktifikasi.

11. Jumlah PNB yang diproduksi dalam SU(6) dengan dua VEV, v dan v', ditentukan oleh:

$$a'_{ki}\langle\widetilde{\Phi}^{(i)}\rangle \neq 0, \tag{2.20}$$

dengan $a'_k, k = 1, 2, 3, \ldots, 35$ generator SU(6), yang memberikan 22 PNB dengan 8 PNB bebas, yang teralokir dalam 4 doblet, sehingga θ dapat dituliskan sebagai berikut,

$$\theta = \frac{1}{f}\begin{pmatrix} (0)_{3\times 3} & \begin{pmatrix} (0)_{2\times 2} & (h)_{2\times 1} \\ (h'^{\dagger})_{1\times 2} & 0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} (0)_{2\times 2} & (h')_{2\times 1} \\ (h^{\dagger})_{1\times 2} & 0 \end{pmatrix} & (0)_{3\times 3} \end{pmatrix}. \tag{2.21}$$

12. Akhirnya persamaan model ekspansi-KK (2.12) dapat dituliskan dengan memanfaatkan parameter-parameter dalam persamaan-persamaan (2.19) dan (2.21), menjadi sebagai berikut, dan dengan mempertimbangkan 2 titik-singuler orbifold dalam skalar genap sehingga index $(+,+) = (1), (+,-) = (2)$,

$$\widetilde{\Phi}_+^{(1)}(x) = \left\{ \left(1 + \frac{if_2}{f_1}\theta(x)\right) + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{if_2}{f_1}\theta(x)\right)^n \right\} v, \qquad (2.22)$$

$$\widetilde{\Phi}_+^{(2)}(x) = \left\{ \left(1 - \frac{if_1}{f_2}\theta(x)\right) + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(-\frac{if_1}{f_2}\theta(x)\right)^n \right\} v'. \qquad (2.23)$$

13. Persamaan-persamaan (2.22) dan (2.23) menampilkan deret eksponensial dalam $\frac{if_2}{f_1}\theta \left[\frac{-if_1}{f_2}\theta\right]$ sehingga keduanya dapat juga dituliskan dalam model sigma non-linier berikut,

$$\widetilde{\Phi}_+^{(1)} = v e^{\frac{if_2}{f_1}\theta}, \quad \widetilde{\Phi}_+^{(2)} = v' e^{\frac{-if_1}{f_2}\theta}, \qquad (2.24)$$

dengan v, v' dan θ seperti tertera dalam persamaan-persamaan (2.19) dan (2.21). Selanjutnya bentuk (2.24)akan dipakai dalam ekspresi skalar *Little-like Higgs* karena alasan praktis.

III. Skalar *Little-like Higgs* SU(6) dengan Kopling lemah

1. Bentuk umum transisional skalar ini dapat dituliskan, dengan memanfaatkan persamaan-persamaan (2.19) dan (2.21), seperti tertera dalam persamaan (2.24), yang dituliskan kembali secara lengkap sebagai berikut,

$$\widetilde{\Phi}_{+}^{(1)} \left[\widetilde{\Phi}_{+}^{(2)}\right] = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} e^{\frac{if_2}{ff_1}\left[\frac{-if_1}{ff_2}\right] \begin{pmatrix} (0)_{3\times 3} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & h \\ 0 & 0 & \\ h'^{\dagger} & & 0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 0 & 0 & h' \\ 0 & 0 & \\ h^{\dagger} & & 0 \end{pmatrix} & (0)_{3\times 3} \end{pmatrix}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ f_1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ f_2 \end{pmatrix} \right]. \tag{3.1}$$

2. Persamaan (2.22) dan (2.23) mendemosntrasikan dengan jelas dekopling ini bila suku-deret dihilangkan, dan memberikan *Baby Higgs* SU(6) sebagai berikut,

$$\widetilde{\Phi}^{(1)}_{+,\mathrm{P}}(x) = v\left(1 + \frac{if_2}{f_1}\theta(x)\right), \quad \widetilde{\Phi}^{(2)}_{+,\mathrm{P}}(x) = v'\left(1 - \frac{if_1}{f_2}\theta(x)\right), \quad (3.2)$$

yang dapat dinyatakan dalam bentuk di bawah ini, setelah multiplikasi dengan v dan v' dijalankan, dengan memanfaatkan persamaan (2.19) dan (2.21),

$$\widetilde{\Phi}^{(1)}_{+,\mathrm{P}}(x)\left[\widetilde{\Phi}^{(2)}_{+,\mathrm{P}}(x)\right] = v[v'] + [-1]\frac{1}{\sqrt{\pi R}}\begin{pmatrix} \begin{matrix}0\\0\\0\end{matrix} & \left[\frac{if_1}{f_2 f}\begin{pmatrix} 0 & 0 & h \\ 0 & 0 & \\ h'^{\dagger} & & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\0\\f_2\end{pmatrix}\right] \\ \frac{if_2}{f_1 f}\begin{pmatrix} 0 & 0 & h' \\ 0 & 0 & \\ h^{\dagger} & & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\0\\f_1\end{pmatrix} & \begin{bmatrix}0\\0\\0\end{bmatrix} \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

3. Simetri global SU(6) eksis selama skalar *Baby Higgs* tunduk pada simetri-geser dan perusakan terjadi bila suku-perusakan pada simetri-geser signifikan.
   Hal ini tercermin jelas dari bentuk-deret di bawah ini, yang mana suku (kurung kurawal) ke-1 mewakili simetri-geser sedangkan suku (kurung kurawal) ke-2 suku-perusakannya,

$$\left\{ \frac{f_2}{f_1} \left[\frac{-f_1}{f_2} \right] \right\} \rightarrow \left\{ \frac{f_2}{f_1} \left[\frac{-f_1}{f_2} \right] + \alpha Q_v \pm i \frac{f_2}{f_1} \left[\frac{-f_1}{f_2} \right] \alpha Q_v \theta \right\} \tag{3.4}$$

yang bernilai signifikan dalam bagian *lower-near-brane* akibat faktor $\frac{1}{f}[\theta]$ sehingga merusakkan simetri-geser.

5. Perusakan simetri-geser ditunjukkan oleh potensial Coleman-Weinberg yang semula nol kemudian menjadi tak-nol, yang harus terpenuhi oleh *Baby Higgs* SU(6). Oleh karenanya perlu dilakukan redefinisi medan yang telah disediakan dan difasilitasi oleh persamaan (3.3), dengan memakai kedua VEV SU(6), yang mempunyai bentuk sebagai berikut,

$$\widetilde{\Phi}^{(1)'}_{+,\mathrm{P}}(x) \left[\widetilde{\Phi}^{(2)'}_{+,\mathrm{P}}(x) \right] = \widetilde{\Phi}^{(1)}_{+,\mathrm{P}}(x) \left[\widetilde{\Phi}^{(2)}_{+,\mathrm{P}}(x) \right] - v[v'] + v'[v] \tag{3.5}$$

dengan $\widetilde{\Phi}^{(1)'}_{+,\mathrm{P}}(x) \left[\widetilde{\Phi}^{(2)'}_{+,\mathrm{P}}(x) \right]$ medan *Baby Higgs* SU(6) yang baru.

