

Mémoire de spin dans les boîtes quantiques de semiconducteurs

Les mécanismes à l'origine de la perte de polarisation de spin des électrons dans les matériaux semiconducteurs sont associés à leur mouvement et à l'existence de collisions. Qu'advient-il lorsque les porteurs sont enfermés dans des « boîtes quantiques » qui bloquent leur déplacement dans les trois directions ? Des expériences d'optique récentes montrent une cohérence de spin très longue, se traduisant par une mémoire de spin de plusieurs nanosecondes. Elles révèlent aussi une physique plus subtile que prévue.

La façon dont le moment cinétique transporté par un photon se transmet aux états électroniques d'un semiconducteur a donné lieu à une riche histoire qui commence à la fin des années 1960 avec les travaux de G. Lampel. Elle a culminé à la fin des années 1970 avec l'identification des mécanismes, tous subtils (encadré 1), qui régissent la perte de mémoire de polarisation de spin dans les semiconducteurs massifs. Les grands noms de l'école russe de l'institut Ioffe de St-Petersbourg sont intimement associés à cette saga. Le sujet est redevenu incandescent dès le début des années 1990, lorsque ces études de « relaxation de spin » ont été reprises dans les puits quantiques de semiconducteurs. Il serait exagérément ambitieux de chercher à retracer même les grandes lignes de cette histoire riche en rebondissements : nous voulons seulement décrire ici quelques expériences récentes, relatives à la dynamique de polarisation optique dans les boîtes quantiques de semiconducteurs. Du passé, nous retiendrons simplement quelques idées aussi générales qu'élémentaires. La dynamique de spin dans les semiconducteurs est gouvernée par deux interactions : l'interaction

d'échange et l'interaction spin-orbite. La première est liée à l'indiscernabilité des électrons et à l'interdiction qu'elle entraîne pour deux électrons d'avoir simultanément le même spin et la même fonction d'onde. La seconde est un effet d'origine relativiste qui couple le mouvement de l'électron et son spin. L'interaction hyperfine qui couple le spin de l'électron avec les spins nucléaires est en général plus petite, mais elle peut également jouer un rôle significatif. Le détail de la symétrie des états électroniques joue un rôle essentiel : pour s'en convaincre, on peut penser à la comparaison du tournoiement d'un ballon de rugby avec celui d'un ballon rond. Enfin, ce sont les mécanismes de collision qui permettent, éventuellement, une perte de mémoire ou « décohérence » : sans événement aléatoire, l'évolution, si elle existe, est périodique. Comme souvent en physique de la matière condensée, la combinaison d'ingrédients en nombre restreint a produit ici une grande variété de situations physiques : quantité et nature (« électrons » ou « trous ») des porteurs, dimensionnalité du mouvement (3D dans les matériaux massifs, 2D dans les puits quantiques), brisure de symétrie induite par une contrainte, mécanisme de collision dominant, etc., ont donné lieu à autant d'études.

Mais qu'advient-il lorsque l'on gèle le mouvement ? Cette situation étrange est celle, à peu près, que l'on rencontre dans les boîtes quantiques

semiconductrices. Dans une boîte quantique, le potentiel confine l'électron dans les trois directions de l'espace : les niveaux d'énergie deviennent discrets et les collisions élastiques n'existent plus. Les collisions inélastiques, qui supposent un changement d'énergie, deviennent inopérantes à basse température, dès que l'énergie thermique kT devient sensiblement plus petite que l'écart entre les premiers niveaux d'énergie disponibles. En fait, aucun des mécanismes de relaxation de spin discutés dans la littérature ne résiste à une quantification complète des états électroniques, et l'on espère observer dans ces nanostructures semiconductrices des temps de cohérence longs qui permettraient, peut-être, de « manipuler » l'information quantique portée par cette variable quantique qu'est le spin électronique (cf. les articles de J.-M. Raymond et de B. Georgeot dans ce numéro). D'où une nouvelle jeunesse de ce vieux sujet !

