

RAPPORT D'ACTIVITÉ 2006-2007

Clément SIRE

DR2 section 02

Laboratoire de Physique Théorique (UMR 5152)

Université Paul Sabatier

31062 Toulouse Cedex 4, France

Table des matières

1	Curriculum Vitæ	5
1.1	Généralités	5
1.2	Études	5
1.3	Activité professionnelle	5
2	Publications 2006-2007	7
3	Activités de Recherche	9
3.1	Présentation générale (1990-2007)	9
3.1.1	Systèmes hors d'équilibre	9
3.1.2	Propriétés électroniques des quasicristaux	10
3.1.3	Fermions corrélés	10
3.1.4	Chaos quantique	10
3.2	Activité 2006-2007	11
3.2.1	Persistance et théorie des systèmes compétitifs	11
3.2.2	Dynamique et statique des systèmes autogravitants	18
3.3	Résumé des collaborations	23
3.4	Perspectives	23
4	Activités Scientifiques Diverses	25
4.1	Direction de thèse, encadrement	25
4.2	Enseignement	25
4.3	Comités de lecture	25
4.4	Vulgarisation et animation scientifiques	25
5	Responsabilités Administratives	27
5.1	Direction du Laboratoire de Physique Théorique	27
5.2	Bureau et Conseil de l'IRSAMC	28
5.3	Jurys de concours administratifs	28
5.4	Autres activités administratives	28
6	Appendice : Liste Complète des Publications et Conférences	29

Chapitre 1

Curriculum Vitæ

1.1 Généralités

Clément Sire

- Né le 26 mars 1967, à Boulogne-Billancourt
- Adresse professionnelle : Laboratoire de Physique Théorique, IRSAMC, Université Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex 4
- Tél./Fax (professionnel) : (+33) 05 61 55 65 84/60 65
- Adresse personnelle : 23, rue Louis-Marc Demouilles, 31400 Toulouse
- Tél. (personnel) : (+33) 05 61 53 83 78
- E-mail : Clement.Sire@irsamc.ups-tlse.fr
- Page Web : <http://www.lpt.ups-tlse.fr/clement>

1.2 Études

- École Normale Supérieure de Paris (1986-1990)
Agrégation de Mathématiques (1990; rang : 9^{ième})
Magistère de Physique (1986-1988)
DEA de Physique Théorique de l'ENS Paris (1987-1988)
Stage de 3 mois (été 1988) à l'Ohio State University (USA), sous la direction de David Stroud et Fernand Hayot (*Étude des Mélanges Supraconducteur/Métal/Isolant par la Méthode du Milieu Effectif*)
- Laboratoire de Physique des Solides, Meudon (1988-1990)
Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI) obtenue avec les félicitations du jury
Sujet : *Propriétés Électroniques et Stabilité des Quasicristaux*
Directeur : Rémy Mosseri
- AT&T-Bell Laboratories (Theoretical Physics Group, 1992-1994)
Séjour post-doctoral sous la direction de Chandra M. Varma

1.3 Activité professionnelle

- **1986-1990** : Élève de l'École Normale Supérieure de Paris
- **1990-1991** : Poste CR2 au CNRS (section 02) - affecté provisoirement au CPT de Marseille, détaché au LPS de Meudon-Bellevue
- **1991-1992** : Affectation au Laboratoire de Physique Quantique, Université Paul Sabatier, Toulouse

- **1992-1994** : Séjour post-doctoral aux AT&T-Bell Laboratories (Theoretical Physics Group)
- **1994-2003** : Retour au sein du Groupe de Physique Théorique de Toulouse (devenu LPT - UMR 5152 en 2003). Promotion au grade de CR1 (1994) ; Médaille de Bronze du CNRS (1994)
- **2005** : Promotion au grade de DR2.
- **2007** : Directeur du Laboratoire de Physique Théorique depuis le 01/01/2007.

Chapitre 2

Publications 2006-2007

Publications dans des journaux internationaux avec comité de lecture

La liste complète inclut **69+5 publications + 1 soumise** dont :

- 14 Physical Review Letters
- 6 Europhysics Letters
- 24 Physical Review B et E
- 5 Journal de Physique/European Physics Journal
- 4 Journal of Physics A
- 5 Physica A

Moyenne de citations par article antérieur à 2004/2007 (selon la base de données ISI) : 24.5/21.3.

Nombre de publications avec plus de 30/50/70/90 citations : 17/7/5/2 (H-Index=21).

Les articles à partir de 1997 sont disponibles sur ArXiv et HAL.

Liste de publications (période 2006-2007) :

- [1] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Virial theorem and dynamical evolution of self-gravitating Brownian particles in an unbounded domain : I. Overdamped models*, Phys. Rev. E **73**, 066103 (2006).
- [2] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Virial theorem and dynamical evolution of self-gravitating Brownian particles in an unbounded domain : II. Inertial models*, Phys. Rev. E **73**, 066104 (2006).
- [3] Sopik J., **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Dynamics of the Bose-Einstein condensation : analogy with the collapse dynamics of a classical self-gravitating Brownian gas*, Phys. Rev. E **74**, 011112 (2006).
- [4] Dean D.S., **Sire C.**, Sopik J., *Distance traveled by random walkers before absorption in a random medium*, Phys. Rev. E **73**, 066130 (2006).
- [5] **Sire C.**, Majumdar S.N., Dean D.S., *Exact solution of a model of time-dependent evolutionary dynamics in a rugged fitness landscape*, J. Stat. Mech., L07001 (2006).
- [6] **Sire C.**, *Probability distribution of the maximum of a smooth temporal signal*, Phys. Rev. Lett. **98**, 020601 (2007).
- [7] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Logotropic distributions*, Physica A **375**, 140 (2007).
- [8] **Sire C.**, *Universal statistical properties of poker tournaments*, J. Stat. Mech., P08013 (2007).
- [9] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Kinetic and hydrodynamic models of chemotactic aggregation*, Physica A **384**, 199 (2007).

- [10] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Critical mass of bacterial populations in a generalized Keller-Segel model : Analogy with the Chandrasekhar limiting mass of white dwarf stars*, Physica A (2007), sous presse.
- [11] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Jeans type analysis of chemotactic collapse*, Physica A (2007), sous presse.
- [12] **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Critical dynamics of self-gravitating Langevin particles and bacterial populations*, soumis (2007).

Les numéros des références dans le rapport d'activité correspondent à ceux de la liste de publications complète jointe en appendice.

Chapitre 3

Activités de Recherche

3.1 Présentation générale (1990-2007)

Depuis mon entrée au CNRS en 1990, mon activité de recherche s'est partagée entre deux thèmes majeurs, phénomènes hors d'équilibre et quasicristaux, et deux autres domaines plus marginaux, à savoir, l'étude de systèmes fermioniques fortement corrélés et le chaos quantique. Dans cette introduction, j'évoque rapidement ces sujets avant de présenter plus spécifiquement mon activité durant la période septembre 2005-2007, réalisée au sein de l'équipe *Physique Statistique des Systèmes Complexes* du Laboratoire de Physique Théorique.

3.1.1 Systèmes hors d'équilibre

Depuis 1993, ce thème constitue le centre de mon activité de recherche. Les sujets abordés s'étendent de l'étude de la dynamique des mousses (de savon, amphiphiles...), aux phénomènes de séparation de phases, en passant par la turbulence en déclin, les processus stochastiques, les systèmes compétitifs, les phénomènes d'agrégation, les systèmes gravitationnels, ou l'étude des propriétés dynamiques de systèmes fondamentaux comme les modèles de spins hors d'équilibre.

Les résultats les plus marquants dans ce domaine, qui seront explicités dans la partie 3.2, sont les suivants :

- Calcul des *exposants d'autocorrélation temporelle* des systèmes de spins et du modèle de Potts non conservés par des méthodes de théorie des champs. Calcul exact d'un *nouvel exposant critique d'autocorrélation temporelle* pour les systèmes conservés au point critique, et extension au cas sous critique.
- Étude de la persistance (probabilité pour qu'un signal temporel ne change jamais de signe) avec de très nombreuses applications physiques et notamment la découverte d'un *nouvel exposant critique indépendant* pour les modèles de spins. La persistance a été calculée dans le *cas général d'un signal gaussien non-markovien*, ce qui permet de calculer la persistance de n'importe quel signal, au moins dans l'approximation gaussienne, avec de nombreuses applications physiques. Calcul de la *distribution des extrema d'un signal général* associé au calcul de la persistance par rapport à un niveau quelconque à ne pas dépasser.
- Étude de systèmes en compétition : dans un milieu compétitif où les agents sont finalement classés à l'issue d'une épreuve, il a été montré que *le nombre de "leaders" successifs présentait une forme universelle*, indépendante de la nature de la compétition (biologie évolutive, théorie des jeux...). Un modèle de tournoi de poker a été développé qui présente cette propriété, et pour lequel plusieurs quantités ont été calculées, reproduisant quantitativement des phénomènes observés dans des tournois réels (Internet et "live").
- Théorie de la turbulence en déclin bidimensionnelle. L'évolution du nombre de vortex et d'autres quantités physiques a été étudié au moyen d'une *méthode originale de renormalisation* qui a pu mettre en valeur le rôle des interactions à *trois vortex*. Ceci conduit à une

théorie cinétique en très bon accord avec simulations directes et expériences.

- Théorie de la statique et surtout de la cinétique d'un gaz de particules browniennes (ou de Lévy avec des applications en biologie - chimiotaxie) soumises à leur interaction gravitationnelle mutuelle. Description *quantitative de l'effondrement gravitationnel* à basse énergie (ensemble microcanonique), ou à basse température (ensemble canonique). Etude de l'évaporation d'un système gravitationnel dans un domaine non borné.
- Théorie des phénomènes d'agrégation par l'introduction de *méthodes analytiques et numériques générales* très puissantes appliquées à l'étude de l'équation de Smoluchowski.
- Théorie phénoménologique de l'évolution d'une mousse de savon et d'un film de mélange de molécules amphiphiles (notamment par des méthodes *d'entropie maximale*).
- Étude de la percolation dirigée au moyen d'une *nouvelle approximation* qui conduit à des résultats en accord spectaculaire avec les simulations. Cette méthode peut en principe s'étendre à l'étude d'autres transitions de phase dynamiques.
- Résolution de modèles dynamiques, avec notamment la première solution exacte d'un modèle de *séparation de phases conservées en $d > 1$* , et la résolution d'un modèle de *branchements de rivières* conduisant à de nombreuses applications physiques.

3.1.2 Propriétés électroniques des quasicristaux

Bien qu'il soit devenu marginal dans le cadre de mon activité actuelle, ce domaine qui a constitué le sujet de ma thèse, a drainé une grosse partie de mon travail de recherche pendant la période 1990-1995.

Les quasicristaux ont des propriétés de transport très particulières, qu'il semblerait naturel de relier à celles de modèles quasipériodiques de type liaison forte.

- Introduction de *méthodes perturbatives* pour les modèles unidimensionnels et des premiers calculs de *groupe de renormalisation* en plus hautes dimensions.
- Contribution à la compréhension de la *stabilité* des phases quasicristallines.
- Théorie phénoménologique du *transport dans les quasicristaux réels*.

3.1.3 Fermions corrélés

La majeure partie de mes travaux dans ce domaine a été réalisée lors de mon séjour post-doctoral aux laboratoires AT&T-Bell. Ceux-ci concernaient l'introduction et la résolution de modèles présentant des propriétés non liquide de Fermi. L'application principale en était la compréhension des propriétés anormales des phases métalliques des supraconducteurs à hautes températures critiques. On retiendra donc :

- Résolution d'un modèle, paradigme de la transition métal de Kondo/antiferromagnétique, présentant un état *non liquide de Fermi* à la transition.
- Introduction et résolution d'un modèle pour la *phase métallique des supraconducteurs* à hautes températures critiques produisant cette même phase non liquide de Fermi.

