

Notice sur les titres et travaux

de

Claude ASLANGUL

Professeur de classe exceptionnelle

à

*l'Université Pierre et Marie Curie
(Paris VI)*

Juillet 2017

*Les principaux éléments de mon activité d'enseignant-chercheur
sont brièvement exposés dans la suite.*

*L'accent est mis sur l'axe majeur de mes préoccupations récentes en
matière de recherche (Marche au hasard en milieu aléatoire asymétrique,
modélisation d'une réaction chimique, excitons dans les polymères organiques 1d,
diffusion classique en présence d'interactions, mouvement brownien quantique).*

*Quatre missions à mes yeux essentielles ont toujours constitué le
noyau de mon activité d'enseignant-chercheur :*

*i) la formation des jeunes diplômés :
en toute circonstance, et sans le souci d'une éventuelle responsabilité scientifique
"officielle", je me suis efforcé d'être disponible à l'égard
des jeunes thésards du laboratoire où je me suis trouvé,
acceptant bien évidemment la responsabilité de thèses
quand les circonstances sont apparues favorables.*

*ii) l'élaboration des connaissances :
elle se produit et se matérialise dans une activité de recherche
diversifiée et ininterrompue depuis mon entrée à l'Université,
comme peut en attester la liste de publications fournie plus loin.*

*iii) la diffusion des connaissances :
celle-ci s'opère sur différents plans.
D'abord bien sûr dans le cadre de l'enseignement purement académique,
envers des étudiants des différents cycles où
j'enseigne ou ai enseigné, 1er, 2ème et 3ème cycles, Magistère,
ENS Ulm et Cachan.*

*Ensuite par la transmission d'un savoir-faire acquis
au fil des ans dans les disciplines que j'ai eu envie d'approfondir
et plus particulièrement pratiquées.*

*Le souci de contribuer à la transmission de ce savoir-faire m'a
toujours semblé devoir être l'un des devoirs majeurs des chercheurs.*

*C'est ainsi que la connaissance souvent difficilement acquise,
peut devenir dynamique et fertile.*

*iv) Les responsabilités administratives :
si elles ne m'attirent pas foncièrement, j'admets la nécessité
participer au fonctionnement des institutions
et ai ainsi occupé diverses fonctions ; la plus lourde d'entre elles
a été la responsabilité du service de Licence de Physique
et, plus généralement, de la charge de services communs du 2nd cycle de Physique.*

*Vouloir être acteur dans une instance ou accepter de prendre la
responsabilité d'un service d'enseignement, c'est se donner la
possibilité d'exprimer une opinion et de défendre quelques idées chères.*

*Sans une telle activité, la fonction d'enseignant-chercheur
au service de l'université et du service public
perdrait une grande part de sa substance.*

Claude ASLANGUL

Né le 25 novembre 1945

1, rue Michel Voisin, 92330 SCEAUX

01 43 50 33 08, 06 12 73 45 18

Adresse professionnelle :

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (UMR 7600)

Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)

Tour 24, Case courrier 121

2 place Jussieu 75251 Paris Cedex 05

Tél. : 01 44 27 62 91

Fax : 01 43 54 28 78

e-mail : aslangul@lptmc.jussieu.fr

	Études secondaires et classes préparatoires au lycée Janson de Sailly
Octobre 1965 - Juin 1968	École Nationale Supérieure des Mines
Octobre 1968	Assistant à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI) Entrée au Centre de Mécanique Ondulatoire Appliquée
Juin 1969	D.E.A. de Physique Théorique Moléculaire
Janvier 1971	Doctorat de 3ème Cycle (Université Pierre et Marie Curie)
Juin 1971	Inscription sur la LAFMA
Octobre 1972 - septembre 1973	Service national
Mars 1974	Maître-Assistant à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)
Avril 1977	Doctorat d'État (Université Pierre et Marie Curie)
Décembre 1977	Inscription sur la LAES
Octobre 1979 - septembre 1980	Détachement au Groupe de Théoriciens de l'Institut Laue-Langevin (Grenoble) sur l'invitation de Philippe NOZIÈRES
Octobre 1980	Entrée au Groupe de Physique des Solides de l'ENS (Jussieu)
Août - septembre 1982	Séjours au Massachusetts Institute of Technology
Septembre 1984, Août 86	sur l'invitation de R.J. SILBEY
Janvier 1985	Intégration dans le corps des Maîtres de Conférences
Octobre 1987 (CNU)	Professeur de 2 ^{ème} Classe à l'Université Pierre et Marie Curie
Février 1989	Séjour au Centro da Fisica da Materia Condensada (INIC, Lisbonne) sur l'invitation de V. R. VIEIRA
Juin 1990	Séjour à Institute of Physics of the Charles University (Prague) sur l'invitation de V. CAPEK
Janvier 1991 (CNU)	Professeur de 1 ^{ère} Classe à l'Université Pierre et Marie Curie
Juin 1992, Novembre 1993	Séjours à Institute of Physics of the Charles University (Prague) sur l'invitation de V. CAPEK
Octobre 1994 - septembre 1998	Contrat d'encadrement doctoral
Octobre 2002 - septembre 2006	Contrat d'encadrement doctoral
Mai 2010 (CNU)	Professeur de Classe Exceptionnelle à l'Université Pierre et Marie Curie

Diplômes d'enseignement supérieur :

Ingénieur Civil des Mines

Docteur de 3ème Cycle

Docteur d'État

Table des Matières

1	Activités d'enseignement	1
2	Responsabilités collectives et administratives	3
3	Activités de recherche	4
4	Directions de recherches	23
5	Participation à des congrès	23
6	Séjours hors du laboratoire permanent	24
7	Liste des publications	25

1 Activités d'enseignement

Depuis mon entrée à l'Université, j'ai eu la possibilité d'enseigner dans les différents cycles (DEUG, Licence, Maîtrise, Magistère, DEA) et donc d'effectuer des tâches très variées. Durant la dernière décennie j'ai enseigné en DEA de Physique des Solides avec Jacques JOFFRIN, puis avec Michel HÉRITIER (Mécanique Statistique, Phénomènes critiques, Magnétisme, Instabilités électroniques), initiant à l'occasion quelques expériences pédagogiques présentant certains mérites. Par exemple, à chaque problème mensuel s'efforçant de faire la synthèse entre le cours et les T.D. des semaines précédentes, j'ai longtemps associé, un projet qui fut, le plus souvent, l'étude d'un article original publié dans une grande revue de physique. À tour de rôle, un trio d'étudiants eut la charge d'en faire l'exposé oral assorti d'une courte synthèse écrite. Ce type de travail, auquel les étudiants étaient dans leur immense majorité confrontés pour la première fois, s'est révélé profitable et riche pour leur formation.

J'ai également été chargé pendant plusieurs années d'un cours en DEUG SSM1 à Versailles (électricité, thermodynamique et théorie cinétique des gaz) dans le cadre de la convention entre Paris VI et l'UVSQ, en DEUG B (SP2) (optique, mécanique, électrostatique) et participé à la préparation aux concours des ENSI organisé par Paris VI, en assurant des compléments de cours destinés à effacer les différences entre le programme du DEUG et celui des classes préparatoires.

Ces dernières années, j'ai enseigné principalement en Second cycle de Physique (*Mécanique statistique hors d'équilibre*, rotation entre la Licence et la Maîtrise de Physique Fondamentale, en assurant le cours de *Mécanique Quantique*) ; ces cours sont disponibles sur le site *Savoir en ligne* de l'UPMC. En outre, à partir de 1998/1999 et pendant 9 ans, j'ai enseigné en DEA de Physique des Liquides (devenu M2 *Physique des liquides et matière molle*), en parallèle avec Anne-Marie CAZABAT (*Physique Statistique de la Matière Molle*) ; ce cours a été rédigé et est disponible sur le site du LPTHE. De plus, Roland COMBESCOT (alors responsable de la Maîtrise de Physique) m'a chargé du cours de Maîtrise de *Matière Condensée* ; enfin, sur la demande de Jean-Michel RAIMOND (Responsable à l'époque du Magistère Interuniversitaire de Physique conçu pour les élèves normaliens (Ulm), mais accueillant quelques étudiants issus de l'université ou des CPGE, j'ai dispensé rue Lhomond le cours *Applications de la Mécanique Quantique : de l'atome au solide*, faisant suite au cours donné par Serge HAROCHE (1999/2000), puis par Édouard BRÉZIN ; à la rentrée 2007, le cours de Mathématiques m'a été confié. Par ailleurs, toujours en L3, je suis en charge de séances de travail (*suivi*) dans le parcours PHYTEM piloté par l'ENS - Cachan, autour de la Mécanique quantique et de la Mécanique statistique. Il s'agit de séances totalement ouvertes où les étudiants posent librement toute question relative aux contenus de ces deux enseignements.

Depuis la rentrée 2004, je suis chargé du cours de Mathématiques, en L3 (physique fondamentale) et, depuis 2004/2005, j'enseigne également en L2 un cours de Mathématiques pour physiciens, en parallèle avec Jean-Bernard ZUBER, cours dont j'ai élaboré le programme avec V. DOTSENKO sur la demande des responsables de la nouvelle maquette LMD. Il s'agit essentiellement de présenter, à un niveau élémentaire et par des illustrations physiques, quelques méthodes et concepts universels en Physique, souvent absents des programmes plus traditionnels (convergence, régularisation, applications des séries de Fourier, susceptibilité, introduction aux systèmes non-linéaires, équations de bilan).

Par ailleurs, je m'efforce de trouver le temps de rédiger des articles à intention pédagogique lorsque, un peu au hasard dans le déroulement de mes tâches d'enseignement, une question

relativement originale me semble pouvoir être utile à d'autres [68], [70].

Enfin, je rédige systématiquement tous mes cours afin de les déposer sur les sites institutionnels dans une version utilisable par mes étudiants et par un public plus large. Certains ont d'ailleurs été récupérés par d'autres *webmasters* à travers le monde¹.

Cours rédigés disponibles en ligne :

<http://www.lpthe.jussieu.fr/DEA/> *Physique statistique des fluides classiques* (M2).

<http://www.sciences.ch/>, <http://www.librecours.org> : *Mécanique Quantique* (L3 et M1).

<http://www.librecours.org> *Mathématiques pour Physiciens* (L3).

<http://www.phys.ens.fr/cours/>, *Applications de la Mécanique quantique : de l'atome au solide* (FIP - L3).

<http://www.phys.ens.fr/enseign/fip/cours/> *Mathématiques pour Physiciens* (FIP - L3).

Contacté au printemps 2006 par un éditeur ayant trouvé mes cours sur le site de l'UPMC, j'ai entrepris à la rentrée 2006 la rédaction d'un ouvrage de Mécanique quantique. Les tomes I (680 pages) et II (950 pages) sont parus respectivement en septembre 2007 et octobre 2008 ; la deuxième édition du tome II doit paraître en février 2012. Le tome III (1200 pages, septembre 2009) rassemble les corrigés très détaillés et commentés des exercices et problèmes proposés à la fin de chacun des 32 chapitres des deux premiers tomes ; des extraits de ces corrigés sont disponibles aux deux adresses suivantes :

<http://universite.deboeck.com/livre/?GCOI=28011100443690&fa=complements>

<http://universite.deboeck.com/livre/?GCOI=28011100698050&fa=complements>

Toujours sur la demande de mon éditeur, j'ai entrepris la rédaction d'un court *Memento* (120 pages environ, parution prévue au début 2010) destiné à rassembler dans un format de poche l'essentiel des concepts et des résultats de la théorie quantique dans le domaine des basses énergies. Enfin, un ouvrage de 1280 pages consacré aux concepts et méthodes mathématiques pour les sciences, est paru en septembre 2011.

¹Sur le site <http://www.sciences.ch/> où mon cours de Mécanique quantique a été importé à l'initiative du *webmaster* de ce site, on pouvait lire l'appréciation suivante (le document a été depuis retiré puisqu'il est la base de l'ouvrage en deux tomes, édité à partir de septembre 2007) :

Ce document est certainement ce que l'on trouve de mieux dans la littérature française traitant de la mécanique quantique. Presque toutes les relations sont démontrées avec rigueur, clarté, explications sans se perdre dans la métaphysique. La progression de la difficulté est croissante (physique quantique I, II et enfin mécanique quantique III) et le document est extrêmement bien structuré.

Sur le même site, et à propos de mon cours de Physique Statistique donné au DEA *Physique des Liquides* jusqu'en 2007/2008, le commentaire est le suivant :

Très très beau document. Pas complet complet mais en tout cas suffisamment pour être le meilleur document sur le sujet que j'ai découvert à ce jour sur l'internet.