Les boîtes quantiques auxquelles nous nous intéressons, dites « boîtes auto-assemblées », se forment spontanément lors de la croissance cristalline de matériaux présentant un fort désaccord de maille, comme InAs et GaAs. Les premières monocouches d'InAs croissent en couvrant de façon homogène le substrat de GaAs (on parle d'épitaxie planaire), en emmagasinant une énergie élastique considérable : il se forme une « couche de mouillage ». Mais lorsque l'on dépasse une épaisseur critique (environ deux monocouches

– Laboratoire de photonique et nanostructures – CNRS, route de Nozay, 91460 Marcoussis.

– Laboratoire de physique de la matière condensée – INSA-CNRS, 135 avenue de Rangueil, 31077 Toulouse.

Encadré 1

UN EXEMPLE DE MÉCANISME DE RELAXATION DE SPIN : LE MÉCANISME DE D'YAKONOV-PEREL

Le plus célèbre des mécanismes de perte de mémoire de spin, dit mécanisme de D'yakonov-Perel, est une bonne illustration de la subtilité des raisonnements qui interviennent dans ce domaine. A cause de l'absence de symétrie d'inversion, les relations de dispersion des électrons de conduction dans les semiconducteurs III-V (comme GaAs) ou II-VI (comme CdTe) présentent un dédoublement de spin : l'énergie $E(\vec{k}, \uparrow)$ est (légèrement) différente de $E(\vec{k}, \downarrow)$ dès lors que le vecteur d'onde \vec{k} (c'est-à-dire l'impulsion) n'est pas parallèle aux directions de symétrie du cristal. Comme au spin de l'électron est associé son moment magnétique, on image souvent cette situation comme l'effet d'un champ magnétique effectif \vec{B}_e , dépendant de \vec{k} , et qui provoquerait un dédoublement de Zeeman $\delta E = \pm \frac{1}{2} g \mu_B B_e$ des états de spin \uparrow et \downarrow quantifiés dans la direction de \vec{B}_e . Notons que ce dédoublement de spin est en général bien plus petit que la largeur finie des niveaux associée aux collisions élastiques que subissent les électrons. L'image classique est que le spin précesse autour de \vec{B}_e . En l'absence d'impureté magnétique, les collisions conservent le

spin mais redistribuent la direction du vecteur d'onde \vec{k} : tout se passe donc comme si le spin précessait en permanence autour d'un champ magnétique dont la direction change aléatoirement lors des collisions. Lorsque la fréquence des collisions est comparable à la fréquence de Larmor, voire plus petite, le spin précesse d'un angle considérable entre deux collisions et, après quelques collisions, la mémoire de son orientation initiale est perdue. Au contraire, si la fréquence des collisions est beaucoup plus élevée, l'angle de précession entre deux collisions reste faible et le spin garde une direction à peu près constante, s'écartant de sa direction initiale selon une marche aléatoire, tel un ivrogne prêt à rouler à terre mais que les collisions ou ses pas titubants maintiennent vaillamment debout. Ce mécanisme subtil (analogue à celui connu en résonance magnétique nucléaire sous le nom de « motional narrowing ») se résume par la très élégante et très paradoxale formule $\tau_s^{-1} = \tau_k \delta E^2 / \hbar^2$, où τ_s et τ_k sont les temps de relaxation du spin et du vecteur d'onde, respectivement : sans collisions, pas de perte de mémoire, mais dans le régime D'yakonov-Perel, les collisions aident à garder la mémoire !

dans ce cas particulier), le système relaxe son énergie élastique en adoptant un mode de croissance tridimensionnelle qui se traduit par des îlots d'InAs de petite taille qui poussent en formant des surépaisseurs locales sur la couche de mouillage. On peut alors recouvrir ces îlots d'une couche de GaAs, pour obtenir des « boîtes quantiques » qui ressemblent à des lentilles hémisphériques, comme illustré à la figure 1, d'un diamètre de l'ordre de 20 nanomètre (nm) pour une hauteur de 2 nm. Le potentiel associé à ces fluctuations de composition confine fortement les états de la bande de conduction

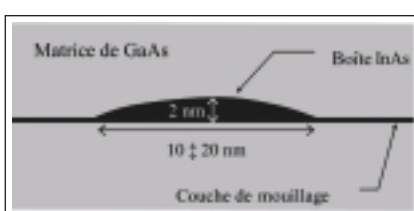


Figure 1 - Schéma en coupe suivant l'axe de croissance d'une boîte quantique InAs/GaAs.