3.1.4 Chaos quantique

Mes contributions à ce sujet émanent davantage de collaborations que d'un véritable investissement personnel. On peut citer les travaux suivants, les deux premiers en ayant initié bien d'autres dans leurs domaines respectifs :

- Théorie de la *phase de Berry dans un système atomique* particulier associée à une proposition d'expérience finalement réalisée.
- Premiers calculs de *distribution d'écart de niveaux* dans les systèmes d'électrons fortement corrélés, qui ont introduit l'idée d'utiliser les méthodes du chaos quantique pour ces systèmes de physique du solide sans désordre.
- Étude du chaos dans des systèmes quasipériodiques classiques et quantiques.

3.2 Activité 2006-2007

Mon activité durant la période septembre 2005-2007 a concerné essentiellement des sujets de physique statistique hors d'équilibre. Les thèmes développés sont :

- Théorie des systèmes compétitifs et liens avec la persistance. Applications en biologie évolutive et en théorie des jeux (tournois de poker).
- Étude de la statique et de la dynamique (effondrement gravitationnelle et évaporation) d'un gaz de particules browniennes autogravitant.

3.2.1 Persistance et théorie des systèmes compétitifs

Depuis 1996, l'étude de la persistance de processus temporels a constitué une part importante de mon activité [30-35,37,39,40,62-64,66]. Si $x(t)$ est un signal temporel d'origine physique diverse, la persistance $P(t)$ est la probabilité pour que ce processus soit resté au-dessus (ou au-dessous) d'un niveau donné M , et cela du temps initial jusqu'au temps t actuel. Cette quantité, pourtant simple à définir, s'avère extrêmement compliquée à évaluer pour des processus non markoviens, car elle fait intervenir *toute l'histoire* du processus $x(t)$. En ce sens, $P(t)$ est une fonction de corrélation à une infinité de temps, et ne fait pas seulement intervenir les temps initial et final, contrairement aux fonctions de corrélation à deux points, traditionnellement considérées en physique.

Récemment, la notion de persistance [62,64] a été utilisée dans le cadre de l'étude de systèmes compétitifs [63,66], dans quatre travaux qui sont exposés ci-dessous. La physique des systèmes d'agents en compétition est actuellement en plein essor, avec des applications en optimisation, économphysique, biologie évolutive, et bien sûr, en physique...

Distribution du maximum d'un signal aléatoire

Notamment avec Satya Majumdar (LPT Toulouse puis LPTMS Orsay), nous avons développé des méthodes perturbatives et non perturbatives afin de déterminer le comportement à grand temps de la persistance d'un processus aléatoire $x(t)$ [30-35]. Nos travaux se sont concentrés sur le cas où $x(t)$ est un processus gaussien mais non markovien (de moyenne nulle), et principalement sur le cas où le niveau à ne pas croiser est $M = 0$.

Pour un processus gaussien stationnaire, entièrement caractérisé par sa fonction de corrélation $\langle x(t)x(t') \rangle = f(t - t')$, on peut montrer que dès que $f(t)$ décroît suffisamment vite, la persistance décroît exponentiellement à grand temps, $P(t) \sim \exp(-\theta t)$, où θ est appelé exposant de persistance. Pour un processus gaussien invariant d'échelle (en pratique, très courant dans les applications physiques), la fonction de corrélation prend la forme $\langle x(t)x(t') \rangle = g(t/t')$. En faisant le changement de variable $\tau = \ln t$, on se ramène à un processus stationnaire de corrélateur $f(\tau) = g(\exp \tau)$. La persistance décroît alors en loi de puissance du vrai temps, $P(t) \sim \exp(-\theta \tau) \sim t^{-\theta}$, et l'expression "exposant de persistance" prend alors tout son sens.

Pour le niveau $M = 0$, et pour un processus gaussien stationnaire de corrélateur $f(t)$, nous avons développé

- Une méthode de perturbation resommée [30,40], d'autant meilleure que le processus $x(t)$ est une faible perturbation d'un processus markovien. θ est alors donné par

$$\theta = \int_0^{+\infty} K[f(\tau)] \frac{d\tau}{\tau^2}, \quad \text{avec} \quad K[u] = \frac{2}{\pi} \int_u^1 \frac{\log^2(v)}{(1-v^2)^{3/2}} dv.$$

- Une méthode non perturbative [31,64], uniquement valable pour les processus "doux", dont la vitesse est continue (ce qui implique que $f(t)$ est analytique en $t = 0$). Cette approximation suppose que les intervalles entre zéros du processus sont de longueurs indépendantes (Independent Interval Approximation ; IIA) et conduit à la forme implicite suivante pour

l'exposant de persistance :

$$\frac{\pi\theta}{2\sqrt{-f''(0)}} \cdot \left[1 + \frac{2\theta}{\pi} \int_0^{+\infty} \exp(\theta\tau) \sin^{-1}(f(\tau)) d\tau \right] = 1.$$

L'exposant de persistance a été mesuré dans de nombreux systèmes physiques, en très bon accord avec les prédictions de nos approches théoriques (système de cristaux liquides dans la classe d'universalité du modèle d'Ising bidimensionnel [34], dans les mousses de savon [25,26], figures de buée, *Xe* gazeux en lumière polarisée [31], surfaces fluctuantes de silicium [35]...). De plus, la notion de persistance apparaît naturellement dans les domaines du traitement du signal (nettoyage d'images...), de la finance, et de l'analyse des erreurs expérimentales ou numériques.

Dans un travail récent [64], j'ai étendu l'approche de l'IIA à un signal temporel stationnaire général (pas forcément gaussien, mais quand même de vitesse continue) et surtout à *un niveau M quelconque*. Considérons $P_{<}(M, t)$ (respectivement $P_{>}(M, t)$) comme étant la probabilité pour que le signal $x(t)$ reste inférieur (respectivement supérieur) au niveau M , pour tous les temps de l'intervalle $[0, t]$. La connaissance de cette fonction de M et du temps permet d'évaluer une nouvelle quantité d'un intérêt évident dans tous les problèmes d'analyse du signal : la distribution de probabilité du maximum (ou du minimum) du processus x dans l'intervalle de temps considéré. En effet, cette distribution est simplement obtenue en dérivant $P_{<}(M, t)$ (respectivement $P_{>}(M, t)$) par rapport à M . Dans la référence [64], il a été montré que la seule donnée du corrélateur $f(t)$ et de la distribution stationnaire du processus x permettait d'accéder à la transformée de Laplace temporelle de $P_{<}(M, t)$ et $P_{>}(M, t)$, moyennant une généralisation non triviale de l'IIA. Les expressions finales, bien que totalement explicites, sont un peu trop lourdes pour être présentées dans ce rapport, sans introduire de nombreuses notations. Les résultats ont été testés sur divers exemples physiques, révélant un très bon accord entre la théorie et les simulations numériques ($\theta(M)$ au pire reproduit à 3% près, selon la valeur de M ; théorie asymptotiquement exacte à grand $|M|$). À noter que l'évaluation ou plutôt l'encadrement de $P_{<}(M, t)$ et $P_{>}(M, t)$ est un problème activement étudié par les mathématiciens. Les résultats de [64], bien que ne fournissant pas de bornes strictes de $P_{<}(M, t)$ ou $P_{>}(M, t)$, sont d'une précision sans commune mesure avec les résultats mathématiques existants.

Longueur d'absorption d'un marcheur en milieu désordonné

Avec J. Sopik (thèse passée sous ma direction le 26/06/2007) et D. Dean (LPT Toulouse), nous avons étudié l'absorption d'un marcheur brownien diffusant dans un milieu composé d'absorbteurs parfaits ou imparfaits. Dans la limite d'une faible densité uniforme ρ d'absorbteurs, et en dimensions $d > 2$, un résultat classique de Muthukumar (1983) prévoit que la longueur moyenne parcourue par le marcheur avant absorption (ou longueur de persistance) est $l \sim \rho^{-1}$. Nous avons montré que ce résultat, souvent utilisé dans le cadre de théories de champ moyen pour la DLA (diffusion limited aggregation), est invalide, en identifiant l'erreur fondamentale commise dans l'article original.

Dans la limite d'une faible densité d'absorbteurs distribués uniformément, et au moyen d'un groupe de renormalisation exact (en calculant exactement la contribution d'un nouvel absorbteur à la fonction de Green du marcheur test), nous avons pu obtenir l'expression des deux premiers moments de la longueur d'absorption l (voir Fig. 3.1 en dimension $d = 2$), ainsi que la distribution complète de l (voir Fig. 3.2 en dimension $d = 3$), aussi bien dans le continu que sur un réseau hypercubique. De plus, nous avons obtenu la première correction à l de l'effet d'absorbteurs imparfaits (qui ont une probabilité $\lambda < 1$ d'absorber le marcheur).

Ces résultats sont en parfait accord avec des simulations numériques atteignant des très basses densités, grâce à l'utilisation d'un algorithme de grilles, couramment utilisé pour les simulations de la DLA. Pour résumer, nous avons montré que, dans le continu, et pour des absorbteurs sphériques de rayon a ,

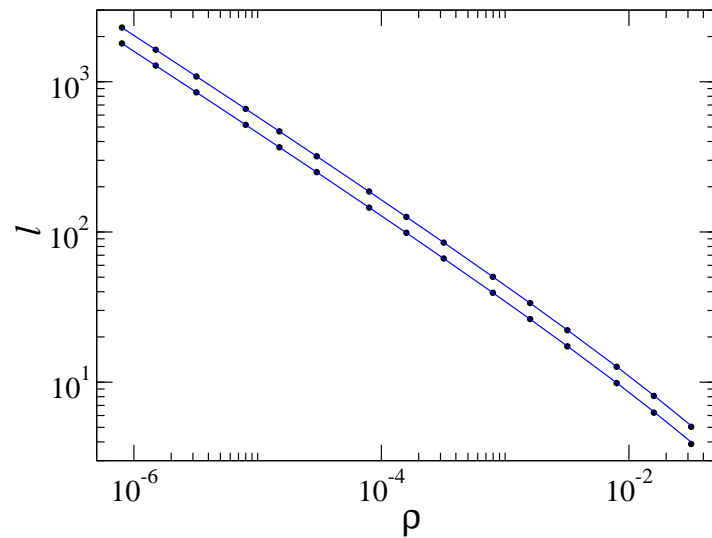


FIG. 3.1 – En $d = 2$, nous traçons la moyenne (courbe du bas) et l'écart type de la longueur d'absorption l en fonction de la densité d'absorbeurs ρ ($10^6 - 10^7$ marcheurs test par point). Les données sont en parfait accord avec les expressions analytiques (courbes bleues).

