

Pembangkitan Massa Medan Skalar dan Boson Tera pada Model Simetri Kiri Kanan Termodifikasi Berdasarkan Grup Tera $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_Y$

Istikomah ✉

Prodi Fisika Fakultas Sains dan Teknologi UIN Walisongo Semarang, Jl. Prof. Dr. Hamka (Kampus II) Ngaliyan Semarang 50185

Info Artikel

Sejarah Artikel:
Diterima:
06 Agustus 2020
Disetujui:
23 Desember 2020
Dipublikasikan:
28 Desember 2020

Keywords:
Left-Right Symmetry,
scalar fields masses,
gauge bosons masses.

ABSTRAK

Model Simetri Kiri - Kanan telah berhasil dimodifikasi dengan menggunakan grup tera $SU(3) \otimes SU(2)_L SU(2)_R \otimes U(1)_Y$ untuk mengkaji pembangkitan massa medan skalar dan massa boson. Pada model Simetri Kiri-Kanan Termodifikasi ini terdapat sektor kiri yang terdiri dari partikel Model Standar dengan tambahan partikel neutrino tak kidal ν_R dan medan skalar dublet Δ_L . Sedangkan pasangan partikel-partikelnya berada di sektor kanan. Selain itu, juga ditambahkan medan skalar η dan medan skalar ξ yang dapat menjadi perantara interaksi antara kedua sektor tersebut. Pembangkitan massa medan skalar melalui potensial medan skalar menghasilkan formula massa medan skalar m_{ϕ_L} yang sesuai dengan hasil Model Standar. Diantara medan skalar yang diperkenalkan dalam model ini, medan skalar Δ_R mempunyai massa yang paling massif ($m_{\Delta_R} > m_{\Delta_L} > m_{\xi} > m_{\eta} > m_{\phi_R} > m_{\phi_L}$). Sedangkan massa boson tera bermuatan pada sektor kanan lebih massif dibandingkan massa boson bermuatan disektor kiri $M_{W_L} < M_{W_R}$. Massa boson tera netral sektor kanan lebih massif dibandingkan massa boson netral sektor kiri $M_{Z_L} < M_{Z_R}$ dan massa boson foton adalah nol.

ABSTRACT

Left-Right Symmetry Model has been modified using gauge $SU(3) \otimes SU(2)_L SU(2)_R \otimes U(1)_Y$ which is an extension of the Standard Model. This model examines the mass generation of scalar fields and the mass of the bosons. In this Modified Left-Right Symmetry model, there is a left sector consisting of Standard Model particles with the addition of right-handed neutrino particles ν_R and a doublet scalar field Δ_L . Whereas the pairs of particles are in the right sector. Besides, the η scalar field and ξ scalar field which can mediate the interaction between two sectors also added. Generating scalar field mass through scalar field potential produces a scalar field mass formula m_{ϕ_L} which corresponds to the results of the Standard Model. Among the scalar fields introduced in this model, the scalar field Δ_R has the most massive mass ($m_{\Delta_R} > m_{\Delta_L} > m_{\xi} > m_{\eta} > m_{\phi_R} > m_{\phi_L}$). While the mass of the charged gauge boson in the right sector is more massive than the sector one $M_{W_L} < M_{W_R}$. The mass of the neutral gauge boson in the right sector is more massive than the left sector $M_{Z_L} < M_{Z_R}$ and the mass of the photon boson is zero.

© 2020 Universitas Negeri Semarang

✉ Alamat korespondensi:
Prodi Fisika Fakultas Sains dan Teknologi UIN Walisongo Semarang
E-mail: istikomah@walisongo.ac.id