6. Potensial Coleman-Weinberg *Baby Higgs* yang baru, seperti di bawah ini,
$$V_{y\mathrm{P}}^{(6)} = \delta_{ij}\lambda_{y\mathrm{P}}^{(6)}\widetilde{\Phi}_{+,\mathrm{P}}^{(i)'\dagger}\widetilde{\Phi}_{+,\mathrm{P}}^{(j)'}\widetilde{\Phi}_{+,\mathrm{P}}^{(j)'\dagger}\widetilde{\Phi}_{+,\mathrm{P}}^{(i)'}, \tag{3.6}$$
menjadi tak-nol, seperti ternyata dari potensial dengan $i = j$ sebagai berikut,
$$V_{\mu\mathrm{P}}^{(6)} = \lambda_{\mu\mathrm{P}}^{(6)}\left\{\left(\phi_{+,\mathrm{P}}^{(1)\dagger}\phi_{+,\mathrm{P}}^{(1)}\right)^2 + \left(\phi_{+,\mathrm{P}}^{(2)\dagger}\phi_{+,\mathrm{P}}^{(2)}\right)^2\right\}, \tag{3.7}$$
yang mana $\widetilde{\Phi}_{+,\mathrm{P}}^{(i)'\dagger}\widetilde{\Phi}_{+,\mathrm{P}}^{(i)'} = \phi_{+,\mathrm{P}}^{(i)\dagger}\phi_{+,\mathrm{P}}^{(i)}, i = 1, 2.$
7. Di samping itu suatu medan baru $H" = (H' - H)$ telah muncul setelah pendefinisian:
$f_i' = \frac{f_i}{\sqrt{\pi R}}, i = 1, 2, f'^2 = f_1'^2 + f_2'^2, \Delta f' = f_2' - f_1', H(H') = \frac{h(h')}{\sqrt{\pi R}}$ dalam produk skalar $\phi^{(i)\dagger}\phi^{(i)} i = 1, 2$. Berdasarkan persamaan (3.3) dan (3.5), menjadi sebagai berikut,

$$\phi_{\mathrm{P}}^{(1)\dagger}\phi_{\mathrm{P}}^{(1)} = f_1'^2 + 2\Delta f' f_1' + \frac{i f_2'^2}{f'}\begin{pmatrix} \begin{smallmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix} & H'' \\ -H''^{\dagger} & 0 \end{pmatrix} + \frac{f_2'^2}{f'^2}\begin{pmatrix} HH^{\dagger} & 0 \\ 0 & (H'^{\dagger}H') \end{pmatrix}, \tag{3.8}$$

$$\phi_{\mathrm{P}}^{(2)\dagger}\phi_{\mathrm{P}}^{(2)} = f_2'^2 - 2\Delta f' f_2' + \frac{i f_1'^2}{f'}\begin{pmatrix} \begin{smallmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix} & H'' \\ -H''^{\dagger} & 0 \end{pmatrix} + \frac{f_1'^2}{f'^2}\begin{pmatrix} H'H'^{\dagger} & 0 \\ 0 & (H^{\dagger}H) \end{pmatrix}. \tag{3.9}$$

8. Potensial $V_{\mu P}^{(6)}$ dalam persamaan (3.7) kini menjadi fungsi Higgs H, H' dan H'' dan dapat didekomposisikan menjadi,

$$V_{\mu\mathrm{P}}^{(6)} = V_{H''}^{(6)} + V_{H'}^{(6)} + V_{H}^{(6)} \tag{3.10}$$

yang mana masing-masing potensial seperti di bawah ini,

$$V^{(6)}_{H''} = \lambda^{(6)}_{\mu\mathrm{P}} \frac{f_1'^4 + f_2'^4}{f'^2} H''^\dagger H'', \tag{3.11}$$

$$V^{(6)}_{H'} = \lambda^{(6)}_{\mu\mathrm{P}} \left(\frac{f_1'^2 f_2'^2}{f'^2} + \frac{(2\Delta f' f_1') f_2'^2}{f'^2} \right) H'^\dagger H' + \lambda^{(6)}_{\mu\mathrm{P}} \frac{f_2'^4}{f'^4} (H'^\dagger H')^2, \tag{3.12}$$

$$V^{(6)}_{H} = \lambda^{(6)}_{\mu\mathrm{P}} \left(\frac{f_1'^2 f_2'^2}{f'^2} - \frac{f_1'^2 (2\Delta f' f_2')}{f'^2} \right) H^\dagger H + \lambda^{(6)}_{\mu\mathrm{P}} \frac{f_1'^4}{f'^4} (H^\dagger H)^2. \tag{3.13}$$

9. Suku-suku massa telah muncul dalam persamaan-persamaan (3.11) sampai dengan (3.13), untuk penyederhanaan dianggap $\Delta f' \ll f_1' \sim f_2' \sim f'$ sehingga $V^{(6)}_{H'} \sim V^{(6)}_{H}, H \sim H'$, maka diperoleh massa-kuadrat sebagai berikut,

$$m_H^2 = \frac{g^4}{16\pi^2} \frac{\lambda^{(6)}_{\mu\mathrm{P}}}{f'^2} (f_1'^2 f_2'^2) \log \left\{ \frac{\left(\Lambda^{\mathrm{ZP}}_{(6)}\right)^2}{\mu_H^2} \right\}. \tag{3.14}$$

untuk persamaan-persamaan (3.12) dan (3.13), sedangkan persamaan (3.11) memberikan massa-kuadrat yangn berbeda, yakni seperti,

$$m_{H''}^2 = \frac{g^4}{16\pi^2}\frac{\lambda_{\mu\mathrm{P}}^{(6)}}{f'^2}(f_1'^4 + f_2'^4)\log\left\{\frac{\left(\Lambda_{(6)}^{\mathrm{ZP}}\right)^2}{\mu_{H''}^2}\right\}, \tag{3.15}$$

dengan $f_i' = \mathcal{O}(1\ \mathrm{TeV}), \mu_H \sim \mu_{H''} \sim \mathcal{O}(100\ \mathrm{GeV})$.

10. Mengingat ketidaksamaan: $(f_1' f_2') < (f_1'^2 + f_2'^2)$ dapat disimpulkan bahwa persamaan (3.14) dan (3.15) memberikan berturut-turut Higgs ringan dan berat, yang terpisahkan oleh zona massa eksklusif 145-466 GeV sebagai zona-terlarang bagi massa Higgs.

IV. Mekanisme Komutator-Ketidakpastian dalam Pembangkitan Higgs (Skalar) Eksotik

1. Model *near-brane* yang dipakai sama dengan sebelumnya yang mana berlaku transformasi, dengan parameter Scherk-Schwarz bersifat dinamis,

$$\Phi(x,y) = e^{iQ\omega y/R}\phi(x,y) = e^{iQ\alpha}\phi(x,y), \tag{4.1}$$

$$\omega(p,\lambda_t) = \frac{\lambda_t}{p}, \quad p = |\,\vec{p}\,| \tag{4.2}$$

   dengan p momentum medan-partikel, λ_t helisitas.

