



QuinteSciences

Physique de la matière condensée

Des atomes froids aux supraconducteurs à haute température critique

Michel Héritier

Préface par Jacques Friedel

edp sciences

Physique de la Matière Condensée

Des atomes froids aux supraconducteurs
à haute température critique

Michel Héritier

Cet ouvrage a été édité avec le concours du Triangle de la Physique.

Imprimé en France

ISBN : 978-2-7598-0810-6

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés, réservés pour tous pays. La loi du 11 mars 1957 n'autorisant, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41, d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective », et d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation intégrale, ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (alinéa 1^{er} de l'article 40). Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du code pénal.

© EDP Sciences 2013

Table des matières

Préface	ix
Préambule	xv
Système d'unités de Gauss	xxiii
Chapitre 1 • Modèle d'Ising à une et deux dimensions	1
1.1 Introduction.....	1
1.1.1 Systèmes magnétiques anisotropes.....	2
1.1.2 « Gaz sur réseau ».....	3
1.1.3 Modèle d'alliages binaires	4
1.2 Le modèle d'Ising à une dimension, cas des forces à courte portée.....	4
1.2.1 Fonction de partition	5
1.2.2 Matrice de transfert.....	7
1.2.3 Fonctions de corrélations	9
1.2.4 Absence de transition de phase à une dimension	13
1.2.5 Interactions à longue portée.....	16

1.3 Le modèle d'Ising à deux dimensions.....	18
1.3.1 Matrice de transfert.....	18
1.3.2 Existence d'une transition de phase - méthode de Peierls	19
1.3.3 Dualité	23
1.3.4 Quelques résultats sur Ising 2D.....	32
1.3.5 Quelques caractéristiques de la transition.....	33
Chapitre 2 • Transitions de phases - Généralités.....	37
2.1 Généralités.....	37
2.1.1 Introduction.....	37
2.1.2 Classification des transitions de phase	40
2.1.3 Le modèle de Landau.....	48
2.2 Notion de symétrie brisée.....	51
2.2.1 Qu'est-ce que la symétrie brisée ?	51
2.2.2 Origine des brisures de symétrie.....	52
2.2.3 Propriétés liées aux brisures de symétrie	61
2.3 Modèle de Landau – Recherche des paramètres d'ordre	68
2.3.1 Introduction.....	68
2.3.2 Exemple simple	70
2.3.3 Cas général	73
2.4 Modèle de Landau – Ordre des transitions.....	75
Chapitre 3 • Approximations de champ moyen.....	81
3.1 Méthodes variationnelles.....	81
3.1.1 Les théorèmes variationnels.....	82
3.1.2 Méthode de Bragg et Williams – Champ moléculaire.....	85
3.2 Théorie thermodynamique de Landau.....	94
3.2.1 Principes généraux	94
3.2.2 Approximation du col	94
3.3 Théorie d'Ornstein-Zernike – Approximation gaussienne.....	102
3.3.1 Modèle gaussien	103
3.3.2 Fonction de corrélation	104
3.3.3 Longueur de corrélation	106
3.3.4 Susceptibilité relative au paramètre d'ordre.....	107
3.3.5 Validité de l'approche – Critère de Ginzburg.....	108
3.3.6 Dimensionnalités critiques.....	111
Chapitre 4 • Phénomènes critiques	113
4.1 Généralités.....	113
4.1.1 Comportement critique	113
4.1.2 Exposants critiques.....	115
4.1.3 Universalité.....	116
4.2 Lois d'échelles – Hypothèse d'homogénéité	124
4.3 Introduction au groupe de renormalisation.....	131
4.3.1 Le groupe de renormalisation.....	133

