Table des matières

| 1 | Introduction générale, concepts et outils de base : statistique quan- | | | | |
|---|---|---------|-------------|--|----|
| | tiqu | e et in | teractior | 1 | 1 |
| | 1.1 | Le gaz | z parfait (| de bosons : rappels et mise en bouche | 3 |
| | | 1.1.1 | Dans l'e | ensemble grand-canonique | 4 |
| | | | 1.1.1.1 | Condensation par saturation des modes excités | 5 |
| | | | 1.1.1.2 | Signatures à un corps : profil de densité, fonction g_1 | 8 |
| | | | 1.1.1.3 | Signatures à deux corps : fonction g_2 , fluctuations | |
| | | | | géantes de n_0 , bruit de partition symétrique | 12 |
| | | 1.1.2 | Dans l'e | ensemble canonique puis microcanonique | 14 |
| | | | 1.1.2.1 | Motivation expérimentale | 14 |
| | | | 1.1.2.2 | Élimination du mode du condensat et approxima- | |
| | | | | tion du condensat jamais vide | 15 |
| | | | 1.1.2.3 | Fluctuations canoniques de \hat{N}_0 : premiers moments | |
| | | | | et distribution de probabilité | 16 |
| | | | 1.1.2.4 | Fluctuations microcanoniques de \hat{N}_0 | 20 |
| | 1.2 | Quel | modèle p | our l'interaction | 22 |
| | | 1.2.1 | Le prob | lème de la métastabilité, la solution par l'universa- | |
| | | | lité et la | discrétisation de l'espace | 22 |
| | | 1.2.2 | Ce fil co | onducteur qu'est la matrice T | 27 |
| | | 1.2.3 | La notio | on de longueur de diffusion dans l'onde <i>s</i> | 29 |
| | | | 1.2.3.1 | En dimension trois | 29 |
| | | | 1.2.3.2 | En dimensionalité réduite | 31 |
| | 1.3 | Ampli | itude de | diffusion, matrice <i>T</i> et lien avec les atomes froids | |
| | | pourl | le modèle | e de Wigner-Bethe-Peierls d'une interaction de por- | |
| | | tée ni | ılle | | 32 |
| | | 1.3.1 | En dim | ension trois | 32 |
| | | 1.3.2 | En dim | ensionalité réduite | 37 |
| | | | 1.3.2.1 | Cas $d = 2$ | 37 |
| | | | 1.3.2.2 | Cas $d = 1$ | 41 |
| | 1.4 | L'inte | raction d | e contact la plus simple : le modèle sur réseau | 43 |
| | | 1.4.1 | Dans l'e | espace réel discrétisé | 43 |
| | | 1.4.2 | Dans l'e | espace des impulsions | 45 |

| | | 1.4.3 | Matrice | T , constante de couplage nue et hamiltonien \ldots | 46 |
|---|------|--------|-------------|---|----|
| 2 | Le r | égime | du conde | ensat pur : l'équation de Gross-Pitayevski | 49 |
| | 2.1 | Cas st | ationnai | re | 52 |
| | | 2.1.1 | En dime | ension trois | 52 |
| | | | 2.1.1.1 | Une formulation variationnelle | 52 |
| | | | 2.1.1.2 | Cas $a > 0$ et longueur de relaxation ξ | 53 |
| | | | 2.1.1.3 | Cas $a < 0$ et instabilité par effondrement | 54 |
| | | | 2.1.1.4 | Cas piégé et limite de Thomas-Fermi | 54 |
| | | 2.1.2 | En dime | ension deux | 57 |
| | | | 2.1.2.1 | Une invariance d'échelle critiquable | 57 |
| | | | 2.1.2.2 | Limite de Thomas-Fermi | 59 |
| | | 2.1.3 | En dime | ension un : le soliton brillant | 59 |
| | | | 2.1.3.1 | Analyse critique de la constante de couplage | 61 |
| | | | 2.1.3.2 | Applications : équation d'état, limite de Thomas- | |
| | | | | Fermi, soliton brillant et brisure d'invariance par | |
| | | | | translation | 62 |
| | | | 2.1.3.3 | Ce que nous apprend l'ansatz de Bethe : forte ou | |
| | | | | faible densité, condensat ou pas, soliton quantique, | |
| | | | | chat de Schrödinger, transition liquide-gaz | 64 |
| | | 2.1.4 | Complé | ment : condition de minimisation locale de l'énergie | 69 |
| | 2.2 | Applic | cations : o | condensats stationnaires avec des défauts de phase | 73 |
| | | 2.2.1 | Une équ | ation enrichie par un terme de rotation | 73 |
| | | 2.2.2 | En dime | ension un : soliton gris et seconde branche de Lieb | 76 |
| | | | 2.2.2.1 | Une formulation salvatrice | 76 |
| | | | 2.2.2.2 | Intégrabilité de l'équation de Schrödinger non li- | |
| | | | | néaire | 78 |
| | | | 2.2.2.3 | À la limite thermodynamique | 79 |
| | | | 2.2.2.4 | Obtention de la seconde branche de Lieb par l'éner- | |
| | | | | gie | 80 |
| | | | 2.2.2.5 | Obtention de la seconde branche de Lieb par le | |
| | | | | déphasage | 81 |
| | | | 2.2.2.6 | Et dans le cas attractif? | 83 |
| | | 2.2.3 | En dime | ension deux : condensats piégés tournants avec des | |
| | | | tourbill | ons quantiques | 84 |
| | | | 2.2.3.1 | Une fonction d'essai de Thomas-Fermi avec tour- | |
| | | | | billons | 85 |
| | | | 2.2.3.2 | Énergie moyenne de <i>n</i> tourbillons | 87 |
| | | | 2.2.3.3 | Discussion physique à Ω fixé $\ldots \ldots \ldots \ldots$ | 89 |
| | | | 2.2.3.4 | Discussion physique à L_z fixé pour $n = 1 \dots \dots$ | 92 |
| | | | 2.2.3.5 | Ni des condensats au sens strict ni des superfluides | 93 |
| | | 2.2.4 | En dime | ension trois : le tourbillon à ligne de cœur courbée . | 95 |

| | | 2.2.4.1 | Un raisonnement simple par découpage en tran- | |
|-----|-------|----------|--|-----|
| | | | ches | 95 |
| | | 2.2.4.2 | Des prédictions à l'épreuve du numérique | 97 |
| | | 2.2.4.3 | À moment cinétique L_z fixé | 98 |
| 2.3 | Cas d | épendan | t du temps | 99 |
| | 2.3.1 | Forme of | de l'équation et de ses réductions dimensionnelles . 1 | 101 |
| | 2.3.2 | Les équ | ations hydrodynamiques comme un équivalent de | |
| | | l'approx | ximation de Thomas-Fermi dans le cas dépendant | |
| | | du temj | ps, et comment les résoudre | 102 |
| | | 2.3.2.1 | Obtention par passage en représentation phase- | |
| | | | module | 102 |
| | | 2.3.2.2 | Solution des équations hydrodynamiques 1 | 104 |
| | | 2.3.2.3 | En point de vue de Lagrange 1 | 106 |
| | | 2.3.2.4 | Équations hydrodynamiques linéarisées 1 | 107 |
| | | 2.3.2.5 | Modes propres en l'absence de rotation 1 | 109 |
| | 2.3.3 | Quelqu | es solutions exactes de l'équation de Gross-Pitayev- | |
| | | ski | | 115 |
| | | 2.3.3.1 | Cas 1D : mettre en mouvement le soliton brillant . 1 | 115 |
| | | 2.3.3.2 | Cas 2D : se ramener à un piège de raideur cons- | |
| | | | tante par changement de jauge et d'échelle 1 | 117 |
| | | 2.3.3.3 | Cas général : modifier le mouvement d'ensemble | |
| | | | dans un piège | 121 |
| | 2.3.4 | Applica | tion : élucidation du mécanisme de formation des | |
| | | réseaux | de tourbillons dans l'expérience de l'ENS 1 | 122 |
| | | 2.3.4.1 | La procédure expérimentale de l'ENS et l'échec | |
| | | | des scénarios thermodynamiques 1 | 122 |
| | | 2.3.4.2 | Un nouveau mécanisme en deux temps, résonance | |
| | | | et instabilité dynamique | 125 |
| | | 2.3.4.3 | Une procédure vérificatoire : mise en rotation lente l | 129 |
| | | 2.3.4.4 | Le scénario thermodynamique à la Landau, suite | |
| | | | et fin | 134 |
| | | 2.3.4.5 | Moralité | 136 |
| | | 2.3.4.6 | Complément : solutions stationnaires générales des | |
| | | | équations hydrodynamiques dans un piège har- | |
| | | | monique tournant autour d'un de ses axes propres 1 | 137 |
| | 2.3.5 | Étude d | le la stabilité dynamique 1 | 40 |
| | | 2.3.5.1 | Un calcul très simple 1 | 141 |
| | | 2.3.5.2 | Une obtention plus rigoureuse de $\mathscr{L}(t)$ 1 | 143 |
| | | 2.3.5.3 | Cas indépendant du temps : modes propres nor- | |
| | | | maux et anormaux, transformation de Bogoliou- | |
| | | | bov, stabilité dynamique et thermodynamique 1 | 44 |
| | | 2.3.5.4 | Cas dépendant du temps 1 | 153 |

