

# La condensation de Bose-Einstein en phase solide



**Jacek Kasprzak**  
kasprzakj@Cardiff.ac.uk

**Maxime Richard**  
maxime.richard@epfl.ch

**Régis André**  
regis.andre@grenoble.cnrs.fr

**Daniel Le Si Dang**  
daniel.le-si-dang@grenoble.cnrs.fr

Institut Néel, UPR 2940, CNRS, Université Joseph Fourier, Grenoble

*Les condensats de Bose-Einstein sont des objets quantiques mythiques : les particules y perdent leur individualité et se comportent comme si elles ne faisaient qu'une. Pour qu'une assemblée de bosons présente une telle condensation, il est nécessaire que ces particules interagissent, c'est-à-dire que leur longueur d'onde de de Broglie soit supérieure à la distance entre particules. Ce critère est satisfait à une température d'autant plus élevée que la particule est légère. Ainsi, en utilisant des polaritons de cavité, quasi-particules mixtes de matière et de photons (dont la masse est  $5 \times 10^8$  fois plus petite que celle de l'atome de rubidium), nous avons observé la condensation de Bose-Einstein à 20 K, au lieu de 0.2  $\mu$ K pour le rubidium.*

## Condensation de Bose-Einstein

Toutes les particules élémentaires découvertes à ce jour peuvent se répartir dans deux catégories, suivant la valeur de leur spin. D'une part, nous avons des bosons de spin entier, qui obéissent à la statistique de Bose, dont l'une des spécificités est de permettre l'occupation d'un même état quantique par plusieurs bosons. Par opposition, les fermions ont des spins demi-entiers, et obéissent au principe d'exclusion de Pauli, qui empêche deux fermions d'occuper le même état quantique. La condensation de Bose-Einstein, formulée par Einstein en 1925 à la suite des travaux de Bose, prédit une occupation massive de l'état fondamental d'un système de bosons sous certaines conditions de température et de densité de particules.

Une façon simple de décrire cette transition est de considérer un gaz de bosons sans interaction, en équilibre thermique à une température  $T$ , et de comparer leur

longueur d'onde thermique de de Broglie,  $\lambda_{\text{DB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_{\text{B}}T}}$

avec la distance moyenne entre particules,  $d = N^{-1/3}$ , où  $\hbar$  est la constante de Planck,  $k_{\text{B}}$  la constante de Boltzmann,  $m$  la masse des particules, et  $N$  leur densité. La longueur d'onde de de Broglie représente en quelque sorte l'extension spatiale de la particule massive. Lorsque  $T$  est élevée et  $N$  faible, nous avons  $\lambda_{\text{DB}} < d$ , et le comportement des  $N$

bosons peut être prédit par la théorie classique des gaz. En revanche, lorsqu'on abaisse suffisamment la température,  $\lambda_{\text{DB}}$  peut devenir comparable à  $d$ , et la statistique de Bose-Einstein doit être utilisée pour décrire la distribution des bosons dans le système. Un phénomène extraordinaire peut alors se produire en dessous d'une certaine température critique : une large fraction des bosons dans le gaz occupe l'état fondamental ( $N_0 \sim N$ ,  $N_0$  étant la population de l'état fondamental), alors que l'occupation des états excités suit une distribution « thermique » classique de type Maxwell-Boltzmann ( $N_e \ll N$ ,  $N_e$  étant la population de l'état excité). Cette distribution bimodale est la signature typique de la condensation de Bose-Einstein à température finie (voir article « La condensation en phase gazeuse », *Images de la Physique 2000*, p. 22).

L'hélium liquide est resté longtemps l'exemple classique de la condensation de Bose-Einstein, après la découverte de ses propriétés superfluides à 2.2 K (1938). Cependant ce système reste fort éloigné du cadre théorique traité par Einstein à cause des fortes interactions qui existent entre bosons, limitant ainsi la fraction condensée à moins de 10 % des atomes en présence, même aux plus basses températures. Ce n'est qu'en 1995 que la condensation proche du cas idéal a pu être réalisée dans un gaz dilué d'atomes de rubidium (Rb) ultra refroidis. Les interactions entre atomes sont très faibles, et la fraction condensée dépasse les 90 %. Cependant, à cause de la masse très élevée des atomes Rb – plus de 100 000 fois la masse de l'élec-



tron libre  $m_e$  –, il a fallu abaisser la température du gaz aux alentours de  $1 \mu\text{K}$ , très proche du « zéro absolu », pour que la longueur d'onde de de Broglie des atomes soit comparable à leur séparation moyenne (de l'ordre de  $0.1 \mu\text{m}$ ).

À côté de ces travaux assez largement connus sur les gaz d'atomes ultra froids, la condensation de Bose-Einstein dans les semi-conducteurs a fait l'objet d'études dès les années 60, avec les travaux théoriques de Moskalenko et de Blatt (1962) sur les excitons. Dans un solide, la périodicité du réseau cristallin introduit une bande d'énergie interdite aux électrons (ou « gap » en anglais) et, dans un semi-conducteur, ce gap sépare la bande de valence de la bande de conduction. Aux très basses températures, la bande de valence est la bande de plus haute énergie occupée par les électrons. Par excitation optique, on peut amener un électron de la bande de valence à la bande de conduction, laissant un état vide d'électron ou « trou » dans la bande de valence. Pour le solide, ce trou se comporte comme une quasi-particule de charge positive, et peut donc se lier avec l'électron dans la bande de conduction (chargé négativement) par interaction de Coulomb, formant ainsi une sorte d'atome d'hydrogène appelé exciton. Bien que l'électron et le trou soient des fermions, l'exciton est une quasi-particule de type boson, candidate potentielle pour l'observation de la condensation de Bose-Einstein.

