



**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

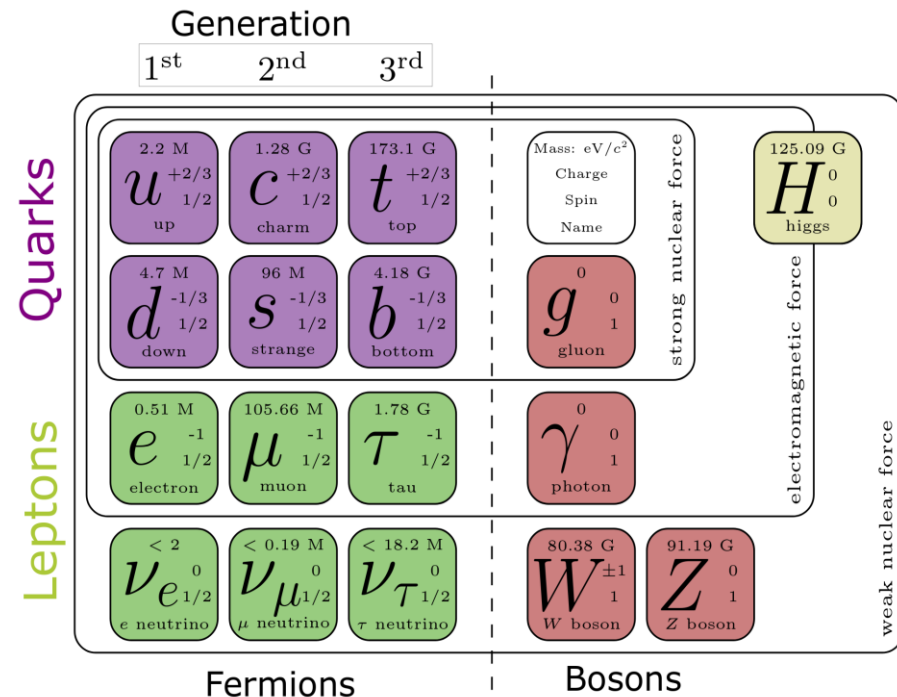
5.8 - Limites associados ao bóson  $Z'$

## 6 - Conclusões

# 1 - Motivação

Atualmente a teoria quântica que usamos para descrever partículas e as suas interações é o modelo padrão. Este modelo descreve as interações de, léptons, quarks, glúons e bósons.

No entanto dados experimentais apontam para inconsistências no modelo padrão e o consenso é que este está incompleto, por isso decidimos abordar um dos muitos candidatos para o substituir, o modelo B-L-SM.



## 2.1 - Formalismo

Iremos abordar física de partículas com formalismo lagrangiano cujo elemento fundamental é a ação,

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

Pelo princípio de mínima ação obtemos as equações de Euler-Lagrange,

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

Esta equação é utilizada para obter a dinâmica do sistema.

## 2.2 - Simetria e o Teorema de Noether

Se aplicarmos uma transformação genérica continua ao sistema,

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

se esta transformação deixar as dinâmicas do sistema invariantes,

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

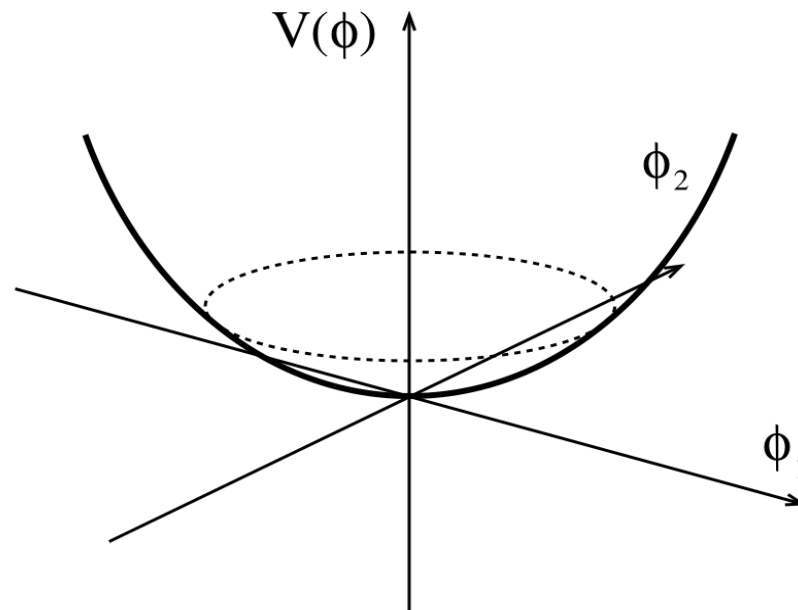
Se este tipo de transformação deixa o sistema invariante então são uma simetria do sistema. O teorema de Noether enuncia que cada simetria continua têm associada uma corrente e carga conservada.

