

# Supersymétrie — le MSSM : une introduction

Michel Rausch de Trautenberg

*26 mars 2008*

**Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien**

# 1 Symétries en physique des particules

- Généralités
- Types de symétries

## 2 La supersymétrie

- Pourquoi introduire la supersymétrie
- Conséquences de la supersymétrie

## 3 Le MSSM

- Le contenu en particules
- Champs de matière
- Champs de Jauge
- Brisure de SUSY

## 4 MSSM et masse des particules

## 5 Conclusion

## 1 Symétries en physique des particules

- Généralités
- Types de symétries

## 2 La supersymétrie

- Pourquoi introduire la supersymétrie
- Conséquences de la supersymétrie

## 3 Le MSSM

- Le contenu en particules
- Champs de matière
- Champs de Jauge
- Brisure de SUSY

## 4 MSSM et masse des particules

## 5 Conclusion

## 1 Symétries en physique des particules

- Généralités
- Types de symétries

## 2 La supersymétrie

- Pourquoi introduire la supersymétrie
- Conséquences de la supersymétrie

## 3 Le MSSM

- Le contenu en particules
- Champs de matière
- Champs de Jauge
- Brisure de SUSY

## 4 MSSM et masse des particules

## 5 Conclusion

## 1 Symétries en physique des particules

- Généralités
- Types de symétries

## 2 La supersymétrie

- Pourquoi introduire la supersymétrie
- Conséquences de la supersymétrie

## 3 Le MSSM

- Le contenu en particules
- Champs de matière
- Champs de Jauge
- Brisure de SUSY

## 4 MSSM et masse des particules

## 5 Conclusion

- 1 Symétries en physique des particules
  - Généralités
  - Types de symétries
- 2 La supersymétrie
  - Pourquoi introduire la supersymétrie
  - Conséquences de la supersymétrie
- 3 Le MSSM
  - Le contenu en particules
  - Champs de matière
  - Champs de Jauge
  - Brisure de SUSY
- 4 MSSM et masse des particules
- 5 Conclusion

- 1 Symétries en physique des particules
  - Généralités
  - Types de symétries
- 2 La supersymétrie
  - Pourquoi introduire la supersymétrie
  - Conséquences de la supersymétrie
- 3 Le MSSM
  - Le contenu en particules
  - Champs de matière
  - Champs de Jauge
  - Brisure de SUSY
- 4 MSSM et masse des particules
- 5 Conclusion

# 1. Symétrie en physique des particules

## 1.1 Généralités



# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps  $\rightarrow$  masse, spin
  - 2
- Action d'une symétrie
  - 1 en mécanique classique  $\rightarrow$  matrice

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée

1 symétrie d'espace-temps  $\rightarrow$  masse, spin

2

- Action d'une symétrie

1 en mécanique classique  $\rightarrow$  matrice

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée

1 symétrie d'espace-temps → masse, spin

2 symétrie interne

- Action d'une symétrie

1 en mécanique classique → matrice

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur etc.
- Action d'une symétrie
  - 1 en mécanique classique → matrice

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  - 1 en mécanique classique → matrice

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice



# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps  $\rightarrow$  masse, spin
  - 2 symétrie interne  $\rightarrow$  charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique  $\rightarrow$  matrice

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice

# Symétrie : principes généraux

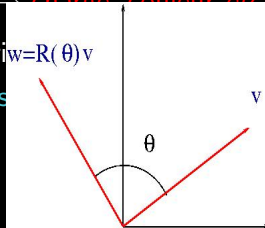
- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée

1 symétrie d'espace-temps → masse, spin

2 symétrie interne → charge, couleur etc

- Action d'une symétrie  $w=R(\theta)v$

1. en mécanique clas



# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice
  2. en mécanique quantique → opérateur

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée

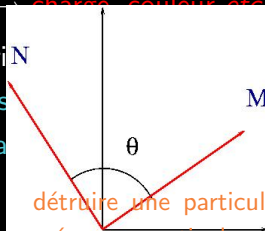
1 symétrie d'espace-temps  $\rightarrow$  masse, spin

2 symétrie interne  $\rightarrow$  charge, couleur etc.

- Action d'une symétrie

1. en mécanique classique

2. en mécanique quantique



détruire une particule en  $M$  puis  
 créer une particule en  $N$ .

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice
  2. en mécanique quantique → opérateur  $R \sim a_M^\dagger a_N$ 
    - symétries → classer les systèmes physiques
    - symétries en physique des particules → dictent la dynamique
    - types de symétries envisageables ?

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice
  2. en mécanique quantique → opérateur  $R \sim a_M^\dagger a_N$ 
    - symétries → classer les systèmes physiques
    - symétries en physique des particules → dictent la dynamique
    - types de symétries envisageables ?

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice
  2. en mécanique quantique → opérateur  $R \sim a_M^\dagger a_N$ 
    - symétries → classer les systèmes physiques
    - symétries en physique des particules → dictent la dynamique
    - types de symétries envisageables ?



# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice
  2. en mécanique quantique → opérateur  $R \sim a_M^\dagger a_N$ 
    - symétries → classer les systèmes physiques
    - symétries en physique des particules → dictent la dynamique
    - types de symétries envisageables ?

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice
  2. en mécanique quantique → opérateur  $R \sim a_M^\dagger a_N$ 
    - symétries → classer les systèmes physiques
    - symétries en physique des particules → dictent la dynamique
    - types de symétries envisageables ?

# Symétrie : principes généraux

- Symétrie = transformation qui laisse le système invariant
- à toute symétrie correspond une quantité conservée
  - 1 symétrie d'espace-temps → masse, spin
  - 2 symétrie interne → charge, couleur *etc*
- Action d'une symétrie.
  1. en mécanique classique → matrice
  2. en mécanique quantique → opérateur  $R \sim a_M^\dagger a_N$ 
    - symétries → classer les systèmes physiques
    - symétries en physique des particules → dictent la dynamique
    - types de symétries envisageables ?

# 1. Symétrie en physique des particules

## 1.2 Types de symétries

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = bosons  $b^a, b_a^\dagger$   
 fermions  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs bosoniques

$$B_A = \sum_b b^\dagger (K_{bb})_A b + \sum_f f^\dagger (K_{ff})_A f$$

→ opérateurs fermioniques

$$F_I = \sum_b f^\dagger (K_{bf})_I b + \sum_f f (K_{fb})_I f^\dagger$$

→ théorème de Noether

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = bosons  $b^a, b_a^\dagger$   
 fermions  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs bosoniques

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{f,g} f_g^\dagger (K_{ff})_A{}^g{}_f f^f$$

→ opérateurs fermioniques

$$F_I = \sum_a b_a (K_{bf})_I{}^a{}_f + \sum_f f_f (K_{fb})_I{}^f{}_b$$

→ théorème de Noether

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = **bosons**  $b^a, b_a^\dagger$   
**fermions**  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs **bosoniques**

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{i,j} f_i^\dagger (K_{ff})_A{}^i{}_j f^j$$

→ opérateurs **fermioniques**

$$F_I = \sum_a b_a (K_{bf})_I{}^a{}_f + \sum_i f_i (K_{fb})_I{}^i{}_b$$

→ théorème de Noether

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = **bosons**  $b^a, b_a^\dagger$   
**fermions**  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs **bosoniques**

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{i,j} f_i^\dagger (K_{ff})_A{}^i{}_j f^j$$

→ opérateurs **fermioniques**

$$F_I = \sum_a b_a^\dagger (K_{bf})_I{}^a{}_b f^b + \sum_i f_i^\dagger (K_{fb})_I{}^i{}_j b^j$$

→ théorème de Noether



# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = **bosons**  $b^a, b_a^\dagger$   
**fermions**  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs **bosoniques**

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{i,j} f_i^\dagger (K_{ff})_A{}^i{}_j f^j$$

→ opérateurs **fermioniques**

$$F_I = \sum_{a,j} b_a^\dagger (K_{bf})_I{}^a{}_j f^j + \sum_{i,b} f_i^\dagger (K_{fb})_I{}^i{}_b b^b$$

→ théorème de Noether

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = **bosons**  $b^a, b_a^\dagger$   
**fermions**  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs **bosoniques**

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{i,j} f_i^\dagger (K_{ff})_A{}^i{}_j f^j$$

→ opérateurs **fermioniques**

$$F_I = \sum_{a,i} b_a^\dagger (K_{bf})_I{}^a{}_i f^i + \sum_{i,a} f_i^\dagger (K_{fb})_I{}^i{}_a b^a$$

→ théorème de Noether

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = **bosons**  $b^a, b_a^\dagger$   
**fermions**  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs **bosoniques**

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{i,j} f_i^\dagger (K_{ff})_A{}^i{}_j f^j$$

→ opérateurs **fermioniques**

$$F_I = \sum_{a,i} b_a^\dagger (K_{bf})_I{}^a{}_i f^i + \sum_{i,a} f_i^\dagger (K_{fb})_I{}^i{}_a b^a$$

→ théorème de Noether

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = **bosons**  $b^a, b_a^\dagger$   
**fermions**  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs **bosoniques**

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{i,j} f_i^\dagger (K_{ff})_A{}^i{}_j f^j$$

→ opérateurs **fermioniques**

$$F_I = \sum_{a,i} b_a^\dagger (K_{bf})_I{}^a{}_i f^i + \sum_{i,a} f_i^\dagger (K_{fb})_I{}^i{}_a b^a$$

→ théorème de Noether

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = bosons  $b^a, b_a^\dagger$   
fermions  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs bosoniques

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{i,j} f_i^\dagger (K_{ff})_A{}^i{}_j f^j$$

→ opérateurs fermioniques

$$F_I = \sum_{a,i} b_a^\dagger (K_{bf})_I{}^a{}_i f^i + \sum_{i,a} f_i^\dagger (K_{fb})_I{}^i{}_a b^a$$

→ théorème de Noether

# Les opérateurs de symétrie

→ agissent sur un Hilbert

→ particules = **bosons**  $b^a, b_a^\dagger$   
**fermions**  $f^i, f_i^\dagger$

→ opérateurs **bosoniques**

$$B_A = \sum_{a,b} b_a^\dagger (K_{bb})_A{}^a{}_b b^b + \sum_{i,j} f_i^\dagger (K_{ff})_A{}^i{}_j f^j$$

→ opérateurs **fermioniques**

$$F_I = \sum_{a,i} b_a^\dagger (K_{bf})_I{}^a{}_i f^i + \sum_{i,a} f_i^\dagger (K_{fb})_I{}^i{}_a b^a$$

→ théorème de Noether

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$|B_1 \ B_2\rangle = B_3$$

$$|B_1 \ F_2\rangle = F_3$$

$$|F_1 \ F_2\rangle = B_3$$

→ symétries bosoniques  $B = |B_1 \dots B_n\rangle$

→ symétries fermioniques  $F = |B_1 \dots B_n\rangle |F_1 \dots F_m\rangle$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$[B_1, B_2] = B_3$$

$$[B_1, F_2] = F_3$$

$$[F_1, F_2] = B_3$$

→ symétries bosoniques  $B = [B_1, \dots, B_n]$

→ symétries fermioniques  $F = [B_1, \dots, B_n, F_1, \dots, F_m]$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?



# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ [F_1, F_2] &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries continues  $G = [B_1, \dots, B_n]$

→ symétries discrètes  $G = [B_1, \dots, B_n] \times [F_1, \dots, F_m]$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$[B_1, B_2] = B_3$$

$$[B_1, F_2] = F_3$$

$$[F_1, F_2] = B_3$$

→ symétries **internales**  $G = [B_1, \dots, B_n]$

→ symétries **externes**  $G = [B_1, \dots, B_n] \oplus [F_1, \dots, F_m]$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$[B_1, B_2] = B_3$$

$$[B_1, F_2] = F_3$$

$$[F_1, F_2] = B_3$$

→ symétries continues  $\mathfrak{g} = \mathfrak{so}(B_1, \dots, B_n)$

→ symétries continues  $\mathfrak{g} = \mathfrak{so}(B_1, \dots, B_n) \oplus \mathfrak{so}(F_1, \dots, F_m)$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$[B_1, B_2] = B_3$$

$$[B_1, F_2] = F_3$$

$$\{F_1, F_2\} = B_3$$

→ symétries continues  $\mathcal{G} = [B_1, \dots, B_n]$

→ symétries discrètes  $\mathcal{G} = [B_1, \dots, B_n] \times [F_1, \dots, F_m]$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ \{F_1, F_2\} &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries continues  $\mathcal{G} = [B_1, \dots, B_n]$

→ symétries discrètes  $\mathcal{G} = [B_1, \dots, B_n] \times [F_1, \dots, F_m]$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ \{F_1, F_2\} &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries **bosoniques**  $[B_1, \dots, B_n]$

→ symétries **fermioniques**  $[B_1, \dots, B_n], \{F_1, \dots, F_m\}$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ \{F_1, F_2\} &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries **bosoniques**  $B = \{B_1, \dots, B_n\}$

→ symétries **fermioniques**  $F = \{B_1, \dots, B_n\} \cup \{F_1, \dots, F_m\}$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ \{F_1, F_2\} &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries **bosoniques**  $B = \{B_1, \dots, B_n\}$

→ symétries **fermioniques**  $F = \{F_1, \dots, F_m\}$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?



# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ \{F_1, F_2\} &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries **bosoniques**  $\mathcal{B} = \{B_1, \dots, B_n\}$

→ symétries **fermioniques**  $\mathcal{F} = \{B_1, \dots, B_n\} \oplus \{F_1, \dots, F_m\}$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ \{F_1, F_2\} &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries **bosoniques**  $\mathcal{B} = \{B_1, \dots, B_n\}$

→ symétries **fermioniques**  $\mathcal{F} = \{B_1, \dots, B_n\} \oplus \{F_1, \dots, F_m\}$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ \{F_1, F_2\} &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries **bosoniques**  $\mathcal{B} = \{B_1, \dots, B_n\}$

→ symétries **fermioniques**  $\mathcal{F} = \{B_1, \dots, B_n\} \oplus \{F_1, \dots, F_m\}$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$[B_1, B_2] = B_3$$

$$[B_1, F_2] = F_3$$

$$\{F_1, F_2\} = B_3$$

→ symétries **bosoniques**  $\mathcal{B} = \{B_1, \dots, B_n\}$

→ symétries **fermioniques**  $\mathcal{F} = \{B_1, \dots, B_n\} \oplus \{F_1, \dots, F_m\}$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Symétries en physique des particules

→ théorème **spin-statistique**

**bosons**  $[a^a, a_b^\dagger] = \delta^a_b$   $[a^a, a^b] = 0$   $[a_a^\dagger, a_b^\dagger] = 0$

**fermions**  $\{f^i, f_j^\dagger\} = \delta^i_j$   $\{f^i, f^j\} = 0$   $\{f_i^\dagger, f_j^\dagger\} = 0$

→ types de symétrie

$$\begin{aligned} [B_1, B_2] &= B_3 \\ [B_1, F_2] &= F_3 \\ \{F_1, F_2\} &= B_3 \end{aligned}$$

→ symétries **bosoniques**  $\mathcal{B} = \{B_1, \dots, B_n\}$

→ symétries **fermioniques**  $\mathcal{F} = \{B_1, \dots, B_n\} \oplus \{F_1, \dots, F_m\}$

Quelles sont les symétries envisageables en physique des particules ?

# Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

|                 | $P$                                                                         | $\times$ | $G$                                                                                             |
|-----------------|-----------------------------------------------------------------------------|----------|-------------------------------------------------------------------------------------------------|
|                 | sym. E.T.<br>Poincaré                                                       |          | sym internes<br>groupe de jauge                                                                 |
| Coleman-Mandula | gravitation<br>$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$<br>$L_{\mu\nu} \ltimes P_\mu$ |          | spin 0<br>int. fondamentales<br>$\mathfrak{so}(3) \ltimes \mathfrak{su}(N)$<br>$(\mathfrak{g})$ |

$$[L, L] = L, [L, P] = P, [P, P] = 0,$$

$$[L, J] = 0, [P, J] = 0,$$

$$[P, J] = 0$$

# Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

| $P$                            | $\times$ | $G$                             |
|--------------------------------|----------|---------------------------------|
| sym. E.T.<br>Poincaré          |          | sym internes<br>groupe de jauge |
| gravitation                    |          | spin 0<br>int. fondamentales    |
| $\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$ |          | $\mathfrak{g}$                  |
| $L_{\mu\nu} \ltimes P_\mu$     |          | $(T_a)$                         |

Coleman-Mandula

$$[L, L] = L, [L, P] = P, [P, P] = 0,$$

$$[L, T] = 0, [P, T] = 0,$$

$$[T, T] = 0$$

# Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

$P$

$\times$

$G$

sym. E.T.  
 Poincaré

sym internes  
 groupe de jauge

Coleman-Mandula

spin 0

gravitation

int. fondamentales

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$$

$$\mathfrak{su}(3) \times \mathfrak{su}(2) \times \mathfrak{u}(1)$$

$$L_{\mu\nu} \oplus P_\mu$$

$$G$$

$$[L, L] = L, [L, P] = P, [P, P] = 0,$$

$$[L, G] = 0, [P, G] = 0,$$

$$[G, G] =$$



## Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

$P$

$\times$

$G$

sym. E.T.  
 Poincaré

sym internes  
 groupe de jauge  
 spin 0

Coleman-Mandula

gravitation

int. fondamentales

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$$

$$\mathfrak{su}(3) \times \mathfrak{su}(2) \times \mathfrak{u}(1)$$

$$\langle L_{\mu\nu} \rangle \ltimes \langle P_\mu \rangle$$

$$\langle T_a \rangle$$

$$[L, L] = L, [L, P] = P, [P, P] = 0,$$

$$[L, G] = 0, [P, G] = 0,$$

$$[G, G] = 0$$

## Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

$P$

$\times$

$G$

sym. E.T.  
 Poincaré

sym internes  
 groupe de jauge  
 spin 0

Coleman-Mandula

gravitation

int. fondamentales

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$$

$$\langle L_{\mu\nu} \rangle \ltimes \langle P_\mu \rangle$$

$$\mathfrak{su}(3) \times \mathfrak{su}(2) \times \mathfrak{u}(1)$$

$$\langle T_a \rangle$$

$$[L, L] = L, \quad [L, P] = P, \quad [P, P] = 0,$$

$$[L, T] = 0, \quad [P, T] = 0,$$

$$[T, T] = 0$$

## Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

$P$

$\times$

$G$

sym. E.T.  
 Poincaré

sym internes  
 groupe de jauge  
 spin 0

Coleman-Mandula

gravitation

int. fondamentales

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$$

$$\mathfrak{su}(3) \times \mathfrak{su}(2) \times \mathfrak{u}(1)$$

$$\langle L_{\mu\nu} \rangle \ltimes \langle P_\mu \rangle$$

$$\langle T_a \rangle$$

$$[L, L] = L, \quad [L, P] = P, \quad [P, P] = 0,$$

$$[L, T] = 0, \quad [P, T] = 0,$$

$$[T, T] = 0$$

## Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

$P$

$\times$

$G$

sym. E.T.  
 Poincaré

sym internes  
 groupe de jauge  
 spin 0

Coleman-Mandula

gravitation

int. fondamentales

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$$

$$\langle L_{\mu\nu} \rangle \ltimes \langle P_\mu \rangle$$

$$\mathfrak{su}(3) \times \mathfrak{su}(2) \times \mathfrak{u}(1)$$

$$\langle T_a \rangle$$

$$[L, L] = L, \quad [L, P] = P, \quad [P, P] = 0,$$

$$[L, T] = 0, \quad [P, T] = 0,$$

$$[T, T] = T$$

## Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

$P$

$\times$

$G$

sym. E.T.  
 Poincaré

sym internes  
 groupe de jauge  
 spin 0

Coleman-Mandula

gravitation

int. fondamentales

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$$

$$\langle L_{\mu\nu} \rangle \ltimes \langle P_\mu \rangle$$

$$\mathfrak{su}(3) \times \mathfrak{su}(2) \times \mathfrak{u}(1)$$

$$\langle T_a \rangle$$

$$[L, L] = L, [L, P] = P, [P, P] = 0,$$

$$[L, T] = 0, [P, T] = 0,$$

$$[T, T] = T$$

# Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

$P$

$\times$

$G$

sym. E.T.  
 Poincaré

sym internes  
 groupe de jauge  
 spin 0

Coleman-Mandula

gravitation

int. fondamentales

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$$

$$\langle L_{\mu\nu} \rangle \ltimes \langle P_\mu \rangle$$

$$\mathfrak{su}(3) \times \mathfrak{su}(2) \times \mathfrak{u}(1)$$

$$\langle T_a \rangle$$

$$[L, L] = L, [L, P] = P, [P, P] = 0,$$

$$[L, T] = 0, [P, T] = 0,$$

$$[T, T] = T$$

# Coleman-Mandula

→ symétries bosoniques : générateurs spin entier

$P$

$\times$

$G$

sym. E.T.  
 Poincaré

sym internes  
 groupe de jauge  
 spin 0

Coleman-Mandula

gravitation

int. fondamentales

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$$

$$\langle L_{\mu\nu} \rangle \ltimes \langle P_\mu \rangle$$

$$\mathfrak{su}(3) \times \mathfrak{su}(2) \times \mathfrak{u}(1)$$

$$\langle T_a \rangle$$

$$[L, L] = L, [L, P] = P, [P, P] = 0,$$

$$[L, T] = 0, [P, T] = 0,$$

$$[T, T] = T$$

# Haag-Lopuszanski-Sohnius

→ symétries de type **fermionique**

Haag-Lopuszanski-Sohnius

$$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T \ltimes S$$

$$T = \{P_\mu, M_{\mu\nu}\} \quad S = \{Q_\alpha, \bar{Q}_\alpha\}$$

$$[P_\mu, Q_\alpha] = 0, \quad [P_\mu, \bar{Q}_\alpha] = 0,$$

$$[M_{\mu\nu}, Q_\alpha] = \bar{\sigma}_{\mu\nu} \alpha \bar{Q}, \quad [M_{\mu\nu}, \bar{Q}_\alpha] = 0,$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 2\sigma_{\alpha\beta} P_0, \quad \{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0, \quad \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0$$

supersymétrie



# Haag-Lopuszanski-Sohnius

→ symétries de type **fermionique**

Haag-Lopuszanski-Sohnius

$so(1,3) \ltimes T \times S$   
 sym E, T, + int. spineurs  $Q_\alpha, \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}$

$$[M_{\mu\nu}, Q_\alpha] = \sigma_{\mu\nu} Q_\alpha, \quad [P_\mu, Q_\alpha] = 0,$$

$$[M_{\mu\nu}, \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}] = \tilde{\sigma}_{\mu\nu} \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}, \quad [P_\mu, \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}] = 0,$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 2\pi i \epsilon_{\alpha\beta}, \quad \{Q_\alpha, \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}\} = 0, \quad \{\tilde{Q}^{\dot{\alpha}}, \tilde{Q}^{\dot{\beta}}\} = 0$$

supersymétrie

# Haag-Lopuszanski-Sohnius

→ symétries de type **fermionique**

Haag-Lopuszanski-Sohnius

$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T \times S$   
 sym E.T. + int. spineurs  $Q_\alpha, \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}$

$$\begin{aligned} [L_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= \sigma_{\mu\nu\alpha}{}^\beta Q_\beta, & [P_\mu, Q_\alpha] &= 0, \\ [L_{\mu\nu}, \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}] &= \tilde{\sigma}_{\mu\nu}{}^{\dot{\alpha}}{}_{\dot{\beta}} \tilde{Q}^{\dot{\beta}}, & [P_\mu, \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}] &= 0, \\ \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 2\epsilon_{\alpha\beta} F, & \{Q_\alpha, \tilde{Q}^{\dot{\alpha}}\} &= 0, & \{\tilde{Q}^{\dot{\alpha}}, \tilde{Q}^{\dot{\beta}}\} &= 0 \end{aligned}$$

supersymétrie

# Haag-Lopuszanski-Sohnius

→ symétries de type **fermionique**

Haag-Lopuszanski-Sohnius

$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$   $\times$   $S$   
 sym E.T. + int. spineurs  $Q_\alpha, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}$