2 Responsabilités collectives et administratives

En ce qui concerne mes responsabilités administratives : je participe évidemment à la vie quotidienne des laboratoires d'accueil où je me suis trouvé (conseil de labo, organisation des séminaires, gestion de la bibliothèque, gestion financière de l'équipe...). J'ai été nommé membre extérieur de la commission de spécialistes (28^e section) de Paris VII et ai activement participé aux travaux de la commission de spécialistes (28^e section) de Paris V pendant près de vingt ans. J'ai été responsable scientifique d'un contrat européen (juin 90 - juin 94, contrat SCI * 00357) visant à faciliter et à développer une collaboration entre notre équipe et celle de V. VIEIRA à Lisbonne. Par ailleurs, j'ai été membre du groupe d'experts GP 211 au Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche, et ai été convié à participer aux réunions de réforme du DEUG. J'ai été responsable de la Physique des Solides au sein de la Commission des Thèses de Paris VI, membre titulaire élu et vice-président de la Commission de Spécialistes 28^e section. J'ai été membre élu au conseil de l'UFR de Physique fondamentale et appliquée (n° 925) de Paris VI. D'octobre 1995 à septembre 1998, j'ai été responsable de la Licence de Physique à Paris VI, et plus généralement des services communs du Second Cycle de Physique, charge d'autant plus lourde qu'il a fallu mettre en place le nouveau régime de modularisation/semestrialisation. La complexité inhérente à ce nouveau mode de fonctionnement a exigé la mise au point de multiples procédures informatiques dans un double but : assurer la plus grande fiabilité possible à la gestion des notes et ne pas alourdir encore les tâches d'un secrétariat fonctionnant déjà à la limite de ses possibilités. À titre d'exemple : une simple session d'examens exige le brassage d'environ 7000 notes, cependant que le régime de modularisation exige la confection et l'édition d'un grand nombre de documents (pour ne compter que les procès-verbaux : 24 PV de modules et 3 PV de diplôme), tous ces documents reprenant peu ou prou les mêmes informations sous de multiples formes. La fiabilité du dispositif, mesurable expérimentalement sur 6 sessions, est meilleure que²¹ 99.9976%, partant de l'idée que, toutes les notes ayant été publiées, aucune réclamation ou contestation n'a été formulée. Cette fiabilité repose sur la qualité du personnel administratif et sur l'existence d'un fichier central, où toute note est saisie une fois et une seule, à partir duquel une cinquantaine de programmes (contenant chacun plusieurs centaines d'instructions), effectuent automatiquement les opérations nécessaires à la confection des documents pour les jurys, l'archivage des étudiants reçus, le report d'une année sur l'autre des notes des modules acquis pour les étudiants n'ayant pas réussi à obtenir leur diplôme, le transfert des notes vers les PV officiels dont la Scolarité a la charge, le traitement des informations recueillies lors des inscriptions pédagogiques, la distribution aux étudiants reçus – dans les 24 heures suivant la délibération du jury de diplôme – d'un relevé de notes détaillé et lisible, contenant *toutes* les informations quantitatives utiles à la poursuite de leurs études ou à leur insertion professionnelle. À ces tâches techniques absorbantes liées à la modularisation, il convient d'ajouter la résolution au jour le jour des multiples problèmes qui ne manquent jamais de surgir, s'agissant d'un service d'enseignement accueillant alors environ 300 étudiants, où interviennent plus de 80 enseignants et où sont affectés cinq personnes (problèmes de personnel, problèmes de sécurité de locaux dégradés et/ou d'installations non-conformes, coordination et harmonisation des enseignements, relations avec les structures universitaires, responsabilité des comptes du Second Cycle de Physique, modernisation des TP, *etc.*).

Actuellement, je suis responsable à Paris 6 du Parcours *Formation Interuniversitaire de Physique* (FIP) que suivent les élèves de l'ENS et où sont admis quelques étudiants dûment sélectionnés, je suis membre de l'EFU de la Licence mention Physique où j'ai été chargé pen-

²¹ $1 - \frac{1}{42000} \simeq 0.999976$.

dant cinq années de l'évaluation des enseignements pour les années L2 - L3. À ce titre, j'ai eu la responsabilité de concevoir les questionnaires distribués aux étudiants, spécifiques pour chaque parcours de L2 et de L3, et d'en faire l'analyse. Un document de synthèse était diffusé auprès des différents responsables (Direction de la Formation Initiale, Responsables de L2-L3, Responsables de parcours).

Enfin, j'ai été élu au Conseil de Département du Master de Physique, et suis invité permanent au Conseil de Département de Licence de Physique à deux titres : en tant que responsable de l'évaluation des enseignements à l'UPMC, et en tant que responsable du parcours FIP.

3 Activités de recherche

En matière de recherche, j'ai, dans un premier temps, participé avec Raymond DAUDEL à des développements conceptuels sur la nature physique de la liaison chimique, et plus généralement sur la notion de localisabilité, dans le souci de contribuer à la réconciliation entre les idées intuitives traditionnelles et les exigences de la Mécanique Quantique. Dans ma thèse de 3^e Cycle, j'ai proposé un nouveau critère pour définir la meilleure façon de découper l'espace dans un atome ou une molécule en utilisant la fonction Information Manquante de BRILLOUIN et WIENER. Parallèlement à cette analyse, j'ai étudié en détail quelques molécules constituant des cas exemplaires vis-à-vis du problème de la classification des différents types de liaison chimique [1] - [5].

Le sujet de ma thèse d'État, dirigée par Philémon KOTTIS (entre-temps nommé à l'Université Bordeaux-1) a porté sur la description statistique des excitons de FRENKEL dans les agrégats moléculaires d'extension finie. Ces excitations, couplées au bain dissipatif des vibrations intramoléculaires, jouent un rôle important dans les propriétés des grosses molécules biologiques où l'entité capable d'absorber le photon et celle susceptible de devenir réactive quand elle est excitée sont distantes l'une de l'autre. De surcroît, d'un point de vue théorique, il était souhaitable d'analyser tant la dynamique que le spectre d'absorption en examinant l'influence des effets de taille [6] - [20]. En ce qui concerne le spectre d'absorption, la perte de l'invariance par translation se traduit par la suppression de la règle de sélection liée à la conservation du moment ; ceci, combiné avec la géométrie interne de la chaîne (sites parallèles, alternés, en hélice,...) conduit à une très grande variété de spectres. Par ailleurs, après avoir défini une densité locale d'énergie, la dynamique de l'exciton a pu être quantitativement décrite et s'est révélée complexe, bien loin de représenter une particule sautant de site en site. On a au contraire mis en évidence la dynamique d'une excitation collective dont le paquet d'ondes ne collapse qu'aux extrémités de la chaîne, au moment où l'exciton s'apprête à faire demi-tour. En outre, l'étude en fonction de la taille a fourni un exemple de l'apparition de temps de Poincaré croissant extrêmement vite, résultat de la combinaison de fréquences incommensurables.

Par la suite, l'effet de la dimensionnalité sur les propriétés radiatives a été décrit théoriquement [21], en liaison avec des mesures de réflectivité faites à Bordeaux sur le cristal d'anthracène. Ce dernier peut, à une bonne approximation, être considéré comme un ensemble de plans en interaction faible. Le calcul des propagateurs excitoniques renormalisés a permis de montrer que, schématiquement, les excitons de centre de zone réémettent très vite l'énergie vers l'extérieur (avant que les phonons aient eu le temps d'intervenir) alors que les excitons éloignés du centre de zone ont une durée de vie très longue de sorte que les phonons peuvent alors

assurer le relais pour dissiper l'énergie au sein du matériau. La description fine de l'amplitude en fonction de l'impulsion de l'exciton rhabillé a fourni un exemple simple d'une transition de comportement dynamique, continue mais rapide : la relaxation va ainsi d'un régime quasiexponentiel (en cas de couplage faible), affinant légèrement la règle d'or de Fermi, à un régime non-amorti, en passant par une situation complexe où, tout en perdant globalement l'allure de l'exponentielle, la courbe de déclin présente des oscillations de faible amplitude.

À l'Institut Laue-Langevin, où Philippe NOZIÈRES m'a invité à passer une année (79 - 80) dans l'équipe de théoriciens qu'il anime, j'ai pu consolider ma reconversion vers la Physique de la Matière Condensée et c'est là que j'ai commencé à travailler avec Daniel SAINT-JAMES. Nous avons d'abord analysé en détail le nombre et la nature des états liés d'une paire électron-trou en fonction de la force et de la portée du potentiel d'interaction [22]. En particulier, il a été montré que, lorsque la portée de l'interaction augmente, il existe une suite de valeurs-seuils pour le rapport interaction/largeur de bande pour lesquels de nouveaux états liés apparaissent.

Par la suite, nous avons examiné certains aspects de la corrélation électronique dans les polymères organiques dopables [23] - [27]. Ces matériaux, découverts à la fin des années 70, ont suscité un vif intérêt tout à la fois théorique, en raison de leurs propriétés spectaculaires de conductivité et de l'étrange relation entre le spin et la charge des porteurs, et technologique compte tenu des perspectives qu'ils semblaient ouvrir, notamment pour la réalisation de batteries électriques de faible poids. Nous avons en particulier proposé un modèle alternatif aux mêmes vertus explicatives que le modèle standard de SU, SCHRIEFFER et HEEGER, mais ayant l'avantage d'être applicable à tous les polymères, à la différence du modèle standard (qui exige l'existence d'un état fondamental deux fois dégénéré), et prenant en compte partiellement la corrélation entre électrons. En effet, la phase SDW qui prédomine lorsque cette dernière est importante, peut elle aussi engendrer des excitations de type soliton ; celles-ci peuvent être soit des kinks (ou des anti-kinks) à l'allure d'une tangente hyperbolique, soit des "bags" (pour reprendre la terminologie du modèle de Gross-Neveu) qui modélisent une paire liée kink-anti-kink. Trois séjours estivaux à MIT, sur l'invitation de R. J. SILBEY, m'ont été de ce point de vue extrêmement profitables.

À partir de 1985, et en collaboration avec Noëlle POTTIER, nous nous sommes intéressés au problème de la dissipation, en particulier ohmique, dans les systèmes quantiques [28] - [44] ; ce sujet nous a d'ailleurs conduits naturellement à un nouvel axe de recherche, la marche aléatoire (mouvement brownien) en milieu asymétrique désordonné, thème sur lequel je reviendrai plus loin.

Le problème de la dissipation quantique est réapparu dans la littérature au milieu des années 80 à la suite des travaux de CALDEIRA et LEGGETT, motivés par la tentative de modéliser la brisure de symétrie quantique/classique pour un système couplé à un bain. Plus précisément, la question posée est l'apparition de la localisation classique en conséquence de la perte brutale de cohérence de la phase quantique quand un petit système est en interaction assez forte avec un système macroscopique³. Alors que les études préalables mettaient en œuvre des techniques lourdes (intégration fonctionnelle, groupe de renormalisation) pour établir l'existence de cette brisure de symétrie, nous avons utilisé des méthodes standard qui, en dépit de leur caractère "naïf", effectuent les resommations infinies indispensables à la bonne description de ce phénomène hautement singulier. De plus, il a été démontré [36] que, moyennant une transformation unitaire convenablement choisie, notre méthode – qui permet de dériver les équations

³Ces questions sont revenues d'actualité, en liaison notamment avec la physique des *qubits* et leurs applications espérées pour la mise au point d'un ordinateur quantique.

du mouvement très simplement – est en fait rigoureusement équivalente à l’approximation systématiquement utilisée dans tous les travaux fondés sur l’intégrale fonctionnelle (*Dilute blip approximation*) et qui, par la nature même de la technique choisie, requièrent des calculs longs, fastidieux et parfois obscurs. A.J. LEGGETT a rendu hommage à ce travail en le mentionnant dans les références de base de son article⁴ de revue faisant le point sur ces problèmes.

Ainsi nous avons pu, dans un premier temps, retrouver très directement l’essentiel des résultats obtenus par d’autres auteurs ; grâce à la simplicité de la méthode, il a été possible d’aller au-delà et de calculer à tout instant et à toute température la dynamique de la grandeur faisant office de paramètre d’ordre, pour presque toutes les valeurs de la constante de dissipation. En couplage faible, le paramètre d’ordre relaxe en suivant soit des lois de KOHLRAUSCH (exponentielles étirées) du genre e^{-at^b} , soit un régime exponentiel amorti s’achevant par une longue queue en temps à variation en puissance. Lorsque la constante de couplage avec le bain atteint une certaine valeur finie, on observe un ralentissement du mouvement, réminiscent d’une dynamique critique. Au-delà de ce seuil, la particule quantique relaxe vers un état où la symétrie est abaissée par rapport au problème nu (brisure de symétrie) ; ainsi, dans le cas d’un double puits, la particule reste localisée du côté où elle se trouvait à l’instant initial [30], [33]. Il a été possible d’étendre ces résultats de diverses façons. Sur un réseau, la brisure de symétrie correspond au passage d’un régime délocalisé à un régime localisé caractérisé par des variations singulières des coefficients de transport [37], [39]. Par la suite, nous avons repris le problème de la particule libre en abandonnant l’hypothèse ohmique ; ceci nous a permis de mettre en évidence des comportements dynamiques exotiques : diffusion anormale et localisation [43], [41]. Enfin, nous avons examiné la compétition entre le frottement quantique et un désordre statique [46], [54] pour une particule sur un réseau en liaisons fortes dont les intégrales de saut sont des variables aléatoires. Dans un tel cas l’équation de Liouville pour l’opérateur densité réduit prend la forme, à l’approximation de Born, d’une équation maîtresse retardée.

Ce dernier exemple m’a conduit tout naturellement vers un nouveau thème de recherche, la marche au hasard dans un milieu aléatoire non symétrique, pour lequel un certain nombre de résultats significatifs ont été obtenus, et qui a constitué, jusque récemment, l’axe de mes préoccupations de recherche.

D’une façon générale, il s’agit de décrire théoriquement les propriétés de transport (classique) dans un milieu désordonné *gelé*, résultant par exemple de la trempe rapide d’un matériau hors d’équilibre. Le point de départ de l’analyse théorique est une équation maîtresse classique décrivant la probabilité de présence d’une particule en un point donné de l’espace, image sur réseau d’une particule brownienne dans la limite sur-amortie :

$$\boxed{\frac{dP_n}{dt} = \sum_m (W_{nm}P_m - W_{mn}P_n)} \quad (1)$$

Cette équation représente la possibilité pour la particule de sauter d’un site à l’autre en l’absence de tout effet inertiel (limite visqueuse). Le mot espace est à prendre ici au sens large : ce peut être l’espace ordinaire (matérialisé par un réseau euclidien, hiérarchique, fractal, ...) mais également un espace d’états : l’équation décrit alors la trajectoire d’un système parmi ses états possibles. Dans tous les cas, on parler, pour simplifier le langage, de “particule” effectuant des sauts d’un “site” à l’autre. Ces modèles de marche au hasard dans un milieu aléatoire ont été développés dans le but de représenter des systèmes physiques extrêmement variés comme

⁴Rev. Mod. Phys., **59**, 1 (1987)

la diffusion de porteurs dans un matériau amorphe ou rempli de défauts de nature variée, le mouvement d'une paroi de Bloch dans un modèle d'Ising, l'éparpillement de poussières dans l'atmosphère, la diffusion dans les matériaux poreux, le dépôt de particules chargées sur une électrode à la suite d'une diffusion en son voisinage, *etc.*

La caractéristique principale de l'équation maîtresse dynamique est de contenir des taux de transfert entre sites, W_{nm} , qui sont des variables aléatoires tirées dans une loi de probabilité $r(W)$; ceci modélise une succession de barrières dont la hauteur varie aléatoirement d'un point à l'autre. De surcroît, ces taux sont pris asymétriques ($W_{mn} \neq W_{nm}$) comme conséquence soit d'un biais constant (champ extérieur imposé au système), soit d'une force locale microscopique. De cette asymétrie peut résulter une dérive finie pour la particule qui, conjointement aux paramètres associés à l'écart quadratique, permet de définir un ensemble de coefficients de transport (constante de diffusion D et mobilité μ).