| l'évolution temporelle1542.4.1Évolution d'un soliton brillant « au repos » |
|---|
| 2.4.1 Évolution d'un soliton brillant « au repos » |
| 2.4.1.1 Par équations de Heisenberg pour le champ quantique 156 2.4.1.2 Par étude linéaire de stabilité pour le champ classique 157 2.4.2 Un mécanisme de brouillage de phase omis par l'équation de Gross-Pitayevski 159 2.4.2.1 Modèle à deux modes 159 2.4.2.2 Champ classique contre champ quantique 160 2.4.2.3 Amélioration du champ classique par ajout d'un bruit de Wigner dans l'état initial 163 2.4.3 Généralité de ce mécanisme de brouillage : mode pulsant dans un piège harmonique isotrope 164 2.4.3.1 Excitation par changement de raideur du piège 164 2.4.3.3 Stabilité du mode pulsant : effet des fluctuations du facteur d'échelle 166 2.4.3.3 Stabilité des autres modes 169 2.4.4 Absence du mécanisme d'émission spontanée dans l'équation de Gross-Pitayevski 170 2.4.4.1 Une analogie avec le rayonnement quantique 170 170 |
| tique1562.4.1.2Par étude linéaire de stabilité pour le champ classiquesique1572.4.2Un mécanisme de brouillage de phase omis par l'équationde Gross-Pitayevski1592.4.2.1Modèle à deux modes1592.4.2.2Champ classique contre champ quantique1602.4.2.3Amélioration du champ classique par ajout d'un bruit de Wigner dans l'état initial1632.4.3Généralité de ce mécanisme de brouillage : mode pulsant dans un piège harmonique isotrope1642.4.3.1Excitation par changement de raideur du piège1642.4.3.2Stabilité du mode pulsant : effet des fluctuations du facteur d'échelle1662.4.3.3Stabilité des autres modes1692.4.4Absence du mécanisme d'émission spontanée dans l'équa- tion de Gross-Pitayevski1702.4.4.1Une analogie avec le rayonnement quantique1702.4.4.2Déplétion quantique rapide dans un modèle à deux |
| 2.4.1.2 Par étude linéaire de stabilité pour le champ classique |
| sique |
| 2.4.2 Un mécanisme de brouillage de phase omis par l'équation de Gross-Pitayevski |
| de Gross-Pitayevski1592.4.2.1Modèle à deux modes1592.4.2.2Champ classique contre champ quantique1602.4.2.3Amélioration du champ classique par ajout d'un bruit de Wigner dans l'état initial1632.4.3Généralité de ce mécanisme de brouillage : mode pulsant dans un piège harmonique isotrope1642.4.3.1Excitation par changement de raideur du piège1642.4.3.2Stabilité du mode pulsant : effet des fluctuations du facteur d'échelle1662.4.3.3Stabilité des autres modes1692.4.4Absence du mécanisme d'émission spontanée dans l'équa- tion de Gross-Pitayevski1702.4.4.1Une analogie avec le rayonnement quantique1702.4.4.2Déplétion quantique rapide dans un modèle à deux |
| 2.4.2.1 Modèle à deux modes |
| 2.4.2.2 Champ classique contre champ quantique 160 2.4.2.3 Amélioration du champ classique par ajout d'un bruit de Wigner dans l'état initial |
| 2.4.2.3 Amélioration du champ classique par ajout d'un bruit de Wigner dans l'état initial |
| bruit de Wigner dans l'état initial |
| 2.4.3 Généralité de ce mécanisme de brouillage : mode pulsant dans un piège harmonique isotrope |
| dans un piège harmonique isotrope |
| 2.4.3.1 Excitation par changement de raideur du piège 164 2.4.3.2 Stabilité du mode pulsant : effet des fluctuations du facteur d'échelle |
| 2.4.3.2 Stabilité du mode pulsant : effet des fluctuations du facteur d'échelle |
| du facteur d'échelle1662.4.3.3Stabilité des autres modes1692.4.4Absence du mécanisme d'émission spontanée dans l'équa- tion de Gross-Pitayevski1702.4.4.1Une analogie avec le rayonnement quantique1702.4.4.2Déplétion quantique rapide dans un modèle à deux |
| 2.4.3.3 Stabilité des autres modes |
| 2.4.4 Absence du mécanisme d'émission spontanée dans l'équation de Gross-Pitayevski |
| tion de Gross-Pitayevski |
| 2.4.4.1 Une analogie avec le rayonnement quantique 1702.4.4.2 Déplétion quantique rapide dans un modèle à deux |
| 2.4.4.2 Déplétion quantique rapide dans un modèle à deux |
| |
| modes |
| 2.4.4.3 En champ classique amélioré par bruit de Wigner 175 |
| 2.4.5 Un autre exemple, multimode, dominé par l'émission spon- |
| tanée de paires : les faisceaux jumeaux |
| 2.4.5.1 Modèle 1D avec constante de couplage modulée |
| en temps |
| 2.4.5.2 Analyse linéaire de stabilité en champ classique . 178 |
| 2.4.5.3 Propriétés statistiques des faisceaux jumeaux 181 |
| 2.4.6 Moralité de la discussion sur la validité de Gross-Pitayevski 182 |
| La théorie de Bogoliouboy : premières corrections au condensat pur en |
| dimension trois et opérateur phase du condensat 183 |
| 3.1 Idée générale de la méthode de Bogolioubov |
| 3.1.1 Le champ non condensé $\hat{\psi}_{\perp}$ comme perturbation |
| 3.1.2 Mise en œuvre : développement de l'hamiltonien, élimina- |
| tion du mode du condensat, opérateur phase $\hat{\theta}$ et champ |
| non condensé redéfini $\hat{\Lambda}$, correction à Gross-Pitavevski 185 |
| 3.1.3 Une percée historique |
| 3.2 Cas stationnaire spatialement homogène |

| 3.2.1 | Cas du | modèle sur réseau | 190 |
|-------|-----------|--|------------|
| | 3.2.1.1 | Mise en œuvre de la méthode de Bogolioubov et | |
| | | premières interprétations physiques | 190 |
| | 3.2.1.2 | Un développement caché | 193 |
| | 3.2.1.3 | Forme finale de l'hamiltonien de Bogolioubov; spec | C- |
| | | tre d'excitation, énergie de l'état fondamental | 195 |
| 3.2.2 | Pour un | n vrai potentiel d'interaction $V(\mathbf{r})$ | 199 |
| 3.2.3 | Applica | tions simples : statistique de n_0 , densité non conden | - |
| | sée ano | rmale, équation d'état, distribution et corrélations | |
| | en impı | ulsion, fonctions g_1 et g_2 , cohérence temporelle du | |
| | champ | non condensé | 202 |
| | 3.2.3.1 | Statistique de n_0 à l'équilibre | 202 |
| | 3.2.3.2 | La densité non condensée anormale ρ_{an} | 210 |
| | 3.2.3.3 | L'équation d'état du gaz de bosons en interaction | |
| | | faible à l'approximation de Bogolioubov | 211 |
| | 3.2.3.4 | Fonction de cohérence du premier ordre g_1 et dis- | |
| | | tribution en vecteur d'onde $n_{\mathbf{k}}^{\text{cin}}$ du gaz; fonction | |
| | | de corrélation dans l'espace des impulsions | 221 |
| | 3.2.3.5 | Fonction de distribution de paires $g_2 \ldots \ldots$ | 225 |
| | 3.2.3.6 | Fonction de cohérence spatio-temporelle g_1 dans | |
| | | l'approximation de Bogolioubov | 229 |
| 3.2.4 | Le cas à | a part de la superfluidité | 237 |
| | 3.2.4.1 | Superfluidité n'est pas condensation | 237 |
| | 3.2.4.2 | La vitesse critique de Landau et au-delà | 238 |
| | 3.2.4.3 | Les courants métastables et leur analyse de Bogo- | |
| | | lioubov | 242 |
| | 3.2.4.4 | Définition thermodynamique de la fraction nor- | |
| | | male | 249 |
| | 3.2.4.5 | Variante énergétique et borne de Leggett | 252 |
| 3.2.5 | Complé | ément I : exposé et mise en œuvre sur la densité non | |
| | conden | sée normale et anormale d'une méthode générale | |
| | de déve | eloppement à haute et à basse température, et mise | |
| | en diffic | culté de la théorie de Hartree-Fock | 256 |
| | 3.2.5.1 | La densité non condensée | 256 |
| | 3.2.5.2 | A l'ordre dominant en température | 258 |
| | 3.2.5.3 | Comment aller au-delà de l'ordre dominant | 259 |
| | 3.2.5.4 | La densité non condensée anormale | 262 |
| | 3.2.5.5 | Quel est l'intérêt du développement à haute tem- | a - |
| | | pérature? | 264 |
| 0 - | 3.2.5.6 | Application : mise de Hartree-Fock en difficulté | 264 |
| 3.2.6 | Complé | ément II : adiabaticité quantique et adiabaticité ther- | _ |
| | modyna | amique | 267 |