$$\begin{aligned} [L_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= \sigma_{\mu\nu\alpha}{}^\beta Q_\beta, & [P_\mu, Q_\alpha] &= 0, \\ [L_{\mu\nu}, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] &= \bar{\sigma}_{\mu\nu}{}^{\dot{\alpha}}{}_{\dot{\beta}} \bar{Q}^{\dot{\beta}}, & [P_\mu, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] &= 0, \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} &= 2\sigma_{\mu\alpha\dot{\alpha}} P_\mu, & \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 0, & \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} &= 0 \end{aligned}$$

supersymétrie

# Haag-Lopuszanski-Sohnius

→ symétries de type **fermionique**

Haag-Lopuszanski-Sohnius

$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T \quad \times \quad S$   
 sym E.T. + int.      spineurs  $Q_\alpha, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}$

$$\begin{aligned} [L_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= \sigma_{\mu\nu\alpha}{}^\beta Q_\beta, & [P_\mu, Q_\alpha] &= 0, \\ [L_{\mu\nu}, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] &= \bar{\sigma}_{\mu\nu}{}^{\dot{\alpha}}{}_{\dot{\beta}} \bar{Q}^{\dot{\beta}}, & [P_\mu, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] &= 0, \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} &= 2\sigma_{\mu\alpha\dot{\alpha}} P_\mu, & \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 0, \quad \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \end{aligned}$$

supersymétrie

# Haag-Lopuszanski-Sohnius

→ symétries de type **fermionique**

Haag-Lopuszanski-Sohnius

$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T \quad \times \quad S$   
 sym E.T. + int.      spineurs  $Q_\alpha, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}$

$$\begin{aligned} [L_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= \sigma_{\mu\nu\alpha}{}^\beta Q_\beta, & [P_\mu, Q_\alpha] &= 0, \\ [L_{\mu\nu}, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] &= \bar{\sigma}_{\mu\nu}{}^{\dot{\alpha}}{}_{\dot{\beta}} \bar{Q}^{\dot{\beta}}, & [P_\mu, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] &= 0, \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}\} &= 2\sigma_{\mu\alpha\dot{\alpha}} P_\mu, & \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 0, \quad \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \end{aligned}$$

supersymétrie

# Haag-Lopuszanski-Sohnius

→ symétries de type **fermionique**

Haag-Lopuszanski-Sohnius

$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$   $\times$   $S$   
 sym E.T. + int. spineurs  $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$

$$\begin{aligned} [L_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= \sigma_{\mu\nu\alpha}{}^\beta Q_\beta, & [P_\mu, Q_\alpha] &= 0, \\ [L_{\mu\nu}, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}] &= \bar{\sigma}_{\mu\nu}{}^{\dot{\alpha}}{}_{\dot{\beta}} \bar{Q}^{\dot{\beta}}, & [P_\mu, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}] &= 0, \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} &= 2\sigma_{\mu\alpha\dot{\alpha}} P_\mu, & \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 0, \quad \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \end{aligned}$$

supersymétrie

# Haag-Lopuszanski-Sohnius

→ symétries de type **fermionique**

Haag-Lopuszanski-Sohnius

$\mathfrak{so}(1,3) \ltimes T$   $\times$   $S$   
 sym E.T. + int. spineurs  $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$

$$\begin{aligned} [L_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= \sigma_{\mu\nu\alpha}{}^\beta Q_\beta, & [P_\mu, Q_\alpha] &= 0, \\ [L_{\mu\nu}, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}] &= \bar{\sigma}_{\mu\nu}{}^{\dot{\alpha}}{}_{\dot{\beta}} \bar{Q}^{\dot{\beta}}, & [P_\mu, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}] &= 0, \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} &= 2\sigma_{\mu\alpha\dot{\alpha}} P_\mu, & \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 0, \quad \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \end{aligned}$$

supersymétrie

## 2. La supersymétrie

### 2.1 Pourquoi introduire la supersymétrie ?



# Pourquoi incorporer SUSY au sein du modèle standard

- le modèle standard a une très bonne confirmation expérimentale
- connaissant les paramètres (masse *etc* → grande précision)

beaucoup de questions

1. paramètres de MS
2. problème de la hiérarchie (masse du boson de Higgs)
3. comment incorporer la gravitation naturellement ?
4. Unification des constantes de couplage.

# Pourquoi incorporer SUSY au sein du modèle standard

- le modèle standard a une très bonne confirmation expérimentale
- connaissant les paramètres (masse *etc* → grande précision)

beaucoup de questions

1. paramètres de MS
2. problème de la hiérarchie (masse du boson de Higgs)
3. comment incorporer la gravitation naturellement ?
4. Unification des constantes de couplage.

# Pourquoi incorporer SUSY au sein du modèle standard

- le modèle standard a une très bonne confirmation expérimentale
- connaissant les paramètres (masse *etc* → grande précision)

## beaucoup de questions

1. paramètres de MS
2. problème de la hiérarchie (masse du boson de Higgs)
3. comment incorporer la gravitation naturellement ?
4. Unification des constantes de couplage.

# Pourquoi incorporer SUSY au sein du modèle standard

- le modèle standard a une très bonne confirmation expérimentale
- connaissant les paramètres (masse *etc* → grande précision)

beaucoup de questions

1. paramètres de MS
2. problème de la hiérarchie (masse du boson de Higgs)
3. comment incorporer la gravitation naturellement ?
4. Unification des constantes de couplage.

# Pourquoi incorporer SUSY au sein du modèle standard

- le modèle standard a une très bonne confirmation expérimentale
- connaissant les paramètres (masse *etc* → grande précision)

beaucoup de questions

1. paramètres de MS
2. problème de la hiérarchie (masse du boson de Higgs)
3. comment incorporer la gravitation naturellement ?
4. Unification des constantes de couplage.

# Pourquoi incorporer SUSY au sein du modèle standard

- le modèle standard a une très bonne confirmation expérimentale
- connaissant les paramètres (masse *etc* → grande précision)

beaucoup de questions

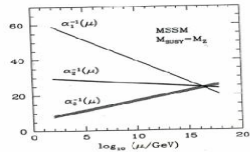
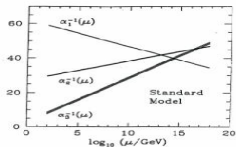
1. paramètres de MS
2. problème de la hiérarchie (masse du boson de Higgs)
3. comment incorporer la gravitation naturellement ?
4. Unification des constantes de couplage.

# Pourquoi incorporer SUSY au sein du modèle standard

- le modèle standard a une très bonne confirmation expérimentale
- connaissant les paramètres (masse *etc* → grande précision)

## beaucoup de questions

1. paramètres de MS
2. problème de la hiérarchie (masse du boson de Higgs)
3. comment incorporer la gravitation naturellement ?
4. Unification des constantes de couplage.





## 2. La supersymétrie

### 2.2 Conséquences de la supersymétrie

**SUSY** introduction d'un opérateur spinoriel  $Q$   $\{Q, Q\} = P$   
 égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques  
 les multiplets contiennent des états des deux statistiques

$$Q |s\rangle = |s \pm \frac{1}{2}\rangle$$

$$[Q, H] = 0$$

les particules d'un même multiplet ont la même masse

**SUSY** introduction d'un opérateur spinoriel  $Q$   $\{Q, Q\} = P$   
 égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques  
 les multiplets contiennent des états des deux statistiques

$$Q |s\rangle = \left| s \pm \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$[Q, H] = 0$$

les particules d'un même multiplet ont la même masse

**SUSY** introduction d'un opérateur spinoriel  $Q$   $\{Q, Q\} = P$   
égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques  
les multiplets contiennent des états des deux statistiques

$$Q |s\rangle = \left| s \pm \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$[P^2, Q] = 0$$

les particules d'un même multiplet ont la même masse

**SUSY** introduction d'un opérateur spinoriel  $Q$   $\{Q, Q\} = P$   
 égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques  
 les multiplets contiennent des états des deux statistiques

$$Q |s\rangle = \left| s \pm \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$[P^2, Q] = 0$$

les particules d'un même multiplet ont la même masse

**SUSY** introduction d'un opérateur spinoriel  $Q$   $\{Q, Q\} = P$   
 égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques  
 les multiplets contiennent des états des deux statistiques

$$Q |s\rangle = \left| s \pm \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$[P^2, Q] = 0$$

les particules d'un même multiplet ont la même masse

**SUSY** introduction d'un opérateur spinoriel  $Q$   $\{Q, Q\} = P$   
 égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques  
 les multiplets contiennent des états des deux statistiques

$$Q |s\rangle = \left| s \pm \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$[P^2, Q] = 0$$

les particules d'un même multiplet ont la même masse

**SUSY** introduction d'un opérateur spinoriel  $Q$   $\{Q, Q\} = P$   
 égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques  
 les multiplets contiennent des états des deux statistiques

$$Q |s\rangle = \left| s \pm \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$[P^2, Q] = 0$$

les particules d'un même multiplet ont la même masse



**SUSY** introduction d'un opérateur spinoriel  $Q$   $\{Q, Q\} = P$   
 égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques  
 les multiplets contiennent des états des deux statistiques

$$Q |s\rangle = \left| s \pm \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$[P^2, Q] = 0$$

les particules d'un même multiplet ont la même masse

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$$

supersymétrie :  $\rightarrow$  annule les divergences quadratiques  $\rightarrow$  absence de

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi$$

supersymétrie :  $\rightarrow$  absence de divergences quadratiques

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + \text{c.c.}$$

supersymétrie :  $\rightarrow$  annule les divergences quadratiques  
 absence de

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\not{\partial}\psi + m\bar{\psi}\psi$$

supersymétrie :  $\rightarrow$  absence de divergences quadratiques

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\not{\partial}\psi - m\bar{\psi}\psi$$

supersymétrie :  $\rightarrow$  absence de divergences quadratiques

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi$$

supersymétrie :  
 divergences quadratiques

absence de

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi$$

supersymétrie :  $\Rightarrow$  absence de divergences quadratiques



- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi$$

supersymétrie : protège la masse des scalaires absence de divergences quadratiques

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

supersymétrie : protège la masse des scalaires absence de divergences quadratiques

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

supersymétrie : protège la masse des scalaires absence de divergences quadratiques

- protège la masse des scalaires

spin 1 : invariance de jauge  $A_\mu \rightarrow U(A_\mu - \partial_\mu)U^{-1}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu$$

spin  $\frac{1}{2}$  : invariance chirale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

supersymétrie : protège la masse des scalaires absence de divergences quadratiques

## 3. Le MSSM

### 3.1 Le contenu en particules

# Les champs du MSSM

- **il faut doubler le spectre : particule  $\leftrightarrow$  partenaire susy**
- deux types de champs : champ de matière et champ de jauge
- Les champs de la matière - boson de Higgs
  - la matière est chirale =
    - il faut deux bosons de Higgs
- Les champs de jauge = champs vectoriels

# Les champs du MSSM

- il faut doubler le spectre : particule  $\leftrightarrow$  partenaire susy
- deux types de champs : champ de matière et champ de jauge
- Les champs de la matière - boson de Higgs
  - la matière est chirale = champs chiraux
  - il faut deux bosons de Higgs
- Les champs de jauge = champs vectoriels

# Les champs du MSSM

- il faut doubler le spectre : particule  $\leftrightarrow$  partenaire susy
- deux types de champs : champ de matière et champ de jauge
- Les champs de la matière - boson de Higgs
  - la matière est chirale = champs chiraux
  - il faut deux bosons de Higgs
- Les champs de jauge = champs vectoriels



# Les champs du MSSM

- il faut doubler le spectre : particule  $\leftrightarrow$  partenaire susy
- deux types de champs : champ de matière et champ de jauge
- Les champs de la matière - boson de Higgs
  - la matière est chirale = champs chiraux
  - il faut deux bosons de Higgs
- Les champs de jauge = champs vectoriels

# Les champs du MSSM

- il faut doubler le spectre : particule  $\leftrightarrow$  partenaire susy
- deux types de champs : champ de matière et champ de jauge
- Les champs de la matière - boson de Higgs
  - la matière est chirale = champs chiraux
  - il faut deux bosons de Higgs
- Les champs de jauge = champs vectoriels

