NOTICE

SUR LES

TITRES ET TRAVAUX SCIENTIFIQUES

DE

EUGENE CREMMER

Directeur de Recherches Classe Exceptionnelle 1er Echelon

UMR 8549 , Laboratoire de physique théorique de l'Ecole Normale Supérieure

Département MPPU Section 02

CURRICULUM VITAE

CREMMER Eugène

Né le 7 février 1942 à Paris

Etudes et diplomes universitaires

1962-1966	Elève à l'Ecole Normale Supérieure (Ulm)
1967	Thèse de troisième cycle (Orsay)
1970	Thèse de doctorat d'état (Orsay)

Carrière C.N.R.S.

Oct. 1966	Stagiaire de Recherches
Oct. 1968	Attaché de Recherches
Oct. 1971	Chargé de Recherches
Oct. 1979	Maître de Recherches (Directeur de Recherches 2ème classe)
Oct. 1989	Directeur de Recherches 1ère classe
Oct. 2004	Directeur de Recherches classe exceptionnelle 1er échelon

Laboratoires d'affectation

Oct. 1965-déc. 1970	Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies, Orsay
Jan. 1971-déc. 1972	Division Théorique du CERN, Genève (Suisse)
Jan. 1973-sep. 1974	Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies, Orsay
Oct. 1974-	Laboratoire de physique Théorique de l'Ecole Normale Supérieure

Jan. 2002 - déc 2005 **Directeur du Laboratoire de physique Théorique de l'Ecole Normale Supérieure**

Distinctions Scientifiques

Prix THIBAUD 1981
Médaille d'Argent du CNRS 1983

TRAVAUX SCIENTIFIQUES

J'ai commencé mes travaux de recherches sous la direction de Michel Gourdin. Ces premiers travaux essentiellement phénoménologiques, m'ont permis d'apprendre la physique des particules et d'acquérir une maitrise technique qui m'a été très utile par la suite. Ces travaux ont constitué les thèse de troisième cycle et thèse d'état. Je me suis ensuite laissé aller à mon penchant naturel pour des travaux plus formels (qu'on aimerait dire plus fondamentaux).

Mes travaux ont portés essentiellement sur deux sujets principaux: les théories de cordes (nées modèles duaux) et les théories de supergravité avec des aller-retours entre les deux au gré des progrès (ou blocages) dans ces deux domaines. Il est bon de remarquer d'ailleurs que les progrès de l'un pouvait relancer l'autre. Je me suis aussi intéressé aux groupes quantiques dans le cadre de la théorie de Liouville liée à la gravité quantique à deux dimensions et à la possible définition de théories de cordes non critiques.

1 - THEORIE DES CORDES

Mes travaux sur les théories de cordes ont en fait commencé par les modèles duaux (modèles qui décrivent une infinité de résonances dans la limite de largeur nulle et qui incorporent les notions de dualité entre particules résonantes et particules échangées, ainsi que le comportement à la Regge). Ces modèles ont été inventés pour décrire les interactions fortes entre hadrons et non les interactions fondamentales entre quarks, leptons, ...(le même avatar est aussi arrivé à la théorie de Yang-Mills).

J'ai commencé par étudier un certain nombre de problèmes liés plus ou moins directement à l'unitarisation du modèle, c'est-à-dire une correction des amplitudes pour tenir compte de la largeur non nulle des résonances et des singularités requises par l'unitarité de la matrice S. La plupart de ces travaux ont été fait en collaboration avec Joël Scherk. Le résultat (sinon la quantité de travail) le plus important concerne le **problème dit du "Poméron"**. Dans certains diagrammes de "self-energie" à une boucle la somme infinie de résonances dans les états intermédiaires engendre des nouvelles singularités incompatibles avec l'unitarité. Lovelace avait fait la conjecture que si l'intercept de la trajectoire de Regge est 1 (existence d'une particule vectorielle de masse nulle) et si la dimension d'espace-temps est 26, moyennant une modification ad hoc censée tenir compte de l'élimination des particules de normes négatives ou nulles dans les boucles (Ceci sera prouvé un peu plus tard), alors ces nouvelles singularités deviennent des poles. En 1972 nous avons montré que l'amplitude est factorisable sur ces poles et donc qu'ils pouvaient être associés à des particules. Ces nouvelles particules (dont une particule de spin 2 et de masse nulle) sont également sur des trajectoires de Regge (de pente moitié de celles des particules de départ) et il existe des transitions directes entre ces 2 types de particules. Il est nécessaire de prendre en compte les 2 types de particules pour avoir une théorie unitaire. Dans le cadre des théories de cordes les nouvelles particules sont associées aux cordes fermées et celles de départ aux cordes ouvertes, la transition correspondant à celle entre une corde ouverte et une corde fermée.

Il avait été montré que le spectre de modèles duaux avec intercept 1 et en dimension d'espace-temps 26 était celui d'une corde relativiste quantique. En 1974, avec Jean-Loup Gervais nous avons montré que cette équivalence était vraie non seulement au niveau libre mais aussi au niveau de l'interaction. Dans un formalisme non covariant (dit du cone de lumière) mais qui ne décrit que des états physiques, nous avons montré que le vertex entre 3 états physiques pouvait être obtenu exactement comme une intégrale de recouvrement entre 3 cordes relativistes dans la transition 1 corde $\rightarrow$ 2 cordes (ou inversement). Avec l'addition d'une interaction à 4 cordes (2 cordes $\rightarrow$ 2 cordes) nécessaire pour obtenir une amplitude à 4 particules covariantes de Lorentz, cela permet de définir une **théorie de champs de cordes** (théorie des champs à une infinité de composantes). Bien que conceptuellement satisfaisante elle ne permit pas de faire des progrès significatifs. L'espoir renaquit en 1986 quand Witten suggéra une nouvelle formulation d'une théorie de champ de cordes traitant en particulier les 3 cordes de la même manière (recouvrement symétrique des 3 cordes de même longueur le milieu des 3 cordes étant commun). En collaboration avec Adam Schwimmer et Charles Thorn, nous avons montré que les couplages obtenus de cette interaction pour les premiers états excités de la corde étaient identiques á ceux obtenus obtenus dans le formalisme du cone de lumière en 1974. J'ai de plus montré que cela était vrai pour tous les niveaux. J'ai montré que ce type de vertex peut également être considéré pour des cordes de longueurs inégales et que les couplages sont toujours identiques. Ces vertex interpolent entre celui de Witten et celui du cone de lumière obtenu comme limite. Cette nouvelle formulation bien que très élégante ne permit cependant pas d'aborder des problèmes tels que phénomènes non perturbatifs ou resommation partielle de la théorie des perturbations.