4.3.2	Point fixe – Champs pertinents	136
4.3.3	Surface critique – Bassin d'attraction	138
4.3.4	Exposants critiques.....	139
4.4	Exemple du modèle gaussien.....	141
4.4.1	Le modèle.....	141
4.4.2	La transformation du groupe de renormalisation	142
4.4.3	Les points fixes.....	143
4.4.4	Les exposants critiques	144
4.5	Au-delà du modèle gaussien.....	145
4.5.1	Introduction.....	145
4.5.2	Le modèle.....	146
4.5.3	Point fixe gaussien	147
4.5.4	Point fixe non gaussien.....	152
Chapitre 5 • Les transitions de Kosterlitz-Thouless.....		159
5.1	Introduction.....	159
5.1.1	Un type original de transition de phase.....	160
5.1.2	La notion d'ordre à grande distance.....	160
5.1.3	Le rôle des modes de Goldstone.....	161
5.1.4	Le rôle des défauts topologiques.....	162
5.2	Le modèle X-Y.....	162
5.2.1	L'énergie libre élastique	163
5.2.2	Les fluctuations	165
5.2.3	Le quasi ordre à longue distance.....	168
5.3	Les défauts topologiques.....	171
5.3.1	Introduction.....	171
5.3.2	Définitions.....	171
5.3.3	Configurations de vortex	176
5.3.4	Énergies de vortex.....	179
5.3.5	Interaction entre vortex	182
5.4	Transition de Kosterlitz-Thouless.....	185
5.4.1	Modèle de Villain – Gaz de Coulomb	185
5.4.2	Effet d'écran.....	188
5.4.3	Renormalisation.....	190
5.4.4	Propriétés de la transition	196
5.5	Exemples	197
5.5.1	Films superfluides	198
5.5.2	Fusion bidimensionnelle.....	200
Chapitre 6 • Le gaz d'électrons.....		209
6.1	Introduction.....	209
6.2	Gaz quantique – Premières approches et difficultés.....	210
6.2.1	Particule sans interaction – Trou d'échange.....	210
6.2.2	Méthodes de Hartree et Hartree Fock.....	213
6.2.3	Énergie totale – Calcul en perturbations.....	221

6.3	Méthode de la RPA	227
6.3.1	Méthode RPA – Plasmons	228
6.3.2	Constante diélectrique	241
6.3.3	Application : Cas statique – Écran.....	246
6.3.4	Énergie de l'état fondamental.....	250
6.4	Modèle du jellium	253
6.4.1	Généralités – Constante diélectrique	256
6.4.2	Modes propres d'oscillations	258
6.5	Instabilités de Peierls	265
6.5.1	État fondamental à température nulle	265
6.5.2	Température finie.....	270
6.5.3	Observations expérimentales.....	274
Chapitre 7 • Théorie de Landau des liquides de Fermi.....		281
7.1	Introduction.....	281
7.2	Principe d'exclusion et diffusion électron-électron près du niveau de Fermi	282
7.3	Les quasiparticules	284
7.3.1	Gaz parfait et Liquide de Fermi dégénéré.....	284
7.3.2	La notion de quasiparticule.....	287
7.3.3	Surface de Fermi des quasiparticules	293
7.3.4	Énergie des quasiparticules.....	295
7.4	Interaction entre quasiparticules.....	297
7.4.1	Fonctionnelle de l'énergie libre.....	297
7.4.2	Énergie locale d'une quasiparticule	299
7.4.3	Distribution d'équilibre de quasiparticules à température finie...	301
7.5	Propriétés d'équilibre	302
7.5.1	Chaleur spécifique	303
7.5.2	Susceptibilité de spin.....	304
7.5.3	Compressibilité et vitesse du son	305
7.6	Propriétés hors d'équilibre	306
7.7	Application à ${}^3\text{He}$ liquide	308
7.8	Conclusion	313
Chapitre 8 • Au-delà du liquide de Fermi.....		317
8.1	Localisation par les corrélations électroniques.....	317
8.1.1	Transition de Wigner-Mott : généralités	318
8.1.2	Le traitement de Hubbard	321
8.1.3	L'approximation variationnelle de Gutzwiller.....	324
8.1.4	La théorie de champ moyen dynamique.....	334
8.2	Conducteurs unidimensionnels.....	338
8.2.1	Introduction.....	338
8.2.2	Modèle de conducteur unidimensionnel.....	341

8.2.3	Le traitement de champ moyen.....	346
8.2.4	Renormalisation à une dimension.....	351
8.3	Fermions corrélés à une dimension	362
8.3.1	Introduction.....	362
8.3.2	Bosonisation et liquide de Luttinger	362
8.3.3	Conclusions	366
Chapitre 9	• Introduction au magnétisme localisé.....	369
9.1	Introduction – Énergie d'échange	369
9.1.1	Atomes et ions magnétiques.....	370
9.1.2	Mécanismes d'échange.....	371
9.2	État d'équilibre stable – État fondamental	372
9.2.1	État d'équilibre stable de spins classiques – Structures magnétiques	373
9.2.2	État fondamental pour des spins quantiques	375
9.3	Champ moléculaire à température finie.....	377
9.3.1	Méthode du champ moléculaire statique – Cas uniforme.....	377
9.3.2	Champ moléculaire non uniforme.....	380
9.3.3	Structures magnétiques.....	382
9.3.4	Couplages moments magnétiques – Réseau	387
9.3.5	Parois et domaines.....	391
9.4	Ondes de spin et magnons	394
9.4.1	Ondes de spin dans un cristal ferromagnétique	394
9.4.2	Magnons.....	396
Chapitre 10	• Le magnétisme itinérant.....	401
10.1	Introduction au magnétisme itinérant.....	401
10.2	La théorie de Stoner.....	408
10.3	Ondes de Densité de Spin	415
10.3.1	Critère d'instabilité	415
10.3.2	Théorie de la phase ordonnée	420
10.3.3	Onde de Densité de Charge.....	429
10.3.4	Conduction de Fröhlich	432
10.3.5	Ondes de Densité de Spin induites par un champ magnétique	436
10.4	Magnons.....	448
10.4.1	Excitations collectives	449
10.4.2	Mode de Goldstone	452
Chapitre 11	• Supraconductivité conventionnelle	457
11.1	Principaux faits expérimentaux	457
11.1.1	Conductivité infinie	461
11.1.2	Effet Meissner	461
11.1.3	Courants persistants et quantification du flux	464
11.1.4	Chaleur spécifique	464
11.1.5	Gap d'énergie.....	465