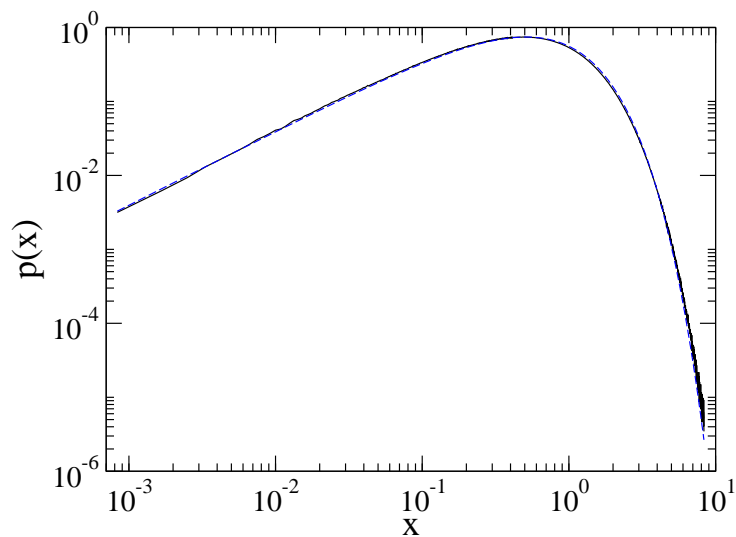


FIG. 3.2 – En $d = 3$, et pour $\rho = 10^{-6}$, nous traçons la distribution de $x = l/\langle l \rangle$ obtenue dans des simulations totalisant 2×10^8 marcheurs test. En $d = 3$, l'expression théorique de cette distribution prend la forme particulièrement simple $p(x) = 4x \exp(-2x)$ (courbe en tirets bleus), en très bon accord avec les simulations.

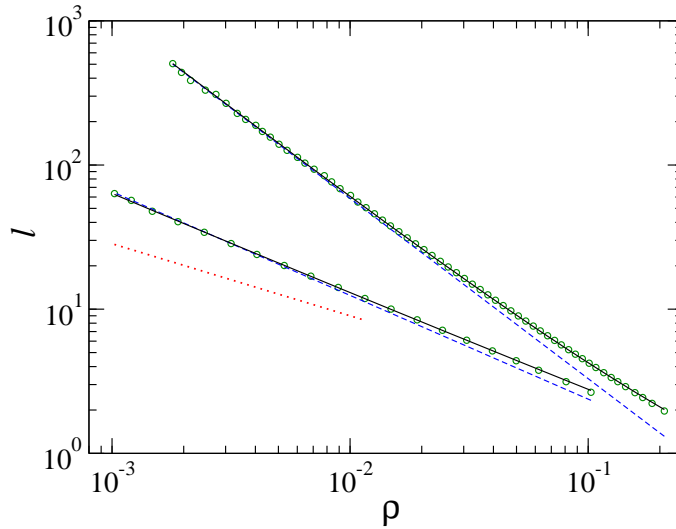


FIG. 3.3 – Nous traçons $\langle l \rangle$ pour la percolation dirigée en $d = 2$ et $d = 3$ (courbes du bas). Les courbes en tirets bleus ont les pentes attendues $-1/\alpha = -(\delta z)^{-1}$ et les courbes noires sont des fits avec la forme fonctionnelle $l = A\rho^{-1/\alpha} + B\rho^{-1/2}$, où le second terme correspond à la forme de l sans corrélations. La ligne en pointillés rouges a la pente $-1/2$, exposant attendu en l'absence de corrélations (en $d > 4$, pour la percolation dirigée).

- $\langle l \rangle = \frac{1}{\rho}$, en $d = 1$
- $\langle l \rangle = \frac{1}{4} \sqrt{-\pi \frac{\ln(\rho a^2)}{\rho}}$, en $d = 2$
- $\langle l \rangle = \sqrt{\frac{1}{\pi \rho a}}$, en $d = 3$
- $\langle l \rangle = \frac{c_d}{\sqrt{\rho a^{d-2}}}$, en $d > 3$

Sur un réseau, ou pour des absorbeurs de forme différente, seules les constantes numériques en facteur de la dépendance en ρ diffèrent.

Nous avons étendu ces résultats au cas d'une distribution fortement corrélée des absorbeurs, caractérisée par une fonction de corrélation $\langle \rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{0}) \rangle - \rho^2 = \rho c(\mathbf{r})$, où $c(r)$ prend la forme typique $c(\mathbf{r}) \sim \frac{\exp(-r/\xi)}{r^\alpha}$, à grande distance $r \gg a$. Quand $r \sim \xi$, on doit avoir $c(r) \sim \rho$, ce qui implique la relation $\xi \sim \rho^{-1/\alpha}$ entre longueur de corrélation et densité. Grâce à un groupe de renormalisation approché, nous avons obtenu le résultat

$$\langle l \rangle \sim \max(\xi, \hat{l}),$$

où \hat{l} est l'expression de la longueur d'absorption sans corrélation donnée ci-dessus.

Ce résultat a été vérifié numériquement sur divers exemples (dont certains peuvent être résolus analytiquement), et notamment la percolation dirigée au point critique, où les sites actifs à un temps donné sont considérés comme les absorbeurs. Dans ce cas, on trouve que $\alpha = \delta z$, où δ est l'exposant de décroissance temporel de la densité de sites actifs au point critique, et z est l'exposant critique dynamique. Nous arrêtons une simulation de la percolation dirigée au point critique à divers instants (avec des densités de sites actifs/absorbeurs de plus en plus basses, et une longueur de corrélation de plus en plus grande), et envoyons un échantillon de marcheurs qui sont absorbés par les sites actifs. Les résultats sont présentés en Fig. 3.3 et sont en parfait accord avec les valeurs connues des exposants critiques de la percolation dirigée en $d = 2$ et $d = 3$. À noter qu'en $d > d_c = 4$, $\alpha = \delta z = 2$, et l'expression générale ci-dessus redonne le résultat sans corrélations, conformément à ce qui est attendu au-dessus de la dimension critique supérieure.

Une des conséquences de nos travaux est que la longueur de pénétration d'un marcheur dans un agrégat de DLA devrait être de l'ordre de grandeur de son rayon (égal à ξ), un résultat qui,

après une longue controverse, semble ressortir des simulations numériques les plus récentes. Cette étude nous a d'ailleurs amenés à proposer une nouvelle méthode de mesure de cette longueur de pénétration dans les agrégats fractals, qui devrait s'avérer plus efficace que les méthodes usuelles (travail en cours).

Le nombre de “leaders” d’une compétition

Dans de nombreux systèmes faisant intervenir des agents en compétition, en biologie (espèces biologiques ou artificielles, prééminence de génotypes,...), en finance (classement du magazine *Fortune* des multinationales ou des fortunes individuelles,...), ou en théorie des jeux (voir partie suivante pour l'exemple des joueurs d'un tournoi de poker), se pose la question du nombre d'agents dominants successifs au cours de l'évolution (l'espèce la plus peuplée, la compagnie ayant le plus gros chiffre d'affaire, le joueur de poker possédant la plus grosse fortune...). Aussi bien “expérimentalement” que dans de nombreux modèles sensés décrire des situations très diverses, on constate que le nombre final de “leaders” se comporte comme le logarithme du nombre d'agents initialement en compétition.

Avec Satya Majumdar (LPTMS Orsay) et David Dean (LPT Toulouse), nous avons défini un modèle minimal de N espèces en compétition [63], mais sans interaction, caractérisées par la vitesse de croissance de leur population v_i . La population de l'espèce i est supposée de la forme $N_i = f(x_i(0) + v_i t)$, où f est une fonction continue strictement croissante, dont la forme est sans importance (en pratique f croissant linéairement ou exponentiellement apparaît naturellement dans certains modèles). $x_i(0)$ permet de caractériser la taille initiale de la population de l'espèce i . En obtenant une analogie avec un problème de *persistance*, nous avons calculé exactement la moyenne et l'écart type du nombre l_N de leaders différents au cours de l'évolution (le temps allant de 0 à $+\infty$) :

$$\langle l_n \rangle = \beta \ln N, \quad \langle l_n^2 \rangle - \langle l_n \rangle^2 = \gamma \ln N.$$

β et γ sont des constantes numériques calculées explicitement, qui dépendent uniquement de la décroissance asymptotique à grand $v > 0$ de la distribution $p(v)$ des v_i (les v_i étant supposés indépendants). Plus précisément, nous avons identifié trois classes de distributions de vitesses : à support borné supérieurement (β et γ dépendent simplement de la façon dont $p(v)$ s'annule en v_{max}), à décroissance en loi de puissance (β et γ dépendent simplement de l'exposant de décroissance à grand $v > 0$), à décroissance plus rapide que toute loi de puissance. Dans ce dernier cas, nous trouvons que $\beta = 1/2$ et $\gamma = 1/4$. De plus, nous avons montré que la distribution de l_N tendait très lentement vers une gaussienne avec N , cette distribution ayant été calculée exactement pour tout N , dans le cas d'une distribution poissonnienne des vitesses.

Dans le cas d'une population de N agents en interaction, avec un agent dominant à grand temps, nous avons donné un argument général qui explique la robustesse du résultat $\langle l_n \rangle \sim \ln N$, la constante de proportionnalité n'ayant alors plus de raison d'être universelle (sauf si les agents deviennent effectivement découplés à grands temps). Ce fait a été observé dans de nombreuses situations compétitives et est illustré ci-dessous dans le cas des tournois de poker.

La physique des tournois de poker

Les physiciens sont plus que jamais impliqués dans l'étude de phénomènes complexes qui ne font pas partie des champs d'application traditionnels de leur science. L'étude des marchés financiers (théorie des “options”...), des réseaux humains (Internet, aéroports...), la biologie évolutive (voir ci-dessus), et en général les systèmes d'agents en compétition, sont quelques exemples de problèmes récemment abordés par la physique statistique.

Les tournois de poker Texas hold'em sont devenus extraordinairement populaires à travers le monde, et ceci dans un laps de temps très court. Bien qu'a priori gouvernés par des lois purement humaines (bluff, agressivité, prudence...), les tournois de poker peuvent être décrits

avec succès par un modèle relativement simple [66]. Parmi les premiers scientifiques à s'intéresser au jeu de poker (mais plutôt sous l'aspect de la meilleure stratégie en tête-à-tête), on trouve Émile Borel, l'inventeur de l'intégrale moderne (et l'un des premiers théoriciens du bridge) et John von Neumann, mathématicien éclectique, et l'un des pères fondateurs de la théorie des jeux (voir l'article sur l'origine du traitement mathématique du poker que j'ai publié sur le blog poker du journal *Libération*).

Un aspect intéressant des tournois de poker est qu'ils constituent un exemple rare de *système humain parfaitement isolé* de toutes influences extérieures (au contraire des marchés financiers, par exemple).

Présentation du modèle de tournoi de poker

Initialement, les joueurs (jusqu'à une dizaine de milliers dans les vrais tournois) s'asseyent à des tables pouvant accueillir dix joueurs, et reçoivent le même nombre de jetons ("chips" en anglais). Le joueur suivant le donneur doit miser la "blind" ("blind bet" = "mise en aveugle" en anglais). À chaque table, les joueurs découvrent ensuite leur jeu (ou main) dont la valeur est un nombre aléatoire entre 0 et 1 (0 est l'équivalent de (7 2) dépareillés, 1 l'équivalent de (As As)...). Ils peuvent, leur tour venu, se coucher (abandonner la donne, "fold" en anglais), suivre (miser le montant de la blind, "call" en anglais) ou miser leur "tapis" ("stack" en anglais), c'est-à-dire miser tous leurs jetons ("all-in" en anglais). Un joueur peut éventuellement suivre le tapis, ce qui élimine le perdant si celui-ci possédait moins de jetons que son opposant. Finalement, le joueur avec la plus haute main gagne le pot, et les joueurs n'ayant plus de jetons sont éliminés. Ce dernier point réalise la *connexion avec la notion de persistance*, puisque les joueurs survivants sont tels que leur fortune $x(t)$ est restée au-dessus du seuil $M = 0$ jusqu'au temps actuel.