Nous avons vu que les théories des cordes (bosoniques) n'étaient à priori cohérente qu'en dimension d'espace-temps égale à 26 (ou 10 pour les cordes fermioniques). En 1976 avec Joël Scherk nous avons étudié comment définir des **theories de cordes à 4 dimensions**. Comme dans les théories de Kaluza-Klein, nous devons supposer que les dimensions supplémentaires forment un espace compact très petit, de sorte qu'elles se manifestent principalement par l'existence d'une infinité de particules de masse très grandes (comme l'inverse du volume de cet espace compact). Pour raison de simplicité nous avons supposé que les N (22) dimensions supplémentaires génèrent un tore à N dimensions produit de N cercles de rayon R_i. Pour les cordes ouvertes le seul changement est la quantification des impulsions dans les directions supplémentaires $p_i = n_i/R_i$. Par contre dans le cas des cordes fermées il apparait un autre nombre quantique m_i correspondant au nombre d'enroulements de la corde fermée autour du cercle i. Les nouveaux états correspondants aux nombres quantiques n_i et m_i acquièrent des masses M_i

$$M_i^2 = n_i^2/R_i^2 + m_i^2 R_i^2/\alpha'^2$$

Nous avons montré que ces modifications préservent les propriétés d'unitarité (pour les cordes ouvertes en ajoutant les cordes fermées) et d'invariance modulaire (pour les cordes fermées). Signalons que nos préjugés sur la différence entre R nul et R infini nous ont empêcher de découvrir la symétrie T des cordes fermées

$$n_i \to m_i, m_i \to n_i, R_i \to \alpha'/R_i$$

En 1998 avec Jean-Loup Gervais je me suis reintéressé à cette symétrie T des théories des cordes. Afin de montrer l'équivalence de différentes théories des cordes (et leur éventuelle unification), il est nécessaire de tenir compte des états massifs. Il est connu que les propriétés spectrales des cordes libres peuvent être décrites par les caractères associés avec le groupe de rotation des dimensions transverses (et des symétries internes éventuelles). Nous avons montre qu'en étendant le caractère à la partie orbitale et pas seulement à la partie de spin (décrite par les oscillateurs décrivant le spectre de la corde), on peut définir pour les cordes fermées bosoniques un caractère invariant modulaire. Nous avons montré comment modifier ce caractère dans le cas d'une corde fermée dont une dimension est compactifiée sur un cercle de rayon R et qu'il est encore invariant modulaire si on fait en même temps $R \to 1/R$ c'est-à-dire une T dualité. Nous avons également construit les caractéres pour les supercordes du type I et II se propageant dans un espace à 10 dimensions. Les propriétés de trialité du groupe de rotation transverse O(8) sont essentielles. Elles permettent de faire le passage de la formulation à la Neveu-Schwarz-Ramond (avec projection Gliozzi-Scherk-Olive) à celle de Green et Schwarz et de montrer l'existence d'une troisième formulation de cette théorie. Si la contribution des états fermioniques est comptée négativement, alors les caractéres sont invariants modulaires pour les cordes fermées II_A et II_B. Après compactification d'une dimension sur un cercle de rayon R, cette propriété reste vraie si on change R en 1/R, de plus les caractères des cordes II_A et II_B deviennent identiques. (Ceci parce que les représentations 8_+ et 8_- ont même décomposition par rapport à O(7).)

Bien que les travaux actuels se soient limités au niveau pertubatif des théories des cordes standards, la définition des caractéres est indépendante de la réalisation explicite de la symétrie, il est logique de conjecturer qu'il peuvent aussi être définis pour les états non pertubatifs permettant ainsi d'obtenir des informations plus précises sur une éventuelle théorie-M. Ceci reste un problème ouvert.

2 - REDUCTION DIMENSIONNELLE ET COMPACTIFICATION SPONTANEE D'ESPACE-TEMPS

Nous avons vu que les théories de cordes ont ranimé les théories de Kaluza-Klein. Il est toujours possible de demander que les champs soient périodiques dans certaines directions, ce qui correspond à un espace compact supplémentaire produit de cercles. Dans ce cas il est toujours cohérent de ne garder que la composante de Fourier indépendante des coordonnées supplémentaires. On obtient alors une théorie en dimension plus basse avec un nombre fini de champs. Nous appelons ce processus **réduction dimensionnelle**. Les tenseurs en dimension D sont alors décomposés en tenseurs en dimension $d < D$, par exemple, un vecteur A_M en dimension D conduit à un vecteur A_μ et $D - d$ scalaires A_i en dimension d. Les équations de champs de ce nombre fini de champs sont dérivables d'un Lagrangien en dimension d obtenu simplement du Lagrangien en dimension D en demandant que les champs ne dépendent pas des coordonnées supplémentaires. (Rappelons qu'en général, il n'est pas permis de reporter un "antzas" directement dans un Lagrangien.) Dans le cadre de la réduction dimensionnelle, on obtient souvent des relations entre des constantes de couplages à priori indépendante, par exemple Yukawa et Yang-Mills, mais celles-ci ne survivent pas, en général aux corrections radiatives. Ce sera vrai s'il y a une symétrie supplémentaire, par exemple la supersymétrie.

La question naturelle suivante est la compactification sur d'autres espaces compacts, par exemple, des sphères. Si la théorie contient la gravitation, on doit s'assurer que cet espace compact est compatible avec les équations du mouvement en particulier d'Einstein. En 1977, avec Joël Scherk, nous avons montré qu'il existait de telles solutions dans certains modèles. C'est le mécanisme de **compactification spontanée**. Si nous désirons en plus qu'il existe une solution d'espace-temps plat en d dimensions, il est nécessaire d'ajuster les paramètres de la théorie en D dimensions. Dans ces conditions on peut toujours développer les champs suivant les harmoniques correspondant à l'espace compact, mais en général, il ne sera pas cohérent de tronquer les développements et de ne garder qu'un nombre fini de champs, ces développements ne sont plus solutions des équations de champs en dimension D. Même quand cela est possible, il n'est pas toujours vrai que les équations de champs en dimension d puissent être dérivable d'un Lagrangien. La réduction dimensionnelle est un phénomène rare.

3 - THEORIES DE SUPERGRAVITE

Rappelons que l'algèbre de supersymétrie est une extension de l'algèbre de Poincaré par des opérateurs fermioniques dont l'anticommutateur est une fonction linéaire des opérateurs de translations. Il peut y avoir plusieurs types d'opérateurs fermioniques (N), on parlera alors de supersymétrie étendue. Cette algèbre peut être définie en dimension quelconque. Quand une telle symétrie est locale, il en est de même des translations qui engendrent alors l'algèbre des reparamétrisations. Les théories invariantes par supersymétries locales contiennent la gravitation d'ou leur nom de supergravité. Mes travaux en supergravité sont une "longue ballade" dans le plan (D, N).

En dimension 4 deux valeurs de N sont particulièrement intéressantes. $N = 4$ est la valeur maximale si la théorie contient seulement des particules de spin ≤ 1 (Il n'existe pas de multiplets de "matière" pour $N > 4$). $N = 8$ est la valeur maximale si la théorie contient seulement des particules de spin ≤ 2.(On ne sait d'ailleurs pas construire des théories cohérentes pour des particules de masse nulles et spin > 2 en interaction, on pense que cela n'est possible que si on a une infinité de particules et jusqu'à des spins infini)

Supergravité N = 4

La supergravité $N = 4$ est intéressante non seulement parce qu'il n'existe qu'un seul type de matière à qui la coupler, mais aussi parce que c'est la première fois qu'il apparait un scalaire (Φ) dans le multiplet du graviton. En 1977, en collaboration avec Sergio Ferrara et Joël Scherk, nous avons construit cette théorie. Si K est la constante de gravitation, $K\Phi$ est sans dimension et peut donc apparaitre non polynomialement dans le Lagrangien, il n'est alors pas possible de construire la théorie ordre par ordre en K. Il avait été montré par Ferrara, Scherk et Zumino que dans la supergravité $N = 2$ (décrivant 1 graviton, 2 gravitinos et 1 vecteur), que bien que le lagrangien n'ait qu'une invariance SU(2), les équations de champs avaient une symétrie U(2), la symétrie U(1) supplémentaire était réalisée par des transformations chirales sur les gravitinos et par des transformations de dualité pour le vecteur, ces dernières échangent l'équation du mouvement et l'identité de Bianchi. Elles sont réalisables sur le tenseur $F_{\mu\nu}$ du vecteur A_μ et non sur A_μ lui même. Nous avons fait la conjecture que les équations de champs sont invariantes par U(4) alors que le lagrangien ne l'est à priori que par O(4). Ceci a été suffisant pour construire complétement la théorie. De plus les supercordes semblaient suggérer qu'il existait une autre supergravité $N = 4$ dont le lagrangien aurait la symétrie O(6)(équivalent à SU(4)). Nous avons également construit cette théorie et montré que les équations du mouvement de l'une de déduisaient de celles de l'autre par des transformations de dualité. Cela nous a permis de découvrir que la symétrie de la théorie est en fait plus grande SU(4)xSU(1,1) et que le champ scalaire paramétrise l'espace quotient SU(1,1)/U(1).