Le gaz d'excitons présente des avantages et des inconvénients pour réaliser la condensation. Comme principal avantage, nous avons vu plus haut qu'on peut créer des excitons très facilement, avec une source laser d'énergie supérieure au gap par exemple. De plus leur masse effective est très petite, de l'ordre de la masse de l'électron libre, ce qui leur assure une longueur d'onde de de Broglie suffisamment grande pour satisfaire le critère de condensation de Bose-Einstein à une température critique voisine de  $1 \text{ K}$ , température facilement accessible en laboratoire avec les techniques classiques de cryogénie. L'inconvénient avec les excitons est leur durée de vie finie, typiquement de quelques dizaines de picosecondes, qui est manifestement trop courte pour leur permettre de parvenir à l'équilibre thermique avec le réseau environnant. De plus, l'exciton n'est pas un « vrai » boson mais un boson composite, formé de deux fermions électron et trou. On peut alors montrer que les excitons ne peuvent être assimilés à des bosons que si la distance entre excitons est beaucoup plus grande que la distance entre les fermions formant l'exciton. Ceci peut se traduire par l'inégalité  $N a_B^3 \ll 1$ , où  $N$  est la densité volumique d'excitons et  $a_B$  le rayon de Bohr de l'exciton. Reste à savoir si cette densité  $N$  peut être suffisante pour satisfaire le critère de la condensation, ce qui fait que, dans la pratique, les excitons les plus adaptés pour les études de condensation sont ceux des semi-conducteurs à grand gap, car leur rayon de Bohr est beaucoup plus petit (environ  $1.5 \text{ nm}$  dans  $\text{ZnO}$  de gap  $3.4 \text{ eV}$ , contre  $12 \text{ nm}$  dans  $\text{GaAs}$  de gap  $1.4 \text{ eV}$ ). Cependant, pour diverses raisons techniques et physiques, aucune démonstration convaincante de condensation d'excitons n'a pu être apportée durant les trois dernières décennies.

## Pourquoi les polaritons en microcavité

En 1992, des polaritons sont observés pour la première fois dans une microcavité semi-conductrice par Weisbuch *et al.* Ces quasi-particules résultent du couplage fort entre les photons confinés dans une microcavité et les excitons confinés dans des puits quantiques insérés dans la microcavité. Leurs états d'énergie se répartissent suivant deux branches, appelées la branche haute et la branche basse (voir *encadré 1*), dont la séparation, appelée dédoublement de Rabi dans la littérature, dépend de la force de l'interaction exciton-photon et du nombre de puits quantiques ; ainsi une microcavité en  $\text{CdTe}$  contenant une dizaine de puits quantiques présente un dédoublement de Rabi  $\Omega_R$  typique d'une vingtaine de  $\text{meV}$ . Les polaritons sont donc des bosons de nature mixte, moitié exciton, moitié photon. Par suite, leur dispersion en énergie est complètement dominée par la très forte dispersion des photons en cavité, et peut être décrite approximativement par

$$E(k_{//}) \approx E_0 \pm \frac{1}{2} \Omega_R + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_p}$$

une constante égale à l'énergie des excitons dans les puits quantiques (de l'ordre de  $1.67 \text{ eV}$ ),  $k_{//}$  la composante du vecteur d'onde dans le plan  $(x, y)$  perpendiculaire à l'axe  $z$  de la microcavité, et  $m_p \sim 10^{-5} m_e$  la masse effective des polaritons, qui est probablement la plus petite masse des candidats connus à la condensation de Bose-Einstein. Avec une telle masse, le critère de condensation est beaucoup plus facile à satisfaire : en effet, un gaz de polaritons de densité  $N = 10^8 \text{ cm}^{-2}$  à  $20 \text{ K}$  aurait une distance moyenne entre particules de  $1 \mu\text{m}$  et une longueur d'onde de de Broglie de  $3 \mu\text{m}$  environ.

Dans la pratique, on cherchera donc à peupler les états de polariton sur la branche basse, avec une occupation suffisante pour déclencher la condensation. Cependant comme les excitons cités précédemment, les polaritons ont une durée de vie très courte, contrôlée par leur composante photonique ou plus précisément par le facteur de qualité de la microcavité : pour un facteur de qualité de l'ordre de  $1500$ , les polaritons auront typiquement une durée de vie de  $10^{-12} \text{ s}$ . Cette durée de vie très courte ne permet pas aux polaritons d'être en équilibre thermique avec le réseau environnant. Comme la condensation est une transition de phase thermodynamique, on a longtemps pensé qu'elle ne pourrait pas s'établir pour les systèmes de polaritons de cavité. Cependant, nous verrons plus loin que ce qui est crucial c'est d'obtenir un gaz de polaritons en équilibre thermique interne, et non en équilibre thermique avec le milieu environnant. D'autre part, il est clair également que le système polariton n'est pas fermé, dans le sens où les polaritons s'échappent continuellement de la microcavité. Il faut alors une excitation continue pour maintenir une population moyenne de polaritons suffisante pour réaliser une « condensation hors d'équilibre ».



Encadré 1

Couplage fort en microcavité et polaritons

L'interaction matière-rayonnement, qui caractérise les propriétés d'émission (et d'absorption) d'un milieu optiquement actif, peut être contrôlée dans des dispositifs communément appelés **microcavités**. La *figure A* montre le principe d'une microcavité planaire qui permet ce type de contrôle suivant la direction  $z$  de l'espace. La longueur de la microcavité suivant cette direction est délimitée par deux miroirs de haute réflectivité, définissant ainsi ses modes propres de résonance. On peut montrer que ces modes optiques doivent satisfaire la relation  $N\lambda = 2nL$ , où  $N$  est un nombre entier plus grand ou égal à 1,  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide du mode,  $n$  l'indice de réfraction de la microcavité, et  $L$  sa longueur (typiquement entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7}$  m, d'où le nom de « microcavité »). Cette « quantification » des modes optiques est analogue à celle des modes sonores d'une corde de guitare.