2. Dengan mendefinisikan parameter PNB θ' seperti di bawah, maka persamaan (4.1) dapat dituliskan sebagai berikut,

$$\theta'^{\dagger} = \frac{1}{f'}\begin{pmatrix} \begin{smallmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix} & H \\ H'^{\dagger} & 0 \end{pmatrix}, \quad \theta' = \frac{1}{f'}\begin{pmatrix} \begin{smallmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix} & H' \\ H^{\dagger} & 0 \end{pmatrix}, \tag{4.3}$$

$$\widetilde{\Phi}^{(1)}\left[\widetilde{\Phi}^{(2)}\right] = \phi_0^{(1)}\left[\phi_0^{(2)}\right] e^{i\left(Q\alpha + \frac{f_2'}{f_1'}\theta'\left[-\frac{f_1'}{f_2'}\theta'^{\dagger}\right]\right)}. \tag{4.4}$$

   dengan α mewakili kedua faktor fasa $\alpha(x)$ dan α.

3. Simetri-geser dan suku-perusakannya dapat diperoleh dengan mengekspansikan persamaan (4.4) sampai dengan orde ke-3, seperti di bawah ini,

$\widetilde{\Phi}^{(1)}$:

$$\frac{f_2'}{f_1'}\theta' \rightarrow \frac{f_2'}{f_1'}\theta' + Q\alpha + i\left\{\frac{f_2'}{f_1'}\theta' Q\alpha + \big([1] + iQ\alpha\big)\frac{f_2'^2}{2f_1'^2}\theta'^2\right\} + \big([1] + iQ\alpha\big)\mathcal{O}(\theta'^3), \tag{4.5}$$

$\widetilde{\Phi}^{(2)}$:

$$-\frac{f_1'}{f_2'}\theta'^\dagger \rightarrow -\frac{f_1'}{f_2'}\theta'^\dagger + Q\alpha - i\left\{\frac{f_1'}{f_2'}\theta'^\dagger Q\alpha - \big([1] + iQ\alpha\big)\frac{f_1'^2}{2f_2'^2})(\theta'^\dagger)^2\right\} + \big([1] + iQ\alpha\big)\mathcal{O}(\theta'^{\dagger 3}). \tag{4.6}$$

Suku-perusakan untuk simetri-geser biasa adalah $\frac{f_2'}{f_1'}\left[\frac{f_1'}{f_2'}\right]\theta'[\theta'^\dagger]Q\alpha$ sedangkan untuk simetri-geser asimtotis adalah $\big([1] + iQ\alpha\big)(i)\frac{f_2'^2}{2f_1'^2}\left[\frac{f_1'^2}{2f_2'^2}\right]\theta'^2[\theta'^\dagger]^2$.

4. Komutator persamaan gerak Heisenberg yang bekerja dalam *near-brane*, telah memberikan korespondensi antara faktor fasa *gauge* lokal dan global, yang menunjuk pada dan paralel dengan konsep *everywhere-local invariance*,

$$\alpha(x) \longleftrightarrow \alpha_g . \tag{4.7}$$

5. Melalui ekspansi parameter Scherk-Schwarz dinamis dalam persamaan (4.2) di sekitar momentum p diperoleh hubungan $\omega(p+\Delta p) = \omega(p)(1-r_p), r_p = \frac{\Delta p}{p}$ yang kemudian menurunkan relasi pada persamaan (4.7) dalam bentuk,

$$\alpha(x+\Delta x) \sim \alpha(x) e^{-r_p}, \qquad \text{untuk } \Delta p \ll p, \tag{4.8}$$

$$\alpha(x+\Delta x) \sim \alpha(x)(1-|r_p|) \sim \alpha(x)\frac{1}{1+|r_p|}, \quad \text{untuk } \Delta p < p, \tag{4.9}$$

yang mana korespondensi *gauge* global-lokal sangat jelas, yakni $\alpha_l(x) \sim \alpha_g$ pada beda momentum Δp yang sangat kecil.

6. Ini berarti simetri-lokal dapat dirusakkan akibat VEV tak-nol, melalui mekanisme Hosotani, dengan VEV $\frac{\omega(p_l)}{R}$ yang menimbulkan Higgs sebagai geseran terhadap VEV. Sedangkan parameter global $\omega(p_g)$ tidak merusak simetri global sehingga menimbulkan NGB (atau PNB) sebagai geseran terhadap VEV nol. Keadaan dengan 2 (dua) macam geseran terhadap VEV, tak-nol dan nol, menuntut adanya vakum-dobel yang diakomodasi dengan mudah dalam simetri SU(3)×SU(3)×U(1).
7. Batas-batas nilai α yang menentukan jenis perusakan simetri-geser diperoleh sebagai berikut,

$$\alpha > \frac{3}{4f'}\left(1 + \frac{\Delta f'}{f'}\right) \rightarrow \text{perusakan simetri geser,} \tag{4.10}$$

$$\alpha < \frac{3}{4f'}\left(1 - \frac{\Delta f'}{f'}\right) \rightarrow \text{perusakan simetri geser asimtotis.} \tag{4.11}$$

Dengan vakum-dobel diakomodir oleh persamaan (4.11) .

8. Aplikasi persamaan gerak Heisenberg dalam konteks vakum-dobel menghasilkan 2 (dua) moda unifikasi Higgs-NGB, yakni modus-telan berdasarkan persamaan,

$$i[H_a, Q\alpha] = \frac{-yQ}{R}\frac{\lambda_t}{p^2}\frac{dp}{dt} \quad \text{dan} \quad \left|\phi^2\right| < \Delta p, \tag{4.12}$$

dan modus-cerna dengan persamaan,

$$i[H_a, Q\alpha](t - t_2) = Q\alpha \left|- \ln p_2\right| \quad \text{dan} \quad \left|\phi^2\right| < \Delta m. \tag{4.13}$$

9. Massa diproduksi dalam modus-cerna sesuai persamaan (4.13), apabila semula Higgs dan NGB berada dalam masing-masing vakum dari vakum-dobel, sekarang NGB bersatu dengan Higgs dan terjadi unifikasi. Akibatnya potensial Coleman-Weinberg perlu diperluas menjadi potensial Coleman-Weinberg tergeneralisir,

$$V = \lambda^{(3)}\phi^{(i)\dagger}\phi^{(j)}_{\mathrm{NG}}\phi^{(j)\dagger}_{\mathrm{NG}}\phi^{(i)}, \quad i = 1, 2, \tag{4.14}$$

10. Potensial ini didekomposisikan menjadi sebagai berikut;
$V = V_1 + V_2$, dengan

$$V_1 = \lambda^{(3)} \left(\phi^{(1)\dagger} \phi^{(1)}_{\rm NG} \phi^{(1)\dagger}_{\rm NG} \phi^{(1)} + \phi^{(1)\dagger}_{\rm NG} \phi^{(1)} \phi^{(1)\dagger} \phi^{(1)}_{\rm NG} \right), \tag{4.15}$$

$$V_2 = \lambda^{(3)} \left(\phi^{(2)\dagger} \phi^{(2)}_{\rm NG} \phi^{(2)\dagger}_{\rm NG} \phi^{(2)} + \phi^{(2)\dagger}_{\rm NG} \phi^{(2)} \phi^{(2)\dagger} \phi^{(2)}_{\rm NG} \right), \tag{4.16}$$

dengan $\phi^{(i)}, i = 1, 2$ sesuai persamaan (4.4) setelah substitusi $\alpha = 0$, sedangkan NGB didefinisikan sebagai berikut,

$$\Phi^{(j)}_{\rm NG} = v^{(j)}_{\rm NG} e^{\pm \frac{i f'_i \sqrt{2}}{f'_j f'} (\xi')_{ng}}, \quad i \neq j = 1, 2, \tag{4.17}$$