La situation où le réseau est ordonné (*i.e.* W_{n+pn} indépendant de n) est triviale. On obtient, à tout temps (pour des sauts limités aux premiers voisins) un régime normal de *drift* $\bar{x}(t) = aWt$ et de diffusion $\overline{x^2}(t) - \bar{x}(t)^2 = 2a^2Wt$, où le surlignage indique que la moyenne est faite sur les P_n (moyenne dite "thermique") et où a désigne le pas du réseau. Ce régime où existent à la fois une vitesse $V = aW$ et une constante de diffusion $D = a^2W$ est dit standard.

En revanche, lorsque les W_{mn} sont aléatoires, la situation peut être radicalement modifiée puisque d'un site à l'autre la probabilité de saut par unité de temps change de façon imprévisible et peut prendre une valeur grande ou petite. De fait, au moins deux types de questions peuvent se poser :

1. Quelles sont les caractéristiques de la dynamique (aux grands temps) en présence de désordre gelé ? On peut s'attendre, lorsque le désordre est faible, à retrouver un régime standard où V et D sont bien définis. Au contraire, qu'arrive-t-il si le désordre s'amplifie au point, par exemple, de produire des liaisons presque coupées avec une haute probabilité ? Il est alors raisonnable d'attendre un ralentissement du mouvement caractérisé par des lois en temps du genre ta où a est dit exposant dynamique, voire des comportements encore plus exotiques introduisant des logarithmes (*e.g.* $(\ln t)^2$). Il est devenu usuel de parler de "phases dynamiques" en pareil cas, l'objectif principal étant de déterminer les exposants dynamiques.
2. Dans quelle mesure ces caractéristiques dépendent-elles de l'échantillon ? Dit autrement : dans le cas par exemple d'un régime standard (pour fixer les idées), V et D dépendent-ils du tirage effectivement réalisé dans l'échantillon considéré ? Dans la négative, les coefficients de transport sont dits auto-moyennants. Physiquement, ceci signifie que la particule finit par moyenner d'elle-même le désordre au cours de son mouvement. Cette propriété d'automoyennage est clairement vitale pour la caractérisation d'un type de matériau désordonné, indépendamment de l'échantillon explicitement considéré.

Bien que très ancien dans la littérature des Probabilistes, ce problème a été réactivé dans le milieu des Physiciens en particulier par ALEXANDER *et al.*⁵ et plus récemment⁶ par Bernard DERRIDA. La présence de deux niveaux d'aléatoire (marche au hasard et variation aléatoire des propriétés locales) rend ce problème très difficile. Les résultats principaux de notre contribution peuvent être résumés comme suit.

⁵Rev. Mod. Phys., **53**, 175 (1981).

⁶J. Stat. Phys., **31**, 433 (1983).

Nous avons tout d'abord utilisé un formalisme en taux de transfert effectifs [45] (introduits pour la première fois dans le cas symétrique par ALEXANDER *et al.*) permettant de retrouver simplement des résultats antérieurs connus en les réexprimant à l'aide des variables naturelles du problème. De surcroît, cette technique permet de se persuader simplement que la dynamique aux grands temps et à grande échelle est, au moins dans le cas unidimensionnel, analogue à une marche dirigée stricte (où le mouvement ne peut se faire que dans une seule direction) sur un réseau renormalisé prenant en compte la possibilité de retours en arrière contenue dans le modèle primitif. Cette observation permet de simplifier l'étude de cas plus difficiles dans la mesure où on pourra considérer que la dynamique en marche dirigée est un reflet fidèle (à des détails près) de celle qui est présente lorsque des retours en arrière sont possibles.

La solution énoncée par Bernard DERRIDA en '83 reposait sur l'usage de conditions aux limites périodiques pour le désordre et posait un certain nombre de questions. En particulier, la particule retrouvant périodiquement au cours de son mouvement le même désordre, les fluctuations de désordre pouvaient se trouver mal représentées, par comparaison avec un vrai système complètement désordonné. Il est important de noter que pour un tel système, la question n'est pas une triviale non-pertinence des conditions aux limites pour un système étendu : la vraie question sous-jacente est la fluctuation des coefficients de transport d'un échantillon à l'autre. Schématiquement, la commutativité des deux limites temps infini/taille infinie restait à démontrer.

Nous avons donc repris [47], [48] ce problème sans introduire cette périodisation du désordre en considérant d'emblée un système infini. La clé de la solution réside dans une resommation exacte des séries donnant la position et l'écart quadratique moyens, produisant ainsi des expressions dont le comportement asymptotique peut être effectivement et explicitement précisé. L'un des résultats de cette étude est la conclusion suivant laquelle, en effet, les deux limites indiquées bel et bien commutent, conclusion non triviale comme indiqué ci-dessus et mais agréable physiquement. De plus, il a été possible d'obtenir l'échelle de temps au-delà de laquelle le régime asymptotique est effectivement réalisé ; sans ce complément d'information, tout résultat analytique reste dénué de contenu physique.

Enfin, et ceci est un résultat que même les mathématiciens qui s'étaient penchés sur le problème n'avaient semble-t-il pas donné, la même resommation a permis de démontrer explicitement que les coefficients de transport en régime standard sont auto-moyennants, c'est-à-dire qu'ils ne dépendent pas de l'échantillon tiré au hasard. Ce résultat a été obtenu par un travail analytique extrêmement lourd lié à l'obligation de calculer des moments (de la position) d'ordre 4 avant d'effectuer des convolutions multiples pour revenir dans le domaine des temps. Une équipe de mathématiciens irlandais a d'ailleurs redémontré⁷ une partie de ces résultats par les moyens plus formels, et certainement plus "rigoureux".

En ce qui concerne le modèle des forces aléatoires, nous avons conforté et généralisé un certain nombre de conjectures dans les cas où le régime est non-standard. L'objectif était d'obtenir les exposants caractérisant les variations aux grands temps des moyennes de la coordonnée et de l'écart quadratique. Cette situation fournit un exemple où, pour une particule et pour un échantillon donné, la dynamique reste pilotée par les événements rares qui, sans être prééminents, contribuent toutefois de façon significative au régime asymptotique. Pour ce problème, extrêmement difficile, nous avons pu obtenir la loi de probabilité (exacte) des taux de transfert effectifs [53]. Par la suite, nous avons proposé des arguments quantitatifs tendant à préciser la relation entre marche dirigée et marche générale dans le cas $D = 1$ [55].

⁷Buffet et Hannigan, J. Stat. Phys., **65**, 645 (1991).

Comme indiqué plus haut, la marche dirigée constitue une approche simplifiée du cas général. Dans ce cadre où l'existence d'une relation d'ordre rend la tâche plus aisée, nous avons obtenu plusieurs nouveaux résultats.

Tout d'abord, il a été possible de calculer exactement, dans un modèle unidimensionnel [50], les exposants dynamiques pour les deux premiers moments de la coordonnée moyennée sur le désordre, par des méthodes purement algébriques, alors que les analyses récemment publiées dans la littérature utilisaient des théorèmes statistiques de Lévy sur l'existence de lois-limites et la convergence vers ces lois. La pertinence des événements rares introduit des subtilités qui mettent en défaut certaines conclusions de l'approche fondée sur l'étude de la nature de ces lois-limites ; il en est ainsi dans le cas intermédiaire où le désordre n'est pas assez fort pour faire disparaître la notion de vitesse, mais assez violent pour que la diffusion devienne anormale (superdiffusion). Dans cette situation où la particule est "tirillée" entre deux tendances antagonistes, l'exposant calculé diffère de celui obtenu par des arguments d'échelle, valides *a priori* seulement dans le centre de la distribution (région dite d'échelle) ; cet écart met en évidence la pertinence des queues de distribution en pareil cas. Par la suite, nous avons pu établir des résultats quantitatifs sur les propriétés d'auto-moyenne [51]. Ainsi, il a été démontré que dans le cas d'un *drift* non standard, l'exposant est universel au sens où il se réalise dans tout échantillon tiré au hasard. En revanche, le préfacteur introduit à lui seul des fluctuations d'échantillon à échantillon et il a même été possible de trouver la loi de répartition de cette variable aléatoire : sans surprise, il ne s'agit pas d'une loi standard. Il est assez rare d'être en mesure d'obtenir analytiquement des résultats quantitatifs précis sur les grandeurs non auto-moyennantes.

À titre de transition vers les dimensionnalités supérieures, nous avons traité le même problème sur une arbre de Bethe de coordinance quelconque [59]. Par la suite, le problème de la marche dirigée à deux dimensions a été résolu [60]. Les exposants dynamiques ont ainsi pu être trouvés, en dépit des difficultés bien connues qui surgissent quand on passe de $D = 1$ à $D = 2$ ou au-dessus, liées ici à l'existence de corrélations statistiques entre les différents chemins ayant mêmes extrémités. Parmi d'autres conclusions, il ressort que la marche dirigée à deux dimensions semble ne retenir qu'une partie des aspects essentiels de la marche générale (dans les deux directions) à $D = 2$. En effet, on trouve toujours, pour la marche dirigée, des phases anormales en présence de fort désordre (toutefois, le domaine de l'espace des paramètres où elles se produisent se rétrécit quand d augmente), alors que des approches utilisant des méthodes de renormalisation montrent que pour la marche générale, $D = 2$ est la dimension critique inférieure, au-delà de laquelle aucune phase anormale n'est attendue. De ce point de vue, l'équivalence sur une grande échelle de temps et d'espace, entre les deux types de marche semble ne pas résister au passage de $D = 1$ à $D = 2$. D'un autre côté, les coefficients de transport décrivant l'écart quadratique moyen en marche dirigée montrent bien la régression des fluctuations quand la dimensionnalité augmente : les grandeurs recuites ou gelées coïncident à $D = 2$, signature de la régression des fluctuations d'échantillon à échantillon.

L'étude de ces problèmes m'a conduit à développer une collaboration avec V. VIEIRA et B. CABRAL (Centro de Fisica da Materia Condensada, Lisbonne), qui a trouvé des moyens supplémentaires dans le cadre d'un contrat européen, (n° SCI * 00357) dont j'étais le responsable scientifique à Paris. Nos partenaires portugais étaient plus spécialement chargés de l'analyse numérique des problèmes traités analytiquement à Paris. Enfin, une partie de ces travaux a été l'objet de la thèse de Marc BARTHELEMY dont j'ai assuré la direction en collaboration avec Daniel SAINT-JAMES et Noëlle POTTIER. Marc, normalien issu du DEA de Physique Théorique, a soutenu sa thèse en février 92, conformément aux prévisions, et a été embauché de suite au CEA.

Le désordre considéré antérieurement est le reflet d'un désordre de type énergétique ; il est également utile de considérer un désordre purement géométrique. À titre d'exemple, je me suis intéressé au mouvement brownien sur une structure en peigne : un tronc (semi-infini) sur lequel sont greffées des branches latérales de longueur aléatoire. Il s'agit d'un système de dimension intermédiaire entre 1 et 2, même s'il est difficile (et d'ailleurs peu utile) de la préciser davantage. Dans un premier temps, il a été montré [66] que le régime dynamique aux grands temps, trouvé par une méthode "exacte" est très précisément le même que dans une approximation du type champ moyen définie indépendamment. Ce résultat est pour le moins surprenant puisque, en basse dimensionnalité, il est bien connu que les fluctuations sont pertinentes, fluctuations par nature évacuées dans la description champ moyen. Afin d'en savoir plus, j'ai examiné de plus près la loi de répartition de la probabilité de présence de la particule en son point de départ, $p_0(t)$ [67]. Bien qu'il s'agisse d'une grandeur ne contenant pas, et de loin, toute l'information sur la dynamique, son comportement, comme l'apprend l'expérience de ce genre de problèmes, est néanmoins exemplaire en général et fournit de précieuses indications. Dans le cas d'un désordre binaire (branches de longueur aléatoirement nulle ou infinie), la loi de répartition de p_0 possède des caractères assez exotiques – quoique fréquents dans la physique des systèmes désordonnés – puisqu'elle est singulière continue. En outre, elle présente une sorte de transition abrupte, passant d'un escalier du diable pour les temps courts à une distribution continue (mais non dérivable) aux temps longs (voir figure 1). Cette étude a permis de montrer que si, en effet, les fluctuations régressent lorsque le mouvement avance, cette régression est anormalement lente et suit un déclin comme $t^{-1/8}$. La faiblesse remarquable de cet exposant réconcilie la "justesse" de l'approche antérieure avec ce que l'on sait en général du rôle des fluctuations en basse dimensionnalité. En définitive, les fluctuations régressent bel et bien, donc le mouvement à temps "infini" est de fait celui déduit du champ moyen, mais elles le font avec une telle lenteur que la pertinence physique du régime asymptotique ainsi obtenu est pour le moins douteuse. Il n'est pas abusif de dire que le régime physique n'est donc pas réellement déterminé et mériterait une nouvelle analyse.