Dans la microcavité, un milieu actif ne peut émettre que des photons dont l'énergie est égale à celle des modes de cavité, avec une probabilité d'émission dépendant de son emplacement dans la cavité. Ceci est dû à la forte variation de l'amplitude du champ électrique associé à chaque mode optique dans la microcavité. La courbe rouge dans la *figure A* montre la distribution spatiale du champ électrique pour le mode  $N = 2$  : ainsi l'interaction matière-rayonnement de type dipolaire électrique sera exaltée (inhibée) en plaçant le milieu actif au maximum (minimum) de champ électrique. Elle peut même entrer dans le **régime de couplage fort** lorsque la probabilité d'émission (ou d'absorption) d'un photon par ce milieu actif devient plus grande que la probabilité pour le photon de s'échapper de la microcavité. Alors, contrairement à ce qui se passe dans l'espace libre, le processus d'émission n'est plus irréversible dans la microcavité car le photon émis par le milieu actif est réfléchi (au lieu de s'échapper) par les miroirs pour être absorbé ultérieurement par ce milieu actif et réémis, et ainsi de suite. En ce sens, des miroirs de haute réflectivité sont un atout important pour réaliser le régime de couplage fort : une réflectivité supérieure à 99 % assure une durée de vie des photons dans la cavité de l'ordre de  $10^{-12}$  seconde, temps nécessaire pour effectuer une centaine d'allers-retours dans la cavité et induire le processus d'absorption dans un milieu actif de type semi-conducteur.

Dans ce travail nous avons utilisé des microcavités à base de semi-conducteur CdTe, avec  $N = 4$ , et un milieu actif constitué des puits quantiques placés aux différents ventres de la distribution de champ électrique. Grâce à la grande force d'oscillateur des excitons dans les puits quantiques et à la qualité des miroirs, le régime de couplage fort a été obtenu entre les excitons et le mode optique de la microcavité. Dans une description plus rigoureuse en termes de mécanique quantique, cela signifie que les états propres du système ne sont plus un exciton et un photon, mais des nouvelles quasi-particules appelées **polaritons** qui sont des états mixtes mi-exciton mi-photon. Dans la *figure B*, les courbes en tirets correspondent aux dispersions en énergie des modes optiques et des excitons en fonction de leur vecteur d'onde  $k_{//} = (k_x, k_y)$  dans le plan perpendiculaire à la direction de confinement  $z$ , en l'absence de l'interaction matière-rayonnement. L'origine des énergies est celle des excitons dans les puits quantiques,  $E_0 = 1\ 685$  meV. La dispersion non linéaire des modes optiques découle directement de leur confinement le long de  $z$  :

$$E = \hbar c|k|, \text{ avec } k^2 = k_{z_0}^2 + k_{//}^2 \text{ et } k_{z_0} = \frac{N\pi n}{L}.$$

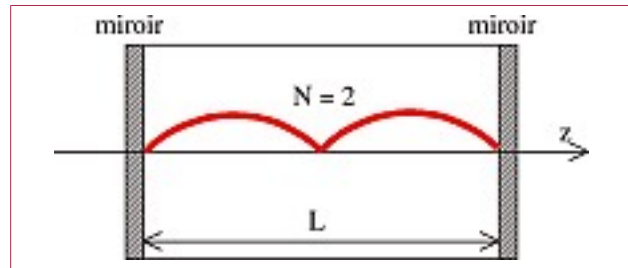


Figure A – Principe de la microcavité planaire de longueur  $L$ . Les modes propres de la microcavité sont définis par  $N\lambda = 2nL$ . La courbe rouge représente la variation de l'amplitude du champ électrique du mode optique ( $N = 2$ ).

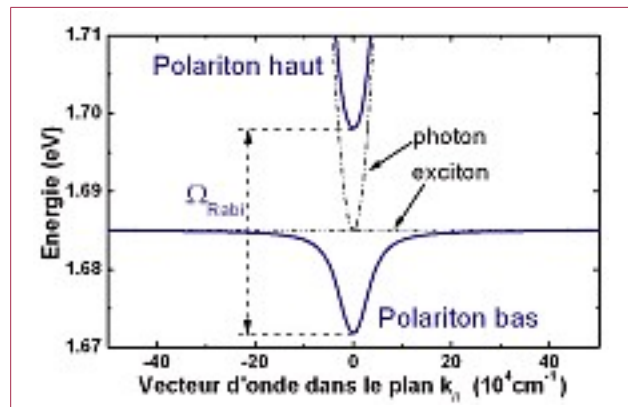


Figure B – Courbes de dispersion dans le plan  $(x, y)$  d'une microcavité contenant 16 puits quantiques en CdTe. Les dispersions des excitons et des modes optiques sont en traits tiretés, et celles des polaritons en traits continus. L'origine des énergies est celle des excitons dans les puits quantique,  $E_0 = 1\ 685$  meV. Le régime de couplage fort, démontré par la formation des branches haute et basse des polaritons, est établi pour  $k_{//} < 10^4$   $\text{cm}^{-1}$ .