Supergravité à 11 dimensions

La supergravité $N = 8$ décrit 1 graviton, 8 gravitinos, 28 vecteurs, 56 spineurs et 70 scalaires. La conjecture d'une symétrie U(8) est insuffisante pour construire le lagrangien et nous n'avons pas su conjecturé la symétrie complète de la théorie. En 1978, en collaboration avec Bernard Julia et Joël Scherk nous avons donc été amenés à utiliser une voie détournée inspirée des supercordes. Il était connu que la supergravité $N = 2$ à 10 dimensions (limite de basse énergie de la théorie de supercordes) se ramenait par réduction dimensionnelle à la supergravité $N = 8$ à 4 dimensions. Cependant même la construction de cette théorie à 10 dimensions était encore compliquée. En fait ainsi que l'avait déja remarqué Nahm, tous ces champs pouvaient se regrouper à 11 dimensions en seulement 3 champs: le graviton $g_{\mu\nu}$, le gravitino Ψ_μ (à 32 composantes fermioniques) et un champ de jauge antisymétrique $A_{\mu\nu\rho}$. Il a été alors relativement facile de construire complètement le lagrangien et les lois de transformations de supersymétries. Il est à noter que le lagrangien n'est pas invariant de jauge (par rapport au champ A) mais seulement à des dérivées totales près (l'action est invariante). Indépendamment de sa relation avec la supergravité $N = 8$ à 4 dimensions (et la supergravité $N = 2$ à 10 dimensions qui eclipsera sa "mère" pendant de nombreuses années), la supergravité à 11 dimensions est intéressante car il n'existe pas de supergravité à des dimensions plus élevées. Son intéret sera encore bien plus grand une quinzaine d'années plus tard, comme nous le verrons. Elle est aussi liée à la supergravité $N = 8$ jaugée (les 28 vecteurs ne sont plus abeliens mais forment une théorie de Yang-Mills O(8)) par réduction dimensionnelle sur la sphère S_7. Avec Sergio Ferrara, j'ai montré qu'on pouvait formuler la théorie dans le superespace au moyen d'un seul superchamp satisfaisant une équation différentielle qui décrit à la fois des contraintes et les équations du mouvement.

Supergravité N = 8

La construction de la supergravité $N = 8$ fut faite en 1978 en collaboration avec Bernard Julia par réduction dimensionnelle de la supergravité à 11 dimensions en imposant que les champs de 11 dimensions ne dépendent pas des 7 coordonnées supplémentaires, ce qui conduit toujours á une trocation cohérente. (Joël Scherk avait rapidement abandonné ce travail qui donnait lieu à une compétition avec nos amis Dan Freedman et John Schwarz). Seule une symétrie O(7) (étendue automatiquement à SL(7,R)) est manifeste dans ce procédé, et non la symétrie minimale O(8) à laquelle on s'attend. En fait, nous avons montré que la symétrie de la théorie est beaucoup plus grande. Les équations de champ sont invariantes par le groupe global $E_{7(+7)}$ non compact et le groupe $SU(8)$ local, le Lagrangien ne l'est que par le groupe $SL(8,R)$ global et le groupe $SU(8)$ local. La structure des 70 champs scalaires est alors très simple, ils sont décrits par un élément de l'espace quotient $E_{7(+7)}/SU(8)$ c'est-à-dire une matrice 56x56 de $E_{7(+7)}$ définie à une transformation de $SU(8)$ près (133(dim$E_{7(+7)}$) - 63(dim$SU(8)$) = 70). Bien que $E_{7(+7)}$ soit non compact, il n'y a pas de problèmes de positivité car $SU(8)$ est le sous-groupe maximal compact de $E_{7(+7)}$, la symétrie locale éliminant les états de norme négative. La symétrie locale $SU(8)$ est "cachée" dans le sens que les champs de jauge associés n'ont pas de termes cinétiques mais sont fonction des champs scalaires. La symétrie $E_{7(+7)}$ est seulement une symétrie des équations du mouvement et des identités de Bianchi des 28 champs vectoriels A^I_μ par transformations de dualités sur les tenseurs $F^I_{\mu\nu}$ et leurs duaux (et non sur les champs eux-mêmes, la représentation fondamentale de $E_{7(+7)}$ a d'ailleurs 56 dimensions et non 28). Si on ne choisit pas une paramétrisation particulière pour les scalaires, la symétrie locale agit sur les scalaires et les fermions, tandis que la symétrie globale agit sur les scalaires et les vecteurs(tenseurs de champs). Si on fixe la paramétrisation des scalaires (choix de jauge pour $SU(8)$), alors $E_{7(+7)}$ agit non linéairement sur les spineurs et scalaires et linéairement sur les tenseurs F et leurs duaux.

Cette structure des symétries est vraie pour toutes les supergravités (tout N et tout D). Pour D impair, les symétries sont vraies au niveau du lagrangien. Pour D impair la symétrie globale sera uniquement vraie pour les équations du mouvement et échangera les équations du mouvement et les identités de Bianchi des champs tensoriels d'ordre D/2 -1 (vecteur en 4 dimensions). De simples arguments de comptage fixent uniquement les groupes de symétries, il est alors relativement facile de construire directement la théorie (au moins jusqu'aux termes bilinéaires dans les fermions). J'ai ainsi pu construire complètement la supergravité maximale à 5 dimensions (les autres s'en déduisent par réduction en N). A partir de celle-ci, en utilisant une réduction dimensionnelle modifiée due à Scherk et Schwarz, j'ai construit avec eux une supergravité $N = 8$ à 4 dimensions avec supersymétrie spontanément brisée (Ce fut malheureusement ma dernière collaboration avec le regretté Joël Scherk).

La possibilité de jauger le groupe O(8) de la supergravité $N = 8$ amena un premier intéret phénoménologique pour celle-ci. Cette idée fût vite abandonnée car même si O(8) contient SU(3)XU(1), l'association des particules connues avec celles du multiplet $N = 8$ ne marche pas, de plus cette théorie a une trés grande constante cosmologique pour des valeurs raisonnables de la constante de couplage. L'existence de la symétrie cachée locale SU(8) suggère une autre possibilité par analogie (osée) avec les modèles CP^N à deux dimensions. Dans ceux-ci en effet on peut montrer le boson de jauge composé pour le groupe U(1) acquiert au niveau quantique un terme cinétique et se propage. Une conjecture serait que le groupe SU(8) devient dynamique au niveau quantique. Ce groupe agit de manière chirale sur les fermions et contient SU(3)XSU(2)XU(1). Cette interprétation est evidemment très attirante, mais les tentatives "phénoménologiques" ne furent pas concluantes et celles de prouver la conjecture encore moins. Remarquons que les vides de la supergravité $N = 8$ sont aussi des vides de la supergravité $N = 2$ à 10 dimensions et que cette dernière admet aussi d'autres compactifications à 4 dimensions (sur des espaces de Calabi-Yau) compatibles avec le modèle standard supersymétrique.