# Les champs du MSSM

- il faut doubler le spectre : particule  $\leftrightarrow$  partenaire susy
- deux types de champs : champ de matière et champ de jauge
- Les champs de la matière - boson de Higgs
  - la matière est chirale = champs chiraux
  - il faut deux bosons de Higgs
- Les champs de jauge = champs vectoriels

# Les champs du MSSM

- il faut doubler le spectre : particule  $\leftrightarrow$  partenaire susy
- deux types de champs : champ de matière et champ de jauge
- Les champs de la matière - boson de Higgs
  - la matière est chirale = champs chiraux
  - il faut deux bosons de Higgs
- Les champs de jauge = champs vectoriels

## 3. Le MSSM

### 3.2 Champs de matière

- champ de matière :

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} z_i, & \psi_i, & F_i \end{pmatrix}$$

|          |           |             |
|----------|-----------|-------------|
| $s = 0$  | $s = 1/2$ | champ       |
| sleptons | leptons   | auxiliaires |
| squarks  | quarks    |             |
| Higgs    | Higgsinos |             |

- les particules et leur partenaires ont même nombres quantiques

- champ de matière :

$$\Phi_i = \left( \begin{array}{ccc} z_i, & \psi_i, & F_i \end{array} \right)$$

|          |           |             |
|----------|-----------|-------------|
| $s = 0$  | $s = 1/2$ | champ       |
| sleptons | leptons   | auxiliaires |
| squarks  | quarks    |             |
| Higgs    | Higgsinos |             |

- les particules et leur partenaires ont même nombres quantiques

- champ de matière :

$$\Phi_i = \left( \begin{array}{ccc} z_i, & \psi_i, & F_i \end{array} \right)$$

|          |           |             |
|----------|-----------|-------------|
| $s = 0$  | $s = 1/2$ | champ       |
| sleptons | leptons   | auxiliaires |
| squarks  | quarks    |             |
| Higgs    | Higgsinos |             |

- les particules et leur partenaires ont même nombres quantiques



# Champs de matière

- transformation susy

$$\delta z_i = \sqrt{2}\varepsilon\psi_i, \quad \delta\psi_i = -i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu z_i - \sqrt{2}\varepsilon F_i, \quad \delta F_i = -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon}$$

$$\text{cinétique} = \partial^\mu z^{i*}\partial_\mu z_i + i\bar{\psi}^i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + F^{i*}F_i$$

interaction = superpotentiel (invariant)

$$W = \frac{1}{6}\lambda^{ijk}z_iz_jz_k + \frac{1}{2}\mu^iz_iz_j$$

$$\text{interaction de Yukawa} \quad \rightarrow \quad L_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial z^i \partial z^j} \psi^i \psi^j - \frac{\partial W}{\partial z^i} F_i$$

$$\text{int. à quatre scalaires} \quad \rightarrow \quad V_F = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial z^i} \right|^2, \text{ termes } F$$

# Champs de matière

- transformation susy

$$\delta z_i = \sqrt{2}\varepsilon\psi_i, \quad \delta\psi_i = -i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu z_i - \sqrt{2}\varepsilon F_i, \quad \delta F_i = -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon}$$

$$\text{cinétique} = \partial^\mu z^{i*}\partial_\mu z_i + i\bar{\psi}^i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + F^{i*}F_i$$

interaction = superpotentiel (invariant)

$$W = \frac{1}{6}\lambda^{ijk}z_i z_j z_k + \frac{1}{2}\mu^{ij}z_i z_j$$

$$\text{interaction de Yukawa} \quad \rightarrow \quad L_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial z^i \partial z^j} \psi^i \psi^j - \frac{\partial W}{\partial z^i} F_i$$

$$\text{int. à quatre scalaires} \quad \rightarrow \quad V_F = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial z^i} \right|^2, \text{ termes } F$$

# Champs de matière

- transformation susy

$$\delta z_i = \sqrt{2}\varepsilon\psi_i, \quad \delta\psi_i = -i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu z_i - \sqrt{2}\varepsilon F_i, \quad \delta F_i = -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon}$$

$$\text{cinétique} = \partial^\mu z^{i*}\partial_\mu z_i + i\bar{\psi}^i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + F^{i*}F_i$$

interaction = superpotentiel (invariant)

$$W = \frac{1}{6}\lambda^{ijk}z_iz_jz_k + \frac{1}{2}\mu^{ij}z_iz_j$$

$$\text{interaction de Yukawa} \quad \rightarrow \quad L_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial z^i \partial z^j} \psi^i \psi^j - \frac{\partial W}{\partial z^i} F_i$$

$$\text{int. à quatre scalaires} \quad \rightarrow \quad V_F = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial z^i} \right|^2, \text{ termes } F$$

# Champs de matière

- transformation susy

$$\delta z_i = \sqrt{2}\varepsilon\psi_i, \quad \delta\psi_i = -i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu z_i - \sqrt{2}\varepsilon F_i, \quad \delta F_i = -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon}$$

$$\text{cinétique} = \partial^\mu z^{i*}\partial_\mu z_i + i\bar{\psi}^i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + F^{i*}F_i$$

interaction = superpotentiel (invariant)

$$W = \frac{1}{6}\lambda^{ijk}z_iz_jz_k + \frac{1}{2}\mu^{ij}z_iz_j$$

$$\text{interaction de Yukawa} \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial z^i\partial z^j}\psi^i\psi^j - \frac{\partial W}{\partial z^i}F_i$$

$$\text{int. à quatre scalaires} \rightarrow V_F = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial} \right|^2, \text{ termes } F$$

# Champs de matière

- transformation susy

$$\delta z_i = \sqrt{2}\varepsilon\psi_i, \quad \delta\psi_i = -i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu z_i - \sqrt{2}\varepsilon F_i, \quad \delta F_i = -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon}$$

$$\text{cinétique} = \partial^\mu z^{i*}\partial_\mu z_i + i\bar{\psi}^i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + F^{i*}F_i$$

interaction = superpotentiel (invariant)

$$W = \frac{1}{6}\lambda^{ijk}z_iz_jz_k + \frac{1}{2}\mu^{ij}z_iz_j$$

$$\text{interaction de Yukawa} \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial z^i\partial z^j}\psi_i\psi_j - \frac{\partial W}{\partial z^i}F_i$$

$$\text{int. à quatre scalaires} \rightarrow V_F = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial z_i} \right|^2, \text{ termes } F$$

# Champs de matière

- transformation susy

$$\delta z_i = \sqrt{2}\varepsilon\psi_i, \quad \delta\psi_i = -i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu z_i - \sqrt{2}\varepsilon F_i, \quad \delta F_i = -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon}$$

$$\text{cinétique} = \partial^\mu z^{i*}\partial_\mu z_i + i\bar{\psi}^i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + F^{i*}F_i$$

interaction = superpotentiel (invariant)

$$W = \frac{1}{6}\lambda^{ijk}z_iz_jz_k + \frac{1}{2}\mu^{ij}z_iz_j$$

$$\text{interaction de Yukawa} \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial z^i \partial z^j}\psi_i\psi_j - \frac{\partial W}{\partial z^i}F_i$$

$$\text{int. à quatre scalaires} \rightarrow V_F = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial z_i} \right|^2, \text{ termes } F$$

# Champs de matière

- transformation susy

$$\delta z_i = \sqrt{2}\varepsilon\psi_i, \quad \delta\psi_i = -i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu z_i - \sqrt{2}\varepsilon F_i, \quad \delta F_i = -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon}$$

$$\text{cinétique} = \partial^\mu z^{i*}\partial_\mu z_i + i\bar{\psi}^i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + F^{i*}F_i$$

interaction = superpotentiel (invariant)

$$W = \frac{1}{6}\lambda^{ijk}z_iz_jz_k + \frac{1}{2}\mu^{ij}z_iz_j$$

$$\text{interaction de Yukawa} \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial z^i \partial z^j}\psi_i\psi_j - \frac{\partial W}{\partial z^i}F_i$$

$$\text{int. à quatre scalaires} \rightarrow V_F = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial z_i} \right|^2, \text{ termes } F$$

# Champs de matière

- transformation susy

$$\delta z_i = \sqrt{2}\varepsilon\psi_i, \quad \delta\psi_i = -i\sqrt{2}\sigma^\mu\bar{\varepsilon}\partial_\mu z_i - \sqrt{2}\varepsilon F_i, \quad \delta F_i = -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\varepsilon}$$

$$\text{cinétique} = \partial^\mu z^{i*}\partial_\mu z_i + i\bar{\psi}^i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + F^{i*}F_i$$

interaction = superpotentiel (invariant)

$$W = \frac{1}{6}\lambda^{ijk}z_iz_jz_k + \frac{1}{2}\mu^{ij}z_iz_j$$

$$\text{interaction de Yukawa} \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial z^i \partial z^j}\psi_i\psi_j - \frac{\partial W}{\partial z^i}F_i$$

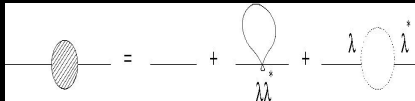
$$\text{int. à quatre scalaires} \rightarrow V_F = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial z_i} \right|^2, \text{ termes } F$$



Exemple  $\mathcal{W} = \frac{1}{6}\lambda z^3 \rightarrow \mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{4}|\lambda^2| z^4 - \frac{1}{2}\lambda z\psi\psi - \frac{1}{2}\lambda^* z^*\bar{\psi}\bar{\psi}$

Exemple  $W = \frac{1}{6}\lambda z^3 \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{4}|\lambda^2| z^4 - \frac{1}{2}\lambda z\psi\psi - \frac{1}{2}\lambda^* z^*\bar{\psi}\bar{\psi}$

Exemple  $W = \frac{1}{6}\lambda\Phi^3 \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{4}|\lambda|^2 z^4 - \frac{1}{2}\lambda z\psi\psi - \frac{1}{2}\lambda^* z^*\bar{\psi}\bar{\psi}$

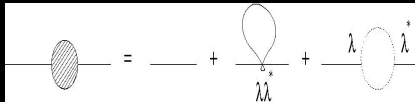


$$= -\frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} + \frac{1}{2}\lambda^* \lambda \frac{d^4 p}{p(p-q)}$$

$$= -\frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} + \frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} = 0$$

les divergences quadratiques se compensent

Exemple  $W = \frac{1}{6}\lambda\Phi^3 \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{4}|\lambda|^2 z^4 - \frac{1}{2}\lambda z\psi\psi - \frac{1}{2}\lambda^* z^*\bar{\psi}\bar{\psi}$

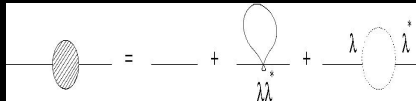


$$= -\frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} + \frac{1}{2}\lambda^* \lambda \frac{d^4 p}{p(p^2 - m^2)}$$

$$= -\frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} + \frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} = 0$$

les divergences quadratiques se compensent

Exemple  $W = \frac{1}{6}\lambda\Phi^3 \rightarrow L_{\text{int}} = -\frac{1}{4}|\lambda|^2 z^4 - \frac{1}{2}\lambda z\psi\psi - \frac{1}{2}\lambda^* z^*\bar{\psi}\bar{\psi}$



$$\begin{aligned}
 &= -\frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} + \frac{1}{2}\lambda^* \lambda \frac{d^4 p}{p(p - \not{q})} \\
 &= -\frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} + \frac{1}{4}|\lambda|^2 \int \frac{d^4 p}{p^2} = 0
 \end{aligned}$$

les divergences quadratiques se compensent

# Les champs du MSSM

$$su(3)_C \times su(2)_L \times u(1)_Y$$

$$Q = (\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6}) \text{ quarks-L}$$

$$U_c = (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3}) \text{ anti-quarks-L}$$

$$D_c = (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3}) \text{ anti-quarks-L}$$

$$L = (\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2}) \text{ leptons-L}$$

$$E_c = (\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1) \text{ anti-leptons-L}$$

$$H_1 = (\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2}) \text{ doublets}$$

$$H_2 = (\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2}) \text{ de Higgs}$$

# Désintégration du proton

$$\begin{aligned} W &= \lambda_E L.H_1 E_c + \lambda_D Q.H_1 D_c + \lambda_U Q.H_2 U_c + \mu H_1.H_2 \\ &+ \lambda_1 Q.L D_c + \lambda_2 L.L E_c + \lambda_3 U_c D_c D_c + \mu_2 L.H_2 \end{aligned}$$