(« électrons ») comme ceux de la bande de valence (« trous ») : les écarts entre niveaux fondamental et excité se chiffrent en dizaines de milli-électron-Volt (meV). La plus grande des surprises révélées par l'étude de ces nouveaux objets nanométriques est que la structure de niveaux discrets n'empêche pas une thermalisation rapide des porteurs : lorsque l'écart entre niveaux est franchement différent d'une excitation typique du réseau cristallin ou « phonon », on attend un blocage de la thermalisation en raison de l'impossibilité pour l'électron de céder son énergie au réseau cristallin. Expérimentalement, on n'observe pas ce blocage et il a fallu plus de dix ans pour comprendre ce résultat déconcertant (*Images de la Physique 2001/2002*, p. 20). Ici, nous retiendrons simplement le résultat que lorsqu'elle est permise par la population des états, la thermalisation se fait très rapidement, c'est-à-dire en quelques pico-secondes.

UN ÉLECTRON ET UN TROU SONT DANS LA BOÎTE

La situation physique la plus simple est celle d'une paire électron-trou ou « exciton » photo-crée par absorption résonnante d'un photon, qui peuple directement l'état fondamental de la boîte. L'électron comme le trou sont principalement confinés spatialement par le potentiel de la boîte quantique, mais sont également soumis à une interaction de Coulomb mutuelle attractive. L'électron de conduction est, comme le serait un électron libre, une particule de spin $\pm 1/2$, tandis que l'état fondamental de valence (le « trou » laissé dans la bande de valence par l'excitation de l'électron vers la bande de conduction) est une particule de moment cinétique total $\pm 3/2$. C'est ce moment que l'on nomme, abusivement, le « spin » du trou. L'absorption d'un photon polarisé circulairement $\sigma+$ crée un exciton $|+1\rangle$ formé d'un électron de

spin $-1/2$ et un trou de spin $+3/2$, tandis qu'une excitation $\sigma-$ crée un exciton $| - 1 \rangle$ correspondant à un trou $-3/2$ et un électron $+1/2$: c'est ce que l'on appelle le pompage optique orienté, illustré à la figure 2. Ce mécanisme transfère le moment cinétique du photon à l'exciton photo-créé. Les états formés par un électron $+1/2$ et un trou $+3/2$ (ou $-1/2, -3/2$) sont des « excitons noirs ». Ils ne sont pas couplés à la lumière puisque leur moment cinétique $J_z = 2$ ne peut pas être cédé à un photon. En l'absence de relaxation de spin, on attend évidemment que l'exciton créé par une excitation $\sigma+$ se recombine en émettant lui-même un photon polarisé $\sigma+$, après un délai aléatoire égal en moyenne au « temps de vie » de la luminescence. En d'autres termes, si l'on enregistre un grand nombre d'événements, on s'attend à observer un signal de luminescence I qui décroît exponentiellement avec un temps de déclin τ_r , en conservant un taux de polarisation $P = (I_{\sigma+} - I_{\sigma-}) / (I_{\sigma+} + I_{\sigma-})$ égal à 1. Le résultat expérimental obtenu sur un ensemble d'environ 10^5 boîtes quantiques est au contraire un déclin ultra-rapide (≈ 10 ps) du taux de polarisation circulaire ! Ce résultat troublant montre, à l'évidence, que les états propres n'ont pas une symétrie circulaire : selon l'expression consacrée, « J_z n'est pas un bon nombre quantique ». La même expérience fut alors répétée en utilisant une excitation polarisée linéairement. Lorsque la direction de polarisation est voisine des directions $X' \equiv [110]$ ou $Y' \equiv [-110]$, qui correspondent aux plans de symétrie du réseau cristallin des semiconducteurs III-V, on

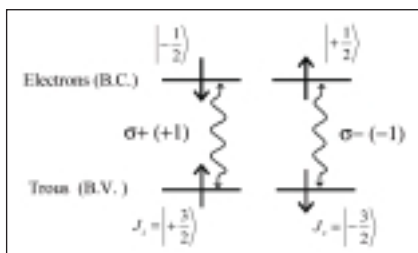


Figure 2 - Règles de sélection pour les transitions optiques dans les semiconducteurs.

constate (figure 3) un taux de polarisation très élevé (80 %) ayant un déclin non mesurable, bien plus lent que le temps de vie des excitons : il s'agit d'un véritable verrouillage de la polarisation linéaire. Celui-ci est stable lorsque l'on élève la température jusqu'à 50 K environ, température qui correspond à une probabilité importante de promotion du trou dans un état excité.