11.1.6	Effets Josephson.....	468
11.1.7	Effet isotopique	469
11.2	Théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau	469
11.2.1	Les équations de Ginzburg-Landau	469
11.2.2	Solutions dans des cas simples – Longueurs caractéristiques.....	473
11.2.3	Quantification du fluxoïde.....	478
11.2.4	Les deux types de supraconducteurs.....	479
11.3	La théorie de Bardeen-Cooper-Schrieffer	491
11.3.1	Introduction.....	491
11.3.2	L'appariement des électrons – Les paires de Cooper	497
11.3.3	Fondamental supraconducteur : méthode variationnelle	502
11.3.4	Fondamental supraconducteur : transformation de Bogoliubov	513
11.3.5	Supraconducteur à température finie.....	520
11.3.6	Quelques effets quantiques importants dans les supraconducteurs	536
Chapitre 12 • Les supraconducteurs non conventionnels		543
12.1	Introduction.....	543
12.2	Le « paradigme » de la supraconductivité « conventionnelle »	544
12.2.1	L'ordre supraconducteur	544
12.2.2	Les points essentiels de la théorie BCS de la supraconductivité conventionnelle	545
12.3	Les supraconducteurs « non conventionnels ».....	547
12.3.1	Les cuprates	548
12.3.2	Les conducteurs et supraconducteurs organiques	561
12.3.3	Les fermions lourds.....	570
12.3.4	Les pnictures.....	574
Chapitre 13 • Exemples d'analogies élaborées par de Gennes		583
13.1	Le parcours scientifique de Pierre-Gilles de Gennes.....	583
13.2	Trois exemples d'analogies développées par P-G. de Gennes.....	585
13.2.1	Les analogies entre transitions de phase des supraconducteurs et celles des cristaux liquides.....	586
13.2.2	Physique et physico-chimie des polymères – La découverte $n = 0$	592
13.2.3	La percolation : un concept unificateur	594
Chapitre 14 • Physique des atomes froids et physique de la matière condensée		597
14.1	Introduction.....	597
14.2	La physique de Fermi-Hubbard décrivant des atomes dans un réseau optique.....	598
14.3	Gaz quantiques atomiques	600

14.4 Atomes dans les réseaux optiques.....	601
14.5 Le modèle de Fermi-Hubbard dans un piège atomique.....	602
14.6 Physique à N corps avec des interaction attractives ou répulsives	604
14.7 Limitations de la description de Fermi-Hubbard.....	606
14.8 Résonances de Feshbach	607
14.9 Perspectives	608

Vj ku' r ci g' k p v g p v k p c m (' i g h ' d r e p m

Préface

La matière condensée, solide ou liquide, se caractérise par la multiplicité de ses constituants – atomes et électrons – en contact proche les uns des autres sur des distances macroscopiques, où la mécanique quantique joue un rôle primordial. Des approches très simplifiées permettent d’aborder leur étude en termes d’un gaz d’électrons circulant dans une structure ionique qui écranterait leurs charges dans les métaux, complétant ainsi une description en termes d’atomes à liaisons ioniques ou covalentes dans les isolants et les semi-conducteurs. Mais il est clair que l’analyse détaillée des nombreux changements de phase observés, outre la fusion, met en jeu une description plus fine des structures de leurs excitations, notamment celles mettant en jeu le magnétisme et la conductibilité électrique et pas seulement la structure atomique des phases. C’est l’objet de ce livre de présenter les bases théoriques de tels phénomènes.

Michel Héritier me semble particulièrement qualifié pour présenter une description assez complète des progrès obtenus depuis un demi-siècle dans ce domaine, sans cacher les divergences encore non résolues dans certains domaines, mais présentée d’une façon graduelle, et assez élémentaire au départ pour être comprise par des étudiants en fin d’études universitaires.