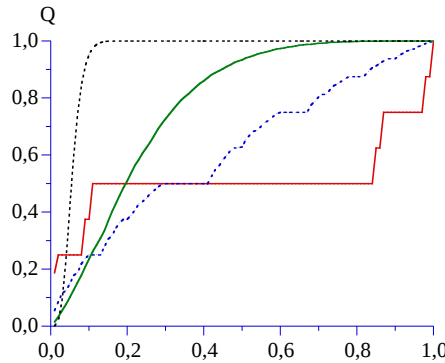


Figure 1: Allure de la fonction de répartition de la transformée de Laplace de la probabilité de présence à l'origine (extrait de [67]).

Les marches au hasard considérées antérieurement sont des marches additives au sens où, à chaque pas de temps, la "coordonnée" peut augmenter ou diminuer de a ou rester constante (a est le pas du réseau) :

$$X_{t+\Delta t} = X_t + \varepsilon a \quad \text{avec probabilité } p_\varepsilon \quad (\varepsilon = \pm 1) . \quad (2)$$

J'ai clos, au moins provisoirement, ce chapitre de mon activité de recherche en examinant [69]

un modèle simple de marche *multiplicative*, gouvernée par l'équation suivante :

$$E_{t+\Delta t} = \lambda_t E_t \quad (3)$$

où λ_t est une variable aléatoire, prenant par exemple deux valeurs 1 et λ avec certaines probabilités. $\lambda < 1$ (*resp.* $\lambda > 1$) correspond à un phénomène déflationniste (*resp.* inflationniste). Une telle équation représente par exemple le processus de fragmentation d'une grandeur extensive globalement conservée (*e.g.* l'énergie) se diluant à chaque étape entre plusieurs partenaires, ou la perte d'énergie graduelle d'une particule en contact avec un milieu dissipatif spatialement désordonné. Dans un tel milieu, λ devient dépendant de l'espace et l'on obtient une marche au hasard multiplicative gouvernée par des probabilités elles-mêmes aléatoires. Bien sûr, le passage d'une marche additive à une marche multiplicative ne procède pas d'un simple mécanisme de transcription : la valeur moyenne du logarithme n'a a priori aucun rapport simple avec le logarithme de la valeur moyenne. Il a été possible de trouver tous les moments de X et d'analyser leur comportement en temps ; il a été montré que, si le cas inflationniste résiste bien au désordre (la loi dynamique ne change pas de nature et est simplement "renormalisée"), le cas déflationniste est au contraire très sensible à la violence du désordre : en présence de désordre fort, les lois exponentielles décroissantes se transforment en lois de puissance. Sur le plan technique, il a été montré que le développement standard utilisé pour les marches additives (développement par rapport aux moments inverses) est ici complètement inepte ; de ce fait, une analyse plus subtile a dû être entreprise pour obtenir la bonne réponse.

Il existe des situations extrêmement simples conduisant à des dynamiques anormales. C'est le cas d'une particule confinée dans un long tuyau (représentant par exemple un nanotube) et rebondissant sur les parois soit de façon élastique, soit de façon thermique. Il existe clairement deux types de sauts : ceux (petits) dont l'angle d'incidence est proche de la direction normale et dont la répétition provoque une sorte de diffusion effective locale, ceux qui sont au contraire très grands, résultant d'un rebond à forte inclinaison par rapport à la normale. On peut deviner d'avance une sorte de marche de Lévy : des errements à petite échelle (pelotes) séparés par de grands sauts d'espace. Il apparaît de fait que l'écart quadratique moyen a toujours un comportement surdiffusif, loi puissance t^m , où m est un exposant compris entre 1 et 2 si les murs sont mous, ou loi plus exotique du genre $t^2/\ln t$ [71], [76].

Par la suite, je me suis intéressé récemment à un modèle de mécanique statistique susceptible de représenter une réaction chimique catalytique. En essence, il s'agit d'un modèle issu de celui de FICHTORN, GULARI et ZIFF⁸ dans lequel les atomes de deux espèces A et B peuvent réagir chimiquement s'ils sont voisins avec une probabilité par unité de temps égale à q (alors ils désorbent et sont remplacés par A ou B sous l'effet d'une "pluie" permanente) ; en outre, seuls les atomes de type B ont la possibilité de désorber spontanément (avant que la réaction n'ait lieu) avec une probabilité par unité de temps égale à p . Compte tenu de cette asymétrie, l'état final est nécessairement un état complètement rempli avec l'espèce A (état dit absorbant).

Dans le cas où la pluie est symétrique, il est possible de résoudre le problème analytiquement (et exactement) et d'obtenir l'expression des deux premiers moments de la population locale en B. Le premier donne la population moyenne (par site), tandis que le second décrit les corrélations spatiales. Des fonctions de corrélations correspondantes, il est possible d'extraire d'une part une longueur caractéristique, d'autre part un indice de fragmentation, qui donnent

⁸Phys. Rev. Let., **63**, 1527 (1989).

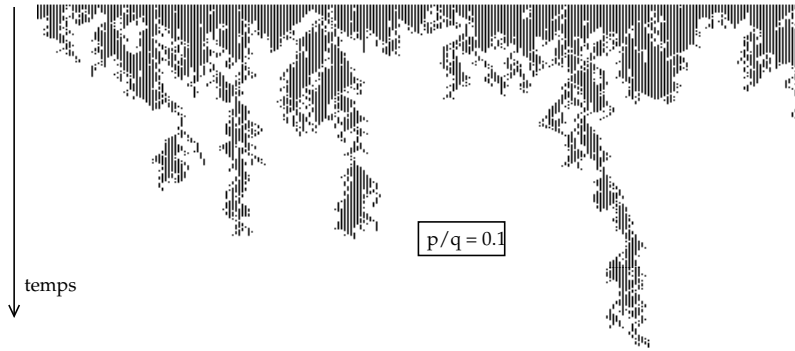


Figure 2: Exemple d'évolution d'un amas exclusivement composé au départ d'atomes B ; chaque point noir désigne un atome de B (extrait de [72]) ; le temps croît du haut vers le bas.

des renseignements assez précis sur la morphologie complexe des amas de B (voir figure 2). Bien d'autres questions méritent d'être analysées. Par exemple, on peut concevoir que le mouvement d'une paroi séparant deux domaines saturés vis-à-vis de chacune des espèces suit un mouvement plus ou moins diffusif avec des sauts irréguliers en amplitude et en fréquence, ce qui évoque un processus stochastique de Cauchy.

Une autre question intéressante est celle de la distribution des temps de mort ; en effet, pour une "trajectoire" donnée, le mouvement s'arrête lorsque le réseau est saturé en A. Ce temps d'arrêt T est évidemment distribué suivant une loi peu commune puisque qu'un amas de B réduit à une seule unité, s'il peut disparaître dans l'instant, peut aussi, tel le phénix, renaître de ses cendres, et croître pour survivre très longtemps après avoir été à deux doigts de disparaître. Il a été montré que la distribution de ce temps T est une loi assez exotique, qui est bien approchée par une exponentielle étirée dans la variable $\log$:

$$P(T) = C^{\text{ste}} e^{-\alpha (\ln T)^\beta} \quad (4)$$

où les nombres α et β sont des fonctions du paramètre adimensionné p/q [72].

Enfin, le cas de la pluie non symétrique mérite d'être analysé (le cas intéressant est celui où l'espèce condamnée, B, est en excès) puisque l'on soupçonne une sorte de transition de comportement à un certain biais critique : au-delà de ce seuil, il semble que la dynamique change qualitativement dans le régime transitoire précédant l'inévitable extinction de B.

Par la suite, en relation avec l'équipe des Solides Moléculaires du GPS en collaboration avec Danièle HULIN à l'ENSTA, je me suis intéressé à la cinétique de déclin de la population d'états triplets créés par fusion d'excitons singulets dans des fils moléculaires. Ces fils sont de longues chaînes de polydiacétylène (de longueur typique 2000 Å) obtenues par polymérisation en phase solide, au sein d'une matrice de monomères. J'ai posé et résolu analytiquement un modèle de marche au hasard qui a pu rendre compte quantitativement des cinétiques mesurées à l'ENSTA avec une résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de femtosecondes et sur un intervalle en temps de quelques dizaines de picosecondes. Ce modèle – contenant un seul paramètre ajustable fixant l'échelle de temps – donne un excellent accord avec l'expérience sur un grand nombre d'ordres de grandeur en temps (voir figure 3). Cette étude théorique a permis d'obtenir, pour la première fois semble-t-il, les valeurs assez précises du temps de diffusion et du taux d'annihilation, apportant de précieuses et nouvelles informations sur les propriétés de transport des excitons dans ces systèmes [73].

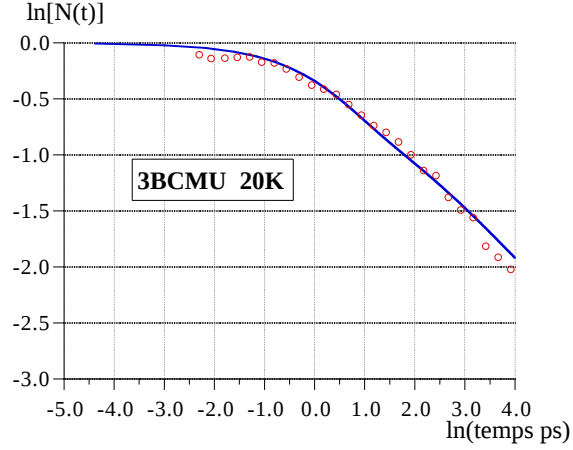


Figure 3: Déclin de la population de triplets dans le polymère appelé BCMU, à 20 K ; les cercles sont les points expérimentaux, la ligne continue est le résultat théorique [73]. Noter que l'échelle horizontale est logarithmique.

Le modèle a d'ailleurs été généralisé en toute dimension réelle [75] et fournit un exemple simple du rôle critique de la dimensionnalité d : tant que $d \leq 2$, la paire est condamnée à disparaître, même si pour la dimensionnalité marginale $D = 2$ la population disparaît “infiniment” lentement, comme $(\ln t)^{-1}$. Au delà de $D = 2$, la population totale tend vers une constante finie, d'autant plus grande que d est élevée. En reprenant le jargon des transitions de phase, on peut dire que la population joue le rôle d'un paramètre d'ordre cependant que d a celui de l'inverse de la température.

Pendant quelque temps, et notamment en collaboration avec Nicolas MARTZEL qui a soutenu sa thèse sous ma direction, je me suis intéressé aux problèmes de diffusion (classique) en présence d'interactions entre les particules diffusantes, problèmes qui, curieusement, semblent avoir été assez peu étudiés sur le plan analytique, ou en présence de contraintes géométriques [76]. Il est clair que les propriétés de transport doivent être affectées par des interactions, surtout en basse dimension. Cette question joue un rôle important pour des questions aussi variées que la formation de structures par accréation gravitationnelle et les agrégations d'adatoms sur une surface, l'interaction entre objets diffusants étant dans ce dernier cas induite par les déformations élastiques du substrat.

Le problème le plus simple est celui de la queue-leu-leu (*single-file problem*), que l'on rencontre dans diverses situations physiques impliquant des systèmes quasi-1d (conductivité par saut, transport ionique dans des membranes biologiques, *channelling* dans les zéolithes, *etc.*).

Dans le cas le plus simple de deux particules en répulsion de contact [77], on montre ainsi que, si la diffusion reste normale, la constante de diffusion est réduite d'un facteur $(1 - 1/\pi)$: de fait, l'une des particules, par son mouvement erratique, joue le rôle d'une condition aux limites fluctuante venant inhiber partiellement le mouvement de l'autre. En outre, il apparaît que les effets de réseau persistent même dans le régime final, étant entendu que l'approximation du continuum spatial ne saurait, par nature, décrire les régimes transitoires pertinents pour les expériences très bien résolues en temps.

Plus généralement, j'ai examiné récemment la dynamique stochastique d'un *cluster* de particules classiques diffusant à $D = 1$ et en interaction de contact. Dans un premier temps,

en supposant que toutes les particules ont la même constante de diffusion, j'ai obtenu les coefficients de transport et les lois de répartition exactes à une particule. Dans la limite intéressante physiquement d'un amas à grand nombre de particules ($N \gg 1$), ces lois tendent vers des distributions dont les expressions ont été obtenues. D'une façon générale, la particule située au centre de l'amas, coincée des deux côtés, suit une loi gaussienne et possède une constante de diffusion variant comme N^{-1} . À la limite d'un *cluster* infini, le mouvement devient sous-diffusif (la constante de diffusion D est nulle), en accord avec un résultat ancien, bien connu des probabilistes⁹, suivant lequel une particule brownienne noyée dans une mer infinie d'autres particules browniennes a un écart quadratique variant comme $t^{1/2}$. En revanche, les particules situées sur les bords relèvent de lois non-standard, fortement asymétriques, ayant quelque parenté avec celles que l'on rencontre dans la théorie des événements extrêmes (lois de Gumbel). La constante de diffusion de ces particules de "surface" décroît très lentement avec N , comme $(\ln N)^{-1}$. Au total, la pression exercée par les particules internes sur les particules de surface se traduit d'une part par un *drift* anormal (la coordonnée varie comme $t^{1/2}$, avec un préfacteur croissant comme $(\ln N)^{1/2}$) et par un rétrécissement de la largeur de la distribution à une particule. Un autre résultat intéressant a été obtenu, qui peut d'ailleurs surprendre – on aurait pu parier sur un effet d'écran : les corrélations entre les deux particules des bords *augmentent* avec le nombre de particules internes, celles-ci jouant en quelque sorte le rôle de "bosons virtuels" ; plus elles sont nombreuses, plus les interactions statistiques des deux particules les plus éloignées l'une de l'autre deviennent importantes [74]. Tous ces effets sont spécifiques de la dimension $D = 1$; nous avons montré [79] que dès $D = 2$, l'interaction de contact devient marginale sur réseau (corrections logarithmiques) et disparaît même complètement dans la limite continue.