Comme  $k_{z_0} \approx 10^5$   $\text{cm}^{-1}$ , au voisinage de  $k_{//} \sim 0$ , on peut décrire cette relation de dispersion comme celle d'une particule libre avec une masse effective équivalente :  $E \approx E_0 + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_{\text{ph}}}$  où

$m_{\text{ph}} = \frac{\hbar N \pi n}{Lc} \approx 0.5 \times 10^{-5} m_e$ . En tenant compte de l'interaction matière-rayonnement, le régime de couplage fort est réalisé dans la région  $k_{//} \leq 10^4$   $\text{cm}^{-1}$  (région où la différence d'énergie entre l'exciton et le photon est plus petite ou du même ordre de grandeur que l'interaction matière-rayonnement), se manifestant par la formation des branches haute et basse des polaritons (courbes en traits continus dans la *figure B*). Leur séparation, appelée dédoublement de Rabi dans la littérature, est fonction de la force d'oscillateur des excitons et du nombre de puits quantiques : elle vaut 26 meV avec 16 puits quantiques en CdTe. Par leur nature mixte exciton-photon, les polaritons ont une forte dispersion également, comme celle des modes optiques mais avec une masse équivalente de  $2 m_{\text{ph}}$ . Une telle masse est environ un milliard de fois plus faible que celle des atomes utilisés pour réaliser la condensation de Bose-Einstein dans les systèmes gazeux ultra-refroidis. Les polaritons sur la branche basse au voisinage du minimum d'énergie ( $k_{//} \sim 0$ ) sont donc particulièrement intéressants pour l'étude de la condensation.



## Comment avoir une densité suffisante pour la condensation

Pour démontrer la condensation de Bose-Einstein, nous partirons d'un gaz de polaritons incohérents. Ainsi toute cohérence observée, que ce soit dans le domaine spectral, temporel, ou spatial, sera le résultat d'un processus spontané venant du gaz de polaritons lui-même, et non pas induit par la cohérence du laser utilisé pour créer des polaritons dans la microcavité. Pour ce faire, nous injectons des porteurs libres (paires d'électrons et de trous) dans la microcavité par excitation laser, à une énergie de 100 meV environ au dessus de la branche basse des polaritons. Ces porteurs perdent leur énergie par émission de phonons (on dit qu'ils « relaxent ») et forment des excitons, dont certains, à petits vecteurs d'onde  $k_{//} \sim 0$ , peuvent se coupler avec les modes de photons confinés (à petits vecteurs d'onde) pour peupler les états de la branche basse des polaritons. Les autres excitons, en fait la grande majorité de la population d'excitons créés, restent bloqués dans des états de grands vecteurs d'onde  $k_{//}$ , à une dizaine de meV au-dessus des états de polaritons à  $k_{//} \sim 0$ . En effet, la relaxation de ces excitons vers les états de polariton à  $k_{//} \sim 0$  ne peut se faire que par collisions avec un grand nombre de phonons acoustiques, processus hautement improbable.

Cet effet de « goulot d'étranglement » empêche d'avoir une population suffisante dans la branche basse des polaritons pour réaliser la condensation. Heureusement la situation change lorsqu'on augmente la puissance du laser d'excitation. À partir d'une certaine densité d'excitons dans le goulot d'étranglement, des collisions entre excitons vont se produire, envoyant des excitons dans des états plus énergétiques et, en vertu du principe de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, d'autres excitons dans des états de polaritons à plus basse énergie. Ce mode de peuplement permet ainsi d'obtenir un gaz dense de polaritons de vecteurs d'onde  $k_{//} \sim 0$ . De plus, toute cohérence induite dans le système par le laser de pompe est irrémédiablement perdue à travers les divers processus de collisions.

## Condensation de polaritons

La microcavité choisie pour réaliser la condensation de Bose-Einstein est fabriquée par épitaxie par jets moléculaires utilisant des composés semi-conducteurs à base de CdTe. Elle contient 16 puits quantiques ; le rayon de Bohr des excitons est de 3.5 nm, et la durée de vie des polaritons de 1 ps environ.

La distribution de la population dans les états de polaritons dans la branche basse autour de  $k_{//} \sim 0$  peut être sondée par spectroscopie de photoluminescence en champ

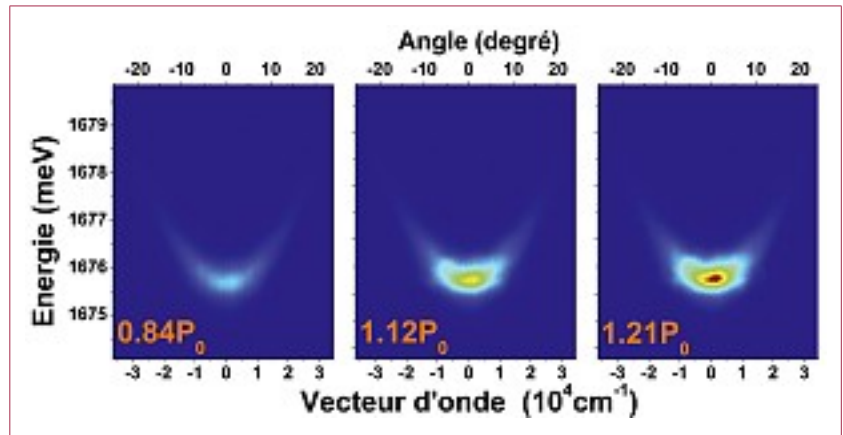


Figure 1 – Images de la distribution des polaritons dans l'espace  $(E, k_{//})$  pour différentes puissances d'excitation  $P = 0.84, 1.12, \text{ et } 1.21 P_0$ ,  $P_0$  étant la puissance seuil de condensation. Les mesures sont effectuées en maintenant la température de la microcavité constante  $T = 5$  K.

lointain (voir encadré 2). La figure 1 montre comment elle se modifie avec l'augmentation de la puissance d'excitation au voisinage du seuil de condensation  $P_0$ , avec la microcavité maintenue à la température  $T = 5$  K. Pour  $P = 0.84 P_0$ , la distribution des polaritons se répartit de façon régulière sur un grand nombre d'états. Pour  $P > P_0$ , l'occupation de l'état fondamental  $k_{//} \sim 0$  est nettement plus importante que celle des états excités  $k_{//} \neq 0$ . Il s'agit de la fameuse distribution bimodale, caractérisée par l'occupation massive de l'état fondamental formant le condensat et l'occupation des états excités selon une distribution thermique. En comparant les panneaux central et droit de la figure 1, on peut noter également que, au-delà du seuil de condensation, les polaritons ajoutés dans le gaz vont plutôt se condenser dans l'état fondamental. Cette distribution bimodale, typique de la condensation de Bose-Einstein à température finie, peut être contrôlée également par la température en maintenant constante la puissance d'excitation laser (voir figure 2). Dans cet exemple, la condensation se produit à la température seuil de 25 K environ.

