

### Diagrammes de Feynman et particules virtuelles

- Echange de particules réelles – virtuelles
- Ecrantage et anti-écrantage – images intuitives
  - Le problème du confinement
- La convergence des constantes de couplage
  - ... et si il y avait plus de 4 dimensions:
    - L'échelle de Planck existe-t-elle?
- Sensibilité à toutes les échelles
- Pourquoi seules les théories renormalisables survivent
  - Renormalisation  $\neq$  réglage fin à tous les ordres
  - Supersymétrie?
- Contraintes sur les particules non encore vues.

## Petite remarque :

# Y a-t-il une échelle de Planck?

Supposons  $\delta$  dimensions supplémentaires

La force gravitationnelle peut s'écrire

$$|F| = \frac{1}{\Lambda^2} \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{1}{(r\Lambda)^\delta}$$

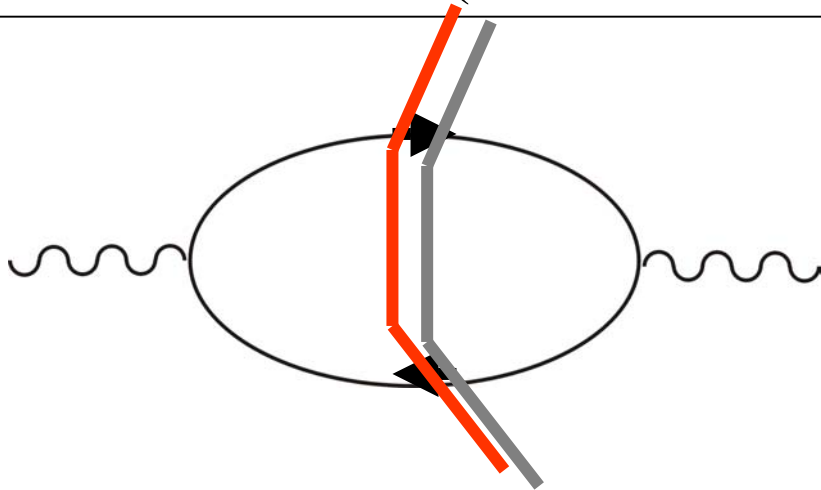
Si l'on veut  $\Lambda = 10^3$  GeV au lieu de  $10^{19}$  GeV, il suffit, pour un rayon de compactification des dimensions supplémentaires  $R$  et pour des distances  $r \gg R$  d'imposer

$$\Lambda^2 (\Lambda R)^\delta = (10^{19})^2$$

il vient, pour  $\delta = 2$

$$R = 10^{13} (TeV)^{-1}$$

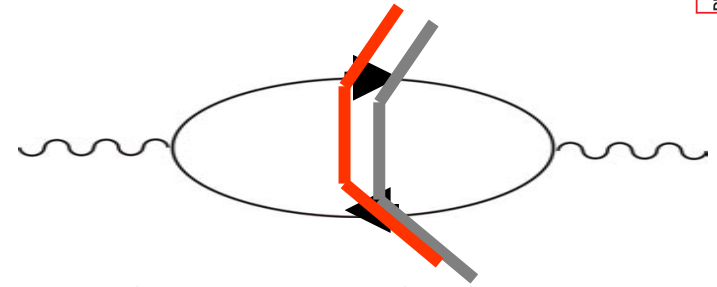
$$R = \frac{1}{0.1 eV}$$



Les diagrammes de Feynman ne sont qu'un intermédiaire de calcul, *et ne représentent pas une réalité physique* ... toutefois...

$$A = \langle 0 | T W^\mu W^\nu | 0 \rangle = \int d^4 k \text{Tr} \gamma^\mu \frac{1}{\not{p} + \not{k} - (m - i\Gamma/2)} \gamma^\nu \frac{1}{\not{k} - (m - i\Gamma/2)}$$

ne représente en général qu'une recette pour écrire une intégrale...

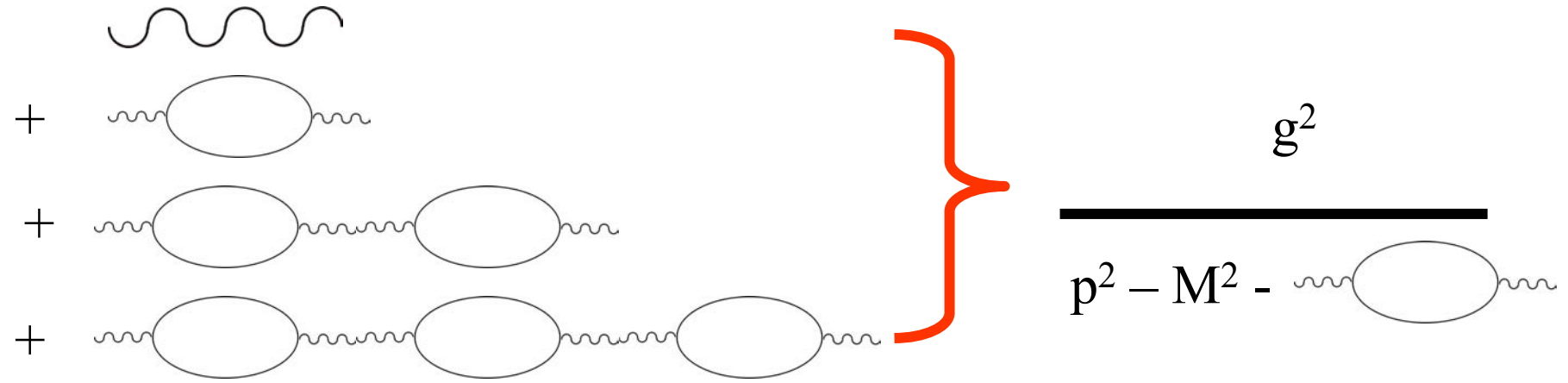


Si les conditions d'énergie permettent la désintégration, une partie de cette intégrale porte sur des particules réelles,  
Elle fournit alors une partie imaginaire, qui est la probabilité de disparition du  $W$

$$Im(A) \approx \Gamma(W \rightarrow f\bar{f}) \approx |A(W \rightarrow f\bar{f})|^2$$

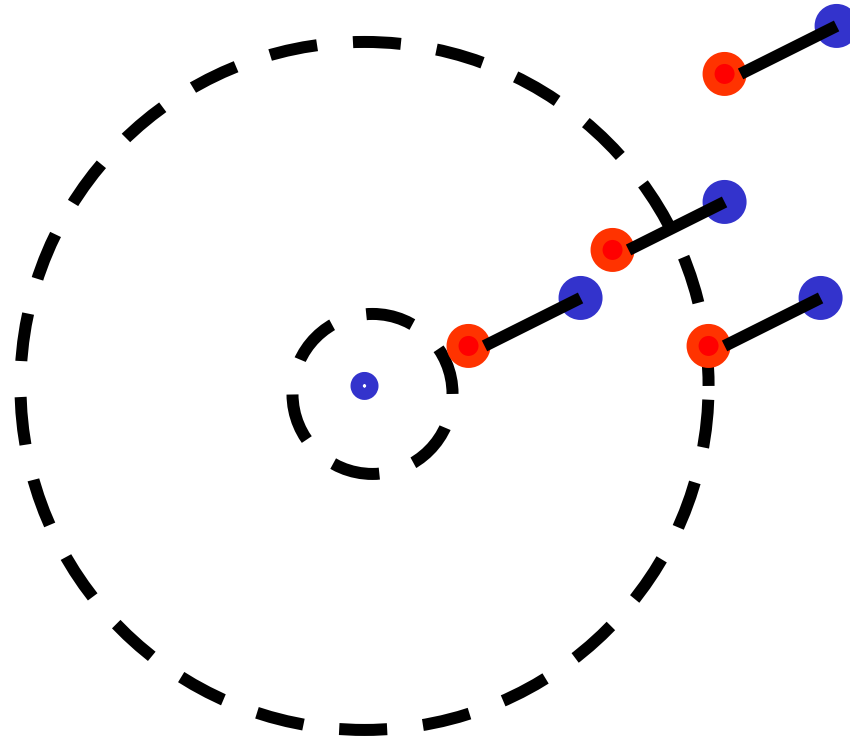
Pour le reste, on parle de particules « virtuelles » (hors de la couche de masse);  
la notion est si utile dans les calculs qu'elle prend une « réalité » propre:  
on parle de l'effet de l'échange de ces particules virtuelles sur l'intensité de l'interaction

# Cours 2 : Vide .... (Polarisation du ....)

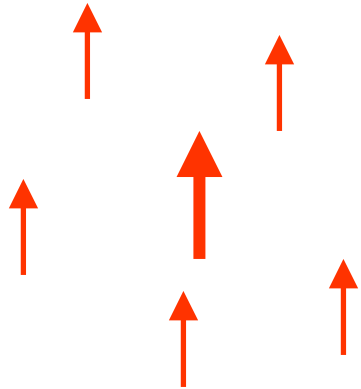


Modification de la masse  
et de la force du couplage, voire de la « largeur »

Image intuitive:

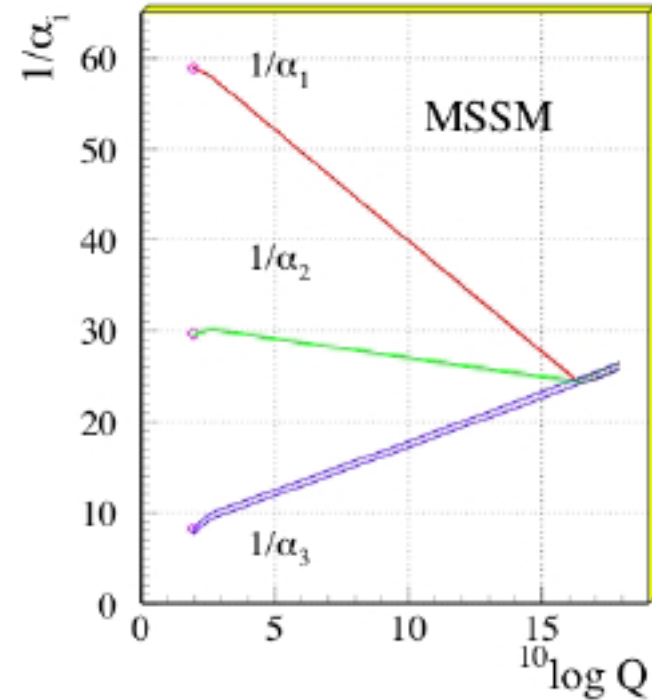
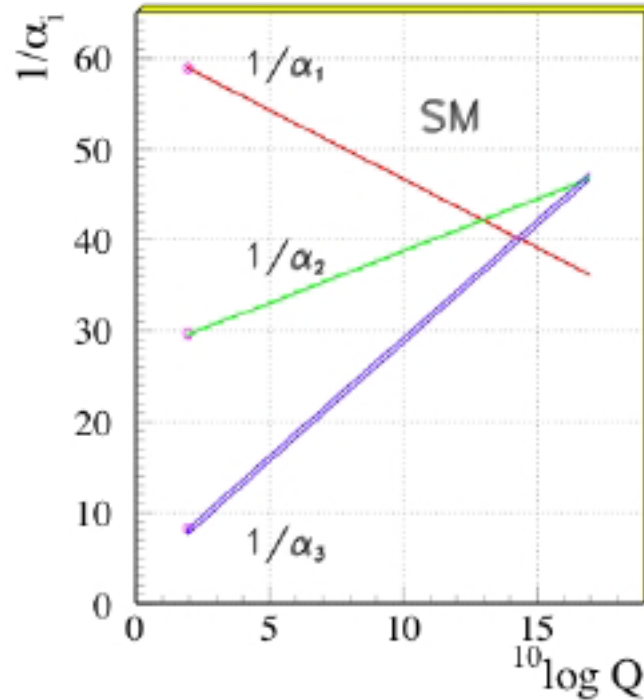


Anti-écranage?



