JJC décembre 1996

De la physique non-perturbative*

P. Vanhove
Centre de Physique Théorique, École Polytechnique, 91128 Palaiseau, FRANCE
$5^{\text{ème}}$ Journées des Jeunes Chercheurs, Autrans décembre 1996
courriel: *vanhove@pth.polytechnique.fr*

Résumé

Un panorama très (trop) rapide du secteur non-perturbatif de la théorie des cordes fermées avec une application à la dualité est présenté.

Une des contraintes expérimentale les plus forte sur les modèles d'unification des forces fondamentales est l'absence de supersymétrie à des échelles d'énergie de l'ordre du Z^0. Pourtant la supersymétrie est capitale pour la cohérence de la théorie des supercordes. Malheureusement nous ne connaissons pas à l'heure actuelle mécanisme de brisure de la supersymétrie satisfaisant aussi bien phénomènologiquement que théoriquement [2]. Il semble quand même qu'un tel mécanisme fera appel au secteur non-pertubatif de la théorie des supercordes. La théorie des (super)cordes [1] décrit l'évolution d'une corde, ouverte ou fermée, dans un espace de Minkowski à 10 dimensions. Cette théorie ne possède qu'une seule constante fondamentale l'échelle de Planck $\ell_P^{10} = \sqrt{\frac{\hbar G}{c}}$, que je prends désormais comme échelle de longueur. Les constantes de couplage des interactions gravitationnelles g_s et de jauge sont une fonction seulement de la valeur moyenne du dilaton, un champ scalaire présent dans le secteur gravitationnel commun à toutes les formulations de la théorie des cordes.

On peut mettre en correspondance les lagrangiens effectifs en présence de champs de fond gravitationnels ou de jauge correctement choisis, des différentes théories des cordes. On constate généralement grâce à la supersymétrie que les grandeurs pertinentes sont données par un nombre fini de termes du calcul perturbatif, i.e. les développements en puissances croissantes de g_s, et une contribution venant du secteur non-pertubatif. On identifie alors la partie perturbative d'une théorie avec la partie non-perturbative d'une autre et vice-versa. Dans le secteur non-pertubatif apparaissent des solitons dits B.P.S. qui préservent un certain nombre des supersymétries de la théorie initiale [3]. Appartenant alors à un multiplet restreint de l'algèbre supersymétrique ces états sont protégés contre les corrections quantiques, ils sont *classiquement exacts*. Le véritable visage des solitons de la théorie des supercordes de type II n'a été compris que très récemment [4]. Celui-ci contient des solitons BPS de type Neveu-Schwarz (NS) dont la masse en unité de masse de la corde fondamentale est en $1/g_s^2$ et des solitons de type Ramond-Ramond (RR) dont la masse est en $1/g_s$. Les solitons (NS) du premier type sont originaires du secteur non-perturbatif de la théorie de supergravité (qui est une théorie des champs) issu du secteur gravitationel de masse nul commun à toutes les théorie des cordes. Ils sont l'équivalent gravitationel des monopoles de la théorie de jauge super-Yang-Mills SU(2) avec 4 supersymètries en 4 dimensions. Les solitons de type RR ont une masse en $1/g_s$, ils sont donc plus lourds que les précédants solitons lorsque la constante de couplage est faible. Le plus remarquable est que ces solitons ne s'interprétent que dans le cadre de la théorie des cordes, ils n'ont pas d'équivalent en théorie des champs. Ils sont décrits par des surfaces dynamiques de dimensions p (une D$p$brane), dont les excitations sont décrites par les modes d'excitations de petites cordes ouvertes accrochées sur leur surface d'univers. Leur dynamique est donnée par un lagrangien non-linéaire de type Dirac-Born-Infeld[5]

$$\mathcal{L} = T_p e^{-\langle\phi\rangle} \int_\Sigma d^{p+1}\zeta^\alpha \sqrt{-\det\left(g_{\alpha\beta} + 2\pi\alpha' F_{\alpha\beta}\right)}$$