Par la suite, j'ai examiné [78] l'incidence d'une distribution des constantes de diffusion : chaque particule i a maintenant une constante de diffusion D_i tirée au hasard dans une loi de probabilité $\rho(D)$. Il s'avère que la particule centrale reste gaussienne, tant que le moment fractionnel $\langle D^{-1/2} \rangle$ calculé avec $\rho(D)$ existe et est fini ; sinon, quand la probabilité est donc très élevée de tirer une constante D très petite, la distribution de la particule centrale présente une divergence algébrique (ou logarithmique) à l'origine et décroît à grande distance selon une exponentielle étirée. Au contraire, la distribution des particules des bords est extrêmement sensible à la nature de $\rho(D)$; en particulier, quand $\rho(D)$ est une loi large dépourvue de moyenne, ($\rho(D) \propto D^{-(m+1)}$), il en va de même pour la distribution des particules extrêmes, que l'on peut cependant caractériser par son maximum ; la vitesse de déplacement de ce dernier a une dépendance assez exotique vis-à-vis du nombre de particules de l'amas ($x_{\max}(t) \propto N^{1/(2m)} t^{1/2}$), cependant que la distribution décroît algébriquement à longue distance ($\propto x^{-(2m+1)}$).

La thèse de Nicolas MARTZEL a été centrée sur cette question des interactions entre particules classiques diffusantes. Le cadre d'étude est l'équation de Fokker - Planck à N corps donnant directement la distribution de probabilité des particules en interaction, dans la limite visqueuse du mouvement Brownien. Nous nous sommes surtout intéressés au cas d'interactions *attractives* : il est clair physiquement qu'alors existe une compétition entre la diffusion, qui tend à étaler, et les forces qui poussent à la formation de *clusters* ; de cette compétition résulte la complexité dynamique, et notamment la surprenante relaxation lente obtenue pour un potentiel banal à courte portée. Devant la difficulté du problème et à titre de première analyse, nous avons délibérément choisi de travailler dans une approximation de champ moyen ; forcément discutable, cette approximation permet cependant de lever le voile sur la richesse du problème.

Nos premiers travaux ont porté sur la nature de l'état d'équilibre [80], donné par une équation intégrale non-linéaire. L'analyse linéaire montre que pour des potentiels attractifs à

⁹T. E. HARRIS, J. Appl. Prob., **2**, 323 (1965)

courte portée, l'état d'équilibre *uniforme* est instable aux grandes longueurs d'onde (q petit) en-dessous d'une certaine température¹⁰ critique donnée, fixée par l'ordre de grandeur du potentiel d'interaction v_0 , combiné avec la norme de ce dernier. Il est possible de tracer un diagramme de phase dans le plan (T, q) séparant les domaines de stabilité. L'analyse détaillée révèle une zoologie très riche suivant les particularités du potentiel à deux corps. Pour les potentiels à longue portée (e. g. coulombien), la température critique T_c est infinie.

Le cadre d'étude choisi vaut aussi par la possibilité d'étudier la dynamique de relaxation à partir d'un état fortement hors d'équilibre. L'équation de Fokker - Planck permet d'explorer la voie ouverte par la mise en évidence d'instabilités et, plus subtilement, d'étudier la possibilité d'états métastables. En particulier, pour un potentiel gaussien, l'état d'équilibre obtenu par la limite $t \rightarrow +\infty$ est, à basse température ($T < T_c$), un état *condensé* où les particules se rassemblent dans un ou plusieurs *clusters* dont l'extension est plus petite que la portée ξ du potentiel (à la limite d'un seul précipité, on parle de *collapse*). Par ailleurs, un phénomène d'hystérésis a été trouvé : la transition état collapsé - uniforme survient à une température T_c^* supérieure à la température de la transition inverse. Ceci se comprend bien : lors de la descente en température, la transition se produit essentiellement quand l'énergie thermique est de l'ordre de v_0 , l'énergie d'interaction d'une paire unique ; en revanche, lors de la remontée en température, l'état collapsé très robuste (les particules sont nombreuses à interagir mutuellement) résiste jusqu'à une température beaucoup plus élevée.

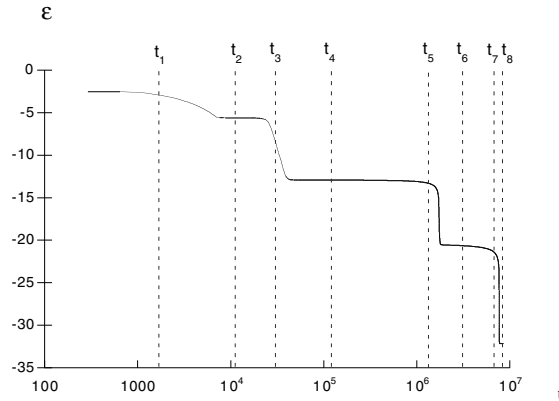


Figure 4: Variation en fonction du temps de l'énergie par particule pour l'état uniforme brusquement trempé au-dessous de la température critique. Noter l'échelle logarithmique en abscisse, qui permet d'apprécier la hiérarchie des temps de métastabilité des différentes structures éphémères (N pics, $N - 2$ pics, etc.).

Enfin, et c'est certainement le résultat à la fois le plus surprenant et le plus intéressant de cette étude, la relaxation consécutive à une trempe soudaine de l'état uniforme instable au-dessous de la température critique révèle une dynamique assez étrange (voir figure 4) : la relaxation procède par paliers successifs de durées de plus en plus longues ; chaque palier représente un état métastable, où une structure très bien définie se maintient, composée d'un nombre donné de *clusters* régulièrement espacés (voir figure 5 p. 17) ; la nucléation se produit près des parois. De façon remarquable, l'analyse linéaire effectuée antérieurement permet de

¹⁰Grâce à la relation d'Einstein, la température s'introduit par le rapport entre la constante de diffusion et la mobilité ($D/\mu = k_B T$).

trouver quantitativement la première longueur d'onde sélectionnée donnant lieu à la première précipitation. Par la suite, le système effectue une suite de basculements, chacun d'entre eux résultant de l'annihilation rapide de deux *clusters* voisins, engendrant ainsi une nouvelle structure métastable contenant deux fois moins de pics de densité. Une telle séquence évoque des bifurcations successives avec doublement de période. Cette dynamique lente est réminiscente de celle que l'on observe dans les systèmes vitreux ; le résultat est d'autant plus remarquable qu'aucun ingrédient *ad hoc* n'a été mis d'avance dans le modèle, en particulier le potentiel d'interaction est ultra-banal (un potentiel à courte portée modélisé par une gaussienne).

Toutes ces études ont été ou sont menées dans un cadre classique. Je projette également de reprendre les mêmes questions à propos de quelques modèles simples de fermions en interaction. L'idée sous-jacente est la suivante : l'interaction de cœur dur sur la droite permet, en mécanique classique, de définir une relation d'ordre entre les particules, fixée une fois pour toutes par la condition initiale – et c'est bien pourquoi chaque particule définit pour ses voisines une condition aux limites fluctuante. Bien évidemment, cet ordonnancement définitif se perd en mécanique quantique, où l'interaction de contact se traduit plus subtilement par des déphasages. La technique qui semble s'imposer a priori pour une telle étude est le recours systématique à l'*ansatz* de Bethe. Par ailleurs, la transformation bien connue de Fokker - Planck en Schrödinger (en temps imaginaire) permet de mettre en correspondance les problèmes de diffusion avec une interaction V et les modèles solubles du Problème à N corps avec un potentiel $\mathcal{V}$ transformé ; par exemple, avec l'interaction Coulombienne à $D = 1$, $\mathcal{V}$ est une interaction δ , un problème quantique intensément étudié dans les années '60 et dont les sous-produits devraient donc pouvoir être utilisés pour la diffusion à N corps.

Enfin, d'autres aspects classiques méritent d'être analysés, et notamment la compétition entre portée des interactions et dimensionnalité. Il est clair en effet qu'une interaction de contact est de moins en moins pertinente quand d augmente [79]. D'un autre côté, avec des interactions à longue portée, les particules ne peuvent jamais s'ignorer, même si la dimensionnalité est élevée. On peut ainsi concevoir une sorte de diagramme de phase séparant des régimes dynamiques distincts caractérisés par des exposants bien différenciés, ou par une variation spécifique des coefficients de transport d'une particule en fonction de la densité d'objets diffuseurs en interaction mutuelle.

Tout récemment, j'ai abordé ce que la littérature actuelle appelle *Quantum Random Walk* (QRW) : il s'agit d'une particule unique effectuant des sauts sur un réseau, la direction des sauts étant fonction d'un degré de liberté interne (son spin, par exemple), les états de spin étant de surcroît mélangés à chaque déplacement. Pour un spin $S = \frac{1}{2}$, la distribution de probabilité spatiale se démarque radicalement d'une marche au hasard classique : deux pics assez fins se développent au cours du temps, symétriques de part et d'autre du site de départ, et centrés à une abscisse croissant linéairement en temps. Le trou central de densité résulte d'interférences quantiques ; quant aux deux pics latéraux, chacun d'entre eux est réminiscent d'une marche balistique classique à diffusion lente. Ce problème, introduit au début des années '90 par AHARONOV et DAVIDOVITCH, rencontre depuis peu un énorme regain d'intérêt dans les problèmes d'information quantique, et est maintenant appelé *Mouvement brownien quantique*, une appellation pas forcément heureuse (on peut généraliser le mouvement brownien au domaine quantique, mais c'est une autre question [28]). L'une des idées séduisantes est la suivante : alors que dans la marche au hasard classique, la taille de l'espace visité varie comme $\sqrt{t}$, celle-ci augmente comme t dans le QRW. L'espoir est que les calculs par des méthodes Monte-Carlo pourraient de ce fait s'en trouver fortement accélérés.

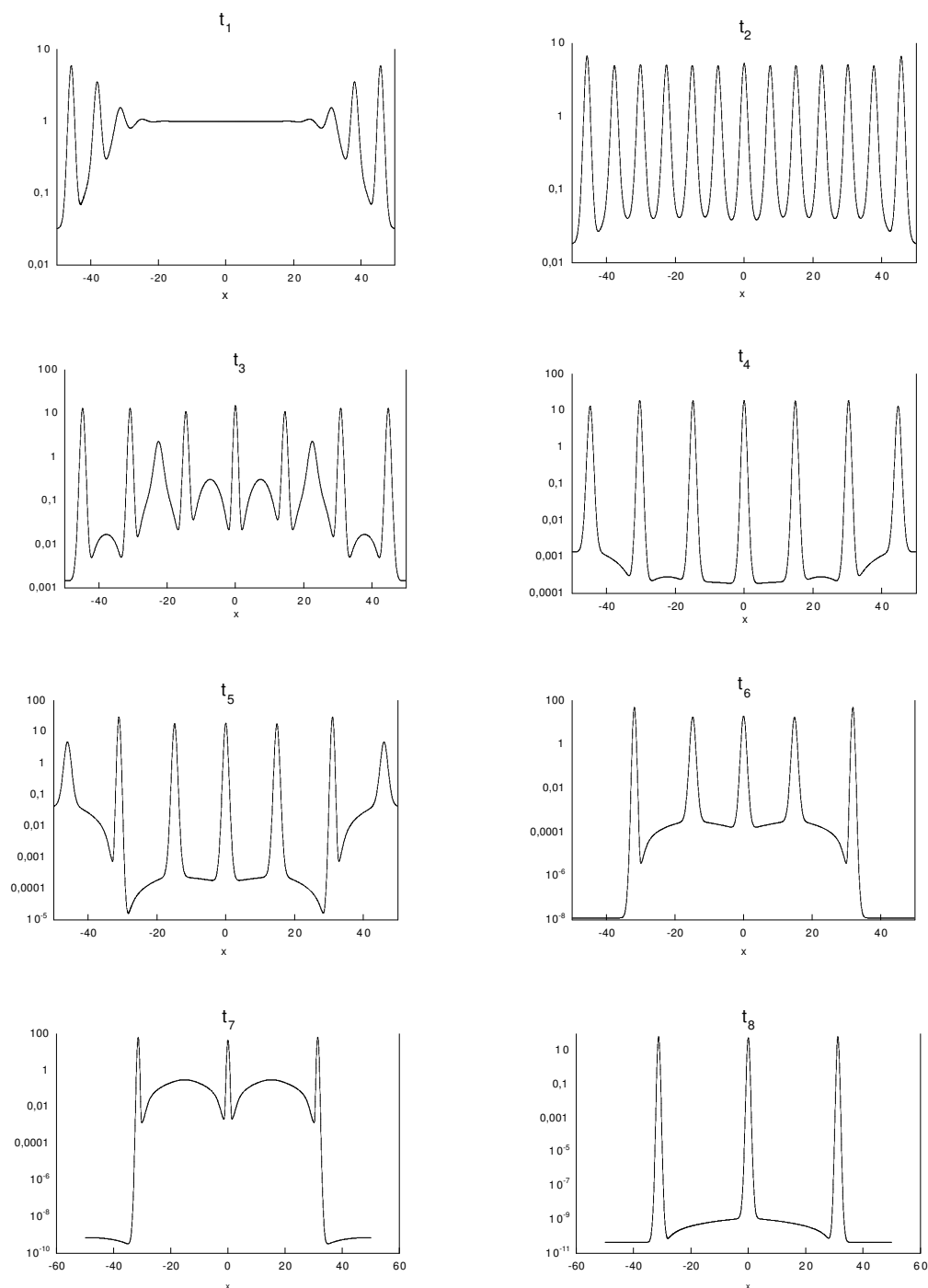


Figure 5: Instantanés successifs du profil de densité montrant les différentes structures métastables. Chaque structure a une durée de vie de plus en plus longue avant d'évoluer brutalement par annihilation pic à pic. L'augmentation de la durée de vie de chaque structure tient essentiellement à l'accroissement de la distance moyenne entre pics survivants. Les instants sont les mêmes que ceux de la figure 4.

D'une façon générale, je compte examiner diverses propriétés et généralisations de ce type de marche au hasard, notamment sa limite classique ($S \rightarrow +\infty$), qui pourrait faire apparaître des marches du genre de celles de Lévy ; je pense aussi étudier la commensurabilité temporelle entre les sauts dans l'espace et la fréquence de mélange des états de spin.