L'interaction croît avec la distance

# Cours 2 : Vide .... (Polarisation du ....)



Kazakov, 2001



$$\rho = (m_W/m_Z \cos(\theta_W))^2$$

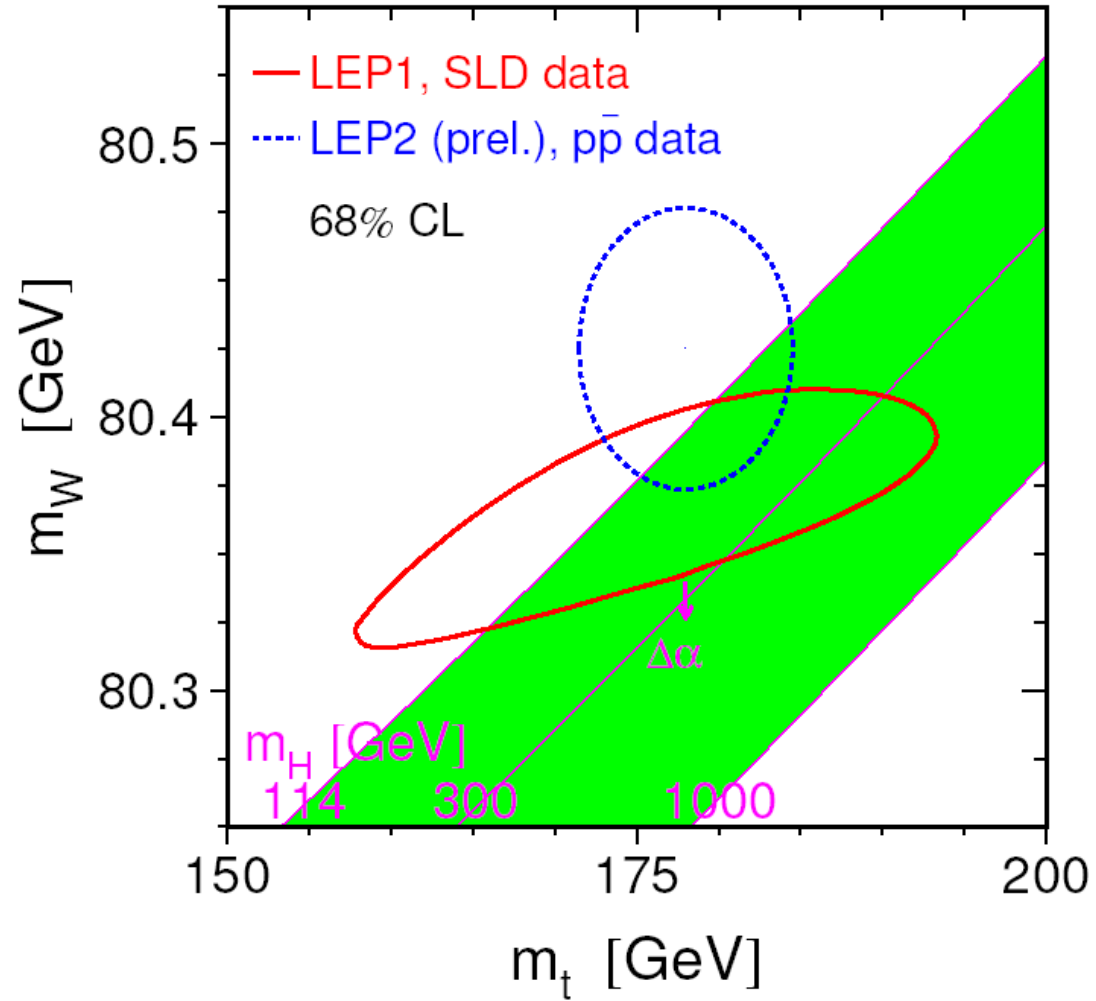
$$\Delta m^2 \equiv m_1^2 + m_2^2 - \frac{4m_1^2 m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \ln \frac{m_1}{m_2} \geq (m_1 - m_2)^2 ,$$

Pour un doublet non dégénéré,

$C_i = 1$  pour singlet de couleur, 3 pour triplet

$$\frac{3G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} \sum_i \frac{C_i}{3} \Delta m_i^2 = \rho_0 - 1$$

Moriond 2003,  
<http://moriond.in2p3.fr>



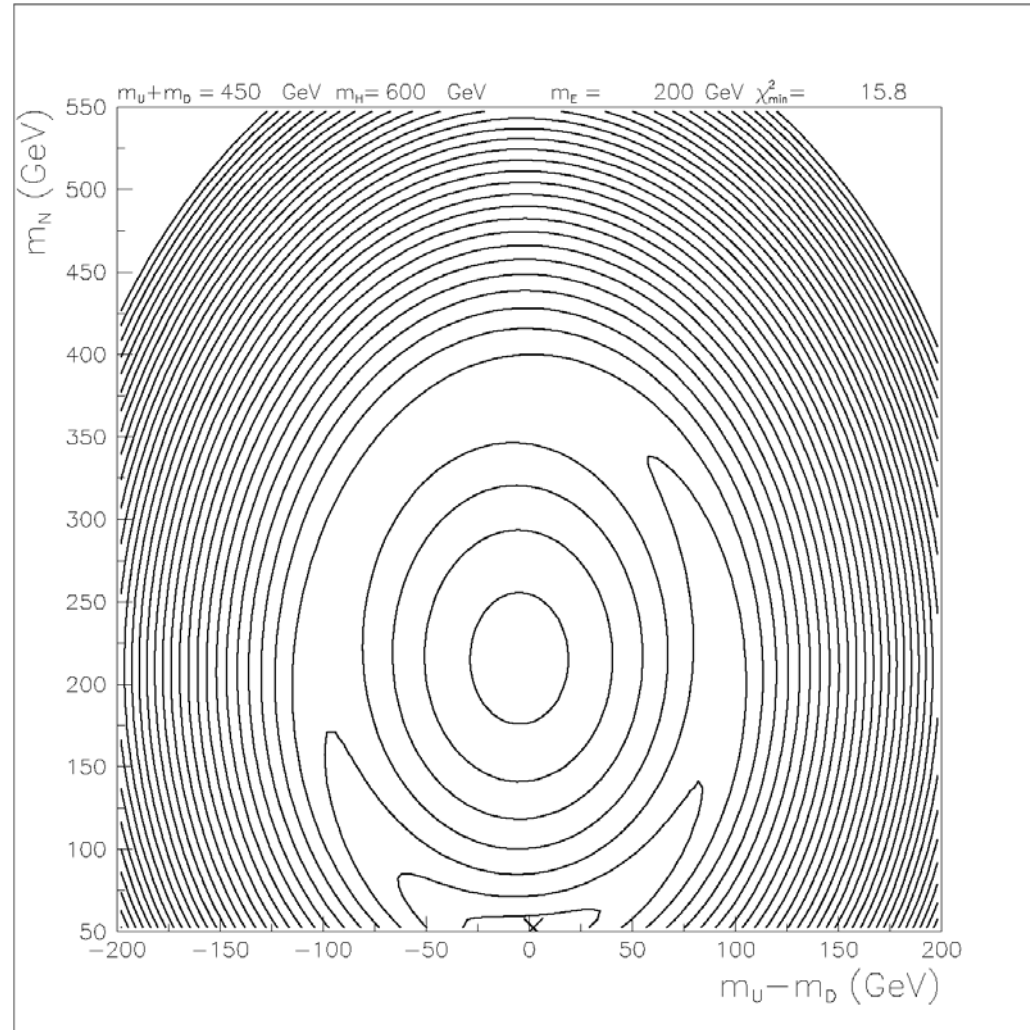


Figure 1: Exclusion plot for one extra generation.

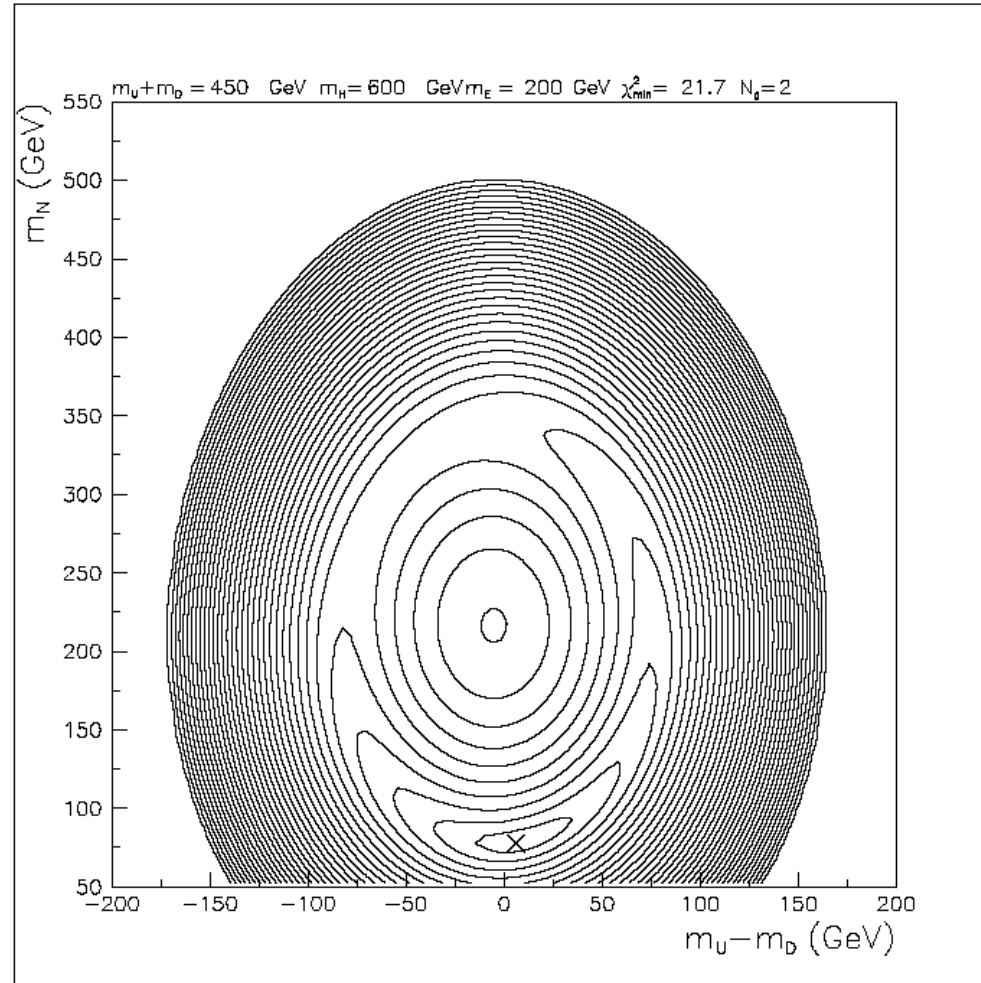


Figure 2: Exclusion plot for two extra generations.

# Implications phénoménologiques

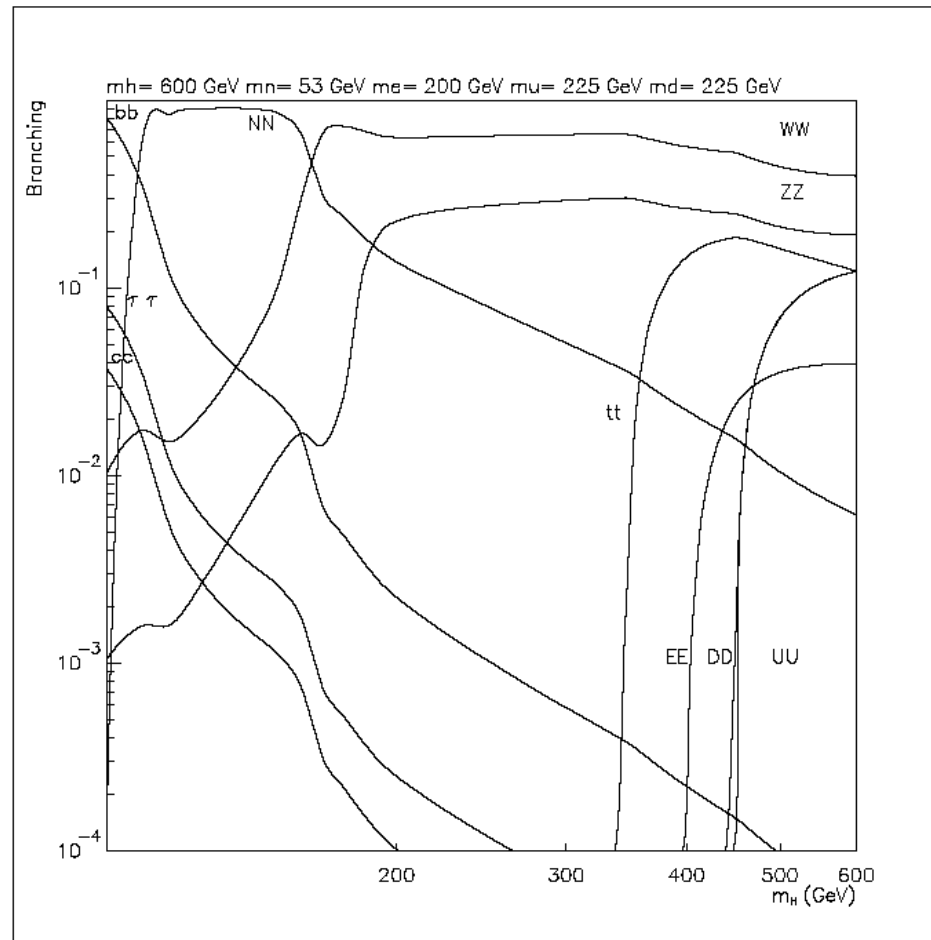


Figure 4: Branching ratios for scalar boson decays in case of one extra generation.

- Pourquoi recourir à des symétries brisées
  - Renormalisabilité, Vecteur Massif  $\leftrightarrow$  Boson de Goldstone
- Un point de didactique: formulation du modèle  $SU(2)_L \times U(1)$   
Pourquoi il faut oublier  $Q = T_3 + Y/2$
- Brisure de symétrie,
  - Bosons de Goldstone
  - identification du photon
- Identification de l'électron
- Equivalence des approches de Brout-Englert et Higgs

# Voir notes au tableau / notes de cours

## Quelques points importants:

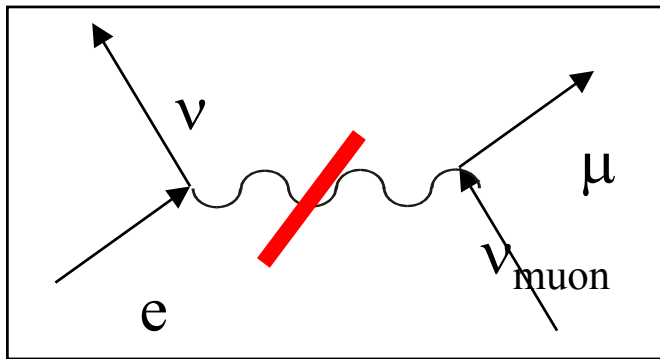
- Le propagateur vectoriel massif se comporte comme une constante pour  $|q^\mu| \rightarrow \infty$   
Ce qui entraîne de nouvelles divergences à tous les ordres dans les diagrammes en boucle.  
Une infinité de constantes de soustractions requises rend la théorie non renormalisable, et donc non prédictive
- Dans le cas de la brisure spontanée, dans la formulation de Brout et Englert, ce propagateur est remplacé par deux termes: un boson massif en jauge de Landau au propagateur modifié par  $m^2 \rightarrow q^2$ , et d'autre part, le propagateur d'un boson de Goldstone.
- Chaque terme se comporte « proprement » pour  $q^2 \rightarrow \infty$ , et la théorie n'est pas plus divergente que la théorie (de jauge) non brisée;
- dans la diffusion de fermions extérieurs réels, les deux calculs sont équivalents, ce qui établit l'équivalence des approches de Brout-Englert et Higgs

$$\frac{(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{m^2})}{q^2 - m^2}$$