Avec toute sa carrière au Laboratoire de Physique des Solides d’Orsay, Michel Héritier a travaillé au contact d’un groupe de théoriciens inventifs comme lui, qui ont su collaborer avec de multiples groupes expérimentaux, à Orsay comme dans d’autres laboratoires français et étrangers, dans l’analyse des changements de phase en matière

condensée. Il a, par exemple, développé avec Pascal Lederer et Gilles Montambaux une analyse originale de la structure de l'Hélium ; il a aussi largement collaboré, avec ses chercheurs, aux développements des conducteurs organiques, dont la supraconductivité a été découverte et étudiée par Denis Jérôme et son groupe et dont la structure atomique a été étudiée en parallèle par Robert Comès et Jean Paul Pouget.

Avec P. Lederer et G. Montambaux, puis D. Poilblanc, il a notamment étudié la création d'ondes de densité de spin successives sous champ magnétique croissant dans les conducteurs quasibidimensionnels. Ainsi, dans les composés de Bechgaard (TMTSF)₂X, comme dans les (BEDT TTF)₂X, les surfaces de Fermi des porteurs sont assez proches des limites de zone de Brillouin pour permettre une analyse complète et très originale de ce phénomène, qui peut être aussi interprété qualitativement par la déviation des porteurs sous champ magnétique. Ces travaux sont présentés en détail aux chapitres 8 et 10. Ils ont stimulé l'intérêt général de Michel Héritier pour les fluctuations antiferromagnétiques qui se rencontrent dans les supraconducteurs organiques, mais aussi dans les cuprates et d'autres supraconducteurs à hautes températures critiques développés plus récemment. Il a notamment participé à l'analyse du rôle possible de ces fluctuations antiferromagnétiques dans le couplage des porteurs de charge, initialement proposé par C. Bourbonnais pour les conducteurs organiques.

Par ailleurs, après avoir suivi lui-même le DEA de Physique des Solides créé en 1956 par André Guinier (cristallographe qui allait veiller au développement du Campus d'Orsay comme son vice Doyen à partir de sa venue en 1959), Pierre Aigrain (spécialiste des semi-conducteurs à l'ENS d'Ulm) et moi-même (pour les structures électroniques), Michel Héritier a finalement dirigé le Laboratoire de Physique des Solides, et aussi le DEA de Physique des Solides, à une période, après les années 80, de fortes évolutions tant dans les recherches du laboratoire, plus ouvert à la matière molle, que dans l'enseignement universitaire qui cherchait alors l'Européanisation dans les structures LMD, copie assez artificielle du modèle américain. Ayant perdu leur responsabilité vis à vis de leurs anciens étudiants durant leur thèse et notamment les bourses distribuées aux meilleurs et la responsabilité de leur trouver un emploi après thèse, les DEA des années 50 ont été remplacés par des enseignements de Master 2 de cinquième année pour les étudiants futurs doctorants, sans assez souci de leur formation préalable comme de leurs besoins futurs.

Ce livre a, de ce fait, un esprit remarquable : conçu pour des étudiants de bon niveau, il aborde un grand nombre de sujets d'intérêt général, par une approche la plus simple possible pour être comprise par ces étudiants. Assez rapidement, cet enseignement se complique dans certains chapitres, et Michel Héritier en est alors contraint à une description qualitative des points plus complexes, qui lui permet sans doute de transmettre au lecteur certains concepts difficiles et l'envie de les approfondir. Certes, une bonne partie de ce livre se lit sans réelle difficulté ; mais surtout dans les derniers chapitres, il joue un rôle d'analyse plus que de démonstration.

Pour être plus précis, et en suivant les termes du Préambule de ce livre, le problème essentiel est l'étude des corrélations entre les particules – électrons et atomes – mises en jeu. Le rôle des symétries est bien analysé, avec leurs modifications associées aux

changements de phase. Les approximations du modèle de Landau sont clairement exposées, ainsi que les lois d'échelle qu'on peut en tirer, avec, dans ce cadre l'utilisation des perturbations, tant pour l'analyse des corrélations électroniques que pour l'analyse des phénomènes critiques.

Ces points sont illustrés par de nombreux exemples et un sort particulier est fait à la supraconductivité-suprafluidité mais aussi aux contributions majeures apportées par Pierre-Gilles de Gennes dans ces domaines et aux questions posées par l'étude optique des atomes froids en liaison avec la matière condensée.