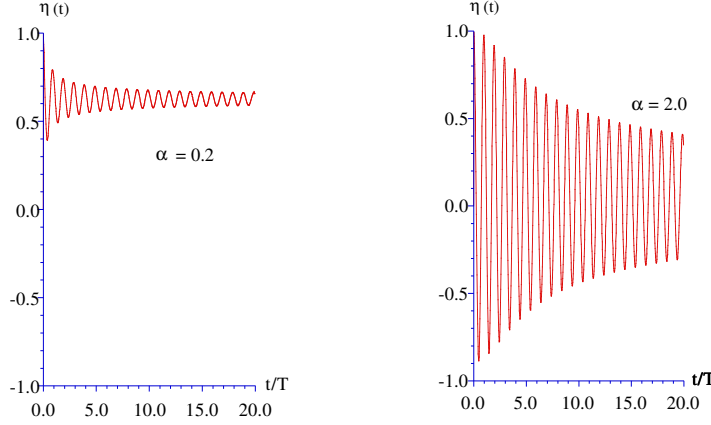


Figure 6: Variation dans le temps de la valeur moyenne de J_z pour $|\Psi(x, t = 0)\rangle = \psi(x) \otimes |\uparrow\rangle_z$. À gauche : paquet initial étroit, à droite, paquet initial large. L'unité de temps est la période de Larmor $T = \frac{2\pi}{\omega}$.

Le premier article publié sur cette question [82] porte sur une extension du modèle standard traité en espace continu. Le modèle que j'ai proposé permet de représenter la marche d'un spin $\frac{1}{2}$ qui bascule de l'état $|\uparrow\rangle_z$ à l'état $|\downarrow\rangle_z$ et inversement par diffusion sur des impuretés magnétiques, ou soumis à un champ magnétique transverse. Il peut s'agir par exemple d'un électron au niveau de Fermi, dont la bande de dispersion peut être linéarisée. Le modèle est caractérisé par un unique paramètre, mesurant le rapport entre le temps de vol et le temps de *flip* du spin, et la généralisation effectuée permet de traiter tous les cas d'un coup. En outre, il s'agit sans doute du modèle (à une particule) le plus simple assurant l'intrication entre les degrés de liberté d'espace et ceux de spin. Pour un spin J et dans des notations évidentes, le hamiltonien du modèle est :

$$H = \omega J_y + \hbar^{-1} v \hat{p} J_z, \quad \hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}; \quad (5)$$

ce modèle est tributaire d'un seul paramètre, le nombre

$$\boxed{\alpha \stackrel{\text{déf}}{=} \frac{\sigma \omega}{v}} \quad (6)$$

où σ est la largeur (spatiale) du paquet d'ondes initial $\psi(x, t = 0)$; essentiellement, ce nombre compte le nombre de précessions du spin pendant le temps caractéristique de déplacement du paquet d'ondes. Par ailleurs, les phases relatives de l'état de spin initial conditionnent la symétrie de la densité $P(x, t)$; celle-ci n'est paire en x que si l'état de départ est propre du spin transverse J_y .

Le résultat le plus surprenant est certainement le *verrouillage* partiel de la valeur moyenne du spin initial par le confinement spatial (voir figure 6, pour $J = \frac{1}{2}$) : plus le paquet d'onde

est initialement localisé, moins la composante J_z du spin varie dans le temps, bien qu'elle ne soit pas une constante du mouvement (à la limite d'un confinement total, la valeur moyenne du spin ne change pas au cours du temps). Cet effet permet au spin de garder la mémoire de sa valeur initiale, malgré la diffusion sur des impuretés, et pourrait avoir quelque intérêt dans les problèmes de spintronique.

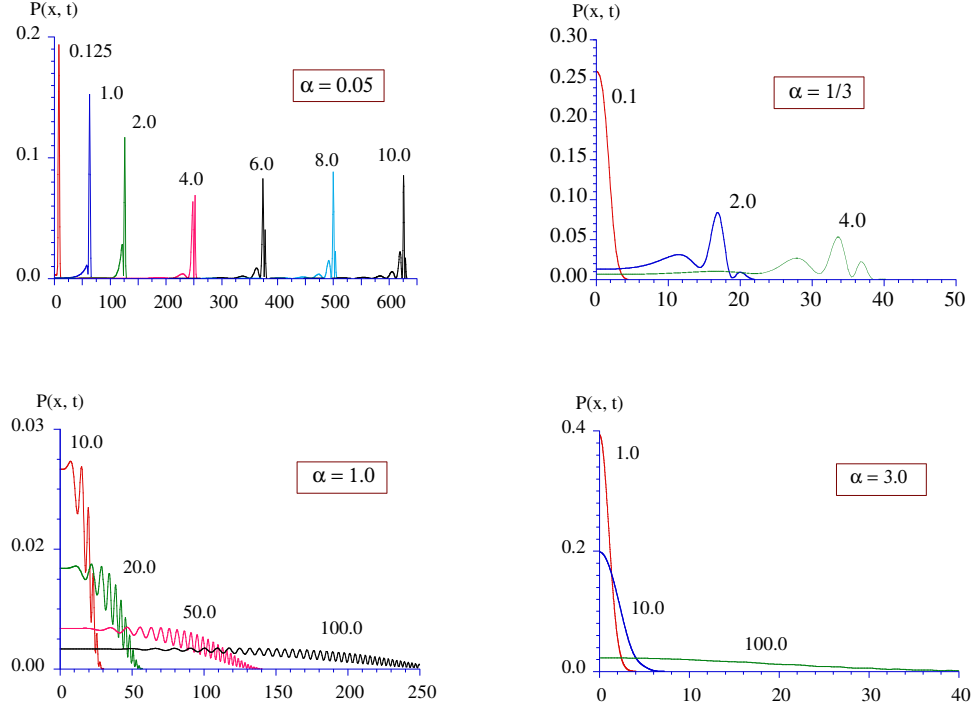


Figure 7: Instantanés du profil de densité pour un état initial $|\Psi(x, 0)\rangle = \psi(x) \otimes |\uparrow\rangle_y$. À α donné, chaque courbe est repérée par la valeur de $\frac{t}{T}$. L'unité en abscisse est la largeur σ du paquet initial.

Le traitement complet permet de révéler d'autres aspects intéressants (voir figure 7). En particulier, avec un état initial de spin $|\uparrow\rangle_y$ et pour des raisons subtiles liées aux phases, la densité spatiale est paire, et évolue graduellement en fonction du paramètre α défini en (6), passant d'une distribution à deux pics très marqués (quand le temps de vol est court devant le temps de *flip*, figure 7 en haut à gauche), à une gaussienne s'aplatissant sur place quand le temps de *flip* est très court : en pareil cas, comme l'âne de Buridan, le spin ne sait pas quoi faire, plus précisément de quel côté partir (figure 7 en bas à droite). Dans le cas intermédiaire, la distribution spatiale développe une structure remarquable en pics distincts, où l'on peut reconnaître les spins ayant tourné zéro fois, une fois, deux fois, etc. (figure 7 en bas à gauche). D'un autre côté, l'entropie de Shannon $S = -\int P(x, t) \ln P(x, t) dx$ ne présente aucun changement qualitatif lorsque α variant, on parcourt l'ensemble des régimes dynamiques possibles. Je compte revenir à ce modèle d'intrication espace - spin en choisissant une loi de dispersion quadratique et non plus linéaire, afin de savoir si le verrouillage du spin, et l'effet de mémoire longue correspondant, sont robustes au point de persister pour un électron "libre". Ce problème se révèle être d'une grande complexité analytique.

Dans le même type de questions, j'ai examiné [83] quelques aspects de l'intrication entre spins dans le modèle de LIPKIN-MESHKOV-GLICK, qui peut décrire quelques systèmes

physiques comme les condensats de Bose - Einstein à deux modes. Diverses approximations ont été conduites pour obtenir la *concurrence*, un indice communément utilisé pour décrire quantitativement l'intrication d'un système quantique.

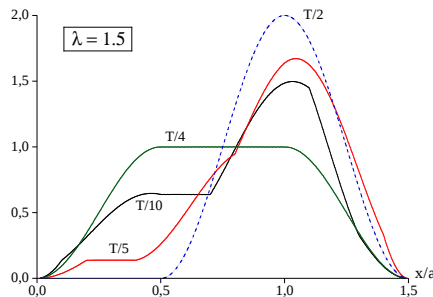


Figure 8: Exemples d'instants magiques où la densité présente des *plateaux* ; λ est la facteur d'agrandissement du puits. Chaque courbe est indiquée par l'instant correspondant, exprimé à l'aide de la période T du mouvement.

En dehors des nombreuses (et variées) tâches d'enseignement et de mes responsabilités collectives, mon activité des quatre dernières années a été en grande partie consacrée à la rédaction d'un ouvrage de Mécanique quantique. Sollicité par un éditeur ayant trouvé mes polycopiés de cours sur le site de l'UPMC, j'ai accepté et entrepris de rédiger un ouvrage en deux tomes ayant ces documents pour base de départ. Le premier (680 pages) est sorti en septembre 2007, accompagné d'un recueil de corrigés (400 pages) disponible en ligne sur le site de l'éditeur¹¹ (chaque chapitre du tome I se termine par une section de problèmes et d'exercices, dont une bonne part est originale) ; le deuxième tome (950 pages) est paru en octobre 2008, une seconde édition revue et augmentée devant paraître en février 2012. L'ensemble des corrigés commentés et détaillés des problèmes des deux tomes est l'objet du tome III (1250 pages, octobre 2009). Mon éditeur m'ayant demandé un *memento*, j'ai rédigé une synthèse des concepts et des applications premières de la théorie quantique, qui est paru l'an passé (140 pages, février 2010). Toujours sur la commande de l'éditeur, j'ai rédigé un ouvrage de mathématiques à l'usage des scientifiques (publié en septembre 2011), partant du noyau que constituent les cours que je donne actuellement à l'ENS-Ulm et dans le parcours L3 de Physique fondamentale à l'UPMC.

La rédaction du premier tome a été l'occasion de découvrir un phénomène intéressant et absent de la littérature, bien qu'il s'agisse d'un problème déjà analysé à plusieurs reprises : la dynamique d'une particule dans un puits dont la taille est variable dans le temps. Je me suis intéressé au cas où le puits (supposé infiniment profond) est soudainement étiré, sa largeur passant de a à λa alors que la particule est dans l'état fondamental. La dynamique postérieure, T -périodique avec $T = \frac{4ma^2}{\pi\hbar}$, présente des aspects non-triviaux et quelque peu inattendus [86] ; en particulier, il existe certains instants *magiques* où la densité de probabilité :

- présente des *plateaux* où elle est strictement plate (voir figure 8),
- s'obtient par un jeu de construction par morceaux de la densité initiale (voir figure 9),

¹¹<http://universite.deboeck.com/>

- se fragmente spontanément suivant une organisation spatiale formée de paires de clones miniatures de la densité de départ, si le facteur d'expansion λ est assez grand (voir figure 10).

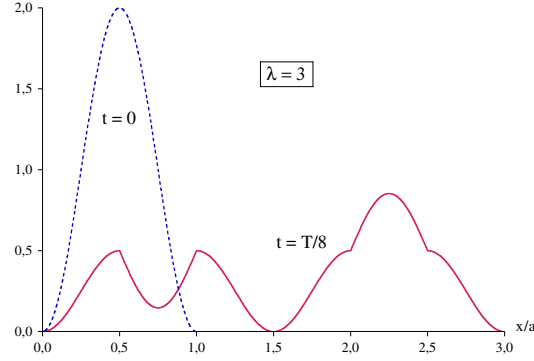


Figure 9: Illustration du jeu de construction permettant d'obtenir la densité aux instants magiques à partir de la densité initiale. Les règles du jeu sont évidentes sur la figure ci-dessus, tout comme pour $t = T/20$, sur la figure 8 à droite.

Tous ces aspects ont pu être expliqués théoriquement et analytiquement. Ils proviennent fondamentalement du fait que le propagateur est une série de Gauss, c'est-à-dire une série de Fourier ne contenant que des harmoniques dont le rang est un carré parfait, une fonction dont les propriétés en font un objet de curiosité depuis longtemps, notamment en Théorie des nombres. Plus précisément, la fonction d'onde à l'instant t est donnée par :

$$\Psi(x, t) = \frac{i\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{2}{a}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \frac{n\pi}{\lambda}}{n^2 - \lambda^2} e^{i \frac{n\pi x}{\lambda a}} e^{-in^2 \omega_\lambda t} \quad (7)$$

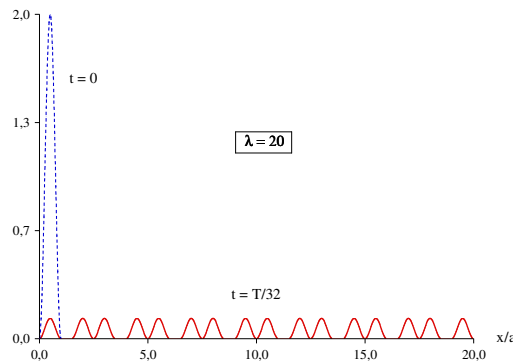


Figure 10: Illustration de la fragmentation et de l'organisation spatiale de la densité en paires de clones miniatures de la densité initiale.

Par exemple, la démonstration de l'existence des plateaux se fait par une chasse aux singularités de la composante non-analytique de la dérivée seconde de $\Psi(x, t)$; il apparaît que la constitution effective des plateaux résulte d'une coopération subtile entre les parties

réelle et imaginaire de $\Psi(x, t)$ et de sa dérivée. À défaut d'une telle coopération, la densité peut néanmoins exhiber des singularités, des points anguleux par exemple (bien visibles pour $t = T/10$ et $\lambda = 1.5$, un peu au-delà de $x = a$ (voir figure 8)).

En outre, la variation en fonction du temps du courant $j(x, t)$ et de la densité $\rho(x, t)$ (position fixée) présente *a priori* tous les aspects d'une fonction fractale (voir figure 11).

