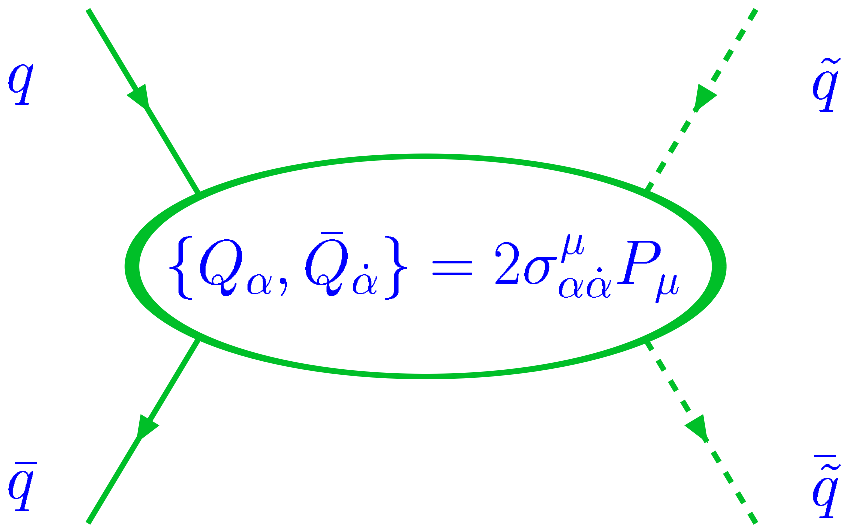
# "Revisão Histórica da Construção do Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MPSM)"





Marcos C. Rodriguez

*Fundação Universidade Federal do Rio Grande-FURG*

*Departamento de Física*

*Av. Itália, km 8, Campus Carreiros*

*96201-900, Rio Grande, RS*

*Brazil*

História:

Revisão da Teoria Quântica dos Campos

1967, Coleman e Mandula simetrias da matriz S

- Invariância de Poincaré, com geradores $P_m$ $M_{mn}$

- Simetrias Globais "internas", relacionadas à números quânticos conservados. Os geradores de tais simetrias geram uma álgebra de Lie:

$$[B_\ell, B_k] = iC^j_{\ell k} B_j$$

  $C^j_{\ell k}$ constantes de estrutura.

- Simetrias Discretas: C, P e T

álgebra de simetria apenas comutadores

Descoberta de Supersimetria

- Yu. Gol'fand & E. Lichtman (violação da Paridade) (1971)

- D. Volkov & V. Akulov (existem part. de goldstone de spin (1/2)?) (1972)

- J. Wess & B. Zumino (SUSY em cordas) (1974)

1975 Haag, Lopuszański e Sohnius supersimetria é a única simetria adicional permitida a matriz S se introduzímos anticomutadores como geradores de simetria

# Álgebra de SUSY

Geradores

$$
\begin{aligned}
P_m \quad & M_{mn} \text{ álgebra de Poincaré} \\
Q_\alpha \quad & \bar{Q}_{\dot{\alpha}} \text{ álgebra de SUSY} \\
m \quad = \quad & 0,1,2,3 \text{ índice de Lorentz} \\
\alpha, \beta, \dot{\alpha}, \dot{\beta} \quad = \quad & 1,2 \text{ índice espinorial}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} &= 2\sigma^m_{\alpha\dot{\beta}} P_m \\
\{Q_\alpha, Q_\beta\} &= \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \\
[Q_\alpha, P_m] &= [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P_m] = 0 \\
[Q_\alpha, M^{mn}] &= \sigma^{mn\beta}_{\alpha} Q_\beta \\
[\bar{Q}^{\dot{\alpha}}, M^{mn}] &= \bar{\sigma}^{mn\dot{\alpha}}{}_{\dot{\beta}} \bar{Q}^{\dot{\beta}} \\
[P^m, P^n] &= 0 \\
[M^{mn}, P^r] &= i(\eta^{nr} P^m - \eta^{mr} P^n) \\
[M^{mn}, M^{rs}] &= -i(\eta^{mr} M^{ns} - \eta^{ms} M^{nr} - \eta^{nr} M^{ms} \\
&\quad + \eta^{ns} M^{mr})
\end{aligned}
$$