p-ISSN 2088-1509
e-ISSN 2684-978X

PENDAHULUAN

Berbagai model teori dikembangkan dalam rangka membangun sebuah teori tunggal yang dapat menggabungkan empat interaksi dasar yaitu interaksi kuat, lemah, elektromagnetik dan gravitasi. Namun, sampai saat ini belum ada model yang berhasil melakukan penyatuan tersebut. Saat ini, model yang dianggap mapan setelah prediksi teorinya sukses melalui uji laboratorium adalah Model Standar Fisika Partikel (The ATLAS Collaborations, 2013). Model ini dapat menyatukan tiga interaksi dasar yaitu interaksi kuat, lemah dan elektromagnetik berdasarkan grup tera $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Meskipun Model Standar dianggap paling mapan, tetapi masih banyak kelemahannya, diantaranya tidak dapat menjelaskan tentang ketidaksimetrian partikel-antipartikel (Davidson dkk., 2000b; Davidson dkk., 2000a), masalah hierarki massa (Susskind, 1979), keberadaan materi gelap (Gondolo dan Gelmini, 2005), osilasi neutrino (A. Aguilar, 2001) serta tidak bisa menyatukan interaksi gravitasi. Oleh karena itu, dibutuhkan model perluasan yang dapat menjelaskan kelemahan dari Model Standar.

Pada tahun 1974, Pati dan Salam memperkenalkan Model Simetri Kiri Kanan merupakan salah satu model perluasan Model Standar (Pati and Salam, 1974). Pada model ini bertujuan untuk menjelaskan tentang tidak adanya arus kanan lemah, dengan mengasumsikan adanya dublet *fermion right-handed* sehingga muncul neutrino *right-handed* yang tidak ada dalam Model Standar. Kemudian, pada tahun 1975, Senjanovic dan Mohapatra menunjukkan bahwa pada energi rendah, karakteristik paritas kiri saja yang muncul (Mohapatra dan Senjanovic, 1975). Sedangkan pada energi tinggi, karakteristik paritas kiri dan kanan muncul. Variasi Model Simetri Kiri Kanan baru lainnya yang menyertakan adanya penambahan bilangan kuantum global F dan transformasi pembalikan khiralitas (Adam dkk., 2020). Terdapat pula variasi Model Cermin yang mirip seperti model Simetri Kiri Kanan dengan memperkenalkan partikel cermin pada sektor cermin yang dapat menjadi kandidat materi gelap (Foot dan Volkas, 2007; Foot dkk., 1991; Coutinho and Martins, 2001). Pada artikel ini akan dikaji pembangkitan massa medan skalar dan massa boson tera pada Model Simetri Kiri Kanan Termodifikasi yang dibangun berdasarkan grup tera $SU(3) \otimes SU(2)_L SU(2)_R \otimes U(1)_Y$.

Pembangkitan massa medan skalar melalui potensial medan skalar diperlukan untuk mengetahui formula massanya. Setelah memperoleh massanya, medan skalar berkontribusi memberikan massa kepada partikel lainnya di kedua sektor. Sedangkan pembangkitan massa boson dilakukan agar memperoleh massa boson. Perbandingan massa boson antar kedua sektor akan mempengaruhi proses interaksi antar partikel.

MODEL SIMETRI KIRI-KANAN TERMODIFIKASI

Pada sektor kiri model Simetri Kiri-Kanan Termodifikasi terdapat tambahan partikel fermion neutrino kidal ν_R , medan skalar dublet Δ_L , medan skalar singlet η dan ξ . Sedangkan pada sektor kanan, terdapat serta tambahan medan skalar dublet Δ_R , medan skalar singlet η^* dan ξ^* . Daftar partikel dan wakilan fundamentalnya ditunjukkan pada Tabel 1.

Dalam model Simetri Kiri-kanan Termodifikasi ini tidak menambahkan adanya transformasi baru dan medan skalar bidublet sehingga tidak ada massa campuran boson tera lemah. Interaksi yang mungkin antar partikel dalam Model Simetri Kiri Kanan Termodifikasi ini digambarkan oleh Lagrangian yang ditunjukkan oleh Persamaan (1).