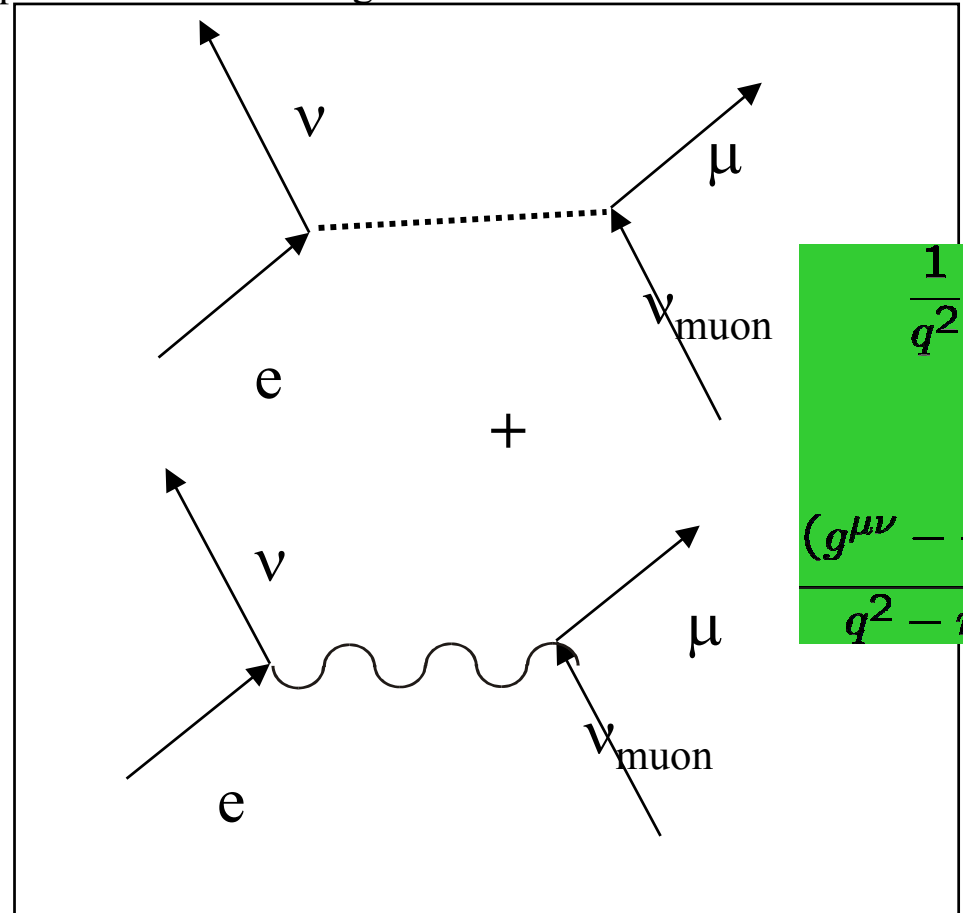
$$\frac{(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2})}{q^2 - m^2} + \frac{1}{q^2}$$

- Chaque terme se comporte « proprement » pour  $q^2 \rightarrow 0$ , et la théorie n'est pas plus divergente que la théorie (de jauge) non brisée;
- dans la diffusion de fermions extérieurs réels, les deux calculs sont équivalents, ce qui établit l'équivalence des approches de Brout-Englert et Higgs



$$\frac{(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{m^2})}{q^2 - m^2}$$

=



$$\frac{1}{q^2} \frac{(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2})}{q^2 - m^2}$$

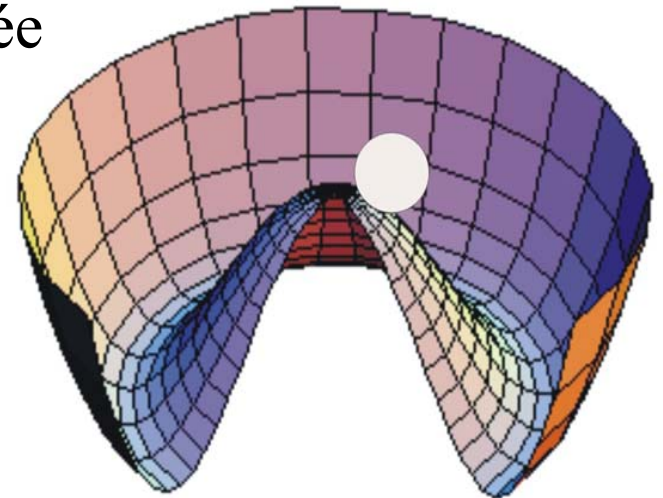


Comment ?

Brisure de symétrie et théorème de Goldstone:  
Une vision intuitive.

Un système instable se brise, et conduit à un  
ensemble de « nouveaux vides » dégénérés.

La dégénérescence se traduit par une dérivée  
seconde  $V''$  nulle, c'ad,  
une excitation de masse  
nulle selon chacune  
des directions de dégénérescence du vide




Il insiste sur un point de départ symétrique sous  $SU(2)$ :  
C'est une erreur d'imposer dès le départ  $Q = T_3 + Y/2$  :  
Cela revient en effet à privilégier dès l'abord une direction ( $T_3$ ) de  $SU(2)$

- C'est au contraire la brisure elle-même qui détermine quelle combinaison correspond au photon, et choisit la direction de charge
- Il en va de même pour l'identification du neutrino et de l'électron: Au départ on n'a que  $\psi_1$  et  $\psi_2$ , symétriques dans leurs propriétés.

Les couplages «  $Y$  » des fermions au  $U(1)$  sont arbitraires, et fixés par la phénoménologie. Ce n'est que dans des groupes étendus, comme  $SU(5)$  ou  $SO(10)$  que l'on a de véritables prédictions

Toutefois, la différence des charges de membres d'un doublet est un reste de la symétrie non abélienne:  $Q(u) - Q(d) = Q(\nu) - Q(e)$

On a donc l'image:



Électro-  
magnétisme

Interaction faible

Par ailleurs,

Les masses des fermions peuvent aussi être liées à la brisure de symétrie par des couplages de Yukawa. C'est toutefois plutôt une conséquence des particularités chirales du modèle standard qu'une exigence théorique fondamentale

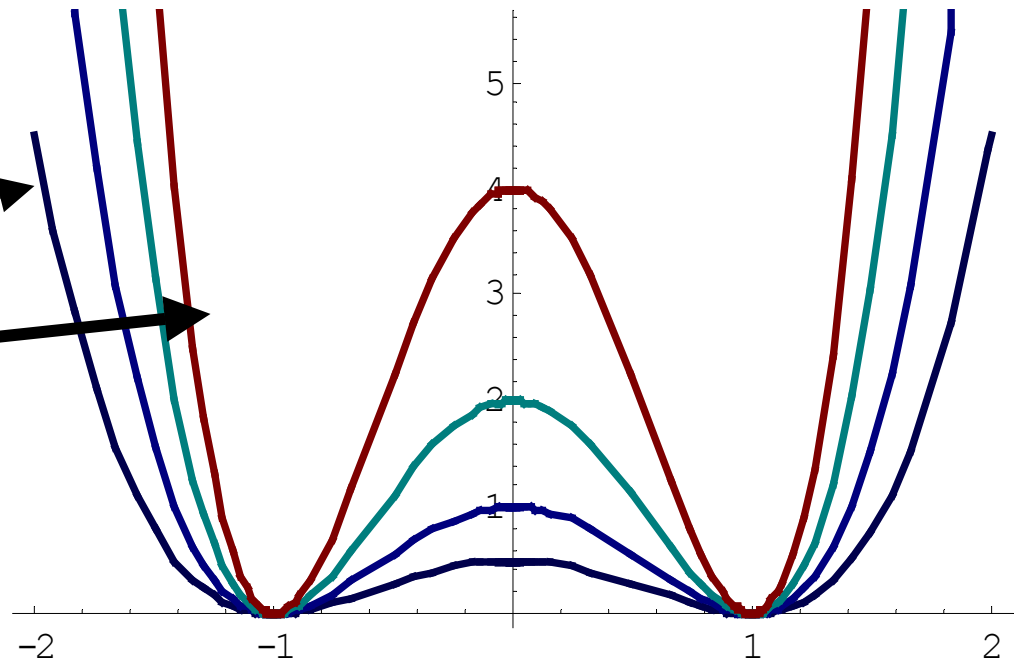
On observe que le couplage entre scalaires et fermions est d'ordre  $\lambda = g m_{\text{fermion}} / m_W$ , c'est à dire, minuscule pour l'électron

Exercice: en déduire pourquoi la limite inférieure sur la masse du scalaire au LEP II n'est que de 113 GeV, alors que l'énergie dans le centre de masse dépasse 200 GeV

On vérifie explicitement que la masse du scalaire restant (un doublet scalaire = 4 degrés de liberté, dont 3 Goldstones, qui seront absorbés par les W) reste arbitraire.

Pour sauvegarder le caractère perturbatif, on la suppose toutefois inférieure à 1000 GeV (limite sur  $\lambda$ )

On s'attend à une masse comprise entre 100 (limite exp) et 1000 GeV.



Parenthesis .... (-:

Dirac, Majorana, Weyl **neutrinos** and **mass terms** ?

In 3+1 dimensions, the 4-component Dirac spinor is **redundant**, at least for massless particles.

The Lorentz group accepts in fact 2 independent 2-component rep., called Weyl spinors, which should be seen as independent particles

$$\begin{pmatrix} \xi_L \\ \eta_R \end{pmatrix}$$

Each of them can be used to describe gauge interactions of the corresponding fermion:

$$g \bar{\xi}_L \gamma^\mu W_\mu \xi_L$$

This far, Majorana not even mentioned!

# Possible Lorentz invariants (mass terms):

Lead to the most general mass matrix

$$\bar{\eta}_R \cdot \xi_L + h.c.$$

$$\epsilon_{ij} \xi_{Li} \xi_{Lj} + h.c.$$

$$\epsilon_{ij} \eta_{Ri} \eta_{Rj} + h.c.$$

	$\xi_{Li}$	$\epsilon_{ik} \eta_{Rk}^+$
$\epsilon_{il} \xi_{Ll}$	$M_1$	$m$
$\eta_{Ri}^+$	$m'$	$M_2$

« Dirac »

« Majorana »  
mass

let  $\lambda_{Li} = \epsilon_{ik} \eta_{Rk}^+$ , where  $\lambda$  is now a left-handed spinor, but with opposite fermion number then the "Dirac" terms writes like "Majorana"  $\epsilon_{ij} \xi_{Li} \lambda_{Lj}$ ,



Majorana and Dirac are somewhat improper terms here,  
The general case is in fact Majorana.

Traditionnally, « Majorana mass » term refers to a fermion-number violating term, while Dirac means fermion-number conserving.

$$\xi \rightarrow e^{i\alpha} \xi$$

$$m \bar{\eta}_R \cdot \xi_L + h.c. \quad \text{invariant}$$

$$\eta \rightarrow e^{i\alpha} \eta$$

$$M_1 \epsilon_{ij} \xi_{Li} \xi_{Lj} + h.c.$$

$$M_2 \epsilon_{ij} \eta_{Ri} \eta_{Rj} + h.c.$$

Violate fermion  
number by 2 units,

Obviously, when both kinds of terms are present, fermion number is violated, and one cannot speak of « Dirac » anymore

> Neutrinoless double beta  
> leptogenesis

This far, we have not mentioned « Majorana spinors »,  
 Only Majorana mass terms.

In fact, **they are independent notions!**

We first need to define the charge conjugation (which permutes  
 Particle and antiparticle)

For a 4-component spinor:  $\psi^c = C (\psi^\dagger)^t$

Still without mentioning Majorana spinors,  
 the « Majorana mass » term can be written

$$M_1 \bar{\xi}^c \xi + h.c.$$

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi_L \\ 0 \end{pmatrix}$$

On the other hand, the Majorana condition, leading to Majorana spinors, is a different constraint:

$$\psi^c = \psi$$



In suitable basis, leads to REAL spinor

$$\psi = \begin{pmatrix} \lambda \\ \rho \end{pmatrix}$$

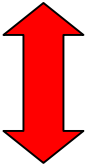
$$\lambda_i = \epsilon_{ij} \rho^{+t}$$

In 4 dimensions, this, like the Weyl condition, restricts the 4-spinor to 2 independent entries:

In 4 dimensions, the physical content of a Majorana and a Weyl spinor are thus equivalent, separate Majorana can be constructed to describe respectively  $\xi_L$  and  $\eta_R$

This is not true in more dimensions!

Amusingly, a Dirac spinor with Dirac mass can be written in terms of 2 Majorana spinors;

$$m \bar{\Psi} \Psi$$


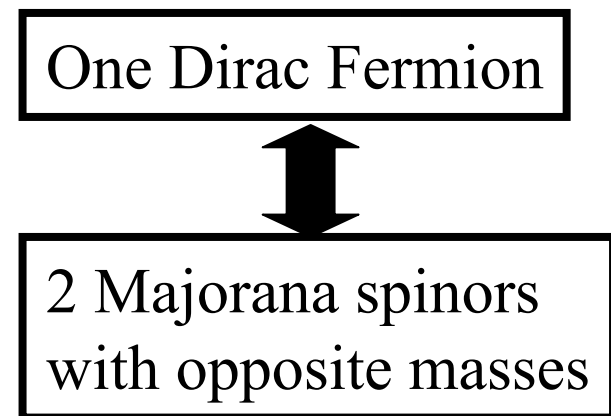
$$\frac{m}{2} \bar{\chi}^c \chi - \frac{m}{2} \bar{\lambda}^c \lambda$$

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi + \Psi^c)$$

$$\lambda = i \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi - \Psi^c)$$

neither term is invariant under phase transformation  $\Psi \rightarrow e^{i\alpha}\Psi$  since  $\lambda \leftrightarrow \chi$

**BUT the invariance is restored because the masses of the 2 Majorana spinors are « equal and opposite in sign »**



Majorana mass terms and Majorana spinors are logically Independent quantities: in 4+1 dimensions, for instance, we cannot have Majorana spinors.