| 3.3 | Cas st | ationnai | re dans un piège | 271 |
|-----|--------|---------------|--|-----|
| | 3.3.1 | Motivat | ion et spécificités | 271 |
| | | 3.3.1.1 | Quel mode spatial du condensat? | 271 |
| | | 3.3.1.2 | Quels modes de Bogolioubov? Limite semi-classi- | |
| | | | que | 272 |
| | 3.3.2 | Un cas s | simplifié pour comprendre pourquoi les termes d'or- | |
| | | dre 3 er | n $f_{\rm nc}^{1/2}$ dans l'hamiltonien peuvent influer sur des | |
| | | valeurs | moyennes à l'ordre 2 | 274 |
| | | 3.3.2.1 | Calcul de Bogolioubov pour un degré de liberté | 274 |
| | | 3.3.2.2 | Moralité | 277 |
| | 3.3.3 | Approxi | mation cubique de l'hamiltonien | 277 |
| | | 3.3.3.1 | Première étape de la cubisation | 277 |
| | | 3.3.3.2 | Deuxième étape de la cubisation | 278 |
| | | 3.3.3.3 | Le résultat final et son interprétation | 279 |
| | 3.3.4 | Lien ent | tre $\hat{\Lambda}^{(2)}$, $\langle \hat{\Lambda}^{(1)} \rangle$ et $\phi_{\perp}^{(2)}$ | 282 |
| | 3.3.5 | Dévelop | ppement explicite de la théorie à l'ordre 3 en $f_{ m nc}^{1/2}$. | 283 |
| | | 3.3.5.1 | Vue d'ensemble sur la suite du développement en | |
| | | | $f_{\rm nc}^{1/2}$ | 283 |
| | | 3.3.5.2 | Å l'ordre 0 en $f_{\rm nc}^{1/2}$ | 283 |
| | | 3.3.5.3 | Å l'ordre 1 en $f_{\rm nc}^{1/2}$ | 284 |
| | | 3.3.5.4 | À l'ordre 2 en $f_{\rm nc}^{1/2}$: l'hamiltonien de Bogolioubov | |
| | | | discret et sa forme réduite | 284 |
| | | 3.3.5.5 | A l'ordre 3 en $f_{\rm nc}^{1/2}$: fonction d'onde du condensat | |
| | | | au-delà de Gross-Pitayevski \dots | 290 |
| | | 3.3.5.6 | Calcul de $\langle \Lambda^{(1)}(\mathbf{r}) \rangle_{\hat{H}^{(0-2)} + \hat{H}^{(3)}}^{(2)}$ et interprétation phy- | |
| | | | sique par déplétion-interaction | 292 |
| | 3.3.6 | Dévelop | opement de g_0 à l'ordre un en a/b et passage à la li- | |
| | | mite coi | ntinue (ou d'une interaction de portée négligeable) | 000 |
| | | $b/\xi \to 0$ | | 296 |
| | | 3.3.6.1 | | 296 |
| | | 3.3.6.2 | Geometrie consideree pour le passage à la limite | 207 |
| | | 2262 | Continue | 297 |
| | | 3.3.0.3 | Cas de le fenergie de l'état fondamental | 298 |
| | 227 | 5.5.0.4 | Cas de la fonction d'une du condensat | 501 |
| | 3.3.7 | Synthes | de Regelieubeu indénendante du temps | 202 |
| | | | Metivation at obtantion | 202 |
| | | 3.3.7.1 | Motivation et obtention \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots | 303 |
| | | 5.5.7.2 | Cas de $\varphi^{(2)}$, premiere correction à Gross-Pitayevski sur la mode spatial du condensat | 205 |
| | | 2272 | Cas de l'hamiltonion de Regelieubeu et de son ni | 303 |
| | | J.J.7.J | veau d'énergie fondamental | 308 |
| | | 3371 | Cas d'une observable plus générale | 310 |
| | | 5.5.7.4 | Cas a une observable plus generale | 210 |

| | | 3.3.7.5 | Récapitulatif en espace continu : principales étapes | |
|-----|--------|------------|--|------------------|
| | | | et équations | 310 |
| 3.4 | La thé | orie de B | Bogolioubov dans le cas dépendant du temps | 312 |
| | 3.4.1 | Motivat | ions physiques et vue d'ensemble | 312 |
| | | 3.4.1.1 | Une question utile et un problème fondamental . | 312 |
| | | 3.4.1.2 | Un premier progrès sur Gross-Pitayevski | 313 |
| | | 3.4.1.3 | Un second progrès sur Gross-Pitayevski | 314 |
| | | 3.4.1.4 | Vue d'ensemble de la méthode | 315 |
| | 3.4.2 | Équatio | n du mouvement pour le champ $\hat{\Lambda}$ à l'ordre 2 en $f_{ m nc}^{1/2}$ | ² 315 |
| | 3.4.3 | Fonction | n d'onde du condensat à l'ordre 0 en $f_{\rm nc}^{1/2}$ | 321 |
| | 3.4.4 | Évolutio | on du champ non condensé et correction à $\phi^{(0)}$ à | |
| | | l'ordre 1 | $h = n f_{\rm nc}^{1/2} \dots \dots$ | 323 |
| | 3.4.5 | Contrib | ution d'ordre 2 en $f_{ m nc}^{1/2}$ à la fonction d'onde du con- | |
| | | densat | | 325 |
| | 3.4.6 | Dévelop | ppement de g_0 au premier ordre en a/b et limite | |
| | | continu | e (ou de portée négligeable) $b/\xi \rightarrow 0$ | 327 |
| | 3.4.7 | Synthès | e : formulation directe de la théorie de Bogoliou- | |
| | | bov dép | endant du temps dans l'espace continu | 331 |
| | | 3.4.7.1 | Quel petit paramètre? | 332 |
| | | 3.4.7.2 | Ordre 0 : l'équation de Gross-Pitayevski retrouvée | 332 |
| | | 3.4.7.3 | Ordre 1 : des modes de quasi-particules sans in- | |
| | | | teraction | 332 |
| | | 3.4.7.4 | Ordre 2 : première correction à Gross-Pitayevski . | 335 |
| | | 3.4.7.5 | De l'importance de $\phi_{\perp}^{(2)}$ dans les observables \ldots | 336 |
| | | 3.4.7.6 | Et si N fluctue? | 338 |
| | 3.4.8 | Lien ave | ec la physique de champ classique et l'approxima- | |
| | | tion de l | la troncature de Wigner | 339 |
| | 3.4.9 | Les diffé | érents scénarios de sortie du régime de validité de | |
| | | l'équation | on de Gross-Pitayevski dépendant du temps | 344 |
| | | 3.4.9.1 | Mise en échec par divergence de la déplétion | 345 |
| | | 3.4.9.2 | Mise en échec au niveau de $\phi^{(2)}$ | 348 |
| 3.5 | Ľopér | ateur ph | ase du condensat | 349 |
| | 3.5.1 | Introdu | ction de l'opérateur phase θ_{ϕ} | 350 |
| | 3.5.2 | Equatio | n d'évolution de θ_{ϕ} lorsque $\partial_t \phi \equiv 0$ | 352 |
| | 3.5.3 | Lissage | temporel $\overline{d\hat{\theta}_{\phi}/dt}^{t}$ de l'équation d'évolution | 354 |
| | | 3.5.3.1 | Motivation et mise en œuvre | 354 |
| | | 3.5.3.2 | Lissage des termes quadratiques dans d $\hat{	heta}_{\phi}/\mathrm{d}t$ | 356 |
| | | 3.5.3.3 | Lissage des termes linéaires dans $d\hat{\theta}_{\phi}/dt$: il faut | |
| | | | connaître les termes quadratiques $\hat{S}^{(2)}$ de d $\hat{\Lambda}_{\phi^{(0)}}/\mathrm{d} t$ | 357 |
| | | 3.5.3.4 | Lissage de l'opérateur source $\hat{S}^{(2)}$ et d'un opéra- | |
| | | | teur $\hat{\phi}^{(2)}$ | 359 |
| | | | | |