Ce modèle conserve les deux principaux ingrédients des vrais tournois de poker :

- La mise minimale est la blind, qui *croît exponentiellement avec le temps*. Dans les tournois sur Internet, la blind augmente régulièrement (40\$, 60\$, 100\$, 150\$, 200\$, 300\$, 400\$...) et est ainsi multipliée par 10 toutes les 1-2 heures. L'augmentation de la blind impose le rythme du tournoi.
- La plupart des donnes d'un vrai tournoi conduisent au gain par l'un des joueurs à la table d'un petit multiple de la blind. Cependant, il arrive parfois que deux (ou plus) joueurs se relancent agressivement, de telle façon qu'ils finissent par *miser une fraction importante de leur tapis, voire tout leur tapis*. Dans le modèle, les joueurs ont une probabilité $q > 0$ de faire tapis, afin de reproduire cet effet.

La résolution mathématique du modèle montre qu'il existe une valeur de q optimale : si les joueurs font all-in trop souvent, le tapis moyen devient rapidement beaucoup plus grand que la blind. Le premier joueur misant son tapis agit donc de façon stupide, puisqu'il prend le risque de se faire éliminer juste pour gagner la blind (qui est négligeable). Inversement, si q est trop petit, les joueurs (et en particulier, ceux qui possèdent les plus petits tapis) ne profitent pas assez de l'opportunité de doubler leur tapis. On s'attend à ce que dans un véritable tournoi, les meilleurs joueurs adaptent leur valeur de q près de la valeur optimale. À noter qu'une version améliorée du modèle (en cours d'étude) permet de calculer le q optimal instantané d'un joueur donné qui dépend alors de la fortune de tous les joueurs à la table. Ce modèle plus réaliste reproduit le fait bien connu que les joueurs ayant peu de jetons font tapis plus souvent que les autres (et sont donc aussi plus souvent suivis... et battus).

Quelques résultats du modèle

La Fig. 3.4 présente la proportion $F(X)$ de joueurs ayant au plus la fraction X du tapis moyen à un moment quelconque du tournoi (néanmoins pas trop proche du début, les joueurs partant avec la même fortune, ni de la fin, où le nombre de joueurs devient trop petit). La courbe pleine en noir correspond aux données moyennées sur 20 tournois de poker joués sur Internet et celle en bleu clair correspond à des données similaires obtenues pour les six "main events" de la saison 2006 du World Poker Tour. Quant aux courbes en tirets bleus et rouges, elles sont

issues de la résolution mathématique du modèle en incluant ou non les processus de all-in, qui apparaissent donc essentiels à la compréhension quantitative des tournois de poker. Le maximum

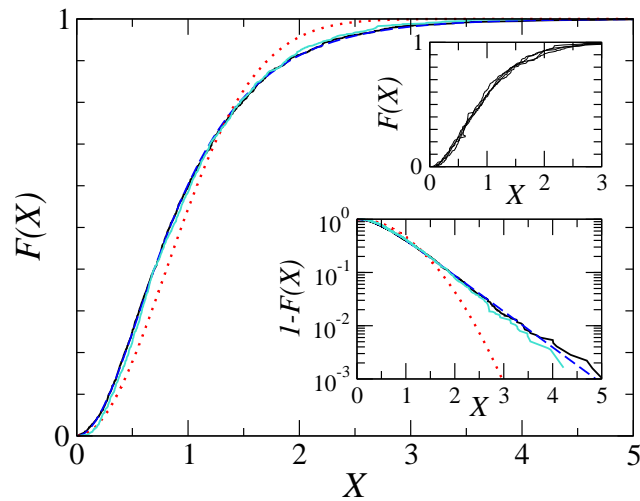


FIG. 3.4 – Probabilité $F(X)$ de trouver un joueur ayant au plus la fraction X du tapis moyen (tournois sur Internet en noir, WPT en cyan, modèle en tirets bleus). La distribution des fortunes (dérivée de $F(X)$), décroît exponentiellement, alors qu'en négligeant les processus de all-in, on obtiendrait une décroissance gaussienne (tirets rouges pour $q = 0$), fait illustré dans le comportement de $1 - F(X)$ (encart du bas). L'encart du haut présente $F(X)$ mesuré après chaque journée d'un tournoi du WPT (les données de la figure principale sont moyennées sur chaque journées et sur 6 tournois du WPT).

de la distribution des fortunes (la dérivée de $F(X)$) correspond à des joueurs possédant environ 55% du tapis moyen par joueur. Sur la Fig. 3.4, on observe qu'un joueur possédant deux fois le tapis moyen ($X = 2$) domine 90% des autres joueurs, alors qu'un joueur possédant la moitié du tapis moyen ($X = 1/2$) ne précède que 25% des autres joueurs. Ainsi, les joueurs d'un véritable tournoi peuvent s'aider de ce modèle pour évaluer leur position instantanée, ce qui peut être très utile s'ils n'ont pas accès au classement "live".

Il est remarquable que ces distributions ne dépendent pas du temps de jeu écoulé ou du nombre de joueurs restants (du moins tant que ce dernier n'est pas trop petit). À noter que ce modèle ne contient aucun paramètre ajustable, ce qui rend l'accord avec les données "expérimentales" d'autant plus remarquable.

D'autres résultats concernent le "chip leader", c'est-à-dire le joueur ayant le plus de jetons à un temps donné. Le modèle montre que la distribution de probabilité de la fortune du chip leader est donnée par la forme mathématique de la distribution de Gumbel, bien connue en statistique. À noter que de nombreux "phénomènes extrêmes" apparaissant dans d'autres contextes, comme par exemple la température estivale maximale à Paris, obéissent à ce type de lois statistiques.

De plus, la durée totale d'un tournoi, la fortune maximale du chip leader (rapportée au tapis moyen par joueur) et le nombre total de chip leaders au cours du tournoi sont toutes des quantités qui croissent proportionnellement au logarithme du nombre initial de joueurs (voir Fig. 3.5). Ce dernier résultat est à mettre en parallèle avec un phénomène similaire observé dans des modèles d'évolution biologique, qui a été illustré dans la section précédente. Finalement, ce modèle présente aussi l'intérêt de relier la "science du poker" avec le phénomène de persistance en physique, les modèles d'évolution en biologie, et la statistique des valeurs extrêmes en théorie des probabilités.

Ce travail a fait l'objet d'articles (précédés d'interviews) dans le *Scientific American*, le *New Scientist*, *PhysOrg.com*, *Toulouse Mag*, *Poker Live*, et a été repris sur une centaine de sites/blogs consacrés à la physique ou au poker (voir page web du LPT pour plus de détails).

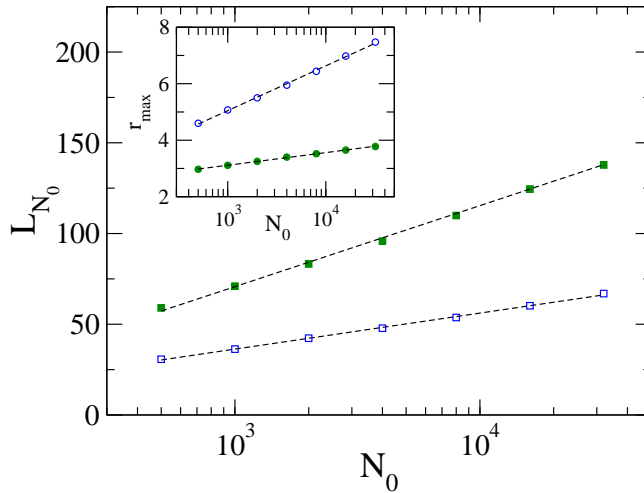


FIG. 3.5 – Le nombre de chip leaders successifs croît logarithmiquement avec le nombre initial de joueurs, que ce soit dans le modèle sans (carrés pleins) ou incluant les processus de all-in (carrés vides). L’encart présente le maximum au cours du tournoi du rapport entre la fortune du chip leader et la fortune moyenne, qui croît aussi logarithmiquement avec le nombre initial de joueurs.

3.2.2 Dynamique et statique des systèmes autogravitants

Les systèmes autogravitants présentent une thermodynamique très particulière, car ils ne présentent pas toujours d’état d’équilibre statistique : un système autogravitant peut évoluer d’une façon singulière en s’effondrant sur lui-même. Une autre caractéristique de ces systèmes est la non équivalence des ensembles statistiques, par exemple microcanonique (où l’énergie E est strictement constante) et canonique (température fixée). Pour les systèmes autogravitants, des états de chaleur spécifique négative apparaissent pour certaines gammes d’énergies dans l’ensemble microcanonique, ce qui est par principe interdit dans l’ensemble canonique.

Dans l’ensemble microcanonique, et ceci de manière très générale (indépendamment du modèle plus ou moins simplifié utilisé), le système peut s’effondrer à assez basse énergie $E < E_c$ (“catastrophe gravotherme”), alors que le même phénomène se produit dans l’ensemble canonique à assez basse température $T < T_c$. Dans les deux cas, l’effondrement se produit lorsque l’énergie cinétique n’arrive plus à contrebalancer l’effet de l’interaction attractive gravitationnelle. En pratique, l’effondrement se poursuit jusqu’à ce que les effets de dégénérescence (par exemple quantique pour des fermions) deviennent importants dans le cœur dense, ce qui interdit, en principe, une divergence réelle de la densité au cœur. Cet effet est bien compris, et n’est souvent pas pris en compte dans les modèles qui conduisent alors à une divergence idéale de la densité centrale (la masse intégrée reste néanmoins bien définie).

Physiquement, la pertinence de travailler dans l’un ou l’autre des ensembles thermodynamiques dépend de la nature du système étudié. Dans le cas où le système n’a pas le temps de se thermaliser lors de l’effondrement (amas globulaires...), l’ensemble canonique peut être pertinent. Au contraire, pour des systèmes fortement collisionnels (gaz autogravitants,...), il est nécessaire de se placer dans l’ensemble microcanonique.

La catastrophe gravitationnelle (à $E < E_c$ ou $T < T_c$; voir Fig. 3.6) a été étudiée numériquement par de nombreux auteurs, dans le cadre de modèles reposant parfois sur des hypothèses contradictoires. Pourtant, un scénario commun semble se dégager avec l’observation d’un effondrement en un temps fini t_* , où le profil de densité obéit à une loi d’échelle du type

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_0 f(r/r_0), \text{ avec } \rho_0 r_0^\alpha = cste,$$

où la fonction d’échelle $f(r) \sim r^{-\alpha}$, à grand r , et où $r_0(t) \sim \sqrt{T(t)/\rho_0(t)}$ est le rayon de King

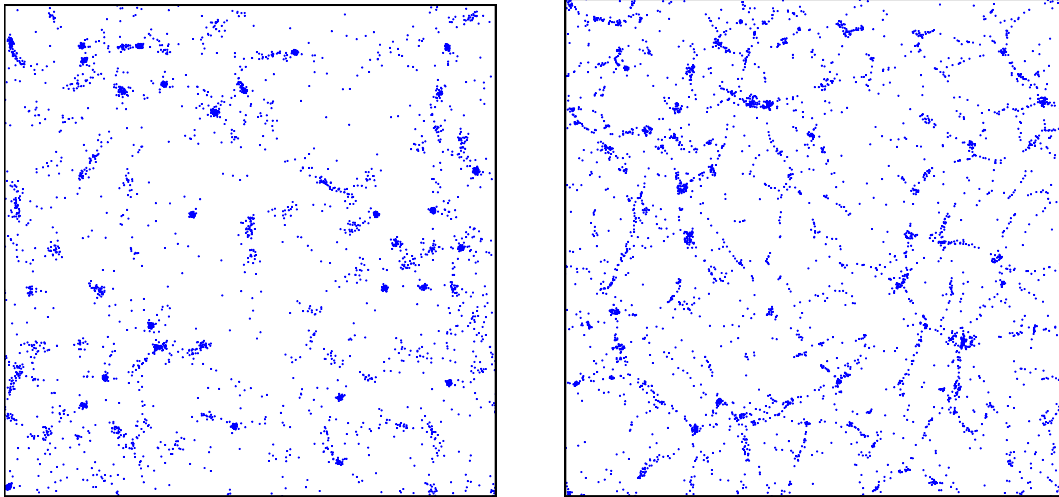


FIG. 3.6 – Simulations de l'évolution d'un gaz de particules browniennes (à gauche) et newtoniennes (à droite) autogravitantes. On note que conformément à ce qui est observé dans notre univers la dynamique newtonienne réelle conduit à l'apparition de filaments entre condensats de matière. Ces filaments sont moins marqués dans le cas brownien. Cependant, l'évolution locale d'un condensat peut être étudié analytiquement ce qui n'est pas le cas pour des particules newtoniennes pour lesquelles l'existence d'un profil de condensat invariant (type Navarro-Frenk-White) reste une spéculation numérique.

qui caractérise la taille du cœur dense ($\rho_0(t) \sim (t_* - t)^{-\gamma}$, avec $\gamma = 1$, le plus souvent¹). $\alpha = 2$ dans le cas canonique ($T = cste$) (voir Fig. 3.7), et $\alpha \approx 2.2$ dans le cas microcanonique [48,49]. Ces deux valeurs ont été reproduites dans le cadre de divers modèles théoriques, qui ne décrivent cependant pas la transition, car ils considèrent un volume infini contenant donc une masse elle aussi infinie, système pour lequel l'effondrement a toujours lieu.