La figure 3 montre l'occupation des états de polariton en fonction de leur énergie, pour différentes puissances d'excitation. Grâce à l'échelle logarithmique utilisée pour l'axe vertical, on voit que l'occupation varie avec l'énergie selon une fonction exponentielle décroissante, en accord avec une distribution de type Maxwell-Boltzmann. Ceci montre que le gaz des polaritons est complètement thermalisé, avec une température typique d'une vingtaine de Kelvin. Au-dessus du seuil, l'occupation de l'état fondamental augmente de façon exponentielle, alors que celle des états excités change à peine. Cet effet spectaculaire est très similaire à ce qui se passe dans un dispositif laser : au-dessus du seuil laser, l'énergie injectée dans le laser se retrouve complètement sous forme de photons émis dans le mode laser.

Il n'est pas surprenant d'observer une température des polaritons différente de celle du réseau cristallin environnant. En effet, nous avons déjà mentionné qu'il n'y a pas d'échange de phonons efficace entre le gaz de polari-



Encadré 2

Comment « voir » le condensat de polaritons ?

Les polaritons sur la branche basse au voisinage du minimum d'énergie ( $k_{||} \sim 0$ ) ont une durée de vie de l'ordre de  $10^{-12}$  seconde, limitée par la qualité des miroirs. Leur annihilation donne lieu à l'émission de photons, avec conservation de l'énergie et conservation de la composante  $k_{||}$  du vecteur d'onde  $k$  (par conservation de la symétrie de translation dans le plan  $(x, y)$ ). Appelons  $\theta$  l'angle d'émission du photon par rapport à la normale à la microcavité (voir *figure A*). Il vient :  $k_{||} = k \sin \theta = (E / \hbar c) \sin \theta$ . À chaque polariton caractérisé par  $(E, k_{||})$  est ainsi associée une direction de photons émis. Ceci permet de sonder la distribution des polaritons sur leur courbe de dispersion au voisinage de  $k_{||} \sim 0$  par simple spectroscopie en champ lointain. Dans la pratique, le diagramme angulaire d'émission de la microcavité est mesuré avec un montage optique d'imagerie du plan de Fourier, dont le principe est présenté sur la *figure A*.

La microcavité et le plan de Fourier sont respectivement dans le plan objet et dans le plan image de la lentille. La lentille fait converger tous les photons émis suivant une direction donnée, par exemple les photons émis dans la direction  $(\theta, \varphi)$  par les points  $r_1$  et  $r_2$  de la microcavité, vers le même point du plan de Fourier défini par  $(r = f \cdot \tan \theta, \varphi)$ . Comme la tache d'émission s'étend sur une trentaine de  $\mu\text{m}$ , nous sommes éloignés du cas de la source ponctuelle, et la configuration  $(f, f)$  permet de garder une bonne résolution du diagramme angulaire.

En interposant la fente d'entrée d'un monochromateur dans ce plan de Fourier, orientée suivant l'axe  $x$  (voir *figure A*), on conserve l'information sur l'angle d'émission  $\theta$  dans la

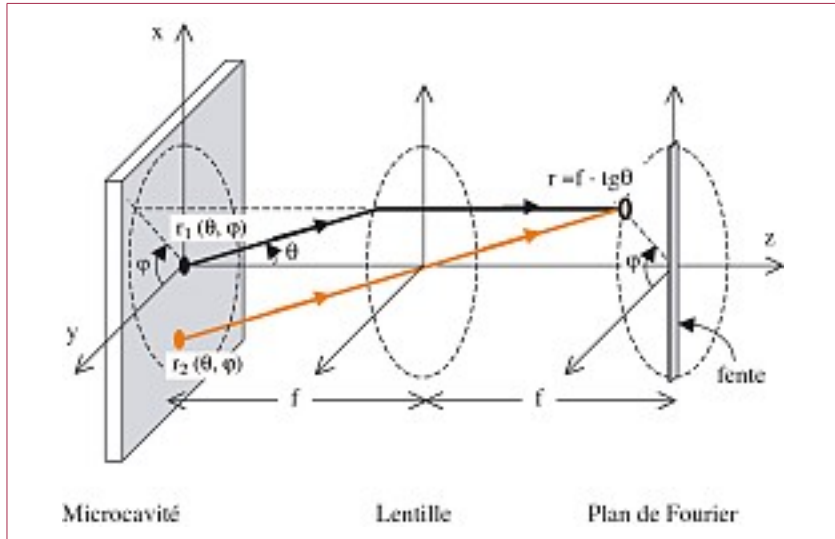


Figure A – Imagerie du plan de Fourier de la microcavité pour sonder les polaritons dans l'espace des impulsions. Tous les photons émis par la microcavité dans la direction  $(\theta, \varphi)$  sont focalisés au point  $(r = f \cdot \tan \theta, \varphi)$  du plan de Fourier.

direction de la fente (direction  $x$ ), et la longueur d'onde d'émission  $\lambda$  peut être analysée dans la direction perpendiculaire (direction  $y$ ) grâce au réseau de diffraction du monochromateur. Il est alors aisé de passer du résultat expérimental brut dans l'espace  $(\theta, \varphi)$  à une mesure de la dispersion dans l'espace  $(E, k_{||})$  par un simple changement de variables. C'est grâce à un tel dispositif d'imagerie que nous avons sondé la population des polaritons le long de leur courbe de dispersion. Il est ainsi possible de mesurer leur statistique de répartition et de « voir le condensat » se former en  $k_{||} = 0$  le cas échéant, selon les conditions de température et/ou de densité d'excitation.