## 2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

Para introduzir alguns conceitos usamos o exemplo do Lagrangiano associado com uma teoria escalar complexa,

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

Se  $\mu^2$  for um parâmetro positivo temos um mínimo em,  $\Phi = 0$

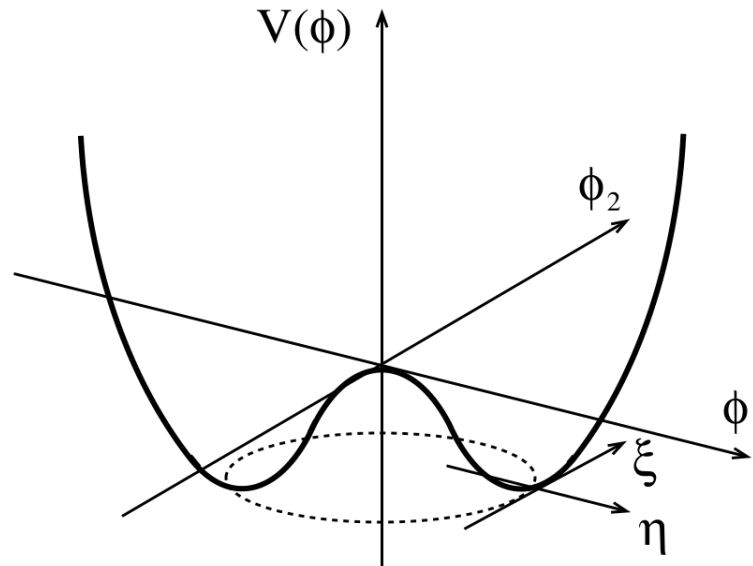


## 2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

no entanto tomando valores negativos para  $\mu^2$  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,  $\Phi \rightarrow \eta(x) + v + i\epsilon(x)$ ,

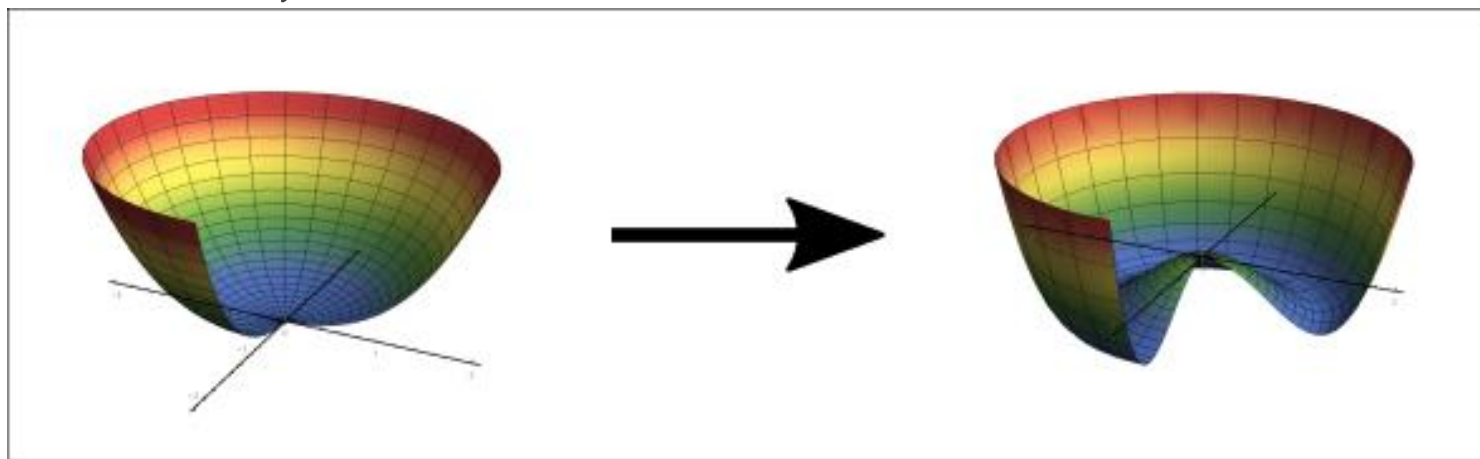


## 2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

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  $2\mu^2$ .





## 3.1 - 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 o lagrangiano 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

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

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 somente termos quadráticos levando às 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 elétron,  $m^2 e e^\dagger$ , onde os campos de Dirac para o elétron 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 elétron,  $m^2 e e^\dagger$ , onde os campos de Dirac para o elétron seriam,

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

Então a massa dos fermiões vem do sector de Yukawa, para o caso do elétron teríamos,

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

Isto é equivalente a um termo de massa e um termo de interceção, levando a que a massa do elétron seja dada por

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

Para cada Leptão temos um termo semelhante com acoplamentos de Yukawa diferentes tirando para o neutrinos que não têm termos desta forma no modelo padrão.

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

O modelo B-L-SM é uma extensão simples do modelo padrão, é chamada uma extensão triplamente minimal por adicionar apenas um campo de Gauge,  $B'_\mu$ , um campo escalar,  $\chi$ , e um sector direito aos leptões sendo. 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 modelo B-L-SM é uma extensão simples do modelo padrão, é chamada uma extensão triplamente minimal por adicionar apenas um campo de Gauge,  $B'_\mu$ , um campo escalar,  $\chi$ , e um sector direito aos leptões sendo. 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  $\chi$  adquirem os seguintes VEVs

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

Devidamente minimizando o potencial e calculado os estados próprios da matriz de massa obtemos os seguintes valores próprios.