$$\begin{aligned}
 L = & \frac{1}{4} W_{\nu L} \cdot W^{\nu L} - \frac{1}{4} W_{\mu R} \cdot W^{\mu R} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} \cdot B^{\mu\nu} \\
 & + \bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2} g\tau \cdot W_{\mu L} - \frac{i}{2} g' Y B_\mu \right) \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2} g\tau \cdot W_{\mu R} - \frac{i}{2} g' Y B_\mu \right) \psi_R \\
 & + Tr \left| \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2} g\tau \cdot W_{\mu L} - \frac{i}{2} g' Y B_\mu \right) \phi_L \right|^2 + Tr \left| \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2} g\tau \cdot W_{\mu R} - \frac{i}{2} g' Y B_\mu \right) \phi_R \right|^2
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +Tr \left| \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2}g\tau \cdot W_{\mu L} - \frac{i}{2}g'YB_\mu \right) \eta \right|^2 + Tr \left| \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2}g\tau \cdot W_{\mu R} - \frac{i}{2}g'YB_\mu \right) \eta \right|^2 \\
 & +Tr \left| \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2}g\tau \cdot W_{\mu L} - \frac{i}{2}g'YB_\mu \right) \xi \right|^2 + Tr \left| \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2}g\tau \cdot W_{\mu R} - \frac{i}{2}g'YB_\mu \right) \xi \right|^2 \\
 & +Tr \left| \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2}g\tau \cdot W_{\mu L} - \frac{i}{2}g'YB_\mu \right) \Delta_L \right|^2 + Tr \left| \left(i\partial_\mu - \frac{i}{2}g\tau \cdot W_{\mu R} - \frac{i}{2}g'YB_\mu \right) \Delta_R \right|^2 + V \quad (1)
 \end{aligned}$$

Tabel 1. Daftar Partikel Beserta Wakilan Fundamentalnya

Sektor Kiri		Sektor Kanan	
Fermion	Wakilan Fundamental	Fermion	Wakilan Fundamental
ℓ_L	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \mathbf{1}, -1)$	ℓ_R	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)$
ν_R	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$	N_L	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$
e_R	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1}, -2)$	E_L	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1}, -2)$
q_L	$\left(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \mathbf{1}, \frac{1}{3}\right)$	Q_R	$\left(\mathbf{3}, \mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{3}\right)$
u_R	$\left(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \mathbf{1}, \frac{4}{3}\right)$	U_L	$\left(\mathbf{3}, \mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{4}{3}\right)$
d_R	$\left(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3}\right)$	D_L	$\left(\mathbf{3}, \mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{2}{3}\right)$
Medan Skalar			
ϕ_L	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \mathbf{1}, -1)$	ϕ_R	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)$
η	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$	η^*	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$
ξ	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1}, -2)$	ξ^*	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{1}, 2)$
Δ_L	$\left(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \mathbf{1}, \frac{1}{3}\right)$	Δ_R	$\left(\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{3}\right)$

dengan $W_{\mu\nu L,R}$ adalah medan tera $SU(2)_{L,R}$, $B_{\mu\nu}$ adalah medan tera $U(1)_Y$, $\psi_{L,R}$ adalah fermion sektor kiri dan kanan, g dan g' adalah konstanta kopling interaksi lemah dan interaksi elektromagnetik, γ^μ adalah matrik Dirac, τ adalah generator $SU(2)$ yang berupa matrik Pauli, Y adalah bilangan *Hypercharge*, dan V adalah potensial medan skalar. Antara muatan Q dan muatan *Hypercharge* Y dihubungkan melalui relasi yang ditunjukkan pada Persamaan (2).

$$Q = T_{3L} + T_{3R} + \frac{Y}{2}. \quad (2)$$

Komponen T_{3L} dan T_{3R} adalah komponen proyeksi generator transformasi $SU(2)_L$ dan $SU(2)_R$ (Setyadi and Satriawan, 2017). Berdasarkan suku ke delapan sampai ke sebelas Lagrangian Persamaan (1) Medan Skalar η dan ξ dapat menjadi perantara interaksi antara sektor kiri dan sektor kanan.

PEMBANGKITAN MASSA MEDAN SKALAR

Interaksi antar medan skalar yang mungkin pada model ini digambarkan oleh potensial medan skalar ditunjukkan oleh Persamaan (3) sebagai berikut

$$\begin{aligned}
 V = & -\mu_1^2|\phi_L|^2 - \mu_2^2|\eta|^2 - \mu_3|\xi|^2 - \mu_4^2|\Delta_L|^2 - \mu_5^2|\phi_R|^2 - \mu_6^2|\Delta_R|^2 \\
 & +\lambda_1|\phi_L|^4 + \lambda_2|\eta|^4 + \lambda_3|\xi|^4 + \lambda_4|\Delta_L|^4 + \lambda_5|\phi_R|^4 + \lambda_6|\Delta_R|^4 \\
 & +\epsilon_1(|\phi_L|^2 + |\phi_R|^2)(|\Delta_L|^2 + |\Delta_R|^2) + \epsilon_2|\eta|^2(|\phi_L|^2 + |\phi_R|^2) + \epsilon_3|\eta|^2(|\Delta_L|^2 + |\Delta_R|^2) \\
 & +\epsilon_4|\xi|^2(|\phi_L|^2 + |\phi_R|^2) + \epsilon_5|\xi|^2(|\Delta_L|^2 + |\Delta_R|^2) + \epsilon_6|\phi_L|^2|\phi_R|^2 + \epsilon_7|\eta|^2|\xi|^2 + \epsilon_8|\Delta_L|^2|\Delta_R|^2 \\
 & +\epsilon_9\phi_R\Delta_R^\dagger\phi_R^\dagger\Delta_L + \alpha_1|\phi_L|^2\eta + \alpha_2|\xi|^2\eta + \alpha_3|\Delta_L|^2\eta + \alpha_4|\phi_R|^2\eta + \alpha_5|\Delta_R|^2\eta + \alpha_6|\eta|^2\eta + h.c. \quad (3)
 \end{aligned}$$

dengan $\mu_i, \lambda_i, \epsilon_i, \alpha_i$ adalah konstanta. Setelah terjadi perusakan simetri secara spontan, ke enam medan skalar yang terdapat dalam model Simetri Kiri-Kanan Termodifikasi ini memperoleh nilai harap vakum (*Vacuum Expectation Value*) atau biasanya disingkat VEV ditunjukkan oleh Persamaan (4).

$$\langle \phi_L \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_L \end{pmatrix}, \langle \phi_R \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_R \\ 0 \end{pmatrix}, \langle \eta \rangle = 0, \langle \xi \rangle = 0, \langle \Delta_L \rangle = 0, \langle \Delta_R \rangle = 0 \quad (4)$$

Medan skalar η, ξ, Δ_L dan Δ_R mengambil VEV sama dengan nol, hal ini dipilih agar foton dan gluon di kedua sektor tetap tidak bermassa. Sedangkan medan skalar ϕ_L dan ϕ_R dipilih mempunyai VEV agar kedua medan skalar dapat memberikan massa kepada partikel-partikel yang berada di kedua sektor. Jika Persamaan (4) disubstitusikan kedalam potensial medan skalar pada Persamaan (3) maka akan diperoleh potensial medan skalar yang berada dalam keadaan vakum setelah perusakan simetri secara spontan ditunjukkan oleh Persamaan (5).

$$V = -\frac{1}{2} \mu_1^2 v_L^2 - \frac{1}{2} \mu_5^2 v_R^2 + \frac{1}{4} \lambda_1 v_L^4 + \frac{1}{4} \lambda_5 v_R^4 + \frac{1}{4} \epsilon_6 v_L^2 v_R^2 \quad (5)$$

Nilai VEV untuk v_L dan v_R ditunjukkan pada Persamaan (6.a-6.b) yang diperoleh dengan menurunkan Persamaan (5) terhadap v_L dan v_R yaitu:

$$v_L = \pm \sqrt{\frac{\mu_1^2 - \frac{\epsilon_6 \mu_5^2}{2\lambda_5}}{\lambda_1 - \frac{\epsilon_6^2}{4\lambda_5}}} \quad (6a)$$

$$v_R = \pm \sqrt{\frac{\mu_5^2 - \frac{\epsilon_6 \mu_1^2}{2\lambda_1}}{\lambda_5 - \frac{\epsilon_6^2}{4\lambda_1}}} \quad (6b)$$