11. Setelah melalui sedikit perhitungan diperoleh, dengan
$\theta' = \frac{1}{f'}(H)_{\rm pnb}, \theta'^\dagger = \frac{1}{f'}(H)^\dagger_{\rm pnb}$, berturut-turut

$$V'_1[V'_2] = -\lambda^{(3)} \frac{f'^2_2 f'^2_j}{f'^2} \left[\frac{f'^2_1 f'^2_j}{f'^2} \right] \left\{ (H)^\dagger_{\rm pnb} - (H)_{\rm pnb} \right\}^2, \quad j = 1, 2, \tag{4.18}$$

$$V'_1[V'_2] = \lambda^{(3)} \frac{f'^2_2 [f'^2_1] f'^2_j}{f'^2} H''^\dagger H'', \quad j = 1, 2, \tag{4.19}$$

12. Kopling-massa berturut-turut dengan $j = 1[2]$ untuk $V_1'[V_2']$ dan $j = 2[1]$ untuk $V_1'[V_2']$, selanjutnya kuadrat-massa, sebagai berikut,

$$\mu^2_{H''} = \lambda^{(3)} \frac{2 f_1'^2 f_2'^2}{f'^2} \quad \text{dan} \quad \frac{\lambda^{(3)}}{f'^2}(f_1'^4 + f_2'^4), \tag{4.20}$$

$$m^2_{H_i''} = \frac{g'^4}{16\pi^2} \frac{\lambda^{(3)}}{f'^2} (2 f_1'^2 f_2'^2) \log\left(\frac{\Lambda^2_{(3)}}{\mu^2_{H_i''}}\right), \tag{4.21}$$

$$m^2_{H_H''} = \frac{g'^4}{16\pi^2} \frac{\lambda^{(3)}}{f'^2} (f_1'^4 + f_2'^4) \log\left(\frac{\Lambda^2_{(3)}}{\mu^2_{H_H''}}\right), \tag{4.22}$$

yang mana $H_i'', i = 1, 2$ Higgs PNB dan H_H'' skalar Heisenberg, orde masing-masing kopling-massa $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ dan $\mathcal{O}(\Lambda_{(3)}) \sim \mathcal{O}(100 \text{ TeV})$.

13. Dengan mendefiniskan *vacuum state* sebagai berikut, $|f_i'^2\rangle = (f_i'^2 f_j'^2)^T, |f_j'^2\rangle = (f_j'^2 f_i'^2)^T, i \neq j = 1, 2, \langle f_i'^2| = (\sigma_1 |f_i'^2\rangle)^T, |f_j'^2\rangle = (\sigma_1 |f_i'^2\rangle), i \neq j = 1, 2$, persamaan (4.21), (4.22) dapat dituliskan dalam bra-ket ala Dirac,

$$\mu^2_{H''} = \frac{\lambda^{(3)}}{f'^2}\langle f_i'^2 | f_j'^2 \rangle_{i=j}, \quad i,j = 1,2, \tag{4.23}$$

$$\mu^2_{H''} = \frac{\lambda^{(3)}}{f'^2}\langle f_i'^2 | f_j'^2 \rangle_{i\neq j}, \quad i,j = 1,2, \tag{4.24}$$

yang menghasilkan massa bak-Dirac untuk Higgs PNB dan bak-Majorana untuk skalar Heisenberg.

V. Higgs dan Skalar eksotik dari Bak-Higgs Kecil SU(6) berkopling kuat via vakum-dobel dalam *near-brane*

1. Dalam rangka mengaplikasikan hasil-hasil bab IV dalam SU(6) persamaan (2.4) perlu dituliskan kembali dalam variabel-variabel baru yang didefinisikan sebagai berikut,

$$f'_i = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} f_i, f'^2 = f'^2_1 + f'^2_2, H(H') = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} h(h'), \theta' = \theta'_1,$$
$$\theta'^\dagger = \theta'_2, \text{dan } \theta' = \frac{1}{f'} \begin{pmatrix} (0)_{3\times 3} & \theta'_2 \\ \theta'_1 & (0)_{3\times 3} \end{pmatrix}, \tag{5.1}$$

sehingga persamaan (2.4) menjadi,

$$\widetilde{\Phi}^{(1)}[\widetilde{\Phi}^{(2)}] = v[v']e^{\frac{if'_2}{f'_1}\left[-\frac{if'_1}{f'_2}\right]\theta'[\theta'^\dagger]}. \tag{5.2}$$

2. Dengan pendekatan-kuat, yakni ekspansi eksponen (matriks) menjadi matriks (eksponen), seperti di bawah,

$$e^{\frac{if_2'}{f_1'}\left[-\frac{if_1'}{f_2'}\right]\begin{pmatrix} (0)_{3\times3} & \frac{1}{f'}\begin{pmatrix} 0 & 0 & H \\ 0 & 0 & \\ H'^{\dagger} & & 0 \end{pmatrix} \\ \frac{1}{f'}\begin{pmatrix} 0 & 0 & H' \\ 0 & 0 & \\ H^{\dagger} & & 0 \end{pmatrix} & (0)_{3\times3} \end{pmatrix}} \sim \begin{pmatrix} (1)_{3\times3} & e^{\frac{if_2'}{f_1'}\left[-\frac{if_1'}{f_2'}\right]\theta_2'} \\ e^{\frac{if_2'}{f_1'}\left[-\frac{if_1'}{f_2'}\right]\theta_1'} & (1)_{3\times3} \end{pmatrix}, \tag{5.3}$$

dan multiplikasi dengan sekstet VEV diperoleh Bakal Higgs-Kecil-Tersederhana (*will-be-SimplestLittleHiggs*) SU(6), yakni

$$\widetilde{\Phi}_{+}^{(1)'} = \widetilde{\Phi}^{(1)'} = \begin{pmatrix} \phi_0^{(1)} \\ \phi^{(1)} \end{pmatrix}, \quad \widetilde{\Phi}_{+}^{(2)'} = \widetilde{\Phi}^{(2)'} = \begin{pmatrix} \phi^{(2)} \\ \phi_0^{(2)} \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

yang membentuk potensial Coleman-Weinberg,

$$\mathcal{L}_y^{\text{near-brane}} = V_{y\mathrm{NP}}^{(6)} = \lambda_{y\mathrm{NP}}^{(6)} \widetilde{\Phi}_+^{(i)'\dagger}\widetilde{\Phi}^{(j)'}\widetilde{\Phi}^{(j)'\dagger}\widetilde{\Phi}_+^{(i)'}, \tag{5.5}$$

yang mana $\lambda_{y\mathrm{NP}}^{(6)}$ adalah konstanta kopling *lower-near-brane*.