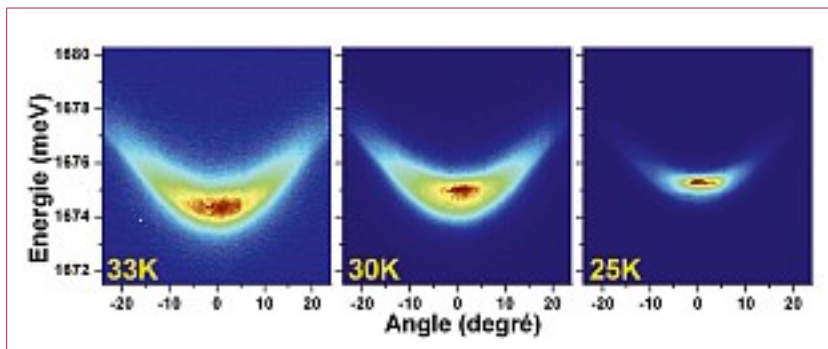


Figure 2 – Images de la distribution des polaritons dans l'espace  $(E, k_{||})$  pour différentes températures  $T = 33, 30$  et  $25$  K, la puissance d'excitation laser étant maintenue constante. La température seuil de condensation est de  $25$  K environ.

tons et le réseau car les dispersions des polaritons et des phonons diffèrent de plusieurs ordres de grandeur. De ce fait, les polaritons à  $k_{||} \sim 0$  sont complètement déconnectés du réseau, et leur température est uniquement contrô-

lée par leur énergie moyenne. On pourrait même concevoir des polaritons plus froids que le réseau environnant !

Strictement parlant, la condensation des polaritons n'est pas la condensation de Bose-Einstein prédite en 1925, pour au moins deux raisons. D'abord, les polaritons sont des bosons qui interagissent entre eux à travers leur composante excitonique. L'existence de cette interaction limite la fraction condensée à 50 % dans le gaz de polaritons, situant le condensat de polaritons entre l'hélium liquide superfluide et les condensats atomiques. Ensuite, les polaritons s'échappent de la microcavité au bout de  $10^{-12}$  s, et la

condensation ne peut être obtenue qu'au prix d'une excitation continue. Le système de polaritons est donc loin de l'équilibre thermodynamique envisagé par Einstein. Néanmoins, la principale caractéristique de la condensa-

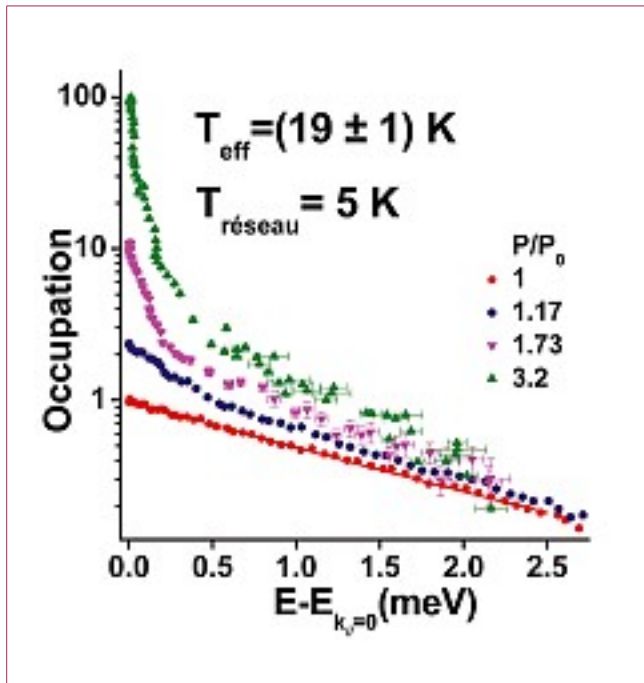


Figure 3 – Occupation des polaritons en fonction de leurs énergies, mesurée pour différentes puissances d'excitation.

tion de Bose-Einstein est observée ici : occupation massive de l'état fondamental à partir d'une population en équilibre thermique. Il reste à mettre en évidence l'émergence de la cohérence spatiale à longue portée et de la cohérence temporelle au seuil de la condensation.

### Cohérence spontanée

L'une des signatures de la condensation des bosons interactifs est l'émergence d'un ordre à longue portée, qui se traduit par l'apparition spontanée d'une cohérence spatiale étendue sur tout le système de polaritons. Dans la pratique, cela revient à démontrer l'existence d'une relation de phase entre deux points quelconques situés à l'intérieur de la tache d'émission de la microcavité. À l'aide d'un interféromètre de Michelson, nous avons donc mesuré la figure d'interférence obtenue en superposant un point  $(x, y)$  et son symétrique  $(-x, -y)$  par rapport au centre de la tache d'émission (voir encadré 3). De cette figure d'interférence on peut déduire la fonction de corrélation spatiale du premier ordre entre ces deux points. Une valeur de corrélation de 0 (respectivement 1) reflète une absence totale de cohérence (système désordonné) (respectivement une cohérence complète).

