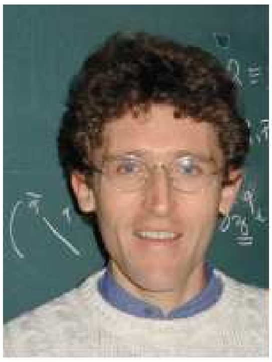
Brisure de supersymétrie dans le modèle de dimensions supplémentaires de Randall-Sundrum

Nicolas Chatillon

Directeur de thèse : Philippe Brax

Service de Physique Théorique, CEA-Saclay



Menu

- Motivations apéritives
- Des dimensions cachées : universelles ou mondes branaires ?
- Une super symétrie
- Un apercu de notre travail : brisure de SUSY dans le modèle de Randall-Sundrum par désajustement des tensions de branes
- Questions à volonté

Motivations

- Les théories des **supercordes** remplacent les particules ponctuelles par des cordes microscopiques dont les états de vibration (quantiques) correspondent à autant de particules différentes.

  $\Rightarrow$ unification des forces et ébauche de gravité quantique

  Prix à payer : l'annulation des anomalies, la stabilité et l'existence de fermions imposent à la théorie d'être **supersymétrique** et de vivre en **10 dimensions** (voire 11).

- Plus phénoménologiquement, les dimensions

  supplémentaires s'attaquent aux problèmes du Modèle Standard : problèmes de hiérarchie de jauge, des masses de fermions, et de la constante cosmologique par exemple, nouvelles méthodes purement

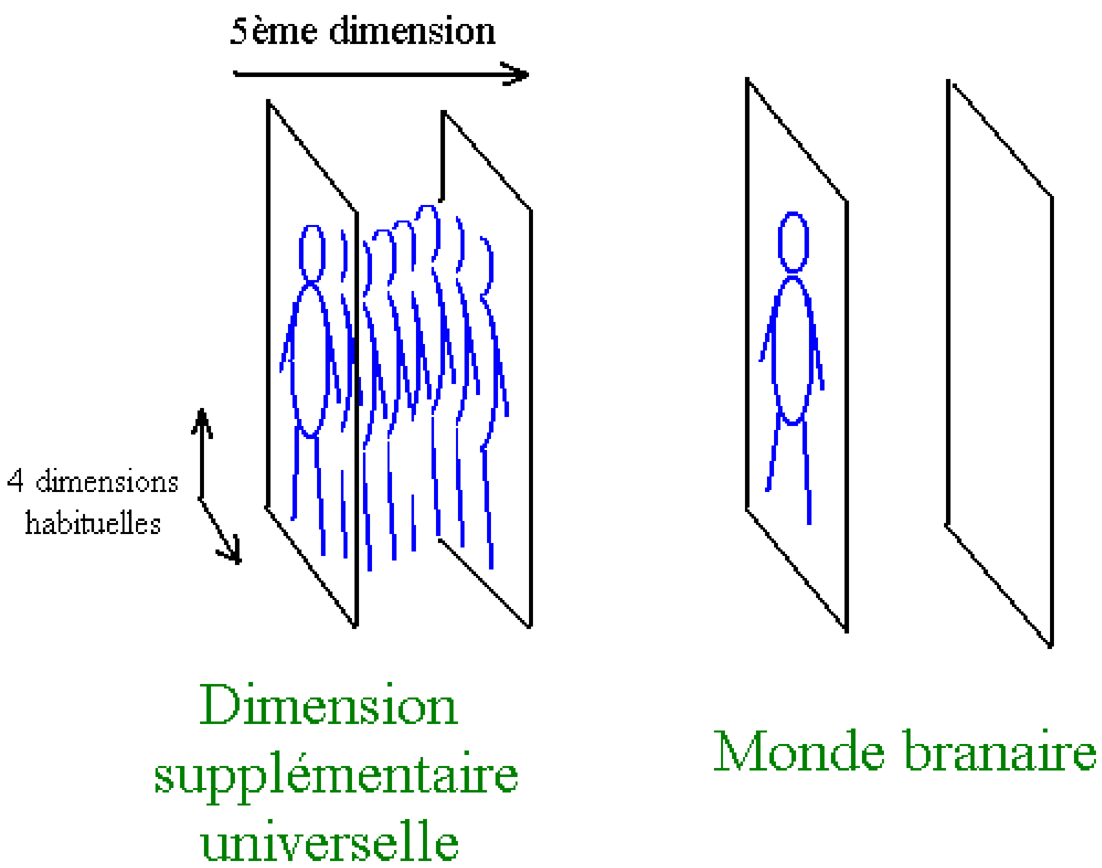
  géométriques de brisure de symétries, etc.