Avec P.-H. Chavanis (LPT, Toulouse) et Julien Sopik (thèse passée en juin 2007), nous avons étudié ces transitions de phase et la dynamique d'effondrement ou d'évaporation (dans un système infini dans ce dernier cas) à l'aide d'un modèle de dynamique gravitationnelle simplifiée [48,49,51-55,57-61,65,67-70]. Ce modèle décrit des particules *browniennes* dont le coefficient de diffusion est proportionnel à la température (donc sans inertie et subissant une forte friction, due par exemple aux collisions entre particules ou à un milieu (gaz...) ambiant), couplées par l'interaction gravitationnelle (voir la Fig. 3.6). De plus, beaucoup de résultats ont été étendus au cas où le coefficient de diffusion D dépend de la densité locale de particules. Quand $D \sim \rho^{1/n}$ est une loi de puissance de la densité, les états d'équilibre (quand ils existent) sont donnés par des lois polytropiques d'indice n qui coïncident avec les distributions thermodynamiques de Tsallis. La statique et la dynamique de ces systèmes polytropiques sont très riches, et ont été étudiés dans les références [51,58,59,65,70] (voir Fig. 3.7).

Bien que ce modèle brownien ne soit *a priori* pas pertinent en astrophysique, il a l'intérêt de pouvoir être étudié analytiquement, et présente en fait de nombreuses analogies avec la situation réelle qui correspond au cas de particules newtoniennes. En fait, même dans le domaine astrophysique, ce modèle pourrait s'appliquer au transport de poussières dans la nébuleuse solaire et à la formation des planétésimaux (bébés planètes). Dans ce contexte, les particules sont soumises à une force de friction avec le gaz ambiant et à une force stochastique due à la turbulence. De plus, le processus de relaxation violente pour des systèmes stellaires sans collisions

¹L'exposant est en général assez facile à calculer par analyse dimensionnelle, et peut dépendre de la situation physique modélisée.

introduit par Lynden-Bell présente de fortes similarités avec la dynamique de ce modèle de particules browniennes. Enfin, il a été récemment proposé qu'il devrait être possible d'observer l'effondrement isothermale avec des atomes ultra froids, pour lesquels il est possible de générer une interaction attractive en r^{-1} grâce à une configuration astucieuse de champs laser. Le traitement pertinent de ce système nécessite d'utiliser l'ensemble canonique ce qui nous ramène au modèle de particules browniennes. Nous verrons dans la suite que ce modèle décrit aussi la dynamique diffusive de colonies de bactéries sécrétant une substance sur leur passage (comme les phéromones des fourmis ou des chats...) qui induit une interaction attractive effective entre bactéries, qui prend exactement la forme de la force gravitationnelle [54,57,67-70]. Dans ce contexte de la chimiotaxie, l'approche canonique est certainement la plus pertinente.

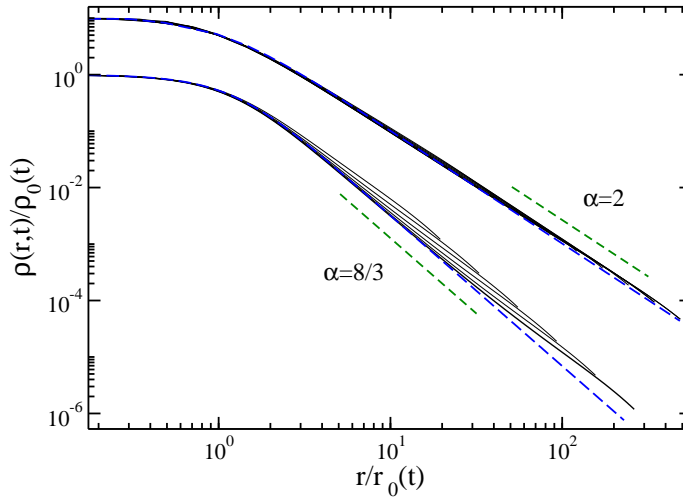


FIG. 3.7 – En $d = 3$ et sous T_c , les propriétés d'échelle de la densité, satisfaisant $\rho(r, t) = \rho_0(t)f[r/r_0(t)]$, sont illustrées numériquement à différents temps correspondant à des densités centrales dans la gamme $10^2 \sim 10^6$ (la masse totale est normalisée à l'unité). Les particules présentes au point \mathbf{r} ont un coefficient de diffusion $D = T\rho^{1/n}(\mathbf{r}, t)$. La courbe du haut illustre le cas canonique pour des particules browniennes ($n = \infty$) où le profil analytique est tracé en pointillés bleus ($\alpha = 2$). La courbe du bas est un exemple associé à des particules d'indice polytropique $n = 4$, conduisant à $\alpha = 2n/(n - 1) = 8/3$.

Dans le cadre de l'équation de Poisson-Smoluchowski,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot [D(\rho)\nabla \rho + \rho \nabla \Phi], \quad \Delta \Phi = S_d \rho,$$

où $D(\rho)$ est le coefficient de diffusion, nous pouvons obtenir des résultats analytiques, même dans un volume fini, ce qui nous a permis de décrire la statique, ainsi que la dynamique de la catastrophe gravitationnelle. Seuls les principaux résultats obtenus pendant la période visée par ce rapport sont résumés ci-dessous [58-61,65,67-70] :

- En modifiant légèrement l'équation de Poisson-Smoluchowski, on peut l'adapter au cas de particules dont le coefficient de diffusion est $D = T\rho^{1/n}$, qui présentent alors de la diffusion anormale plutôt que brownienne [51]. La statique est modifiée et permet dans certains cas des solutions d'équilibre à support borné (dites polytropiques) indépendamment de la présence d'une boîte. Ce traitement de la statique est alors équivalent à l'approche de Tsallis qui conduit à introduire une thermodynamique généralisée pour les systèmes à longue portée, associé à une entropie de Tsallis $S_q = -(q - 1)^{-1} \int [\rho^q - \rho] d^d r$, équivalente à celle de Boltzmann pour $q = 1$ (en général, l'indice polytropique n et le paramètre q sont

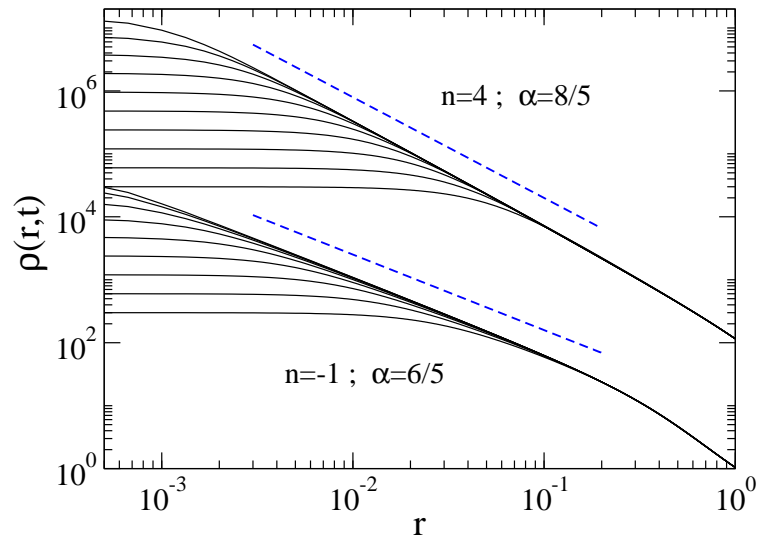


FIG. 3.8 – En $d = 3$, nous présentons les profils de densité à différents temps au cours de la phase d’effondrement, obtenus par simulations de l’équation de Poisson-Smoluchowski avec un coefficient de diffusion $D = T\rho^{1/n}$ [65]. Pour $n = -1 > -d/2$, la dynamique est contrôlée par le point fixe à $T = 0$ [49,65], avec un exposant de décroissance du profil $\alpha = 2d/(d+2) = 6/5$. Pour $n = -4 < -d/2$, gravité et diffusion sont toutes les deux pertinentes, et $\alpha = 2n/(n-1) = 8/5$.

reliés par une relation simple). De plus, notre approche conduit à l’analyse quantitative de la dynamique, et en particulier de l’effondrement gravitationnel avec un exposant d’échelle $\alpha = 2n/(n-1)$ pour $n > 1$ et pour $n < -d/2$ (voir Fig. 3.7). Pour $-d/2 < n < 0$, nous avons montré [65] que la dynamique d’effondrement est contrôlée par la dynamique à $T = 0$ étudiée en [49], avec $\alpha = 2d/(d+2)$. Le cas $n = -1$ associé aux distributions logotropiques a été étudié en détail [65] (voir Fig. 3.8).