Comme tous solitons d'une théorie des champs supersymétrique deux D$p$branes n'exercent pas de force l'un sur l'autre on peut donc les superposer et poser le problème de l'existence d'états liés [6]. Dans ce cas on les décrit par une théorie de Yang-Mills matricielle en $p+1$ dimensions [7]. La diffusion de tels solitons [8] présente la particularité d'avoir comme échelle de distance typique la longueur de planck en 11 dimensions $\ell_p^{11} = g_s^{1/3}\ell_p^{10}$. C'est-à-dire que l'amplitude de diffusion de deux D0branes à grand moment de transfert se comporte comme

$$F(\theta, q) \sim_{q\to+\infty} exp\left(-\sqrt{2}\sin(\theta/2)(q\ell_p^{11})^{2/3}\right)$$

Ceci est l'indication que *le secteur de couplage fort* de la théorie des cordes de type II doit être reliée au *secteur de couplage faible* d'une théorie en dimension 11. La structure géométrique et dynamique particulière

*CPTH-PC588.1297

de ces solitons ont permis de découvrir certaines propriétés nouvelles encore largement incomprises. Par exemple la diffusion de tels objets jette une lumière nouvelle sur notre vision de l'espace-temps et la fameuse relation d'incertitude d' Heisenberg [8], mais aussi sur l'unité de la théorie des cordes. La théorie ressemblerait plutôt à une variété où les théories des cordes et la théorie à 11 dimension (encore inconnue mais appelée $\mathcal{M}$-theory) seraient des cartes particuliéres de cette variété (voir figure). À l'heure actuelle les efforts se concentrent sur la compréhension du dénombrement des états B.P.S. qui seraient les ingrédients des mécanismes de brisure douce de la supersymétrie, du comptage des états de configuration des trous noirs et le paradoxe de Bekenstein-Hawkings [9], les effets non-perturbatifs et leur incidence sur la brisure de la supersymétrie.

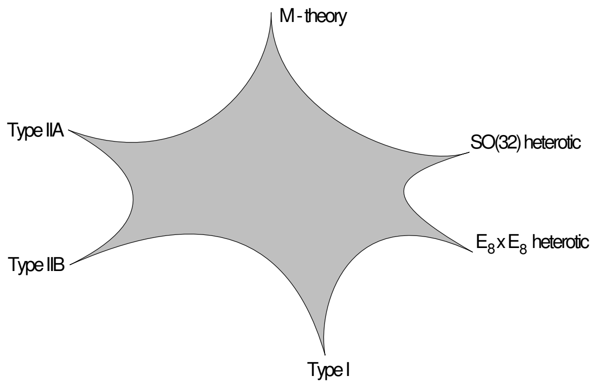

Figure — Les théories des cordes connues à 10 dimensions sont réprésentées comme des points extrèmes de cet espace.

References

[1] Green, Schwarz, Witten *Superstring theory* Cambridge university Press (1988)

[2] E. Witten Nucl. Phys. B**202** (19 82) 253 ; Nucl. Phys. B**474** (1996) 343

[3] J. Harvey `hep-th/9603086`

[4] J. Polchinski Phys. Rev. Lett.**75** (1995) 4724

[5] M. Born *Ann Inst Poincaré* **7** 155 (1939) ; R. Feynman *Le cours de physique de Feynman : Electromagnetisme* tome II InterEditions, 1979

[6] E. Witten Nucl. Phys. B**460** (1996) 335

[7] J. Polchinski *TASI Lectures on D-Branes* `hep-th/9611050`

[8] C. Bachas Phys. Lett.B**374** (1996) 37 ; M. Douglas To appear in the proceedings of the LXIV Les Houches session on 'Quantum Symmetries', August 1995. `hep-th/9610041`

[9] J.Maldacena Ph. D. Thesis, Princeton University, June 1996 `hep-th/9607235`