Des dimensions spatiales cachées

Plusieurs grandes catégories de modèles :

- Les dimensions supplémentaires **"universelles"** : tous les champs peuvent s'y propager (matière, forces fondamentales, champs de Higgs, brocolis...).

  Pourtant on ne les voit pas, car elles sont de taille L finie et microscopique, typiquement $L \lesssim 1\ TeV^{-1} \approx 10^{-16}\ m$.



Quelle est notre "forme" dans la 5^e dimension ? Développement de Fourier des champs :

$$\phi(x^\mu, x^5) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \phi_n(x^\mu)\ exp(i\frac{2\pi n x^5}{L})$$

Soit un champ 5d de masse m_0 :

$$P_a P^a = P_\mu P^\mu + (P^5)^2 = -m_0^2$$

ce qui donne une masse 4d apparente (sachant $P^5 = 2\pi n/L$) :

$$\Rightarrow m_{eff}^2 = -P_\mu P^\mu = m_0^2 + (\frac{2\pi n}{L})^2$$

Donc un champ 5d $\phi(x^\mu, x^5) \Leftrightarrow$ une infinité de champs 4d $\phi_n(x^\mu)$ de masses échelonnées à intervalles réguliers : les **modes de Kaluza-Klein**.

Pourquoi n'observe-ton pas ces clones massifs de nos particules ?

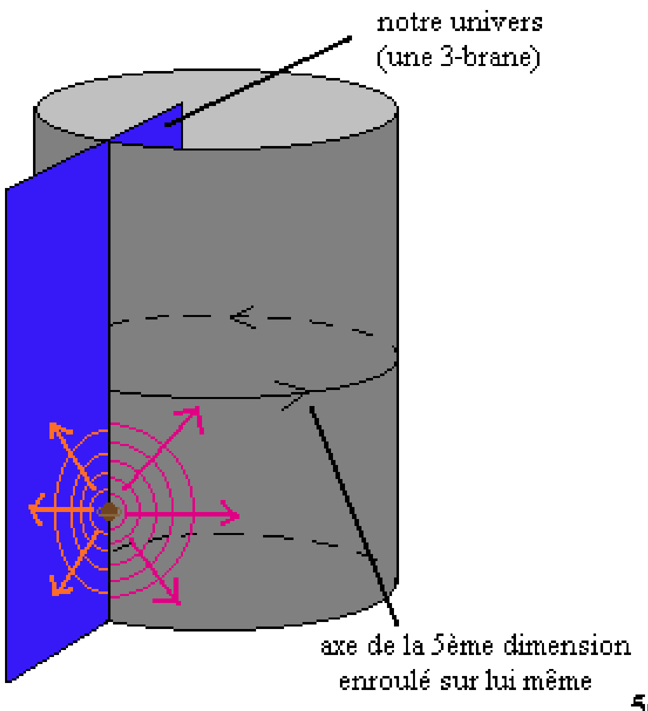
Car leur masse est hors de portée de nos accélérateurs : $m_{min} = 2\pi/L \geq TeV$. Seul le "mode zéro" est observable.

- Les **mondes branaires** : tous les champs sauf la gravité sont confinés sur une hypersurface 4d (une **3-brane**) plongée dans un espace-temps à (4+n) dimensions. Alors

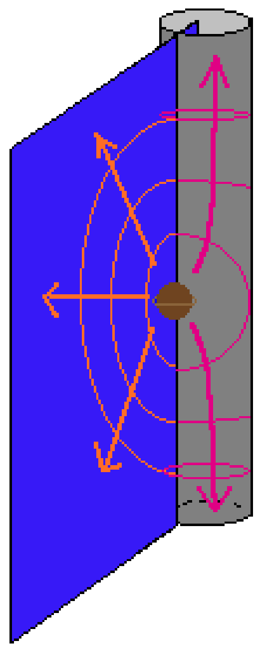
  $L \lesssim 0,1\ mm$ (c'est énorme !).