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

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

Expandindo o sector de Gauge obtemos,

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



## 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

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

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

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

## 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,

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

## 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,

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

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,

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

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,

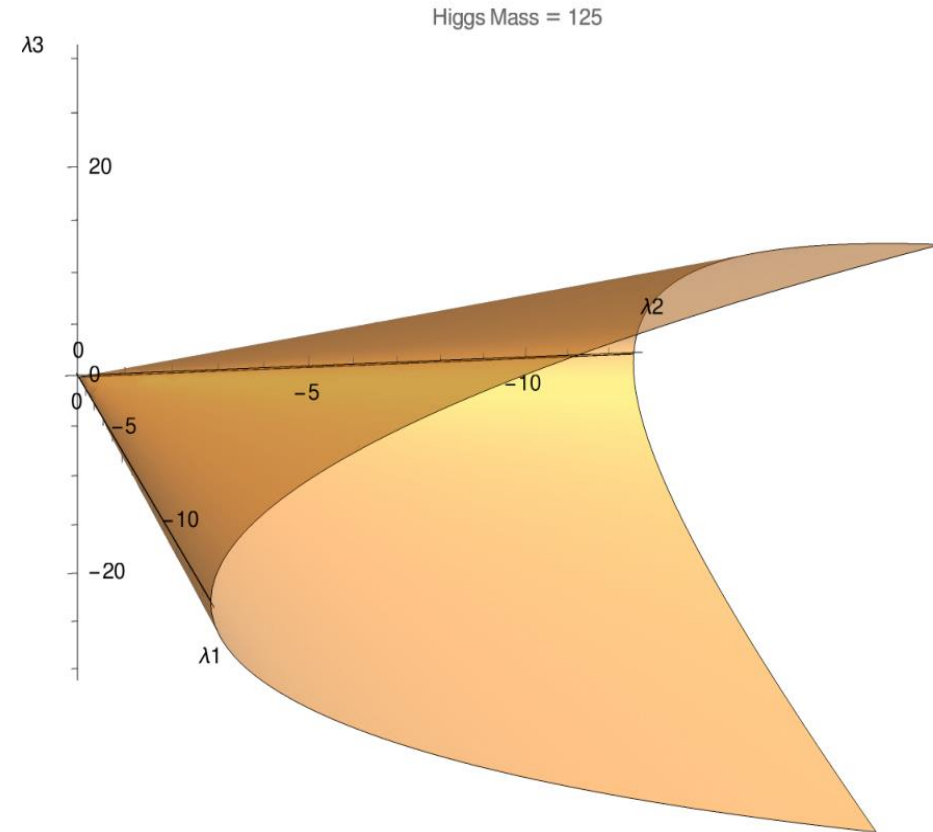
$$m_{\nu_l} \approx \frac{m_D^2}{M}, \text{ e } m_{\nu_h} \approx M,$$

## 5.1 - Parametrização teórica

Tendo em conta a expressão simplificada para a massa do bóson de Higgs, estudamos esta função parametrizando a zona onde a “tree level” a massa esta próxima à observada de 125.09 GeV's.

Para tal definimos um valor para ambos VEVs,  $x$  e  $v$  de forma a diminuir os graus de liberdade da massa.

O valor escolhido para  $x$  foi 1000 GeV e para  $v$  foi aproximadamente 246 GeV

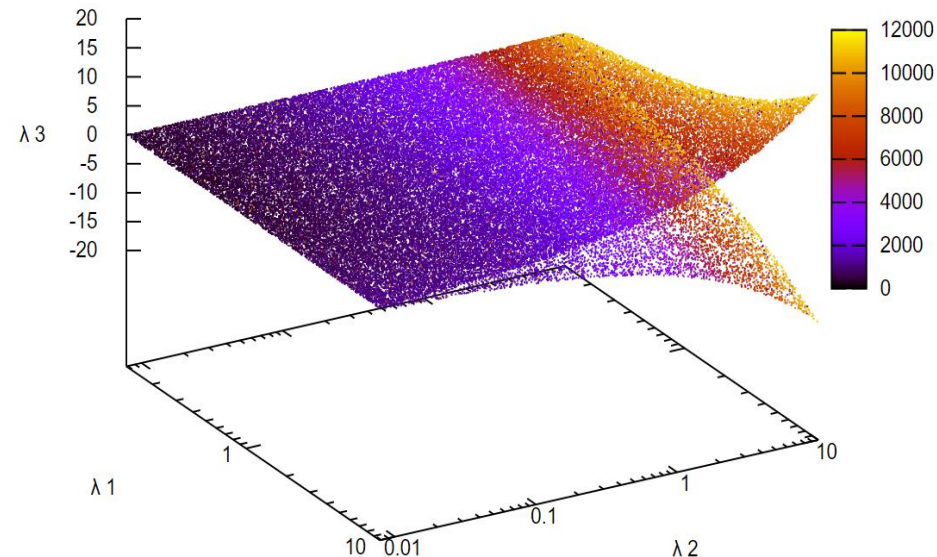
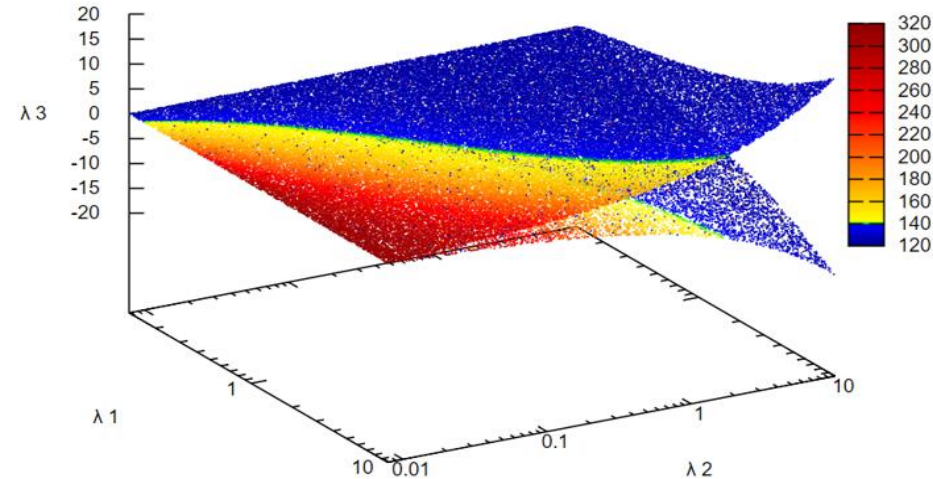