Mon intérêt spécifique pour certaines questions m'a amené à quelques réflexions. En ce qui concerne par exemple les transitions de Kosterlitz-Thouless des fluides à basses dimensions, mon attention vient de ma longue fréquentation à Orsay avec Bernard Jancovici, l'un des inventeurs du changement de phase à température finie des fluides à deux dimensions. Si les explications du livre sont assez claires et font intervenir, pour les supraconducteurs les tourbillons des mécaniciens (que Michel Héritier habille en vortex anglo-saxons), il me semble dommage de ne pas faire un lien plus étroit avec ce que l'on sait depuis les années 50 sur les dislocations de rotation du vecteur vitesse et la réduction de leur énergie en s'appariant en paires de tourbillons de sens opposés, dont l'énergie se réduit, à grande distance, à celle d'une dislocation de translation ; cette remarque s'étend à la fusion bidimensionnelle de Jancovici, où ce sont des dislocations de translation de sens opposés qui compensent à grandes distances leur énergies de distorsion.

De la même façon, les larges développements qui traitent de la selfconsistence des corrélations électroniques utilisent pour les métaux, une constante diélectrique tirée de l'approximation de Thomas Fermi, qui n'est strictement valable que dans les semi-conducteurs à températures finies : elle conduit en effet à un écrantage exponentiellement décroissant autour d'une charge ionique fixe, alors que les oscillations spatiales à grandes distances jouent un rôle important dans les métaux. Elle vient sans doute de ce que, tant « BCS » dans leurs études de la supraconductivité que Walter Kohn dans son étude des corrélations, étaient fortement imprégnés des approches « Thomas Fermi » valables pour les semi-conducteurs. L'idée même que les interactions des électrons « presque libres » des métaux *sp* avec les ions du réseau peuvent être traitées en perturbation n'est justifiée que par l'analyse de leurs fonctions d'onde en « ondes planes orthogonalisées » aux états électroniques liés aux ions. Cette approche, due à Connors Herring en 1940, a été largement utilisée pour décrire l'ordre local des métaux liquides par John Ziman, mais peut conduire à des effets d'écrantage positifs ou négatifs pour les électrons autour d'ions positifs suivant leur place dans les séries *sp*.

Enfin, tout ce qui concerne les instabilités ferromagnétiques et antiferromagnétiques, la supraconduction au sens de BCS et aussi l'apparition d'ondes de densité de charge et de spin avec leurs analyses par Rudolf Peierls et Herbert Fröhlich sont détaillées avec soin. Il est seulement dommage que leur liaison directe avec l'explication par Nevill Mott et Harvey Jones de la stabilité générale des métaux et des alliages de Hume Rothery ne soit pas mentionnée, ni l'extension qui a suivi aux quasicristaux

ou encore l'extension générale par André Blandin et ses élèves à l'analyse de la stabilité générale des métaux et des alliages sp dans leurs diverses phases et défauts de structure cristalline, par l'addition numérique, à volume constant, d'interactions de paires entre ions atomiques.

Les deux derniers chapitres concluent sur des études plus ponctuelles mais qui ouvrent des voies nouvelles pour le futur et où Michel Héritier nous fait profiter de sa curiosité vis à vis de nouvelles approches.

Je suis moins enthousiaste en ce qui concerne les « nouveaux » supraconducteurs qui se sont développés dans les organiques, puis les cuprates, les fermions lourds, les fullerides, les composés de Fer... D'une part il est évident que tous ne justifient pas de la même approche théorique. Mais, par contre, les organiques, les cuprates, certains au moins des fermions lourds et des nouvelles espèces développées ont des caractéristiques en commun, comme une résistivité en T^2 et un ordre local antiferromagnétique lié à une gamme de température intermédiaire où la résistivité est linéaire en T ; et un « pseudogap » s'observe souvent dans cette gamme de température par un abaissement de la densité d'états au niveau de Fermi mesurée par résonance magnétique. Dès les premières observations d'ordre local antiferromagnétique aux USA dans les premiers composés de Müller et leur variation systématique de longueur d'onde moyenne avec le dopage, il était clair pour Bob Schrieffer comme pour moi, qui partageais alors son bureau, que ces « nouveaux » supraconducteurs avaient des électrons délocalisés et un niveau de Fermi, confirmés plus tard par des mesures ARPES de structure électronique. A mon retour à Orsay, il était alors naturel que Henri Alloul interprète ses mesures de déplacement de Knight en résonance magnétique dans la large gamme de température de fluctuations antiferromagnétiques comme dues à ce que Nevill Mott appelait alors un « pseudogap » en présence d'un ordre atomique local dans les alliages métalliques. C'est ensuite dans les organiques que Claude Bourbonnais a proposé que le couplage supraconducteur soit dû à un couplage des électrons de conduction, responsables d'une résistivité r en T^2 , par l'intermédiaire de ces fluctuations antiferromagnétiques, responsables du comportement linéaire de r en T à plus hautes températures. L'extension des organiques aux cuprates et à certains au moins des autres « nouveaux » supraconducteurs, accompagnée d'une asymétrie assez générale de la bande interdite supraconductrice, incline je pense la majorité des chercheurs vers le rôle éminent des fluctuations antiferromagnétiques, très souvent observées, dans le mécanisme de la supraconductivité. Michel Héritier, qui a participé à la recherche avec Denis Jérôme, en mentionne la possibilité. Je pense que la revue proposée ne devrait pas mentionner sur le même pied d'autres suggestions, bâties sur des expériences souvent trop diverses ou trop hâtives. Michel Héritier n'insiste pas assez, notamment sur ce point, noté d'abord par David Pines, qu'un couplage par excitation électronique tel que celui introduit par Claude Bourbonnais, pouvait conduire à une bande interdite supraconductrice anisotrope.

Ces quelques remarques personnelles n'enlèvent rien à la qualité d'une présentation générale qui met en avant les idées théoriques fondamentales, aussi bien que les détails expérimentaux ou les noms de nombreux participants à cette tâche collective.

Jacques Friedel
Le 12 décembre 2012

Vj k' r ci g' k p v g p v k p c m { ' i g h ' d r e p m

Préambule

À l'origine, cet ouvrage a été conçu, initialement, pour l'enseignement du DEA de Physique des Solides de la Région Parisienne, devenu depuis le M2 de Physique de la Matière Condensée. Le public auquel il était donc destiné, depuis de longues années, était celui d'étudiants ayant acquis une formation universitaire de Physique Fondamentale de type M1, des élèves des ENS, des principales Écoles d'Ingénieurs. Mais aussi, plus généralement, il s'est aussi adressé à tous ceux qui recherchaient une formation de base en Physique de la Matière Condensée et à tous ceux qui voulaient poursuivre des travaux de recherche dans ce domaine de la Physique. Les prérequis ont donc été, avant tout, une bonne formation en Physique Générale de niveau Maîtrise, notamment en Mécanique Quantique et en Physique Statistique.

Depuis ces premiers temps, une évolution du manuscrit a été effectuée. Il s'agissait de passer d'un ouvrage d'enseignement de niveau M2, à une monographie essentiellement destinée à la recherche, recherche qui, il faut toutefois le souligner, n'a jamais été absente du manuscrit. Cependant, le contenu du manuscrit s'en est trouvé, d'une certaine façon, modifié.

Une des originalités essentielles de ce manuscrit, sous sa forme actuelle, tient précisément à la double motivation que l'auteur a voulu lui conserver :

- une motivation liée à la formation, pas seulement des étudiants de Master, mais aussi de tous ceux qui découvrent cette discipline qui couvre un champ important de la Physique ;

– mais aussi une motivation liée de façon importante à la recherche.

Le présent manuscrit expose d'abord, de façon simple et accessible, les concepts de base qui tiennent en rôle important dans la discipline. Nous verrons également, ci-après, les principales thématiques de recherche qui seront abordées, qui se développent et se renouvellent de façon importante, et les principales méthodes exposées dans cet ouvrage.

Le problème à N corps

Pour un physicien, la Matière Condensée se définit par la propriété qu'un très grand nombre de degrés de liberté interagissent entre eux fortement. Il n'est pas possible d'ignorer ces interactions ou de les considérer comme une petite perturbation, comme on pourrait le faire dans les milieux dilués. Pour définir des quantités macroscopiques, comme, par exemple, l'énergie libre, l'entropie ou la chaleur spécifique, il faut, bien sûr, faire appel aux méthodes de la mécanique statistique, mais ceci n'est pas spécifique de la Physique de la Matière Condensée. Ce qui est spécifique, c'est qu'un nombre macroscopique de degrés de liberté sont fortement couplés entre eux. C'est ce qu'on appelle le « problème à N corps ». C'est dans ce problème à N corps que réside la difficulté principale de la Physique de la Matière Condensée, mais aussi sa principale richesse. C'est cette grande richesse qui est à l'origine de la diversité presque infinie et sans cesse renouvelée, des phénomènes étudiés en Physique de la Matière Condensée, notamment grâce aux phénomènes coopératifs produits par les effets des interactions.

Lois de conservation et brisures spontanées de symétrie

Les propriétés de symétrie jouent un rôle essentiel dans toute la Physique. Ceci est sans doute particulièrement vrai en Physique de la Matière Condensée. Il est donc toujours important d'analyser les propriétés de symétrie d'un système. Plus précisément, on doit rechercher s'il existe des opérations de symétrie qui laissent le système invariant. En effet, les propriétés macroscopiques de la Matière Condensée sont gouvernées par des lois de conservation et par des phénomènes de brisures de symétrie. Il s'agit là d'un des concepts les plus importants qui émergent de cette discipline. On sait que les lois de la physique vérifient de très hautes propriétés de symétrie. La matière, à suffisamment haute température se trouve dans un état gazeux et, même à plus haute température, les molécules sont dissociées et les atomes ionisés. Un tel état est clairement compatible avec les symétries de base des équations qui gouvernent cette matière. Cependant, à basse température, il arrive souvent que ce ne soit plus le cas. Fréquemment, l'état de la matière perd spontanément certaines propriétés de symétrie qu'il possédait à plus haute température. Un exemple simple est celui des liquides, qui cristallisent tous, y compris l'Hélium, dans des conditions

expérimentales adéquates de température et de pression. Ils perdent alors la propriété d'invariance par le groupe des translations continues de l'espace, qu'ils vérifiaient dans la phase liquide, alors qu'un solide n'est invariant que dans les opérations de translations discrètes du réseau cristallin. Cette différence dans les propriétés de symétrie du liquide et celle du solide est importante, car elle induit des différences qualitatives spectaculaires du comportement physique : notamment, en même temps que se produit la transition de phase de cristallisation, apparaît le phénomène de rigidité cristalline, spécifique de la phase solide. C'est L.D. Landau qui a souligné l'importance et le caractère très général de ce phénomène, qu'il a dénommé « brisure spontanée de symétrie ». Toute la théorie de Landau des transitions de phase repose sur ce concept.

Théorie de Landau des transitions de phase – Paramètre d'ordre

L.D. Landau a ainsi introduit la notion, très féconde et très importante pour l'étude des transitions de phase, de « paramètre d'ordre ». Si on suppose que la transition se traduit par la perte d'un ou de plusieurs éléments de symétrie, il devient nécessaire, pour caractériser complètement la phase la moins symétrique et pour distinguer les deux phases, de définir un nouveau paramètre physique, nul par raison de symétrie dans la phase désordonnée, non nul dans la phase ordonnée. L'apparition d'une valeur non nulle pour le paramètre d'ordre correspond à une brisure spontanée de symétrie. Dans le cas d'une transition de phase avec brisure de symétrie, nous introduisons donc le paramètre d'ordre indiquant le degré de la brisure de symétrie, qui est aussi, habituellement, le degré d'ordre acquis par le système.

Approximation de champ moyen

Bien entendu, il est en général impossible de résoudre de façon exacte le problème à N corps, si on excepte quelques modèles très simples et très spécifiques, dont les solutions sont désormais bien connues. Il est donc nécessaire, en général, d'introduire des méthodes d'approximation, en ayant soin de bien préciser leur limite de validité, dans les conditions imposées par l'expérience. Nous verrons, tout au long du présent ouvrage, que l'approximation la plus simple, pour traiter ce problème à N corps, consiste à négliger les corrélations entre particules et à les traiter comme indépendantes. Nous verrons que ces méthodes de champ moyen ne sont pas toujours aussi brutales et grossières qu'on pourrait le supposer a priori, mais qu'elles s'avèrent souvent un outil simple et efficace, y compris en Matière Condensée, là où, précisément on s'attend à l'importance des effets des interactions et des corrélations entre les degrés de liberté couplés. La théorie de champ moyen décrit en général de façon correcte les faits qualitatifs de la plupart des transitions de phase.

10. G.B. Partridge, K.E. Strecker, R.I. Kamar, M.W. Jack, R.G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 020404 (2005)
11. D. Jaksch, C. Bruder, J.I. Cirac, C.W. Gardiner, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3108 (1998)
12. M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Hansch, I. Bloch, *Nature* **415**, 39 (2002)
13. F. Gebhard, *The Mott Metal-Insulator Transition* (Springer Verlag, Berlin, 1977)
14. J. Hubbard, *Proc. R. Soc. London A* **276**, 238 (1963)
15. J. Hubbard, *Proc. R. Soc. London A* **277**, 237 (1964)
16. P.W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987)
17. A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth, M.J. Rozenberg, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 13 (1996)
18. W. Hofstetter, J.I. Cirac, P. Zoller, E. Demler, M.D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 220407 (2002)
19. M. Kohl, H. Moritz, T. Stoerle, K. Gunter, T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 080403 (2005)
20. K. Gunter, T. Stoerle, H. Moritz, M. Kohl, T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 180402 (2006)
21. S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, O. Wille, M. Succo, P. Ernst et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 180403 (2006)
22. N. Strohmaier, Y. Takasu, K. Gunter, R. Jordens, M. Kohl et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 220601 (2007)
23. R. Jordens, N. Strohmaier, K. Gunter, H. Moritz, T. Esslinger, *Nature* **455**, 204 (2008)
24. U. Schneider, L. Hackermuller, S. Will, T. Best, I. Bloch et al., *Science* **322**, 1520 (2008)
25. I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885 (2008)
26. M. Lewenstein, S. Sanpera, V. Ahufinger, B. Damski, Sen.U. De AS, *Adv. Phys.* **56**, 243 (2007)
27. D. Jaksch, P. Zoller, *Ann. Phys.* **315**, 52 (2005)
28. O. Morsch, M. Oberthaler, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 179 (2006)
29. S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1215 (2008)
30. W. Ketterle, M.W. Zwierlein, *Making, probing and understanding ultracold Fermi gases*, In Proc. Int. School Phys. "Enrico Fermi" Course CLXIV, ed. M. Inguscio, W. Ketterle, C. Salomon, pp. 95 (IOS Press, Amsterdam, 2008)
31. A.J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 307 (2001)
32. W. Ketterle, D.S. Durfee, D.M. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates* in Proc. Int. School of Phys. "Enrico Fermi" Course CXL, ed. Minguscio, S. Stringari, C. Wieman, p. 67 (IOS Press, Amsterdam, 1999)
33. W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998)
34. C. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998)
35. S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998)
36. B. DeMarco, D.S. Jin DS, *Science* **285**, 1703 (1999)
37. A.G. Truscott, K.E. Strecker, W.I. McAlexander, G.B. Partridge, R.G. Hulet, *Science* **291**, 2570 (2008)
38. F. Schreck, L. Khaykovich, K.L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001)

39. E. Tiesinga, B.J. Verhaar, H.T.C. Stoof HTC, *Phys. Rev. A* **47**, 4114 (1993)
40. C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, E. Tiesinga, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1225 (2010)
41. J.M. McNamara, T. Jelts, A.S. Tychkov, W. Hogervorst, W. Vassen, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 080404 (2006)
42. T. Fukuhara, S. Sugawa, Y. Takasu, Y. Takahashi, *Phys. Rev. A* **79**, 021601(2009)
43. R. Grimm, M. Weidemuller, Y.B. Ovchinnikov, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95 (2000)
44. V.S. Letokhov, *JETP Lett.* **7**, 272 (1968)
45. V.S. Letokhov, V.G. Minogin, *Phys. Lett. A* **61**, 370 (1977)
46. T.W. Hansch, A.L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975)
47. J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989)
48. P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.Y. Courtois, G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3861 (1992)
49. P.S. Jessen, C. Gerz, P. Lett, W. Phillips, S. Rolston et al. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49 (1992)
50. G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J. Courtois, C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249 (1993)
51. A. Hemmerich, T.W. Hansch, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 410 (1993)
52. G. Birkel, M. Gatzke, I.H. Deutsch, S.L. Rolston, W.D. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2823 (1995)
53. M. Weidemuller, A. Hemmerich, A. Gorlitz, T. Esslinger, T. Hansch, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4583 (1995)
54. M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4508 (1996)
55. S.R. Wilkinson, C.F. Bharucha, K.W. Madison, N. Qian, M.G. Raizen, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4512 (1996)
56. B.P. Anderson, M.A. Kasevich, *Science* **282**, 1686 (1998)
57. C. Orzel, A.K. Tuchmann, M.L. Fenselau, M. Yasuda, M.A. Kasevich, *Science* **291**, 2386 (2001)
58. G. Modugno, F. Ferlaino, R. Heidemann, G. Roati, M. Inguscio, *Phys. Rev. A* **68**, 011601R (2003)
59. H. Ott, E. de Mirandes, F. Ferlaino, G. Roati, G. Modugno, M. Inguscio, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 160601 (2004)
60. M.P.A. Fisher, P.B. Weichman, G. Grinstein, D.S. Fisher, *Phys. Rev. B* **40**, 546 (1989)
61. M. Greiner, M. Mandel, T.W. Hansch, I. Bloch, *Nature* **419**, 51 (2002)
62. T. Stoferle, H. Moritz, C. Schori, M. Kohl, T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 130403 (2004)
63. M. Greiner, I. Bloch, O. Mandel, T.W. Hansch, T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 160405 (2001)
64. H. Moritz, T. Stoferle, M. Kohl, T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 250402 (2003)
65. B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling et al. *Nature* **429**, 277 (2004)
66. T. Kinoshita, T. Wenger, D.S. Weiss, *Science* **305**, 1125 (2004)
67. W. Zwerger, *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt.* **5**, S 9 (2003).
68. L. Viverit, C. Menotti, T. Calarco, A. Smerzi, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 110401 (2004)