TERMES DANGEREUX

# Désintégration du proton

$$W = \lambda_E L.H_1 E_c + \lambda_D Q.H_1 D_c + \lambda_U Q.H_2 U_c + \mu H_1.H_2 \\ + \lambda_1 Q.LD_c + \lambda_2 L.LE_c + \lambda_3 U_c D_c D_c + \mu_2 L.H_2$$

TERMES DANGEREUX



# Désintégration du proton

$$W = \lambda_E L.H_1 E_c + \lambda_D Q.H_1 D_c + \lambda_U Q.H_2 U_c + \mu H_1.H_2 \\ + \lambda_1 Q.LD_c + \lambda_2 L.LE_c + \lambda_3 U_c D_c D_c + \mu_2 L.H_2$$

TERMES DANGEREUX

# Désintégration du proton

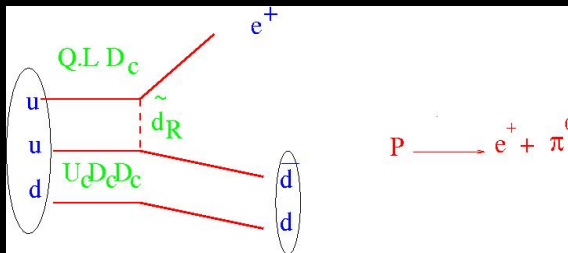
$$W = \lambda_E L.H_1 E_c + \lambda_D Q.H_1 D_c + \lambda_U Q.H_2 U_c + \mu H_1.H_2 \\ + \lambda_1 Q.LD_c + \lambda_2 L.LE_c + \lambda_3 U_c D_c D_c + \mu_2 L.H_2$$

TERMES DANGEREUX

# Désintégration du proton

$$W = \lambda_E L.H_1 E_c + \lambda_D Q.H_1 D_c + \lambda_U Q.H_2 U_c + \mu H_1.H_2 \\ + \lambda_1 Q.L D_c + \lambda_2 L.L E_c + \lambda_3 U_c D_c D_c + \mu_2 L.H_2$$

## TERMES DANGEREUX



## INTERDIRE LES TERMES DANGEREUX : $R$ -parité

$$R = (-1)^{2s+3B+L} = \begin{cases} 1 & \text{particules} \\ -1 & \text{super-particules} \end{cases}$$

- avec des arguments d'invariance + renormalisabilité  $W$  unique

$$\begin{aligned} W &= \lambda_E L \cdot H_1 E_c + \lambda_D Q \cdot H_1 D_c + \lambda_U Q \cdot H_2 U_c + \mu H_1 \cdot H_2 \\ R &= (-1)(1)(-1) \quad (-1)(1)(-1) \quad (-1)(1)(-1) \quad (1)(1) \\ &+ \lambda_1 Q \cdot L D_c + \lambda_2 L \cdot L E_c + \lambda_3 U_c D_c D_c + \mu_2 L \cdot H_2 \\ R &= (-1)(-1)(-1) \quad (-1)(-1)(-1) \quad (-1)(-1)(-1) \quad (-1)(1) \end{aligned}$$

$\lambda_U, \lambda_D, \lambda_E$  = masse pour les quarks et leptons

## INTERDIRE LES TERMES DANGEREUX : $R$ -parité

$$R = (-1)^{2s+3B+L} = \begin{cases} 1 & \text{particules} \\ -1 & \text{super-particules} \end{cases}$$

- avec des arguments d'invariance + renormalisabilité  $W$  **unique**

$$\begin{aligned} W &= \lambda_E L \cdot H_1 E_c & + \lambda_D Q \cdot H_1 D_c & + \lambda_U Q \cdot H_2 U_c & + \mu H_1 \cdot H_2 \\ R &= (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (1)(1) \\ &+ \lambda_1 Q \cdot L D_c & + \lambda_2 L \cdot L E_c & + \lambda_3 U_c D_c D_c & + \mu_2 L \cdot H_2 \\ R &= (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(1) \end{aligned}$$

$\lambda_U, \lambda_D, \lambda_E$  = masse pour les quarks et leptons

## INTERDIRE LES TERMES DANGEREUX : $R$ -parité

$$R = (-1)^{2s+3B+L} = \begin{cases} 1 & \text{particules} \\ -1 & \text{super-particules} \end{cases}$$

- avec des arguments d'invariance + renormalisabilité  $W$  **unique**

$$\begin{array}{llll} W = & \lambda_E L.H_1 E_c & + \lambda_D Q.H_1 D_c & + \lambda_U Q.H_2 U_c & + \mu H_1.H_2 \\ R = & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (1)(1) \\ + & \lambda_1 Q.L D_c & + \lambda_2 L.L E_c & + \lambda_3 U_c D_c D_c & + \mu_2 L.H_2 \\ R = & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(1) \end{array}$$

$\lambda_U, \lambda_D, \lambda_E$  = masse pour les quarks et leptons

## INTERDIRE LES TERMES DANGEREUX : $R$ -parité

$$R = (-1)^{2s+3B+L} = \begin{cases} 1 & \text{particules} \\ -1 & \text{super-particules} \end{cases}$$

- avec des arguments d'invariance + renormalisabilité  $W$  **unique**

$$\begin{array}{llll} W = & \lambda_E L.H_1 E_c & + \lambda_D Q.H_1 D_c & + \lambda_U Q.H_2 U_c & + \mu H_1.H_2 \\ R = & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (1)(1) \\ + & \lambda_1 Q.L D_c & + \lambda_2 L.L E_c & + \lambda_3 U_c D_c D_c & + \mu_2 L.H_2 \\ R = & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(1) \end{array}$$

$\lambda_U, \lambda_D, \lambda_E =$  masse pour les quarks et leptons

## INTERDIRE LES TERMES DANGEREUX : $R$ -parité

$$R = (-1)^{2s+3B+L} = \begin{cases} 1 & \text{particules} \\ -1 & \text{super-particules} \end{cases}$$

- avec des arguments d'invariance + renormalisabilité  $W$  **unique**

$$\begin{array}{llll} W = & \lambda_E L \cdot H_1 E_c & + \lambda_D Q \cdot H_1 D_c & + \lambda_U Q \cdot H_2 U_c & + \mu H_1 \cdot H_2 \\ R = & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (1)(1) \\ + & \lambda_1 Q \cdot L D_c & + \lambda_2 L \cdot L E_c & + \lambda_3 U_c D_c D_c & + \mu_2 L \cdot H_2 \\ R = & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(1) \end{array}$$

$\lambda_U, \lambda_D, \lambda_E =$  masse pour les quarks et leptons



## INTERDIRE LES TERMES DANGEREUX : $R$ -parité

$$R = (-1)^{2s+3B+L} = \begin{cases} 1 & \text{particules} \\ -1 & \text{super-particules} \end{cases}$$

- avec des arguments d'invariance + renormalisabilité  $W$  **unique**

$$\begin{array}{llll} W = & \lambda_E L.H_1 E_c & + \lambda_D Q.H_1 D_c & + \lambda_U Q.H_2 U_c & + \mu H_1.H_2 \\ R = & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (1)(1) \\ + & \lambda_1 Q.L D_c & + \lambda_2 L.L E_c & + \lambda_3 U_c D_c D_c & + \mu_2 L.H_2 \\ R = & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(1) \end{array}$$

$\lambda_U, \lambda_D, \lambda_E =$  masse pour les quarks et leptons

## INTERDIRE LES TERMES DANGEREUX : $R$ -parité

$$R = (-1)^{2s+3B+L} = \begin{cases} 1 & \text{particules} \\ -1 & \text{super-particules} \end{cases}$$

- avec des arguments d'invariance + renormalisabilité  $W$  **unique**

$$\begin{array}{llll} W = & \lambda_E L.H_1 E_c & + \lambda_D Q.H_1 D_c & + \lambda_U Q.H_2 U_c & + \mu H_1.H_2 \\ R = & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (-1)(1)(-1) & (1)(1) \\ + & \lambda_1 Q.L D_c & + \lambda_2 L.L E_c & + \lambda_3 U_c D_c D_c & + \mu_2 L.H_2 \\ R = & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(-1)(-1) & (-1)(1) \end{array}$$

$\lambda_U, \lambda_D, \lambda_E =$  masse pour les quarks et leptons

# Neutrinos massifs

- Si on tient compte de la **masse des neutrinos**

- on introduit le neutrino  $\nu_L^c$  sous forme d'un superchamp de matière  $N_c = (1, 1, 0)$  neutre sous  $su(3)_c \times su(2)_L \times u(1)_Y$ ;
- on introduit deux nouveaux termes dans le superpotentiel

$$\lambda_N L H_2 N_c + M_N N_c N_c$$

masse de Dirac                      masse de Majorana

mecanisme seesaw

# Neutrinos massifs

- Si on tient compte de la **masse des neutrinos**

- 1 on introduit le neutrino  $\nu_L^c$  sous forme d'un superchamp de matière  $N_c = (1, 1, 0)$  neutre sous  $su(3)_c \times su(2)_L \times u(1)_Y$ ;
- 2 on introduit deux nouveaux termes dans le superpotentiel

$$\lambda_N L H_2 N_c + M_N N_c N_c$$

masse de Dirac                      masse de Majorana

mecanisme seesaw

# Neutrinos massifs

- Si on tient compte de la masse des neutrinos

- 1 on introduit le neutrino  $\nu_L^c$  sous forme d'un superchamp de matière  $N_c = (1, 1, 0)$  neutre sous  $su(3)_c \times su(2)_L \times u(1)_Y$ ;
- 2 on introduit deux nouveaux termes dans le superpotentiel

$$\lambda_N L \cdot H_2 N_c \quad + \quad M_\nu N_c N_c$$

masse de Dirac                      masse de Majorana

mecanisme seesaw

# Neutrinos massifs

- Si on tient compte de la masse des neutrinos

- 1 on introduit le neutrino  $\nu_L^c$  sous forme d'un superchamp de matière  $N_c = (1, 1, 0)$  neutre sous  $su(3)_c \times su(2)_L \times u(1)_Y$ ;
- 2 on introduit deux nouveaux termes dans le superpotentiel

$$\lambda_N L \cdot H_2 N_c \quad + \quad M_\nu N_c N_c$$

masse de Dirac                      masse de Majorana

mecanisme seesaw

# Neutrinos massifs

- Si on tient compte de la masse des neutrinos

- 1 on introduit le neutrino  $\nu_L^c$  sous forme d'un superchamp de matière  $N_c = (1, 1, 0)$  neutre sous  $su(3)_c \times su(2)_L \times u(1)_Y$ ;
- 2 on introduit deux nouveaux termes dans le superpotentiel

$$\lambda_N L \cdot H_2 N_c \quad + \quad M_\nu N_c N_c$$

masse de Dirac                      masse de Majorana

mecanisme seesaw

# Neutrinos massifs

- Si on tient compte de la masse des neutrinos

- 1 on introduit le neutrino  $\nu_L^c$  sous forme d'un superchamp de matière  $N_c = (1, 1, 0)$  neutre sous  $su(3)_c \times su(2)_L \times u(1)_Y$ ;
- 2 on introduit deux nouveaux termes dans le superpotentiel

$$\lambda_N L \cdot H_2 N_c \quad + \quad M_\nu N_c N_c$$

masse de Dirac                      masse de Majorana

mecanisme seesaw



# Neutrinos massifs

- Si on tient compte de la masse des neutrinos

- 1 on introduit le neutrino  $\nu_L^c$  sous forme d'un superchamp de matière  $N_c = (1, 1, 0)$  neutre sous  $su(3)_c \times su(2)_L \times u(1)_Y$ ;
- 2 on introduit deux nouveaux termes dans le superpotentiel

$$\lambda_N L \cdot H_2 N_c \quad + \quad M_\nu N_c N_c$$

masse de Dirac                      masse de Majorana

mecanisme seesaw

# Neutrinos massifs

- Si on tient compte de la masse des neutrinos

- 1 on introduit le neutrino  $\nu_L^c$  sous forme d'un superchamp de matière  $N_c = (1, 1, 0)$  neutre sous  $su(3)_c \times su(2)_L \times u(1)_Y$ ;
- 2 on introduit deux nouveaux termes dans le superpotentiel

$$\lambda_N L \cdot H_2 N_c \quad + \quad M_\nu N_c N_c$$

masse de Dirac                      masse de Majorana

mecanisme seesaw

## 3. Le MSSM

### 3.3 Champs de jauge

- champs de jauge :

$$V_a = \left( \begin{array}{ccc} A_{a\mu}, & \lambda_a, & D_a \\ s = 1 & s = 1/2 & \\ \text{bosons} & \text{fermions} & \text{auxiliaires} \\ \text{de jauge} & \text{de jauge} & \\ & \text{jauginos} & \end{array} \right)$$

- après équations du mouvement

$$V_D = \frac{1}{2} \sum D_a^2 = \frac{1}{2} \sum g_a^2 (z^\dagger T^a z)^2, \text{ termes } D$$

- champs de jauge :

$$V_a = ( \quad A_{a\mu}, \quad \lambda_a, \quad D_a \quad )$$

|          |           |             |
|----------|-----------|-------------|
| $s = 1$  | $s = 1/2$ | champs      |
| bosons   | fermions  | auxiliaires |
| de jauge | de jauge  |             |
|          | gauginos  |             |

- après équations du mouvement

$$V_D = \frac{1}{2} \sum D_a^2 = \frac{1}{2} \sum g_a^2 (z^* T^a z)^2, \text{ termes } D$$

- champs de jauge :

$$V_a = \left( \begin{array}{ccc} A_{a\mu}, & \lambda_a, & D_a \\ s = 1 & s = 1/2 & \\ \text{bosons} & \text{fermions} & \text{auxiliaires} \\ \text{de jauge} & \text{de jauge} & \\ & \text{jauginos} & \end{array} \right)$$

- après équations du mouvement

$$V_D = \frac{1}{2} \sum D_a^2 = \frac{1}{2} \sum g_a^2 (z^* T^a z)^2, \text{ termes } D$$

- champs de jauge :

$$V_a = \left( \begin{array}{ccc} A_{a\mu}, & \lambda_a, & D_a \\ s = 1 & s = 1/2 & \\ \text{bosons} & \text{fermions} & \text{auxiliaires} \\ \text{de jauge} & \text{de jauge} & \\ & \text{jauginos} & \end{array} \right)$$

- après équations du mouvement

$$V_D = \frac{1}{2} \sum D_a^2 = \frac{1}{2} \sum g_a^2 (z^* T^a z)^2, \text{ termes } D$$

## 3. Le MSSM

### 3.3 Brisure de SUSY



- SUSY  $\Rightarrow m_{\text{particules}} = m_{\text{sparticules}} \rightarrow$  SUSY doit-être brisée

- SUSY  $\Rightarrow m_{\text{particules}} = m_{\text{sparticules}} \rightarrow$  SUSY doit-être brisée

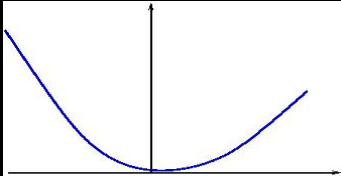


Figure: symétrie non-brisée

- SUSY  $\Rightarrow m_{\text{particules}} = m_{\text{sparticules}} \rightarrow$  SUSY doit-être brisée

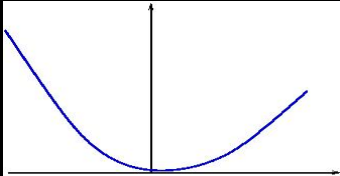


Figure: symétrie non-brisée

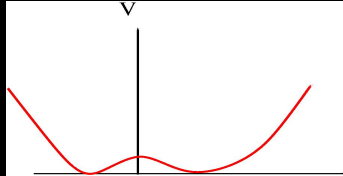


Figure: symétrie de jauge brisée

- SUSY  $\Rightarrow m_{\text{particules}} = m_{\text{sparticules}} \rightarrow$  SUSY doit-être brisée

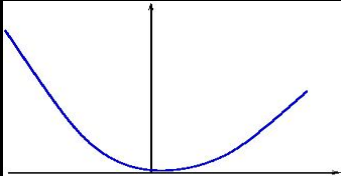


Figure: symétrie non-brisée

- SUSY  $\Rightarrow m_{\text{particules}} = m_{\text{sparticules}} \rightarrow$  SUSY doit-être brisée

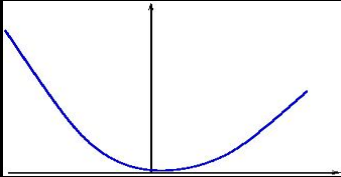


Figure: symétrie non-brisée

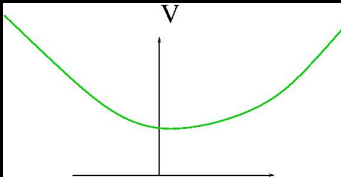


Figure: supersymétrie brisée

$$\langle F \rangle \neq 0, \langle D \rangle \neq 0.$$

- SUSY  $\Rightarrow m_{\text{particules}} = m_{\text{sparticules}} \rightarrow$  SUSY doit-être brisée

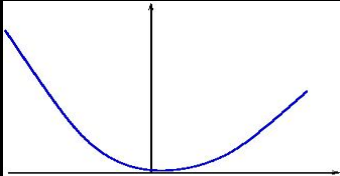


Figure: symétrie non-brisée

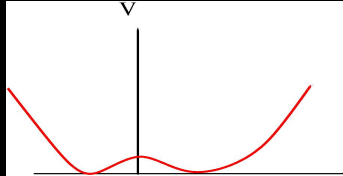


Figure: symétrie de jauge brisée

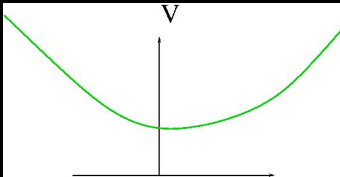


Figure: supersymétrie brisée

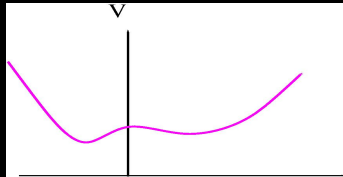


Figure: Jauge et susy brisées

$$\langle F \rangle \neq 0, \langle D \rangle \neq 0.$$

## BRISURE DE SYM E.W. IMPOSSIBLE SI SUSY GLOBALE

- constante de Yukawa = constante de jauge

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{4} g_1^2 \left( -|h_1|^2 + |h_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{4} g_2^2 \left( h_1^\dagger \sigma h_1 + h_2^\dagger \sigma h_2 \right)^2 \\ + |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2)$$

$|\mu|^2 \geq 0 \Rightarrow$  symétrie non-brisée

$\Rightarrow$   $\mu = 0 \Rightarrow$  sugra = susy locale

$\Rightarrow$  introduction de termes de brisure douce

## BRISURE DE SYM E.W. IMPOSSIBLE SI SUSY GLOBALE

- constante de Yukawa = constante de jauge

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{4} g_1^2 \left( -|h_1|^2 + |h_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{4} g_2^2 \left( h_1^\dagger \sigma h_1 + h_2^\dagger \sigma h_2 \right)^2 \\ + |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2)$$

$$|\mu|^2 \geq 0 \Rightarrow \text{symétrie non-brisée}$$

brisure  $\Rightarrow$  sugra = susy locale

$\Rightarrow$  introduction de termes de brisure douce



## BRISURE DE SYM E.W. IMPOSSIBLE SI SUSY GLOBALE

- constante de Yukawa = constante de jauge

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{4} g_1^2 \left( -|h_1|^2 + |h_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{4} g_2^2 \left( h_1^\dagger \sigma h_1 + h_2^\dagger \sigma h_2 \right)^2 \\ + |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2)$$

$|\mu|^2 \geq 0 \Rightarrow$  symétrie non-brisée

brisure  $\Rightarrow$  sugra = susy locale

$\rightarrow$  introduction de termes de brisure douce

## BRISURE DE SYM E.W. IMPOSSIBLE SI SUSY GLOBALE

- constante de Yukawa = constante de jauge

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{4} g_1^2 \left( -|h_1|^2 + |h_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{4} g_2^2 \left( h_1^\dagger \sigma h_1 + h_2^\dagger \sigma h_2 \right)^2 \\ + |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2)$$

$$|\mu|^2 \geq 0 \Rightarrow \text{symétrie non-brisée}$$

brisure  $\Rightarrow$  sugra = susy locale

$\rightarrow$  introduction de termes de brisure douce

## BRISURE DE SYM E.W. IMPOSSIBLE SI SUSY GLOBALE

- constante de Yukawa = constante de jauge

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{4} g_1^2 \left( -|h_1|^2 + |h_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{4} g_2^2 \left( h_1^\dagger \sigma h_1 + h_2^\dagger \sigma h_2 \right)^2 \\ + |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2)$$

$$|\mu|^2 \geq 0 \Rightarrow \text{symétrie non-brisée}$$

$$\text{brisure} \Rightarrow \text{sugra} = \text{susy locale}$$

→ introduction de termes de brisure douce

## BRISURE DE SYM E.W. IMPOSSIBLE SI SUSY GLOBALE

- constante de Yukawa = constante de jauge

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{4} g_1^2 \left( -|h_1|^2 + |h_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{4} g_2^2 \left( h_1^\dagger \sigma h_1 + h_2^\dagger \sigma h_2 \right)^2 \\ + |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2)$$

$$|\mu|^2 \geq 0 \Rightarrow \text{symétrie non-brisée}$$

$$\text{brisure} \Rightarrow \text{sugra} = \text{susy locale}$$

→ introduction de termes de brisure douce

# Termes de brisure douce

- introduction de termes de brisures douces

- préserve les bonnes propriétés de renormalisabilité
- origine ? *gravity mediated etc.*

1. masse pour les scalaires  $V_0 = \sum m_i^2 |z_i|^2$
  2. masse pour les jaugeinos  $V_1 = \frac{1}{2} M_i^2 \lambda_i^2$
- termes trilineaires

$$V_{trilin} = \lambda_E A_E \lambda_D A_D \lambda_U A_U$$

terme  $B$  :  $V_B = \mu B$

$$V_{soft} = V_0 + V_1 + V_{trilin} + V_B$$

# Termes de brisure douce

- introduction de termes de brisures douces
  - préserve les bonnes propriétés de renormalisabilité
  - origine ? *gravity mediated etc.*

1. masse pour les scalaires  $V_0 = \sum m_i^2 |z_i|^2$

2. masse pour les jauginos  $V_1 = \frac{1}{2} M_a^2 \lambda_a^2$

termes trilineaires

$$V_{trilin} = \lambda_E A_E \lambda_D \lambda_D + \lambda_D A_D \lambda_U \lambda_U + \lambda_U A_U \lambda_U \lambda_U$$

terme  $B$  :  $V_B = \mu B \lambda_U \lambda_D$

$$V_{soft} = V_0 + V_1 + V_{trilin} + V_B$$

# Termes de brisure douce

- introduction de termes de brisures douces
  - préserve les bonnes propriétés de renormalisabilité
  - origine ? *gravity mediated etc.*

1. masse pour les scalaires  $V_0 = \sum m_i^2 |z_i|^2$
2. masse pour les jauginos  $V_{1/2} = \sum M_a^2 (\lambda_a \lambda_a^\dagger + \text{c.c.})$

termes trilineaires

$$V_{\text{trilin}} = \lambda_E A_E \tilde{t}_L \tilde{t}_R + \lambda_D A_D \tilde{t}_L \tilde{b}_R + \lambda_U A_U \tilde{t}_L \tilde{t}_L + \text{c.c.}$$

terme  $B$  :  $V_B = \mu B \tilde{H} \tilde{H}^\dagger + \text{c.c.}$

$$V_{\text{soft}} = V_0 + V_{1/2} + V_{\text{trilin}} + V_B$$

# Termes de brisure douce

- introduction de termes de brisures douces
  - préserve les bonnes propriétés de renormalisabilité
  - origine ? *gravity mediated etc.*

1. masse pour les scalaires  $V_0 = \sum m_i^2 |z_i|^2$
2. masse pour les jauginos  $V_{1/2} = \sum M_a^2 (\lambda_a \lambda^a + \text{c.c.})$
3. termes trilinéaires

$$V_{\text{trilin}} = \lambda_E A_E \tilde{h}_1 \tilde{e}_c + \lambda_D A_D \tilde{q}_1 \tilde{h}_1 \tilde{d}_c + \lambda_U A_U \tilde{q}_1 \tilde{h}_2 \tilde{u}_c$$

$$\text{terme } B : V_B = \mu B$$

$$V_{\text{soft}} = V_0 + V_{1/2} + V_{\text{trilin}} + V_B$$



# Termes de brisure douce

- introduction de termes de brisures douces
  - préserve les bonnes propriétés de renormalisabilité
  - origine ? *gravity mediated etc.*

1. masse pour les scalaires  $V_0 = \sum m_i^2 |z_i|^2$

2. masse pour les jauginos  $V_{1/2} = \sum M_a^2 (\lambda_a \lambda^a + \text{c.c.})$

3. termes trilinéaires

$$V_{\text{trilin}} = \lambda_E A_E \tilde{l} \cdot h_1 \tilde{e}_c + \lambda_D A_D \tilde{q} \cdot h_1 \tilde{d}_c + \lambda_U A_U \tilde{q} \cdot h_2 \tilde{u}_c$$

4. terme  $B$  :  $V_B = \mu B h_1 \cdot h_2$

$$V_{\text{soft}} = V_0 + V_{1/2} + V_{\text{trilin}} + V_B$$

# Termes de brisure douce

- introduction de termes de brisures douces
  - préserve les bonnes propriétés de renormalisabilité
  - origine ? *gravity mediated etc.*

1. masse pour les scalaires  $V_0 = \sum m_i^2 |z_i|^2$

2. masse pour les jauginos  $V_{1/2} = \sum M_a^2 (\lambda_a \lambda^a + \text{c.c.})$

3. termes trilinéaires

$$V_{\text{trilin}} = \lambda_E A_E \tilde{l} \cdot h_1 \tilde{e}_c + \lambda_D A_D \tilde{q} \cdot h_1 \tilde{d}_c + \lambda_U A_U \tilde{q} \cdot h_2 \tilde{u}_c$$

4. terme  $B$  :  $V_B = \mu B h_1 \cdot h_2$

$$V_{\text{soft}} = V_0 + V_{1/2} + V_{\text{trilin}} + V_B$$

# Termes de brisure douce

- introduction de termes de brisures douces
  - préserve les bonnes propriétés de renormalisabilité
  - origine ? *gravity mediated etc.*

1. masse pour les scalaires  $V_0 = \sum m_i^2 |z_i|^2$

2. masse pour les jauginos  $V_{1/2} = \sum M_a^2 (\lambda_a \lambda^a + \text{c.c.})$

3. termes trilineaires

$$V_{\text{trilin}} = \lambda_E A_E \tilde{\ell}.h_1 \tilde{e}_c + \lambda_D A_D \tilde{q}.h_1 \tilde{d}_c + \lambda_U A_U \tilde{q}.h_2 \tilde{u}_c$$

4. terme  $B$  :  $V_B = \mu B h_1.h_2$

$$V_{\text{soft}} = V_0 + V_{1/2} + V_{\text{trilin}} + V_B$$

# Termes de brisure douce

- introduction de termes de brisures douces
  - préserve les bonnes propriétés de renormalisabilité
  - origine ? *gravity mediated etc.*
- 1. masse pour les scalaires  $V_0 = \sum m_i^2 |z_i|^2$
- 2. masse pour les jauginos  $V_{1/2} = \sum M_a^2 (\lambda_a \lambda^a + \text{c.c.})$
- 3. termes trilinéaires
 
$$V_{\text{trilin}} = \lambda_E A_E \tilde{\ell}.h_1 \tilde{e}_c + \lambda_D A_D \tilde{q}.h_1 \tilde{d}_c + \lambda_U A_U \tilde{q}.h_2 \tilde{u}_c$$
- 4. terme  $B$  :  $V_B = \mu B h_1.h_2$

$$V_{\text{soft}} = V_0 + V_{1/2} + V_{\text{trilin}} + V_B$$

## 4. MSSM et masse des particules

## les paramètres

1. constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
  2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
  3. Superpotentiel
    - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
    - b.  $\mu$
  4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
  5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$
- $\Rightarrow$  potentiel

## les paramètres

1. constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
  2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
  3. Superpotentiel
    - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
    - b.  $\mu$
  4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
  5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$
- $\Rightarrow$  potentiel

## les paramètres

1. constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
  2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
  3. Superpotentiel
    - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
    - b.  $\mu$
  4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
  5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$
- $\Rightarrow$  potentiel



## les paramètres

1. constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
  2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
  3. Superpotentiel
    - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
    - b.  $\mu$
  4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
  5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$
- $\Rightarrow$  potentiel

## les paramètres

- 1 constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
  2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
  3. Superpotentiel
    - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
    - b.  $\mu$
  4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
  5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$
- $\Rightarrow$  potentiel

## les paramètres

- 1 constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
  2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
  3. Superpotentiel
    - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
    - b.  $\mu$
  4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
  5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$
- $\Rightarrow$  potentiel  $\rightarrow$  calcul des masses

## les paramètres

- 1 constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
  2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
  3. Superpotentiel
    - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
    - b.  $\mu$
  4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
  5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$
- $\Rightarrow$  potentiel  $\rightarrow$  calcul des masses

## les paramètres

- 1 constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
3. Superpotentiel
  - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
  - b.  $\mu$
4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$

$\Rightarrow$  potentiel  $\rightarrow$  calcul des masses

## les paramètres

- 1 constantes de jauge  $g_1, g_2, g_3$ ;
  2. masse des jaugino  $M_1, M_2, M_3$ ;
  3. Superpotentiel
    - a. constantes de Yukawa :  $\lambda_U, \dots$ ;
    - b.  $\mu$
  4. masse des scalaires  $m_U^2, \dots$ ;
  5. termes trilin. et bilin:  $A_U, \dots$  et  $B$
- $\Rightarrow$  potentiel  $\rightarrow$  calcul des masses

# Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**

trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{GeV}$

1. masse des scalaires universelle  $= m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle  $= M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilineaires universels  $= A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ ;
5. signe de  $\mu$ .

• 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)

• 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $B_0 = A_0 - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

$\mu$   
 échelle  
 électro-  
 faible

# Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16}\text{GeV}$

1. masse des scalaires universelle  $= m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle  $= M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilinéaires universels  $= A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ ;
5. signe de  $\mu$ .

//  
 échelle  
 électro-  
 faible

- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
- 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $B_0 = A_0 - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler



# Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16}\text{GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ .

$\mu$   
 échelle  
 électro-  
 faible

5. signe de  $\mu$
- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
  - 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $B_0 = A_0 - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

# Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ .

$M_{1/2}$   
 échelle  
 électro-  
 faible

5. signe de  $\mu$
- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
  - 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $B_0 = A_0 - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

# Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ .

$\mu$  →  
 échelle  
 électro-  
 faible

5. signe de  $\mu$
- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
  - 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler → relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $B_0 = A_0 - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

# Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ .

$\mu$   $\longrightarrow$   
 échelle  
 électro-  
 faible

5. signe de  $\mu$
- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
- 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\Rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $B_0 = A_0 - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

# Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ .
5. signe de  $\mu$

$\mu$   $\longrightarrow$   
 échelle  
 électro-  
 faible

- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
- 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\longrightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $B_0 = A_0 - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

# Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ .
5. signe de  $\mu$

$\mu$   $\longrightarrow$   
 échelle  
 électro-  
 faible

- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
- 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\longrightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $\frac{B_0}{m_{1/2}} = \frac{A_0}{m_{1/2}} - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

## Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
4. terme  $B_0/\mu$ .
5. signe de  $\mu$

$\mu$   $\longrightarrow$   
 échelle  
 électro-  
 faible

- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
- 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $\frac{B_0}{m_{3/2}} = \frac{A_0}{m_{3/2}} - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

## Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
  2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
  3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
  4. terme  $B_0/\mu$ .
  5. signe de  $\mu$
- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
  - 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $\frac{B_0}{m_{3/2}} = \frac{A_0}{m_{3/2}} - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

$\mu \longrightarrow$   
 échelle  
 électro-  
 faible



## Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
  2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
  3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
  4. terme  $B_0/\mu$ .
  5. signe de  $\mu$
- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
  - 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $\frac{B_0}{m_{3/2}} = \frac{A_0}{m_{3/2}} - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

$\mu$   $\longrightarrow$   
 échelle  
 électro-  
 faible

## Contraintes théoriques

Beaucoup de nouveaux paramètres **UNIVERSALITÉ**  
 trois (quatre) nouveaux paramètres + un signe définis à haute énergie  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$

1. masse des scalaires universelle =  $m_0^2/\mu^2$ ;
  2. masse des jauginos universelle =  $M_{1/2}/\mu$ ;
  3. termes trilinéaires universels =  $A_0/\mu$ ;
  4. terme  $B_0/\mu$ .
  5. signe de  $\mu$
- 1-4-5 CMSSM (J. Ellis)
  - 1-3,5 mSUGRA potentiel de Kähler  $\rightarrow$  relation entre  $A_0$  et  $B_0$   
 par ex.  $\frac{B_0}{m_{3/2}} = \frac{A_0}{m_{3/2}} - 1$  dépend du choix du potentiel de Kähler

$\mu$   $\longrightarrow$   
 échelle  
 électro-  
 faible

## Contraintes expérimentales

$$m_{\text{higgs}} > 89\text{GeV}$$

$$m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

$$m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

$$m_{\text{selectron}} > 73\text{GeV}$$

$$m_{\text{smuon}} > 94\text{GeV}$$

$$m_{\text{stau}} > 82\text{GeV}$$

$$m_{\text{sbottom}} > 89\text{GeV}$$

$$m_{\text{stop}} > 96\text{GeV}$$

$$m_{\text{gluino}} > 195\text{GeV}$$

contraint l'espace des paramètres

# Secteur de Higgs

## Mécanisme de Higgs

le top est lourd  $m_{\text{top}} \sim 170\text{GeV}$

$\lambda_{\text{top}} \sim 1$ . RGE  $\rightarrow m_2^2 < 0 \Rightarrow su(2)_L \times u(1)_Y \rightarrow u(1)_{\text{em}}$ .

$$(h_1) = \begin{pmatrix} h_1^0 \\ h_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$h_1$  : Higgs scalaires

$A$  : un pseudo-scalaire

$$(h_2) = \begin{pmatrix} h_2^+ \\ h_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$H_1$  : Higgs chargés

Le top est lourd

$$M_2^2 = -\frac{1}{2}(\frac{1}{2} + \frac{1}{2})(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}) \text{ fixe dynamiquement } \Lambda_{\text{SUSY}}$$

# Secteur de Higgs

## Mécanisme de Higgs

le top est lourd  $m_{\text{top}} \sim 170\text{GeV}$

$\lambda_{\text{top}} \sim 1$ . RGE  $\rightarrow m_2^2 < 0 \Rightarrow su(2)_L \times u(1)_Y \rightarrow u(1)_{\text{e.m.}}$

$$\begin{aligned} \langle h_1 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_1^0 \rangle \\ \langle h_1^- \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle h_2 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_2^+ \rangle \\ \langle h_2^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$h_1, h_2$  deux scalaires

$\lambda$  un pseudo-scalaire

$H = H_1 + iH_2$

Carroll

$$M_2^2 = -\frac{1}{2}(\mu^2 + m_{H_u}^2)(\mu^2 + m_{H_d}^2) \text{ fixe dynamiquement } \Lambda_{\text{SUSY}}$$

# Secteur de Higgs

## Mécanisme de Higgs

le top est lourd  $m_{\text{top}} \sim 170\text{GeV}$

$\lambda_{\text{top}} \sim 1$ . RGE  $\rightarrow m_2^2 < 0 \Rightarrow su(2)_L \times u(1)_Y \rightarrow u(1)_{\text{e.m.}}$

$$\begin{aligned} \langle h_1 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_1^0 \rangle \\ \langle h_1^- \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle h_2 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_2^+ \rangle \\ \langle h_2^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$h, H$  deux scalaires;

$A$  un pseudo-scalaire;

$H^\pm$  Higgs chargé.

formes

$$M_2^2 = -\frac{1}{2}(\mu^2 + b\mu) \quad (\mu^2 + b\mu) \text{ fixe dynamiquement } \Lambda_{\text{SUSY}}$$

# Secteur de Higgs

## Mécanisme de Higgs

le top est lourd  $m_{\text{top}} \sim 170\text{GeV}$

$\lambda_{\text{top}} \sim 1$ . RGE  $\rightarrow m_2^2 < 0 \Rightarrow \mathfrak{su}(2)_L \times \mathfrak{u}(1)_Y \rightarrow \mathfrak{u}(1)_{\text{e.m.}}$

$$\begin{aligned} \langle h_1 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_1^0 \rangle \\ \langle h_1^- \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle h_2 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_2^+ \rangle \\ \langle h_2^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$h, H$  deux scalaires;

$A$  un pseudo-scalaire;

$H^\pm$  Higgs chargé.

$$\tan(\beta) = \frac{v_2}{v_1}$$

$$M_2^2 \rightarrow -\frac{1}{2}(\mu^2 + b\mu) \quad (\mu^2 + b\mu) \text{ fixe dynamiquement } \Lambda_{\text{SUSY}}$$

# Secteur de Higgs

## Mécanisme de Higgs

le top est lourd  $m_{\text{top}} \sim 170\text{GeV}$

$\lambda_{\text{top}} \sim 1$ . RGE  $\rightarrow m_2^2 < 0 \Rightarrow \mathfrak{su}(2)_L \times \mathfrak{u}(1)_Y \rightarrow \mathfrak{u}(1)_{\text{e.m.}}$

$$\begin{aligned} \langle h_1 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_1^0 \rangle \\ \langle h_1^- \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle h_2 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_2^+ \rangle \\ \langle h_2^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$h, H$  deux scalaires;

$A$  un pseudo-scalaire;

$H^\pm$  Higgs chargé.

$$\tan(\beta) = \frac{v_2}{v_1}$$

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2), \text{ fixe dynamiquement } \Lambda_{\text{susy}}$$



# Secteur de Higgs

## Mécanisme de Higgs

le top est lourd  $m_{\text{top}} \sim 170\text{GeV}$

$\lambda_{\text{top}} \sim 1$ . RGE  $\rightarrow m_2^2 < 0 \Rightarrow \mathfrak{su}(2)_L \times \mathfrak{u}(1)_Y \rightarrow \mathfrak{u}(1)_{\text{e.m.}}$

$$\begin{aligned} \langle h_1 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_1^0 \rangle \\ \langle h_1^- \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle h_2 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_2^+ \rangle \\ \langle h_2^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$h, H$  deux scalaires;

$A$  un pseudo-scalaire;

$H^\pm$  Higgs chargé.

$$\tan(\beta) = \frac{v_2}{v_1}$$

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2), \text{ fixe dynamiquement } \Lambda_{\text{susy}}$$

# Secteur de Higgs

## Mécanisme de Higgs

le top est lourd  $m_{\text{top}} \sim 170\text{GeV}$

$\lambda_{\text{top}} \sim 1$ . RGE  $\rightarrow m_2^2 < 0 \Rightarrow \mathfrak{su}(2)_L \times \mathfrak{u}(1)_Y \rightarrow \mathfrak{u}(1)_{\text{e.m.}}$

$$\begin{aligned} \langle h_1 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_1^0 \rangle \\ \langle h_1^- \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle h_2 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_2^+ \rangle \\ \langle h_2^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$h, H$  deux scalaires;

$A$  un pseudo-scalaire;

$H^\pm$  Higgs chargé.

$$\tan(\beta) = \frac{v_2}{v_1}$$

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2), \text{ fixe dynamiquement } \Lambda_{\text{susy}}$$

# Secteur de Higgs

## Mécanisme de Higgs

le top est lourd  $m_{\text{top}} \sim 170\text{GeV}$

$\lambda_{\text{top}} \sim 1$ . RGE  $\rightarrow m_2^2 < 0 \Rightarrow \mathfrak{su}(2)_L \times \mathfrak{u}(1)_Y \rightarrow \mathfrak{u}(1)_{\text{e.m.}}$

$$\begin{aligned} \langle h_1 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_1^0 \rangle \\ \langle h_1^- \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle h_2 \rangle &= \begin{pmatrix} \langle h_2^+ \rangle \\ \langle h_2^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$h, H$  deux scalaires;

$A$  un pseudo-scalaire;

$H^\pm$  Higgs chargé.

$$\tan(\beta) = \frac{v_2}{v_1}$$

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2), \text{ fixe dynamiquement } \Lambda_{\text{susy}}$$

$$\begin{aligned}
 V_{\text{Higgs}} &= \frac{1}{4} g_1^2 \left( -|h_1|^2 + |h_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{4} g_2^2 \left( h_1^\dagger \sigma h_1 + h_2^\dagger \sigma h_2 \right)^2 \\
 &+ |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2) + m_1^2 |h_1|^2 + m_2^2 |h_2|^2 \\
 &+ \mu B (h_1 h_2 + \text{h.c.}) + V_{\text{rad.}}
 \end{aligned}$$

→ matrice de masse

$$m_{\text{Higgs}} > 89 \text{ GeV.}$$

$$\begin{aligned}
 V_{\text{Higgs}} &= \frac{1}{4} g_1^2 \left( -|h_1|^2 + |h_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{4} g_2^2 \left( h_1^\dagger \sigma h_1 + h_2^\dagger \sigma h_2 \right)^2 \\
 &+ |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2) + m_1^2 |h_1|^2 + m_2^2 |h_2|^2 \\
 &+ \mu B (h_1 h_2 + \text{h.c.}) + V_{\text{rad.}}
 \end{aligned}$$

→ matrice de masse

$$m_{\text{Higgs}} > 89 \text{ GeV.}$$

# Chargino-Neutralino

- **chargino**

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\exp m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$   
 fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\exp m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Chargino-Neutralino

- chargino

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\exp m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- neutralino

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$   
 fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\exp m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Chargino-Neutralino

- chargino

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\text{exp } m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- neutralino LSP

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$   
 fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\text{exp } m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$



# Chargino-Neutralino

- chargino

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\text{exp } m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- neutralino LSP

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$   
 fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\text{exp } m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Chargino-Neutralino

- **chargino**

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\text{exp } m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- **neutralino LSP**

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$   
 fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\text{exp } m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Chargino-Neutralino

- **chargino**

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\exp m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- **neutralino LSP**

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$   
 fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\exp m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Chargino-Neutralino

- chargino

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\exp m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- neutralino LSP

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$   
 fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\exp m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Chargino-Neutralino

- chargino

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\exp m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- neutralino LSP

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$

fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\exp m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Chargino-Neutralino

- chargino

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\exp m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- neutralino LSP

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$

fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\exp m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Chargino-Neutralino

- chargino

$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$  : champs de Dirac

$$M_{\text{chargino}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

$$\text{exp } m_{\text{chargino}} > 94\text{GeV}$$

- neutralino LSP

$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}_0, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0$  matrice  $4 \times 4$

fonction de  $M_1, M_2, \mu, M_Z, \tan \beta$

$$\text{exp } m_{\text{neutralino}} > 46\text{GeV}$$

# Particules scalaires

à chaque fermion  $\rightarrow$  deux scalaires

$$\psi_L \rightarrow S_L$$

$$\psi_L^c \rightarrow S_R$$

matrice de masse = termes diag + termes non-diag couplage

$$S_R - S_L$$

plus de paramètres  $A, m_{S_L}, m_{S_R}$



# Particules scalaires

à chaque fermion  $\rightarrow$  deux scalaires

$$\psi_L \rightarrow S_L$$

$$\psi_L^c \rightarrow S_R$$

matrice de masse = termes diag + termes non-diag couplage

$$S_R - S_L$$

plus de paramètres  $A, m_{S_L}, m_{S_R}$

# Particules scalaires

à chaque fermion  $\rightarrow$  deux scalaires

$$\psi_L \rightarrow S_L$$

$$\psi_L^c \rightarrow S_R$$

matrice de masse = termes diag + termes non-diag couplage

$$S_R - S_L$$

plus de paramètres  $A, m_{S_L}, m_{S_R}$

# Particules scalaires

à chaque fermion  $\rightarrow$  deux scalaires

$$\psi_L \rightarrow S_L$$

$$\psi_L^c \rightarrow S_R$$

matrice de masse = termes diag + termes non-diag couplage

$$S_R - S_L$$

plus de paramètres  $A, m_{S_L}, m_{S_R}$

# Particules scalaires

à chaque fermion  $\rightarrow$  deux scalaires

$$\psi_L \rightarrow S_L$$

$$\psi_L^c \rightarrow S_R$$

matrice de masse = termes diag + termes non-diag couplage

$$S_R - S_L$$

plus de paramètres  $A, m_{S_L}, m_{S_R}$

# Particules scalaires

à chaque fermion  $\rightarrow$  deux scalaires

$$\psi_L \rightarrow S_L$$

$$\psi_L^c \rightarrow S_R$$

matrice de masse = termes diag + termes non-diag couplage

$$S_R - S_L$$

plus de paramètres  $A, m_{S_L}, m_{S_R}$

# Particules scalaires

à chaque fermion  $\rightarrow$  deux scalaires

$$\psi_L \rightarrow S_L$$

$$\psi_L^c \rightarrow S_R$$

matrice de masse = termes diag + termes non-diag couplage

$$S_R - S_L$$

plus de paramètres  $A, m_{S_L}, m_{S_R}$

# Particules scalaires

à chaque fermion  $\rightarrow$  deux scalaires

$$\psi_L \rightarrow S_L$$

$$\psi_L^c \rightarrow S_R$$

matrice de masse = termes diag + termes non-diag couplage

$$S_R - S_L$$

plus de paramètres  $A, m_{S_L}, m_{S_R}$

## 5. CONCLUSION



# CONCLUSION

- SUSY existe depuis plus de trente ans, Gol'fand et Likhtman (1971), Wess et Zumino (1974).
- SUSY ne peut pas être la théorie ultime supercordes- M-théorie
- Jusqu'à ce jour aucune confirmation expérimentale : le modèle standard résiste diablement bien

LHC est attendu avec impatience

# CONCLUSION

- SUSY existe depuis plus de trente ans, Gol'fand et Likhtman (1971), Wess et Zumino (1974).
- SUSY ne peut pas être la théorie ultime supercordes- M-théorie
- Jusqu'à ce jour aucune confirmation expérimentale ... le modèle standard résiste diablement bien

LHC est attendu avec impatience

# CONCLUSION

- SUSY existe depuis plus de trente ans, Gol'fand et Likhtman (1971), Wess et Zumino (1974).
- SUSY ne peut pas être la théorie ultime supercordes- M-théorie
- Jusqu'à ce jour aucune confirmation expérimentale ... le modèle standard résiste diablement bien

LHC est attendu avec impatience

# CONCLUSION

- SUSY existe depuis plus de trente ans, Gol'fand et Likhtman (1971), Wess et Zumino (1974).
- SUSY ne peut pas être la théorie ultime supercordes- M-théorie
- Jusqu'à ce jour aucune confirmation expérimentale ... le modèle standard résiste diablement bien

LHC est attendu avec impatience

# CONCLUSION

- SUSY existe depuis plus de trente ans, Gol'fand et Likhtman (1971), Wess et Zumino (1974).
- SUSY ne peut pas être la théorie ultime supercordes- M-théorie
- Jusqu'à ce jour aucune confirmation expérimentale ... le modèle standard résiste diablement bien

LHC est attendu avec impatience

# CONCLUSION

- SUSY existe depuis plus de trente ans, Gol'fand et Likhtman (1971), Wess et Zumino (1974).
- SUSY ne peut pas être la théorie ultime supercordes- M-théorie
- Jusqu'à ce jour aucune confirmation expérimentale ... le modèle standard résiste diablement bien

**LHC est attendu avec impatience**

# CONCLUSION

- SUSY existe depuis plus de trente ans, Gol'fand et Likhtman (1971), Wess et Zumino (1974).
- SUSY ne peut pas être la théorie ultime supercordes- M-théorie
- Jusqu'à ce jour aucune confirmation expérimentale ... le modèle standard résiste diablement bien

**LHC est attendu avec impatience**