| | | 3.5.3.5 | Lissage des termes linéaires dans d $\hat{\theta}_{\phi}$ /dt : suite et | |
|-----|---------|-------------|--|------------|
| | | | fin | 360 |
| | 3.5.4 | Reconn | aître dans $\overline{d\hat{\theta}_{\phi}/dt}^{t}$ un opérateur potentiel chimique | 362 |
| | | 3.5.4.1 | Reconnaître des dérivées par rapport à N | 362 |
| | | 3.5.4.2 | Triturer les dérivées en trois étapes | 364 |
| | | 3.5.4.3 | Regroupement, résultat final et interprétation | 366 |
| | 3.5.5 | Au-delà | de l'approximation de Bogolioubov : le cas homo- | |
| | | gène sp | atialement | 367 |
| | | 3.5.5.1 | Intérêt, idée et mise en œuvre du calcul | 367 |
| | | 3.5.5.2 | Le résultat; ses termes diagonaux; ses termes non | |
| | | | diagonaux, diffusion de phase et lissage temporel | 369 |
| | 3.5.6 | Cas où l | e nombre de particules fluctue | 371 |
| | | 3.5.6.1 | Motivation | 371 |
| | | 3.5.6.2 | Extension du calcul de $\overline{d\hat{\theta}_{\phi}/dt}^{t}$ des sections pré- | |
| | | | cédentes | 372 |
| | | 3.5.6.3 | Simplification supplémentaire pour un grand sys- | |
| | | | tème | 374 |
| | | 3.5.6.4 | Le résultat et son application à un mélange statis- | |
| | | | tique d'ensembles canoniques | 375 |
| | 3.5.7 | Dans le | cas spatialement homogène, sans lissage temporel | |
| | | (avec le | s termes oscillants) | 376 |
| | | 3.5.7.1 | À N fixé | 376 |
| | | 3.5.7.2 | Lorsque <i>N</i> fluctue | 378 |
| | 3.5.8 | Complé | ment : les paradoxes de l'opérateur phase | 379 |
| | 1 | . . | | |
| App | licatio | n I : Amo | rtissement et deplacement d'energie des modes d'e | X- |
| | | | ensat spatialement nomogene | 381 |
| 4.1 | Ubten | tion par | analyse d'une excitation de Bragg de faible ampli- | 202 |
| | 1110e e | Uno ovr | ····· | 202 202 |
| | 4.1.1 | Solution | de l'équation de Cross Ditevoyaki au promier ordre | 303 |
| | 4.1.2 | Solution | rde requation de Gross-Pitayevski au prenner ordre | 295 |
| | 112 | Évolutio | and as modes de Bogelieubeu au premier ordre en | 305 |
| | 4.1.5 | c et amr | plitudes \mathcal{A}^{k_3} \mathcal{A}_{k_3} , \mathcal{A}_{k_3} | 387 |
| | | | $\sum_{k_1,k_2} (2) \sum_{k_1,k_2} $ | 507 |
| | 4.1.4 | Correct | Ion $\phi^{(2)}$ a la fonction d'onde de Gross-Pitayevski au | 200 |
| | | premier | | 390 |
| | | 4.1.4.1 | Structure du resultat et considerations generales . | 390 |
| | 415 | 4.1.4.2 | Calcul explicite de $\varphi^{-\gamma}$ aux temps longs | 393 |
| | 4.1.5 | Resultat | i : la preiniere correction à Gross-Pitayevski sur les | 200 |
| | | | | 399 |
| | | 4.1.5.1 | rois expressions equivalentes | 400 |

| | | 4.1.5.2 | Survol de la littérature sur ce sujet | 402 |
|-----|--------|-------------------|---|-----|
| | | 4.1.5.3 | Conditions d'applicabilité du résultat (4.84) | 403 |
| 4.2 | Obten | tion et ir | nterprétation physique en termes d'interaction entre | |
| | les qu | asi-parti | cules de Bogolioubov | 405 |
| | 4.2.1 | Signal d | e Bragg et fonctions de corrélation du système non | |
| | | perturb | é | 405 |
| | 4.2.2 | Calcul p | par équation pilote et théorème de régression quan- | |
| | | tique . | | 407 |
| | | 4.2.2.1 | Processus d'interaction entre quasi-particules et | |
| | | | amplitudes \mathcal{A} retrouvées | 408 |
| | | 4.2.2.2 | L'équation pilote dans l'approximation de Born- | |
| | | | Markov | 410 |
| | | 4.2.2.3 | Le théorème de régression quantique | 412 |
| | 4.2.3 | Retrouv | rer le résultat de la section 4.1.5 | 414 |
| | | 4.2.3.1 | Un désaccord apparent | 414 |
| | | 4.2.3.2 | Résolution par inclusion de \hat{H}_4 | 415 |
| | 4.2.4 | Une cor | ndition de validité du résultat : celle de la règle d'or | 417 |
| 4.3 | Ouela | ues résu | ltats explicites sur $\omega_{\alpha}^{(2)}$ | 419 |
| | 431 | Synthès | $x_{\rm e}$: ensemble des résultats analytiques sur $\omega^{(2)}$ et | |
| | 1.0.1 | illustrat | ions numériques | 419 |
| | | 4 3 1 1 | Classement par variable fuvante (tendant vers 0 | 115 |
| | | 4.5.1.1 | Chassement par variable hypante (tendant vers 0 | 420 |
| | | 1312 | Illustrations numériques après réduction à une in- | 720 |
| | | 4.5.1.2 | tégrale simple | 123 |
| | | 1313 | Complément : calcul des intégrales sur l dans les | 423 |
| | | 4.5.1.5 | $\dot{a}_{\text{dustions}}$ (4.160) (4.162) et (4.167) | 120 |
| | 122 | Cas T - | $0: développement de \omega^{(2)}$ aux faibles <i>a</i> à l'ordro 4: | 423 |
| | 4.3.2 | $\log r = \log r$ | to the veloppement de ω_q aux faibles q a l'ordre 4, | |
| | | tiácholl | at est reel mais necessite un developpement mui- | 120 |
| | | 4 2 2 1 | ∇ | 423 |
| | | 4.3.2.1 | In développement trop païf sous le signe intégral | 423 |
| | | 4.3.2.2 | La honna máthada ast multiáshalla | 431 |
| | | 4.3.2.3 | La bonne methode est municipale | 432 |
| | | 4.3.2.4 | Un faccoldement vermatione | 435 |
| | 122 | 4.5.2.3 | Le resultat final à l'ordre 4 \dots | 455 |
| | 4.3.3 | Cas I = | $v_{\mathbf{q}}$ aux lables q al olde 5, | 425 |
| | | | La devient complexe et un logarithme de q apparait | 433 |
| | | 4.3.3.1 | Une intégrale modèle nour c'average qui montre | 455 |
| | | 4.3.3.2 | Viene antegrale modele pour s'exercer, qui montre | |
| | | | i importance de la courdure de la relation de dis- | 400 |
| | | 4000 | | 430 |
| | | 4.3.3.3 | Ketour au vrai probleme | 442 |
| | | 4.3.3.4 | Le resultat à l'ordre 5 | 447 |

| | | 4.3.4 | Cas $T \neq 0$: linéarisation de $\omega_{\mathbf{q}}^{(2)}$ aux faibles q | 447 |
|-----|-------|----------|---|-----|
| | | | 4.3.4.1 Motivations et vue d'ensemble | 447 |
| | | | 4.3.4.2 Développement dans la zone $k < Aq$ | 450 |
| | | | 4.3.4.3 Développement dans la zone $k > Aq$ | 452 |
| | | | 4.3.4.4 Une forme finale plus agréable | 453 |
| | | | 4.3.4.5 À basse température | 454 |
| | | | 4.3.4.6 À haute température | 455 |
| | | | 4.3.4.7 À température quelconque | 457 |
| | | 4.3.5 | Que vaut $\omega_{\mathbf{q}}^{(2)}$ aux grands q ? | 458 |
| | | | 4.3.5.1 Motivation physique | 458 |
| | | | 4.3.5.2 Ce que l'intuition suggère sur la partie réelle | 459 |
| | | | 4.3.5.3 Ce que l'intuition suggère sur la partie imaginaire | 461 |
| | | | 4.3.5.4 Développement de $\omega_{\mathbf{q}}^{(2)}$ aux grands q à $T = 0$ | 463 |
| | | | 4.3.5.5 À $T > 0$: développement aux grands q de la partie | |
| | | | thermique de $\hbar \omega_{\mathbf{q}}^{(2)}$ | 468 |
| | | 4.3.6 | Étude de la partie thermique $\omega_{\mathbf{q}}^{(2)\text{th}}$ de $\omega_{\mathbf{q}}^{(2)}$ à basse et à haute | |
| | | | température | 471 |
| | | | 4.3.6.1 Limite de basse <i>T</i> à nombre d'onde <i>q</i> fixé \ldots | 472 |
| | | | 4.3.6.2 Limite de basse <i>T</i> à rapport $\hbar c_{\text{GP}} q / k_{\text{B}} T$ fixé | 473 |
| | | | 4.3.6.3 Limite de haute <i>T</i> à nombre d'onde <i>q</i> fixé \ldots | 476 |
| | | | 4.3.6.4 Limite de haute <i>T</i> à rapport $\hbar^2 q^2 / m k_{\rm B} T$ fixé | 479 |
| | | 4.3.7 | Complément I : sectorisation des processus de Belyaev et | |
| | | | de Landau dans l'espace des vecteurs d'onde | 482 |
| | | 4.3.8 | Complément II : les singularités aux frontières de l'inté- | |
| | | | grande de $\int dk dans \omega_{\mathbf{q}}^{(2)} \dots \dots \dots \dots \dots \dots$ | 485 |
| | 4.4 | Moral | e de notre calcul de $\omega_{\mathbf{q}}^{(2)}$ | 490 |
| Pr | incin | ales no | otations | 493 |
| | morp | uico iii | | 100 |
| Ine | dex | | | 499 |
| Bil | bliog | raphie | | 511 |
| 5 | App | licatio | n II : La compression de spin et ses limites, et les états chats | 5 |
| | de S | chrödi | nger | 537 |
| | 5.1 | Introd | uction | 537 |
| | | 5.1.1 | Principe d'une horloge atomique | 537 |
| | | 5.1.2 | Le bruit quantique standard | 538 |
| | | 5.1.3 | Les états comprimés | 540 |
| | | 5.1.4 | Quelques points à approfondir | 540 |
| | | 5.1.5 | Objectifs du présent chapitre | 541 |
| | | | 5.1.5.1 Un spin géant grâce aux condensats | 541 |