L'explication de ce résultat surprenant est l'existence d'un terme d'interaction d'échange électron-trou (encadré 2) qui dépend dramatiquement de l'anisotropie spatiale des fonctions d'ondes. Cette interaction d'échange anisotrope, historiquement nommée δ_2 , fait que les états propres ne sont pas les paires dégénérées $| + 1 \rangle$ et $| - 1 \rangle$ mais les combinaisons linéaires $(| + 1 \rangle \pm | - 1 \rangle)$, séparées par l'énergie δ_2 . Ces états donnent lieu à des transitions polarisées linéairement puisque leur moment cinétique total est nul. Tout récemment, des études de spectroscopie continue à haute résolution menées sur des boîtes quantiques uniques ont permis de révéler direc-

tement la séparation du spectre en doublets de raies polarisées linéairement et de mesurer directement des valeurs de δ_2 de l'ordre d'une centaine de micro-électron-Volt, avec d'assez fortes fluctuations de boîte à boîte. Pour l'instant, la difficulté expérimentale n'a pas permis de répéter les expériences de spectroscopie pico-seconde sur des boîtes uniques InAs-GaAs. On s'attend à observer, en excitation polarisée circulairement, un phénomène d'oscillations de Rabi ou battements quantiques : l'exciton est créé dans une superposition de ses deux états propres et, par la suite, oscille périodiquement entre les deux. La polarisation émise passe périodiquement de $\sigma+$ à $\sigma-$ à la fréquence $\nu = \delta_2/h$, ce qui correspond à une période de l'ordre de 40 picoseconde pour $\delta_2 = 100 \mu\text{eV}$. Lorsque l'on fait cette expérience sur un ensemble de boîtes présentant une forte dispersion des énergies δ_2 , les battements quantiques des différentes boîtes se déphasent très rapidement, ce qui brouille les oscillations et conduit à la rapide dépolarisation observée.

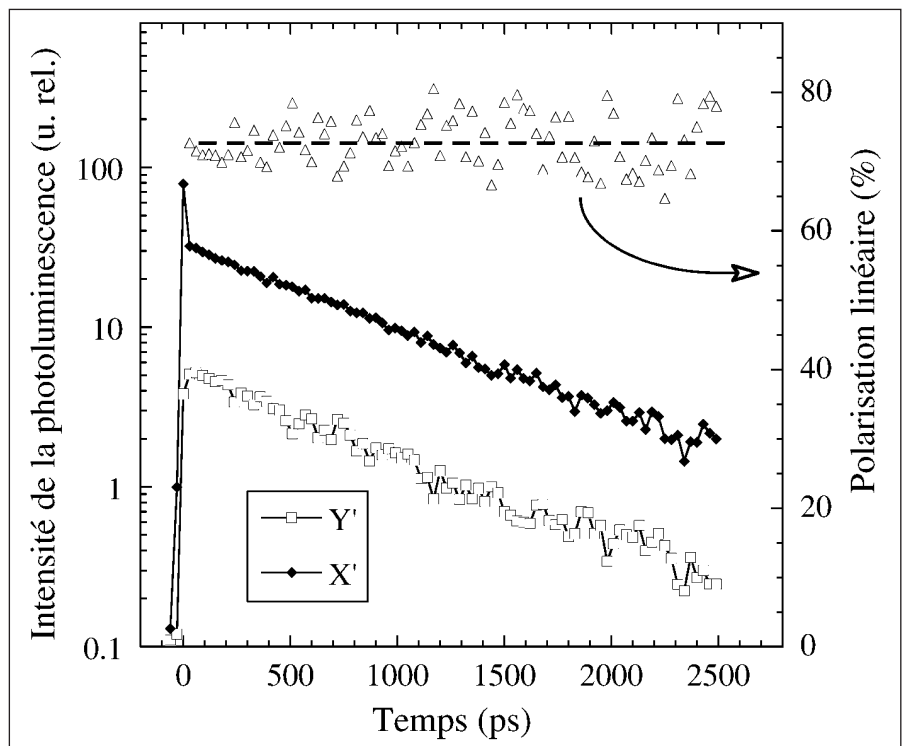


Figure 3 - Cinétique de la photoluminescence de boîtes quantiques après une impulsion optique courte, strictement résonnante et polarisée linéairement suivant la direction $X' \equiv [110]$.

ÉCRIRE ET LIRE LE SPIN D'UN ÉLECTRON PIÉGÉ DANS LA BOÎTE

Une situation physique apparemment à peine plus complexe conduit à des résultats complètement différents : nous nous intéressons à présent à des boîtes quantiques qui possèdent un électron résident, provenant du dopage de la matrice semiconductrice avec des atomes donneurs d'électrons (par exemple, des atomes de silicium incorporés sur un site d'élément III). Peut-on orienter par des méthodes optiques le spin de cet électron et, dans l'affirmative, peut-on vérifier le résultat par une mesure indépendante ? Écrire et lire les valeurs d'une variable binaire forme le B.A.BA d'un traitement de l'information. Effectuer ces opérations sur une variable quantique comme le spin (et non sur une variable classique comme l'est la charge d'un condensateur) serait une première étape en

direction d'un traitement de l'information quantique. Les expériences que nous allons décrire utilisent un faisceau de pompe polarisé circulairement $\sigma+$. Son énergie, très supérieure à l'énergie de recombinaison, correspond à la bande interdite de la couche de mouillage. La figure 4 montre la très étonnante cinétique de polarisation observée : à l'instant initial, la luminescence est polarisée $\sigma+$, comme l'excitation, avec un taux de polarisation circulaire élevé, d'environ 20 % ; mais cette polarisation décroît très rapidement pour s'inverser au bout d'une dizaine de picosecondes ; elle atteint une valeur opposée à sa valeur initiale après environ 100 ps, puis continue à augmenter en valeur absolue, mais à un rythme plus lent, jusqu'à la fin de la recombinaison.

Nous discuterons plus loin un schéma explicatif plausible, mais qui doit encore être étayé par les dévelop-

pements en cours. En revanche, une conclusion évidemment robuste peut déjà être tirée : la polarisation négative implique que la recombinaison radiative annihile principalement des électrons de spin $+1/2$ (figure 2). Donc l'électron qui reste dans la boîte après la recombinaison de la paire électron-trou photo-injectée possède, en moyenne, un spin $-1/2$. Notre expérience est donc un processus d'écriture du spin électronique, au moins dans un sens statistique. Pendant combien de temps cet électron garde-t-il la mémoire de cette orientation ? Une réponse est fournie par l'expérience suivante : une impulsion « pompe » polarisée $\sigma+$ écrit le spin à l'instant initial et l'on mesure son influence sur la luminescence provoquée par une impulsion « sonde » retardée d'un délai variable par rapport à la pompe. Cette impulsion sonde, polarisée linéairement, ne génère par elle-même aucune polarisation circulaire : le taux de polarisation circulaire mesuré correspond donc à la mémoire que les électrons-résidents ont gardée de l'impulsion pompe. On vérifie d'ailleurs que sur un échantillon de boîtes non dopées, cette expérience donne un résultat essentiellement nul. Comme on le voit sur la figure 5, l'effet de la pompe décroît lorsque le délai pompe-sonde augmente, mais le spin reste « lisible » jusqu'à un délai de l'ordre de 15 ns.

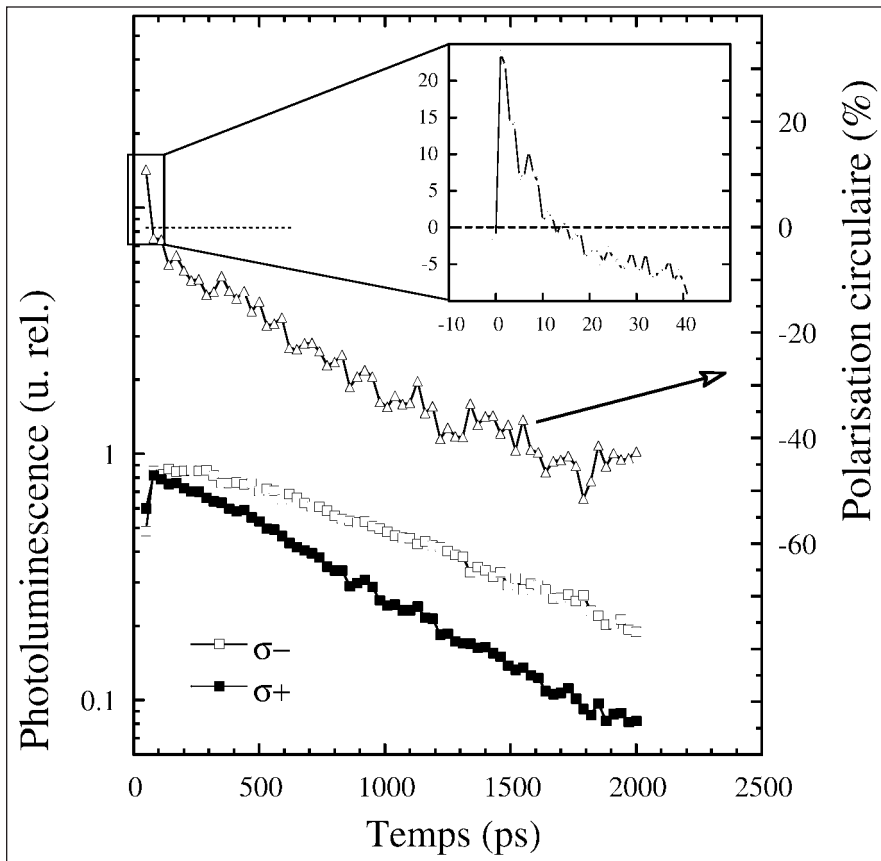


Figure 4 - Cinétique de la photoluminescence de boîtes quantiques dopées sous excitation non résonnante et polarisée circulairement $\sigma+$. L'insert montre le retournement de la polarisation circulaire pendant les premières 50 ps qui suivent l'impulsion optique.

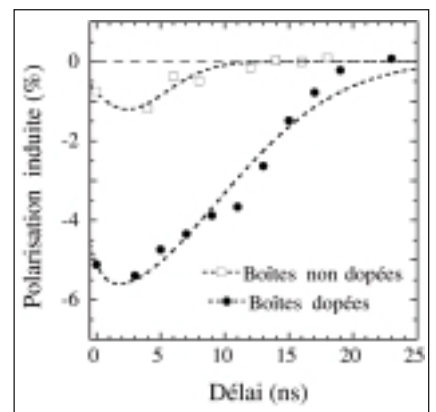


Figure 5 - Mémoire de spin mesurée par la polarisation circulaire induite par une impulsion « pompe » polarisée circulairement sur la luminescence d'une impulsion « sonde », elle-même polarisée linéairement. L'effet est absent si les boîtes ne sont pas dopées.

INTERACTION D'ÉCHANGE ET STRUCTURE FINE

Le terme d'échange de l'interaction de Coulomb entre deux électrons est défini par une simple intégrale dont l'évaluation pour des états localisés Ψ_S, Ψ_P ne pose pas de gros problème technique :

$$K = \frac{e^2}{\epsilon} \iint \frac{\Psi_S^*(\vec{r}_1)\Psi_P^*(\vec{r}_2)\Psi_S(\vec{r}_2)\Psi_P(\vec{r}_1)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

Cette interaction sépare principalement les états triplets et singulet (notés respectivement T_1, T_0, T_{-1} et S_0 , où l'indice indique la valeur du moment cinétique total J_z) d'une paire d'électrons. Dans le cas d'électrons occupant les deux premiers états orbitaux d'une boîte quantique, l'intégrale d'échange est de l'ordre de 5 meV.