Couplages de la matière aux supergravités N = 1 et N = 2

Même si la supergravité $N = 8$ décrivait le monde physique (à la masse de Planck seule échelle de masse dans la théorie) il serait difficile de faire des prédictions à basse énergie (ceci est aussi vrai pour les théories de supercordes). Dans un but moins ambitieux, mais d'intéret plus immédiat en particulier pour des tests expérimentaux de la supersymétrie, on est amené à décrire la physique à des énergies beaucoup plus basses que la masse de Planck par un Lagrangien phénoménologique qui ne décrira pas les interactions gravitationnelles au niveau quantique, mais seulement les autres interactions en particulier dans la limite où la gravitation est découplée (K $\rightarrow$ 0). On est aisi amené à construire le lagrangien le plus général du couplage de la supergravité $N = 1$ à des multiplets de matières (chiraux décrivant 2 scalaires et 1 spineur de Weyl et de jauge décrivant 1 vecteur et 1 spineur de Majorana). Cette construction a été faite dans un premier temps pour le couplage à un multiplet chiral, en 1978, en collaboration avec Sergio Ferrara, Luciano Girardello, Bernard Julia, Joël Scherk et Peter Van Nieuwenhuizen, puis dans le cas général en 1982 en collaboration avec Sergio Ferrara , Luciano Girardello et Antoine Van Proeyen.Nous avons utiliser les techniques du calcul tensoriel et en se permettant des interactions non renormalisables et non polynomiales. Nous avons pu ainsi étudier la brisure spontanée de la supersymétrie locale et l'effet super-Higgs par lequel le gravitino acquiert une masse $m_{3/2}$ en absorbant le goldstino de spin 1/2 en nous restreignant au cas où le minimum du potentiel scalaire est nul (pas de constante cosmologique). Il y a essentiellement 2 manières de découpler les interactions gravitationnelles:

(A) $m_{3/2} \rightarrow 0$ si $K \rightarrow 0$ ($m_P \rightarrow \infty$) tel que $d \sim \sqrt{m_{3/2} m_P}$ reste fini. Dans ce cas on obtient une théorie supersymétrique où la supersymétrie globale est spontanément brisée si $d \neq 0$. Ces théories peuvent être étudiées indépendamment de la gravitation (SUSYGUTS).

(B) $m_{3/2}$ reste fini si $K \rightarrow 0$. Dans ce cas on obtient une théorie où la supersymétrie est explicitement brisée ($d \rightarrow \infty$). C'est la brisure de supersymétrie induite par la gravité. On peut ainsi obtenir tousles termes de brisure douce.

C'est la base de nombreux modèles de "supergravité de basse énergie". Dans cette limite un certain nombre de particules se découplent en particulier, outre le graviton, le gavitino massif et un champ scalaire complexe: ils constituent le secteur caché qui induit la brisure de supersymétrie. Il existe des secteurs cachés qui ont des directions plates dans lesquelles le potentiel des scalaires est nul (Dans le cas d'un seul scalaire le potentiel est identiquement nul ainsi que nous l'avons montré en 1983 avec Sergio Ferrara, Costas Kounnas et Dimitri Nanopoulos) Dans ce cas la masse du gravitino n'est pas determinée classiquement puisqu'il y a une continuité de minimum nul, cependant il peut être déterminé quantiquement. C'est la base des nombreux modèles de supergravité sans échelles.

Dans les théories à supersymétrie globale spontanément brisée par un extra U(1), l'absence d'anomalies pour cet U(1) requiert que la théorie ait en fait une supersymétrie $N = 2$ ainsi que l'a montré Fayet. Il est donc naturel d'étudier aussi le couplage de la supergravité $N = 2$ (1 graviton, 2 gravitinos, 1 vecteur) au multiplet de Yang-Mills $N = 2$ (1 vecteur, 2 spineurs, 1 scalaire complexe) et à l'hypermultiplet (2 spineurs, 2 scalaires complexes). En 1985, avec Jean-Pierre Derindinger, Sergio Ferrara, Luciano Girardello, Costas Kounnas, Antoine Van Proyen et Bernard De Wit, nous avons construit le couplage général au multiplet de Yang-Mills. La structure géométrique est beaucoup plus riche que dans le cas $N = 1$ à cause des contraintes de la supersymétrie $N = 2$. En particulier dans le cas abelien, la théorie admet des invariances globales du type dualité, nous avons également montré dans ce cas que si on demande un minimum stable et nul du potentiel, alors il doit y avoir des directions plates. Les supergravités sans échelles apparaissent naturellement pour $N = 2$.

4 - SYMETRIES DES SUPERGRAVITES, 20 ANS APRES

Les théories de supercordes fournissent un cadre pour une formulation de la gravité quantique. Bien qu'il existe des scénarios pour montrer que la théorie de cordes fermées IIA est compatible avec le modèle standard, la situation n'était pas satisfaisante, que faire des autres théories de cordes?, de plus les théories des cordes ne sont définies que perturbativement. Le succès des propriétés de dualité des théories de Yang-Mills supersymétriques dans la compréhension des propriétés non perturbatives de ces théories ont amené à essayer de les appliquer à la théorie des cordes. Cela se révèle beaucoup plus difficile et repose sur de nombreuses conjectures étayées par des résultats sur les théories de champ effectives décrivant les états de masse nulle de ces théories de cordes. Il y a en fait plusieurs types de dualité en théorie des cordes. La dualité T, vérifiée à tous les ordres de constantes de couplage de la corde (perturbative), relie essentiellement dans le cas le plus simple une corde compactifiée sur un tore de rayon R à celle compactifiée sur un tore de rayon α'/R (α' étant la tension de la corde ou la constante de couplage du modèle σ à deux dimensions associé). La dualité S généralise la dualité entre couplage fort et couplage faible en théorie des champs et est seulement conjecturée. Si on considère la compactification d'une théorie des cordes à une dimension d $<$ 10, et la théorie des champs effective décrivant les états de masse nulle à d dimensions, essentiellement une théorie de supergravité couplée à de la matière, les deux dualités T et S apparaissent comme sous–groupe discrets d'un même groupe de symétrie non compact de ces théories de supergravité (que nous avions découvert avec Julia en 1978). Cela suggère une unification des deux dualités en une seule: ce sous–groupe discret de symétrie non compact (en particulier des symétries de dualité électrique, magnétique) est appelé dualité U.

Une des conséquences de ces conjectures a été de montrer de très nombreux exemples de cas où l'on a pu relier des compactifications de théories de cordes différentes par ces transformations de dualités. Ceci permet d'envisager une origine commune à ces cinq théories de cordes à 10 dimensions désignée sous le nom de théorie M. On savait déjà que les états de masse nulle de la corde IIA (ou supergravité à 10 dimensions) pouvaient être regroupés en particules de masse nulle à 11 dimensions, ce qui nous avait incité avec Bernard Julia et Joël Scherk à construire cette théorie de supergravité à 11 dimensions en 1978. De plus en 1995 Witten a montré que des solitons de la corde fermée IIA pouvaient être identifiés à des états massifs de Kaluza Klein de la théorie de supergravité à 11 dimensions compactifiée sur un tore. Ceci suggère que la théorie M pourrait exister à 11 dimensions. De nombreux travaux sont encore nécessaires pour prouver l'existence d'une telle théorie.

Symétries globales des supergravités maximales

La conjecture qu'il pourrait exister une théorie plus fondamentale qui unifierait toutes les théories des cordes existantes et dont les particules de masse nulle pourraient être décrites par la supergravité à 11 dimensions, a fait renaitre l'intêret des physiciens théoriciens pour celle-ci. Pour tester les symétries de dualité des théories des cordes au niveau le plus simple (secteur de masse nulle en dimension D) il est important de connaitre les symétries des théories de supergravités obtenues par réduction dimensionnelle de la supergravité à 11 dimensions. J'avais montré avec Bernard Julia en 1978 que si chaque fois que c'est possible on dualise les champs antisymétriques d'ordre p en champs d'ordre $q < p (p + q = D - 2)$

la théorie admet une symétrie E_{11-D} pour le Lagrangien si D est impair, si D est impair la symétrie echange l'équation du mouvement et l'identité de Bianchi des champs tensoriels antisymétrique d'ordre $D/2-1$.

Pour les théories de cordes, il n'est pas évident qu'il soit approprié de faire cette dualisation maximale. En particulier si on étudie les symétries pertubatives des supercordes on ne doit dualiser que les champs du secteur Ramond-Ramond. En collaboration avecBernard Julia, Hong Lu et Chris Pope nous avons ainsi été amenés à reexaminer plus en détail comment la symétrie globale d'origine, reliquat de la reparamétrisation à 11 dimensions et de l'invariance de jauge du champ A_{MNP} (donnant q champs scalaires en dimension $D \leq 8$; $q = (11-D)(10-D)(9-D)/6$) se modifiait au fur et à mesure des dualisations. La symétrie initiale est le produit semidirect de $GL(11-D)$ et R^q. Le deuxième facteur consiste en q symétries de translations pour le champ scalaire A_{ijk} commutant entre elles. Si on dualise N champs antisymétrique d'ordre D-2 en N scalaires, ceux-ci apparaissent seulement par leur dérivées indiquant l'apparition de N nouvelles symétries internes de translations (dites axioniques). L'existence d'un terme du type Chern-Simons dans le Lagrangien implique qu'un certain nombre des q translations ne commutent plus en agissant sur les N nouveaux champs scalaires (bien que commutant sur leurs dérivées). En fait le commutateur de deux de ces q translations devient une des nouvelles translations sur les nouveaux champs scalaires. Le processus permet ainsi d'engendrer complétement le groupe de symétrie correspondant à une certaine dualisation. (ou pour être plus précis le sous-groupe de Borel engendré par les générateurs associés aux racines positives). Le reste du groupe E_{11-D} par exemple provient de la stucture d'espace quotient liée aux champs scalaires E_{11-D}/KE_{11-D} et à la nécéssité d'introduire une invariance localeKE_{11-D} agissant sur les fermions et les champs scalaires. En plus des règles de désintégration de groupes proposées par Julia en 1981, nous avons montré que le diagramme de Dynkin de E_{11-D} contient toute l'information sur les dualités à effectuer pour obtenir les théories non dualisées du type Narain, ou bien du type IIB. La possibilité de dualisation est liée à l'existence de sous algèbres commutantes mais non diagonalisables, de E_{11-D}. Ce groupe E_{11-D} est alors brisé au moyen d'une sorte de "contraction" en un produit semi-direct d'un groupe semi simple et d'un grand nombre de symétries commutantes non compactes. Celles-ci sont très utiles pour construire des solutions membranaires ou du type trou noir extrême, ou pour briser la supersymétrie partiellement.

Nouvelles symétries des supergravités étendues maximales

En collaboration avec Bernard Julia, Hong Lu et Chris Pope nous avons montré qu'il était possible d'unifier les symétries globales et les symétries de jauge "abéliennes" des supergravités étendues maximales dans une supersymétrie bosonique (symétrie graduée). En introduisant systématiquement des champs "doubles" de tous les champs bosoniques y compris des champs scalaires mais à l'exception du champ de gravitation cette symétrie graduée est encore agrandie et contient les différentes symétries de toutes les dualisations possibles.

Une première étape basée sur des travaux antérieurs de B.Julia est basée sur la remarque que si les paramètres de jauges sont définis par des formes fermées Λ $d\Lambda = 0$ (non nécessairement exactes ou écrites $\Lambda = d\lambda$, les transformations globales en sont un cas particulier si Λ est une forme de degré zéro. On peut alors définir une (super)algèbre de transformations dont les paramêtres sont des formes différentielles.

Dans une seconde étape nous avons montré que même si on ne peut pas dualiser certains champs (formes de degre p) il était toujours possible au niveau des équations du mouvement d'introduire des champs doubles (formes de degré D-p-2)telles que leurs identités de Bianchi soient équivalentes aux équations du mouvement des champs originaux .Cette possibilité est liée au fait qu'il y a autant de champs physiques et donc d'équations du mouvement indépendantes que de générateurs de symétrie et donc que de "courants" conservés (les scalaires étant décrits dans la jauge "triangulaire" preservée par le sous groupe de Borel).

En introduisant des opérateurs commutant pour les champs de jauges d'ordre pair et anticommutants pour les champs de jauges d'ordre impair on peut définir un (super)champ unique $\mathcal{G}$ combinaison linéaire de ces opérateurs tel que les équations du mouvement des champs bosoniques autres que le graviton (les fermions sont mis egaux à 0 dans un premier temps) s'écrivent $*\mathcal{G} = S\mathcal{G}$ où * dénote la dualité de Hodge et S est une involution ou pseudoinvolution échangeant les opérateurs de chaque champ avec ceux de son double. Nous avons montré que $\mathcal{G}$ peut lui-même s'écrire en fonction d'une exponentielle $\mathcal{V}$ de combinaison linéaire de ces opérateurs avec les champs potentiels (formes différentielles) comme coefficients plus précisément $\mathcal{G} = d\mathcal{V}\mathcal{V}^{-1}$. Ceci généralise la paramétrisation des espace-quotients pour les scalaires dans la jauge triangulaire et assure l'invariance de $\mathcal{G}$ par les transformations $\mathcal{V} \rightarrow \mathcal{V}U$ si $dU = 0$ où U comme $\mathcal{V}$ est une exponentielle de combinaison linéaire des opérateurs avec les paramètres de jauge Λ (formes différentielles) comme coefficients. Les coefficients des opérateurs dans $\mathcal{G}$ sont les champs de forces généralisés et cette forme en reproduit la structure non triviale.

S'il est possible de montrer l'invariance des équations d'Einstein sous ces symétries, il n'a pas été possible pour le moment d'étendre la structure précédente à ces équations. Le problème est actuellement à l'étude et beaucoup plus difficile. De même on peut vérifier que les invariances des équations de champs restent vraies si on réinclut les fermions car seules les combinaisons apparaissant dans $\mathcal{G}$ (modifiées par des termes fermioniques) sont couplées aux fermions. La compréhension complète de cette structure incluant aussi la reparamétrisation et la supersymétrie devrait permettre une meilleure approche de la définition de la théorie M et de ses symétries. Il est bon de noter que mème à ce stade, cette nouvelle superalgèbre permet de retrouver de retrouver toutes les relations entre les tensions des différentes p-branes apparraissant dans les solutions des supergravités obtenues par réduction dimensionnelle des supergravités à 10 dimensions du type IIA (ou à 11 dimensions) et IIB vers une dimension quelconque ainsi que l'ont montré Lavrinenko, Lu, Pope et Stelle.

5 - THEORIE DE LIOUVILLE ET GROUPES QUANTIQUES

Bootstrap des opérateurs de vertex chiraux

Les théories de cordes sont associées aux théories des champs conformes à 2 dimensions (surfaces d'univers décrites par les cordes). Toute métrique à 2 dimensions peut s'écrire comme une métrique plate multipliée par un facteur conforme . Classiquement une théorie invariante d'échelle ne depend pas de ce facteur conforme. Ceci n'est plus le cas au niveau quantique, à cause des anomalies , ainsi que l'a montré Polyakov. Le facteur conforme e^{Φ} a alors une dynamique décrite par la théorie de Liouville pour le champ Φ qui a été étudiée en particulier par Gervais, Neveu et Bilal. Ils ont montré que les opérateurs $exp - \alpha_{-}\phi(\sigma)$ et $exp - \alpha_{+}\phi(\sigma)$ ($\alpha_{\pm}$ étant les charges d'écran) peuvent s'exprimer comme une expression quadratique dans des champs chiraux (opérateurs de vertex) $V_{\pm}^{1/2}$ et$\hat{V}_{\pm}^{1/2}$ qui engendrent une famille infinie de champs chiraux $V_{m\hat{m}}^{J\hat{J}}$. La structure de cette théorie est liée au groupe quantique $U_q(sl(2))$ par les propriétés de monodromie de ces opérateurs de vertex chiraux . Les règles de fusion des opérateurs chiraux sont déterminés en fonction de constantes $g_{J_1J_2}^{J_3}$ uniquement fonction des J (la dépendance en M étant donnée par les coefficients de Clebsh-Gordan q-déformés). Ces constantes doivent être calculées séparément. Ceci a été fait en collaboration avec Gervais et Roussel. Seules sont connues les fonctions à quatre points faisant intervenir les opérateurs $V_m^{1/2}$. Ceci permet de déterminer seulement $g_{1/2,J-1/2}^{J}$ (que l'on peut choisir égal à 1) et $g_{1/2,J+1/2}^{J}$. Bien que les opérateurs V_m^J soient construits à partir des $V_m^{1/2}$ par fusion, le développement à courte distance est trop singulier pour être associatif, ceci interdit d'en déduire des relations entre les g. Pour contourner cet obstacle, nous avons conjecturé une forme exacte du produit d'opérateurs à la Moore et Seiberg (en introduisant pour chaque poids conforme non seulement l'opérateur V_m^J mais aussi de descendants $V_m^{J,\nu}$). Cette forme est compatible avec les fonctions à 4 points connues. On peut alors demander l'associativité de ce produit qui fournit des contraintes sur les $g_{J_1J_2}^{J_3}$ y compris sur les $g_{1/2,J+1/2}^{J}$ déja déterminés et qui sont satisfaites. Ceci conduit à un système surdéterminé pour les g qui admet une solution (à une redéfinition des opérateurs près). Nous avons montré que pour les champs V_m^J les coefficients de fusion et la matrice R sont essentiellement donnés par des coefficients 6-j q-déformés à des multiplications près des opérateurs V par des fonctions données des modes zéro qui ne commutent pas avec les V (jauge).On montre alors que dans la base des champs ξ_m^J où la matrice R devient indépendante des modes zéro et égale à la matrice R universelle de $U_q(sl(2))$, les coefficients de fusion sont donnés par les constantes g fois les coefficients 3-j q-déformés. Un des éléments importants qui rend cette preuve simple est que la matrice de passage entre les V et les ξ est en fait donnée par un prolongement des 3-j pour M infini (non physique). De plus les expressions exactes calculées ici ont permis de faire le lien avec l' approche du gaz de Coulombs utilisée par Felder, Frohlich et Keller. Ces résultats devraient permettre la construction effective des fonctions de corrélations.

Réalisation opératorielle des transformations de groupe quantique et symétrie cachée $U_q(sl(2)) \otimes U_q(sl(2))$

Une question naturelle concernant le groupe quantique $U_q(sl(2))$ apparaissant dans la théorie de Liouville est;

Est-il associé à une symétrie de la théorie et dans quel sens?

Un premier aspect simple et bien connu est donné dans la base des opérateurs ξ_M^J dont la matrice d'échange est donnée par la matrice R universelle et les coefficients de fusion sont donnés par les symboles $3j$.La fusion et l'algèbre d'échange de ces opérateurs sont invariants par $\xi_M^J \to \xi_N^J (J^a)_{NM}$. Ceci définit l'invariance interne.

Le deuxième aspect est la construction des générateurs de $U_q(sl(2))$ comme opérateurs dans l'espace de Hilbert des états(réalisation hamiltonienne de la symétrie de groupe quantique). Dans ce but, en collaboration avec J.-L.Gervais et J.Schnittger nous avons utilisé la généralisation de l'action des générateurs des groupes classiques par des commutateurs proposée par Mack et Schomerus qui remplacent

$$[O(J^a), \Psi_l] = \sum_m \Psi_m (J^a)_{ml}$$

par

$$O(J^a)\Psi_l = \sum_{m,b,c} \Psi_m \Lambda^a_{bc}(J^b)_{ml} O(J^c)$$

les coefficients Λ^a_{bc} définissant le coproduit standard. Ceci définit la coaction ou action par échange (des opérateurs $O(J^a)$ et Ψ_l). Dans le cas de $U_q(sl(2))$ et des opérateurs $\xi^J_M(\sigma)$, il est facile de voir que les relations d'échanges précédantes sont satisfaites si on remplace les $O(J^a)$ par les opérateurs $\xi^{\frac{1}{2}}_{\pm\frac{1}{2}}(\sigma_\pm)$(à des facteurs près). Cela ne dépend pas explicitement de $\sigma_\pm$, mais seulement du signe de $\sigma_\pm - \sigma$. Plus précisément on trouve qu'on réalise séparément les 2 sous-algèbres de Borel $B_\pm$ de $U_q(sl(2))$.

$$O(J_+)_{\sigma_+} \sim \xi^{\frac{1}{2}}_{\frac{1}{2}}(\sigma_+) \qquad O(q^{J_3})_{\sigma_+} \sim \xi^{\frac{1}{2}}_{-\frac{1}{2}}(\sigma_+)$$

$$O(J_-)_{\sigma_-} \sim \xi^{\frac{1}{2}}_{-\frac{1}{2}}(\sigma_-) \qquad O(q^{J_3})_{\sigma_-} \sim \xi^{\frac{1}{2}}_{\frac{1}{2}}(\sigma_-)$$

Cette dépendance en σ implique que l'algèbre des opérateurs de $B_\pm$ doit être remplacée par une algèbre à points fixes, par exemple

$$AB - BA \to A(\sigma_1)B(\sigma_2) - B(\sigma_1)A(\sigma_2)$$

On trouve de plus que cette algèbre doit aussi être modifiee par l'addition de termes centraux(tout en restant compatible avec la coaction). L'algèbre peut être complétée à $U_q(sl(2))$ complet par les opérateurs

$$O(J_-)_{\sigma_+} \sim \xi^{\frac{1}{2}}_{-\frac{1}{2}}(\sigma_+ - 2\pi)$$

et

$$O(J_+)_{\sigma_-} \sim \xi^{\frac{1}{2}}_{\frac{1}{2}}(\sigma_- + 2\pi)$$

Les propriétés de monodromie des opérateurs $\xi^{\frac{1}{2}}_{\pm\frac{1}{2}}(\sigma)$ permettent de réexprimer ceux-ci en fonction des champs aux points $\sigma_\pm$, mais au prix de réintroduire le mode zéro ϖ du champ libre de Bäcklund. Le bonus de cette réintroduction est de montrer que $cos(h\varpi)$ considéré comme opérateur (agissant par échange sur les ξ de facon non triviale) est en fait un élément de l'algèbre envelopante de $U_q(sl(2))$. Cette propriété est mise en évidence quand on étudie l'action du groupe quantique $U_q(sl(2))$ sur les opérateurs initiaux V^J_m diagonalisant la matrice de monodromie et dont la matrice d'échange et les coefficients de fusion sont essentiellement donnés par des symboles $6j$ dépendant de ϖ. Nous avons montré que, dans cette base, c'est le groupe quantique $U_{\sqrt{q}}(sl(2))$ engendré par des opérateurs T^+, T^- et $q^{\pm\varpi}$qui agit de facon plus naturelle. Les 2 ensembles de générateurs $T^+, T^-, q^{\pm\varpi}$ et $J_+, J_-, q^{\pm J_3}$ sont reliés entre eux par des relations non linéaires. Les opérateurs $O(T^\pm)$ n'agissent pas par coaction, ils sont réalisés essentielement par les champs $V^{\frac{1}{2}}_{\pm\frac{1}{2}}(\sigma_\pm)$.