| | | 5.1.5.2 | mais un problème multimode | 542 |
|-----|---------|-----------------|---|-------------|
| 5.2 | Comp | pression o | lans le modèle de Kitagawa-Ueda | 543 |
| | 5.2.1 | Positior | ı du problème | 543 |
| | 5.2.2 | Solution | n des équations du mouvement opératorielles | 544 |
| | 5.2.3 | Représe | entation bosonique et états de phase | 545 |
| | 5.2.4 | Spin mo | oyen, brouillage et résurgence, chat de Schrödinger | 547 |
| | 5.2.5 | Varianc | es et covariances de spin | 548 |
| | 5.2.6 | Optimis | sation de $\Delta S_{\perp,\min}$ sur le temps $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$ | 550 |
| | | 5.2.6.1 | Une première échelle de temps | 551 |
| | | 5.2.6.2 | Une seconde échelle de temps | 552 |
| | 5.2.7 | Optimis | sation de $\xi^2(t)$ sur le temps | 553 |
| 5.3 | Effet o | l'un envi | ronnement aléatoire stationnaire déphasant | 556 |
| | 5.3.1 | Motivat | ion et présentation du modèle | 556 |
| | 5.3.2 | Fluctua | tions de Larmor et facteur de compression du spin | 557 |
| | 5.3.3 | Quelle | loi d'échelle pour les fluctuations de Larmor aux | |
| | | grands. | N? | 559 |
| | 5.3.4 | Optimis | sation de la compression sur le temps | 559 |
| | | 5.3.4.1 | Ce à quoi on peut s'attendre | 559 |
| | | 5.3.4.2 | Analyse à la première échelle de temps | 560 |
| | | 5.3.4.3 | Analyse à la seconde échelle de temps | 561 |
| | | 5.3.4.4 | D'un régime à l'autre : compétition entre bruit et | |
| | | | limite thermodynamique | 563 |
| 5.4 | Mise | en œuvre | e dans des condensats atomiques gazeux dans l'ap- | |
| | proxin | nation à | deux modes | 564 |
| | 5.4.1 | Dynam | ique non linéaire dans le cas homogène | 566 |
| | 5.4.2 | Dynam | ique non linéaire dans le cas piègé | 568 |
| | | 5.4.2.1 | Modes ϕ_{σ} stationnaires | 568 |
| | | 5.4.2.2 | Modes ϕ_{σ} instationnaires, difficultes et echappa- | F7 1 |
| | E 4 2 | Concéa | toire | 571 |
| | 5.4.5 | ot (5.12) | uences physiques des flamintomens modèles (5.114) | 572 |
| 55 | Étudo | ráalisto | t) et des inditions de la compression de spin | 572 |
| 5.5 | dans | des cond | ensats atomiques gazeux | 575 |
| | 5 5 1 | Consid <i>á</i> | érations simples et effet des pertes | 575 |
| | 5.5.1 | 5 5 1 1 | Motivations et un calcul heuristique de la limite | 575 |
| | | 5.5.1.1 | de compression avec les opérateurs phases \hat{H}_{-} | 575 |
| | | 5512 | Effet des pertes de particules dans le cas $\sigma_{gas} = \sigma_{hh}$ | 010 |
| | | 5.0.1.2 | et $g_{ab} = 0$ | 578 |
| | 5.5.2 | L'étude | multimode par Bogolioubov proprement dite | 584 |
| | | 5.5.2.1 | Description de la configuration et de la procédure | |
| | | | expérimentale | 584 |
| | | | • · · · · · · · · · · · · · · · · · · · | |

| 1a methode de Bogonoubov, equation d evolution des variables $\hat{b}_{\sigma k}$, $\hat{b}_{\sigma k}^{\dagger}$ et $\hat{\theta}_{\sigma b}^{\dagger}$ et leurs valeurs à $t = 0^+587$ 5.5.2.3Les observables à $t > 0$ participant de la compression de spin | | | 5.5.2.2 | Comment mener le calcul : contextualisation de |
|---|-----|---------|-------------|---|
| des variables $\beta_{\sigma k}$, $b_{\sigma k}$ et $\theta_{\sigma \phi}$ et leurs valeurs at $t = 0.587$ 5.5.2.3 Les observables à $t > 0$ participant de la compres- sion de spin | | | | la méthode de Bogolioubov, équation d'évolution |
| 5.5.2.3 Les observables a $t > 0$ participant de la compression de spin | | | | des variables $b_{\sigma k}$, $b_{\sigma k}^{\dagger}$ et $\theta_{\sigma \bar{\phi}}$ et leurs valeurs a $t = 0^{+}587$ |
| sion de spin5935.5.2.4Le résultat final sur le facteur de compression de spin6035.5.2.5Que se passe-t-il aux temps longs $t > 1/\gamma_{coll}$? Li- mite ergodique6055.5.3Complément : effet du branchement de l'interaction sur un gaz condensé6115.5.4Application de la théorie multimode au cas spatialement homogène6135.5.4.1L'optimum de compression6135.5.4.2La dépendance temporelle du facteur de compres- sion6165.5.5Application de la théorie multimode au cas piégé : la limite de la compression de spin dans un piège harmonique iso- | | | 5.5.2.3 | Les observables à $t > 0$ participant de la compres- |
| 5.5.2.4 Le résultat final sur le facteur de compression de spin | | | | sion de spin |
| spin | | | 5.5.2.4 | Le résultat final sur le facteur de compression de |
| 5.5.2.5 Que se passe-t-il aux temps longs $t > 1/\gamma_{coll}$? Limite ergodique | | | | spin |
| mite ergodique | | | 5.5.2.5 | Que se passe-t-il aux temps longs $t > 1/\gamma_{coll}$? Li- |
| 5.5.3 Complement : effet du branchement de l'interaction sur un gaz condensé | | | a 14 | mite ergodique |
| un gaz condensé | | 5.5.3 | Complé | ment : effet du branchement de l'interaction sur |
| 5.5.4 Application de la théorie multimode au cas spatialement homogène | | | un gaz c | condensé |
| homogène | | 5.5.4 | Applicat | tion de la théorie multimode au cas spatialement |
| 5.5.4.1 L'optimum de compression | | | homogè | ene |
| 5.5.4.2 La dépendance temporelle du facteur de compression | | | 5.5.4.1 | L'optimum de compression 613 |
| sion | | | 5.5.4.2 | La dépendance temporelle du facteur de compres- |
| 5.5.5 Application de la théorie multimode au cas piégé : la limite de la compression de spin dans un piège harmonique iso- trope par BKW | | | | sion |
| de la compression de spin dans un piège harmonique iso- trope par BKW | | 5.5.5 | Applicat | tion de la théorie multimode au cas piégé : la limite |
| trope par BKW | | | de la co | mpression de spin dans un piège harmonique iso- |
| 5.5.5.1 Motivation, formulation du problème, limite ma- croscopique | | | trope pa | ar BKW |
| $\begin{array}{c} \text{croscopique} \dots \dots$ | | | 5.5.5.1 | Motivation, formulation du problème, limite ma- |
| 5.5.2 Approximation BKW pour les modes de Bogoliou- bov | | | | croscopique |
| bov | | | 5.5.5.2 | Approximation BKW pour les modes de Bogoliou- |
| 5.5.5.3 Interprétation classique | | | | bov |
| 5.5.5.4 La condition de quantification BKW des niveaux d'énergie | | | 5.5.5.3 | Interprétation classique |
| d'énergie | | | 5.5.5.4 | La condition de quantification BKW des niveaux |
| 5.5.5.5 Justification du coefficient de réflexion (-i) des ondes BKW aux points de rebroussement | | | | d'énergie |
| BKW aux points de rebroussement6335.5.5.6Mise en œuvre de BKW dans le calcul de ξ_{opt}^2 6375.5.6Complément : calcul des intégrales semi-classiques I, J, K 6415.5.6.1Cas $1 < 2j - 1 < \check{\epsilon} < j^2$: trajectoires externes6425.5.6.2Cas $0 < j^2 < \check{\epsilon}$: trajectoires hybrides6435.5.7Complément : calcul de χ_{Bog} , valeurs de \hat{D} et de sa variance, expression de $\hat{C}_{osc}(t)$ dans le cas homogène6445.5.7.1Calcul de χ_{Bog} 6455.5.7.2Une retembée : valeur de l'enéreteur \hat{D} et de sa | | | 5.5.5.5 | Justification du coefficient de réflexion (-i) des ondes |
| 5.5.6 Mise en œuvre de BKW dans le calcul de ξ_{opt}^2 637 5.5.6 Complément : calcul des intégrales semi-classiques <i>I</i> , <i>J</i> , <i>K</i> 641 5.5.6.1 Cas $1 < 2j - 1 < \check{\epsilon} < j^2$: trajectoires externes 642 5.5.6.2 Cas $0 < j^2 < \check{\epsilon}$: trajectoires hybrides 643 5.5.7 Complément : calcul de χ_{Bog} , valeurs de \hat{D} et de sa variance, expression de $\hat{C}_{osc}(t)$ dans le cas homogène 644 5.5.7.1 Calcul de χ_{Bog} 645 5.5.7 Lupe retembée : valeur de l'enéreteur \hat{D} et de se | | | | BKW aux points de rebroussement 633 |
| 5.5.6 Complément : calcul des intégrales semi-classiques I , J , K 641 5.5.6.1 Cas $1 < 2j - 1 < \check{\epsilon} < j^2$: trajectoires externes 642 5.5.6.2 Cas $0 < j^2 < \check{\epsilon}$: trajectoires hybrides | | | 5.5.5.6 | Mise en œuvre de BKW dans le calcul de ξ_{opt}^2 637 |
| 5.5.6.1 Cas $1 < 2j - 1 < \check{\epsilon} < j^2$: trajectoires externes 642 5.5.6.2 Cas $0 < j^2 < \check{\epsilon}$: trajectoires hybrides 643 5.5.7 Complément : calcul de χ_{Bog} , valeurs de \hat{D} et de sa variance, expression de $\hat{C}_{osc}(t)$ dans le cas homogène 644 5.5.7.1 Calcul de χ_{Bog} | | 5.5.6 | Complé | ment : calcul des intégrales semi-classiques <i>I</i> , <i>J</i> , <i>K</i> 641 |
| 5.5.6.2 Cas $0 < j^2 < \check{\epsilon}$: trajectoires hybrides | | | 5.5.6.1 | Cas $1 < 2j - 1 < \check{\varepsilon} < j^2$: trajectoires externes 642 |
| 5.5.7 Complément : calcul de χ_{Bog} , valeurs de \hat{D} et de sa variance, expression de $\hat{C}_{osc}(t)$ dans le cas homogène 644 5.5.7.1 Calcul de χ_{Bog} | | | 5.5.6.2 | Cas $0 < j^2 < \check{\varepsilon}$: trajectoires hybrides |
| riance, expression de $\hat{C}_{osc}(t)$ dans le cas homogène 644 5.5.7.1 Calcul de χ_{Bog} | | 5.5.7 | Complé | ment : calcul de χ_{Bog} , valeurs de \hat{D} et de sa va- |
| 5.5.7.1 Calcul de χ_{Bog} | | | riance, e | expression de $\hat{C}_{osc}(t)$ dans le cas homogène 644 |
| 5572 Une retembée : velour de l'enéroteur \hat{D} et de se | | | 5.5.7.1 | Calcul de γ_{Bog} |
| 5.5.7.2 one recombed value to perateur D et de Sa | | | 5.5.7.2 | Une retombée : valeur de l'opérateur \hat{D} et de sa |
| variance | | | | variance |
| 5.5.7.3 Une autre retombée : expression de l'opérateur $\hat{C}_{osc}(t)$ | | | 5.5.7.3 | Une autre retombée : expression de l'opérateur $\hat{C}_{osc}(t)$ |
| dans le cas spatialement homogène | | | | dans le cas spatialement homogène |
| 5.6 États chats de Schrödinger et résurgence de phase | 5.6 | États o | chats de S | Schrödinger et résurgence de phase |
| 5.6.1 À la mi-temps entre brouillage et résurgence | - | 5.6.1 | À la mi- | temps entre brouillage et résurgence |
| 5.6.2 Les prédictions du modèle à deux modes de Kitagawa-Ueda 652 | | 5.6.2 | Les préc | lictions du modèle à deux modes de Kitagawa-Ueda 652 |