3. Sekstet dalam persamaan (5.4) segera mengalami pembelahan triplet-triplet sehingga diperoleh triplet VEV dan triplet Bak-Higgs Kecil Tersederhana (*Simplest Little-like Higgs*) berturut-turut sebagai berikut,

$$\begin{gathered}\phi_0^{(1)}\left[\phi_0^{(2)}\right] = \frac{1}{\sqrt{\pi R}}\begin{pmatrix}0\\0\\f_1\end{pmatrix}\left[\begin{pmatrix}0\\0\\f_2\end{pmatrix}\right] = \begin{pmatrix}0\\0\\f_1'\end{pmatrix}\left[\begin{pmatrix}0\\0\\f_2'\end{pmatrix}\right], \\ \phi^{(1)} = \phi_0^{(1)} e^{\frac{if_2'}{f_1'f'}\theta_1'}, \quad \phi^{(2)} = \phi_0^{(2)} e^{\frac{-if_1'}{f_2'f'}\theta_2'}.\end{gathered} \tag{5.6}$$

4. Selanjutnya, dapat didefinisikan NGB-NGB dengan memakai generator λ_8, λ_{34} dan λ_{35} sebagai berikut,

$$\xi^{(1)} = \xi(n_8\lambda_8 + n_{35}\lambda_{35}), \quad \xi^{(2)} = \xi(n_{34}\lambda_{34} + n_{35}\lambda_{35}), \tag{5.7}$$

dengan n_8, n_{34} dan n_{35} konstanta-konstanta normalisasi. Juga didefinisikan: $\xi' = 3\xi, \xi_0 = -2\xi$ dan yang berikut,

$\xi'_{\rm ng} = \begin{pmatrix} \xi' & & \\ & \xi' & \\ & & 0 \end{pmatrix}, \quad \xi'_0 = \xi_0 \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}$, sehingga diperoleh NGB-NGB SU(6) sebagai berikut,

$$\xi^{(1)} = \begin{pmatrix} \xi'_{\rm ng} & 0 \\ 0 & \xi'_0 \end{pmatrix}, \quad \xi^{(2)} = \begin{pmatrix} \xi'_0 & 0 \\ 0 & \xi'_{\rm ng} \end{pmatrix}. \tag{5.8}$$

5. Dari persamaan (5.6) didapatkan potensial Coleman-Weinberg tergeneralisir, seperti di bawah ini, dengan $\Phi^{(j)}_{\rm NG}$ didefinisikan dibawahnya,

$$V^{(6)}_{\mathrm{NP}g} = \lambda^{(6)}_{y\mathrm{NP}} \left(\widetilde{\Phi}^{(i)'\dagger} \Phi^{(j)}_{\mathrm{NG}}\right)\left(\Phi^{(j)\dagger}_{\mathrm{NG}} \widetilde{\Phi}^{(i)'}\right), \quad i,j = 1,2, \tag{5.9}$$

$$\Phi^{(j)}_{\mathrm{NG}} = v^{(j)}_{\mathrm{NG}} e^{\pm \frac{i f_i'}{f_j' f'} \xi^{(j)}}, \quad i \neq j = 1,2. \tag{5.10}$$

Dengan pendekatan kuat, seperti dalam persamaan (5.3), diperoleh bentuk-kompak NGB seperti ini,

$$\Phi^{(1)}_{\mathrm{NG}} = \begin{pmatrix} \phi^{(1)}_{\mathrm{NG}} \\ \phi^{(1)}_{0} \end{pmatrix}, \quad \Phi^{(2)}_{\mathrm{NG}} = \begin{pmatrix} \phi^{(2)}_{0} \\ \phi^{(2)}_{\mathrm{NG}} \end{pmatrix}. \tag{5.11}$$

6. Dalam konteks vakum-dobel persamaan-persamaan (5.5) dan (5.11) bersama-sama memberikan geseran terhadap VEV berupa $\phi^{(j)}_{\mathrm{NG}}$ dan $\phi^{(i)}_{0}, i,j = 1,2$ sebagai berikut,

$$\widetilde{\Phi}^{(i)'} + \Phi^{(i)}_{\mathrm{NG}} = \begin{pmatrix} \phi^{(i)}_{0} + \phi^{(1)}_{\mathrm{NG}} \left[\phi^{(2)}\right] \\ \phi^{(i)}_{0} + \phi^{(1)} \left[\phi^{(2)}_{\mathrm{NG}}\right] \end{pmatrix}, \quad i = 1,2. \tag{5.12}$$

Struktur dalam persamaan (V.13) merefleksikan vakum-dobel.

7. Dari $V^{(6)} = V_1^{(6)} + V_2^{(6)}$ dengan $V_1^{(6)}$ dan $V_2^{(6)}$ sebagai berikut,

$$V^{(6)} = \lambda_y^{(6)}\left(\widetilde{\Phi}^{(1)\dagger}\Phi_{\mathrm{NG}}^{(1)}\right)\left(\Phi_{\mathrm{NG}}^{(1)\dagger}\widetilde{\Phi}^{(1)}\right) + \lambda_y^{(6)}\left(\widetilde{\Phi}^{(2)\dagger}\Phi_{\mathrm{NG}}^{(2)}\right)\left(\Phi_{\mathrm{NG}}^{(2)\dagger}\widetilde{\Phi}^{(2)}\right). \tag{5.13}$$

Dengan memakai persamaan-persamaan (5.2) dan (5.11) diperoleh potensial,

$$\begin{aligned} & V_1^{(6)}[V_2^{(6)}] \\ &= \lambda_y^{(6)}(v^T v)^2[(v'^T v')^2] e^{\frac{if_2'}{f_1'}\left[\frac{if_1'}{f_2'}\right]\left\{(\theta' - \theta'^\dagger) + \frac{1}{f'}(\xi^{(1)\dagger}[\xi^{(2)}] - \xi^{(1)}[\xi^{(2)\dagger}])\right\}}, \end{aligned} \tag{5.14}$$

dengan faktor fasa, setelah pembelahan triplet-triplet, menjadi

$$(H_H'') = (\theta_1' \pm \xi_{\mathrm{ng}}') - (\theta_1'^\dagger \pm \xi_{\mathrm{ng}}'), \tag{5.15}$$

Melalui korespondensi $\theta_1' \left[\theta_1'^{\dagger}\right] \leftrightarrow H'[H], \xi_{ng} \leftrightarrow \xi, (H_H'') \leftrightarrow H_H''$ maka persamaan (5.15) ekivalen dengan,

$$H'' = (H' \pm \xi) - (H \pm \xi) \tag{5.16}$$

yang menunjukkan unifikasi 2(dua) NGB dengan 1 (satu) medan baru $H'' = (H' - H)$ sehingga terbentuklah skalar Heisenberg. Sesuai persamaan (5.16) Skalar Heisenberg sudah ada dan tersembunyi dalam medan konstan pada level SU(6).