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

is indeed irreducible in 4+1 dim,  
so that the Majorana  
condition cannot be imposed

..but Majorana-type mass terms ARE permitted

$$M\bar{\Psi}^c\Psi$$

To come back to our general neutrino mass matrix,

	$\xi_{Li}$	$\epsilon_{ik}\eta_{Rk}^\dagger$
$\epsilon_{il}\xi_{Ll}$	$M_1$	$m$
$\eta_{Ri}^\dagger$	$m$	$M_2$

The diagonalisation leads to 2 Majorana or Weyl spinors;  
 For  $M_1 = 0$ , and  $m \ll M_2$   
 one gets the familiar See-Saw eigenstates and values

$$\lambda_1 \approx \xi_L - m/M \epsilon \cdot \eta_R^\dagger \quad |m_1| \approx m/M^2$$

$$\lambda_2 \approx \eta_R + m/M \epsilon \cdot \xi_L^\dagger \quad |m_2| \approx M$$

Assuming the neutrino are massive, why don't we observe the opposite chirality?

Closing this parenthesis on Weyl/Majorana,  
let us return to the general question of mass..

End of Parenthesis .... -:)

Dirac, Majorana, Weyl neutrinos and mass terms ?



- Brisures de symétries: pourquoi recourir à des scalaires ?
- Ordre de grandeur des énergies libérées et comparaison aux paramètres cosmologiques
- Energie du vide,
  - Pour le modèle Standard
  - Dans une perspective cosmologique
  - Evolution thermique – transitions de premier ou second ordre?
- Remarques sur le choix des scalaires
  - masse des neutrinos:  $\nu_R$  ou triplet scalaire?
- Masses: un phénomène de basse énergie?
- Structure du vide et dimensions supplémentaires,
- A 4+1 dimensions:
  - une piste pour l'origine des masses
  - une piste pour la violation de CP
- A 5+1 dimensions:
  - origine des familles de fermions?

- Brisures de symétries: pourquoi recourir à des scalaires ?
- Ordre de grandeur des énergies libérées et comparaison aux paramètres cosmologiques
- Energie du vide,
  - Pour le modèle Standard
  - Dans une perspective cosmologique
  - Evolution thermique – transitions de premier ou second ordre?
- Remarques sur le choix des scalaires
  - masse des neutrinos:  $\nu_R$  ou triplet scalaire?
- Masses: un phénomène de basse énergie?
- Structure du vide et dimensions supplémentaires,
- A 4+1 dimensions:
  - une piste pour l'origine des masses
  - une piste pour la violation de CP
- A 5+1 dimensions:
  - origine des familles de fermions?

# Pourquoi des scalaires?

Nous avons déjà vu combien les scalaires sont indésirables (nombre de paramètres introduits par les couplages de Yukawa et les couplages entre scalaires),  
et insisté sur le fait que l'on essayait de les éliminer ou de les contraindre (supersymétrie, approche de Kaluza-Klein) – pourquoi les introduire alors dans la brisure spontanée?

La brisure spontanée de symétrie repose sur des valeurs « classiques » des champs:

Ceci signifie qu'elles représentent la limite d'un grand nombre de quanta.

C'est impossible pour des fermions, en raison du principe de Pauli (ou plutôt, de la relation spin-statistique déjà rencontrée).

En principe, on pourrait considérer la valeur moyenne dans le vide d'un vecteur, mais, à première vue, cela brise d'invariance de Lorentz (il est parfois possible de la rétablir par transformation de jauge)

Mais de tels scalaires ne sont parfois que des représentations intermédiaires.

Par exemple:

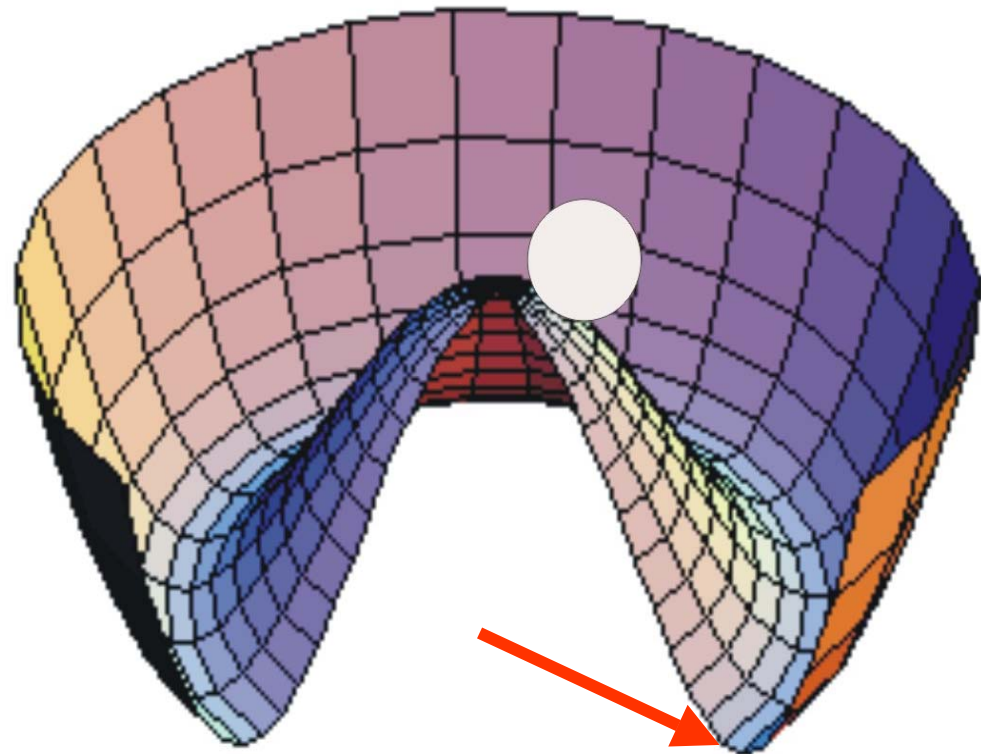
**en supraconductivité**, où ils représentent la condensation de paires de fermions  
**en théorie de perturbation chirale**, où les champs  $\sigma$  et  $\pi$  représentent des états liés de quarks, et pas des champs fondamentaux

Ici aussi, ils peuvent n'être qu'une représentation intermédiaire d'un mécanisme plus profond : brisure dynamique, « technicolor », reposant en général sur la brisure de symétrie chirale par condensation de paires fermioniques

- Brisures de symétries: pourquoi recourir à des scalaires ?
- Ordre de grandeur des énergies libérées et comparaison aux paramètres cosmologiques
- Energie du vide,
  - Pour le modèle Standard
  - Dans une perspective cosmologique
  - Evolution thermique – transitions de premier ou second ordre?
- Remarques sur le choix des scalaires
  - masse des neutrinos:  $\nu_R$  ou triplet scalaire?
- Masses: un phénomène de basse énergie?
- Structure du vide et dimensions supplémentaires,
- A 4+1 dimensions:
  - une piste pour l'origine des masses
  - une piste pour la violation de CP
- A 5+1 dimensions:
  - origine des familles de fermions?

# Potentiel scalaire et énergie du vide

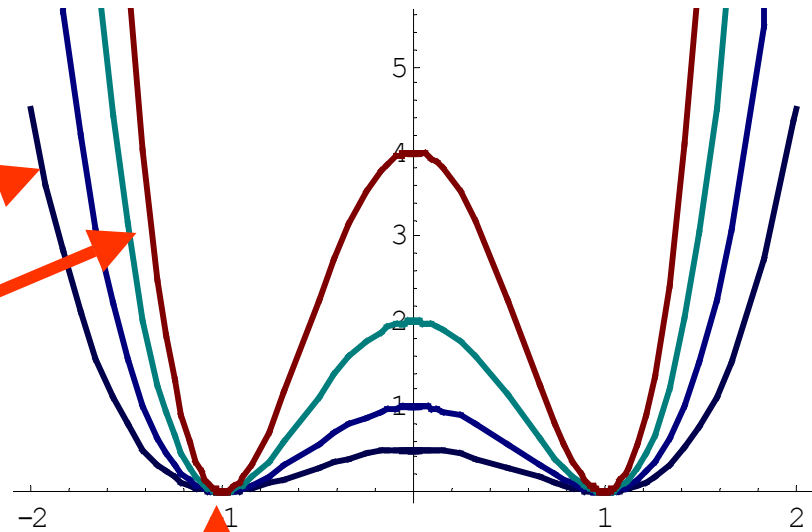
La position du minimum est mesurée avec précision,  
mais la forme exacte du potentiel n'est pas connue (et  
varie en fonction du bain thermique)



Nous avons vu, avec le potentiel du champ de Brout-Englert-Higgs:

$$V = \lambda \left( (\Phi^\dagger \Phi) - v^2 / 2 \right)^2$$

Dépend de  $\lambda$  (inconnu),  
càd de la masse du scalaire.  
On attend des valeurs (entre 100 et  
1000 GeV)<sup>4</sup>

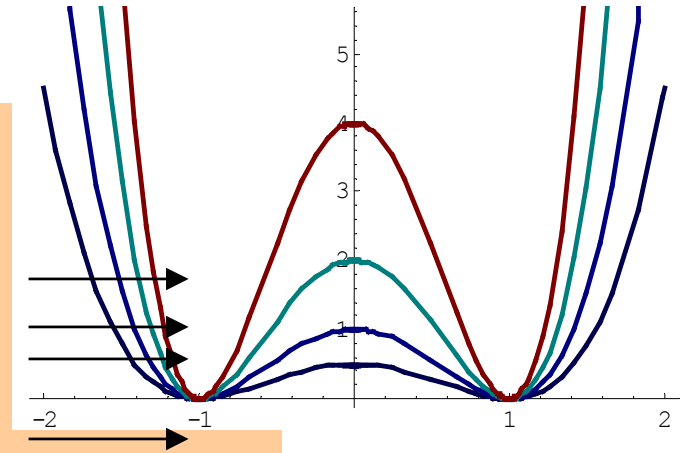


mesuré avec précision (masse du Z)

Ce qui correspond à une densité d'énergie  $> (10^{11} \text{ eV})^4$ ,  
alors que la constante cosmologique actuelle est  $< (10^{-3} \text{ eV})^4$

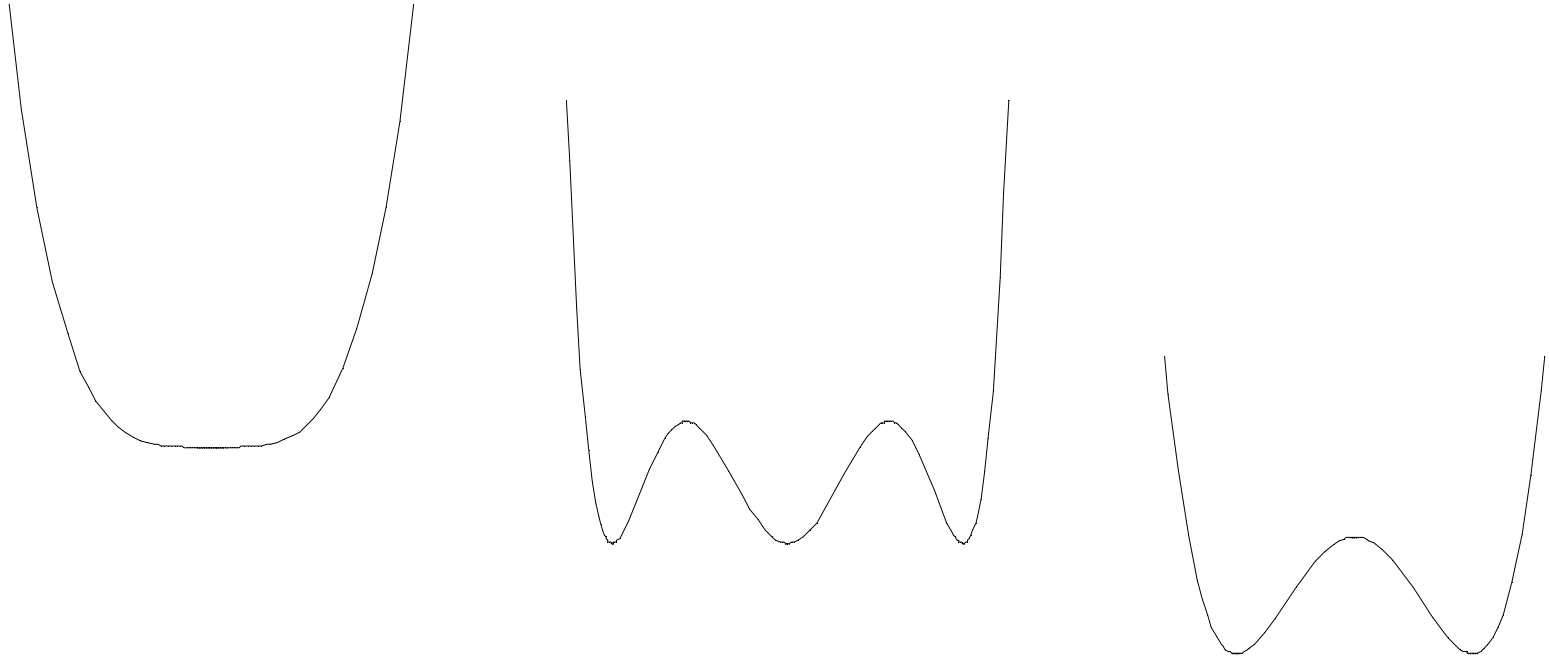
Pour une transition isolée,  
on peut évidemment choisir le zéro du potentiel,  
et ajuster l'énergie du vide, toutefois:

- cet ajustement est extrême, au vu des ordres de grandeur en présence
- il n'est possible en principe que pour une transition, or il y a (au moins)
  - La transition électrofaible
  - La transition quark-gluon vers nucléons
- Et peut-être:
  - La brisure de  $SO(10)$  ou  $SU(5)$  vers  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$
  - La brisure de supersymétrie





Enfin, l'évolution du potentiel scalaire peut être évaluée dans un Univers caractérisé comme un bain thermique. La forme du potentiel évolue, et détermine en outre la nature de la transition.