Tous ces résultats, établis à une dimension, restent évidemment valables pour les états sphériques ($l = 0$) d'un puits sphérique dans $\mathbb{R}^3$. Leur observation exige un temps d'expansion très court devant la période T du mouvement. Une application numérique montre que ces effets doivent être observables avec un atome (même l'hydrogène) situé dans un puits nanoscopique (une dizaine d'angströms).

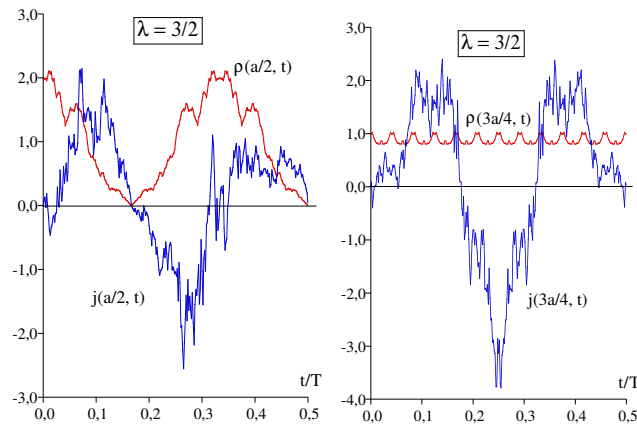


Figure 11: Variations en fonction du temps de la densité et du courant de probabilité à un endroit précis ; à gauche : milieu du puits avant expansion ; à droite : milieu du puits après expansion.

4 Directions de recherches

J'ai participé, en collaboration avec Philémon KOTTIS, à l'encadrement et au jury de thèse de 3^e Cycle de J. ROUHET, *Étude de la cohérence sur le rendement quantique de l'émission d'une assemblée de molécules polyatomiques*, soutenue le 30 avril 1975 à l'Université de Bordeaux-1.

J'ai participé, en collaboration avec Philémon KOTTIS, à l'encadrement et au jury de thèse de 3^e Cycle de Michel ORRIT, *Théorie quantique des propriétés radiatives d'un cristal fini ; application à la réflectivité et à l'émission UV du cristal d'anthracène*, soutenue le 13 novembre 1978 à l'Université de Bordeaux-1 .

Septembre 1989 - février 1992 : direction de la thèse de Marc BARTHÉLEMY, *Étude de quelques marches au hasard dans des milieux aléatoires*, soutenue le 3 février 1992 devant le jury composé de Philippe NOZIÈRES, Bernard DERRIDA, Jean-Philippe BOUCHAUD, Alain COMTET, Jean-Pierre HULIN et Claude ASLANGUL.

Septembre 1999 - janvier 2003 : direction de la thèse de Nicolas MARTZEL, *Équation de Fokker - Planck à N corps : champ moyen et diffusion* ; soutenue le 28 janvier 2003 devant le jury composé de Jean-Philippe BOUCHAUD, Clément SIRE, Alain COMTET, Michel MOREAU, Kiron MALLIK et Cl. ASLANGUL.

5 Participation à des congrès

Colloque International du C.N.R.S. n° 191 (Paris, 1969)

Colloque International du C.N.R.S. n° 195 (Menton, 1970)

6th Molecular Crystal Symposium (Schloss-Elmau, 1973)

1er Congrès International de Chimie Quantique (Menton, 1973)

1975 International Conference on Luminescence (Tokyo, 1975)

7th Molecular Crystal Symposium (Nikko, 1975) [11]

9th Molecular Crystal Symposium (Mittelberg, 1980) [19]

Cinquièmes Rencontres de Physique Statistique , Paris, 1985

CECAM Workshop, Orsay, 1985 [31]

Sixièmes Rencontres de Physique Statistique, Paris, 1986

STAT' PHYS' 16 (Boston, 1986) [38]

Congrès de la Société Française de Physique, Strasbourg, 1987 [42]

Huitièmes Rencontres de Physique Statistique (Paris 1988)

Neuvièmes Rencontres de Physique Statistique (Paris 1989)

Dixièmes Rencontres de Physique Statistique (Paris 1990)

XIth Max Born Symposium, “*Anomalous Diffusion : from basis to applications*”, Ladek Zdroj, Pologne, mai 98, (conférence invitée) [76]

Vingt-troisièmes Rencontres de Physique Statistique (Paris 2001)

Invitation aux *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2011) pour une conférence sur le sujet *La Mécanique quantique : pourquoi ? Pour quoi faire ?*, texte disponible sur le site <http://indico.in2p3.fr/conferenceDisplay.py?confId=4988>, et pour un débat avec Étienne Klein sur le thème *De l'équation au réel*.

Vidéos disponibles à :

[ftp://ftp.cea.fr/incoming/y2k01/Rencontres%20%20infinis%20%20Aslangul%20Klein](ftp://ftp cea.fr/incoming/y2k01/Rencontres%20%20infinis%20%20Aslangul%20Klein)

6 Séjours hors du laboratoire permanent

Octobre 1979 - septembre 1980	Détachement au Groupe de Théoriciens de l'Institut Laue-Langevin (Grenoble) sur l'invitation de Philippe NOZIÈRES
Août - septembre 1982	Séjours au Massachusetts Institute of Technology
Septembre 1984, Août 86	sur l'invitation de R.J. SILBEY
Février 1989	Séjour au Centro da Fisica da Materia Condensada (INIC, Lisbonne) sur l'invitation de V. R. VIEIRA
Juin 1990, juin 1992, novembre 1993	Séjours à Institute of Physics of the Charles University (Prague) sur l'invitation de V. CAPEK

Les renvois ^a, ^b, ^c,... après le titre de la publication
indiquent les collaborations précisées en fin de liste.

*

L'exposant [®] signifie que je suis le seul auteur.

Liste des publications

- [1] *Sur l'introduction de la théorie de l'information dans l'étude de la localisabilité des électrons dans les atomes et les molécules*[®], Comptes Rendus Acad. Sci., **272**, 1 (1971)
- [2] *Étude quantitative entre une liaison de covalence et une liaison de coordination : les molécules de borazane et d'amino-borazane*^a, Theoret. Chim. Acta, **23**, 211, 1971
- [3] *Étude de la distribution localisée des électrons dans une molécule contenant à la fois une liaison de covalence et une liaison de coordination établie entre un cœur de bore et un cœur d'azote*^b, Comptes Rendus Acad. Sci., **C275**, 33 (1972)
- [4] *Aspects of the localisability of electrons in atoms and molecules : Loge theory and related methods*^c, Adv. Quant. Chem., **6**, 93, (1972)
- [5] *The Loge theory as a starting point for variational calculations. I. General formalism*^d, Int. J. Quant. Chem., **8**, 499, (1974)
- [6] *Transformation de l'équation de Liouville en une équation du type de Schrödinger*^e, Comptes Rendus Acad. Sci., **B278**, 33, (1974)
- [7] *Spectre d'absorption d'un dimère couplé à un réseau cristallin*^e, Comptes Rendus Acad. Sci., **B278**, 705, (1974)
- [8] *Localisation de l'énergie à l'instant initial. Définition d'une densité d'énergie et étude de l'évolution temporelle du paquet d'énergie dans un dimère couplé à un réseau*^e, Comptes Rendus Acad. Sci., **B278**, 735, (1974)
- [9] *Spectre optique d'absorption d'un agrégat parallèle ou alterné*^e, Comptes Rendus Acad. Sci., **B279**, 523, (1974)
- [10] *Density-operator description of excitons in molecular aggregates : Optical absorption and motion. I. The dimer problem*^e, Phys. Rev., **B10**, 4364 (1974)
- [11] *Density operator description of 1-D excitons*^e, Proceedings of the 7th Molecular Crystal Symposium (Nikko, 1975)
- [12] *Density operator description of excitons in molecular aggregates : II. Optical line shape, selection rules of one-dimensional excitons and excitation localization in finite molecular chains*^e, Phys. Rev., **B13**, 5544 (1974)
- [13] *Electronic collective excitations in molecular one-dimensional systems. I. Optical response, localization and motion of excitons*^f, In *Localization and delocalization in Quantum Chemistry*, p. 209 (D. Reidel, 1976)

- [14] *Electronic collective excitations in one-dimensional molecular systems. II. Motional effects and EPR response of linear triplet excitons*^e, In *Localization and delocalization in Quantum Chemistry*, p. 239 (D. Reidel, 1976)
- [15] *Description par l'opérateur densité du mouvement statistique de l'exciton électronique dans une assemblée d'agrégats moléculaires orientés dans une matrice cristalline non résonnante*^e, J. de Phys., **38**, L409 (1977)
- [16] *Description par l'opérateur densité de la réponse optique d'un état excitonique d'une double chaîne orientée dans une matrice non résonnante*^e, J. de Phys., **38**, L413 (1977)
- [17] *Density operator description of excitons in molecular aggregates. III. Excitonic motion in one-dimensional finite chains*^e, Phys. Rev., **B18**, 4462 (1978)
- [18] *Density operator description of excitonic absorption and motion in finite molecular systems*^e, Adv. Chem. Phys., **41**, 321 (1980)
- [19] *Excitonic absorption in a doped one-dimensional organic semi-conductor*^g, Proceedings of the 9th Molecular Crystal Symposium (Mittelberg, 1980)
- [20] *Density operator description of excitons in molecular aggregates. IV. Optical spectra and excitonic motion in two-dimensional finite chains*^e, Phys. Rev., **B24**, 4805 (1981)
- [21] *Quantum mechanical model calculations of radiative properties of a molecular crystal. I. Polaritons and abnormal decay of excitons in one- and two-dimensional systems*^h, Phys. Rev., **B25**, 7263 (1982)
- [22] *Excitons in a 1-D crystal with an electron-hole interaction of variable range and strength*ⁱ, J. de Phys., **44**, 359 (1983)
- [23] *Non-linear spin-density excitations in 1-D polymers*ⁱ, J. de Phys., **44**, 953 (1983)
- [24] *Elasticity versus electron repulsion in 1-D polymers. An attempt to determine the ground state*ⁱ, Phys. Lett., **96A**, 247 (1983)
- [25] *Continuum Hartree-Fock scheme for 1-D polymers*ⁱ, J. de Phys., **45**, 1401 (1984)
- [26] *A Luttinger model for 1-D polymers*ⁱ, J. de Phys., **45**, 1409 (1984)
- [27] *On the ground state of polyacetylene*ⁱ, Phys. Lett., **105A**, 477 (1984)
- [28] *Time-behaviour of the correlation functions in a simple dissipative quantum model*^j, J. Stat. Phys., **40**, 167 (1985)
- [29] *Bruit quantique et fonctions de corrélation dans un modèle simple*^j, V^{es} Rencontres de Physique Statistique, Paris, (1985)
- [30] *Quantum ohmic dissipation : transition from coherent to incoherent dynamics*^j, Phys. Lett., **110A**, 249 (1985)
- [31] *Quantum Brownian Motion*^j, CECAM Workshop, Orsay (1985)
- [32] *Quantum ohmic dissipation : particle on a one-dimensional periodic lattice*^j, Phys. Lett., **111A**, 175 (1985)

- [33] *A Quantum ohmic dissipation : coherence vs. incoherence and symmetry breaking. A simple dynamical approach*^j, J. de Phys., **46**, 2031 (1985)
- [34] *Dynamique quantique et dissipation ohmique*^j, VI^{es} Rencontres de Physique Statistique, Paris, (1986)
- [35] *A Quantum ohmic dissipation : particle in an asymmetric double-well potential*^j, J. de Phys., **47**, 757 (1986)
- [36] *Spin-boson systems : Equivalence between the dilute-blip and the Born approximations*^j, J. de Phys., **47**, 1657 (1986)
- [37] *Quantum ohmic dissipation : Cross-over between quantum tunnelling and thermally resisted motion in a biased-tight binding lattice*^j, J. de Phys., **47**, 1671 (1986)
- [38] *Quantum Dynamics in the presence of Dissipation*^j, STATPHYS 16, Boston (1986)
- [39] *Quantum brownian motion in a periodic potential : a pedestrian approach*^j, J. de Phys., **48**, 1093 (1987)
- [40] *Quantum dynamics of a free damped particle*^j, J. de Phys., **48**, 1871 (1987)
- [41] *Quantum Dynamics of a dissipative free particle*^j, Phys. Lett., **123A**, 413 (1987)
- [42] *Dynamique d'une particule quantique en présence de dissipation*^j, Congrès de la Société Française de Physique, Strasbourg (1987)
- [43] *Quantum Dynamics of a particle in a bistable potential in the presence of non-ohmic dissipation*^j, Physica A., **149**, 535 (1988)
- [44] *Dissipation quantique : dynamique d'une particule sur un réseau désordonné*^j, VIII^{es} Rencontres de Physique Statistique, Paris (1988)
- [45] *Velocity and diffusion coefficient of a random asymmetric one-dimensional hopping model*^j, J. de Phys., **50**, 899 (1988)
- [46] *Intermediate time dynamics of a particle on a disordered tight-binding lattice : Quantum dissipation versus disorder*^j, Physica A., **159**, 63 (1989)
- [47] *Résultats exacts et propriétés auto-moyennantes pour une marche au hasard sur un réseau aléatoire infini à une dimension*^k IX^{es} Rencontres de Physique Statistique, Paris (1989)
- [48] *Exacts results and self-averaging properties for random-random walks on a one-dimensional infinite lattice*^k, J. Stat. Phys., **55**, 461 (1989)
- [49] *Random walk on a one-dimensional lattice : equivalence between bond-disorder and site-disorder models*^j, Phys. Lett., **A 141**, 172 (1989)
- [50] *Dynamical exponents for one-dimensional directed random-random walks*^j, J. Stat. Phys., **59**, 11, (1990)
- [51] *Microscopic dynamical exponents for random-random walk on a one-dimensional lattice with quenched disorder*^l, J. Stat. Phys., **61**, 403, (1990)