8. Bertolak dari persamaan (5.11) dengan dekomposisi menurut $V^{(6)}_{\mathrm{NP}g} = V^{(6)}_{\mathrm{NP}g(i=j)} + V^{(6)}_{\mathrm{NP}g(i \neq j)}$ dan dengan memanfaatkan persamaan-persamaan (5.5) dan (4.12) masing-masing potensial diperoleh, yakni

$$\begin{aligned} V^{(6)}_{\mathrm{NP}g(i=j)} = \lambda^{(3)} \Big\{ & (\phi_0^{(i)\dagger}\phi_{\mathrm{NG}}^{(i)}\phi_{\mathrm{NG}}^{(i)\dagger}\phi_0^{(i)} + \phi_{\mathrm{NG}}^{(i)\dagger}\phi_0^{(i)}\phi_0^{(i)\dagger}\phi_{\mathrm{NG}}^{(i)}) \\ & + (\phi^{(i)\dagger}\phi_0^{(i)}\phi_0^{(i)\dagger}\phi^{(i)} + \phi_0^{(i)\dagger}\phi^{(i)}\phi^{(i)\dagger}\phi_0^{(i)}) \Big\}, \end{aligned} \tag{5.17}$$

$$\begin{aligned} V^{(6)}_{\mathrm{NP}g(i\neq j)} = \lambda^{(3)} \Big\{ & (\phi_0^{(i)\dagger}\phi_0^{(j)}\phi_0^{(j)\dagger}\phi_0^{(i)} + \phi_0^{(j)\dagger}\phi_0^{(i)}\phi_0^{(i)\dagger}\phi_0^{(j)}) \\ & + (\phi^{(i)\dagger}\phi_{\mathrm{NG}}^{(j)}\phi_{\mathrm{NG}}^{(j)\dagger}\phi^{(i)} + \phi_{\mathrm{NG}}^{(j)\dagger}\phi^{(i)}\phi^{(i)\dagger}\phi_{\mathrm{NG}}^{(j)}) \Big\}, \end{aligned} \tag{5.18}$$

9. Yang pertama memberikan potensial dan massa Higgs PNB, $H_i'', i = 1, 2$ berturut-turut sebagai berikut,

$$V^{(6)}_{\mathrm{NP}g(i=j)} = 2(f_1'^4 + f_2'^4) + \frac{2f_1'^2 f_2'^2}{f'^2} H''^\dagger H'', \tag{5.19}$$

$$m^2_{H_i''} = \frac{g'^4}{16\pi^2}\frac{\lambda^{(3)}}{f'^2}(2f_1'^2 f_2'^2)\log\left(\frac{\Lambda^2_{(3)}}{\mu^2_{H_i''}}\right), i = 1, 2, \tag{5.20}$$

dengan $\mathcal{O}(\mu_{H_i''}) \sim \mathcal{O}(100\ \mathrm{GeV}), g'$ konstanta kopling SU(3) dan $\Lambda_{(3)}$ adalah skala putus SU(3).

10. Yang kedua menghasilkan potensial dan massa skalar Heisenberg H''_H berturut-turut sebagai berikut,

$$V^{(6)}_{\mathrm{NP}g(i\neq j)} = 4f_1'^2 f_2'^2 + \frac{f_1'^4 + f_2'^4}{f'^2} H''^\dagger H'', \qquad (5.21)$$

$$m^2_{H''_H} = \frac{g'^4}{16\pi^2}\frac{\lambda^{(3)}}{f'^2}(f_1'^4 + f_2'^4)\log\left(\frac{\Lambda^2_{(3)}}{\mu^2_{H''_H}}\right), \qquad (5.22)$$

dengan $\mathcal{O}(\mu_{H''_H}) \sim \mathcal{O}(100\ \mathrm{Ge}V)$.

11. Pembahasan di depan pada akhirnya menghantarkan kita pada bagian tentang Skalar Heisenberg tersamar yang timbul pada potensial pembelahan triplet-triplet yang didekomposisikan menurut, $V^{(6)}_{y\mathrm{NP}} = V^{(6)}_{y\mathrm{NP}}(i=j) + V^{(6)}_{y\mathrm{NP}}(i\neq j)$, dengan masing-masing potensial sebagai berikut,

$$V^{(6)}_{y\mathrm{NP}}(i=j) = \lambda^{(6)}_{y\mathrm{NP}}\left(\widetilde{\Phi}^{(i)'\dagger}_{+}\widetilde{\Phi}^{(i)'}_{+}\right)^2, \quad i = 1,2, \qquad (5.23)$$

$$V^{(6)}_{y\mathrm{NP}}(i\neq j) = \lambda^{(6)}_{y\mathrm{NP}}\left(\widetilde{\Phi}^{(1)'\dagger}_{+}\widetilde{\Phi}^{(2)'}_{+}\widetilde{\Phi}^{(2)'\dagger}_{+}\widetilde{\Phi}^{(1)'}_{+} + \widetilde{\Phi}^{(2)'\dagger}_{+}\widetilde{\Phi}^{(1)'}_{+}\widetilde{\Phi}^{(1)'\dagger}_{+}\widetilde{\Phi}^{(2)'}_{+}\right), \qquad (5.24)$$

12. Yang pertama dapat didekomposisikan lebih jauh menjadi $V^{(6)}_{y\mathrm{NP}(i=j)} = V^{(6)}_{y\mathrm{NP}(1)} + V^{(6)}_{y\mathrm{NP}(2)}$, dengan $i = j = 1, 2$,

$$V^{(6)}_{y\mathrm{NP(i)}} = \lambda^{(6)}_{y\mathrm{NP}} \left\{ 2\left(\phi_0^{(i)\dagger}\phi_0^{(i)}\right)\phi^{(i)\dagger}\phi^{(i)} + \left(\phi^{(i)\dagger}\phi^{(i)}\right)^2 \right\}, \qquad (5.25)$$

yang menurut ekspansi (semacam) dalam persamaan (4.5) dan (4.6) terjadi secara serial (pola satu-satu).

13. Masing-masing potensial memberikan Higgs PNB H_1'' dan H_2'' menurut yang berikut,

$$V^{(6)}_{y\mathrm{NP}(1)} \left[V^{(6)}_{y\mathrm{NP}(2)}\right] = \lambda^{(6)}_{y\mathrm{NP}} \left(\frac{2f_1'^2 f_2'^2}{f'^2} + \frac{f_2'^4 [f_1'^4]}{4f'^4} (v'')^2 \right) H''^\dagger H'' + \lambda^{(6)}_{y\mathrm{NP}} \frac{f_2'^4 [f_1'^4]}{4f'^4} (H''^\dagger H'')^2, \qquad (5.26)$$

dengan $H'' = H' - H$. Akibatnya massa Higgs PNB didapatkan sebagai

$$m^2_{H''_{i(\mathrm{obo})}} = \frac{g'^4}{16\pi^2}\frac{\lambda^{(3)}}{f'^2}(2f_1'^2 f_2'^2)\log\left(\frac{\Lambda^2_{(3)}}{\mu^2_{H''_{i(\mathrm{obo})}}}\right), i = 1, 2, \tag{5.27}$$

dengan $\mathcal{O}(\mu_{H''_{i(\mathrm{obo})}}) \sim \mathcal{O}(100\ \mathrm{Ge}V)$.