$$\sqrt{\lambda_1 v^2 + \lambda_2 x^2} - \sqrt{(\lambda_1 v^2 - \lambda_2 x^2)^2 + (\lambda_3 x v)^2}$$

## 5.2 - Scan segundo uma parametrização

Feito um Scan alongo desta fold o que observamos é:

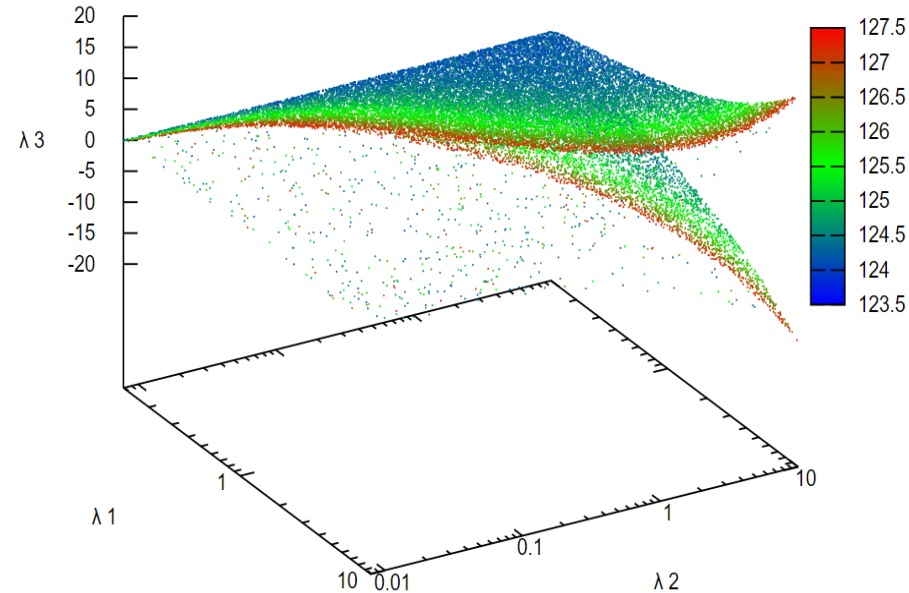
- Correções quânticas já se afasta bastante do valor esperado.
- O primeiro plot também pode ser pensado como um mapa de contraste.
- A massa do novo Higgs pode ser observada no segundo plot.



## 5.3 - Uma primeira seleção de pontos

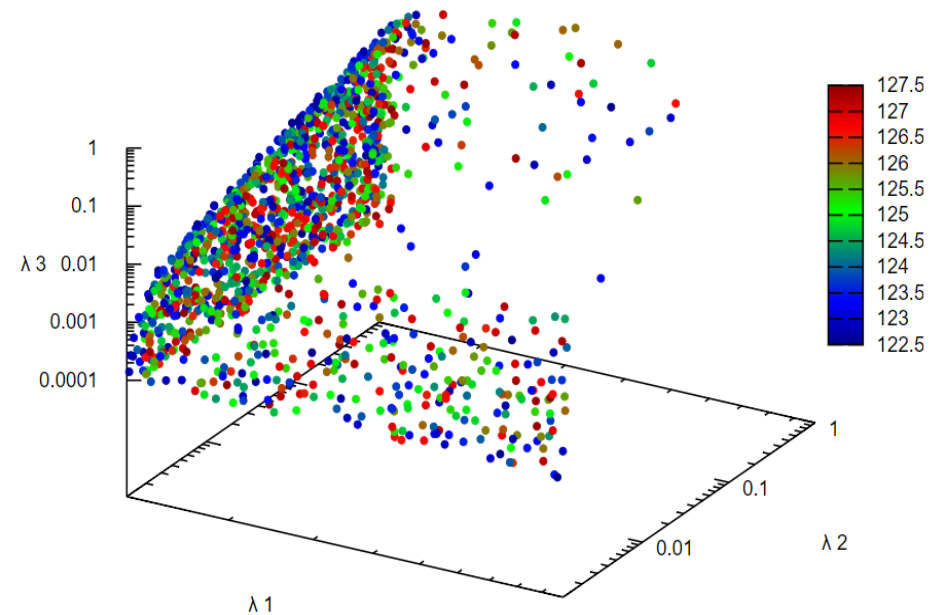
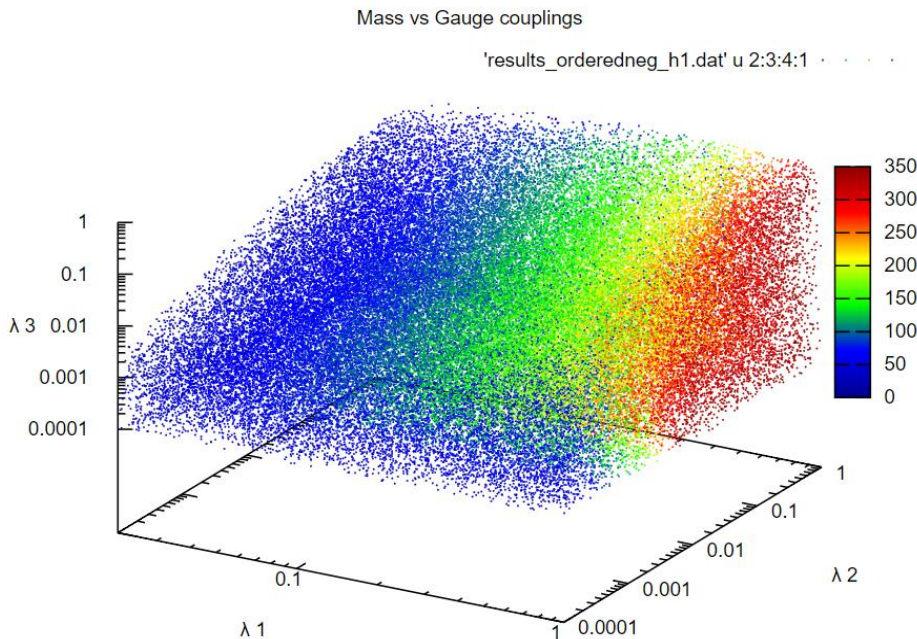
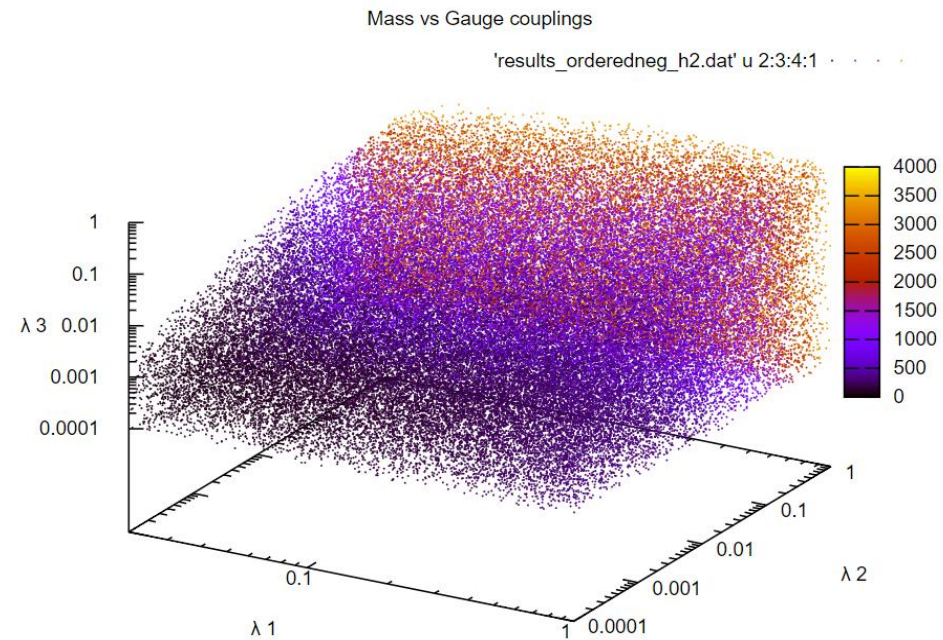
Selecionado os dados que mais se aproximam da massa observada revela uma zona que aparenta descrever um plano.

Isto pode indicar que a forma da distribuição correta para a massa do Higgs é um cone apesar das correções quânticas.





## 5.4 - Scans aleatórios com correções quânticas a dois loops

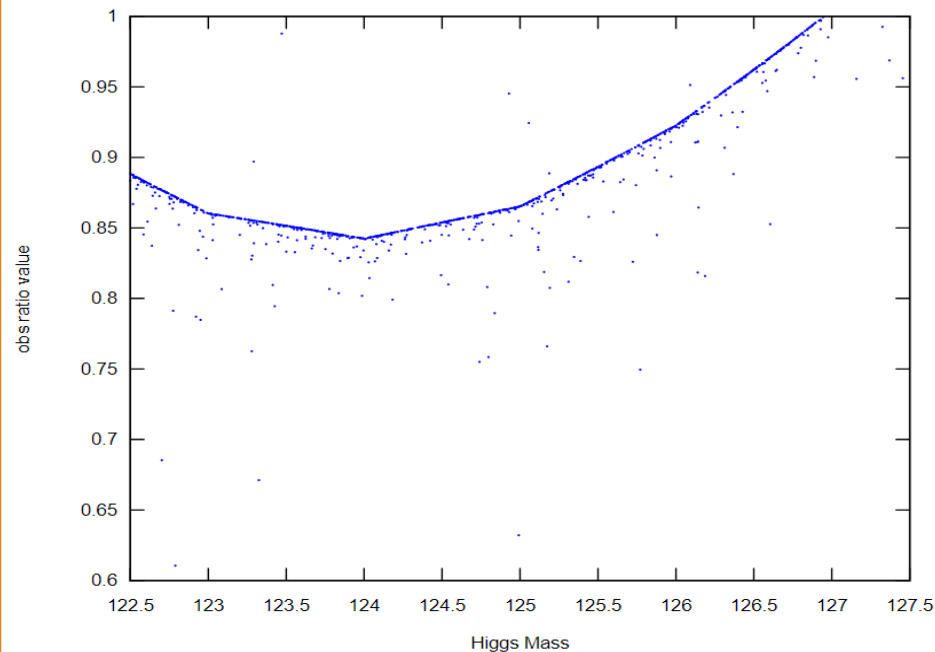
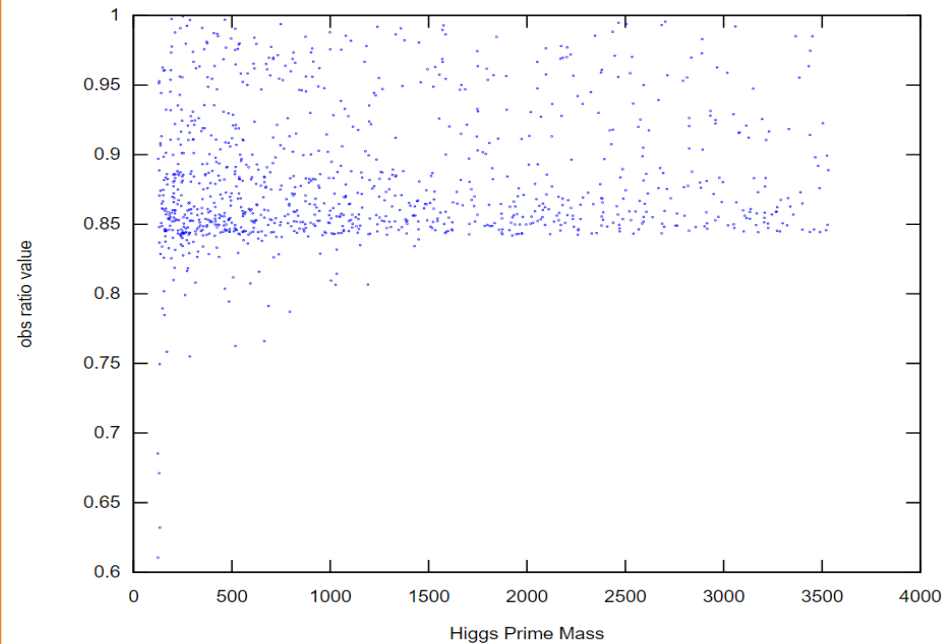




## 5.5 - Limites de exclusão

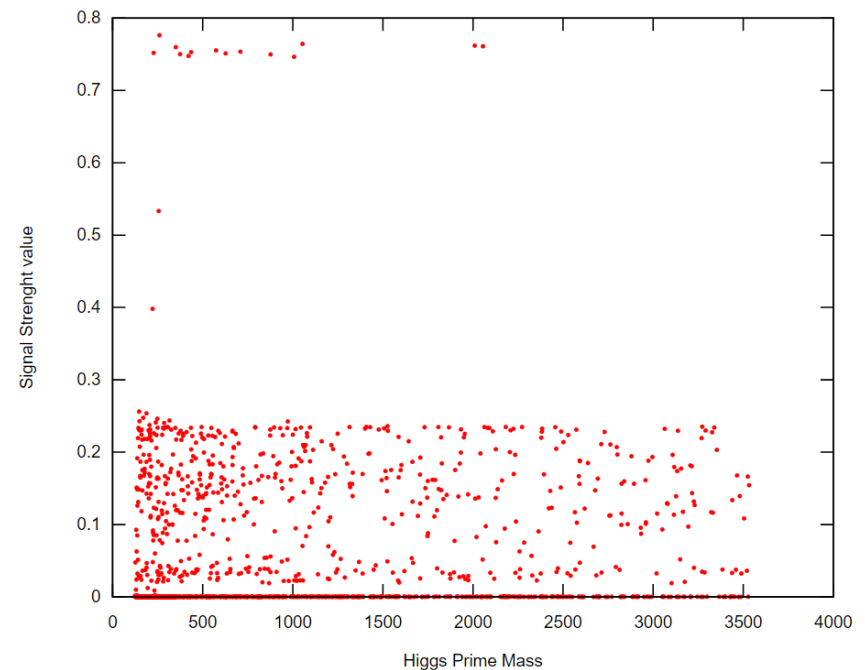
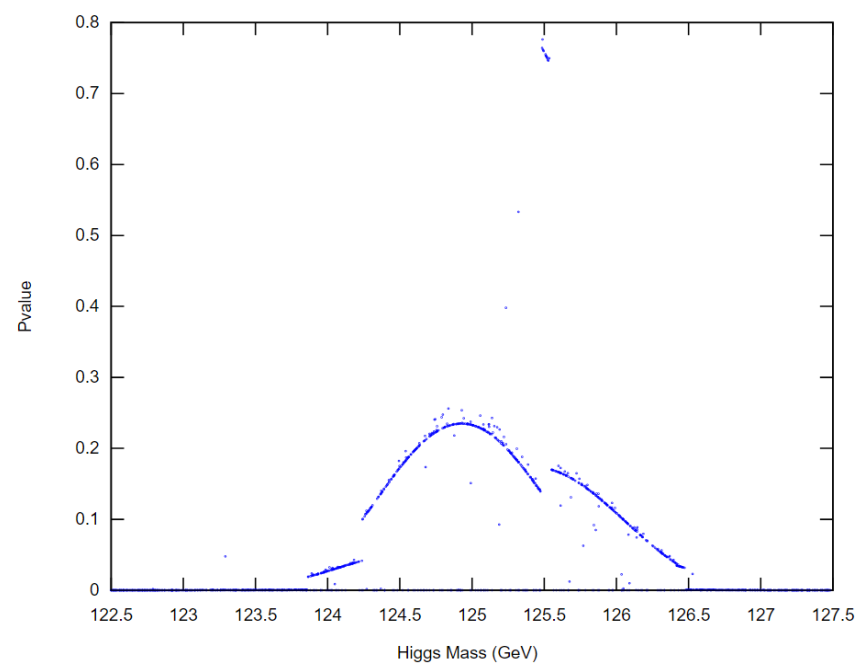
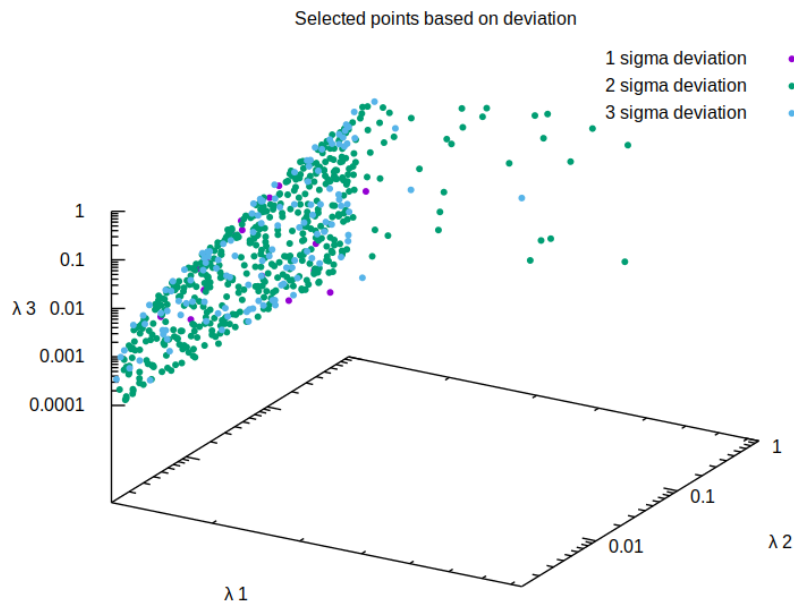
Destes selecionados foi calculado os limites de exclusão do sector escalar, esta taxa é calculada através da comparação com decaimentos previstos pela teoria e decaimentos observados independentes de modelo.

Excluimos da nossa análise imediatamente todos os pontos que se encontram dentro da zona de exclusão.