La figure 4 montre une cartographie de cette fonction de corrélation sur toute l'étendue de la tache d'émission, qui est représentée par le cercle blanc en pointillés. En dessous du seuil de condensation, la corréla-

tion existe, mais sur une courte portée de l'ordre de  $3 \mu\text{m}$  seulement. Cette distance correspond en fait à la longueur d'onde de de Broglie d'un gaz de polaritons thermalisé à 20 K. En revanche, au-dessus du seuil, une forte corrélation est observée sur toute l'étendue de la tache d'émission : par exemple, il existe une corrélation de plus de 30 % pour deux points séparés de  $12 \mu\text{m}$ . Cette distance est largement supérieure à la distance moyenne entre polaritons, d'environ  $0.5 \mu\text{m}$ , démontrant une cohérence spatiale à l'échelle macroscopique. L'observation de cette forte corrélation démontre également que les polaritons se condensent dans un état unique, l'état fondamental, et non dans un ensemble d'états très proches par rapport à l'énergie thermique  $kT$ . Dans cette dernière hypothèse, les fluctuations aléatoires de la phase de ces différents états condensés auraient détruit toute figure d'interférence entre deux points quelconques de la tache d'émission.

Sur la figure 4, la cartographie de corrélation spatiale met clairement en évidence le désordre de notre microcavité sur une échelle de quelques  $\mu\text{m}$ . Ce désordre pourrait venir des fluctuations d'épaisseur de la microcavité, de l'ordre d'une couche atomique, induisant une localisation des polaritons, avec de petites fluctuations d'énergie de l'ordre de 1 meV. Cependant, dans la phase condensée, ce désordre n'empêche pas l'établissement d'une forte corrélation spatiale dans toute la tache d'émission. Cette observation suggère l'existence d'une interaction entre polaritons à l'échelle de quelques  $\mu\text{m}$ .

La cohérence temporelle, également attendue pour le condensat de Bose-Einstein, se reflète directement sur l'affinement spectral de l'émission des polaritons à  $k_{\parallel} = 0$ . Elle est confirmée par des mesures utilisant l'interféromètre de Michelson. Les premiers résultats montrent que la phase du condensat est maintenue pendant une durée de dix à cent fois supérieure à la durée de vie individuelle des polaritons.

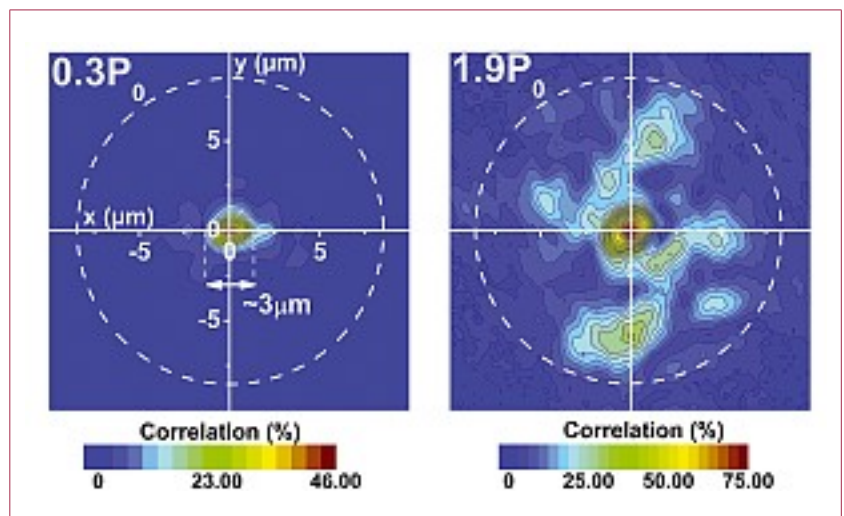


Figure 4 – Cartographie de la fonction de corrélation spatiale entre les couples de points  $(x, y)$  et  $(-x, -y)$  situés à l'intérieur de la tache d'émission, mesurée en-dessous du seuil (à gauche) et au-dessus du seuil de condensation (à droite). La tache d'émission est délimitée par le cercle blanc en pointillés.



Encadré 3

Cartographie de la corrélation spatiale

La formation du condensat devrait être accompagnée par l'émergence d'une cohérence temporelle et spatiale spontanée. Ici, le système des polaritons est physiquement représenté par la tache d'émission de la microcavité. Nous avons donc cherché à mesurer la cohérence spatiale de cette tache d'émission, qui est définie par la fonction de corrélation de premier ordre  $g_1(r, r') = \langle E^*(r) E(r') \rangle / (\langle E^*(r) \rangle \langle E(r') \rangle)$ , où  $E(r)$  est le champ électrique au point  $r$ . Dans la pratique, l'image de la tache d'émission (agrandie 40 fois) est envoyée à l'entrée d'un interféromètre de Michelson (voir *figure A*). L'un des deux bras de l'interféromètre (bras 1) est équipé d'un miroir standard et l'autre (bras 2) d'un rétro-rélecteur (« coin de cube » formé par 3 faces planes perpendiculaires deux à deux), qui renvoie une image renversée de l'image incidente. Ainsi, à la sortie de l'interféromètre, en superposant les deux images réfléchies, nous obtenons une figure d'interférence créée par les couples de points situés à  $r$  et  $-r$ .

La *figure B* montre le résultat brut d'une mesure typique effectuée au-dessus du seuil de condensation. En faisant varier le déphasage (entre 0 et  $6\pi$ ) entre les deux bras, on peut analyser le contraste d'interférence pour déduire la fonction de corrélation.

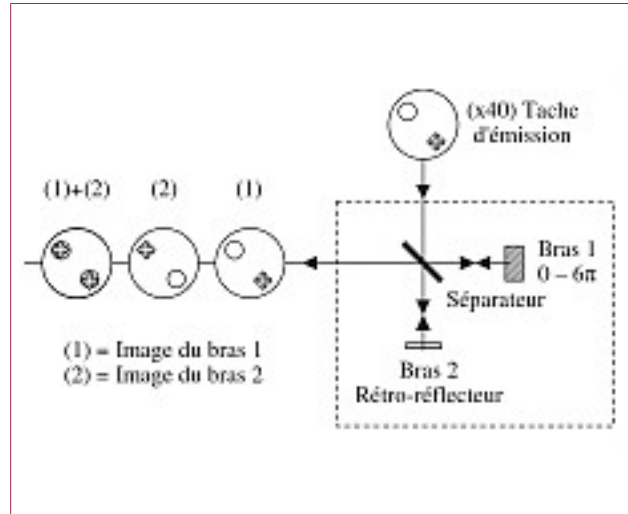


Figure A – Montage de Michelson pour étudier la cohérence spatiale du système des polaritons. En remplaçant l'un des miroirs par un rétro-rélecteur, on peut mesurer directement la fonction de corrélation de premier ordre de tous les couples de points  $r$  et  $-r$  du système.