- Comme mentionné ci-dessus, l’équation de Poisson-Smoluchowski de marcheurs browniens autogravitants est formellement identique à des équations de transport pour une population de bactéries baignant dans un milieu nutritif [51,58-60,67-70]. Dans ce contexte de la chimiotaxie, nous avons développé un modèle cinétique et hydrodynamique général [68], que nous avons étudié dans la limite de faible et forte friction, ce dernier cas conduisant à une généralisation du modèle de Keller-Segel de la chimiotaxie (l’analogie dans ce contexte de l’équation de Poisson-Smoluchowski). Nous avons étudié la stabilité dynamique linéaire de ce modèle [69] en révélant certaines analogies avec l’instabilité de Jeans dans les systèmes gravitationnels.
- Avec P.-H. Chavanis [58,60,61,65], nous avons éclairci les liens entre statistique de Tsallis et systèmes gravitationnels. De nombreux auteurs ont suggéré que pour les systèmes à longue portée, la statistique de Tsallis était mieux adaptée que la statistique usuelle de Gibbs-Boltzmann, sans d’ailleurs vraiment en justifier les raisons. Certains profils de densité canoniques peuvent effectivement s’interpréter en ces termes. Pour résumer, nous avons montré que l’apparition de ces profils doit être interprétée de façon dynamique plutôt que thermodynamique. Dans ce cadre, l’équation de Vlasov-Poisson ne sélectionne pas nécessairement une solution compatible avec une interprétation à la Tsallis, qui ne constitue qu’une solution particulière. En fait chaque solution, qui peut être fortement influencée par les conditions initiales, est associée à une fonctionnelle qui peut être réinterprétée comme une entropie dans le cadre d’une approche pseudo-thermodynamique. La statistique de Tsallis ne joue alors aucun rôle particulier, et n’a alors aucune justification purement thermodynamique. Nous avons d’ailleurs montré [58] que les tentatives de certains auteurs pour donner une interprétation dans le contexte gravitationnelle au mystérieux paramètre

q paramétrant la statistique de Tsallis, constituait en fait une pure tautologie du type $q = q!$

- Avec J. Sopik [61], nous avons montré la forte analogie entre l’effondrement d’un gaz brownien autogravitant et la dynamique de la transition de Bose-Einstein de bosons fortement couplés à un bain thermique. Dans ce cas, nous avons obtenu l’équation d’évolution de la population de bosons dans l’espace des impulsions, dynamique dans l’ensemble canonique que nous avons résolu exactement sous (et à) la température de Bose-Einstein. En complète analogie avec le cas gravitationnel, nous avons montré que la distribution d’impulsion développe de façon autosimilaire une singularité en temps fini $t_* \sim \ln[T_c/(T_c - T)]$, quand $T < T_c$ (à T_c la densité d’occupation à $k = 0$ diverge exponentiellement avec un taux universel). Pour $t > t_*$, le condensat en $k = 0$ émerge continûment, avant de saturer exponentiellement vite vers sa valeur asymptotique, qui dépend de la température, au contraire du cas gravitationnel. Les particules hors du condensat ont une distribution qui converge de façon autosimilaire vers la distribution de Bose-Einstein avec un potentiel chimique nul, de manière analogue à la dynamique de post-effondrement déjà étudiée dans le cas gravitationnel [52].

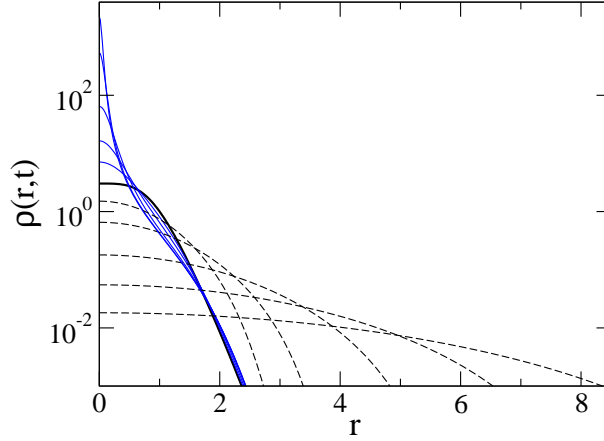


FIG. 3.9 – En $d = 3$ et pour $n = 5 > n_3 = d/(d - 2)$, et en partant d’un profil de masse intégrée $M(r) = r^3/(e^{-r^2} + r^2)^{3/2}$ (ligne noire épaisse), nous illustrons les phases d’effondrement (lignes bleues) et d’évaporation (courbes en pointillés) dans un domaine infini, obtenues au-dessous et au-dessus de la température $T_* \approx 0.206$ qui est non universelle.

- Avec P.-H. Chavanis [59,60], nous avons formulé et exploité le théorème du viriel pour les systèmes autogravitants. Cette étude nous a conduit à présenter une description cinétique et hydrodynamique générale d’un gaz autogravitant soumis à une force de friction et une force aléatoire, en incluant les effets inertiels et les effets dus au nombre fini de particules, alors que les études précédentes se cantonnaient à la limite thermodynamique où le champ moyen devient exact. Nous avons obtenus divers modèles couramment considérés dans la littérature comme approximation de ce formalisme, en particulier notre modèle brownien à forte friction, et les équations de Kramers “orbit-averaged” dans la limite inverse. Dans le cadre du modèle de marcheurs browniens autogravitants en $d = 2$, cette étude conduit à la détermination exacte de la température critique d’effondrement T_c , ainsi qu’au coefficient de diffusion effectif au-dessus de T_c , $D_{eff} = D(1 - T/T_c)$, où D est le coefficient de diffusion “nu”. Dans un domaine infini en $d = 2$, et au-dessus de T_c , nous avons étudié quantitativement la dynamique d’évaporation qui est autosimilaire (le cas de l’effondrement sous T_c a été traité dans [49]). En $d > 2$, et toujours dans un domaine infini, un profil initial de densité peut conduire à l’effondrement ($T < T_*$) ou à l’évaporation ($T > T_*$) de celui-ci. La pseudo température critique T_* dépend de la forme du profil initial, et est

donc non universelle. La dynamique d'effondrement suit alors la forme d'échelle étudiée en [48,49] (dans une boîte). En $d > 2$, l'effet de la gravité devient négligeable au cours de la dynamique d'évaporation [60], qui correspond donc asymptotiquement à de la diffusion libre, avec des corrections sous dominantes dues à la gravité, que nous avons calculées analytiquement. Récemment [70], ces résultats ont été généralisés au cas de marcheurs ayant un coefficient de diffusion $D = T\rho^{1/n}$. Pour $n = n_3 = d/(d-2)$, on retrouve la physique du cas $d = 2$, $n = \infty$, alors que pour $n > n_3$, la dynamique s'apparente au cas $d > 2$, $n = \infty$ (voir Fig. 3.9). De plus, en dimension d , nous avons montré l'analogie entre la masse de Chandrasekhar des naines blanches et la masse critique d'effondrement d'une population de bactéries dans le modèle de Keller-Segel de la chimiotaxie pour $n = n_3 = d/(d-2)$ [68].

3.3 Résumé des collaborations

Depuis mon entrée au CNRS, j'ai pu établir de nombreuses collaborations nationales et internationales au cours de mes séjours prolongés à l'Université de Milan, à l'Université de Berlin, aux AT&T-Bell Labs, à l'Université de Rutgers (USA), à l'Université de Boston (USA), et à l'Université de Manchester, pour ne citer que les principaux centres de recherche hors de France. Au cours de ces deux dernières années, mes collaborateurs ont été Pierre-Henri Chavanis, Julien Sopik, David Dean (tous au LPT), et Satya Majumdar (LPTMS). En février 2008, Sidney Redner de l'université de Boston passera un mois au LPT sur le thème des systèmes en compétition.

3.4 Perspectives

Dans un proche avenir, les nouveaux thèmes que je compte aborder resteront dans le cadre de la physique hors d'équilibre :

- Turbulence : la collaboration entamée avec P.-H. Chavanis [42-44] a déjà abouti à des avancées significatives dans le domaine de la turbulence en déclin. Outre la poursuite de l'étude de ce problème (notamment l'effet d'une distribution initiale mono/polydisperse des rayons de vortex), nous avons aussi comme projet l'application à la turbulence en déclin et entretenue d'une méthode de théorie des champs très efficace pour d'autres problèmes hors d'équilibre [25,26]. Avec Julien Sopik, nous développons des simulations numériques inspirées de méthodes issues de l'astrophysique afin de traiter des grands systèmes de tourbillons en déclin.
- Systèmes gravitationnels : avec P.-H. Chavanis, nous nous consacrons maintenant à l'extension de nos méthodes (par exemple le développement en grandes dimensions) à des équations cinétiques plus réalistes décrivant des particules inertielles autogravitantes. De plus, avec Julien Sopik, nous étudions la modification de la dynamique d'un gaz brownien autogravitant en présence d'un cœur central massif.
- Théorie des systèmes compétitifs : ce sujet en plein essor sera développé au cours de la visite au LPT de Sidney Redner en février 2008, sur un poste de professeur invité UPS.
- L'étude générale des transitions de phase dynamiques dans des problèmes de réaction-diffusion constituera un de mes thèmes de recherche principaux à moyen terme. La relation de ces problèmes avec des systèmes physiques auto-organisés (fracture, empilement de billes...) sera aussi explorée.
- Je compte bien sûr continuer à développer les thèmes importants qui m'ont occupé ces dernières années, tels la persistance, les problèmes divers concernant les marcheurs aléatoires (notamment en présence de désordre), et les phénomènes de croissance et de "coarsening".

Chapitre 4

Activités Scientifiques Diverses

4.1 Direction de thèse, encadrement

- Encadrement de la thèse de Julien Sopik, soutenue le 26/06/2007 à l'université Paul Sabatier : *Dynamique de marcheurs aléatoires en interaction*. Julien Sopik est post-doctorant à l'université Jacobs de Bremen (Allemagne) depuis octobre 2007, sur le thème de la physique des réseaux complexes.
- Encadrement d'un stagiaire allemand de M1 (Heiko Schmidle) en 2006.
- Encadrement de deux Travaux Personnels Encadrés (TPE), auprès de lycéens.
- Participation à 5 jurys de thèse en 2006-2007.

4.2 Enseignement

- Cours de M2 *Physique de la Matière* à l'université Paul Sabatier, Toulouse (Transitions de phase et phénomènes critiques, 24h), 2006-2007.
- Cours en M2 *Physique de la Matière* à l'université Paul Sabatier, Toulouse (Physique hors d'équilibre, 20h), 2006-2008.

4.3 Comités de lecture

- Membre du Comité de Rédaction des *Images de la Physique* depuis septembre 2000 (avec notamment la sortie du numéro spécial *Année de la Physique 2005*). Suite à ma prise de fonction à la direction du LPT, j'ai mis fin en janvier 2007 à cette activité très prenante.
- Depuis plusieurs années, je participe régulièrement au travail de "referee" pour Physical Review Letters, Physical Review B et E (65 rapports pour l'APS depuis 1998), Europhysics Letters, European Physics Journal, Journal of Physics A & C, Journal of Statistical Mechanics, Physica A.

4.4 Vulgarisation et animation scientifiques

- Participation active à "l'année de la physique 2005" : présentations à des classes de lycées et collèges lors de leurs visites à l'IRSAMC ("histoire moderne de la cosmologie" ; "structures remarquables dans la nature : l'apport du physicien"). Une semaine complète de visites grand public en octobre 2005.
- Participation à la *Fête de la Science* 2006 et 2007, organisée par l'IRSAMC. Conférences grand public (lycéens et auditeurs libres).

- Conférences de vulgarisation au centre culturel de l'université Paul Sabatier, à l'IPBS, au séminaire SFP, à la Maison de la Philosophie de Toulouse, à la délégation Midi-Pyrénées du CNRS... : "la physique hors des sentiers battus".
- Publication d'un court article de vulgarisation sur la turbulence en déclin dans la revue de l'université Paul Sabatier en 2006.
- Conseil scientifique sur le thème "approche scientifique du poker et des jeux" pour le *New Scientist*, *Libération*, *Toulouse Mag*, *Live Poker*, et pour ADKiT, une compagnie chargée d'écrire un rapport sur les aspects légaux du poker en Israël, et qui m'a consulté sur l'aspect jeux de réflexion/jeu de hasard du poker (la législation française associant le poker à un jeu de hasard, au contraire du bridge)...

Chapitre 5

Responsabilités Administratives

L'année 2007 a été marquée par ma prise de fonction à la tête du Laboratoire de Physique Théorique, et à ma forte implication dans diverses tâches administratives qui sont décrites ci-dessous. Pendant cette première année, j'estime que ces fonctions ont constitué en moyenne de 30 à 40% de mon activité, avec des pointes au cours des mois de janvier, juin et septembre.

5.1 Direction du Laboratoire de Physique Théorique

Le LPT est une jeune UMR créée en 2003 et renouvelée en 2007, dont le personnel est composé de 9 chercheurs CNRS, 11 enseignants-chercheurs UPS, d'une gestionnaire ITA CNRS, et d'une ITA CNRS à mi-temps partagé avec l'IRSAMC, pour la maintenance informatique. Par ailleurs, en 2007, le LPT a hébergé 5 post-doctorants, 10.5 thésards, et 5 visiteurs (CNRS et UPS) de courte durée.