14. Yang kedua didekomposisikan menurut $V^{(6)}_{y\mathrm{NP}(i\neq j)} = V^{(6)}_{y\mathrm{NP1}(i\neq j)} + V^{(6)}_{y\mathrm{NP2}(i\neq j)}$ yang dapat diubah/disesuaikan menjadi $V^{(6)}_{y\mathrm{NP}(i\neq j)} = \left(V^{(3)}_{\mathrm{H}(1)} + V^{(3)}_{\mathrm{H}(2)}\right) + \left(V^{(3)}_{\mathrm{C}(1)} + V^{(3)}_{\mathrm{C}(2)}\right)$ dengan $V^{(3)}_H = V^{(3)}_{H(1)} + V^{(3)}_{H(2)}$, potensial $V^{(3)}_H$ memberikan pada akhirnya,

$$V^{(3)}_{\mathrm{H}(1)} = \lambda^{(3)}\left\{(\phi_0^{(1)\dagger}\phi^{(2)})(\phi_0^{(2)\dagger}\phi^{(1)}) + (\phi_0^{(2)\dagger}\phi^{(1)})(\phi_0^{(1)\dagger}\phi^{(2)})\right\}, \tag{5.28}$$

$$V^{(3)}_{\mathrm{H}(2)} = \lambda^{(3)}\left\{(\phi^{(1)\dagger}\phi_0^{(2)})(\phi^{(2)\dagger}\phi_0^{(1)}) + (\phi^{(2)\dagger}\phi_0^{(1)})(\phi^{(1)\dagger}\phi_0^{(2)})\right\}, \tag{5.29}$$

$$V^{(3)}_{\mathrm{H"}} = \lambda^{(3)} \left\{ 4 f_1'^2 f_2'^2 + \frac{(f_1'^2 f_2'^2)}{f'^2} v''^2 + \frac{(2 f_1'^2 f_2'^2)}{f'^2} H''^\dagger H'' \right\}, \quad (5.30)$$

dengan $\mathcal{O}(v'') \sim \mathcal{O}(100 \text{ GeV})$.

15. Dengan berbekal $\Delta f' = f_2' - f_1' (f_2' > f_1')$, $\frac{f_2'}{f_1'} \left[\frac{f_1'}{f_2'}\right] = 1 + \frac{1}{f_1'} \left[-\frac{1}{f_2'}\right] \Delta f'$ dan $\lambda^{(6)}_{y\mathrm{NP}} \rightarrow \lambda^{(3)}$, maka $V^{(3)}_{\mathrm{C}} = V^{(3)}_{\mathrm{C}(1)} + V^{(3)}_{\mathrm{C}(2)}$ dapat dinyatakan sebagai

$$V^{(3)}_{\mathrm{C}(1)} = \lambda^{(3)} (2 f_1'^2 f_2'^2)\, e^{\left[\frac{i}{f'} \begin{pmatrix} 0 & 0 & H'' \\ 0 & 0 & \\ -H''^\dagger & & 0 \end{pmatrix} + \frac{i \Delta f'}{f'} \left\{ \frac{1}{f_1'} \begin{pmatrix} 0 & 0 & H' \\ 0 & 0 & \\ H^\dagger & & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{f_2'} \begin{pmatrix} 0 & 0 & H \\ 0 & 0 & \\ H'^\dagger & & 0 \end{pmatrix} \right\} \right]}, \quad (5.31)$$

$$V^{(3)}_{\mathrm{C}(2)} = \lambda^{(3)} (2 f_1'^2 f_2'^2)\, e^{\left[\frac{i}{f'} \begin{pmatrix} 0 & 0 & H'' \\ 0 & 0 & \\ -H''^\dagger & & 0 \end{pmatrix} - \frac{i \Delta f'}{f'} \left\{ \frac{1}{f_2'} \begin{pmatrix} 0 & 0 & H' \\ 0 & 0 & \\ H^\dagger & & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{f_1'} \begin{pmatrix} 0 & 0 & H \\ 0 & 0 & \\ H'^\dagger & & 0 \end{pmatrix} \right\} \right]}. \quad (5.32)$$

16. Di sini berlaku pola kolektif, yang mana $\Delta f' \sim 0$, sehingga diperoleh sebagai berikut,

$$V_{\mathrm{C}}^{(3)} = \lambda^{(3)} \left\{ 4f_1'^2 f_2'^2 + \frac{(f_1'^2 f_2'^2)}{f'^2} v''^2 + \frac{(2f_1'^2 f_2'^2)}{f'^2} H''^\dagger H'' \right\}, \quad (5.33)$$

Yang memberikan potensial total bersama dengan persamaan (5.34),

$$V_{y\mathrm{NP}}^{(3)} = V_{\mathrm{C}}^{(3)} + V_{H''}^{(3)} = \frac{\lambda^{(3)}}{f'^2} \left\{ 2f_1'^2 f_2'^2 + (f_1'^4 + f_2'^4) \right\} H''^\dagger H''. \quad (5.34)$$

17. Akhirnya diperoleh Higgs 3-skalar, dengan massa sebagai berikut,

$$m^2_{H''_{col}} = \frac{g'^4}{16\pi^2} \frac{\lambda^{(3)}}{f'^2} \left\{ 2f_1'^2 f_2'^2 + (f_1'^4 + f_2'^4) \right\} \log \left(\frac{\Lambda^2_{(3)}}{\mu^2_{H''_{col}}} \right), \quad (5.35)$$

dengan $\mathcal{O}(\mu_{H''_{col}}) \sim \mathcal{O}(100 \ \mathrm{Ge}V)$.

18. Namun demikian masih dimungkinkan adanya $\Delta f' \neq 0 (f_1' \neq f_2')$ sehingga terjadi kondisi,

$$\left(\pm \frac{1}{f_1'} \xi \mp \frac{1}{f_2'} \xi \right) \neq 0, \quad (5.36)$$

yang akan menghalangi penyerapan NGB oleh H dan H'. Sebaliknya NGB terserap oleh H'' sebagai medan baru via modus telan-cerna sehingga diperoleh,

$$V^{(3)}_{\mathrm{C}(1)_{col}} = \lambda^{(3)}(2f_1'^2 f_2'^2) e^{\frac{i}{f'}\begin{pmatrix} 0\ 0 & H_0'' \\ 0\ 0 & \\ -H_0''^{\dagger} & 0 \end{pmatrix}} e^{i\Delta f'\left(\frac{1}{f_1'}\theta_1' + \frac{1}{f_2'}\theta_2'\right)}, \qquad (5.37)$$

$$V^{(3)}_{\mathrm{C}(2)_{col}} = \lambda^{(3)}(2f_1'^2 f_2'^2) e^{\frac{i}{f'}\begin{pmatrix} 0\ 0 & H_0'' \\ 0\ 0 & \\ -H_0''^{\dagger} & 0 \end{pmatrix}} e^{-i\Delta f'\left(\frac{1}{f_2'}\theta_1' + \frac{1}{f_1'}\theta_2'\right)}. \qquad (5.38)$$

20. Setelah ekspansi, dengan $V^{(3)}_{\mathrm{C}(1)_{col}} + V^{(3)}_{\mathrm{C}(2)_{col}} = V^{(3)}_{\mathrm{C}_{col}}$, dan dapat diambil $1/f_1' \sim 1/f_2'$ didapatkan,

$$V^{(3)}_{\mathrm{C}_{col}} = \lambda^{(3)}\left\{(4f_1'^2 f_2'^2) + \left(\frac{f_1'^2 f_2'^2}{f'^2}\right) v''^2 + \left(\frac{2f_1'^2 f_2'^2}{f'^2}\right) H_0''^{\dagger} H_0''\right\}, \qquad (5.39)$$

yang memberikan varian lain dari skalar Heisenberg dengan massa,

$$m^2_{H''_{op}} = \frac{g'^4}{16\pi^2}\frac{\lambda^{(3)}}{f'^2}(2f_1'^2 f_2'^2)\log\left(\frac{\Lambda^2_{(3)}}{\mu^2_{H''_{op}}}\right), \tag{5.40}$$

dengan $\mathcal{O}(\mu_{H''_{op}}) \sim \mathcal{O}(100\ \mathrm{GeV})$.