Nous avons montré également que la symétrie interne de l'algèbre des opérateurs V^J_m (échange et fusion) était plus grande que $U_{\sqrt{q}}(sl(2))$. Une symétrie $U_q(sl(2)) \otimes U_q(sl(2))$ émerge, les valeurs des 2 opérateurs de Casimir sont égales (déterminées par J) et le coproduitest défini avec des conditions de raccordement dictées par la structure de l'espace de Hilbert dans lequel agit le produit d'opérateurs. Le groupe quantique $U_q(sl(2)) \otimes U_q(sl(2))$

considéré ici possède une structure d'algèbre de Hopf d'un type nouveau compatible avec ces conditions. De plus nous avont montré que le spectre de la théorie etait classifié par ce groupe quantique, en particulier dans le cas où q est une racine n-ième de l'unité les représentations correspondantes donnent les bonnes troncations dans l'ensemble des opérateurs V_m^J. Dans le cadre de la théorie de Liouville, bien qu'on puisse définir une coaction pour tous les générateurs de $U_q(sl(2)) \otimes U_q(sl(2))$, seul le sous-groupe $U_q(sl(2))$ peut être réalisé explicitement. Une réalisation complète ne semble possible que dans une extension de la théorie de Liouville.

Théorie de Liouville et cordes ouvertes

Avec Gervais nous avons repris le problème de la théorie de Liouville associée aux cordes ouvertes étudiée par Gervais et Neveu en 1988. En utilisant les nouvelles techniques du groupe quantique $U_q(sl(2))$ et une autre base d'opérateurs chiraux $\xi_{M\hat{M}}^{J\hat{J}}(\sigma)$ (celle-la même où la matrice d'échange ne dépend pas de l'opérateur de mode zéro) ainsi que les règles de fusion de ces opérateurs (développement à courte distance), nous avons pu exprimer de façon générale l'opérateur $exp - (\alpha_- J_1 \Phi(\sigma) + \alpha_+ J_2 \Phi(\sigma))$ comme expression quadratique dans les opérateurs chiraux $\xi_{M\hat{M}}^{J\hat{J}}(\sigma)$ .Nous avons également vérifié les propriétés importantes que les opérateurs exponentiels ainsi calculés étaient locaux (commutent pour des points différents) et formaient un ensemble fermé par fusion. Ceci a été possible grace à la construction d'un nouvel opérateur universel A dépendant des générateurs J_+et J_3 de l'algèbre $U_q(sl(2))$ qui satisfait la relation fondamentale

$$A(\vec{\Lambda}(\vec{J})) = (A(\vec{J}) \otimes I)\tilde{R}(I \otimes A(\vec{J}))$$

où $\vec{\Lambda}(\vec{J})$ est le coproduit (addition de spin) et $\tilde{R}$ la matrice associée à $U_q(sl(2))$ .Cet opérateur A est maintenant appelé matrice de réflexion associée à $U_q(sl(2))$.

Théorie de Toda et groupe quantique

On peut généraliser la théorie de Liouville au cas de plusieurs champs: la théorie de Toda liée à l'algèbre de Lie A_N (au lieu de A_1). L'algèbre de Virasoro est alors généralisée à des algèbres non linéaires (W-algèbres) qui pourraient être associées à de nouvelles théories de cordes. Avec Gervais nous avons montré que, comme dans le cas de la théorie de Liouville , il était possible de choisir une nouvelle base d'opérateurs de vertex chiraux telles que la matrice R d'échange ne dépendent plus des modes zéro. Ceci a été montré pour des opérateurs dans la représentation fondamentale de sl(N+1). On trouve alors que l'algèbre d'échange est associée à un groupe quantique relié à sl(N+1) mais qui n'est pas le groupe quantique standard $U_q(sl(N+1)$. En particulier la matrice R ne peut pas être ramenée à la forme standard de Drinfeld par un changement de base des opérateurs chiraux. On a donc de nouvelles solutions des équations de Yang-Baxter . Cette matrice R est associée à des théories conformes tandis que celle de Drinfeld ne peut pas l'être. Depuis les mathématiciens ont constuit une nouvelle classe de déformations contenant la notre .

PROJETS DE RECHERCHES

Nous sommes encore loin d'une formulation de la théorie M qui a pour limite soit la supergravité, soit les 5 théories de supercordes à 10 dimensions. Elle est probablement liée à une théorie de supermembranes à 11 dimensions que nous ne savons pas formuler. Aujourd'hui, il apparait d'ailleurs qu'il n'est suffisant de ne parler que de cordes ou membranes, mais qu'on doit tenir compte de tous les objets étendus: les p-branes (p = 1 pour les cordes). Ces p-branes apparaissent naturellement comme solution des équations de champs en dimension D des théories de supergravité obtenues par réduction dimensionnelle de la supergravité à 11 dimensions ou des supergravités IIA et IIB à 10 dimensions. Les relations entre les tensions de ces p-branes sont des conséquences des superalgèbres théories, que nous avons découvertes avec Bernard Julia, Hong Lu et Chris Pope et qui sont des symétries de ces théories. Ceci indique que la compréhension de ces symétries sont indispensables à une construction de la théorie M. Jusque là nous n'avons pas pu étendre ces superalgèbres pour inclure la repamétrisation (et la supersymétrie locale). La raison fondamentale de cette difficulté est le caractère non abelien de l'algèbre de reparamétrisation. Il n'est pas nécessaire de tenir compte des fermions à ce stade, une fois le problème de la reparamétrisation résolu, celui de la supersymétrie locale devrait suivre. Une indication de ce fait vient de l'exemple simple suivant. Dans la théorie de Maxwell pour le champ A_μ (de tenseur $F_{\mu\nu}$), on peut introduire un deuxième champ B_μ (de tenseur $G_{\mu\nu}$) et imposer l'équation de self-dualité $F = \tilde{G}$. Celle-ci implique l'équation de Maxwell $\partial^\mu F_{\mu\nu} = 0$. Ceci se généralise trivialement au cas de la théorie de Maxwell supersymétrique (globale) décrite par un superchamp spinoriel W_α qui contient $F_{\mu\nu}$, $\gamma^\mu\partial_\mu\lambda$ et le champ auxiliaire D. L'introduction d'un deuxième superchamp T_α et la contrainte $W_\alpha = iT_\alpha$ conduit immédiatement à $F = \tilde{G}$, $\gamma^\mu\partial_\mu\lambda = 0$ et $D = 0$. Ce sont les équations de Maxwell supersymétriques (libre dans ce cas simple). Une autre indication devrait venir du multiplet "linéaire" qui décrit un tenseur antisymétrique $A_{\mu\nu}$, un scalaire A et un spineur (ne nécessitant pas de champs auxiliaires) et dont les équations du mouvement sont équivalentes à celles des champs du multiplet scalaire (2 scalaires, 1 spineur et 2 champs auxiliaires scalaires)

Bien sûr il faut rester ouvert à d'autres progrès qui pourraient être fait dans la compréhension de la théorie M.

Il ne faut pas oublier non plus que les futurs résultats du LHC pourraient amener à remettre en question ce programme à plus ou moins longue échéance.

ACTIVITES INTERNATIONALES

Collaborations européennes

-Responsable scientifique du noeud LPTENS du réseau européen:
Gauge theories, applied supersymmetry and quantum gravity
Contract SCI*CI92 0789
Septembre 1992 - aout 1996

-Responsable scientifique du noeud LPTENS du réseau européen:
Quantum aspect of gauge theories, supersymmetry and unification
Contract ERBFMRXCT96-0045
septembre 1996- aout 2000

-Responsable scientifique du noeud LPTENS du réseau européen:
The quantum structure of spacetime and the geometric nature of fundamental interactions
Contract HPRN-CT-2000-00131
octobre 2000- septembre 2004

Activités de referees

Referee régulier pour des revues avec comité de lecture
-Nuclear physics B
-Classical and quantum gravity
-Physics letters B
-Physical review D
-Physical Review Letters -Journal of mathematical physics
-International journal of modern physics A

Referee occasionnel pour des comités de sélection
- Nomination de professeur à l'université de Cambridge (Angleterre)

- Nomination de membre permanent du CERN
- Contrats NSF
- Bourses INTAS
- Bourses Soros

Coorganisations de conférences

- Rencontre triangulaire Paris-Rome-Utrecht, Paris (avril 1983)

- European Conference on High Energy Physics, Brighton (Angleterre) (juillet 1983) (Session parallèle: Théories Grand-Unifiées avec G. G. Ross)

- Rencontre Triangulaire Paris-Rome-Utrecht, Paris (avril 1986)
- Rencontre Triangulaire Paris-Rome-Utrecht, Paris (avril 1991)
- Rencontre Triangulaire Paris-Rome-Utrecht, Paris (avril 1997)

- Conférence du réseau européen TMR "Quantum aspects of gauge theories, supersymmetry and unification" ENS Paris (septembre 1999)
- Conférence du 25ème anniversaire du laboratoire, ENS Paris (mai 2000)

- Semestre du centre Emile Borel "Supergravité, Supercordes et Théorie M", Paris (septembre 2000-février 2001)
- Ecole du réseau européen RTN "The quantum structure of spacetime and the geometric nature of fundamental interactions", IHP Paris (février 2001)

- STRINGS 2004, Collège de France Paris (28juin - 2 juillet 2004)

Cette manifestation internationale est accompagnée de 2 manifestations grand public

- "Les particules élémentaires: des cordes à la cosmologie" tous les jours du 14 juin au 20 juin 2004 dans le cadre de l'Université de Tous Les Savoirs.
- Dans le cadre des journées "Bourbaphy" une journée (3 juillet 2004) consacrée à la théorie des cordes (au grand amphithéatre de la Sorbonne) et destinée à un public scientifique.

- "30 ans de Supergravité", IHP Paris (16 - 20 octobre 2006)

ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT ET DE FORMATIONS

Cours

- 1981 - Cours donné à l'Ecole de Printemps à Trieste "Supergravity 81": "Dimensional reduction and extended supergravity"

- 1982 - Cours donné à l'Ecole d'Automne à Trieste "Supersymmetry and supergravity 82": "Hidden symmetries in extended supergravity"

- 1987 - Cours donné dans le cadre de la deuxième année du 3ème cycle de Physique Théorique: "Supergravité pour supercordes"

Activités de formation

- Codirection des travaux de J.-F. Luciani (avec Joël Scherk) sur une extension de la compactification spontanée et le couplage supergravité-matière.
- Codirection des travaux de J. Polony (avec Joël Scherk) sur le couplage supergravité-matière.

- Direction de stages d'élèves de l'Ecole Polytechnique

- Participation à des jurys de thèses

Coorganisation du semestre " Supergravité, supercordes et théorie-M" au centre Emile Borel (18 septembre 2000 – 9 février 2001) avec I. Antoniadis et K. Stelle.

Contrairement aux autres programmes du centre Emile Borel, ce semestre a été orienté principalement vers des cours de haut niveau destinés aux thésards et jeunes postdocs remplissant le vide entre des cours de DEA (théorie quantique des champs, modèle standard de physique des particules) et ceux des écoles d'été (dualité des théories de supercordes, correspondance AdS/CFT, D-branes...). Un grand nombre de cours ont été organisés (43 pour être exact) s'enchainant (autant que possible) logiquement. Pour la "rentabilité" d'un tel programme il était nécessaire de réunir un nombre suffisant d'étudiants bien plus grand que le nombre d'étudiants potentiellement interessés de la région parisienne ou même de France . Ce programme a réuni en moyenne une quarantaine d'étudiants de manière permanente (chacun restant au minimum un mois, un grand nombre 3 mois et quelques-uns tout le programme). Plus d'une centaine de doctorants ou post-doctorants ont participé à ce programme, environ 10% de français, 80% d'européens et 10% du reste du monde. Il est clair qu'un tel programme répondait à une demande et devrait être renouvelé à intervalles réguliers pas nécessairement en France, mais plutot à l'échelle européenne.

A cette occasion nous avons écrit un article de vulgarisation sur les supercordes en 2 parties destiné à "la gazette des mathématiciens".

Afin de prolonger l'impact de ce semestre (à défaut de publier ces cours) nous construisons une page WEB sur laquelle on trouvera toutes les notes de cours déja distribuées (nous espérons y inclure aussi les notes manuscrites) et attendons d'autres cours en cours de (re)rédaction. La version préliminaire de cette page peut être consultée à l'adresse:

http://www.lpt.ens.fr/ cremmer/lstringcourses.htm

ACTIVITES D'INTERET COLLECTIF

- Organisation du séminaire hebdomadaire du Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies d'Orsay (1973 - 1974)

- Coorganisation du séminaire hebdomadaire commun du Laboratoire de Physique Théorique de l'Ecole Normale Supérieure et du Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies de Paris VI/VII (1974- 1999)

- Coorganisation des instituts d'été annuels du Laboratoire de Physique Théorique de l'Ecole Normale Supérieure (sauf en 2000 pour cause de travaux) qui sont devenus maintenant un . Depuis 2005 le site web de cet institut a été amélioré et permets la mise en ligne des conférences présentées pendant cette manisfestation scientifique.

- Responsable de la bibliothèque de prétirages depuis 1974 jusqu'à leurs disparitons avec la création des ArXiv.

- J'ai assuré la **direction du laboratoire pour une période de 4 ans. du 1er janvier 2002 au 31 décembre 2005**.

Dans le cadre de cette fonction, j'ai participé à l'intégration, commemcée par le précédent directeur du laboratoire Jean Iliopoulos, du laboratoire nouvellement associé à PARIS VI dans le projet de refonte de la physique théorique et plus généralement de la physique fondamentale sur le site de Jussieu. Cela s'est traduit par la création d'une fédération de recherches "interactions fondamentales", regroupant le laboratoire (qui pourrait avoir une extension sur le site de Jussieu ̀l'issue du désamiantage du site), le LPTHE de Jussieu et le LPNHE de Jussieu, dont la direction a été confiée à Jean-Bernard Zuber. La Fédération bénéficie de crédits de la part du C.N.R.S. et d'un PPF de la part du Ministère qui a été étendu à la nouvelle chaire du Collège de France "Particules élémentaires, gravitation et cosmologie" dont le titulaire est Gabriele Veneziano et au laboratoire APC (Astro-Particules Cosmologie) dont le directeur est Pierre Binétruy.

En l'abscence d'un technicien informatique au laboratoire (ne serait-ce qu'à mi-temps), et malgré le dévouement de plusieurs chercheurs (en particulier, Marc-Thierry Jaekel et Nicolas Sourlas), 4 ans n'ont pas été de trop pour mener à bien le renouvellement du parc informatique du laboratoire (opération qui devra être recommencée incessament par le nouveau directeur).