L'activité scientifique du LPT est menée au sein de quatre équipes de recherche (75 articles déposés sur HAL en 2007) :

- Fermions Fortement Corrélés
- Information et Cohérence Quantiques
- Physique Statistique des Systèmes Complexes
- Systèmes de Fermions Finis - Agrégats

Pour l'année 2007, le budget du LPT s'établit aux alentours de 500k€, répartis sous la forme suivante (montants HT) :

- 73k€ de subvention d'État (25k€ CNRS & 48k€ UPS)
- 40k€ de crédits IN2P3
- 100k€ de crédits mi-lourds CNRS
- 300k€ sous la forme de 5 contrats ANR et d'un contrat européen Euroquip

Fin 2007, un nouveau contrat ANR-PNANO (400k€) sera signé sur le thème des membranes, projet mené par John Palmeri du LPT (et dont je suis partie prenante) et impliquant trois autres laboratoires du grand sud.

J'assure les tâches courantes incombant au directeur d'une UMR : rédaction du premier règlement intérieur du LPT, demande de moyens sur Labintel, suivi des contrats CDD CNRS (2 en 2007) & UPS (3 en 2007), mission d'information auprès des membres du LPT (appels d'offres, contrats...) par e-mail et au cours d'une courte réunion hebdomadaire, suivi du budget (les subventions d'État CNRS, IN2P3 & UPS sont totalement engagées au 1/12/2007), "entretiens carrière" de deux ITA, réunions diverses à l'UPS et à la DR14 du CNRS, rédaction de documents/courriers au nom du LPT...

De plus, l'année 2007 a été marquée par la demande et l'obtention d'un crédit mi-lourd CNRS afin d'équiper le LPT d'un puissant cluster de calcul (les simulations numériques constituant une part importante de l'activité du LPT). Grâce à cet effort conséquent du CNRS, un appel d'offres ouvert a été lancé avec la Délégation Midi-Pyrénées, qui a abouti à l'installation d'un cluster

de 250 processus virtuels (30 nœuds bi-processeurs quadri-core et 2 nœuds à grande mémoire), opérationnel depuis novembre 2007.

À la suite de l'arrivée de John Palmeri (CR1 CNRS) au LPT, et conformément à l'essor de l'activité biophysique dans notre laboratoire (3.5 chercheurs concernés), j'ai sollicité la co-évaluation du LPT par la Section 05 du CNRS (en plus des Sections 02, 04, et 06), parallèlement à la demande de changement de Section de John Palmeri (de la 15 vers la 05). En outre, je me suis attaché au suivi de la carrière de la secrétaire-gestionnaire du LPT, en l'encourageant à passer pour la première fois le concours des IE (classement sur la liste supplémentaire), et à se présenter à la promotion au choix.

5.2 Bureau et Conseil de l'IRSAMC

L'IRSAMC, ou Fédération de Physique et Chimie Fondamentales (FR2568), regroupe quatre laboratoires de physique et chimie :

- Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité (UMR 5589)
- Laboratoire de Physique Théorique (UMR 5152)
- Laboratoire de Chimie et Physique Quantiques (UMR 5626)
- Laboratoire de Physique et de Chimie des Nano-Objets (UMR 5215)

La fédération regroupe environ 120 permanents (chercheurs et techniciens) et une quarantaine de doctorants et post-doctorants et possède une dotation propre de 160k€ TTC (une fois amputée du BQR). La gestionnaire du LPT est aussi gestionnaire de l'IRSAMC.

Avec les trois autres directeurs de laboratoire de la fédération, nous formons le bureau qui propose la politique générale de l'IRSAMC autour des axes principaux suivants : projets fédérateurs inter-laboratoires, politique d'accueil des nouveaux chercheurs/équipes, mutualisation des moyens (ateliers, informatique, bibliothèque...), communication (site web, plaquette, *Journées de l'IRSAMC 2008, Fête de la Science...*).

5.3 Jurys de concours administratifs

- Membre du jury du concours interne CNRS des Ingénieurs d'Études (BAP H). Auditions de plus de 60 candidats à Toulouse (jury d'audition scindé en deux Toulouse/Meudon) ; rapporteur de 40 dossiers ; délibération à Meudon (au total, 8 jours à temps plein en juin 2007).
- Membre de la commission régionale d'interclassement pour la BAP H (septembre 2007).

5.4 Autres activités administratives

- Membre de la commission de spécialistes de la section 29 de l'université Paul Sabatier (Toulouse).
- Membre du Comité d'Évaluation du SPEC (CEA Saclay), depuis 2000. Participation à la rédaction du rapport d'évaluation. Le dernier Comité d'Évaluation du SPEC s'est déroulé les 8-9 novembre 2007.
- Je suis l'un des représentants de la Fédération IRSAMC au sein de la nouvelle *École Doctorale Sciences de la Matière*, issue de la fusion des écoles doctorales de physique et de chimie de l'université Paul Sabatier.

Chapitre 6

Appendice : Liste Complète des Publications et Conférences

Cette liste inclut **70+5 publications** dont :

- 14 Physical Review Letters
- 6 Europhysics Letters
- 24 Physical Review B & E
- 5 Journal de Physique/European Physics Journal
- 4 Journal of Physics A
- 4 Physica A & C

Citations : le nombre entre crochets suivant chaque référence représente l'indice de citation de l'article selon les bases de données ISI/Citebase¹.

Total de citations (*H-Index*=21) : 1388

Moyenne de citations par article antérieur à 2004/2007 : 24.5/21.4

Nombre de publications avec plus de 30/50/70/90 citations : 17/7/5/2

Reprints/preprints : les articles à partir de 1995 sont, pour la plupart, disponibles sur *cond-mat* ou sur *HAL*.

Journaux Internationaux avec Comité de Lecture

- [1] **Sire C.**, Mosseri R. Sadoc J.F., *Geometric study of a 2D tiling related to the octagonal quasiperiodic tiling*, J. Phys. (France) **50**, 3463 (1989). [9]
- [2] **Sire C.**, Mosseri R., *Spectrum of 1D quasicrystals near the periodic chain*, J. Phys. (France) **50**, 3447 (1989). [22]
- [3] **Sire C.**, *Electronic spectrum of a 2D quasicrystal related to the octagonal quasiperiodic tiling*, Europhys. Lett. **10**, 483 (1989). [23]
- [4] **Sire C.**, Mosseri R., *Extended states, gap closing,... : exact results for codimension one quasicrystals*, J. Phys. (France) **51**, 1569 (1990). [16]
- [5] **Sire C.**, Bellissard J., *Renormalization group for the octagonal quasiperiodic tiling*, Europhys. Lett. **11**, 439 (1990). [28]
- [6] Miniatura Ch., **Sire C.**, Baudon J., Bellissard J., *Geometrical phase factor for non-hermitian Hamiltonians*, Europhys. Lett. **13**, 199 (1990). [19]
- [7] **Sire C.**, *Exactly solvable almost periodic models*, Europhys. Lett. **15**, 43 (1991). [1]

¹ISI/Citebase sont probablement non exhaustives ; Citebase permet aussi de compter les citations au preprint correspondant déposé sur *cond-mat*, mais n'est fiable que pour les articles les plus récents.

- [8] **Sire C.**, *Electronic stability of disordered systems : application to quasicrystals*, J. Phys. A **24**, 5137 (1991). [7]
- [9] Benza V.G., **Sire C.**, *Electronic spectrum of the octagonal quasicrystal : chaos, gaps and level clustering*, Phys. Rev. B **44**, 10343 (1991). [37]
- [10] **Sire C.**, *Stability of quasicrystals and flux phases*, J. of Non-Cryst. Sol. **153**, 541 (1993). [1]
- [11] **Sire C.**, Passaro B., Benza V. G., *Chaos and Diffusion in 2D quasicrystals*, J. of Non-Cryst. Sol. **153**, 420 (1993). [11]
- [12] Shepelyansky D., **Sire C.**, *Quantum evolution in a dynamical quasicrystal*, Europhys. Lett. **20**, 95 (1992). [13]
- [13] Montambaux G., Poilblanc D., Bellissard J., **Sire C.**, *Quantum Chaos in spin-fermions models*, Phys. Rev. Lett. **70**, 497 (1993). [75]
- [14] **Sire C.**, *Ising model in a quasiperiodic magnetic field*, Int. Journ. Mod. Phys. B **7**, 1551 (1993). [5]
- [15] Mosseri R., Bailly F., **Sire C.**, *Configurational entropy in random tiling models*, J. of Non-Cryst. Sol. **153**, 201 (1993). [8]
- [16] Passaro B., **Sire C.**, Benza V. G., *Anomalous diffusion in quasicrystals and conductivity*, Phys. Rev. B. **46**, 13751 (1992). [51]
- [17] Majumdar S. N., **Sire C.**, *Phase separation model with conserved order parameter on the Bethe lattice*, Phys. Rev. Lett. **70**, 4022 (1993). [12]
- [18] Majumdar S. N., **Sire C.**, *Exact dynamics for a class of aggregation models*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3729 (1993). [21]
- [19] **Sire C.**, Varma C. M., Krishnamurthy H. R., *Theory of the non-Fermi-liquid transition point in the two-impurity Kondo model*, Phys. Rev. B. **48**, 13833 (1993). [16]
- [20] **Sire C.**, Varma C. M., Ruckenstein A. E., Giamarchi T., *Marginal-Fermi-liquid spectrum and pairing in a local copper-oxide model*, Phys. Rev. Lett. **72**, 2478 (1994). [32]
- [21] **Sire C.**, *Growth law for 3D soap bubbles*, Phys. Rev. Lett. **72**, 420 (1994). [19]
- [22] Seul M., Morgan N. Y., **Sire C.**, *Domain coarsening in a two-dimensional binary mixture : growth dynamics and spatial correlations*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2284 (1994). [45]
- [23] **Sire C.**, Varma C. M., Ruckenstein A. E., Giamarchi T., *Marginal-Fermi-liquid spectrum and pairing in a local copper-oxide model*, Physica C **235**, 2335 (1994). [2]
- [24] **Sire C.**, Seul M., *Maximum entropy analysis of disordered droplet patterns*, J. Phys. (France) I **5**, 97 (1995). [7]
- [25] **Sire C.**, Majumdar S. N., *Correlation and coarsening in the q-state Potts model*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4321 (1995). [30]
- [26] **Sire C.**, Majumdar S. N., *Coarsening in the q-state Potts model and the Ising model with globally conserved magnetization*, Phys. Rev. E **52**, 244 (1995). [41]
- [27] **Sire C.**, *On the evolution of a soap froth with a single defect*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3708 (1995). [5]
- [28] Rüdinger A., **Sire C.**, *Analytical results for multifractal properties of spectra of quasiperiodic Hamiltonians near the periodic chain*, J. Phys. A **29**, 3537 (1996). [7]
- [29] **Sire C.**, *2D decaying turbulence and the dynamics of diffusing vortices with conservation laws*, J. Techn. Phys. **37**, 563 (1996). [3]
- [30] Majumdar S. N., **Sire C.**, *Survival Probability of a Gaussian non-Markovian process : Application to the T=0 dynamics of the Ising model*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1420 (1996). [73]