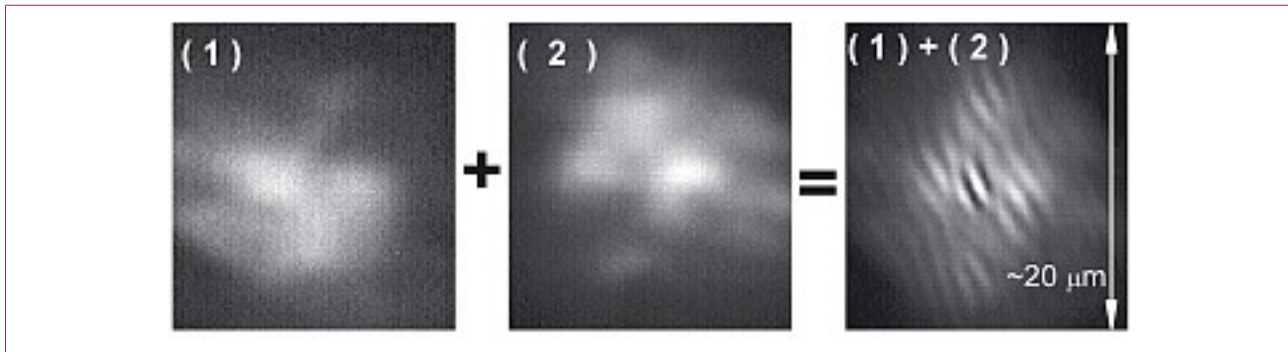


Figure B – Exemple des interférences observées au-dessus du seuil de condensation ( $P = 1.9 P_0$ ) pour les couples de points  $(r, -r)$  : dans l'image superposée (à droite), un point à  $5\ \mu\text{m}$  du centre représente en fait la corrélation entre deux points séparés de  $10\ \mu\text{m}$  dans la tache d'émission.

Questions ouvertes et perspectives

Les polaritons en microcavité permettent enfin d'aborder l'étude de la condensation de Bose-Einstein dans la phase solide. La température de transition élevée, jusqu'à 40 – 60 K, et la possibilité de sonder le gaz de polaritons par simple spectroscopie de Fourier sont des avantages considérables, mais le prix à payer est important également ! L'interaction des polaritons entre eux, ou avec le désordre environnant, tout comme leur durée de vie très courte modifient profondément les conditions critiques de la condensation, et une théorie plus complexe est nécessaire pour décrire les observations expérimentales. En ce sens, l'étude du diagramme de phase et des niveaux d'énergie dans la phase condensée devrait permettre un test sérieux des différents modèles théoriques.

Une voie intéressante de recherche est l'étude de la condensation des polaritons de plus basse dimensionnalité. Par exemple, on pourrait localiser les polaritons par l'application d'une contrainte externe, ou encore graver la microcavité sous forme de micropilier de quelques  $\mu\text{m}$  de diamètre. Cette dernière technique est beaucoup plus prometteuse pour les études physiques, comme l'étude du couplage entre condensats par exemple.

Une autre voie de recherche est la réalisation de la condensation de Bose-Einstein à température ambiante, utilisant des semi-conducteurs à grand gap, car l'énergie de liaison des excitons dans les puits quantiques en GaN et ZnO (50 ou 60 meV) dépasse largement l'énergie thermique (25 meV à température ambiante). Une application pratique immédiate serait l'utilisation du condensat comme source de photons cohérents. En effet, les pho-



tons émis par les polaritons du condensat sont cohérents pendant une durée de dix à cent fois supérieure à la durée de vie des polaritons. Le seuil de cette émission cohérente est beaucoup plus bas que celui de l'effet laser standard. Ceci vient du fait que l'effet laser repose sur l'inversion de population du plasma électron-trou, et implique implicitement la « cassure » de l'exciton. Un tel effet exige une très forte puissance d'excitation : dans CdTe, la puissance nécessaire à l'effet laser est cinquante fois plus élevée que celle induisant la condensation de Bose-Einstein. Dans un semi-conducteur à grand gap, cette différence est beaucoup plus grande encore car les excitons ont une énergie de liaison beaucoup plus forte.

Enfin on peut également envisager la génération de condensats de Bose-Einstein par simple injection électrique, à la place de l'excitation optique laser utilisée ici. Une telle technologie existe déjà depuis au moins une dizaine d'années, avec le développement des lasers à émission verticale (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers). On obtiendrait alors des « puces » de condensats miniaturisées d'une fraction de  $\text{cm}^3$ .

#### Pour en savoir plus

- Dalibard Jean (2000), « La condensation de Bose-Einstein en phase gazeuse », *Images de la Physique*, p. 22.
- Kasprzak Jacek *et al.* (2006), « Bose-Einstein condensation of exciton polaritons », *Nature*, 443, 409.
- Kavokin Alexey et Malpuech Guillaume (2003), « Cavity Polaritons », Elsevier Academic Press.
- Skolnick Maurice *et al.* (1998), « Strong coupling phenomena in quantum microcavity structures », *Semicond. Sci. Technol.*, 13, 645.

Ont participé à ce travail : Augustin Baas, Stefan Kundermann, Benoît Deveaud (Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne).