



**universidade
de aveiro**

Phenomenology of the minimal B - L extension of the Standard Model

JOÃO PEDRO DIAS RODRIGUES

ANTÓNIO MORAIS

Conteúdo

1 - Motivação

2 - Introdução teórica

2.1 - Formalismo

2.3 - Simetria e o Teorema de Noether

2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

3 - O Modelo Padrão

3.1 - Geração de massa para bósons no modelo padrão

3.2 - Geração de massa dos férmions no modelo padrão

4 - O Modelo B-L-SM

4.1 – O sector escalar do modelo B-L-SM.

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

4.3 - Neutrinos diretos no modelo B-L-SM

5 - Estudo fenomenológico do modelo B-L-SM

5.1 - Parametrização teórica

5.2 - Scan segundo uma parametrização

5.3 - Uma primeira seleção de pontos

5.4 - Scans aleatórios com correções quânticas a dois loops

5.5 - Limites de exclusão

5.6 - Compatibilidade do sector de Higgs

5.7 - Bisseções do gráfico de probabilidade

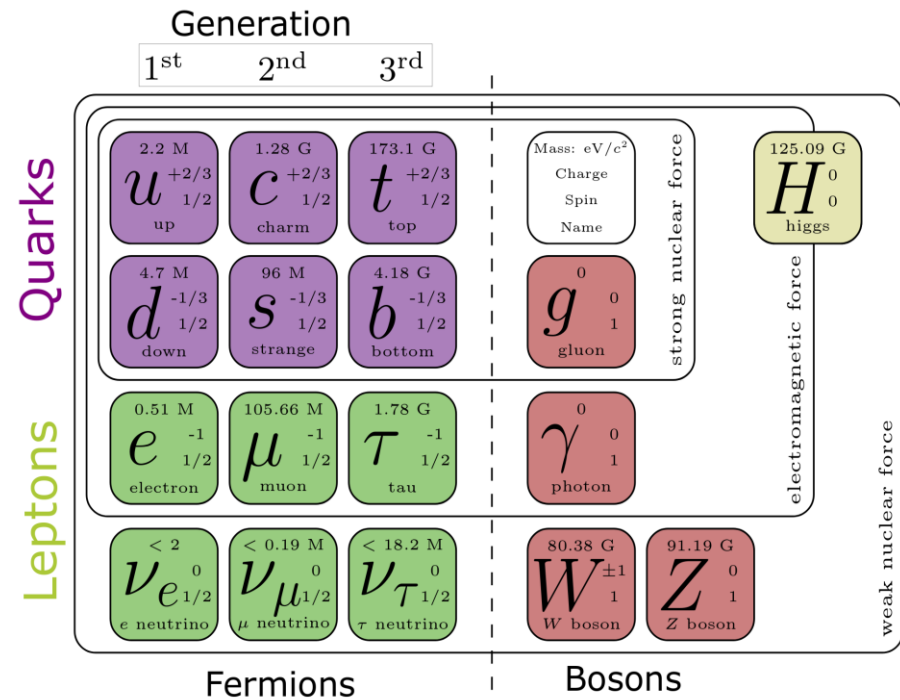
5.8 - Limites associados ao bóson Z'

6 - Conclusões

1 – Motivação

1 - Motivação

O modelo padrão é usado para descrever partículas e as suas interações.

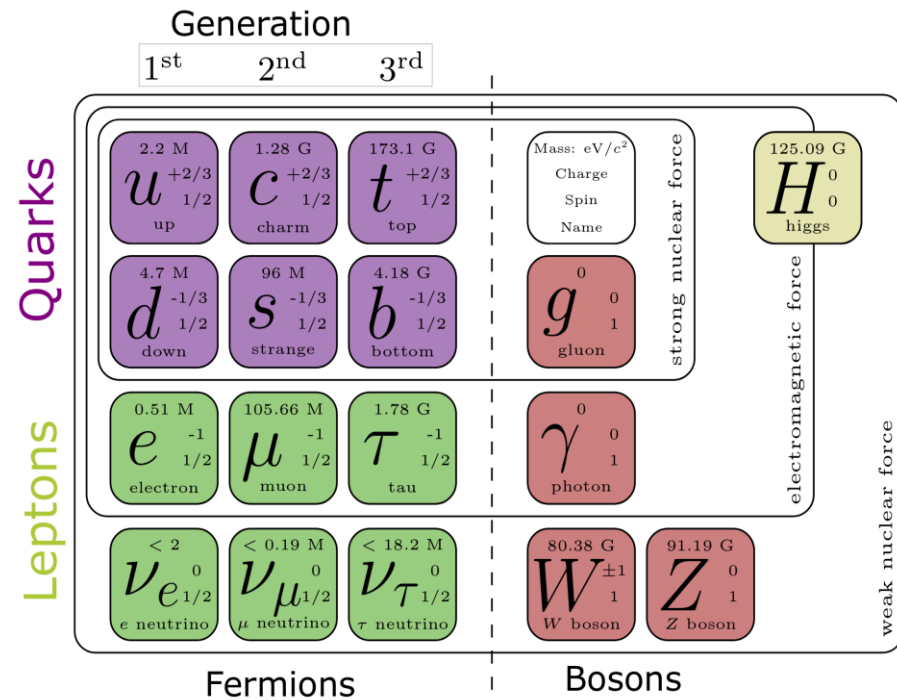


1 - Motivação

O modelo padrão é usado para descrever partículas e as suas interações.

Problemas com o modelo padrão

- Massas de neutrinos
- Matéria e energia escura
- Assimetria entre matéria e anti matéria



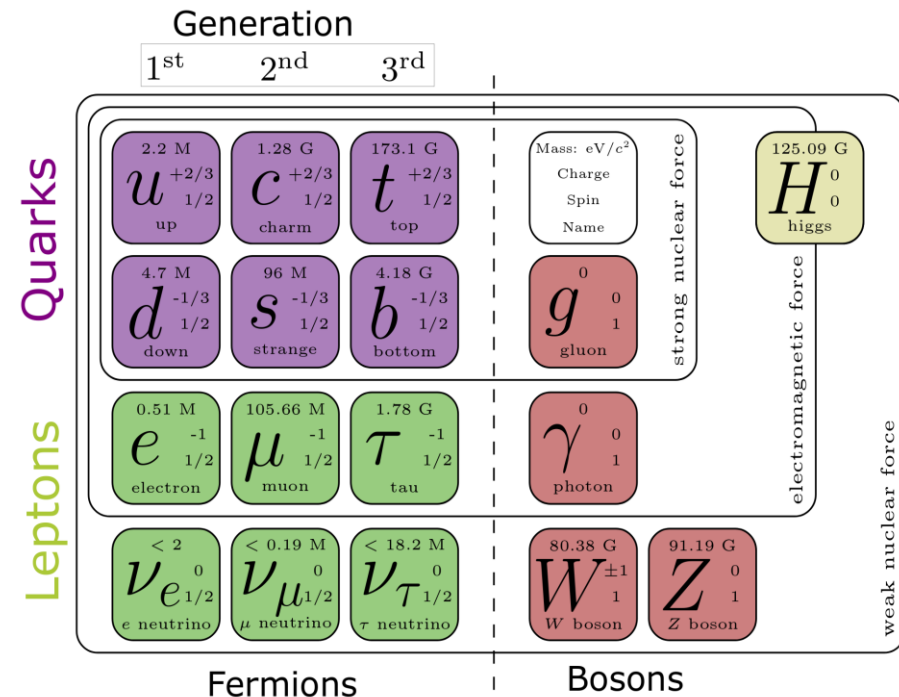
1 - Motivação

O modelo padrão é usado para descrever partículas e as suas interações.

Problemas com o modelo padrão

- Massas de neutrinos
- Matéria e energia escura
- Assimetria entre matéria e anti matéria

Iremos abordar o modelo B-L-SM como uma possível alternativa.



2 - Introdução teórica

2.1 - Formalismo

Iremos abordar física de partículas com formalismo lagrangiano,

$$\mathcal{S} = \int L \, dt = \int \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) \, d^4x \quad ,$$

pelo princípio de mínima ação,

$$\delta \mathcal{S} = 0$$

obtemos as equações de Euler-Lagrange,

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi)}{\partial (\partial_\mu \Phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi)}{\partial \Phi} = 0 \quad ,$$

2.2 - Simetria e o Teorema de Noether

Se ao aplicarmos uma transformação continua ao sistema,

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi + \delta\phi,$$

transformação deixar as dinâmicas do sistema invariantes se,

$$\mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) = \mathcal{L}(\Phi', \partial_\mu \Phi'),$$

Sendo a transformação genérica temos uma simetria do sistema, onde através do teorema de Noether temos associada uma corrente e carga conservada.

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \quad Q = \int j^0 d^3x$$

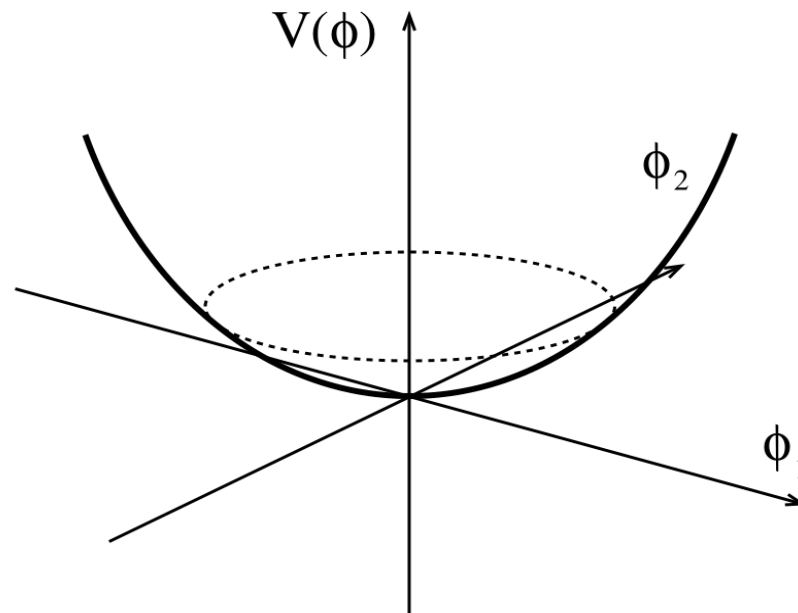
Todo o espaço

2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

Introduzindo o Lagrangiano de uma teoria quadrática escalar complexa,

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi)^* (\partial^\mu \Phi) - \mu^2 (\Phi^* \Phi) - \lambda (\Phi^* \Phi)^2,$$

se μ^2 for um parâmetro positivo temos um mínimo em, $\Phi = 0$

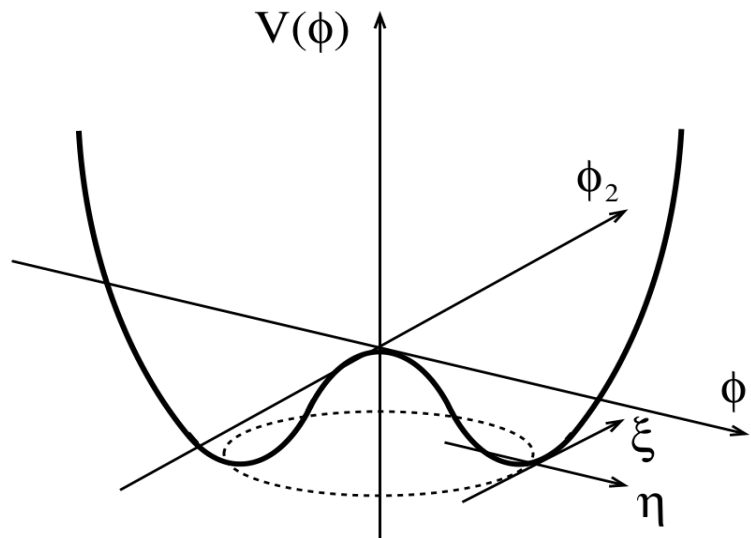


2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

No entanto tomando valores negativos para μ^2 muda o mínimo do campo para um valor diferente de zero,

$$|\Phi|_{min} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v.$$

Mudando o campo para o mínimo, $\Phi \rightarrow \eta(x) + v + i\epsilon(x)$,

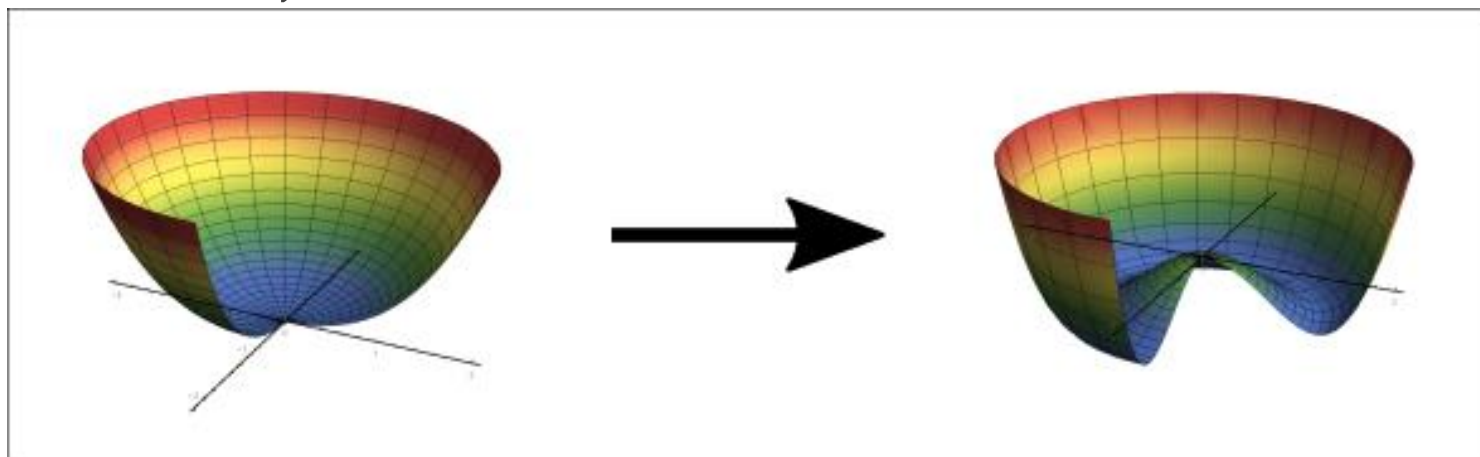


2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

Expandindo o Lagrangiano,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \epsilon(x) \partial^\mu \epsilon(x) + \frac{1}{2} \partial_\mu \eta(x) \partial^\mu \eta(x) - \frac{1}{2} (2\mu^2) \eta^2 - \frac{1}{4} \lambda (\epsilon^2 + \eta^2)^2 - \lambda v (\epsilon^2 + \eta^2) \eta ,$$

onde antes tínhamos dois campos reais massivos agora temos apenas um, com massa $2\mu^2$.



3 - O modelo padrão

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

Os sectores escalar e de Gauge do modelo padrão são,

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) - V(HH^\dagger) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad ,$$

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

Os sectores escalar e de Gauge do modelo padrão são,

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) - V(HH^\dagger) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad ,$$

Onde o campo de Higgs, H , toma um VEV com a forma,

$$H(x) = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} ,$$

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

Os sectores escalar e de Gauge do modelo padrão são,

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) - V(HH^\dagger) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad ,$$

Onde o campo de Higgs, H , toma um VEV com a forma,

$$H(x) = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} ,$$

Podemos expandir as derivadas covariantes em volta deste VEV

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2v^2 \lambda) h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{8} v^2 g^2 (A_\mu^1 A^{1,\mu} + A_\mu^2 A^{2,\mu}) \\ & + \frac{1}{8} v^2 (g^2 A_\mu^3 A^{3,\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2g^2 g'^2 A_\mu^3 B^\mu), \end{aligned}$$

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2v^2 \lambda) h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{8} v^2 g^2 (A_\mu^1 A^{1,\mu} + A_\mu^2 A^{2,\mu}) + \frac{1}{8} v^2 (g^2 A_\mu^3 A^{3,\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2g^2 g'^2 A_\mu^3 B^\mu),\end{aligned}$$

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2v^2 \lambda) h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ + \frac{1}{8} v^2 g^2 (A_\mu^1 A^{1,\mu} + A_\mu^2 A^{2,\mu}) + \frac{1}{8} v^2 (g^2 A_\mu^3 A^{3,\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2g^2 g'^2 A_\mu^3 B^\mu),$$

Rescrevendo este lagrangiano na sua base física, ou seja mudando os campos para,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \pm i A_\mu^2),$$

$$A_\mu = \cos(\theta_\omega) B_\mu + \sin(\theta_\omega) A_\mu^3,$$

$$Z_\mu = -\sin(\theta_\omega) B_\mu + \cos(\theta_\omega) A_\mu^3,$$

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2v^2 \lambda) h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ + \frac{1}{8} v^2 g^2 (A_\mu^1 A^{1,\mu} + A_\mu^2 A^{2,\mu}) + \frac{1}{8} v^2 (g^2 A_\mu^3 A^{3,\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2g^2 g'^2 A_\mu^3 B^\mu),$$

Rescrevendo este lagrangiano na sua base física, ou seja mudando os campos para,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \pm i A_\mu^2),$$

$$A_\mu = \cos(\theta_\omega) B_\mu + \sin(\theta_\omega) A_\mu^3,$$

$$Z_\mu = -\sin(\theta_\omega) B_\mu + \cos(\theta_\omega) A_\mu^3,$$

Obtemos alguns termos quadráticos que indicam as massas,

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \quad \text{e} \quad M_W = \frac{1}{2} v g$$

3.2 - Geração de massa dos fermiões no modelo padrão

O Lagrangiano do modelo padrão não inclui termos de massa para os leptões, i.e para o eletrão, $m^2 ee^\dagger$, onde os campos de Dirac para o eletrão seriam,

$$e = \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix}, e^\dagger = (\overline{e_R} \quad \overline{e_L}).$$

3.2 - Geração de massa dos fermiões no modelo padrão

O Lagrangiano do modelo padrão não inclui termos de massa para os leptões, i.e para o eletrão, $m^2 e e^\dagger$, onde os campos de Dirac para o eletrão seriam,

$$e = \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix}, e^\dagger = (\overline{e_R} \quad \overline{e_L}).$$

para o caso do eletrão teríamos termos de interação,

$$\mathcal{L}_{y_e} = y^e \overline{L_e} H e_r + L_e H^\dagger \overline{e_r} \quad \xrightarrow[\text{VEV}]{\text{Adquirindo}} \quad \mathcal{L}_{y_e} = y^e v (\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L) + y^e h(x) (\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L)$$

Isto é equivalente a um termo quadrático de massa,

$$m_e = \sqrt{y^e v}$$

Os neutrinos não têm termos direitos no modelo padrão não gerando massa para os neutrinos.

3 - O Modelo B-L-SM

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

O sector escalar,

$$\mathcal{L}_s = (D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) - V(H, \chi)$$

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

O sector escalar,

$$\mathcal{L}_s = (D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) - V(H, \chi)$$

Onde o potencial é dado por,

$$V(H, \chi) = m^2 H H^\dagger + \mu^2 |\chi|^2 + \begin{pmatrix} H H^\dagger \\ |\chi|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{1}{2} \lambda_3 \\ \frac{1}{2} \lambda_3 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H H^\dagger & |\chi|^2 \end{pmatrix}$$

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

O sector escalar,

$$\mathcal{L}_s = (D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) - V(H, \chi)$$

Onde o potencial é dado por,

$$V(H, \chi) = m^2 H H^\dagger + \mu^2 |\chi|^2 + \begin{pmatrix} H H^\dagger \\ |\chi|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{1}{2} \lambda_3 \\ \frac{1}{2} \lambda_3 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H H^\dagger & |\chi|^2 \end{pmatrix}$$

Onde os campos H e χ adquirem os seguintes VEVs

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad , \quad \chi = \frac{x}{\sqrt{2}} + h'$$

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

O sector escalar,

$$\mathcal{L}_s = (D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) - V(H, \chi)$$

Onde o potencial é dado por,

$$V(H, \chi) = m^2 H H^\dagger + \mu^2 |\chi|^2 + \begin{pmatrix} H H^\dagger \\ |\chi|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{1}{2} \lambda_3 \\ \frac{1}{2} \lambda_3 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H H^\dagger \\ |\chi|^2 \end{pmatrix}$$

Onde os campos H e χ adquirem os seguintes VEVs

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} , \quad \chi = \frac{x}{\sqrt{2}} + h'$$

Calculando a matriz de massa obtemos os seguintes estados massivos.

$$m_{h_1}^2 = \lambda_1 v^2 + \lambda_2 x^2 - \sqrt{(\lambda_1 v^2 - \lambda_2 x^2)^2 + (\lambda_3 x v)^2}$$
$$m_{h_2}^2 = \lambda_1 v^2 + \lambda_2 x^2 + \sqrt{(\lambda_1 v^2 - \lambda_2 x^2)^2 + (\lambda_3 x v)^2}$$

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

Expandindo o sector de Gauge obtemos,

$$(D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) = \frac{1}{2} \partial^\mu h \partial_\mu h + \frac{1}{2} \partial^\mu h' \partial_\mu h' + \\ \frac{1}{8} (h + v)^2 \left[g^2 [W_1^\mu - iW_2^\mu]^2 + (gW_3^\mu - g_1 B^\mu - \tilde{g} B'^\mu)^2 \right] + \frac{1}{2} (h' + x)^2 (g'_1 2B'^\mu)^2,$$

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

Expandindo o sector de Gauge obtemos,

$$(D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) = \frac{1}{2} \partial^\mu h \partial_\mu h + \frac{1}{2} \partial^\mu h' \partial_\mu h' + \\ \frac{1}{8} (h + v)^2 \left[g^2 [W_1^\mu - iW_2^\mu]^2 + (gW_3^\mu - g_1 B^\mu - \tilde{g} B'^\mu)^2 \right] + \frac{1}{2} (h' + x)^2 (g'_1 2B'^\mu)^2,$$

Diagonalizando este sector obtemos os mesmos termos de massas para os bosões W e fóton que no modelo padrão, no entanto para os bosões Z e Z' as massas agora são dadas por,

$$M_{Z,Z'} = \sqrt{g^2 + g_1^2} \cdot \frac{v}{2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{g}^2 + 16 \left(\frac{x}{v} \right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1^2} + 1 \right) \mp \frac{\tilde{g}}{\sin(2\gamma') \sqrt{g^2 + g_1^2}} \right],$$

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

$$M_{Z,Z'} = \sqrt{g^2 + g_1^2} \cdot \frac{v}{2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{g}^2 + 16 \left(\frac{x}{v} \right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1^2} + 1 \right) \mp \frac{\tilde{g}}{\sin(2\gamma') \sqrt{g^2 + g_1^2}} \right],$$

onde γ' é um ângulo de mistura entre os bósons Z que pode ser relacionado com os “*couplings*” associados aos vários campos de Gauge por,

$$\sin(2\gamma') = \frac{2\tilde{g}\sqrt{g^2 + g_1^2}}{\sqrt{\left(\tilde{g}^2 + 16 \left(\frac{x}{y} \right)^2 g'^2 - g^2 - g_1^2 \right)^2 + 2\tilde{g}^2(g^2 + g_1^2)}}$$

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

$$M_{Z,Z'} = \sqrt{g^2 + g_1'^2} \cdot \frac{v}{2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{g}^2 + 16 \left(\frac{x}{v} \right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1'^2} + 1 \right) \mp \frac{\tilde{g}}{\sin(2\gamma') \sqrt{g^2 + g_1'^2}} \right],$$

Se o cociente de mistura cinética fosse nulo, tínhamos as massas totalmente independentes. Levando aos termos de massa,

$$\begin{aligned} M_{Z'} &= 2g_1'x, \\ M_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g_1'^2} \end{aligned}$$

Devido à escala relativa dos VEVs podemos aproximar a massa do bóson exótico Z' a estes estados desacoplados

$$M_{Z'} \approx 2g_1'x,$$

4.3 - Neutrinos direitos no modelo B-L-SM

No modelo B-L-SM o sector de Yukawa inclui os seguintes termos adicionais em relação ao modelo padrão,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu_r}} = y_k^{\nu} \bar{l}_k \nu_R^k \tilde{H} - y_k^M \overline{\nu_R^c} \nu_R^k \chi + h.c.$$

4.3 - Neutrinos direitos no modelo B-L-SM

No modelo B-L-SM o sector de Yukawa inclui os seguintes termos adicionais em relação ao modelo padrão,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu_r}} = y_k^{\nu} \bar{l}_k v_R^k \tilde{H} - y_k^M \overline{\overline{\nu_R^c}} v_R^k \chi + h.c.$$

Devido aos VEV's de ambos os campos existe a geração de massa para os novos neutrinos direitos e esquerdos através do mecanismo see-saw,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu_r}} = (v_L \quad v_R) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_L \\ v_R \end{pmatrix},$$

4.3 - Neutrinos direitos no modelo B-L-SM

No modelo B-L-SM o sector de Yukawa inclui os seguintes termos adicionais em relação ao modelo padrão,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu r}} = y_k^{\nu} \bar{l}_k \nu_R^k \tilde{H} - y_k^M \overline{\nu_R^c} \nu_R^k \chi + h.c.$$

Devido aos VEV's de ambos os campos existe a geração de massa para os novos neutrinos direitos e esquerdos através do mecanismo see-saw,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu r}} = (\nu_L \quad \nu_R) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix},$$

Onde $M = \sqrt{2} y^M x$ e $m_D = \frac{y^{\nu}}{\sqrt{2}} v$. Diagonalizando este sistema para uma base física com neutrinos leves e pesados e obtendo os valores para a massa destes,

$$m_{\nu_l} \approx \frac{m_D^2}{M}, \text{ e } m_{\nu_h} \approx M,$$

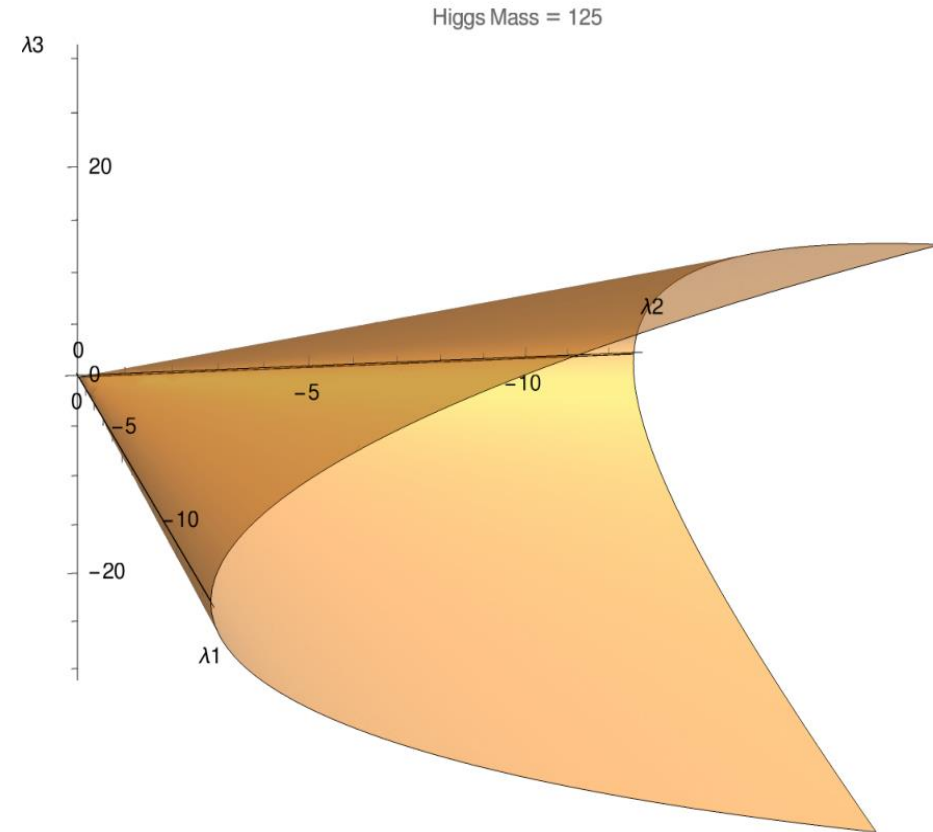
5 – Estudo fenomenológico do modelo B-L-SM

5.1 - Parametrização teórica

Tivemos como objetivo testar o modelo ao longo de uma parametrização teórica da massa correta do bóson de Higgs a tree level, para tal definimos um valor para ambos VEVs:

$X=1000$ GeV

$V \approx 246$ GeV

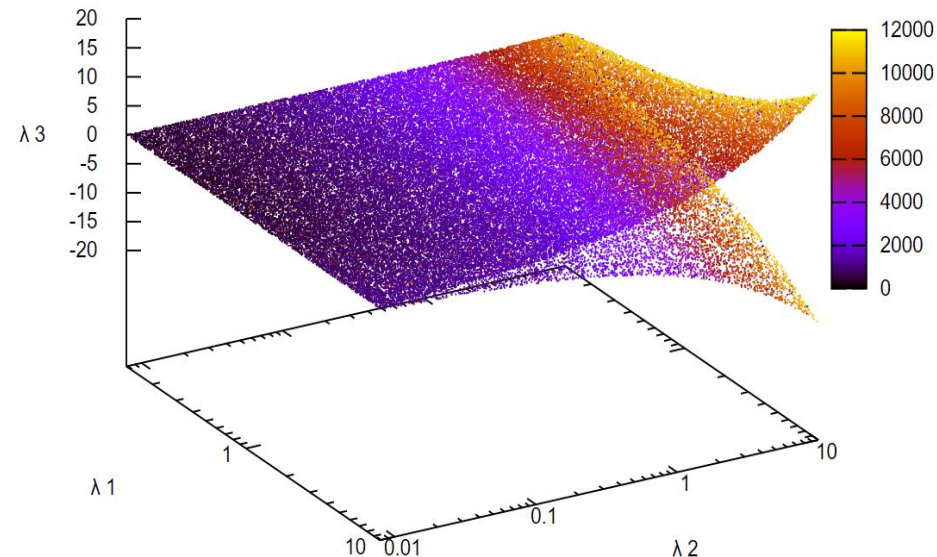
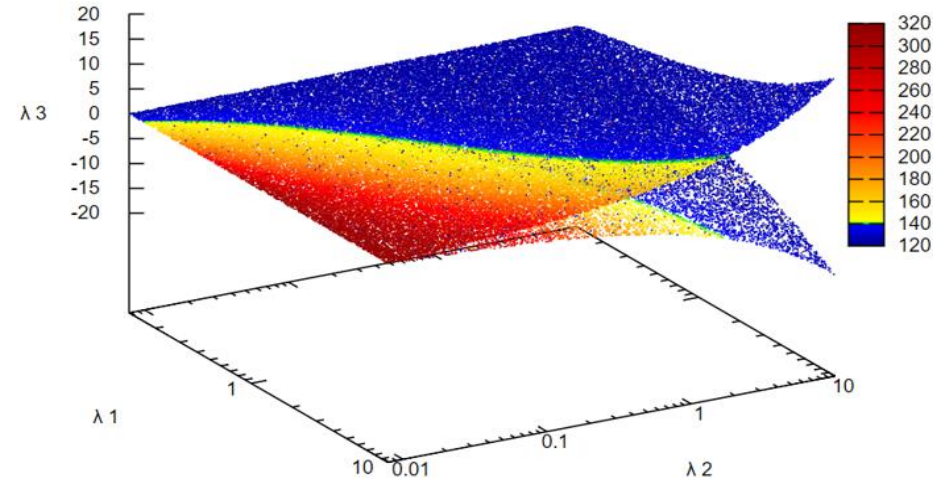


$$\sqrt{\lambda_1 v^2 + \lambda_2 x^2} - \sqrt{(\lambda_1 v^2 - \lambda_2 x^2)^2 + (\lambda_3 x v)^2}$$

5.2 - Scan segundo uma parametrização

Feito um Scan alongo desta fold o que observamos é:

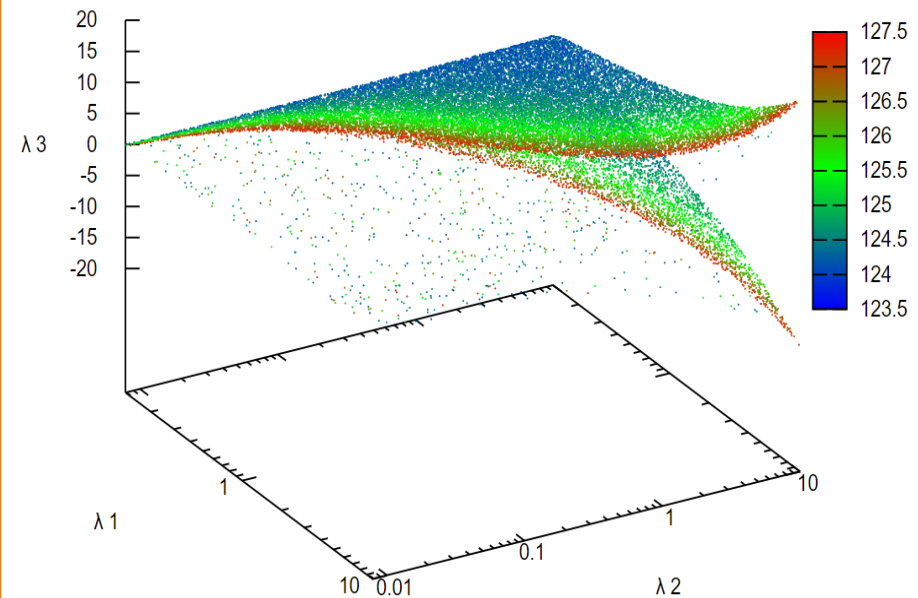
- Correções quânticas já se afasta bastante do valor esperado.
- O primeiro plot também pode ser pensado como um mapa de contraste.
- A massa do novo Higgs pode ser observada no segundo plot.



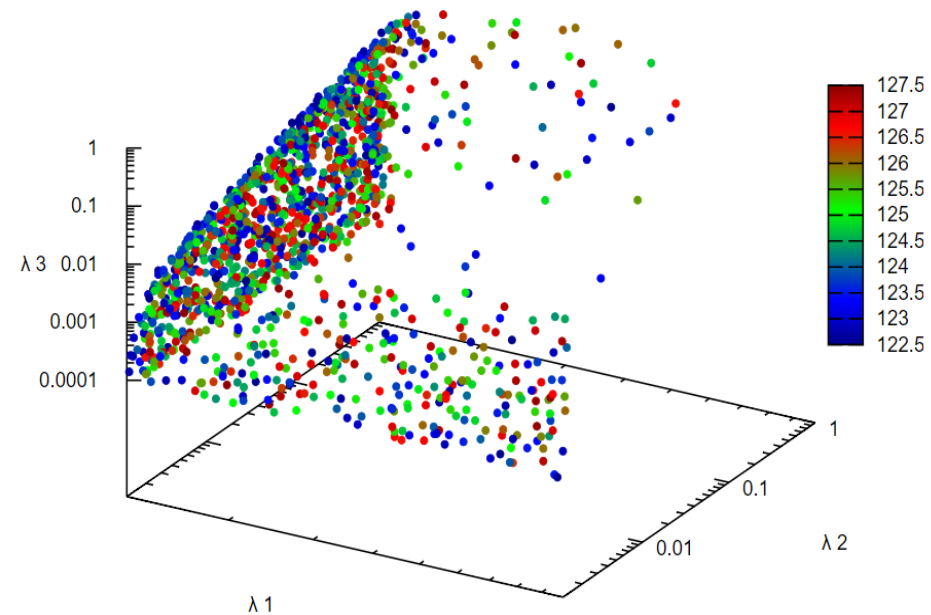
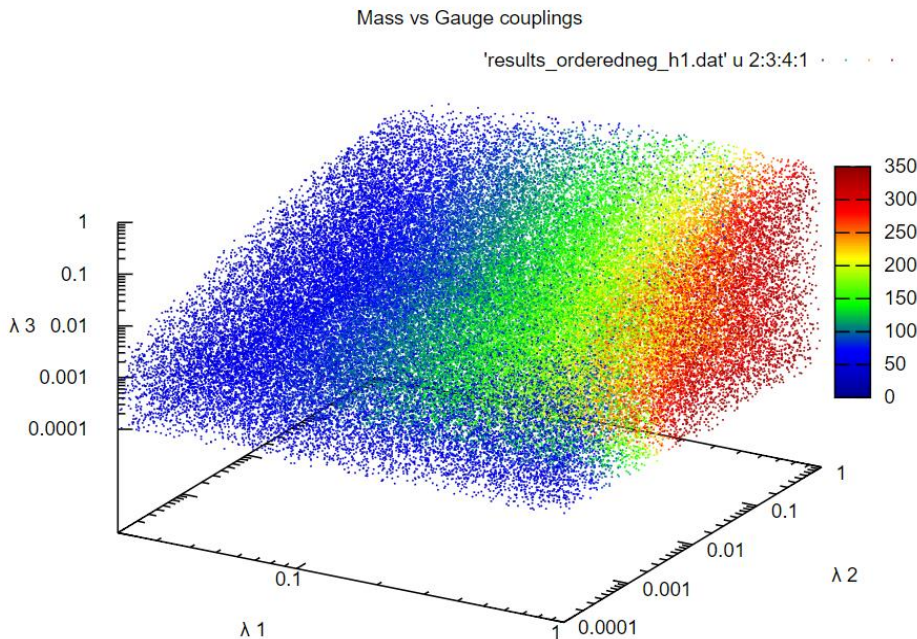
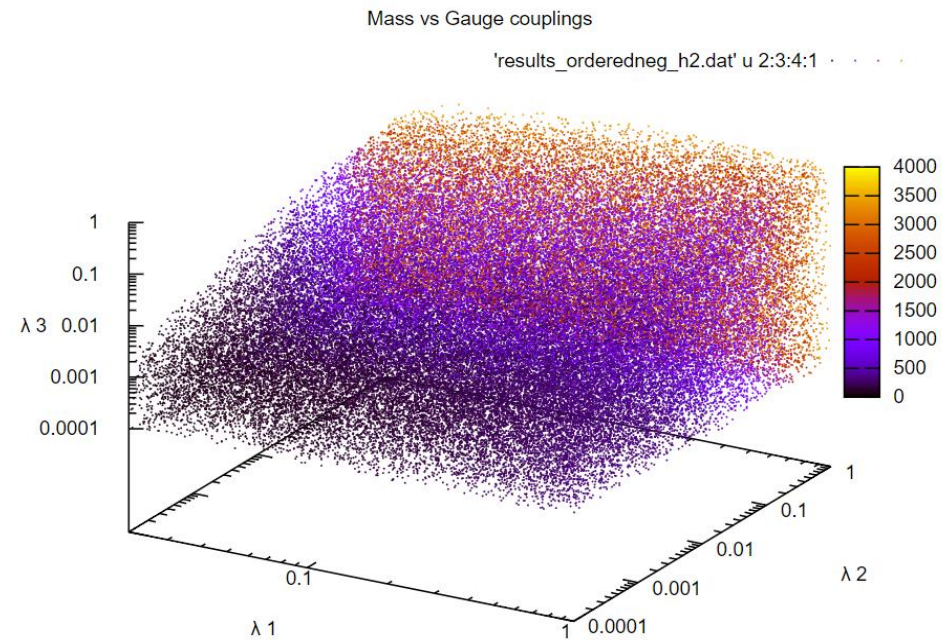
5.3 - Uma primeira seleção de pontos

Selecionado os dados que mais se aproximam da massa observada,

- Revela uma zona densa de pontos que aparenta descrever um plano.
- Indica que pode ainda ser uma forma cônica.

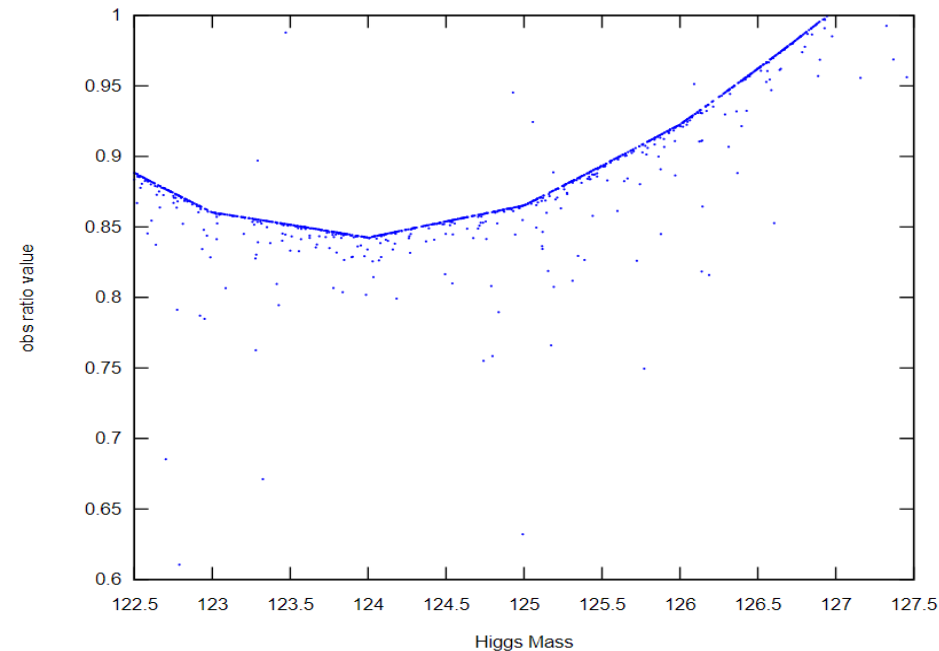
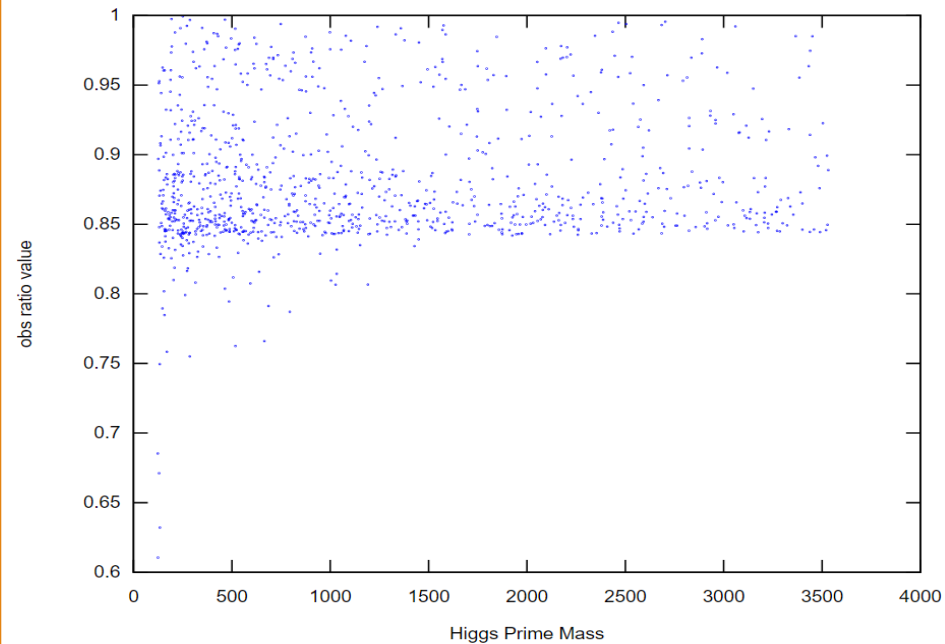


5.4 - Scans aleatórios com correções quânticas a dois loops



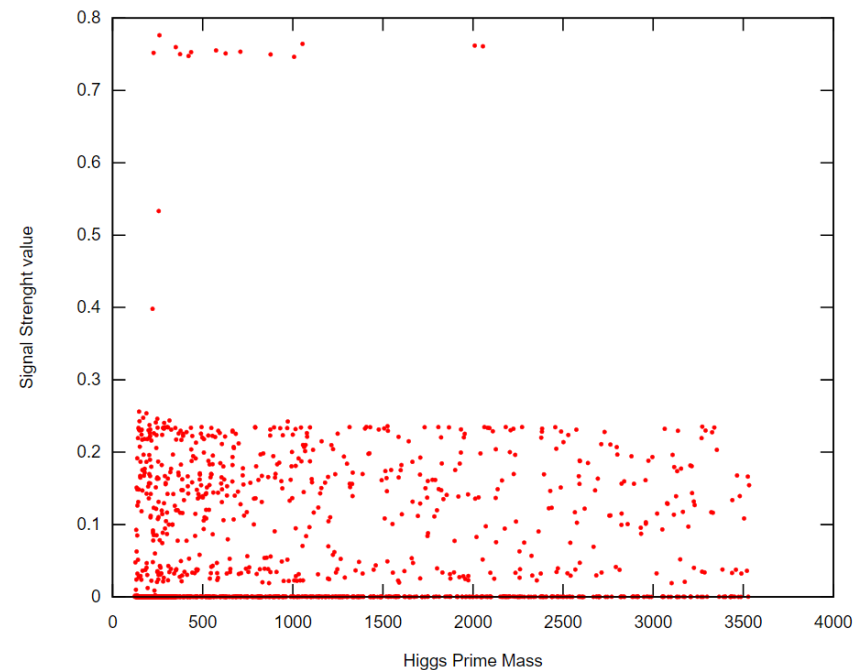
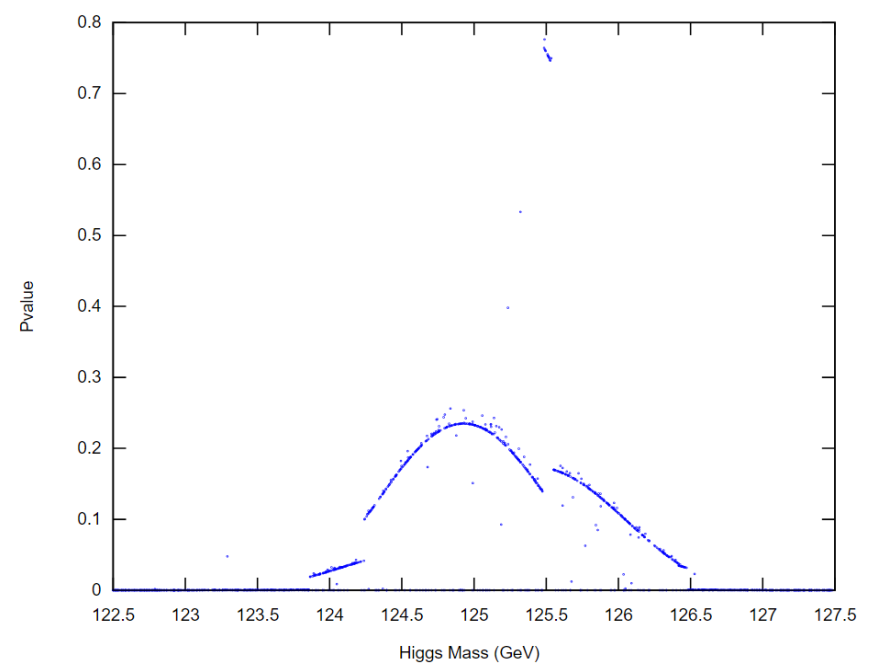
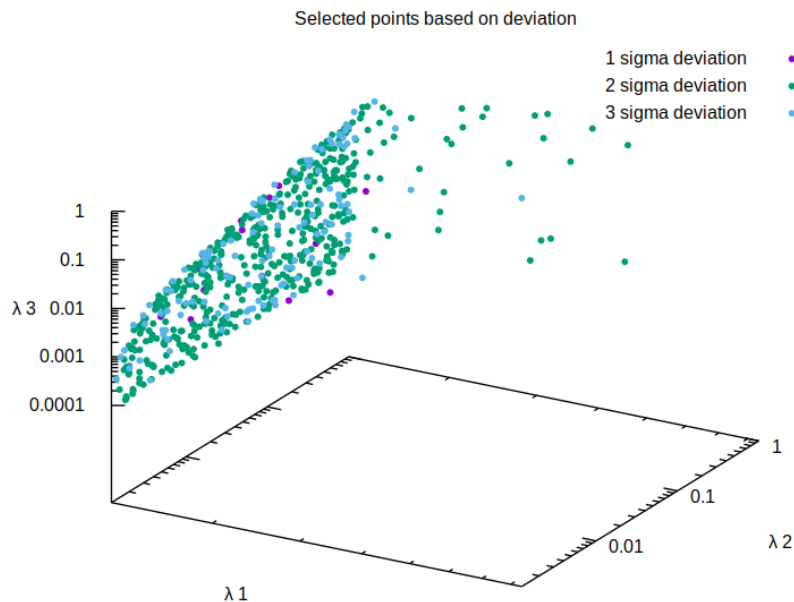
5.5 - Limites de exclusão

Destes selecionados foi calculado os limites de exclusão do sector escalar, Excluimos da nossa analise imediatamente todos os pontos que se encontram dentro da zona de exclusão.

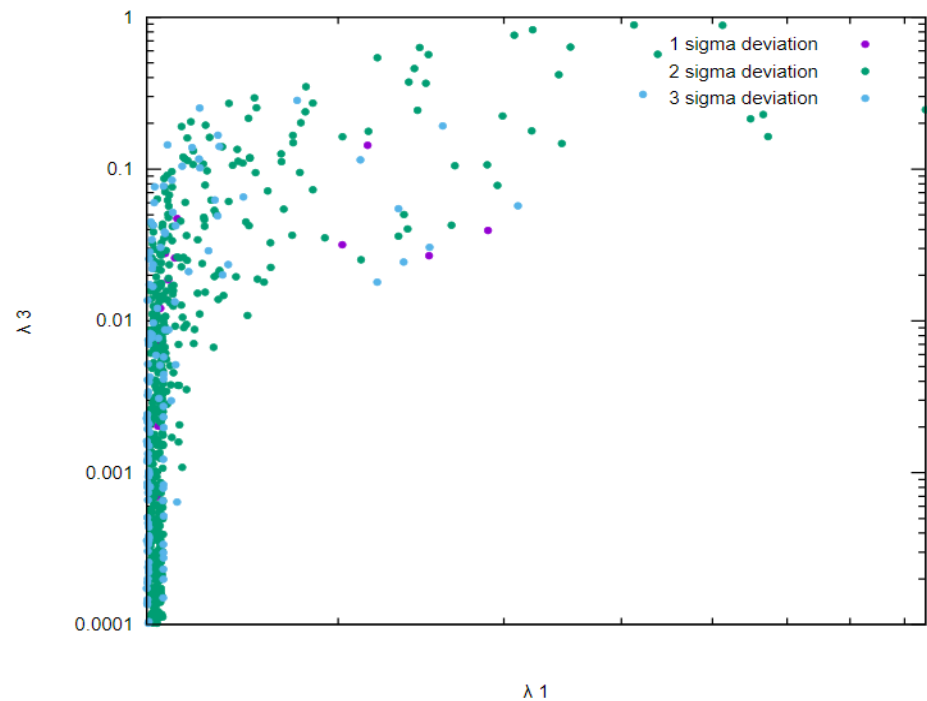
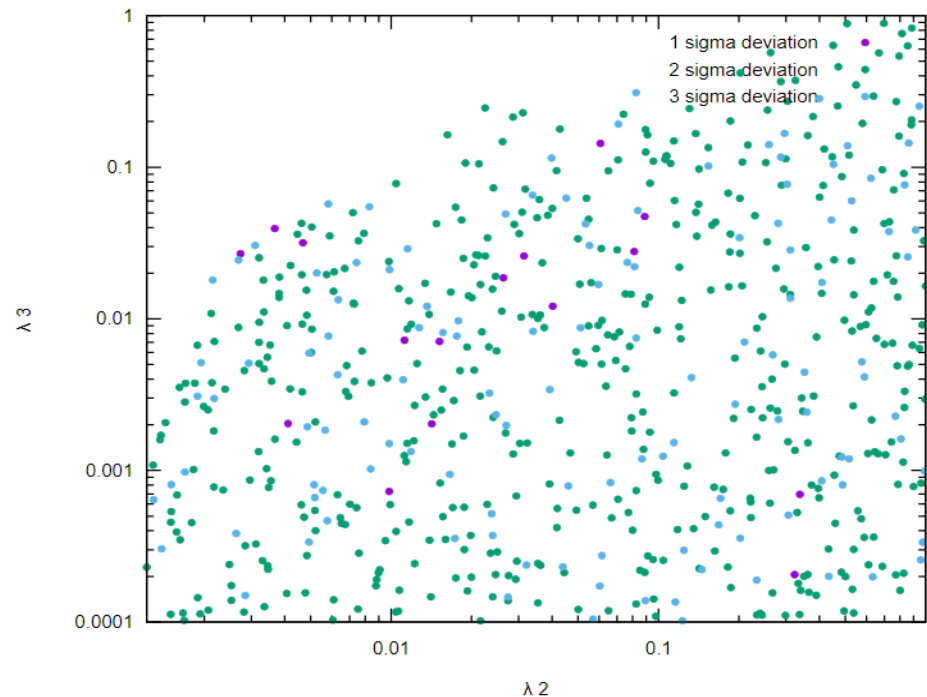
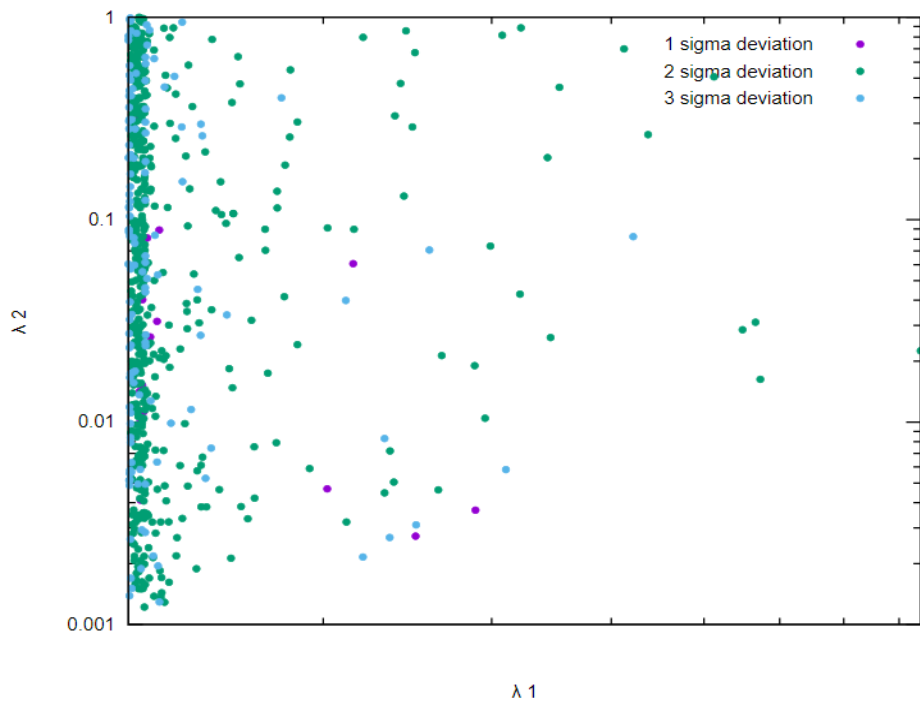


5.6 - Compatibilidade do sector de Higgs

Estudamos também a probabilidade destes pontos não excluídos descreverem os estados observados do sector de Higgs através do programa HiggsSingals.



5.7 - Bissecções do gráfico de probabilidade



5.8 - Limites associados ao bosão Z'

Model	Lower limits on					
Z'_{B-L}	ee		$\mu\mu$		$l\ l$	
	obs	exp	obs	exp	obs	exp
	4.0	4.0	3.6	3.6	4.2	4.1

Tendo em conta estes constrangimentos experimentais uma observação rápida da expressão associada a massa do novo bosão de Gauge simplificada,

$$M_{Z'} \approx 2g'_1 x,$$

significando que o acoplamento de Gauge "prime" para o caso estudado tem o valor mínimo de $g'_{1min} \approx 2$

6 - Conclusões

- O que fizemos neste projeto foi estudar as falhas do modelo padrão e explorar uma alternativa o modelo B-L-SM, focamo-nos principalmente no sector de Higgs
- A nossa análise deste modelo aparenta mostrar que se encontra quase excluído ou descoberto mas existindo condições para que este consiga com alta probabilidade descrever o campo de Higgs pode ainda ser validado.
- O que posso dizer do bosão Z'
- O que posso dizer dos neutrinos
- Este modelo continua com problemas não explicando dois dos problemas referidos no início do trabalho, nomeadamente a Matéria e energia escura e a Assimetria entre matéria e anti matéria