Superespaço é diferente do espaço Euclideano (Minkowski) pela adição de duas "novas" coordenadas $\theta_\alpha$ e $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$, (variáveis de Grassmann)

$$
\begin{aligned}
\{\theta_\alpha, \theta_\beta\} &= 0, \quad \{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = 0, \\
\theta_\alpha^2 &= 0, \quad \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}^2 = 0, \\
\alpha, \beta, \dot{\alpha}, \dot{\beta} &= 1, 2
\end{aligned}
$$

$$
\begin{array}{ccc}
\text{Epaço} & \Rightarrow & \text{Superespaço} \\
x_\mu & & x_\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}
\end{array}
$$

## Consequências da Álgebra de SUSY

**1** Cada supermultipleto contém o mesmo número de graus de liberdade fermiônicos e bosônicos

**2** As massas de todos os estados em um supermultipleto são degenerados, logo as massas dos bósons e férmions pertencentes ao mesmo supermultipleto são iguais, assim como todos os outros números quânticos que o caracterizam $\rightarrow$ Isto implica que SUSY é quebrada

## Revisão da Fenomenologia

- Modelo Padrão construído em 67, 68

- P.Fayet "SUSY in the early days inappropriate description of our world", na época se conheciam mais férmions do que bósons

  1. quarks $c$ descoberto em 1974

  2. em 1980 foi descoberto o bóson neutro $Z^0$

  3. Campos de Higgs era visto como hipotético

- Em 1975 P. Fayet relaciona o fóton com neutrinos e elétron com o $W^-$ e constrói a primeira versão supersimétrica do Modelo Padrão (envolvia apenas uma família)

- Em 1977 P. Fayet
  - $\nu$ e $e$ carregam número leptônico
  - $\gamma$ e $W$ não carregam número leptônico
  - Logo $\nu$ e $\gamma$ não podems ser parceiros supersimétricos
  - Para solucionar o problema prevê
    1. fotino $\tilde{\gamma}$
    2. gaugino $\tilde{W}$
    3. sneutrino $\tilde{\nu}$
    4. selétron $\tilde{e}$
- Introduz simetria $Z_2$ para impedir Interações "indesejáveis"

- Primeiras buscas experimentais que procuraram gluinos, fotinos, selétrons em 1978-1980

- P. Fayet relaciona paridade $R$ com conservação de $B$ e $L$ no ano de 1978, o que implica que

- "Lighest Supersymmetric Particle" (*LSP*) candidato à "matéria escura"

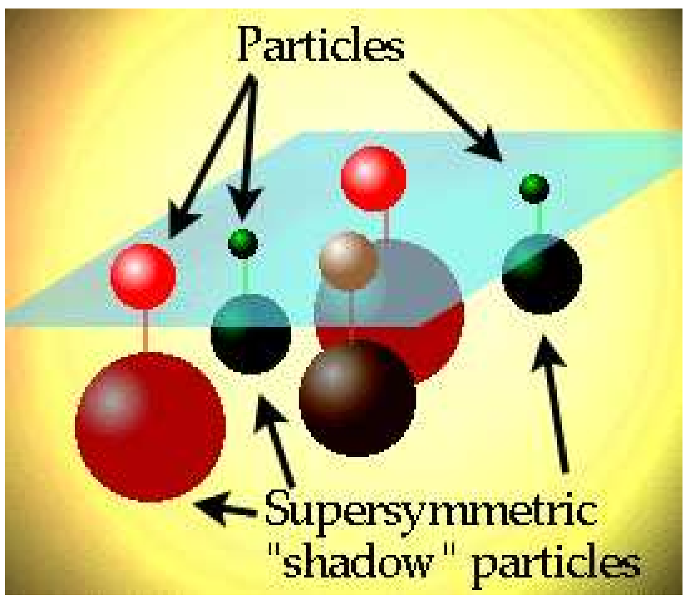
- 1982 Girardello *et al* quebra SUSY

- Devido aos bons aspectos que agora iremos descrever a opinião mudou e hoje muitas pessoas levam a sério a idéia de SUSY

## Motivação para estudar SUSY

1. Unifica bósons e férmions Gerador $Q$

$$
\begin{aligned}
Q|\text{bóson}> &= |\text{férmion}> \\
Q|\text{férmion}> &= |\text{bóson}>
\end{aligned}
$$




As sombras do parceiros supersimétricos das partículas conhecidas

2. SUSY local unifica com a Gravidade (Supergravidade)

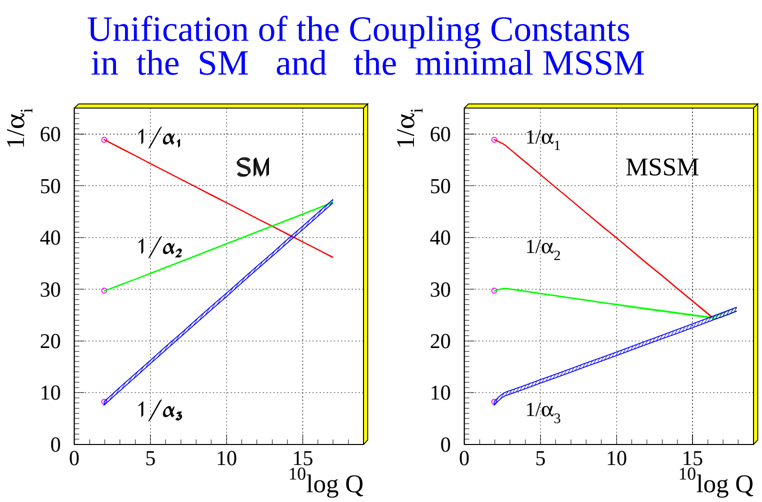
   - *idéia geral* é a unificação de todas as forças da natureza

   $$\text{spin}2 \rightarrow \text{spin}\frac{3}{2} \rightarrow \text{spin}1 \rightarrow \text{spin}\frac{1}{2} \rightarrow \text{spin}0$$

   Teoria menos divergente que a gravitação quântica

3. Unifica as constantes de gauge

- *hipótese*: Todas as interações conhecidas são diferentes ramificações de uma única interação associada a um único grupo de Gauge. A Unificação ocorre a altas energias



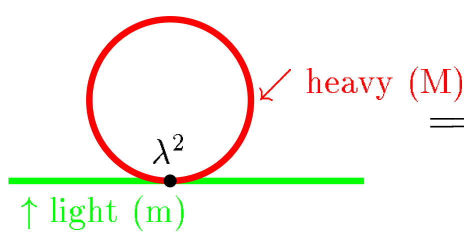
4. Soluciona o problema da hierarquia

O aparecimento de duas diferentes escalas $V \gg v$ em GUT leva a um problema conhecido como *problema da hierarquia*

$$
\begin{array}{lllll}
m_H & \sim & v & \sim & 10^2 \ \text{GeV} \\
m_\Sigma & \sim & V & \sim & 10^{16} \ \text{GeV}
\end{array}
$$

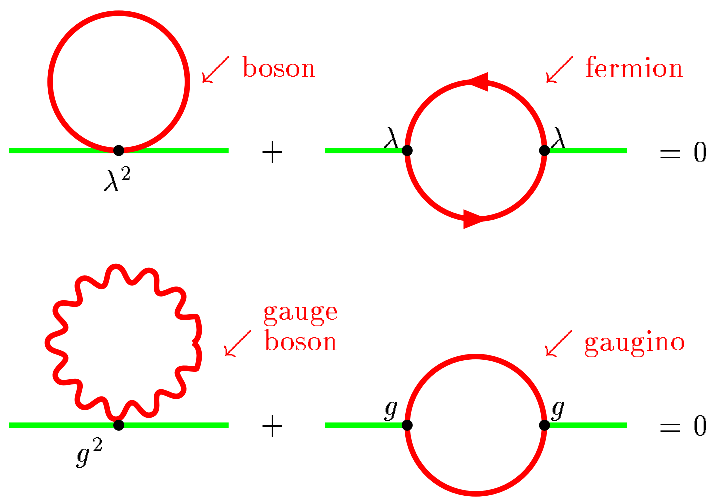
$$\frac{m_H}{m_\Sigma} \sim 10^{-14} \ll 1,$$

A correção na massa do Higgs do MP é




$$
\Longrightarrow \quad
\begin{array}{cccc}
\delta m^2 & \sim \lambda^2 & \cdot & M^2 \\
\wr & \wr & & \wr \\
10^2 & 10^{-1} & & 10^{16}
\end{array}
$$

Mas em SUSY temos o higgsinos e teremos




Cancelamento das divergências para a massa do escalar

# Modelo Padrão (MP)

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

<u>*setor de Gauge* :  Spin = 1</u>

| | | |
|---|---|---|
| glúons | $G^a_\mu$ : | $(\underline{8}, \underline{1}, 0)$ |
| setor eletrofraco<br>bósons de SU(2) | $W^i_\mu$ : | $(\underline{1}, \underline{3}, 0)$ |
| bóson de U(1) | $B_\mu$ : | $(\underline{1}, \underline{1}, 0)$ |

<u>*Fermion sector* :   Spin = 1/2</u>

quarks

$$Q^i_{\alpha L} = \begin{pmatrix} U^i_\alpha \\ D^i_\alpha \end{pmatrix}_L \qquad (\underline{3}, \underline{2}, 1/3)$$

$$U^i_{\alpha R} \qquad (\underline{3}^*, \underline{1}, 4/3)$$

$$D^i_{\alpha R} \qquad (\underline{3}^*, \underline{1}, -2/3)$$

léptons

$$L_{\alpha L} = \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ e_\alpha \end{pmatrix}_L \qquad (\underline{1}, \underline{2}, -1)$$

$$E_{\alpha R} \qquad (\underline{1}, \underline{1}, -2)$$

*sector Escalar* : Spin = 0

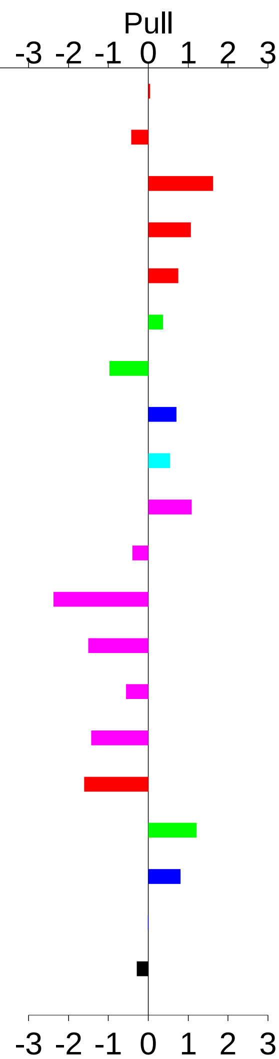
$$H = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix} \quad (\underline{1}, \underline{2}, -1)$$

Os Problemas do modelo Padrão são:

- Grande número de parâmetros livres;
- O mecanismo da quebra de simetria eletrofraca ainda não está claro;
- Violação CP ainda não é bem entendida;
- Tanto a mistura nos sabores quanto o número de famílias são arbitrários;
- Não está claro a origem do espectro de massa.

## Osaka 2000

| | Measurement | Pull |
|---|---|---|
| $m_Z$ [GeV] | $91.1875 \pm 0.0021$ | .05 |
| $\Gamma_Z$ [GeV] | $2.4952 \pm 0.0023$ | -.42 |
| $\sigma^0_{hadr}$ [nb] | $41.540 \pm 0.037$ | 1.62 |
| $R_l$ | $20.767 \pm 0.025$ | 1.07 |
| $A^{0,l}_{fb}$ | $0.01714 \pm 0.00095$ | .75 |
| $A_e$ | $0.1498 \pm 0.0048$ | .38 |
| $A_\tau$ | $0.1439 \pm 0.0042$ | -.97 |
| $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$ | $0.2321 \pm 0.0010$ | .70 |
| $m_W$ [GeV] | $80.427 \pm 0.046$ | .55 |
| $R_b$ | $0.21653 \pm 0.00069$ | 1.09 |
| $R_c$ | $0.1709 \pm 0.0034$ | -.40 |
| $A^{0,b}_{fb}$ | $0.0990 \pm 0.0020$ | -2.38 |
| $A^{0,c}_{fb}$ | $0.0689 \pm 0.0035$ | -1.51 |
| $A_b$ | $0.922 \pm 0.023$ | -.55 |
| $A_c$ | $0.631 \pm 0.026$ | -1.43 |
| $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$ | $0.23098 \pm 0.00026$ | -1.61 |
| $\sin^2\theta_W$ | $0.2255 \pm 0.0021$ | 1.20 |
| $m_W$ [GeV] | $80.452 \pm 0.062$ | .81 |
| $m_t$ [GeV] | $174.3 \pm 5.1$ | -.01 |
| $\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z)$ | $0.02804 \pm 0.00065$ | -.29 |




Todos os dados são muito bem explicados pelo MP, exceto as massas dos neutrinos

Modelo Padão Supersimétrico Mínimo (MPSM)

1. O grupo de Gauge é: $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

2. O conteúdo três famílias de quarks e léptons

3. doze bósons de gauge

4. dois dubletos de Higgs

5. todos os seus parceiros supersimétricos das partículas acima citadas

   (a) Introduzímos juntos com os bósons de Gauge os "gauginos" que são férmios 1/2

(b) Os léptons e quarks têm como parceiros supersimétricos os “sléptons” $\tilde{l}_L$, $\tilde{l}_R$ e “squarks” $\tilde{q}_L$ e $\tilde{q}_R$, que são partículas escalares.

(c) Já no caso dos dois dubletos de Higgs temos que acresentar seus parceiros que são férmions e são conhecidos por higgsinos.

6. Termos de quebra *soft* para parametrizar a quebra de supersimetria.

7. Simetria R uma simetria discreta exata para eliminar os termos que violam $L$ e $B$

$$R_p \;=\; (-1)^{2S+3B+L}$$

- partículas do MP são de paridade R par e seus superparceiros são de paridade R ímpar “Lighest Supersymmetric Particle” (*LSP*) são estáveis

| Partícula | Spin | Superparceiro | Spin |
|---|---|---|---|
| (U(1)) $V_m$ | 1 | $\lambda_B$ | $\frac{1}{2}$ |
| (SU(2)) $V_m^i$ | 1 | $\lambda_A^i$ | $\frac{1}{2}$ |
| (SU(3)) $g_m^a$ | 1 | $\lambda_C^a$ | $\frac{1}{2}$ |
| $(u_L, d_L)$ | $\frac{1}{2}$ | $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$ | 0 |
| $u_L^c$ | $\frac{1}{2}$ | $\tilde{u}_L^c$ | 0 |
| $d_L^c$ | $\frac{1}{2}$ | $\tilde{d}_L^c$ | 0 |
| $(\nu_L, l_L)$ | $\frac{1}{2}$ | $(\tilde{\nu}_L, \tilde{l}_L)$ | 0 |
| $l_L^c$ | $\frac{1}{2}$ | $\tilde{l}_L^c$ | 0 |
| $(H_1^0, H_1^-)$ | 0 | $(\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$ | $\frac{1}{2}$ |
| $(H_2^+, H_2^0)$ | 0 | $(\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$ | $\frac{1}{2}$ |

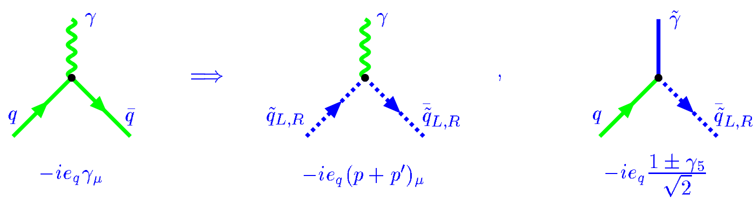
Lagrangiana

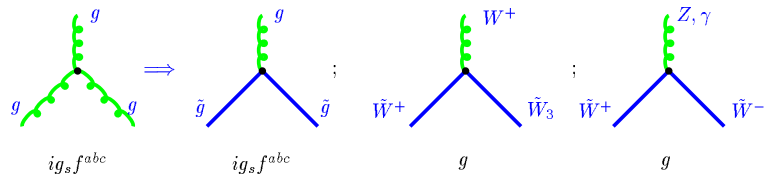
$$\mathcal{L}_{MPSM} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft}$$

Termo Supersimétrico

$$\mathcal{L}_{MPSM} = \mathcal{L}_{\text{Lépton}} + \mathcal{L}_{Quarks} + \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Escalar}$$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Quarks} &= \int d^4\theta \sum_{\alpha=1}^{3} \left[ \hat{\bar{Q}}_{\alpha L} e^{2g_s T^a \hat{V}_c^a + 2g T^i \hat{V}^i + g'\left(\frac{1}{3}\right)\hat{V}'} \hat{Q}_{\alpha L} \right. \\
&+ \hat{\bar{u}}^c_{\alpha L} e^{2g_s \bar{T}^a \hat{V}_c^a + g'\left(-\frac{4}{3}\right)\hat{V}'} \hat{u}^c_{\alpha L} \\
&+ \left. \hat{\bar{d}}^c_{\alpha L} e^{2g_s \bar{T}^a \hat{V}_c^a + g'\left(\frac{2}{3}\right)\hat{V}'} \hat{d}^c_{\alpha L} \right] \\
&= \mathcal{L}^{Quarks}_{qqV} + \mathcal{L}^{Quarks}_{\tilde{q}\tilde{q}V} + \mathcal{L}^{Quarks}_{q\tilde{q}\tilde{V}} \\
&+ \mathcal{L}^{Quarks}_{\tilde{q}\tilde{q}VV} + \mathcal{L}^{Quarks}_{cin} + \mathcal{L}^{Quarks}_{F} \\
&+ \mathcal{L}^{Quarks}_{D}
\end{aligned}
$$



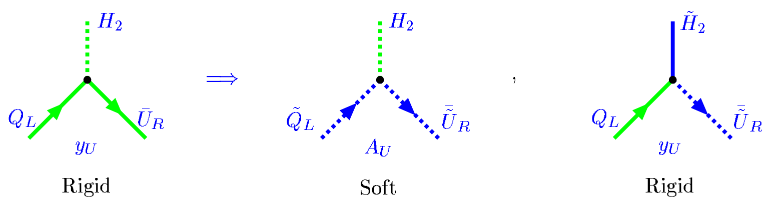



$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Gauge} &= \frac{1}{4}\int d^2\theta \left[\sum_{a=1}^{8} W_s^{a\alpha} W_{s\alpha}^a + \sum_{i=1}^{3} W^{i\alpha} W_\alpha^i \right. \\
&+ \left. W'^{\alpha} W'_\alpha + h.c.\right] \\
&= \mathcal{L}_{cin}^{Gauge} + \mathcal{L}_{\lambda\lambda V}^{Gauge} + \mathcal{L}_D^{Gauge}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Higgs} &= \int d^4\theta \left[ \bar{\hat{H}}_1 e^{2gT^i\hat{V}^i + g'(-1)\hat{V}'} \hat{H}_1 \right. \\
&+ \left. \bar{\hat{H}}_2 e^{2gT^i\hat{V}^i + g'(1)\hat{V}'} \hat{H}_2 \right] \\
&= \mathcal{L}^{Higgs}_{HHV} + \mathcal{L}^{Higgs}_{\tilde{H}\tilde{H}V} + \mathcal{L}^{Higgs}_{H\tilde{H}\tilde{V}} \\
&+ \mathcal{L}^{Higgs}_{\tilde{H}\tilde{H}VV} + \mathcal{L}^{Higgs}_{cin} + \mathcal{L}^{Higgs}_{F} \\
&+ \mathcal{L}^{Higgs}_{D} \\
\mathcal{L}_{\text{Lépton}} &= \int d^4\theta \sum_{a=e}^{\tau} \left[ \bar{\hat{L}}_{aL} e^{2gT^i\hat{V}^i + g'(-1)\hat{V}'} \hat{L}_{aL} \right. \\
&+ \left. \bar{\hat{l}}^c_{aL} e^{g'(2)\hat{V}'} \hat{l}^c_{aL} \right] \\
&= \mathcal{L}^{\text{Lépton}}_{llV} + \mathcal{L}^{\text{Lépton}}_{\tilde{l}\tilde{l}V} + \mathcal{L}^{\text{Lépton}}_{l\tilde{l}\tilde{V}} \\
&+ \mathcal{L}^{\text{Lépton}}_{\tilde{l}\tilde{l}VV} + \mathcal{L}^{\text{Lépton}}_{cin} + \mathcal{L}^{\text{Lépton}}_{F} \\
&+ \mathcal{L}^{\text{Lépton}}_{D}
\end{aligned}
$$

Superpotencial $W = W_H + W_Y + W_{NR}$

$$
\begin{aligned}
W_H &= \mu\, \epsilon_{ij} \widehat{H}_1^i \widehat{H}_2^j \\
W_Y &= \epsilon_{ij} \left[ \sum_{a,b=e}^{\tau} f^l_{ab} \widehat{H}_1^i \widehat{L}^j_{aL} \widehat{l}^c_{bL} + \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} f^d_{\alpha\beta} \widehat{H}_1^i \widehat{Q}^j_{\alpha L} \widehat{d}^c_{\beta L} \right. \\
&+ \left. \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} f^u_{\alpha\beta} \widehat{H}_2^j \widehat{Q}^i_{\alpha L} \widehat{u}^c_{\beta L} \right]
\end{aligned}
$$




$$
\begin{aligned}
W_{NR} &= \sum_{a=e}^{\tau} \mu_{1a} \epsilon_{ij} \widehat{L}^i_{aL} \widehat{H}^j_2 + \sum_{a,b,c=e}^{\tau} \lambda_{abc} \epsilon_{ij} \widehat{L}^i_{aL} \widehat{L}^j_{bL} \widehat{l}^c_{cL} \\
&+ \sum_{a=e}^{\tau} \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \lambda^1_{a\alpha\beta} \epsilon_{ij} \widehat{L}^i_{aL} \widehat{Q}^j_{\alpha L} \widehat{d}^c_{\beta L} \\
&+ \sum_{\alpha,\beta,\gamma=1}^{3} \lambda^2_{\alpha\beta\gamma} \widehat{u}^c_{\alpha L} \widehat{d}^c_{\beta L} \widehat{d}^c_{\gamma L}
\end{aligned}
$$

O termo soft

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Soft} &= \mathcal{L}_{SMT} + \mathcal{L}_{GMT} + \mathcal{L}_{INT} \\
\mathcal{L}_{SMT} &= -\int d^4\theta \left[ \sum_{a,b=e}^{\tau} M_L^2 \, \tilde{L}_a^\dagger \tilde{L}_b + \sum_{a,b=e}^{\tau} M_l^2 \tilde{l}_a^{c\dagger} \tilde{l}_b^c \right. \\
&+ \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} M_Q^2 \, \tilde{Q}_\alpha^\dagger \tilde{Q}_\beta + \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} M_u^2 \tilde{u}_\alpha^{c\dagger} \tilde{u}_\beta^c \\
&+ \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} M_d^2 \tilde{d}_\alpha^{c\dagger} \tilde{d}_\beta^c + M_1^2 H_1^\dagger H_1 \\
&+ \left. M_2^2 H_2^\dagger H_2 - M_{12}^2 \epsilon_{ij} \left( H_1^i H_2^j + h.c. \right) \right] \\
\mathcal{L}_{GMT} &= -\frac{1}{2} \int d^4\theta \left[ \left( M_3 \sum_{a=1}^{8} \tilde{g}^a \tilde{g}^a + M \sum_{i=1}^{3} \lambda_A^i \lambda_A^i \right. \right. \\
&+ \left. \left. M' \, \lambda_B \lambda_B \right) + h.c. \right] \\
\mathcal{L}_{INT} &= \left( \sum_{a,b=e}^{\tau} A_{ab}^l H_1 \tilde{L}_{aL} \tilde{l}_{bL}^c + \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} A_{\alpha\beta}^d H_1 \tilde{Q}_{\alpha L} \tilde{d}_{\beta L}^c \right. \\
&+ \left. \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} A_{\alpha\beta}^u H_2 \tilde{Q}_{\alpha L} \tilde{u}_{\beta L}^c + h.c. \right)
\end{aligned}
$$

Espectro Físico

- Léptons
- Quarks
- Bósons de Gauge

São os mesmos que o do MP

# Setor Escalar

- CP ímpar $A^0$

$$\binom{G^0}{A^0} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin\beta & \cos\beta \\ -\cos\beta & \sin\beta \end{pmatrix} \binom{\Im(H_2^0)}{\Im(H_1^0)}$$

- CP par $h^0$, $H^0$

$$\binom{h^0}{H^0} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \binom{\Re(H_2^0) - v_2}{\Re(H_1^0) - v_1}$$

- Higgs carregados $H^\pm$

$$\binom{G^+}{H^+} = \begin{pmatrix} \sin\beta & \cos\beta \\ -\cos\beta & \sin\beta \end{pmatrix} \binom{H_2^+}{H_1^{-*}}$$

- squarks

$$\binom{\tilde{q}_1}{\tilde{q}_2} = \mathcal{R} \binom{\tilde{q}_L}{\tilde{q}_R}, \quad \mathcal{R} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

- sléptons análogo aos squarks

# Novos Férmions

mistura do gauginos e higgsinos

- Charginos $\lambda^+$, $\tilde{H}_2^+$

$$\tilde{\chi}_1^+$$
$$\tilde{\chi}_2^+$$

- Neutralinos (4 estados tipo Majorana)

$$\tilde{\chi}_1^0$$
$$\tilde{\chi}_2^0$$
$$\tilde{\chi}_3^0$$
$$\tilde{\chi}_4^0$$