

Les microcavités à base de semiconducteurs : couplage fort matière-rayonnement

La désexcitation d'un atome par émission spontanée de lumière n'est pas un processus physique immuable. Comme le prévoit l'électrodynamique quantique en cavité, on la modifie en plaçant l'émetteur dans une cavité délimitée par des miroirs fortement réfléchissants et dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière émise. L'électrodynamique quantique en cavité, qui s'est beaucoup développée en physique atomique, est apparue ces dernières années dans le domaine des semiconducteurs. Des puits quantiques placés entre deux miroirs présentent de fortes analogies avec le système modèle constitué d'un atome unique dans une cavité supraconductrice.

L'émission spontanée est un phénomène essentiel dans le fonctionnement des composants optoélectroniques, tels que les diodes électroluminescentes ou les lasers à semiconducteur, utilisés pour la transmission des signaux de télécommunications ou pour la lecture des mémoires optiques et des disques compacts. L'émission spontanée restitue sous forme d'émission lumineuse l'énergie stockée dans le composant, et son déclenchement est dû à la nature quantique de la lumière. Comme cette émission est omnidirectionnelle, une très faible partie seulement de l'émission spontanée du composant optoélectronique va vers des directions « utiles »

(typiquement de l'ordre de 10^{-5}). L'émission spontanée « inutile » constitue donc une perte d'énergie qui conditionne en partie le seuil du laser, introduit un retard au déclenchement de l'émission stimulée et produit des fluctuations aléatoires de la phase et de l'amplitude de son émission.

En 1946, E. M. Purcell indiquait que la dynamique de l'émission spontanée de lumière d'un atome est considérablement modifiée lorsque ce système est introduit dans une microcavité optique. Une telle microcavité est une enceinte, fermée par des miroirs, dont les dimensions sont comparables à la longueur d'onde optique : les modes du champ électromagnétique, avec lesquels l'atome est couplé à l'intérieur de l'enceinte, sont alors discrets. Ces 15 dernières années, l'étude systématique de l'émission de lumière par un atome unique placé dans une cavité monomode a démontré des modifications de l'émission spontanée et donné naissance à un nouveau domaine de la physique, l'électrodynamique quantique en cavité (EQC).

Depuis 4 ans par ailleurs, l'EQC fait son apparition dans le domaine des semiconducteurs. En introdui-

sant un semiconducteur dans une cavité optique de type Fabry-Pérot de très petites dimensions, on peut modifier par exemple la dynamique ou la directivité de son émission de lumière. Cela pourrait être mis en œuvre pour améliorer les performances des composants optoélectroniques et atteindre ainsi des régimes de fonctionnement inaccessibles aux composants classiques.

COUPLAGE FORT OU FAIBLE ENTRE LA MATIÈRE ET LE RAYONNEMENT

Considérons un système quantique dont les niveaux d'énergie sont discrets. Lorsque ce système est en interaction avec un deuxième système, deux situations très différentes se présentent selon que les états du second système forment un continuum ou sont discrets. Dans le premier cas, si le système est excité initialement dans un état discret, l'énergie se dissipe vers le continuum suivant une loi exponentielle au cours du temps. Cette situation correspond à un « couplage faible » entre l'état discret et le continuum. Dans le deuxième cas, nous avons un couplage entre deux états discrets, et l'interaction mélange les

— France Télécom, CNET, laboratoire de Bagneux, 196, Ave Henri Ravera, 92220 Bagneux.

— Laboratoire de microstructures et de microélectronique - L2M - (UPR 20 CNRS), 196, Ave Henri Ravera, 92225 Bagneux Cedex.

— Laboratoire de physique de la matière condensée - LPMC - (URA 1437 CNRS), ENS, Université Paris VI, Paris VII, Ecole normale supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05.

états des deux systèmes. On est en régime de couplage fort et les nouveaux états propres sont des états mixtes, séparés en énergie par une quantité $\hbar\Omega$ égale à deux fois l'énergie d'interaction. Les états mixtes peuvent également être décrits comme résultant d'une oscillation périodique à la fréquence Ω entre les états des deux systèmes qui les composent (oscillations de Rabi).

En l'absence de perturbation extérieure, ces oscillations ne sont pas amorties et la durée de vie des états mixtes est infinie. Cependant, les systèmes physiques considérés sont en interaction avec leur environnement, ce qui donne une certaine largeur (un amortissement) aux niveaux quantiques. Le concept des états mixtes n'est pertinent que si la période des oscillations est plus courte que la durée moyenne

d'amortissement des deux états (cf. encadré 1).

Dans notre cas particulier, le premier système correspond aux états électroniques d'un atome, d'une molécule ou d'un solide, alors que le second système représente les modes du champ électromagnétique dans un volume V . L'interaction entre les deux systèmes est due au couplage dipolaire électrique. Si

Encadré 1

COUPLAGE FORT EN PHYSIQUE ATOMIQUE ET EN PHYSIQUE DES SEMICONDUCTEURS

Un niveau électronique discret $|e\rangle$, en résonance avec un mode de photon discret $|c\rangle$, est couplé à ce mode par l'interaction dipolaire électrique $H_{int} = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0$, où \mathbf{d} est le dipôle de la transition vers $|e\rangle$ et \mathbf{E}_0 est le champ électrique à l'endroit où se trouve le dipôle. L'interaction lève la dégénérescence entre les deux états et les nouveaux états propres sont des états mixtes, superposition en phase et en opposition de phase des états $|e\rangle$ et $|c\rangle$ et séparés par le dédoublement de Rabi $\hbar\Omega = 2 \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0$, comme l'indique la figure 1.

Chacun des deux états mixtes peut être considéré comme résultant d'une oscillation du système entre $|c\rangle$ et $|e\rangle$ à la fréquence angulaire Ω . Ce couplage fort entre $|c\rangle$ et $|e\rangle$ ne peut s'établir que si les temps d'amortissement des deux systèmes ainsi que le temps d'interaction entre le dipôle et le champ sont beaucoup plus longs que la période caractéristique des oscillations $T = 2\pi/\Omega$. Cette condition sur les constantes de temps revient, dans le domaine spectral, à imposer que les largeurs de la transition et du mode optique soient plus petites que $\hbar\Omega$.

PHYSIQUE ATOMIQUE

On utilise, par exemple, des atomes de rubidium dans des états excités de grand nombre quantique principal. Le dédoublement de Rabi est alors de l'ordre de 10^{-7} meV, ce qui correspond à une période d'oscillation $T = 60 \mu s$.

Le temps de vie radiatif de ces niveaux excités est de l'ordre de 10 à 100 ms. Le temps d'interaction, lié au temps mis par les atomes pour traverser la cavité, est de l'ordre de la milliseconde. Par ailleurs, avec des cavités supraconductrices à base de niobium, on obtient des facteurs de qualité très élevés (de l'ordre de 10^9-10^{10}), ce qui correspond à un temps

d'amortissement du mode (échappement du photon hors de la cavité) de l'ordre de 10–100 ms.

Ainsi toutes les constantes de temps d'amortissement et d'interaction sont bien plus longues que la période d'oscillation, et un régime de couplage fort est possible.

PHYSIQUE DES SEMICONDUCTEURS

Dans les semiconducteurs, les ordres de grandeur sont très différents. Les dédoublements de Rabi obtenus sont de l'ordre de 10 meV, c'est-à-dire 8 ordres de grandeur supérieurs au dédoublement obtenu en physique atomique. On en déduit $T = 0.4$ ps.

Le temps de vie radiatif des excitons est de l'ordre de 10 à 20 ps, et dans une cavité comme celle décrite dans la figure 1, le temps d'échappement des photons hors de la cavité est de l'ordre de 1 ps. Par ailleurs, à basse température, le temps d'interaction avec les phonons acoustiques (amortissement de l'oscillateur exciton) est aussi de l'ordre de 10 ps.

Ainsi, tous ces temps caractéristiques sont plus longs que T et le couplage fort peut s'établir.

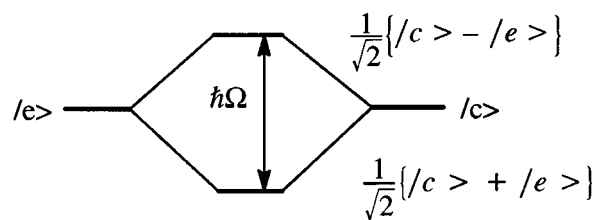


Figure 1 - Schéma de la levée de dégénérescence de deux états $|e\rangle$ et $|c\rangle$ couplés.

le volume \mathcal{V} est grand, il existe un quasi-continuum de modes du champ électromagnétique en résonance avec les états excités du système électronique. Dans une telle situation de couplage faible, lorsque le système électronique se trouve dans un état excité, son énergie se dissipe vers ce continuum par émission spontanée d'un photon dont l'énergie $\hbar\omega$ correspond à l'énergie de l'excitation électronique. Réciproquement, le système électronique dans son état fondamental peut absorber un photon d'énergie $\hbar\omega$ pour passer dans son état excité.

Lorsque le système électronique consiste en un atome unique, qui comporte donc des niveaux électroniques discrets, un couplage fort est obtenu si les modes du champ électromagnétique sont également discrets. Cela est réalisé si on place l'atome au centre d'une microcavité monomode, c'est-à-dire d'un petit volume \mathcal{V} refermé par 2 miroirs sphériques confocaux de haute réflectivité. La taille de la microcavité est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde utilisée, en pratique dans le domaine centimétrique ou millimétrique. Les expériences impliquant des atomes en régime d'EQC font l'objet depuis le début des années 80 d'un travail intense (cf. Pour en savoir plus).

Ce concept de couplage faible ou fort entre les états de la matière et du rayonnement se transpose au cas des semiconducteurs. Les niveaux électroniques d'un cristal sont regroupés en bandes d'énergie. La bande de valence est remplie d'électrons alors que la bande de conduction est généralement vide. Ces deux bandes sont séparées par un intervalle d'énergie dans lequel n'existe aucun état électronique (la bande interdite). Lorsqu'un photon est absorbé, un électron peut passer de la bande de valence à la bande de conduction, formant ainsi une paire de quasi-particules, un électron dans la bande de conduction et un trou (c'est-à-dire une absence d'électron) dans la bande de va-

lence. Les états de cette paire se caractérisent par deux types de degrés de liberté : le mouvement relatif de l'électron et du trou et le mouvement du centre de masse de la paire. En ce qui concerne le mouvement relatif, l'électron et le trou, qui ont des charges opposées, s'attirent mutuellement par interaction coulombienne. Il existe ainsi des états liés de l'électron et du trou que l'on appelle « excitons », dont les énergies discrètes sont inférieures à celle du continuum d'états non liés. En particulier dans l'arséniure de gallium (GaAs), le premier état excité du cristal se trouve lié à environ 5 meV en dessous du continuum. En ce qui concerne le mouvement du centre de masse, l'invariance par translation du système conduit à définir le vecteur d'onde du centre de masse qui décrit un quasi-continuum de valeurs. Comme le champ électromagnétique est aussi invariant par translation, le couplage radiatif conserve le vecteur d'onde. Chaque mode optique se couple à un seul état excitonique, celui qui a le même vecteur d'onde et la même énergie, pour former une nouvelle quasi-particule, le « polariton ». Ainsi, l'interaction entre les deux continums d'états (liés au vecteur d'onde du centre de masse de l'exciton et à celui du photon) se ramène au couplage fort : un exciton pour un photon.

Les polaritons des semiconducteurs massifs ont été abondamment étudiés dans les années 70. En l'absence de couplage avec l'extérieur, leur durée de vie est en principe infinie. Toutefois, ils sont diffusés par les vibrations mécaniques du cristal, les impuretés ou les surfaces de l'échantillon, si bien qu'il est assez difficile de les observer.

MANIFESTATIONS DU COUPLAGE FORT DANS LES Puits QUANTIQUES À SEMICONDUCTEUR

Durant les vingt dernières années, parallèlement à la physique des semiconducteurs massifs, s'est développée la physique des hétérostruc-

tures à base de semiconducteurs. On sait maintenant fabriquer, par exemple par épitaxie par jets moléculaires, des empilements de couches minces de deux semiconducteurs de bande interdite différente. Les électrons et les trous sont alors confinés dans les couches de plus faible bande interdite. Dans un tel « puits quantique », le mouvement des porteurs le long de l'axe de croissance (perpendiculaire aux couches) est confiné, alors que dans le plan des couches, il reste libre et est décrit par un vecteur d'onde bidimensionnel.

Du point de vue de la symétrie, le confinement brise l'invariance par translation du matériau selon l'axe de croissance alors que le champ électromagnétique, lui, reste tridimensionnel. Par conséquent, un exciton de vecteur d'onde $k_{//}$ dans le plan des couches peut se coupler avec tout photon de même vecteur d'onde $k_{//}$ dans le plan mais de vecteur d'onde k_z quelconque selon l'axe de croissance. Chaque état d'exciton est donc en couplage faible avec un continuum de modes électromagnétiques. L'obtention d'un régime de couplage fort avec des puits quantiques nécessite de discrétiser aussi les modes du champ électromagnétique dans la direction de croissance. Pour ce faire, il faut insérer les puits quantiques entre deux miroirs plans qui définissent une cavité Fabry-Pérot.

Pratiquement, on fabrique une microcavité plane à base de semiconducteurs GaAs/AlAs directement par épitaxie par jets moléculaires. On réalise des miroirs interférentiels de haute réflectivité en déposant un empilement alterné de couches d'indices différents et d'épaisseur optique $\lambda/4$ (miroirs de Bragg). Ainsi une microcavité est constituée d'un premier miroir de Bragg, d'une couche d'épaisseur optique multiple de $\lambda/2$ destinée à être le cœur de la cavité et qui contient un ou plusieurs puits quantiques et enfin d'un deuxième miroir de Bragg (cf. figure 1a).

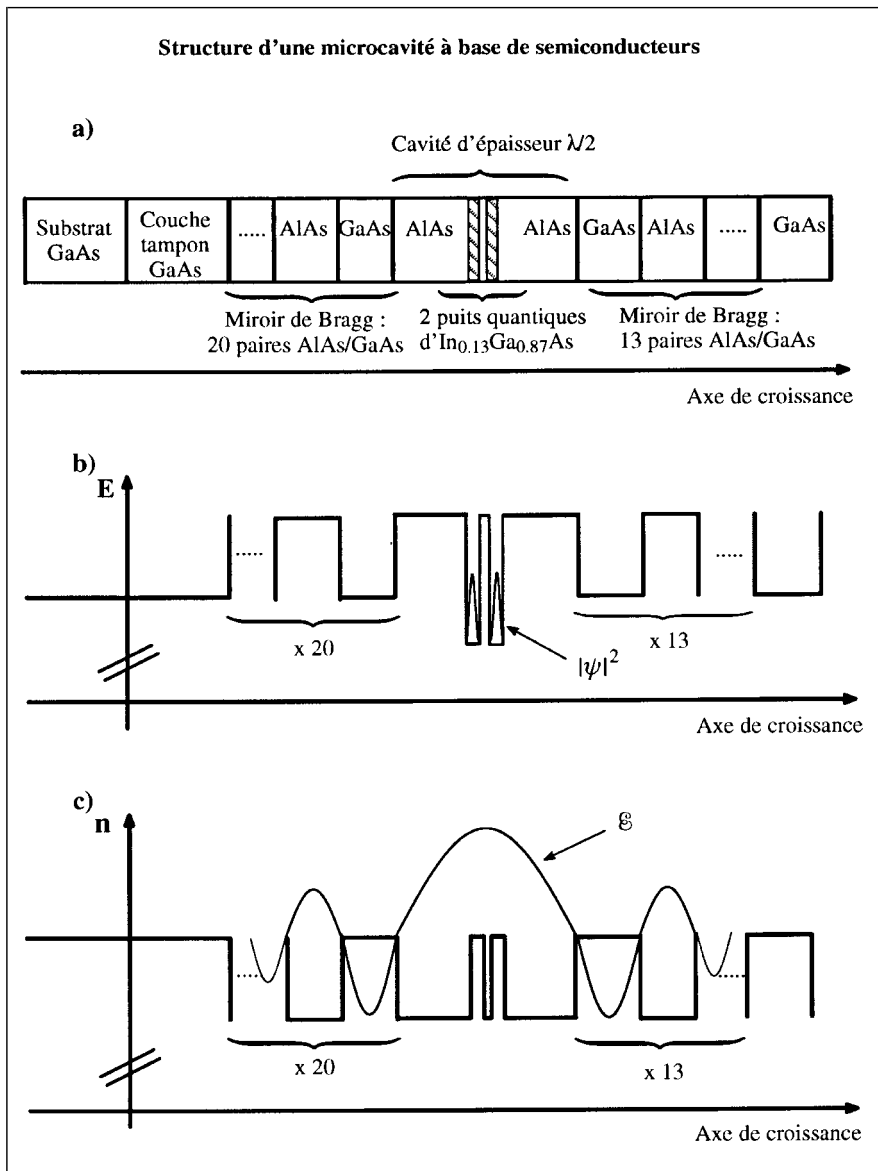


Figure 1 - a) Schéma des différentes couches qui forment la structure. b) Energie E du niveau fondamental de la bande de conduction dans les différentes couches. La fonction d'onde Ψ des électrons est confinée dans les puits quantiques. c) Variation de l'indice de réfraction n dans les différentes couches. Pour le mode résonant, le champ électromagnétique est confiné dans la cavité et oscille à l'intérieur d'une enveloppe exponentiellement décroissante dans chacun des deux miroirs de Bragg. Nous avons représenté schématiquement l'enveloppe du champ électrique \mathcal{E} .

Les propriétés optiques de ces structures peuvent être appréhendées dans des expériences de photoluminescence où un laser d'énergie supérieure à la bande interdite du matériau excite des paires électrons-trous. Les porteurs ainsi créés perdent leur surplus d'énergie cinétique par interaction rapide avec le réseau cristallin pour former une population thermalisée, puis se recombinent par émission spontanée d'un photon. On mesure alors l'intensité

lumineuse émise par la structure en fonction de l'énergie. La figure 2a présente des spectres de photoluminescence de la structure décrite figure 1 pour différents désaccords en énergie entre l'exciton et le mode de la cavité. Pour obtenir ces différents désaccords, on utilise les inhomogénéités du dépôt sur un échantillon de quelques centimètres. Lorsque l'épaisseur des couches varie, l'énergie E_c du mode de la cavité change en proportion inverse de

l'épaisseur, alors que celle de l'exciton E_x varie beaucoup moins. Chaque spectre de photoluminescence de la figure 2a est donc mesuré en un point différent de l'échantillon. On distingue dans ces spectres deux pics correspondant à l'émission de lumière par chacun des deux états propres de vecteur d'onde $k_{//}$ nul (la photoluminescence est mesurée en incidence normale). Lorsque E_c est très différent de E_x , un de ces états propres se rapproche du mode optique dont l'énergie varie beaucoup avec l'épaisseur des couches, et l'autre correspond à l'exciton dont l'énergie varie peu. Lorsque $E_c = E_x$, les deux pics ne se confondent pas en un seul mais restent dédoublés (dédoublé de Rabi) : les courbes de la figure 2b qui donnent les énergies des deux pics en fonction de la position présentent un « anticroisement ». Les états propres du système sont donc des polaritons de cavité, combinaisons linéaires de l'exciton et du photon, avec des poids qui dépendent du désaccord en énergie entre ces deux quasi-particules. Lorsque ce désaccord est nul, ces poids sont égaux et le couplage fort lève la dégénérescence entre les deux oscillateurs. En revanche, lorsque le désaccord augmente, les deux états propres tendent vers les états exciton et photon non couplés. Le dédoublé de Rabi dans une cavité à base de semiconducteurs a été observé pour la première fois en 1992 par Weisbuch et ses collaborateurs.

La durée de vie du polariton dépend de son couplage avec l'environnement. Comme la réflectivité des miroirs pour les modes proches de l'incidence normale est de l'ordre de 99 %, le photon a une probabilité de l'ordre de 1 % de s'échapper de la cavité à chaque réflexion, ce qui entraîne une durée de vie radiative du polariton de l'ordre de la picoseconde. Par ailleurs, l'exciton subit des interactions avec les vibrations du cristal (phonons acoustiques), ce qui provoque sa diffusion vers des états d'énergie différente et

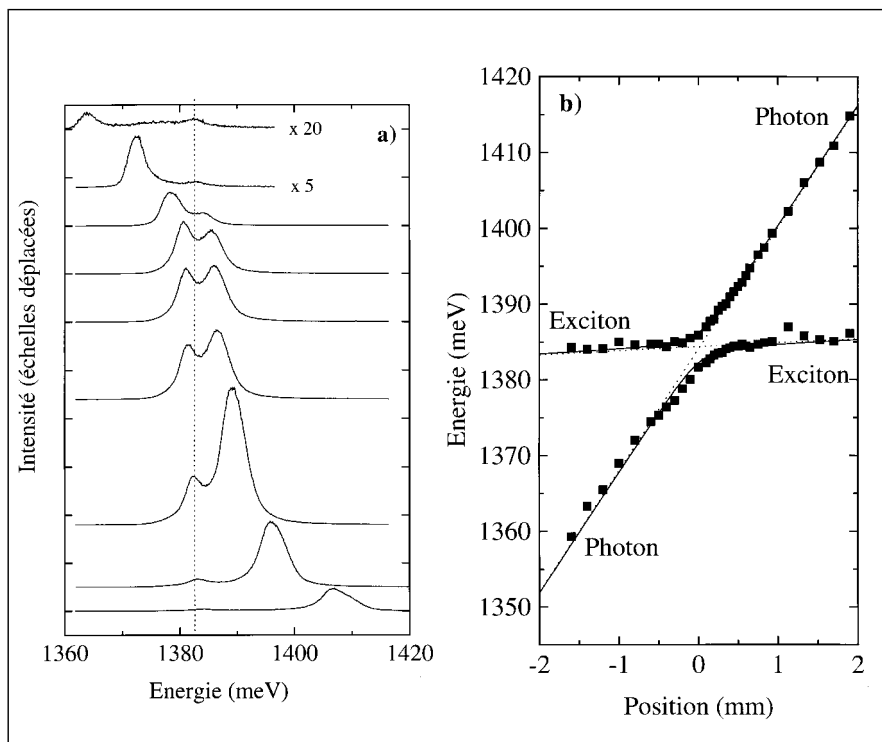


Figure 2 - a) Spectres de photoluminescence mesurés à 77 K en différents points de l'échantillon schématisé sur la figure 1. **b)** Energie des deux raies de photoluminescence mesurées en fonction de la position sur l'échantillon (carrés pleins). Les courbes en traits pointillés correspondent, en chaque point, à l'énergie de l'exciton et du mode de la cavité non couplés. On voit qu'en $x = 0$, l'exciton est résonant avec le mode tandis qu'en $x > 0$ ($x < 0$), il est à plus basse (haute) énergie. Les courbes en traits pleins correspondent à l'énergie calculée pour les deux états mixtes exciton-photon selon un modèle de deux oscillateurs couplés.

raccourcit sa durée de vie totale. La destinée du polariton dépend donc fortement de son degré de mélange entre exciton et photon.

La dynamique des polaritons de cavité en fonction de la fraction d'exciton et de photon qui les composent a été étudiée récemment par des expériences de photoluminescence résolues en temps. Les polaritons sont créés par une impulsion laser brève (1.5 picosecondes) résonante avec un des deux états mixtes, et l'on détecte la lumière émise par ce même état en fonction du temps, à l'aide d'un détecteur ultra-rapide. La figure 3a présente des courbes d'évolution temporelle de la photoluminescence correspondant à trois désaccords entre la cavité et l'exciton. Après une montée rapide due à l'absorption de l'impulsion d'excitation, le signal présente un premier déclin rapide (quelques picosecondes), suivi par un déclin beaucoup

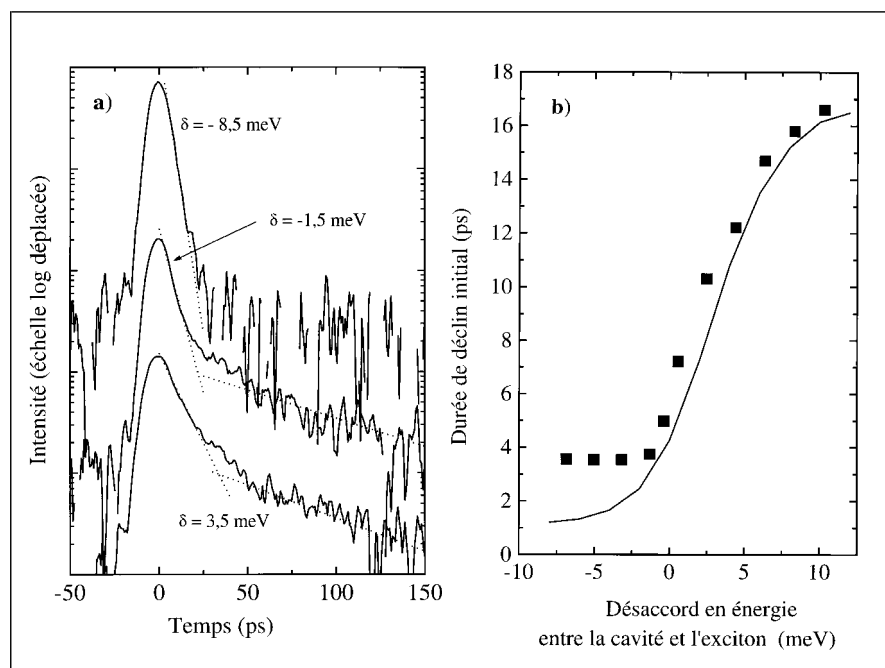


Figure 3 - a) Courbes de déclin temporel de la photoluminescence mesurées en trois points différents de l'échantillon, correspondant à trois désaccords δ en énergie entre l'exciton et la cavité ($\delta = E_c - E_x$). Ces mesures sont effectuées à 10 K et sous excitation résonante avec l'état mixte de plus basse énergie. **b)** Carrés : temps de déclin initial de la photoluminescence mesurés sous excitation résonante en fonction du désaccord en énergie entre la cavité et l'exciton. Trait : temps de déclin calculés dans le modèle d'états mixtes en prenant en compte leur diffusion par les phonons acoustiques.

plus lent (quelques centaines de picosecondes). Le premier déclin correspond à la disparition des états mixtes que nous avons créés, soit par échappement de la partie photon vers l'extérieur de la cavité, soit par la diffusion de la partie exciton par les vibrations du cristal vers des états d'énergie supérieure. Le second déclin correspond au retour d'excitons, qui ont été initialement diffusés, vers les états dont la recombinaison radiative est sondée avec notre expérience.

Le premier temps de déclin varie continûment, lorsque l'on fait varier le désaccord, d'un temps court (inférieur à la résolution expérimentale de 3 ps), caractéristique du temps d'échappement d'un photon hors de la cavité, à un temps plus long (de l'ordre de 20 ps) caractéristique du temps de diffusion d'un exciton par les phonons. Le taux de déclin mesuré correspond à la moyenne pondérée des taux de déclin de l'exciton et du photon, précisément avec les poids qui définissent le mélange

exciton-photon dans le polariton (cf. figure 3b). La modification de la dynamique d'émission de la lumière en fonction du désaccord en énergie entre l'exciton et le mode de la cavité confirme l'obtention du couplage fort dans des cavités à semi-conducteurs et la nature des états mixtes qui en résultent.

PASSAGE CONTINU DU COUPLAGE FAIBLE AU COUPLAGE FORT

Nous décrivons ici une expérience où l'on passe de façon continue du couplage faible au couplage fort. Rappelons que les paires électron-trou non liées forment un quasi-continuum d'états. Par conséquent, si un mode de la cavité est en résonance avec ce quasi-continuum, on est en régime de couplage faible et on n'observe aucun dédoublement de Rabi. En revanche, si l'on

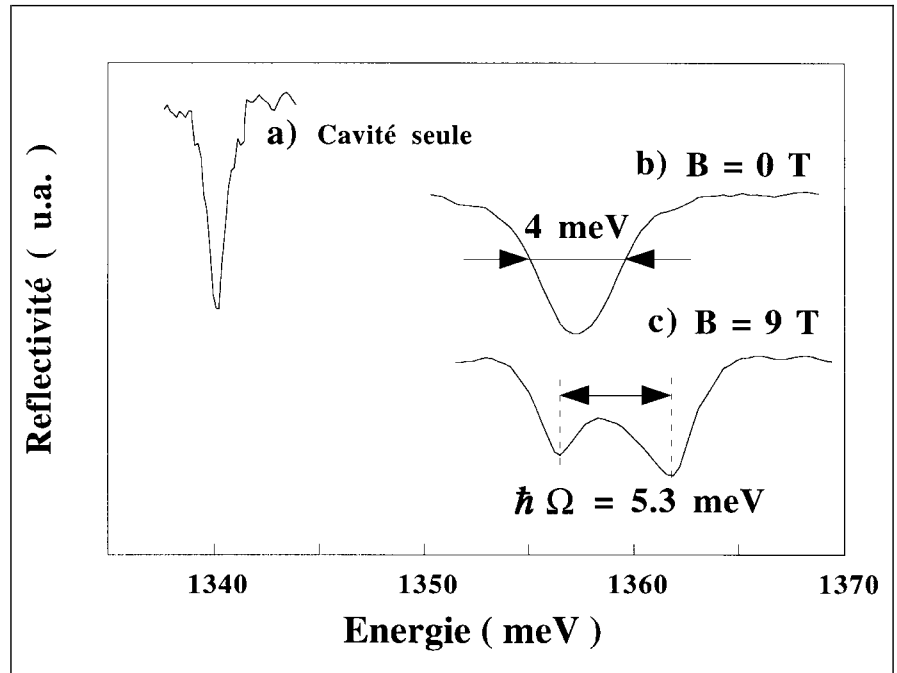


Figure 4 - Spectres de réflectivité mesurés à 2 K. a) Sans champ magnétique en un point où le mode de la cavité est à plus basse énergie que celui de l'exciton. b) Sans champ magnétique en un point où le mode de la cavité se trouve dans le continuum d'états du mouvement relatif de l'exciton. c) Sous un champ magnétique de 9 Teslas au même point que b).

Encadré 2

NIVEAUX DE LANDAU DANS UN SEMICONDUCTEUR

A champ magnétique nul, les énergies possibles des électrons de conduction sont situées dans une bande quasi continue de quelques électron-volts de large. Au voisinage du minimum de cette bande, on décrit de nombreuses propriétés physiques de ces électrons en leur affectant une charge électrique $-e$ et une masse effective m^* , qui est 14 fois plus petite que celle de l'électron libre dans le cas de GaAs. Si l'on applique un champ magnétique B , le mouvement des électrons dans le plan perpendiculaire au champ décrit des orbites cyclotron qui sont quantifiées. Les niveaux d'énergie discrets, appelés niveaux de Landau, sont les énergies d'un oscillateur harmonique quantique de pulsation $\omega_c = eB/m^*$, la pulsation cyclotron. Le mouvement le long de la direction de B n'est pas affecté.

Dans un système bidimensionnel tel qu'un puits quantique de semiconducteurs, où le mouvement des électrons selon l'axe de croissance est quantifié, l'application d'un champ magnétique selon cet axe fait donc apparaître dans la bande de conduction des niveaux discrets séparés de $\hbar\omega_c$ (de l'ordre de 17 meV pour un champ de 10 Teslas). Le mouvement d'un trou de la bande de valence est affecté de manière similaire par le champ magnétique.

L'invariance par translation liée à la position du centre de l'orbite cyclotron (de l'électron et du trou) ainsi qu'aux modes du champ électromagnétique, impose toujours une règle de sélection indispensable pour l'obtention du couplage fort : un état de valence est couplé à un seul état de conduction par l'intermédiaire d'un seul mode du champ électromagnétique.

Densité d'états

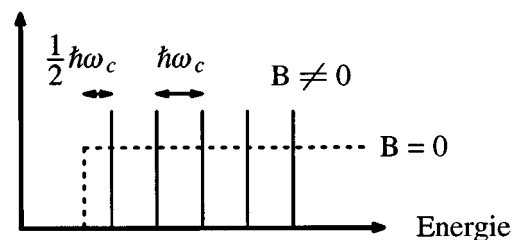


Figure 1 - Densité d'états en fonction de l'énergie, en champ magnétique nul (trait pointillé) et en champ magnétique non nul (traits pleins).

applique un champ magnétique parallèle à l'axe de croissance, le mouvement des porteurs se trouve confiné dans le plan des couches en orbites cyclotron, formant une suite de niveaux d'énergie discrets appelés niveaux de Landau (voir encadré 2). Le couplage avec le mode de la cavité se trouve concentré sur des transitions, discrètes entre niveaux de Landau. Pour observer ces transitions qui s'étendent sur une grande gamme d'énergie, il faut utiliser une expérience d'absorption ou, ce qui présente des avantages pratiques, de réflectivité. En effet, à cause de la thermalisation des porteurs, la photoluminescence ne sonde que les états de plus basse énergie. Les spectres de réflectivité présentés en figure 4 montrent l'apparition du dédoublement de Rabi. Le spectre a) est mesuré sans champ magnétique en un point où le mode de la cavité est à plus basse énergie que celui de l'exciton. La largeur du pic de réflectivité (1 meV) autour de 1 340 meV donne l'ordre de grandeur des finesse optiques que l'on peut obtenir avec ce type de structures. Le spectre b) est mesuré sans champ magnétique en un point où le mode de la cavité se trouve dans le continuum d'états du mouvement relatif de l'exciton. On est dans un régime de couplage faible et on n'observe qu'un pic de réflectivité à l'énergie du mode de la cavité. L'élargissement du pic (4 meV) par rapport au cas précédent est dû à l'absorption par les états électroniques : celle-ci diminue le nombre d'allers-retours des photons dans la cavité et par conséquent la finesse. Enfin le spectre c) est mesuré au même point que le spectre 4b mais sous un champ magnétique de 9 Teslas. Ce champ est suffisamment fort pour faire apparaître, à

cette énergie, le dédoublement de Rabi dû à la discrétisation des états d'énergie en niveaux de Landau. Cette expérience illustre bien la nécessité d'un couplage entre deux niveaux discrets pour observer le dédoublement de Rabi.

VERS UN MEILLEUR CONTRÔLE DE L'ÉMISSION SPONTANÉE

Les expériences que nous avons décrites confirment le modèle du couplage fort entre les excitons d'un puits quantique à base de semi-conducteurs et les modes d'une cavité Fabry-Pérot plane. Les états propres du système sont des états mixtes excitons-photons dont la dynamique d'émission de lumière varie avec leur degré de mélange. Le taux de l'émission spontanée peut être accéléré à travers le déclin de la composante photon des états mixtes. Cependant, ces états mixtes sont également diffusés par les phonons acoustiques à travers leur composante exciton vers des états de plus haute énergie. Certains de ces états peuvent émettre de la lumière dans des directions très obliques où la réflectivité des miroirs de Bragg est fortement diminuée. Comme les excitons qui sont en couplage fort avec le mode de la cavité ne représentent que 10 % de la totalité des états qui peuvent émettre de la lumière, le taux global d'émission spontanée de la structure n'est pas sensiblement modifié. Pour contrôler complètement l'émission spontanée d'un puits quantique dans une microcavité, il faudrait que tous les états qui peuvent émettre de la lumière, même ceux qui ont un grand vecteur d'onde et correspondent à une émission très oblique, soient dans un régime de couplage fort

avec le champ. Cela devrait être obtenu si l'on confine les modes de photons dans les trois directions, c'est-à-dire si la cavité définit une « boîte à lumière » pour laquelle, comme en physique atomique, les photons émis dans toutes les directions sont réfléchis vers le centre de la cavité. Ces nouvelles microcavités vont pouvoir être fabriquées grâce à la lithographie électronique, qui permet de définir des plots dont le diamètre peut atteindre quelques dizaines de nanomètres. Dans ces plots, l'émission de lumière devrait être modifiée sur une plage angulaire beaucoup plus importante que dans les cavités planes.

POUR EN SAVOIR PLUS

- Purcell (E.M.)**, « Spontaneous emission probabilities and radiofrequencies », *Phys. Rev.*, **69**, 681 (1946).
- Weisbuch (C.), Nishioka (M.), Ishikawa (A.) and Arakawa (Y.)**, « Observation of the coupled Exciton-Photon Mode Splitting in a Semiconductor Quantum Microcavity », *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3314 (1992).
- Sermage (B.), Long (S.), Abram (I.), Marzin (J.Y.), Bloch (J.), Planel (R.) and Thierry-Mieg (V.)**, « Time resolved spontaneous emission of excitons in a microcavity : Behavior of the individual exciton-photon mixed states », *Phys. Rev. B.*, à paraître.
- Tignon (J.), Voisin (P.), Delalande (C.), Voos (M.), Houdré (R.), Oesterle (U.) and Stanley (R.P.)**, « From Fermi Golden Rule to the vacuum Rabi splitting : Magnetopolaritons in a Semiconductor Optical Microcavity », *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3967 (1995).
- Haroche (S.) et Raymond (J.M.)**, « Electrodynamique quantique en cavité », *Pour la Science*, **188**, 40 (1993).

Article proposé par : I. Abram, tél. 01 42 31 73 32, J. Bloch, tél. 01 42 31 73 69, et C. Delalande, tél. 01 44 32 33 68. Dans cet article sont présentés les résultats d'un travail d'équipe auquel ont participé J.Y. Marzin, R. Planel, B. Sermage, V. Thierry-Mieg, G. Tignon et P. Voisin.