| | | 5.6.3 | Comment tirer parti de l'état chat de Schrödinger dans une | | | |
|---|---|--|---|---|--|--|
| 0.0.0 | | | expérience d'horloge? | 1 | | |
| 5.6.4 | | | Effet des pertes de particules | 3 | | |
| | | | 5.6.4.1 Fidélité au chat de Schrödinger | 7 | | |
| | | | 5.6.4.2 Résurgence du spin moyen |) | | |
| | | 5.6.5 | Effet d'une température initiale non nulle : analyse multi- | | | |
| | | | mode dans l'approximation de Bogolioubov | 2 | | |
| | | | 5.6.5.1 Motivation | 2 | | |
| | | | 5.6.5.2 Protocole multimode proposé | 2 | | |
| | | | 5.6.5.3 Évolution sur une réalisation de l'expérience 663 | 3 | | |
| | | | 5.6.5.4 Fidélité au chat de Schrödinger spinoriel 667 | 7 | | |
| | | | 5.6.5.5 Contrainte sur la température dans une expérience 671 | L | | |
| | | | 5.6.5.6 Une belle estimation-minoration 672 | 2 | | |
| | | | 5.6.5.7 Fidélité au chat de Schrödinger orbito-spinoriel . 675 | 5 | | |
| | | | 5.6.5.8 Résurgences du spin moyen à $T \neq 0$ 675 | 5 | | |
| 6 | Coh | óronco | tomporalla d'un condensat dans un gaz isalé i brauillaga | | | |
| U | de n | base d | $\hat{\mathbf{u}}$ aux fluctuations des quantités conservées et diffusion de | | | |
| | nha | se due | aux interactions entre les quasi-particules 681 | | | |
| | 6.1 Introduction motivations vue d'ensemble et mesurabilité | | | | | |
| | | 6.1.1 | .1.1 Un parallèle entre cohérence spatiale et cohérence tempo- | | | |
| | | relle : condensation dans l'espace-temps | | | | |
| | | 6.1.2 | Objectif et vue d'ensemble; brouillage contre diffusion 683 | 3 | | |
| | | 6.1.3 | Un problème peu étudié | 3 | | |
| | 6.1.4 Une fonction de cohérence $g_1(t)$ mesurable | | | 7 | | |
| 6.2 Définition du problème, sa réduction à la dynamique de phase et | | | tion du problème, sa réduction à la dynamique de phase et | | | |
| | les résultats centraux sur $g_1(t)$ | | | 3 | | |
| | | 6.2.1 | L'état du système | 3 | | |
| | | 6.2.2 | Quelques simplifications : omission des fluctuations de \hat{n}_{ϕ} , | | | |
| | | | approximation gaussienne |) | | |
| | | 6.2.3 | Réduction à l'ensemble microcanonique : fonction de cor- | | | |
| | | | rélation de $d\hat{\theta}/dt$, variance du déphasage, coefficient de | | | |
| | | | diffusion D et temps de retard t_0 | Ĺ | | |
| | | 6.2.4 | Fonction $g_1(t)$ dans l'ensemble statistique généralisé; éta- | | | |
| | lement balistique de coefficient A | | lement balistique de coefficient A | ł | | |
| | | 6.2.5 | Résultats explicites sur A , D , t_0 et la variance du déphasage 696 | 3 | | |
| | | | $6.2.5.1 \text{Résultats sur } A \dots \dots \dots \dots \dots \dots 696$ | 3 | | |
| | | _ | 6.2.5.2 Résultats sur D et t_0 | 3 | | |
| | | 6.2.6 | Conséquences sur l'étalement du déphasage $\theta(t) - \theta(0)$ 701 | L | | |
| | 6.3 | Calcul | de la tonction de corrélation $C(t)$ de $d\theta/dt$ | 2 | | |
| | | 6.3.1 | Vue d'ensemble | 2 | | |
| | | | 6.3.1.1 Tout repose sur $C(t)$ | 2 | | |