- [52] *Exposants dynamiques pour une marche au hasard dirigée sur un réseau désordonné*¹, *X^{es} Rencontres de Physique Statistique*, Paris (1990)
- [53] *Random walk in a one-dimensional random medium*¹, *Physica A*, **164**, 52, (1990)
- [54] *Quantum dissipation on a disordered lattice : a simple tight-binding approach*, *Adriatico Research Conference : Quantum Fluctuations in Mesoscopic and Macroscopic Systems*^j, (Trieste, 1990)
- [55] *Dynamical properties of a random walk in a one-dimensional random medium*¹, *Physica A*, **171**, 47, (1991)
- [56] *One-dimensional random motion in a biased random medium : random potential versus random force*^j, *Physica A*, **174**, 272, (1991)
- [57] *Random walks on biased Bethe Lattices*¹, *Europhys. Let.*, **15**, 251, (1991)
- [58] *Dynamical exponents for one-dimensional random-random directed walks*, *Nato Advanced Institute. Large-scale Molecular Systems : Quantum and Stochastic Aspects. Beyond the Simple Molecular Picture*¹
- [59] *Random walk on a disordered directed Bethe Lattice*¹, *J. Stat. Phys.*, **65**, 695, (1991)
- [60] *Two-dimensional Random-random Walks : Dynamical Exponents in a Quenched Directed Model*¹, *J. Stat. Phys.*, **65**, 673, (1991)
- [61] *Random-random Walk on an asymmetric chain with a trapping attractive center*^m, *J. Stat. Phys.*, **69**, 17, (1992)
- [62] *Dynamical properties of a random walk in a one-dimensional random medium*ⁿ, *Physica A*, **184**, 47, (1992)
- [63] *Dynamics of excitation in systems with a randomly modulated decay channel*ⁿ, *Physica A*, **184**, 143, (1992)
- [64] *Random-random Walks : Stability of Dynamical Phases against Exponential Correlations in a Quenched Directed Model*ⁿ, *Europhys. Let.*, **19**, 347, (1992)
- [65] *Directed Random Walks with Spatially Correlated Random Transfer Rates*ⁿ, *Phys. Rev. E*, **47**, 1610, (1993)
- [66] *Analytical study of a model of diffusion on a random comblike structure*ⁿ, *Physica A*, **203**, 533, (1994)
- [67] *Diffusion on a Random Comb : Distribution Function of the Survival Probability*^o, *J. Stat. Phys.*, **78**, 1403, (1995)
- [68] *δ well with a reflecting barrier*[®], *Am. J. Phys.*, **63**, 935, (1995)
- [69] *Multiplicative Random Random Walks*[®], *Physica A*, **215**, 495, (1995)
- [70] *Sudden Expansion or Squeezing of a Harmonic Oscillator*[®], *Am. J. Phys.*, **63**, 1021, (1995)
- [71] *A Simple Example of Anomalous Diffusion*[®], *Physica A*, **226**, 152, (1996)

- [72] *Analytical Study of an Asymmetric 1d Statistical Model for Chemical Reactions*[®], Physica A, **231**, 687, (1996)
- [73] *Triplet exciton generation, transport and relaxation in isolated polydiacetylene chains : subpicosecond pump-probe experiments*[®], Chem. Phys., **227**, 86, (1998)
- [74] *Classical diffusion of N repulsive particles in one dimension : General results and asymptotic laws*[®], Europhys. Let., **44**, 284, (1998)
- [75] *Mutual annihilation of two diffusing particles in one- and two-dimensional lattices*[®], J. Stat. Phys., **94**, 219, (1999)
- [76] *Classical diffusion in presence of geometrical constraints and/or interactions*[®], dans *Anomalous Diffusion : From Basis to Applications*, p. 326, R. Kutner, A. Pekalski et K. Sznajd-Weron éditeurs, Lecture Notes in Physics, vol. 519, (Springer, 1999)
- [77] *Diffusion of two repulsive particles in a one-dimensional lattice*[®], J. Phys. A, **32**, 3993, (1999)
- [78] *Single-file Diffusion with Random Diffusion Constants*[®], J. Phys. A, **33**, 851, (2000)
- [79] *Effect of a forbidden site on a d -dimensional lattice random walk*[®], J. Phys. A, **33**, 851, (2001)
- [80] *Mean-Field Treatment of the Many-Body Fokker - Planck Equation*[®], J. Phys. A, **34**, 11225, (2001)
- [81] *Classical diffusion of interacting particles*[®], *Recent Research Developments in Statistical Physics*, **3**, 55/80 (2003) (Transworld Research Network, Kerala)
- [82] *Quantum Dynamics of a Particle with a Spin-dependent Velocity*[®], quant-ph/0406057, J. Phys. A, **38**, 1, (2005)
- [83] *Entanglement dynamics in the Lipkin-Meshkov-Glick model*[®], Phys. Rev. A, **70**, 062304, (2004) (cond-mat/0406481)
- [84] *Mécanique Quantique. I : Fondements et premières applications*[®], 680 pages (De Boeck, septembre 2007).
- [85] Recueil des corrigés des problèmes du tome I[®] (400 pages), extrait disponible en ligne à : <http://universite.deboeck.com/>
- [86] *Surprises in the suddenly expanded infinite well*[®], J. Phys. A, **41**, 075301, (2008) (quant-ph/07091101)
- [87] *Mécanique Quantique. II : Développements et applications à basse énergie*[®], 950 pages (De Boeck, octobre 2008).
- [88] Recueil des corrigés des problèmes du tome II[®] (800 pages), extrait disponible en ligne à : <http://universite.deboeck.com/>.
- [89] *Mécanique Quantique. III : Corrigés détaillés et commentés des exercices et problèmes*[®], 1250 pages (De Boeck, octobre 2009).
- [90] *Memento de Mécanique quantique*[®], 140 pages (De Boeck, février 2010).

- [91] “*La Mécanique quantique : pourquoi ? Pour quoi faire ?*”, conférence invitée[®], *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2011) ; texte disponible sur le site : <http://indico.in2p3.fr/conferenceDisplay.py?confId=4988>,
- [92] Débat avec Étienne Klein sur le thème “*De l’équation au réel*”. (Vidéos disponibles à : <ftp://ftp.cea.fr/incoming/y2k01/Rencontres%20%20infinis%20%20Aslangul%20Klein>)
- [93] *Des mathématiques pour les sciences – Concepts, méthodes et techniques pour la modélisation*[®], 1280 pages (De Boeck, septembre 2011).
- [94] *Mécanique Quantique. II : Développements et applications à basse énergie*[®], 2^e édition revue et augmentée, 990 pages (De Boeck, février 2012).
- [95] “*Le fait quantique : une théorie bien singulière pour un monde à part*”, conférence invitée[®], *Journées Jeunes Chercheurs*, Université de Tunis, 2 mai 2012.
- [96] “*À propos de l’effet Zénon quantique*”, conférence invitée[®], *Journées Jeunes Chercheurs*, Université de Tunis, 4 mai 2012.
- [97] “*La Mécanique quantique : pourquoi ? Pour quoi faire ?*”, conférence invitée[®], *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2012) ; texte[®] disponible sur le site : <https://indico.in2p3.fr/internalPage.py?pageId=2&confId=6147>,
- [98] Débat avec Étienne Klein sur le thème “*La notion de causalité*”, *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2012).
- [99] Dans le cadre du *Mois de la Science du Conseil Général des Hauts-de-Seine*, sous la houlette de Bruno Rougier, débat avec Jean Dhombres sur le thème “*Les mathématiques*”, Sceaux (février 2013).
- [100] *Des mathématiques pour les sciences – Corrigés détaillés et commentés des exercices et problèmes*[®], 952 pages (De Boeck, août 2013).
- [101] “*La Mécanique quantique : pourquoi ? Pour quoi faire ?*”, conférence invitée[®], *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2013) ; texte disponible sur le site : <https://indico.in2p3.fr/conferenceDisplay.py?confId=7293>,
- [102] Débat avec Étienne Klein sur le thème “*La notion de localité*”, *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2013) ; texte[®] disponible sur le site : <https://indico.in2p3.fr/event/7293/material/slides/58>
- [103] *Comment on “Coherence and Uncertainty in Nanostructured Organic Photovoltaics”^s*, J. Phys. Chem. A, **2014**. DOI : 10.1021/jp412052z
- [104] “*La Mécanique quantique : pourquoi ? Pour quoi faire ?*”, conférence invitée[®], *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2014) ; texte disponible sur le site : <https://indico.in2p3.fr/event/8994/page/3>
- [105] Débat avec Étienne Klein sur le thème “*De l’importance de se tromper*”, *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2014). Texte[®] disponible sur le site : <https://indico.in2p3.fr/event/8994/material/slides/65>

- [106] “*La Théorie quantique*”, conférence invitée[®], Lycée Louis-le-Grand, Paris (décembre 2014) ; texte disponible à :
http://labophysique.louislegrand.org/documents/conférences/Mécanique quantique_01.pdf.
- [107] “*Construction de la Mécanique quantique*”, conférence invitée[®], Lycée Louis-le-Grand, Paris (décembre 2014) ; texte disponible à :
http://http://labophysique.louislegrand.org/documents/conférences/Mécanique quantique/Mécanique quantique_02.pdf.
- [108] “*Applications de la Théorie quantique*”, conférence invitée[®], Lycée Louis-le-Grand, Paris (décembre 2014) ; texte disponible à :
http://http://labophysique.louislegrand.org/documents/conférences/Mécanique quantique/Mécanique quantique_03.pdf.
- [109] *Des mathématiques pour les sciences – Corrigés détaillés et commentés des exercices et problèmes*[®], 2^e édition revue et augmentée, 960 pages (De Boeck, 2015).
- [110] “*Introduction à la Théorie quantique*”, conférence invitée[®], Lycée Henri IV, Paris (février 2015).
- [111] *Mécanique Quantique. II : Développements et applications à basse énergie*[®], 3^e édition revue et augmentée, 1002 pages (De Boeck, mars 2015).
- [112] *Mécanique Quantique. III : Corrigés détaillés et commentés des exercices et problèmes*[®], 2^e édition revue et augmentée, 1389 pages (De Boeck, novembre 2015).
- [113] “*La Mécanique quantique : pourquoi ? Pour quoi faire ?*”, conférence invitée[®], *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2015) ; texte disponible sur le site :
<https://indico.in2p3.fr/event/10362/page/3>.
- [114] Débat avec Étienne Klein sur le thème “*Versatilité du temps physique à l’époque moderne*”, *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2015). Texte disponible sur le site :
<https://indico.in2p3.fr/event/10362/page/3>
- [115] “*Comment introduire la Mécanique quantique en Terminale ?*”, conférence invitée[®], *e2 φ 2015*, Montpellier (août 2015) ; texte disponible sur le site :
<http://e2phy.in2p3.fr/media.php>.
- [116] *Mécanique Quantique. I : Fondements et premières applications*[®], 2^e édition revue et augmentée, 740 pages (De Boeck, mars 2016).
- [117] *Des mathématiques pour les sciences 1 – Concepts, méthodes et techniques pour la modélisation*[®], 2^e édition, 1310 pages (De Boeck, 2016).
- [118] “*Théorie quantique et médecine : le point de vue d’un physicien*”, conférence invitée[®], *Congrès international GETCOP*, Nancy (mai 2016). Article paru dans *Hegel*, **6**(2), 130 (2016), disponible à <http://documents.irevues.inist.fr/handle/2042/60007> (voir aussi <http://documents.irevues.inist.fr/handle/2042/58970>)
- [119] “*La Mécanique quantique : pourquoi ? Pour quoi faire ?*”, conférence invitée[®], *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2016) ; texte disponible sur le site :
<https://indico.in2p3.fr/event/12114/page/3>.

- [120] Débat avec Étienne Klein sur le thème “*Sur le réductionnisme en physique*”, *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2016). Texte disponible sur le site :
<https://indico.in2p3.fr/event/12114/material/slides/51>
- [121] “*A method for solving gyroscopic equations with operators*”[®]
<https://arxiv.org/pdf/1704.01063>
- [122] “*Introduction à la Théorie quantique*”, conférence invitée[®], Lycée Henri IV, Paris (mai 2015).
- [123] “*La Mécanique quantique : pourquoi ? Pour quoi faire ?*”, conférence invitée[®], *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2017) ; texte disponible sur le site :
<https://?????????????>.
- [124] “*Quelques illustrations de la théorie quantique*”, conférence invitée[®], *Rencontres de Physique*, Orsay (juillet 2017) ; texte disponible sur le site :
<https://?????????????>.
- [125] *Des mathématiques pour les sciences – Corrigés détaillés et commentés des exercices et problèmes*[®], 3^e édition revue et augmentée, ????? pages (De Boeck, 2017).

En collaboration avec :

- ^a Alain VEILLARD, Raymond DAUDEL et François GALLAIS
^b Raymond DAUDEL, François GALLAIS et Alain VEILLARD
^c Raymond CONSTANCIEL, Raymond DAUDEL et Philémon KOTTIS
^d Raymond CONSTANCIEL, Raymond DAUDEL et Liliane ESNAULT
^e Philémon KOTTIS
^f Philémon KOTTIS et Jean-Pierre LEMAISTRE
^g Michel SCHOTT
^h Michel ORRIT et Philémon KOTTIS
ⁱ Daniel SAINT-JAMES
^j Noëlle POTTIER et Daniel SAINT-JAMES
^k Jean-Philippe BOUCHAUD, Antoine GEORGES, Noëlle POTTIER et Daniel SAINT-JAMES
^l Marc BARTHÉLEMY, Noëlle POTTIER et Daniel SAINT-JAMES
^m Petr CHVOSTA, Noëlle POTTIER, L. SKALA et Daniel SAINT-JAMES
ⁿ Petr CHVOSTA, Noëlle POTTIER et Daniel SAINT-JAMES
^o Petr CHVOSTA
^p Bret KRAABEL, Danièle HULIN, Claudette LAPERSONNE-MEYER et Michel SCHOTT
^q Nicolas MARTZEL
^r Julien VIDAL et Guillaume PALACIOS
^s Michel SCHOTT