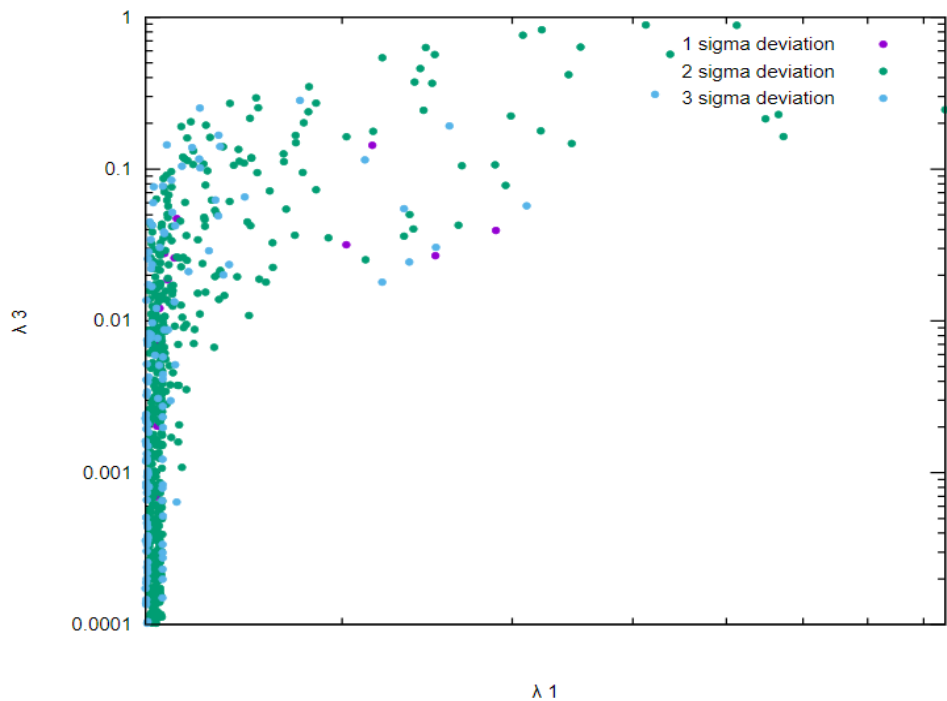
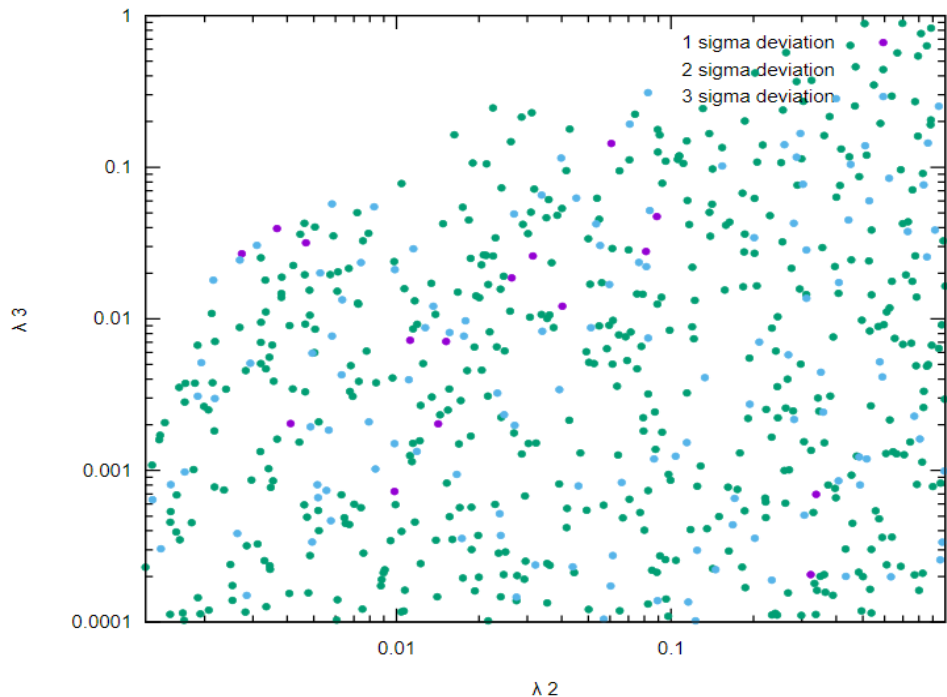
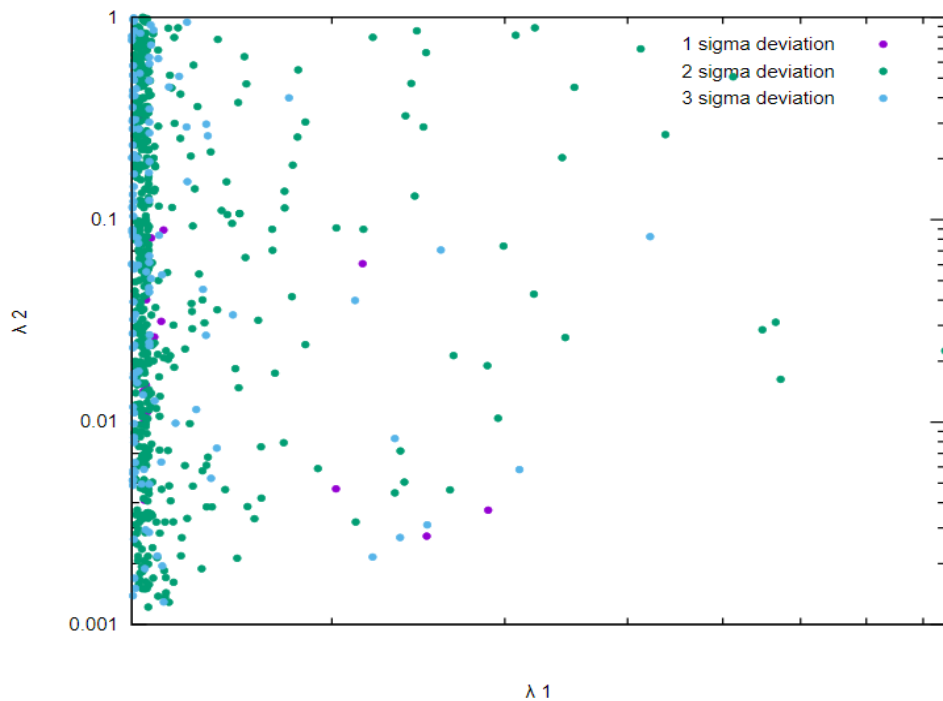


## 5.6 - Compatibilidade do sector de Higgs

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,

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

devido à escala relativa dos VEVs podemos aproximar a massa do bosão exótico  $Z'$  a,

$$M_{Z'} = 2g_1'x,$$

O que significa 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 devido a constrangimentos de tempo.
- A nossa análise deste modelo aparenta mostrar que se encontra quase excluído ou descoberto mas atendendo ao facto que existem possíveis condições que apesar do VEV escolhido ser baixo têm uma grande chance de descrever o sector de Higgs significa que podemos estar próximos de que pode validar este modelo.