21. Skalar 3-komponen 'gauge-like' dibentuk oleh 3 boson dari masing-masing varian skalar Heisenberg atau kombinasinya.

VI. Peluruhan Proton dan Aspek Fenomenologis

1. Dari boson-C, setelah pembelahan triplet-triplet, terbentuklan boson-C_1 dan -C_2, yang dapat dinyatakan dalam parameter $\widetilde{C}_i, i = 1, 2$ sebagai berikut,

$$
\begin{aligned}
C_1[C_2] &= \widetilde{C}_1[\widetilde{C}_2]\frac{\lambda_{C_1}[\lambda_{C_2}]}{2} \\
&= \left(\frac{\widetilde{C}_1}{2}\right)\left[\left(\frac{\widetilde{C}_2}{2}\right)\right]\frac{1}{6}\sqrt{6}\begin{pmatrix} -1[1] & 0 & 0 \\ 0 & -1[1] & 0 \\ 0 & 0 & -1[1] \end{pmatrix}, \qquad (6.1)
\end{aligned}
$$

dengan $\widetilde{C}_i = \widetilde{C}\sqrt{2}, i = 1, 2, \widetilde{C}$ parameter boson-C SU(6). Demikian juga dengan boson-B, yang terbelah menjadi boson-B_1 dan B_2, seperti di bawah ini,

$$
B_1 = \widetilde{B}\frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix} 0 & & \\ & 0 & \\ & & 0 \end{pmatrix}, \quad B_2 = \widetilde{B}\frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix}. \qquad (6.2)
$$

2. Kedua boson $B_i, i = 1, 2$ dapat bergabung dan berkombinasi dengan boson $C_i, i = 1, 2$ dan membentuk boson hypercharge $Y_i, i = 1, 2$, sesuai dengan hypercharge quark Y_q dan lepton Y_l, berdasarkan simetri $\mathrm{U}(1)_{B_1(B_2)} \otimes \mathrm{U}(1)_{C_1(C_2)} \to \mathrm{U}(1)_{Y_q(Y_l)}$, seperti di bawah ini,

$$Y_q = Y_{B_1} + Y_{C_1} = n_1 \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 0 & & \\ & 0 & \\ & & 0 \end{pmatrix} + n_2 \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} -1 & & \\ & -1 & \\ & & -1 \end{pmatrix}, \tag{6.3}$$

$$Y_l = Y_{B_2} + Y_{C_2} = n_1' \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix} + n_2' \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}. \tag{6.4}$$

3. Muatan-listrik dalam SU(6) ditentukan oleh komponen ke-3 hyperisospin dan hypercharge, sesuai dengan,

$$Q = I_{H_3} + \frac{1}{2} Y, \quad I_{H_3} = I_3 + (\Delta I_3 \Delta Y). \tag{6.5}$$

Dengan I_{H_3} adalah generator λ_{29}. Dengan pemilihan konstanta normalisasi $n_1 = n_2 (n_1' \text{ dan } n_2')$ yang tepat dapat diperoleh hypercharge yang tepat sehingga muatan-listrik Q dapat diperoleh sebagai berikut,

$$Q_{wq} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & & \\ & 0 & \\ & & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}\begin{pmatrix} \pm 2 & & \\ & \pm 2 & \\ & & \pm 2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pm 1 & & \\ & \pm 1 & \\ & & \pm 1 \end{pmatrix}, \tag{6.6}$$

$$Q_{wl} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & & \\ & -1 & \\ & & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 0 & \\ & & 0 \end{pmatrix}, \tag{6.7}$$

4. Dari persamaan (6.6) dan (6.7) dapat disimpulkan bahwa boson *gauge* SU(6)/SU(3)×SU(3)×U(1) bermuatan-listrik bilangan bulat, bukan fraksional atau pecahan, sehingga berbeda sekali dengan leptoquark SU(5), yang mempunyai muatan pecahan.
5. Dari sudut lokasi, bak-leptoquark SU(6) berada dalam *brane*-UV, yang terpisah total dari *brane*-IR dari model 2-*brane*. Brane-IR ini memuat partikel-partikel MS, akibatnya tidak mungkin timbul interaksi *tree-level* antara partikel-partikel dalam kedua *brane* di atas. Disamping itu perbedaan paritas, paritas genap untuk partikel-partikel MS dan ganjil untuk bak-leptoquark bersama dengan faktor-faktor di atas menjamin tidak adanya peluruhan proton.

6. Peluruhan proton akibat dimensi-ekstra dan operator berdimensi tinggi timbul akibat tidak takluknya operator ini terhadap konservasi bilangan baryon dan lepton sehingga operator dimensi-6 perlu dikaji efeknya dalam wilayah *near-brane* 5D ($y \sim 0$) khususnya di *lower-near-brane*. Peluruhan proton ditekan (*suppressed*) oleh skala GUT 5D (atau $M_{(5\mathrm{D})}$) melalui faktor $1/M^2_{(5\mathrm{D})}$, yang mana $M_{(5\mathrm{D})} \sim \Lambda^{NP}_{(6)} = 10^8$ GeV. Hal ini ekivalen dengan faktor-suppresi dari operator dimensi-5 dalam teori GUT 4D konvensional, yakni faktor $1/M_{(4\mathrm{D})}$, dengan $M_{(4\mathrm{D})} \sim 10^{16}$ GeV. Akibatnya, proton sangat stabil, sesuai dengan yang diketahui dalam teori GUT 4D konvensional.
7. Skema alternatif, menurut A. Hamed-M. Schmaltz, diperoleh dengan menetapkan tebal *brane* sebesar,

$$L = (M^*)^{-1}, \tag{6.8}$$

dengan M^* skala unifikasi konstanta kopling $\sim 10^{12}$ GeV. Peluruhan proton terjadi pada nilai M^* yang sangat rendah yakni $M^* \sim 1,0$ TeV, jauh di bawah M^* model ini, sehingga proton tidak akan meluruh.

VII. Kesimpulan

Tinjauan atas aspek fenomenologis memberikan spektrum massa Higgs yang memenuhi data LHC mutakhir dengan zona-ekslusi $145 < m_H < 466$ GeV. Selain itu batas-atas massa skalar *gauge singlet* yang berada pada $1,5$ TeV dapat dipenuhi oleh skalar Heisenberg, atau skalar 3-komponen. Hasil-hasil yang mencolok dan fundamental dari riset ini dapat diketengahkan sebagai berikut:

1. Formula massa Higgs ringan dan berat yang bersumber dari satu asal, yaitu Higgs Bayi SU(6).
2. Skalar Heisenberg sebagai skalar *gauge-like*, baik yang bebas maupun terikat/tersamar, sebagai salah satu kandidat materi-gelap.
3. Higgs 3-skalar dan skalar 3-komponen *gauge-like* sebagai skalar eksotik, yang dapat menjadi partikel-partikel materi-gelap.
4. Unifikasi 2 NGB dan 1 Higgs PNB melalui modus telan-cerna menjadi skalar Heisenberg.

5. Perusakan Scherk-Schwarz non-Hosotani, melalui jalur trivial dan pseudo non-trivial yang melahirkan bak-Higgs Kecil SU(6), merupakan alternatif perusakan simetri ala Hosotani yang bersifat spontan, yang akan merusak SU(6)$\rightarrow$SU(3)$\times$SU(3)$\times$U(1).

Terimakasih