Medan skalar ϕ_L pada sektor kiri Model Simetri Kiri Kanan Termodifikasi adalah medan skalar Higgs yang ada pada Model Standar Fisika Partikel. Dengan demikian nilai VEV untuk v_L adalah 246 GeV sesuai dengan VEV medan skalar Higgs (Olive dkk., 2014). Untuk memperoleh massa medan skalar, nilai harap vakum medan skalar harus diekspansikan disekitar medannya. Potensial medan skalar yang sudah diekspansikan disekitar nilai harap vakumnya yang ditunjukkan oleh Persamaan (7).

$$\langle \phi_L \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_L + h_{v_L} \end{pmatrix}, \langle \phi_R \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_R + h_{v_R} \\ 0 \end{pmatrix}, \langle \eta \rangle = h_\eta, \\ \langle \xi \rangle = h_\xi, \langle \Delta_L \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} h_{\Delta_L} \\ h_{\Delta_L} \end{pmatrix}, \langle \Delta_R \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} h_{\Delta_L} \\ h_{\Delta_L} \end{pmatrix} \quad (7)$$

Dengan mensubstitusikan Persamaan (7) kedalam Persamaan (3) akan diperoleh potensial medan skalar yang mengandung suku massa dengan ciri medan kuadrat, suku interaksi antar medan skalar dengan ciri medan pangkat tiga dan medan pangkat empat. Berikut adalah suku-suku yang menunjukkan suku massa medan skalar yang ditunjukkan pada Persamaan (8.1-8.f),

$$h_{v_L}^2 \left(-\frac{1}{2} \mu_1^2 + \frac{3}{2} \lambda_1 v_L^2 + \frac{1}{4} \epsilon_1 v_R^2 \right) \quad (8a)$$

$$h_{v_R}^2 \left(-\frac{1}{2} \mu_5^2 + \frac{3}{2} \lambda_5 v_L^2 + \frac{1}{4} \epsilon_6 v_R^2 \right) \quad (8b)$$

$$h_\eta^2 \left(-\mu_2^2 + \frac{1}{2} \epsilon_2 v_L^2 + \frac{1}{2} \epsilon_2 v_R^2 \right) \quad (8b)$$

$$h_\xi^2 \left(-\mu_3^2 + \frac{1}{2} \epsilon_4 v_L^2 + \frac{1}{2} \epsilon_4 v_R^2 \right) \quad (8d)$$

$$h_{\Delta_L}^2 \left(-\frac{1}{2} \mu_4^2 + \frac{1}{4} \epsilon_1 v_L^2 + \frac{1}{2} \epsilon_1 v_R^2 \right) \quad (8e)$$

$$h_{\Delta_R}^2 \left(-\frac{1}{2} \mu_6^2 + \frac{1}{4} \epsilon_1 v_L^2 + \frac{1}{2} \epsilon_1 v_R^2 \right). \quad (8f)$$

Sedangkan untuk campuran medan skalar $h_{v_L} h_{v_R}$, $h_{\Delta_R} h_{\Delta_L}$, $h_{v_L} h_\eta$ dan $h_{v_R} h_\eta$ diabaikan. Berdasarkan suku-suku massa (8 a-f) dapat diperoleh keenam formula massa medan skalar yang ditunjukkan oleh Persamaan (9.1-9.f).

$$m_{\phi_L} = \sqrt{\lambda_1 v_L^2} \quad (9a)$$

$$m_{\phi_R} = \sqrt{\lambda_1 v_R^2} \quad (9b)$$

$$m_\eta = \sqrt{\frac{1}{2} \epsilon_2 (v_L^2 + v_R^2) - \mu_2^2} \quad (9c)$$

$$m_\xi = \sqrt{\frac{1}{2} \epsilon_4 (v_L^2 + v_R^2) - \mu_3^2} \quad (9d)$$

$$m_{\Delta_L} = \sqrt{\frac{1}{4} \epsilon_1 (v_L^2 + v_R^2) - \frac{1}{2} \mu_4^2} \quad (9e)$$

$$m_{\Delta_R} = \sqrt{\frac{1}{4} \epsilon_1 (v_L^2 + v_R^2) - \frac{1}{2} \mu_6^2} \quad (9f)$$

Diasumsikan nilai VEV medan skalar $v_L < v_R$ dan konstanta $\mu_2 > \mu_3 > \mu_4 > \mu_5$ sehingga massa medan skalar $m_{\phi_L} < m_{\phi_R} < m_\eta < m_\xi < m_{\Delta_L} < m_{\Delta_R}$. Massa medan skalar ϕ_L sesuai dengan massa medan skalar Higgs yaitu sekitar 126 GeV (The ATLAS Collaborations, 2013), dengan demikian nilai konstanta λ_1 sekitar 0,26.

PEMBANGKITAN MASSA BOSON TERA

Pembangkitan massa boson tera dapat dilakukan dengan mensubstitusikan nilai harap vakum pada Persamaan (4) ke dalam lagrangian yang ada pada Persamaan (1) sehingga diperoleh Persamaan (10).

$$\begin{aligned} L \cong & \left| \sqrt{\frac{1}{2}} \left(\frac{-ig}{2} \begin{bmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^3 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{bmatrix} + \frac{ig'B_\mu}{2} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v_L \end{pmatrix} \right|^2 \\ & + \left| \sqrt{\frac{1}{2}} \left(\frac{-ig}{2} \begin{bmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^3 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{bmatrix} + \frac{ig'B_\mu}{2} \right) \begin{pmatrix} v_R \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 \\ & = \left(\frac{1}{2} gv_L \right) W_{\mu L}^+ W_L^{\mu -} + \left(\frac{1}{2} gv_R \right) W_{\mu R}^+ W_R^{\mu -} + \begin{pmatrix} W_{\mu L}^3 & W_{\mu R}^3 & B_\mu \end{pmatrix} \mathbf{M} \begin{pmatrix} W_L^{3\mu} \\ W_R^{3\mu} \\ B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (10)$$

dengan $W_{L,R}^\pm = (W_{L,R}^1 \mp iW_{L,R}^2)/\sqrt{2}$ dan matrik massa M ditunjukkan oleh Persamaan (11)

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} g^2 v_L^2 & 0 & \frac{1}{8} g g' v_L^2 \\ 0 & g^2 v_R^2 & -\frac{1}{8} g g' v_R^2 \\ \frac{1}{8} g g' v_L^2 & -\frac{1}{8} g g' v_R^2 & g'^2 v_L^2 + g'^2 v_R^2 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Suku pertama dan suku kedua pada Persamaan (10) menunjukkan massa boson tera bermuatan W_L dan W_R yang ditunjukkan oleh Persamaan (5).

$$M_{W_L} = \frac{1}{2} g v_L \quad \text{dan} \quad M_{W_R} = \frac{1}{2} g v_R. \quad (12)$$

Massa boson tera bermuatan W_L di sektor kiri lebih kecil dibanding dengan massa boson bermuatan W_R di sektor kanan. Formulasi massa boson bermuatan W_L di sektor kiri sama seperti formulasi massa boson tera bermuatan pada Model Standar (Halzen and Martin, 1984; Collins, dkk., 1989). Sedangkan massa boson tera netral Z_L , Z_R dan massa foton A dapat diperoleh dengan mendiagonalisasikan matrik M yang ada pada Persamaan (11) sehingga diperoleh

$$M_{Z_R} = \sqrt{\frac{v_R^2}{8} (g^2 + g'^2) \left(\left(1 + \left(\frac{v_L}{v_R} \right)^2 \right) + \left(\left(1 + \left(\frac{v_L}{v_R} \right)^2 \right) + \frac{4 \left(\frac{v_L}{v_R} \right)^2 g'^4}{(g^2 + g'^2)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right)} \quad (13a)$$

$$M_{Z_L} = \sqrt{\frac{v_R^2}{8} (g^2 + g'^2) \left(\left(1 + \left(\frac{v_L}{v_R} \right)^2 \right) - \left(\left(1 + \left(\frac{v_L}{v_R} \right)^2 \right) + \frac{4 \left(\frac{v_L}{v_R} \right)^2 g'^4}{(g^2 + g'^2)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right)} \quad (13b)$$

$$M_A = 0 \quad (13c)$$

Formula massa boson tera netral Z_L dan Z_R pada Persamaan (13a) dan (13b) mirip dengan hasil pada model Simetri Kiri - Kanan pada umumnya (Coutinho dkk., 2001; Adam dkk., 2020). Massa boson tera netral Z_L lebih kecil dibanding massa boson tera netral Z_R . Dari Persamaan (13c) menunjukkan foton di kedua sektor tidak bermassa. Foton ini dapat menjadi perantara terjadinya interaksi antara sektor kiri dan sektor kanan.

SIMPULAN

Pembangkitan massa medan skalar melalui potensial scalar pada Model Simetri Kiri Kanan Termodifikasi menghasilkan formula massa medan skalar m_{ϕ_L} sesuai dengan hasil Model Standar Fisika Partikel. Diantara medan skalar yang diperkenalkan dalam model ini, medan scalar dublet Δ_R pada sector kanan mempunyai massa yang paling massif ($m_{\Delta_R} > m_{\Delta_L} > m_{\xi} > m_{\eta} > m_{\phi_R} > m_{\phi_L}$). Massa boson tera bermuatan W_L lebih kecil dibandingkan dengan massa boson tera bermuatan W_R . Sedangkan massa boson tera netral Z_L lebih kecil dibandingkan dengan massa boson tera netral Z_R . Boson foton yang berada di kedua sektor tidak bermassa sama seperti foton yang diprediksi dalam Model Standar Fisika Partikel. Interaksi antar sektor dapat melalui medan skalar η dan ξ serta foton.

REFERENSI

- A. Aguilar, E. al. (2001) 'Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of Electron Anti-neutrinos in a Muon Anti-Neutrino Beam', *Physical Review D*, 64, 1–68.
- Adam, A. S., Ferdiyan, A. and Satriawan, A. (2020) 'A New Left-Right Symmetry Model', *Adances in High Energy Physics*.
- Collins, P. D. B., Martin, A. D. and Squires, E. J. (1989). *No Title Particle Physics and Cosmology*. John Willey & Sons.
- Coutinho, Y. A. and Martins Simões, J. A. Porto, C. M. (2001) 'Fermion masses in a model for spontaneous parity breaking', *The European Physical Journal C*, 18.
- Davidson, S., Losada, M. and Riotto, A. (2000a) 'A New Perspective on Baryogenesis', *Physical Review Letters*, 84, 4284–4287.
- Davidson, S., Losada, M. and Riotto, A. (2000b) 'Baryogenesis at low reheating temperatures', *Physical Review Letters*, 84(19), 4284–4287.
- Foot, R., Lew, H. and Volkas, R. R. (1991) 'A model with fundamental improper spacetime symmetries', *Physics Letters B*, 272.
- Foot, R. and Volkas, R. R. (2007) 'Natural electroweak symmetry breaking in generalised mirror matter models', *Physics Letters B*, 75.
- Gondolo, P. and Gelmini, G. (2005) 'Compatibility of DAMA dark matter detection with other searches', *Phys. Rev. D*, 71.
- Halzen, F. and Martin, A. D. (1984) *Quark And Leptons: an Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Willey & Sons.
- Mohapatra, R. N. and Senjanovic, G. (1975) 'Exact Left-Right Symmetry and Spontaneous Violation o Parity', *Physical Review D*, 10.
- Olive, K. *et al.* (2014) 'Review of Particle Physics', *Chinese Physics C*, 38.
- Pati, J. and Salam, A. (1974) 'Lepton Number As The Fourth "color"', *Physical Review D*, 10.
- Setyadi, C. and Satriawan, M. (2017) 'Pembangkitan Massa Partikel Pada Model Simetri Kiri-Kanan Alami dengan Tambahan Bilangan Kuantum Global', in *Prosiding Pertemuan dan Presentasi Ilmiah Penelitian Dasar Ilmu Pengetahuan dan Teknologi Nuklir*.
- Susskind, L. (1979) 'Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking In The Weinberg Salam Theory', *Physical Review D*, 20, p. 2619.
- The ATLAS Collaborations. (2013). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, 716(May), 1–29.