| | | 6.3.1.2 | Tout se ramène au microcanonique | 704 |
|------|--|------------|---|------|
| | | 6.3.1.3 | Une décorrélation évidente mais fausse! | 705 |
| | 6.3.2 | Dans l'e | ensemble microcanonique par équations cinétiques | 706 |
| | | 6.3.2.1 | Position du problème | 706 |
| | | 6.3.2.2 | Les équations cinétiques | 708 |
| | | 6.3.2.3 | Leur linéarisation, leur solution stationnaire | 709 |
| | | 6.3.2.4 | L'expression formelle de $C_{\rm mc}(\tau)$ | 711 |
| | | 6.3.2.5 | Dans le sous-espace des fluctuations de moment | |
| | | | cinétique nul | 717 |
| | | 6.3.2.6 | Dépendance en temps de $C_{\rm mc}$ | 718 |
| | | 6.3.2.7 | Complément : comportement de $C_{\rm mc}(\tau)$ lorsque | |
| | | | $\tau \to +\infty$ | 720 |
| | 6.3.3 | Dans ur | a ensemble statistique généralisé à N fixé $\ldots \ldots$ | 723 |
| | | 6.3.3.1 | Ce qui ressemble au cas microcanonique | 723 |
| | | 6.3.3.2 | Ce qui diffère du cas microcanonique | 724 |
| | 6.3.4 | La valeu | tr de $C(+\infty)$: ergodicité quantique contre équation | |
| | | pilote m | narkovienne | 727 |
| | | 6.3.4.1 | Par ergodicité quantique c'est-à-dire microcano- | |
| | | | nicité des états propres | 727 |
| | | 6.3.4.2 | Echec de l'approximation de Bogolioubov sur les | |
| | | | états propres | 729 |
| | <u> </u> | 6.3.4.3 | Echec de l'équation pilote markovienne | 731 |
| 6.4 | Etude | s complé | mentaires et vérificatoires de la fonction $g_1(t)$ dans | |
| | l'ense | mble mic | crocanonique | 733 |
| | 6.4.1 | Simulat | ions numeriques de champ classique | 734 |
| | 6.4.2 | Method | e de la résolvante | 736 |
| | | 6.4.2.1 | Position du probleme | 736 |
| | | 6.4.2.2 | Lien de $g_{\theta,\lambda}(t)$ avec une amplitude de probabilite | 707 |
| | | C 4 D D | de presence dans $ \psi_{\lambda}\rangle$ | 131 |
| | | 6.4.2.3 | Un raisonnement simple par regie d'or de Fermi . | 738 |
| | | 6.4.2.4 | Au-dela de la regie d'or de Fermi : la methode de | 741 |
| | | 6425 | La diffusion de phase résulte de l'evistence d'un | 741 |
| | | 0.4.2.3 | nôle | 745 |
| | 613 | Complé | ment : égalité des coefficients de diffusion issus de | 745 |
| | 0.4.5 | la règle | d'or et de la résolvante aux temps extensivement | |
| | | longs . | | 745 |
| | | | | . 10 |
| Une | formu | lation g | rand-canonique de la méthode de Bogolioubov e | t |
| calc | ul de l' | énergie o | le l'état fondamental à l'ordre de Wu | 747 |
| 7.1 | Introd | luction, r | notivation et avantages grand-canoniques | 747 |
| 7.2 | Hamiltonien modèle et méthode de développement | | | |

| | 7.2.1 | L'hamilt | tonien grand-canonique du modèle sur réseau | 750 |
|-----|--------|-----------|--|-----|
| | 7.2.2 | Élimina | tion du mode du condensat | 751 |
| | | 7.2.2.1 | Une procédure bien rôdée | 751 |
| | | 7.2.2.2 | mais que vaut <i>N</i> ? | 752 |
| 7.3 | Àl'or | dre deux | en $f_{\rm nc}^{1/2}$: l'ordre de Bogolioubov | 754 |
| | 7.3.1 | L'hamilt | tonien quadratique et sa forme réduite | 754 |
| | 7.3.2 | Ľéquati | ion d'état grand-canonique et la fraction non conden | - |
| | | sée | | 756 |
| 7.4 | À l'or | dre quatr | e en $f_{\rm nc}^{1/2}$: l'ordre de Wu pour le niveau d'énergie | |
| | fonda | mental . | | 760 |
| | 7.4.1 | Motivat | ion | 760 |
| | 7.4.2 | Correcti | ion de portée effective de l'interaction à l'ordre de | |
| | | Bogolio | ubov | 761 |
| | 7.4.3 | L'hamilt | tonien grand-canonique à l'ordre $(f_{nc}^{1/2})^4$ | 763 |
| | 7.4.4 | Correcti | ion au grand potentiel de Bogolioubov à $T = 0$ | 764 |
| | | 7.4.4.1 | Une application de la théorie des perturbations | 764 |
| | | 7.4.4.2 | Passage à la limite continue $b/\xi \rightarrow 0$ | 768 |
| | | 7.4.4.3 | Introduction de l'hypervolume de diffusion à trois | |
| | | | corps | 769 |
| | | 7.4.4.4 | Résultat final à l'ordre f_{nc}^2 | 772 |
| | | 7.4.4.5 | Discussion critique du résultat | 773 |
| | 7.4.5 | Complé | ement I : Correction $\Omega^{(4)}(\mu)$ au grand potentiel de | |
| | | Bogolio | ubov à la limite continue $b/\xi \rightarrow 0$ du modèle sur | |
| | | réseau | | 775 |
| | | 7.4.5.1 | Partie convergente C_{conv}^{Ω} , partie divergente $J_{\mathcal{V}}(\epsilon)$. | 775 |
| | | 7.4.5.2 | Étude de $J_{\mathcal{V}}^{(1)}(\epsilon)$ pour $\epsilon \to 0$ | 777 |
| | | 7.4.5.3 | Étude de $J_{\mathcal{V}}^{(2)}(\epsilon)$ pour $\epsilon \to 0$ | 779 |
| | | 7.4.5.4 | Conclusion sur $\Omega^{(4)}(\mu)$ | 782 |
| | 7.4.6 | Complé | ement II : Hypervolume de diffusion à trois corps D | |
| | | du mod | èle sur réseau dans le régime de Born | 782 |
| | | 7.4.6.1 | L'hamiltonien modèle | 783 |
| | | 7.4.6.2 | Forme de l'état de diffusion : seule fonction in- | |
| | | | connue $f(\mathbf{r})$ | 783 |
| | | 7.4.6.3 | Une équation fermée sur $f(\mathbf{k})$ | 785 |
| | | 7.4.6.4 | Développement de Born de la partie régulière $\phi(\mathbf{k})$ | |
| | | | $de f(\mathbf{k}) \dots \dots$ | 786 |
| | | 7.4.6.5 | Le résultat cherché | 789 |
| | 7.4.7 | Append | ice au complément II de la section 7.4.6 | 789 |
| | | 7.4.7.1 | Développement de $A(\mathbf{k}_1)$ | 789 |
| | | 7.4.7.2 | Développement de $B(\mathbf{k}_1)$ | 790 |
| | | 7.4.7.3 | Développement de $J(\mathbf{k}_1)$ | 790 |
| | | 7.4.7.4 | Développement de $K(\mathbf{k}_1)$ | 792 |

| 8 | Cas | de la c | dimensionalité réduite : étude des quasi-condensats par la | l | | |
|---|-----|--|--|-----|--|--|
| | mét | hode d | le Bogolioubov en représentation phase-module | 795 | | |
| | 8.1 | Brève | présentation et vue d'ensemble | 795 | | |
| | | 8.1.1 | Plus qu'un pâle reflet des condensats, les quasi-condensats | 795 | | |
| | | 8.1.2 | Quel angle d'attaque théorique? | 796 | | |
| | | 8.1.3 | En prise directe sur les expériences | 797 | | |
| | 8.2 | Position du problème et régime considéré | | | | |
| | | 8.2.1 | À l'équilibre thermique grand-canonique | 799 | | |
| | | 8.2.2 | Les quasi-condensats en six conditions | 800 | | |
| | 8.3 | Défrichage de la dimensionalité réduite avec la méthode de Bo- | | | | |
| | | golioubov ordinaire | | | | |
| | | 8.3.1 | La densité non condensée | 803 | | |
| | | | 8.3.1.1 Discussion selon la dimensionalité | 804 | | |
| | | | 8.3.1.2 À propos du tableau 8.1 | 805 | | |
| | | | 8.3.1.3 Moralité sur la longueur de cohérence | 806 | | |
| | | 8.3.2 | La fonction de distribution de paires | 806 | | |
| | | | 8.3.2.1 Contribution quantique, contribution thermique . | 807 | | |
| | | | 8.3.2.2 Moralité sur les fluctuations de densité | 808 | | |
| | | 8.3.3 | En conclusion du défrichage | 809 | | |
| | 8.4 | Construction de l'hamiltonien modèle | | | | |
| | | 8.4.1 Longueur de diffusion et matrice <i>T</i> à basse énergie en di- | | | | |
| | | | mension quelconque | 809 | | |
| | | | 8.4.1.1 Motivation et définition opérationnelle | 809 | | |
| | | | 8.4.1.2 Modèle de portée nulle à basse énergie | 811 | | |
| | | | 8.4.1.3 Quelques particularités de la dimension un | 814 | | |
| | | 8.4.2 | Modèle sur réseau : pas, constante de couplage et hamilto- | | | |
| | | | nien | 816 | | |
| | | | 8.4.2.1 Le modèle | 816 | | |
| | | | 8.4.2.2 La constante de couplage nue g_0 via la matrice T . | 817 | | |
| | | | 8.4.2.3 Constante g_0 , longueur de diffusion et portée ef- | | | |
| | | | fective à 3D | 819 | | |
| | | | 8.4.2.4 Constante g_0 , longueur de diffusion et portée ef- | | | |
| | | | fective à 2D | 820 | | |
| | | | 8.4.2.5 Constante g_0 , longueur de diffusion et portée ef- | | | |
| | | | fective à 1D | 822 | | |
| | | | 8.4.2.6 L'hamiltonien en seconde quantification | 823 | | |
| | | | 8.4.2.7 Comment choisir le pas du réseau | 825 | | |
| | 8.5 | Mise en œuvre de la méthode de Bogolioubov phase-module | | | | |
| | | 8.5.1 | Passage en représentation phase-module et idée de la mé- | | | |
| | | | thode | 826 | | |
| | | 8.5.2 | Développement de l'hamiltonien \hat{H}_{GC} ordre par ordre en | | | |
| | | | $\delta \hat{\rho} / \rho \approx b \mathbf{grad} \hat{\theta} \approx \epsilon$ | 829 | | |

| | | 8.5.2.1 | Ordre 0 en <i>c</i> | 830 |
|-----|--------|-------------|---|-----|
| | | 8.5.2.2 | Ordre 1 en <i>c</i> | 831 |
| | | 8.5.2.3 | Ordre 2 en <i>c</i> | 831 |
| | | 8.5.2.4 | Ordre 3 en <i>c</i> | 832 |
| | 8.5.3 | Résolut | ion itérative jusqu'à l'ordre ϵ^2 et diagonalisation de | |
| | | \hat{H}_2 | | 833 |
| | | 8.5.3.1 | Ordre ϵ^0 : fonction d'onde macroscopique et équa- | |
| | | | tion de Schrödinger non linéaire | 833 |
| | | 8.5.3.2 | Ordre ϵ^1 : rien | 834 |
| | | 8.5.3.3 | Ordre ϵ^2 : champs $\hat{B}(\mathbf{r})$ et $\hat{\Lambda}_{QC}(\mathbf{r})$, variables collec- | |
| | | | tives \hat{P} et \hat{Q} | 835 |
| | | 8.5.3.4 | Ordre ϵ^2 : transformation de Bogolioubov, déve- | |
| | | | loppement modal, spectre d'excitation, interpré- | |
| | | | tation de \hat{P} et \hat{Q} | 837 |
| | | 8.5.3.5 | En conclusion | 841 |
| 8.6 | Applic | cations d | e la théorie des quasi-condensats | 841 |
| | 8.6.1 | Le gran | d potentiel Ω | 841 |
| | 8.6.2 | Densité | moyenne et équation d'état du gaz | 844 |
| | | 8.6.2.1 | De la nécessité d'inclure une correction cubique . | 844 |
| | | 8.6.2.2 | Calcul direct de $\langle \delta \hat{\rho} \rangle_3$ | 845 |
| | | 8.6.2.3 | Une autre méthode, plus belle | 847 |
| | | 8.6.2.4 | Une troisième voie, plus directe | 848 |
| | | 8.6.2.5 | Équation d'état : les résultats, leur comportement | |
| | | | à haute et à basse température | 848 |
| | | 8.6.2.6 | Approximation de Thomas-Fermi à 2D | 851 |
| | 8.6.3 | Fonctio | n de distribution de paires g_2 : expression formelle | |
| | | à l'ordre | $e\epsilon^2$ | 851 |
| | | 8.6.3.1 | En termes du champ $\hat{\rho}(\mathbf{r})$ | 852 |
| | | 8.6.3.2 | Transformations habiles et résultat | 852 |
| | | 8.6.3.3 | Quelle variance de N ? | 853 |
| | | 8.6.3.4 | Lien avec la théorie de Bogolioubov ordinaire | 854 |
| | 8.6.4 | Fonctio | n de cohérence du premier ordre g_1 : expression | |
| | | formelle | e à l'ordre ϵ^2 | 854 |
| | | 8.6.4.1 | En termes des champs $\hat{\rho}(\mathbf{r})$ et $\hat{\theta}(\mathbf{r})$ | 855 |
| | | 8.6.4.2 | Dans l'état thermique de \hat{H}_2 | 855 |
| | | 8.6.4.3 | Correction due à \hat{H}_3 | 856 |
| | | 8.6.4.4 | Synthèse et forme provisoire | 859 |
| | | 8.6.4.5 | Un facteur $1/\rho_0$ embarrassant; forme finale | 861 |
| | | 8.6.4.6 | Vue d'ensemble des résultats; comportement à gran | 1- |
| | | | de distance | 862 |
| | | 8.6.4.7 | Formulaire de Wick | 865 |

| | 8.6.5 | À quelle | condition les fluctuations de densité et le gradient | |
|-----|--------|-------------|---|-----|
| | | de phas | e sont-ils faibles? | 866 |
| | | 8.6.5.1 | Les fluctuations de densité | 867 |
| | | 8.6.5.2 | Le gradient de phase | 867 |
| 8.7 | Analys | se détaill | ée des fonctions de corrélation g_1 et g_2 | 868 |
| | 8.7.1 | À la limi | te thermodynamique pour un espace continu | 868 |
| | 8.7.2 | Étude à | grande distance à $T = 0$ | 870 |
| | | 8.7.2.1 | Obtention des développements asymptotiques | 871 |
| | | 8.7.2.2 | Une application physique simple : fluctuations du | |
| | | | nombre de particules dans une boule | 875 |
| | 8.7.3 | Étude à | grande distance à $T > 0$ | 877 |
| | | 8.7.3.1 | Cas de $g_1^{\text{BOg}}(\mathbf{r})$ | 877 |
| | | 8.7.3.2 | Cas de $g_2^{\rm QC}(\mathbf{r})$ | 882 |
| | 8.7.4 | Étude à | courte distance | 887 |
| | | 8.7.4.1 | Cas de $g_2^{QC}(\mathbf{r})$; coefficient de contact \mathscr{C} et théo- | |
| | | | rème de Hellmann-Feynman | 887 |
| | | 8.7.4.2 | Cas de $g_1^{\text{Bog}}(\mathbf{r})$; distribution en impulsion; lien avec | |
| | | | \mathscr{C} et avec l'énergie moyenne $\ldots \ldots \ldots \ldots$ | 893 |
| 8.8 | Densi | té norma | le, transition BKT, superfluidité locale ou globale . | 898 |
| | 8.8.1 | La densi | ité normale | 898 |
| | | 8.8.1.1 | Définition | 898 |
| | | 8.8.1.2 | Expression à l'ordre de Bogolioubov | 899 |
| | | 8.8.1.3 | Comportement aux limites en température | 900 |
| | | 8.8.1.4 | Une densité normale locale | 901 |
| | 8.8.2 | La trans | ition BKT | 902 |
| | | 8.8.2.1 | Présentation sommaire : discontinuité universelle | |
| | | | de $\rho_s(T)$, tourbillons quantiques et énergie d'acti- | |
| | | | vation | 902 |
| | | 8.8.2.2 | Température de transition à l'ordre de Bogoliou- | |
| | | o . | bov : une estimation grossiere? | 904 |
| | 8.8.3 | Quasi-c | ondensats en mouvement et superfluidite globale. | 906 |
| | | 8.8.3.1 | Du cas immobile au cas en mouvement | 906 |
| | | 8.8.3.2 | Probabilité d'un mouvement d'ensemble spontane | 000 |
| | | 0 0 0 0 | $\operatorname{et} \rho_{n}$ glob | 909 |
| | | 8.8.3.3 | De nouvelles densites normales : globale ρ_n° , ef- | 010 |
| | | | The function $\rho_n^{cm}(v)$ et differentielle $\rho_n^{cm}(v)$ | 910 |
| | | 8.8.3.4 | Expression utile de ρ_n^{o} et discussion physique . | 912 |
| 0.0 | ŕ | 8.8.3.5 | voir les mouvements d'ensemble | 915 |
| 8.9 | Energi | ie de l'éta | at iondamental a 2D au-dela de Bogolioubov-Popov | 916 |
| | 8.9.1 | Une sim | ple application du chapitre 7 | 916 |
| | 8.9.2 | Forme f | inale du resultat et comparaison au numérique | 918 |

| 8.9.3 | Application à la limite de Thomas-Fermi | 920 |
|----------------|---|-----|
| 8.9.4 | Effet de la portée de l'interaction | 920 |
| 8.10 Comp | lément : apparition de la densité superfluide ρ_s dans le com- | |
| porter | nent asymptotique de $g_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ à $T > 0$ | 921 |
| 8.10.1 | Position du problème et motivation | 921 |
| 8.10.2 | Comment procéder | 923 |
| | 8.10.2.1 Logarithme, fonction génératrice et cumulants | 923 |
| | 8.10.2.2 Des remarques simplificatrices | 924 |
| | 8.10.2.3 Coefficient <i>B</i> dans $\phi(\mathbf{q})$ et forme du résultat | 926 |
| 8.10.3 | Un calcul négligeant les fluctuations de densité dans la fonc- | |
| | tion g_1 | 927 |
| | 8.10.3.1 Une motivation physique claire, une fonction $\phi_{\theta}(\mathbf{q})$ | |
| | simple | 927 |
| | 8.10.3.2 Calcul au second ordre en \hat{H}_3 | 929 |
| | 8.10.3.3 Calcul au premier ordre en \hat{H}_4 | 932 |
| | 8.10.3.4 Synthèse et coefficient B_{θ} | 938 |
| 8.10.4 | Calcul asymptotique sur la forme complète de $g_1 \ldots \ldots$ | 938 |
| | 8.10.4.1 Expression formelle de $\ln(g_1/\rho)$ à l'ordre ϵ^4 | 938 |
| | 8.10.4.2 Calcul des moyennes dans $\ln(g_1/\rho)$ | 940 |
| | 8.10.4.3 Conclusion | 945 |
| Principales no | otations | 947 |
| Index | | 953 |
| Bibliographie | | 965 |