- Brisures de symétries: pourquoi recourir à des scalaires ?
- Ordre de grandeur des énergies libérées et comparaison aux paramètres cosmologiques
- Energie du vide,
  - Pour le modèle Standard
  - Dans une perspective cosmologique
  - Evolution thermique – transitions de premier ou second ordre?
- **Remarques sur le choix des scalaires**
  - **masse des neutrinos:  $\nu_R$  ou triplet scalaire?**
- **Masses: un phénomène de basse énergie?**
- Structure du vide et dimensions supplémentaires,
- A 4+1 dimensions:
  - une piste pour l'origine des masses
  - une piste pour la violation de CP
- A 5+1 dimensions:
  - origine des familles de fermions?

In the Standard Model without  $\nu_R$ , « low energy » Majorana mass for light neutrinos would need a triplet  $\chi$  with coupling  $\bar{\Psi}_{La}^c \chi_{ab} \Psi_{Lb}$

$$\epsilon_{ij} \nu_i \nu_j \bullet \langle \chi \rangle$$

*Such a triplet is NOT forbidden, but its vacuum expectation value would enhance the ratio  $M_W / M_Z \cos(\theta)$ .*

*In practice the limit is simply  $\langle \chi \rangle < 0.03 \langle H \rangle$ , which is not much of a fine tuning.*

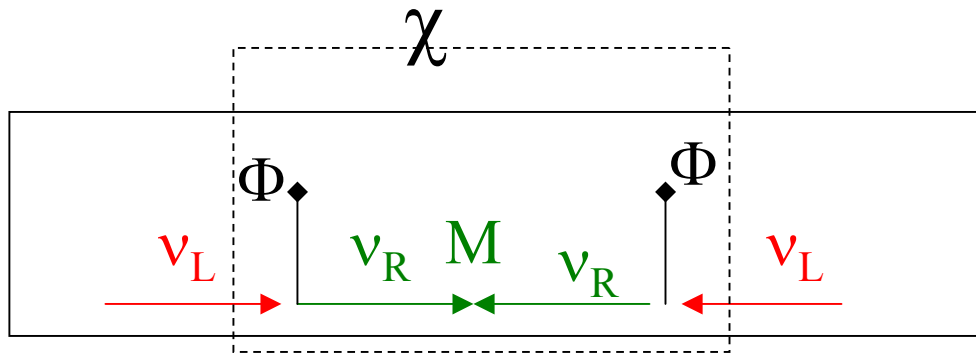
In fact, this adds exactly the same number of degrees of freedom  
 (3  $\times$  2 –for 3 complex scalars)  
 as the more commonly advocated see-saw approach  
 (3 Weyl fermions) and does not require a new scale.

But fermion masses don't need to be « pure » low energy!



Well-known example: see saw

This triplet  $\chi$  can in fact be simulated by 2 doublets, linked by a heavy particle, the right-handed Majorana neutrino: a poor man's triplet!



This mass contribution mixes high and low energy scales!

# One more example

$\nu_L$  mass for free !!

Absolutely no particle added \*

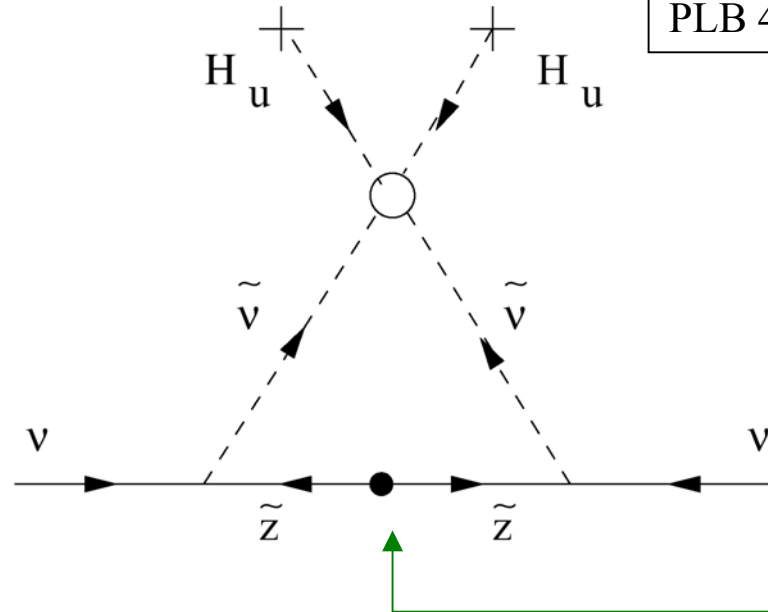
No  $\nu_R$  added !

**\* Beyond the usual susy MSSM PARTICLE JUNGLE !!!**

The basic ingredient is a subleading interaction between 4 scalars (H, sneutrinos), of order  $F/M_{\text{mediator}}^2$

-no right-handed  $\nu$  !  
 -L violation linked to susy breaking  
 - not explicitly factorized

This is a commercial for jmf, M. Libanov, S. Troitsky, PLB 479,343,2000



The chiral transition however involves a at low scale, and is linked to the Zino mass

Type	Term	Naive Suppression	Origin
soft	$\phi\phi^*$	$\frac{ F ^2}{M^2} \sim m_W^2$	$\frac{1}{M^2}[XX^*\Phi\Phi^*]_D$
	$\phi^2$	$\frac{\mu F}{M} \sim \mu m_W$	$\frac{\mu}{M}[X\Phi^2]_F$
	$\phi^3$	$\frac{F}{M} \sim m_W$	$\frac{1}{M}[X\Phi^3]_F$
	$\lambda\lambda$	$\frac{F}{M} \sim m_W$	$\frac{1}{M}[XW^\alpha W_\alpha]_F$
maybe soft	$\phi^2\phi^*$	$\frac{ F ^2}{M^3} \sim \frac{m_W^2}{M}$	$\frac{1}{M^3}[XX^*\Phi^2\Phi^*]_D$
	$\psi\psi$	$\frac{ F ^2}{M^3} \sim \frac{m_W^2}{M}$	$\frac{1}{M^3}[XX^*D^\alpha\Phi D_\alpha\Phi]_D$
	$\psi\lambda$	$\frac{ F ^2}{M^3} \sim \frac{m_W^2}{M}$	$\frac{1}{M^3}[XX^*D^\alpha\Phi W_\alpha]_D$
hard	$\phi^4$	$\frac{F}{M^2} \sim \frac{m_W}{M}$	$\frac{1}{M^2}[X\Phi^4]_F$
	$\phi^3\phi^*$	$\frac{ F ^2}{M^4} \sim \frac{m_W^2}{M^2}$	$\frac{1}{M^4}[XX^*\Phi^3\Phi^*]_D$
	$\phi^2\phi^{*2}$	$\frac{ F ^2}{M^4} \sim \frac{m_W^2}{M^2}$	$\frac{1}{M^4}[XX^*\Phi^2\Phi^{*2}]_D$
	$\phi\psi\psi$	$\frac{ F ^2}{M^4} \sim \frac{m_W^2}{M^2}$	$\frac{1}{M^4}[XX^*\Phi D^\alpha\Phi D_\alpha\Phi]_D$
	$\phi^*\psi\psi$	$\frac{ F ^2}{M^4} \sim \frac{m_W^2}{M^2}$	$\frac{1}{M^4}[XX^*\Phi^*D^\alpha\Phi D_\alpha\Phi]_D$
	$\phi\psi\lambda$	$\frac{ F ^2}{M^4} \sim \frac{m_W^2}{M^2}$	$\frac{1}{M^4}[XX^*\Phi D^\alpha\Phi W_\alpha]_D$
	$\phi^*\psi\lambda$	$\frac{ F ^2}{M^4} \sim \frac{m_W^2}{M^2}$	$\frac{1}{M^4}[XX^*\Phi^*D^\alpha\Phi W_\alpha]_D$
	$\phi\lambda\lambda$	$\frac{F}{M^2} \sim \frac{m_W}{M}$	$\frac{1}{M^2}[X\Phi W^\alpha W_\alpha]_F$
$\phi^*\lambda\lambda$	$\frac{ F ^2}{M^4} \sim \frac{m_W^2}{M^2}$	$\frac{1}{M^4}[XX^*\Phi^*W^\alpha W_\alpha]_D$	

List of subleading couplings,  
 From S. P Martin,  
**Phys.Rev.D61:035004,2000**

Order of magnitude estimate:

Susy breaking in hidden sector =  $F$

Mediator mass  $M_{\text{mediator}}$  such that  $F/M_{\text{med}} = m_{\text{susy}} = 1 \text{ TeV}$ ,

The new coupling is  $h(\tilde{L}_i H_{Uj} \epsilon_{ij})^2$

With  $h$  approx.  $F/M_{\text{med}}^2$

$$\frac{h}{32\pi^2} \frac{g^2 \langle H_U \rangle^2}{m_{\tilde{\nu}} \cos^2 \theta_w} f\left(\frac{m_{\tilde{Z}}^2}{m_{\tilde{\nu}}^2}\right) \approx 10^{-5} \text{ eV} \cdot M_{\text{Planck}}/M_{\text{mediator}}$$

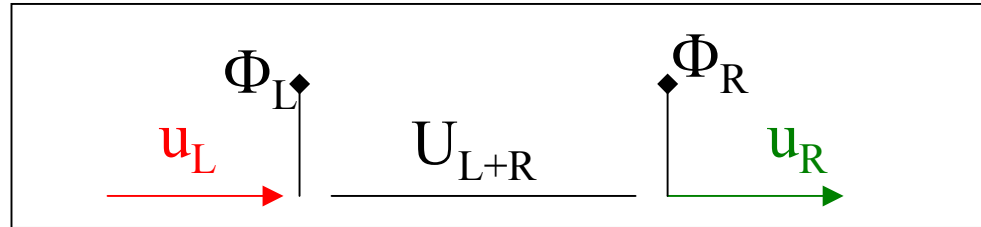


Need either new mediator scale (gauge ...)  
or can only generate mass differences.



# Can we generalize this to the other fermions?

First idea: universal see-saw

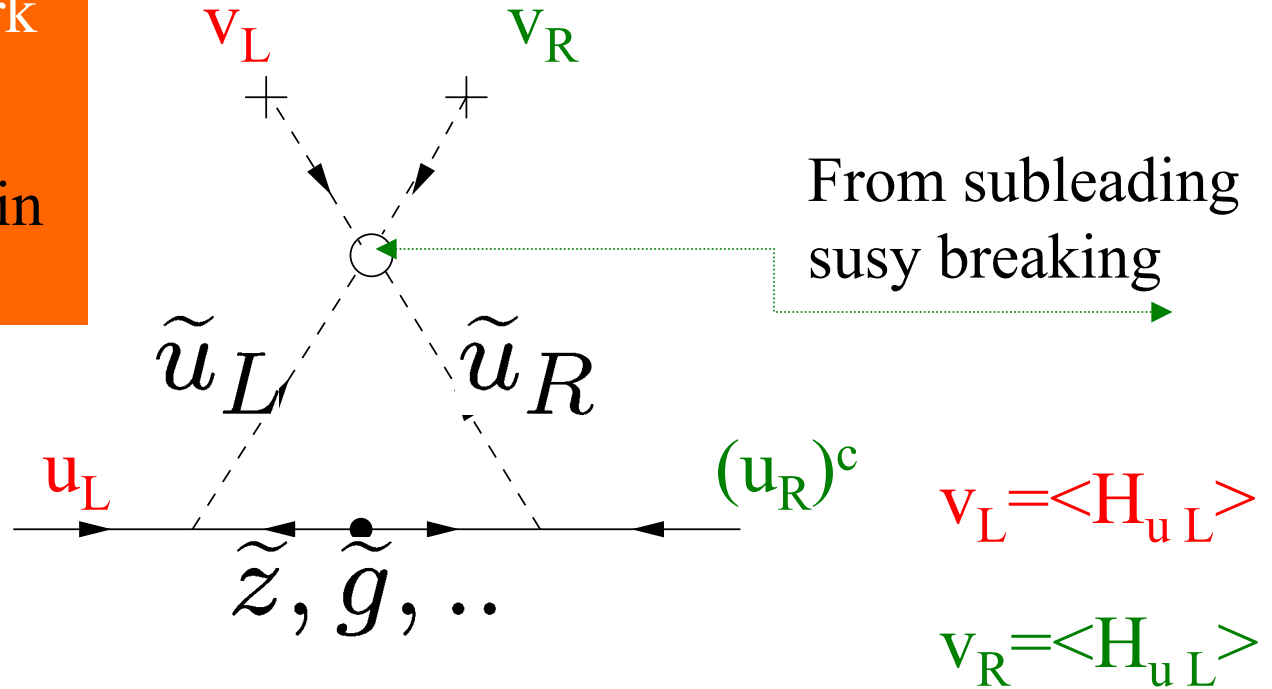


Much simpler structure than usual LR model (two doublets instead of bidoublet)

→ easy to supersymmetrize

→ but need one heavy partner  $U$  for each particle species, and even nearly for each generation...--same for  $D, E, N, \dots$

-orders of magnitude  
 OK for light quarks,  
 -but tight for top quark  
 --remains to explain  
 matrix structure of  $\lambda$  in  
 generation space



- no need for heavy vectorlike U,D,E,N  
 - flavour is transferred by existing s-partners  
 - chiral breaking at low energy form susy breaking

Implications  
 for axions?

Yet, this scheme has some interesting points

- light fermion masses and chirality breaking  
     originate from TeV –scale susy breaking
- mass structure (texture) :  
     linked to high energy/compactification
- despite L R structure, no new FCNC effects
- U(1) , Axions : implications to be explored

- Brisures de symétries: pourquoi recourir à des scalaires ?
- Ordre de grandeur des énergies libérées et comparaison aux paramètres cosmologiques
- Energie du vide,
  - Pour le modèle Standard
  - Dans une perspective cosmologique
  - Evolution thermique – transitions de premier ou second ordre?
- Remarques sur le choix des scalaires
  - masse des neutrinos:  $\nu_R$  ou triplet scalaire?
- Masses: un phénomène de basse énergie?
- Structure du vide et dimensions supplémentaires,
- A 4+1 dimensions:
  - une piste pour l'origine des masses
  - une piste pour la violation de CP
- A 5+1 dimensions:
  - origine des familles de fermions?

Before going to more than 3+1 dimensions,  
**Must apologize for being WASTEFUL ...**

In 4+1 dim,  
 Minimal spinor has  
 4 components,

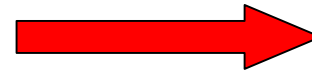
$$\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

Reduction to  
 3+1

$$\begin{pmatrix} \psi_L \\ 0 \end{pmatrix}$$

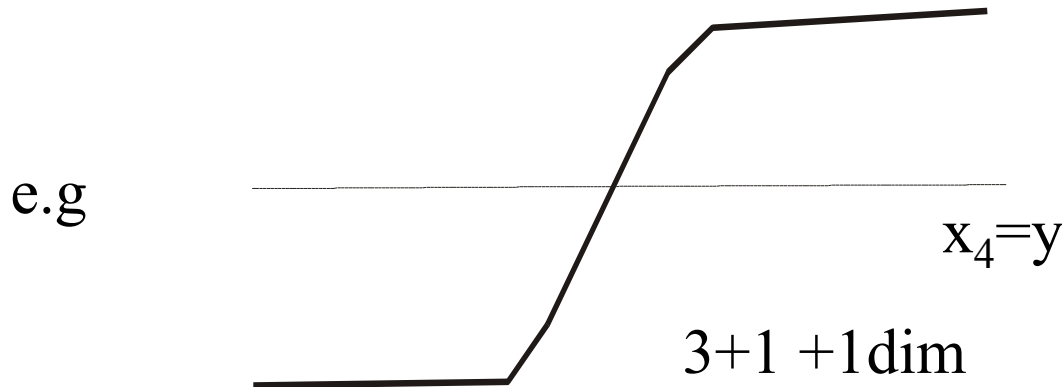
In 5+1 dim,  
 Minimal (chiral)  
 spinor has  
 4 components,  
 Dirac has 8

$$\left[ \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \\ \chi_L \\ \chi_R \end{pmatrix} \right]$$

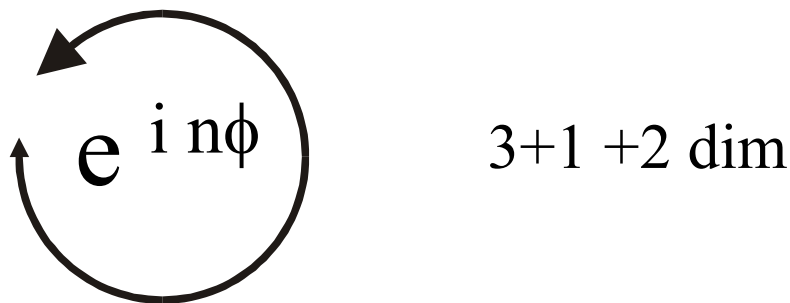


$$\left[ \begin{matrix} \psi_L \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{matrix} \right]$$

to keep only chiral spinors : use of topological singularities  
in the extra dimensions,



Solitonic background  
index theorem  
localizes one chiral  
Fermion



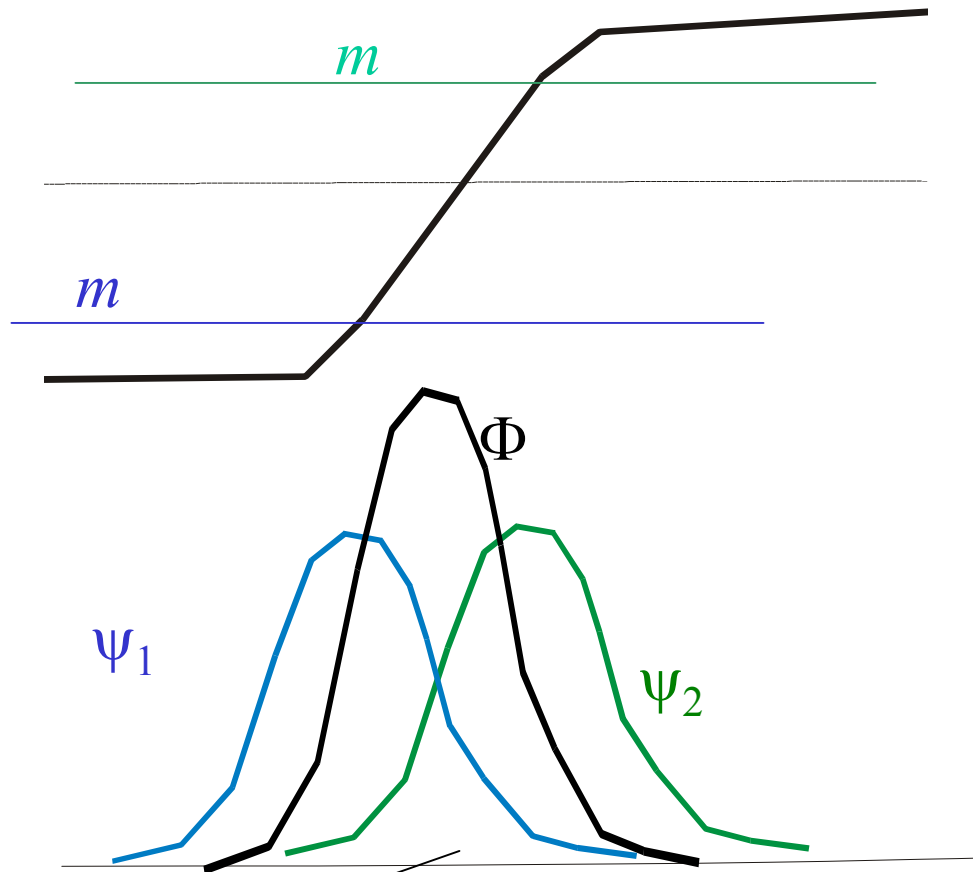
Vortex with winding  
number  $n$   
localizes  $n$  chiral massless  
fermion modes in 3+1

(3+1)+1 dim:  
Multilocalisation

$$L_{4+1} = m \bar{\Psi} \Psi + \lambda \bar{\Psi} \Phi \Psi$$



The 5-dim  $m$  is not the physical mass, but leads to different localisations of fermion fields



In principle, not very attractive: just map mass patterns into cartography of the extra dimension, with strong sensitivity due to the « gaussian tails ».....

Overlap  $\Rightarrow$  determines fermion masses and mixings

Many works in this direction...(see refs)

Actually one pretty strong constraint comes from the obligation to localize both members of a left doublet (e and neutrino ) at the same point.

Using a coarse scanning, **Dirac + Majorana** mass terms we get typically

$$M^{\text{MAJ}}_{\text{L}} = 10^{-2} \text{ eV}$$

$$.01 < \sin \theta_{13} < 0.1$$

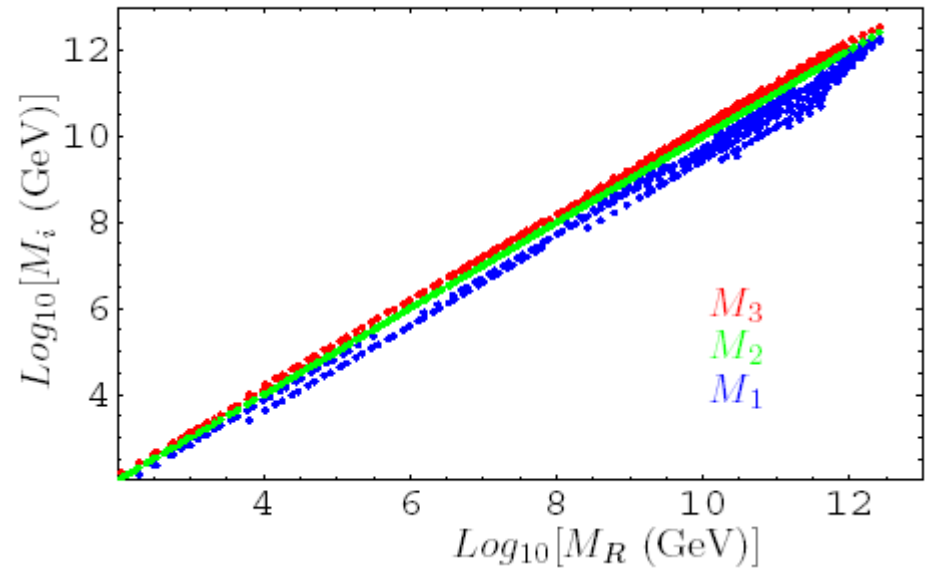
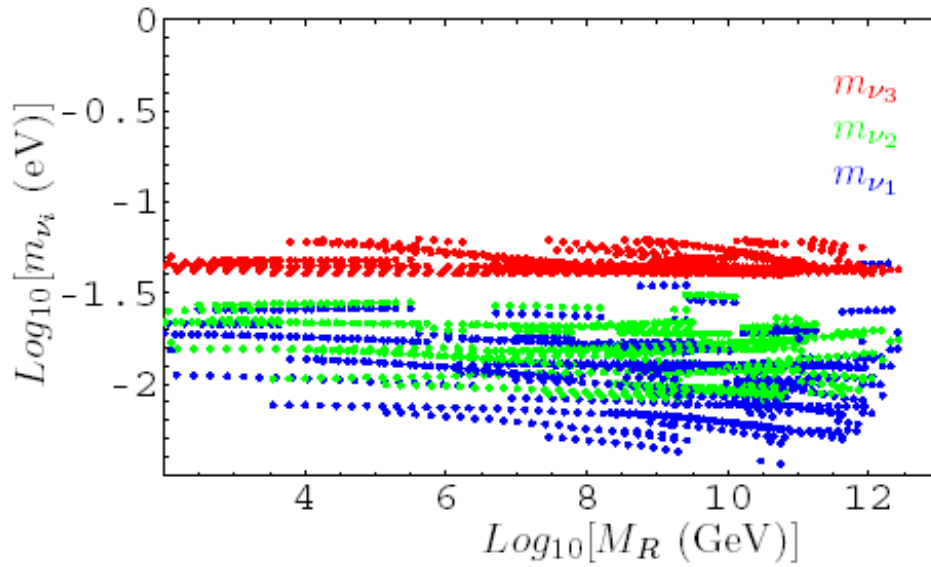
jmf, G. Moreau, E Nezri, Phys.Rev.D69:033003,2004

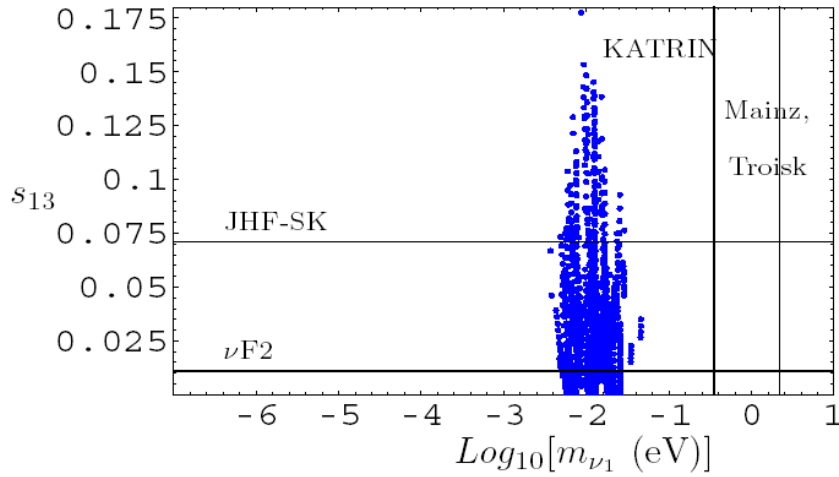
Extension to Randall-Sundrum : (G. Moreau)



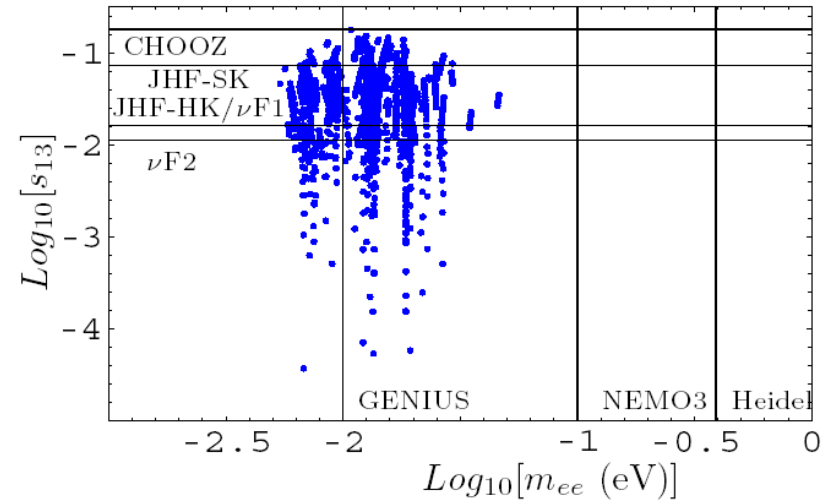
## Some refs...

- [13] N. Arkani-Hamed and M. Schmaltz, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 033005.
- [14] R. Jackiw and C. Rebbi, *Phys. Rev. D* **13** (1976) 3398.
- [15] M. V. Libanov and S. V. Troitsky, *Nucl. Phys. B* **599** (2001) 319; J.-M. Frère, M. V. Libanov and S. V. Troitsky, *Phys. Lett. B* **512** (2001) 169; J.-M. Frère, M. V. Libanov and S. V. Troitsky, *JHEP* **0111** (2001) 025; M. V. Libanov and E. Ya. Nougayev, *JHEP* **0204** (2002) 055.
- [16] G. Dvali and M. Shifman, *Phys. Lett. B* **475** (2000) 295.
- [17] P. Q. Hung, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 095011.
- [18] D. E. Kaplan and T. M. P. Tait, *JHEP* **0006** (2000) 020.
- [19] D. E. Kaplan and T. M. P. Tait, *JHEP* **0111** (2001) 051.
- [20] M. Kakizaki and M. Yamaguchi, *Prog. Theor. Phys.* **107** (2002) 433; [hep-ph/0110266](#).
- [21] C. V. Chang *et al.*, *Phys. Lett. B* **558** (2003) 92.
- [22] S. Nussinov and R. Shroek, *Phys. Lett. B* **526** (2002) 137.
- [23] E. A. Mirabelli and M. Schmaltz, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 113011.
- [24] G. Barenboim, G. C. Branco, A. de Gouvêa and M. N. Rebelo, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 073005.
- [25] G. C. Branco, A. de Gouvêa and M. N. Rebelo, *Phys. Lett. B* **506** (2001) 115.
- [26] P. Q. Hung and M. Seco, *Nucl. Phys. B* **653** (2003) 123.





[a]



[b]

Figure 8: [a]  $(m_{\nu_1}, s_{13})$  plane with present (Mainz and Troisk) and future (KATRIN) experimental sensitivities on  $m_{\nu_1}$ . [b]  $(m_{ee}, s_{13})$  plane with current (Heidelberg) and future (NEMO3, GENIUS) bounds on  $m_{ee}$  from double  $\beta$  decay experiments. Current (CHOOZ) and future superbeams (JHF-SK, JHF-HK) and neutrino factories (low luminosity:  $\nu F1$ , high luminosity:  $\nu F2$ ) sensitivities on  $s_{13}$  are also represented. The values shown in [a,b] correspond to the solutions  $A, B, C, D, E_{1,2}$  and to the lower limit of neutrino mass interval (for instance, the  $m_{\nu_1}$  value is taken equal to  $m_{\nu_1}^{min}$ ).

# CP violation from extra dimensions

Gauge interactions respect CP,

How can gauge interaction appear from extradimensions?

New mechanisms?

## Much work on the subject:

- [2] N. Cosme, J. M. Frere and L. Lopez Honorez, Phys. Rev. D **68** (2003) 096001 [arXiv:hep-ph/0207024].
- [3] W. E. Thirring, Acta Phys. Austriaca Suppl. **9** (1972) 256.
- [4] G. C. Branco, A. de Gouvea and M. N. Rebelo, Phys. Lett. B **506** (2001) 115 [arXiv:hep-ph/0012289].
- [5] D. Chang and R. N. Mohapatra, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 211601 [arXiv:hep-ph/0103342]. D. Chang, W. Y. Keung and R. N. Mohapatra, Phys. Lett. B **515** (2001) 431 [arXiv:hep-ph/0105177].
- [6] I. Antoniadis and K. Benakli, Phys. Lett. B **326** (1994) 69 [arXiv:hep-th/9310151]. C. Csaki, C. Grojean and H. Murayama, arXiv:hep-ph/0210133. G. Burdman and Y. Nomura, arXiv:hep-ph/0210257. N. Haba and Y. Shimizu, arXiv:hep-ph/0212166. I. Gogoladze, Y. Mimura and S. Nandi, arXiv:hep-ph/0301014.

$$L_{4+1} = m\bar{\Psi}\Psi + \lambda\bar{\Psi}\Phi\Psi + g\bar{\Psi}\gamma_A W^A\Psi$$

Since  $\gamma^4 = i\gamma_5$ , the last term corresponds in 3+1 to a pseudoscalar term,

Hosotani loop:  $\oint W_4 dx^4 = B$

$$m\bar{\Psi}\Psi + \lambda\bar{\Psi} \langle \Phi \rangle \Psi + g\bar{\Psi} i\gamma_5 B \Psi$$

Can generate CP violation, starting from purely real parameters, and even breaking of the group;

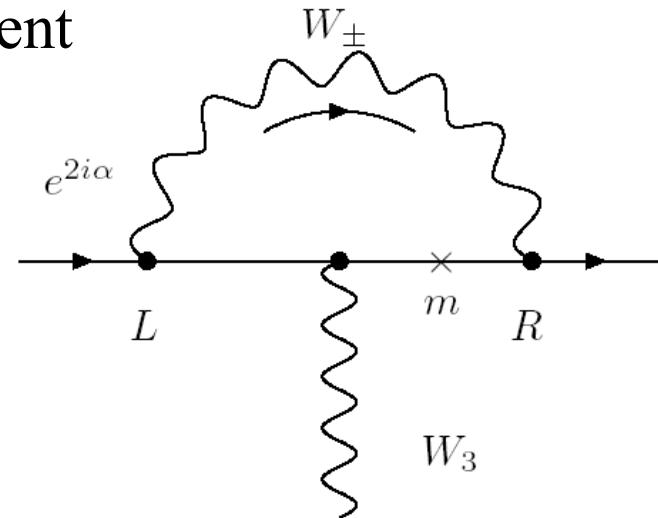
In a toy SU(2) context, choose the Hosotani loop to break the group in the 3 direction, and get

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M + iw\gamma_5 & \\ & M - iw\gamma_5 \end{pmatrix}.$$

Redefining the masses to be real, get complex couplings:

$$U_R = \mathbb{I}, \quad U_L = \begin{pmatrix} e^{-i\alpha} & \\ & e^{i\alpha} \end{pmatrix}$$

Which lead to a « W3 »-dipole moment



Simple example : jmf, N. Cosme and L Lopez,  
 Phys.Rev.D68:096001,2003

Unification example :



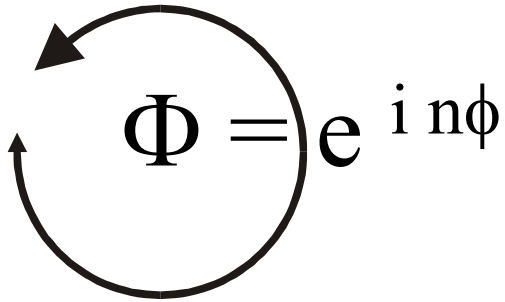
need  $SO(11)$

jmf + N Cosme Phys.Rev.D69:036003,2004 .



# 3 families from one in **5+1 dim**

In coll. with S Troitsky, M Libanov, E Nugaev

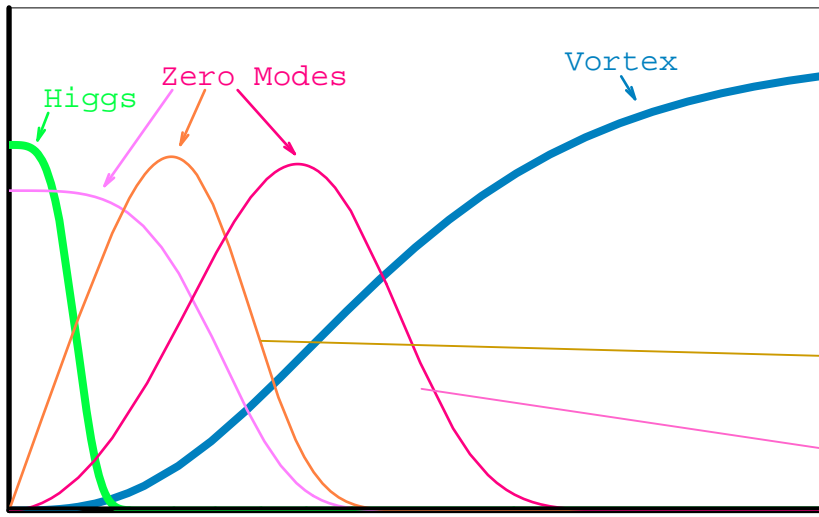


Just a reminder: we assume a **background scalar field** providing a vortex in the 2 extra dimensions;

It vanishes at the origin— where we live!

**We add a B-E-H scalar**, which could have the shape:

**For some reason, n=3**



The 3 fermion modes have different shapes, and different winding properties in the extra dimension variable  $\phi$

$$e^{i 1 \phi}$$

$$e^{i 2 \phi}$$

We get a mass matrix like :

$$\begin{pmatrix}
 \textit{small} & \varepsilon & \\
 & \textit{medium} & \varepsilon \\
 & & \textit{large}
 \end{pmatrix}
 \begin{matrix}
 n = \\
 2 \\
 1 \\
 0
 \end{matrix}$$

An auxiliary scalar , with winding  $e^{i\phi}$  can give the small Cabibbo mixings  $\varepsilon$

**IMPORTANT** : « family number » (n) is approximatively conserved ! - somewhat like U(1) horizontal symmetry  $e^{i\phi}$

Recent dvpts :

- compactification of the 2 extra dim on a sphere (avoid localisation of gauge bosons)

-phenomenological implications of the excited modes..

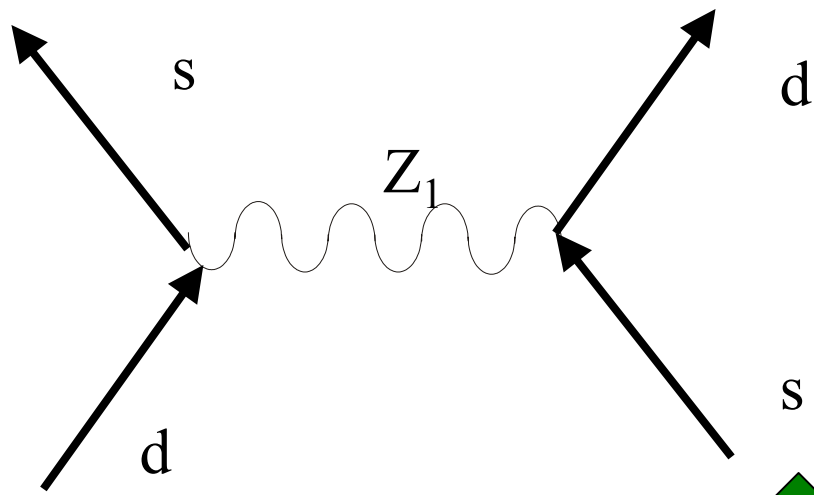
Z possesses Kaluza-Klein excitations

2 types :

- radial (flavor conserving)

- angular :  $Z_1$  behaves like  $e^{i\phi}$

**IMPORTANT** : « family number » (n) is approximatively conserved ! - somewhat like U(1) horizontal symmetry  $e^{i\phi}$



u	e
c	$\mu$


Z possesses Kaluza-Klein excitations  
- angular :  $Z_1$  behaves like  $e^{i\phi}$

Flavour conserving

Flavour violating,

LIMITS

Family number conserving



# LIMITS

Typical limit

$$\kappa_L \rightarrow \mu^- e^+ \text{ or } \mu^+ e^- \quad \text{B.R.} < 10^{-12}$$

Expect thus typical mass scale  $M_{Z_1} > (10^{12})^{1/4} M_Z = 100 \text{ TeV}$

In fact, overlap of wave functions implies some suppression of the coupling;  $\kappa$

→ bound becomes  $M(Z_1) > \kappa 100 \text{ TeV}$

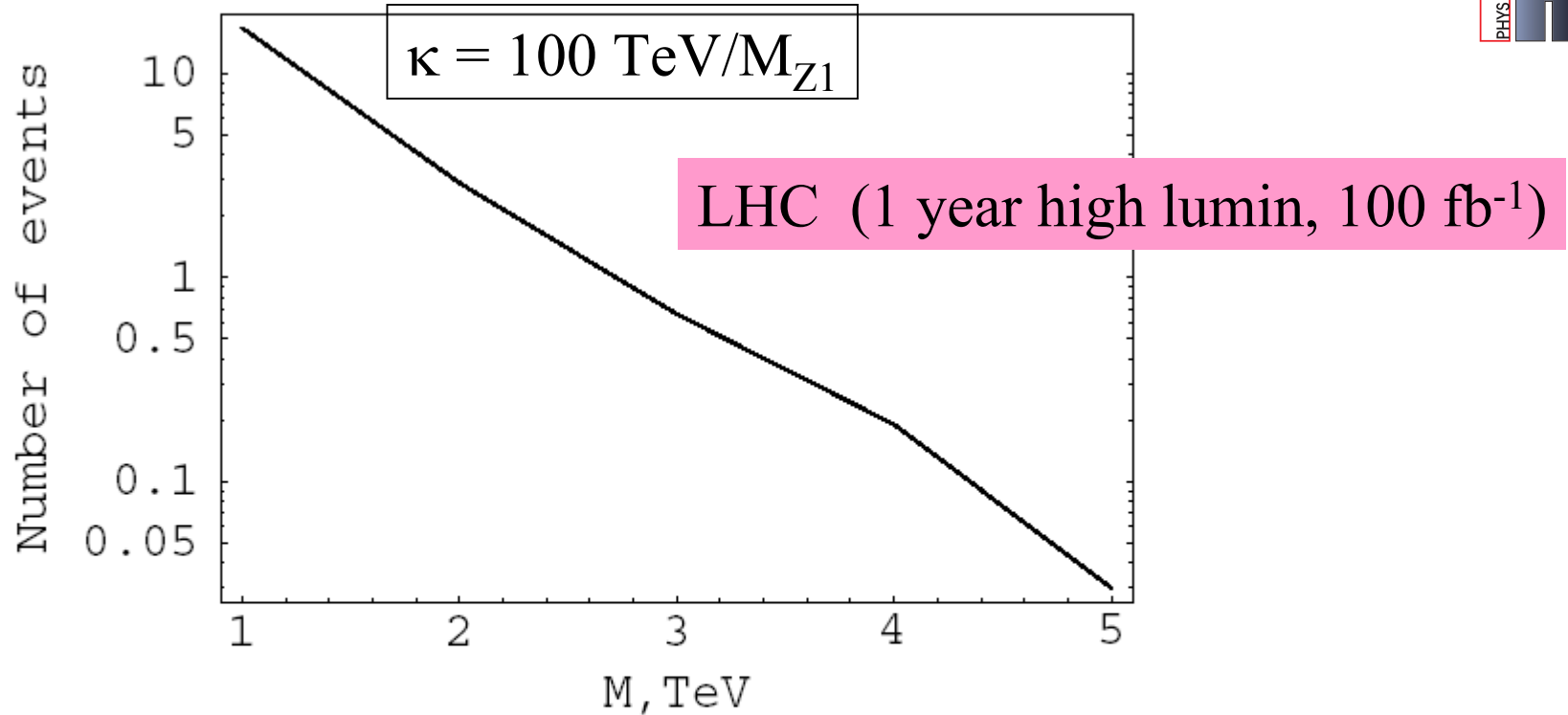


Fig. 1. Number of events for  $(\mu^+ e^-)$  pairs production as a function of the vector bosons mass  $M$ , with  $\kappa = M/(100\text{TeV})$ . numbers for  $\mu^- e^+$  are one order below

(anti-t) + c , (or anti b and s) are mediated by gluon excitations, typically a few 1000, ...but need to consider background



## An afterthought...a Lorentz-invariant example of decoherence

Going back to a nearly excluded approach:  
Left-handed neutrinos localized on a brane,  
interacting with bulk neutrinos...

$$S = \int d^4x dy \bar{\Psi} i \Gamma_A \partial^A \Psi + \int d^4x \{ \bar{\nu}_1 i \gamma_\mu \partial^\mu \nu_1 + \lambda \bar{\nu}_1 \Psi(x^\mu, y=0) H(x^\mu) + \text{H.c.} \},$$

$$\lambda_n = \pi \xi^2 \cot(\pi \lambda_n),$$

$$\xi \equiv \frac{m}{1/R}$$

$$|\nu_1\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} U_{0n} |\nu_{\lambda_n}\rangle,$$

$$(U_{0n})^2 = \frac{2}{1 + \pi^2 \xi^2 + \frac{\lambda_n^2}{\xi^2}},$$

The anharmonic character  
leads to chaotic  
interference (at the  
difference of harmonic  
approximations)



## A few references

- N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali and J. March-Russell, hep-ph/9811448.  
K. R. Dienes, E. Dudas, T. Gherghetta, Nucl. Phys. B **557** (1999) 25.  
G. Dvali and A. Y. Smirnov, Nucl. Phys. B **563** (1999) 63.  
A. Lukas, P. Ramond, A. Romanino and G. G. Ross, Phys. Lett. B **495** (2000) 136.  
A. Pérez-Lorenzana, hep-ph/0008333; lectures given at the IX Mexican School on Particles and Fields, Mexico, August, 2000.  
R. Barbieri, P. Creminelli and A. Strumia, Nucl. Phys. B **585** (2000) 28.  
R. N. Mohapatra and A. Pérez-Lorenzana, Nucl. Phys. B **593** (2001) 451.

This work : Cosme, jmf, Gouverneur, Ling, Monderen,  
VanElewyck **Phys.Rev.D63:113018,2001**

$$\xi \equiv \frac{m}{1/R} = 0.1, 1/3, 1, 3 \text{ from top to bottom}$$

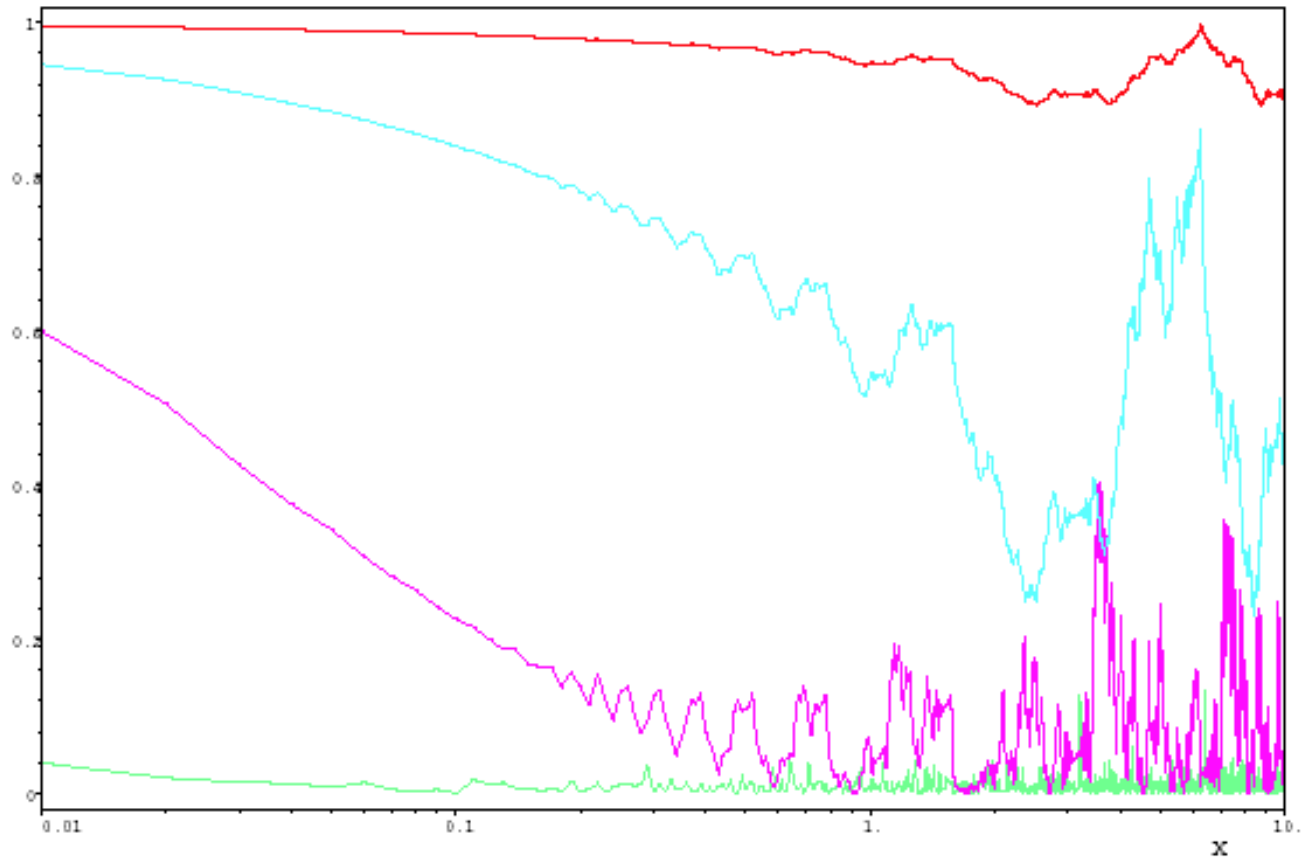


FIG. 1. Survival probability for different values of  $\xi$  ( $\xi = 1/10, 1/3, 1, 3$  from top to bottom), as functions of  $x = \frac{L}{2ER^2}$ .

# Decoherence in a chaotic way..

$$\langle P_{\nu_1\nu_1} \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} (U_{0n})^4,$$

$$\sigma^2(P) = \left( \sum_{n=0}^{\infty} (U_{0n})^4 \right)^2 - \sum_{n=0}^{\infty} (U_{0n})^8.$$

Survival rate

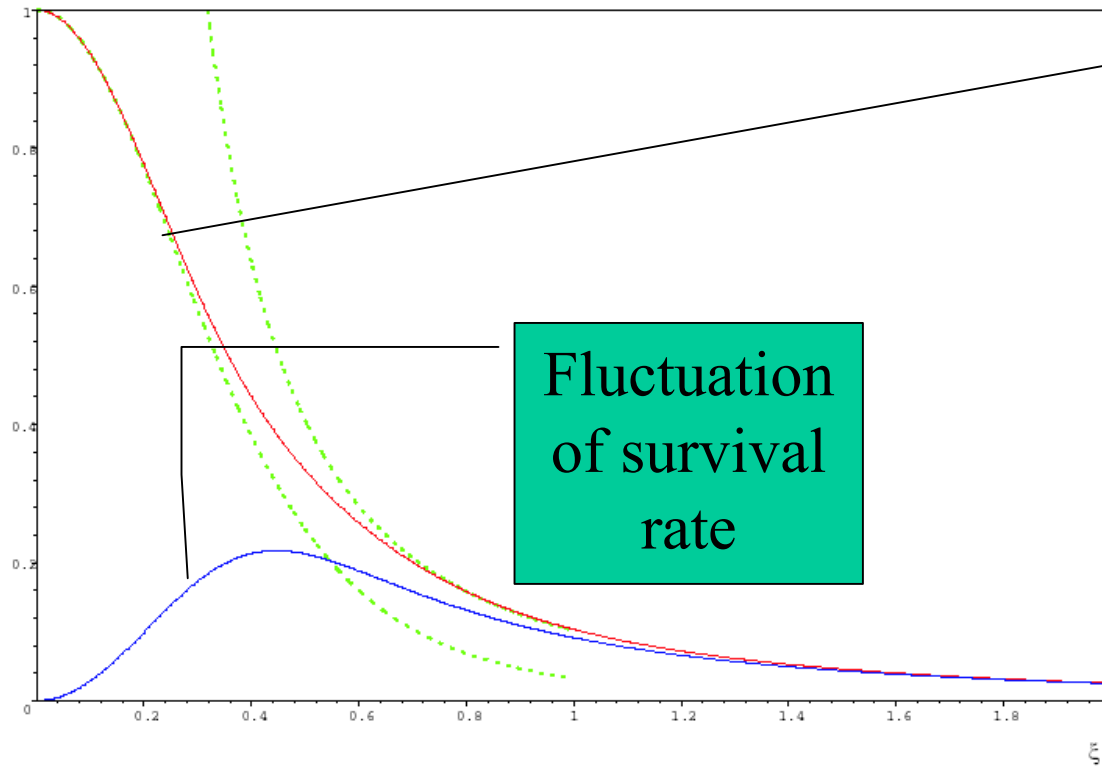
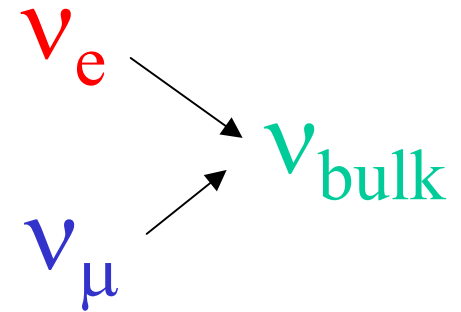
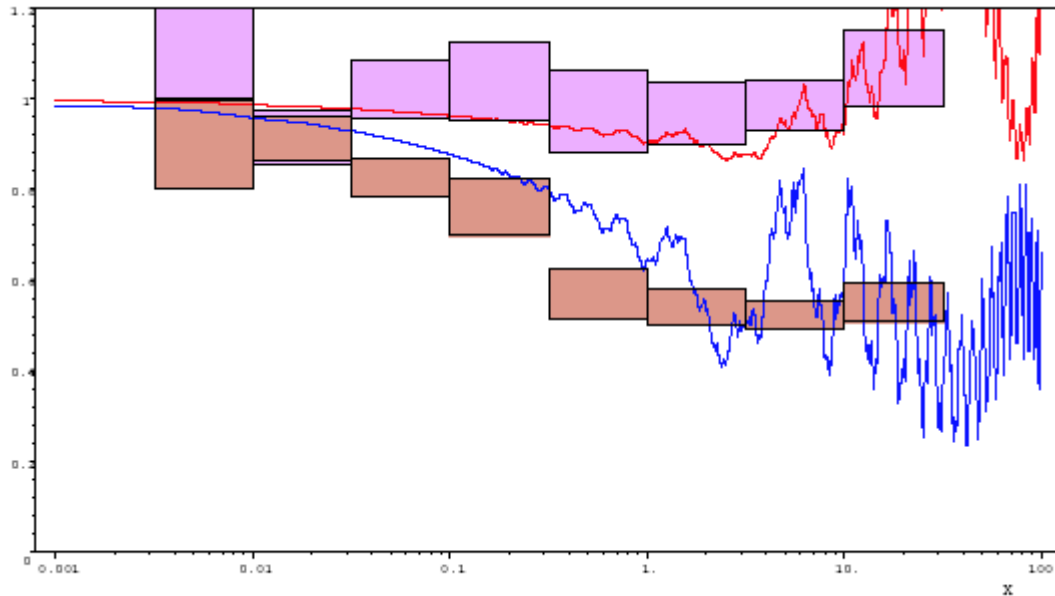


FIG. 3. Mean survival probability  $\langle P_{\nu_1\nu_1} \rangle$  and fluctuations  $\sigma(P)$  as functions of  $\xi$ . The dashed lines give the small  $\xi$  ( $\langle P_{\nu_1\nu_1} \rangle \approx (U_{00})^4$ ), and the large  $\xi$  ( $\langle P_{\nu_1\nu_1} \rangle \approx \frac{1}{\pi^2\xi^2}$ ) approximations.

With 2 neutrinos coupled to one bulk state, can induce flavour change, and oscillation-disparition



e.g. atmosph neutrino

FIG. 8. Expected atmospheric neutrino fluxes in the 2-1 model with  $\nu_\tau = \nu_\mu$  and the SuperKamiokande data.  $\xi = 0.3$ .

But the simplest mechanism (2 active neutrinos coupled to one bulk state) fails with SNO ... some room left however for sterile neutrino coupling through uncertainty of the solar B flux.