- [31] Majumdar S.N., **Sire C.**, Bray A. J., Cornell S. J., *Nontrivial exponent for simple diffusion*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2867 (1996). [117]
- [32] Majumdar S.N., Bray A. J., Cornell S. J., **Sire C.**, *Global persistence exponent for critical dynamics*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3704 (1996). [94]
- [33] Cueille S., **Sire C.**, *Nontrivial polydispersity exponents in aggregation models*, Phys. Rev. E **55**, 5465 (1997). [12]
- [34] Yurke B., Pargellis A.N., Majumdar S.N., **Sire C.**, *Experimental measurement of the persistence exponent of the planar Ising model*, Phys. Rev. E **56**, R40 (1997). [52]
- [35] Krug J., Kallabis H., Majumdar S.N., Cornell S. J., Bray A. J., **Sire C.**, *First return exponents for fluctuating interfaces*, Phys. Rev. E **56**, 2702 (1997). [77]
- [36] Cueille S., **Sire C.**, *Schmoluchowski's equation for cluster exogenous growth*, Europhys. Lett. **40**, 239 (1997). [3]
- [37] Cueille S., **Sire C.**, *Spin block persistence at finite temperature*, J. Phys. A **30**, L791 (1997). [32]
- [38] Cueille S., **Sire C.**, *Droplets nucleation and Smoluchowski's equation with growth and injection of particles*, Phys. Rev. E **57**, 881 (1998). [6]
- [39] Cueille S., **Sire C.**, *Block persistence*, Eur. Phys. J. B **7**, 111 (1999). [22]
- [40] **Sire C.**, Majumdar S.N., Rüdinger A., *Analytic results for random walk persistence*, Phys. Rev. E **61**, 1258 (2000). [10]
- [41] **Sire C.**, *Analytical results for random walks in the presence of disorder and traps*, Phys. Rev. E **60**, 1464 (1999). [4]
- [42] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Statistics of velocity fluctuations arising from a random distribution of point vortices : The speed of fluctuations and the diffusion coefficient*, Phys. Rev. E **62**, 490 (2000). [13]
- [43] **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Numerical renormalization group for 2D turbulence : The role of three-body interactions*, Phys. Rev. E **61**, 6644 (2000). [14]
- [44] Laval J.-P., Dubrulle B., Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Long-time scaling laws in decaying 2D incompressible turbulence*, Phys. Rev. E **63**, 065301 (2001). [1]
- [45] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *The spatial correlations in the velocities arising from a random distribution of point vortices*, Phys. Fluids **13**, 1904 (2001). [4]
- [46] Krapivsky P.L., **Sire C.**, *Ballistic annihilation with continuous isotropic initial velocity distribution*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2494 (2001). [12]
- [47] **Sire C.**, Krapivsky P.L., *Random Fibonacci sequences*, J. Phys. A **34**, 9065 (2001). [11]
- [48] Chavanis P.-H., Rosier C., **Sire C.**, *Thermodynamics of self-gravitating systems*, Phys. Rev. E **66**, 036105 (2002). [42]
- [49] **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Thermodynamics and collapse of self-gravitating Brownian particles in d dimensions*, Phys. Rev. E **66**, 046133 (2002). [30]
- [50] **Sire C.**, *A precise approximation for directed percolation in $d = 1 + 1$* , Phys. Rev. E **66**, 066128 (2002). [1]
- [51] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Anomalous diffusion and collapse of self-gravitating Langevin particles in D dimensions*, Phys. Rev. E **69**, 016116 (2004). [30]
- [52] **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Post-collapse dynamics of self-gravitating Brownian particles and bacterial populations*, Phys. Rev. E **69**, 066109 (2004). [18]
- [53] **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Gravitational collapse of a Brownian gas*, Banach Center Publ. **66**, 287 (2004). [10]

- [54] Chavanis P.-H., Ribot M., Rosier C., **Sire C.**, *On the analogy between self-gravitating Brownian particles and bacterial populations*, Banach Center Publ. **66**, 103 (2004). [3]
- [55] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Estimate of blow-up and relaxation time for self-gravitating Brownian particles and bacterial populations*, Phys. Rev. E **70**, 026115 (2004). [15]
- [56] **Sire C.**, *Autocorrelation exponent of conserved spin systems in the scaling regime following a critical quench*, Phys. Rev. Lett. **93**, 130602 (2004). [6]
- [57] Sopik J., **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Self-gravitating Brownian systems and bacterial populations with two or more types of particles*, Phys. Rev. E **72**, 026105 (2005). [7]
- [58] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *On the interpretations of Tsallis functional in connection with Vlasov-Poisson and related systems : Dynamics vs thermodynamics*, Physica A **356**, 419 (2005). [14]
- [59] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Virial theorem and dynamical evolution of self-gravitating Brownian particles in an unbounded domain : I. Overdamped models*, Phys. Rev. E **73**, 066103 (2006). [9]
- [60] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Virial theorem and dynamical evolution of self-gravitating Brownian particles in an unbounded domain : II. Inertial models*, Phys. Rev. E **73**, 066104 (2006). [9]
- [61] Sopik J., **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Dynamics of the Bose-Einstein condensation : analogy with the collapse dynamics of a classical self-gravitating Brownian gas*, Phys. Rev. E **74**, 011112 (2006). [3]
- [62] Dean D. S., **Sire C.**, Sopik J., *Distance traveled by random walkers before absorption in a random medium*, Phys. Rev. E **73**, 066130 (2006). [ND]
- [63] **Sire C.**, Majumdar S. N., Dean D. S., *Exact solution of a model of time-dependent evolutionary dynamics in a rugged fitness landscape*, J. Stat. Mech., L07001 (2006). [6]
- [64] **Sire C.**, *Probability distribution of the maximum of a smooth temporal signal*, Phys. Rev. Lett. **98**, 020601 (2007). [ND]
- [65] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Logotropic distributions*, Physica A **375**, 140 (2007). [2]
- [66] **Sire C.**, *Universal statistical properties of poker tournaments*, J. Stat. Mech., P08013 (2007). [ND]
- [67] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Kinetic and hydrodynamic models of chemotactic aggregation*, Physica A **384**, 199 (2007). [ND]
- [68] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Critical mass of bacterial populations in a generalized Keller-Segel model : Analogy with the Chandrasekhar limiting mass of white dwarf stars*, Physica A (2007), sous presse. [ND]
- [69] Chavanis P.-H., **Sire C.**, *Jeans type analysis of chemotactic collapse*, Physica A (2007), sous presse. [ND]
- [70] **Sire C.**, Chavanis P.-H., *Critical dynamics of self-gravitating Langevin particles and bacterial populations*, soumis (2007). [ND]

Autres Publications (Livres, Actes de Conférence...)

- [A1] Favennec D., **Sire C.**, *Quelques beaux problèmes de mathématiques* (Editions Ellipse 1989, 240 pages). [ND]
- [A2] **Sire C.**, Gratias D., *Introduction to the physics of quasicrystals*, cours donné à Rhodes, NATO school "Phase Transformations in Alloys", p. 127 (Plenum Press, 1994). [5]
- [A3] **Sire C.**, *Properties of quasiperiodic Hamiltonians : spectra, wavefunctions and transport*, cours donné à Aussois, "Winter School on Quasicrystals", p. 505 (Les Editions de Physique, 1994). [43]

- [A4] **Sire C.**, *Dynamique des systèmes perpétuellement hors d'équilibre*, article invité dans le Bulletin de la Société Française de Physique, Vol. **101** p. 24 (Oct. 1995). [ND]
- [A5] **Sire C.**, *Phenomenology of the properties of quasiperiodic Hamiltonians : application to the Boltzmann conductivity*, in Proceedings of the 5th International Conference on Quasicrystals, Eds. C. Janot and R. Mosseri (World Scientific, 1995). [9]

CONFÉRENCES ET SÉMINAIRES

Conférences internationales en tant qu'invité

- [1] Stat' Mech' Meeting (1993, Rutgers Uni., USA) : une courte présentation orale invitée.
- [2] Winter School on Quasicrystals (Janvier 1994, Aussois) : un cours invité.
- [3] European Conference on Foams (Avril 1994, Dublin, Ireland) : une conférence invitée, et un poster.
- [4] International Conference on High- T_c Superconductivity (Juillet 1994, Grenoble) : C.M. Varma a présenté une conférence plénière invitée où il a exposé un travail fait en commun [19,23] ; un poster avec les auteurs de [23].
- [5] Les Houches Workshop on Geometry and Physics (Janvier 1995, Les Houches) : une conférence invitée.
- [6] Int. Conf. on Quasicrystals (Mai 1995, Avignon) : une conférence invitée ; "chairman" d'une session.
- [7] Congrès de la SFP (Septembre 1995, Marseille) : une conférence invitée et un article invité dans la revue de la SFP [A4].
- [8] International Conference on Nonlinear Dynamics (Novembre 1995, Zakopane, Pologne).
- [9] International Conference on Nonequilibrium Dynamics (Août 1996, Trieste Italie) : une conférence invitée ; "chairman" d'une session.
- [10] The General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society CMD-EPS 17 (Août 1998, Grenoble) ; conférence plénière invitée.
- [11] Recent Developments in Theoretical Physics (Janvier 1999, Bombay, Inde) : une conférence invitée ; "chairman" d'une session.
- [12] Cooperative Phenomena in Statistical Physics : theory and applications (Février 1999, Dresde, Allemagne) : une conférence invitée.
- [13] Workshop on Nonequilibrium Dynamic Systems (Juin 1999, Porto, Portugal) : une conférence invitée.
- [14] Claude Itzykson Meeting on Nonequilibrium Dynamic Systems (Juin 2000, Paris, France) : une conférence invitée.
- [15] Workshop on Plastic Deformations (Mars 2002, Trieste, Italie) : une conférence invitée.
- [16] Workshop on Non-linear Dynamics (Septembre 2003, Dresden, Allemagne) : une conférence invitée.
- [17] Workshop on Nonlinear Elliptic and Parabolic Problems (Septembre 2003, Bedlewo, Pologne) : une conférence invitée.
- [18] École sur la Cosmologie (Octobre 2004, Marseille) : un cours invité.

J'ai fait de nombreuses interventions dans diverses autres conférences spécialisées (Conférences quasicristaux internationales et GDR, systèmes hors d'équilibre (Stat' Mech' Meetings, Stat' Phys 98, Journées de Physique Statistique...), fermions corrélés (GDR)...) ou générales (APS meetings 1992-1994,...).

Certaines de ces conférences ont conduit à la publication de courts articles dans des "proceedings".

Séminaires principaux

- **1988-1991** : Lab. de Spectroscopie Hertzienne (ENS-Jussieu), LPS Orsay et Meudon, Service de Physique Théorique (Saclay), Centres de Physique Théorique de l'École Polytechnique et de Marseille, INFN Milan, Université Technique de Berlin, Centre des Houches.
- **1992-1995** : AT&T Bell Laboratories (3 sémin.), Princeton University, Rutgers University, NY University, Carnegie Mellon University (2 sémin.), Université de Tübingen, Université d'Orsay (LPS), LPQT Toulouse, Université d'Orsay (LPS), ENS Paris, Université de Jussieu (GPS), CEN Saclay (SPhT), séminaire Polygone (Grenoble), Université de Milan.
- **1995-1998** : ENS Paris, ENS Lyon, AT&T Bell Laboratories, Rutgers University, Yale University, Service de Physique Théorique (Saclay) (2 sémin.), Université de Bordeaux, Institut de Mécanique des Fluides (Toulouse), Université de Jussieu (2 sémin. au GPS et LPTL), École Polytechnique (CPT), Université de Montpellier, IPN Orsay.
- **1998-2002** : ENS Paris (2 sémin.), Service de Physique Théorique (Saclay), Université de Jussieu (LPTL), CPT Marseille, IPN Orsay (2 sémin.), LPS Orsay.
- **2003-2007** : Université de Jussieu (LPTL), LPS Orsay, CEA Saclay, ENS Paris, CPT Marseille, IPBS Toulouse, SFP (section Midi-Pyrénées).