  Or m_0 (graviton 5d) $= 0$ donc les premiers modes de KK ont une masse très faible $m \sim eV$! Pourtant inobservés car seules des déviations expérimentales à la loi de Newton en $1/r^2$ pour $r \lesssim L$ peuvent révéler l'existence de ces modes :

  $\triangle V(r) = M\delta(r) \Rightarrow V(r) \sim M/r^{D-2}$



5ème DIMENSION DE GRANDE TAILLE ENROULEE SUR ELLE MEME : la gravité se dilue sur notre univers (en orange) et dans la dimension supérieure (en rose)



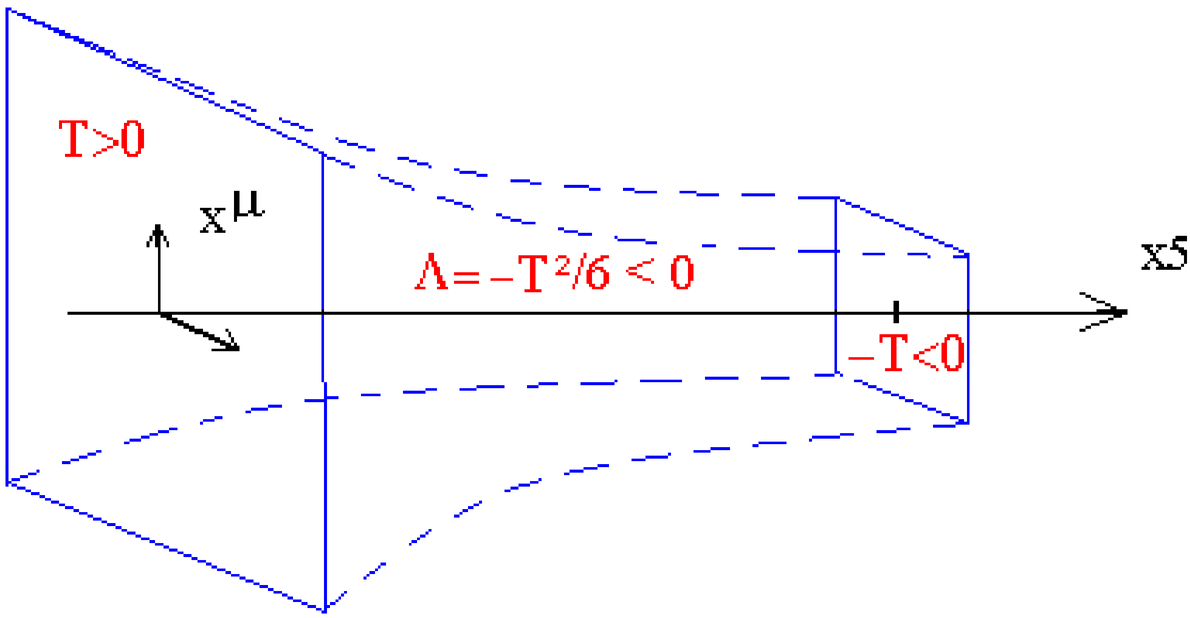
5ème DIMENSION DE PETITE TAILLE ENROULEE SUR ELLE MEME : la gravité ne se dilue presque plus perpendiculairement à notre univers, elle se propage le long de notre brane uniquement

- Les mondes branaires **courbés** à la Randall-Sundrum :

  Même chose : tous les champs sauf la gravité sont confinés sur une hypersurface 4d (une **3-brane**) plongée dans un espace-temps à (4+n) dimensions.

  ...mais avec une **constante cosmologique** $\Lambda < 0$ (énergie du vide) dans le volume 5d, qui devient un espace-temps **anti-de Sitter 5d**, i.e. de courbure constante négative :

$$ds^2 = exp(-2kx^5)\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + (dx^5)^2$$



Nous vivons sur la brane de tension négative.

Il est possible d'ajuster finement les tensions des deux branes frontières (leur énergie du vide par unité de "surface") pour que leur géométrie interne soit **minkowskienne 4d** en dépit de la forte courbure de la 5^e dimension !

Application au **problème de hiérarchie** du Modèle Standard de la physique des particules : pourquoi les deux échelles d'énergie caractéristiques de nos forces fondamentales sont-elles si différentes ?

– $M_W \approx 100\ GeV$ masse du W, échelle de la force unifiée électrofaible

– $M_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} \approx 10^{18}\ GeV$ masse de Planck, échelle de la gravitation (quantique)

Réponse : dans ce scénario, toutes les masses, dont M_W, sont exponentiellement réduites d'un facteur exp(-k L) par rapport à leur valeur fondamentale naturelle qui est M_{Pl}. En effet :

$$m_{eff}^2 = \eta^{\mu\nu} p_\mu p_\nu = exp(-2kL) g_{(5d)}^{\mu\nu} p_\mu p_\nu$$

$$= exp(-2kL)(p^2)_{5d} = exp(-2kL) m_{5d}^2$$

$$\sim exp(-2kL) M_{Pl}^2$$

Donc pour $kL \sim 35$ on obtient $M_W/M_{Pl} \sim exp(-kL) \sim 10^{-16}$.

Susy, quand tu nous tiens !

La **supersymétrie** est une hypothétique symétrie de la Nature reliant bosons et fermions. A chaque particule connue est associé un superpartenaire de mêmes propriétés (masse etc) sauf son spin différent d' 1/2 :

- quarks, leptons $\rightarrow$ squarks, sleptons scalaires
- bosons de jauge γ, $W^{\pm}$, Z^0, gluons $\rightarrow$ jauginos de spin 1/2
- bosons de Higgs scalaires $\rightarrow$ higgsinos de spin 1/2
- graviton (spin 2) $\rightarrow$ gravitino de spin 3/2 (vecteur-spineur)

Ces superpartenaires ne sont pas observés car trop lourds, donc de masse différente, donc la SUSY est brisée. **Notre travail** : décrire cette brisure dans le cadre du modèle de Randall-Sundrum.

Intérêt (entre autres) : les corrections quantiques se compensent entre fermions et bosons, limitant les fortes divergences responsables de problèmes de hiérarchie.

Dans Randall-Sundrum, la SUSY nous rapproche de l'inspiration des supercordes, et justifie certains ajustements fins (entre tensions et constante cosmologique 5d).

Un apercu de notre travail

Notre mécanisme de brisure de SUSY : désajuster les tensions des branes $\pm T$ par rapport à la constante cosmologique du volume 5d, Λ :

$$T = \sqrt{-6\Lambda} + \delta T$$

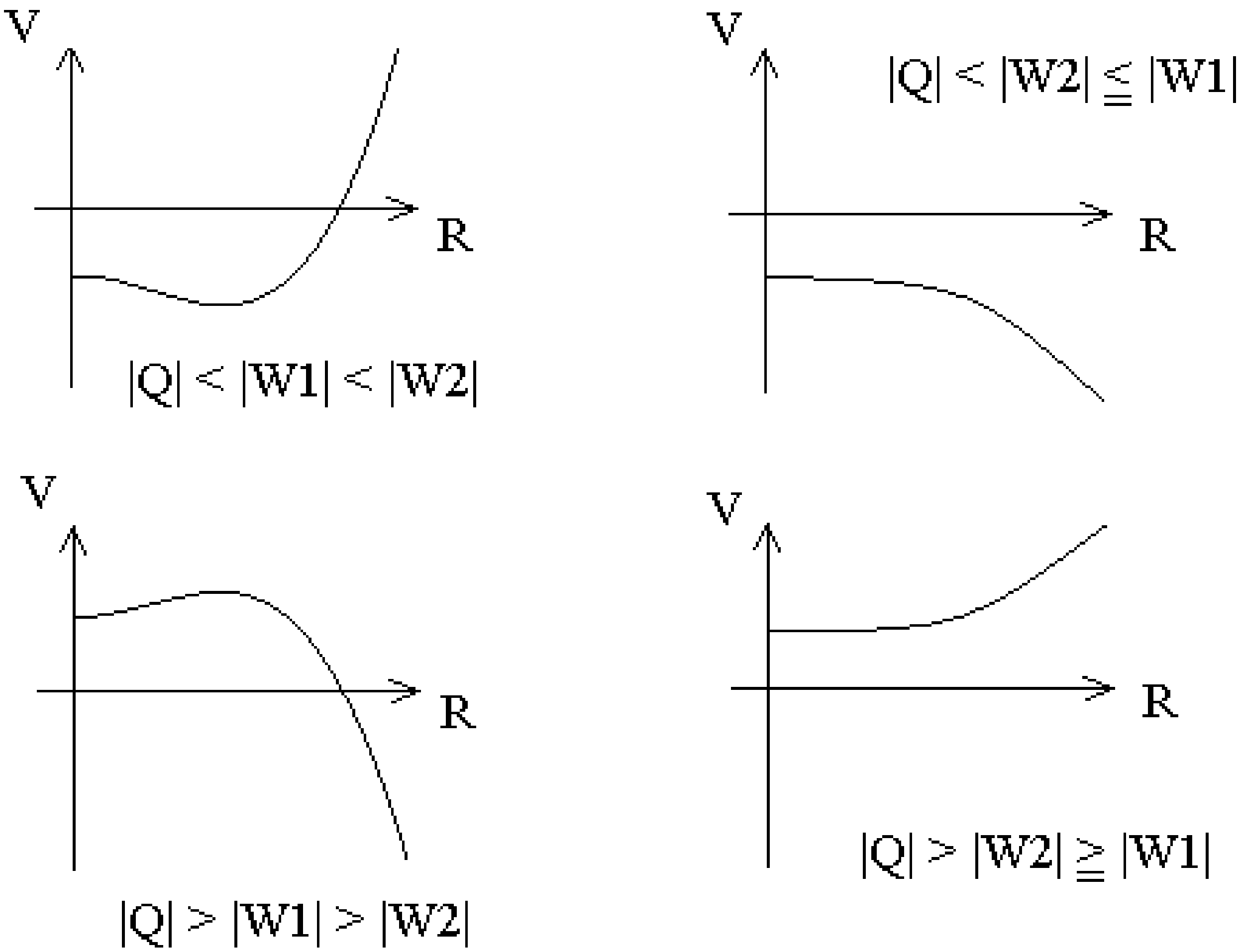
Conséquences : théorie 4d effective = relativité générale 4d + champ scalaire décrivant la longueur de la cinquième dimension au point x^μ, le **radion** $\rho(x^\mu)$. Après brisure, il acquiert un **potentiel** :

$$V(\rho) \propto (\delta T_1) cosh^4(\rho) + (\delta T_2) sinh^4(\rho)$$

$\propto (\delta T) cosh(2\rho)$ quand les tensions restent opposées $T_1 + \delta T_1 = -(T_2 + \delta T_2)$.

Or la SUSY impose $\delta T < 0$ donc la théorie est **instable**. Cependant, considérer des branes **chargées** et non plus neutres permet d'inverser ce potentiel voire de l'annuler.

Potentiel du radion pour des branes de tension désajustee $\pm(T - W_i)$ et de charge Q.



Suggestions d'accompagnement

Revue sur les théories de Kaluza-Klein en général :

M.J. Duff, *Kaluza-Klein theory in perspective*, 1994

Sur les mondes branaires :

Edwin A. Abbot, *Flatland : a romance of many dimensions*, 1884 (roman précurseur) (si si !)

V.A. Rubakov, *Large and infinite extra dimensions*, 2001 (revue)

N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos et G. Dvali, *The hierarchy problem and new dimensions at a mm*, 1999 (modèle dit ADD)

L. Randall et R. Sundrum, *A large mass hierarchy from a small extra dimension*, et *An alternative to compactification*, 1999 (mondes branaires courbés)

Sur la supersymétrie et/ou la théorie des supercordes :

S. Weinberg, *The quantum theory of fields vol. 3 - Supersymmetry*, Cambridge university press, 2000

J. Polchinski, *String theory* (2 vol.), Cambridge university press, 2002

Sur notre travail :

Ph. Brax et N. Chatillon, *Detuned branes and supersymmetry breaking* [arXiv:hep-th/0309117]