L'interaction d'échange électron-trou est un phénomène bien plus complexe : il faut la comprendre comme l'interaction d'un électron dans la bande de conduction avec l'ensemble des électrons de la bande de valence. Elle ne se prête pas à une formule analytique simple, mais la méthode des invariants en théorie des groupes permet néanmoins de la décrire formellement. Elle est traditionnellement décomposée en un terme dit « à courte portée », dont l'effet principal est la séparation des excitons noirs et brillants, et un terme dit « à longue portée », qui n'affecte que les états brillants. Dans le cas des puits quantiques ou dans celui des boîtes auto-organisées, l'interaction d'échange électron-trou peut être décrite par trois constantes, δ_0, δ_1 et δ_2 qui traduisent respectivement la séparation des états noirs et brillants, le dédoublement des états noirs (qui est permis même pour des boîtes ayant une symétrie de révolution) et le dédoublement des états brillants. Ce dernier est non nul en présence d'une anisotropie de la boîte. Les résultats expérimentaux récents de magnéto-spectroscopie sur boîtes uniques rapportés par différents groupes indiquent que δ_0 est de l'ordre de 1 meV, δ_1 est en général non mesurable, tandis que δ_2 se traduit par une structure de doublet dans les spectres de micro-photoluminescence. Les composantes de ces doublets sont polarisées linéairement et montrent des séparations variables comprises entre 0 et $\approx 100\mu$ eV.

Dans le cas du trion chaud, le trou subit maintenant une interaction d'échange avec les deux électrons situés sur des

niveaux différents. La contribution anisotrope résultante, $\tilde{\delta}_2$, se manifeste alors comme un couplage entre (par exemple) les états $|T_{-1}\rangle \otimes | +3/2\rangle$ et $|S_0\rangle \otimes | +3/2\rangle$, ce qui lève partiellement le blocage de Pauli et permet la thermalisation du « trion chaud brillant » accompagnée du retournement du spin du trou. La figure montre les structures fines de l'exciton et du trion induites par les différents termes de l'interaction d'échange.

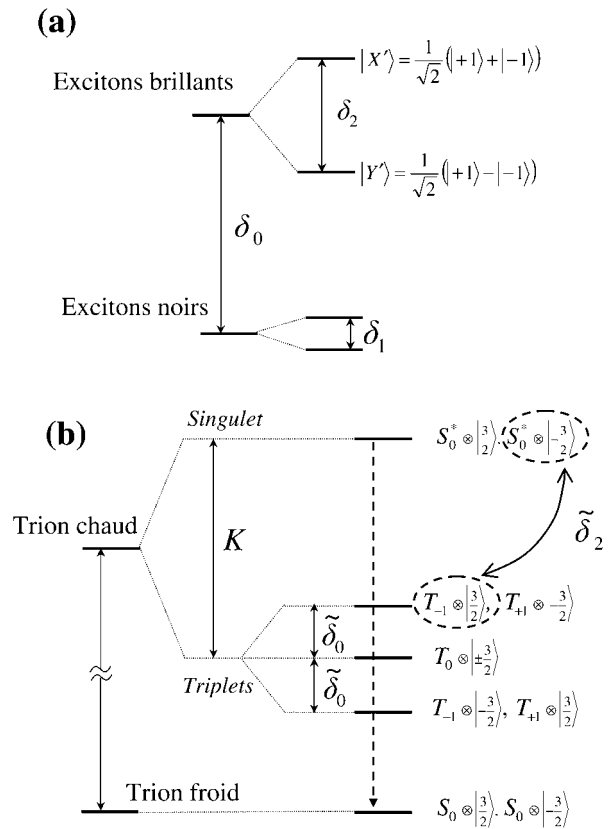


Figure - Structures fines de l'exciton (a) et du trion (b).

MAIS COMMENT LE SPIN S'ORIENTE-T-IL ?

Dans les conditions expérimentales de la figure 4, on crée des photo-électrons de spin $-1/2$ et des trous de spin $+3/2$, à des énergies très supérieures à celles de l'état

fondamental. Des arguments assez généraux, étayés par des mesures que nous ne détaillerons pas ici, permettent d'affirmer que le trou perd la mémoire de sa polarisation dès les premiers instants de sa thermalisation, tandis que l'électron garde la

sienne tout au long du processus, très rapide (quelques picosecondes), de capture et de thermalisation vers les états fondamentaux de la boîte quantique. On peut donc sans faire d'approximation trop hasardeuse restreindre la discussion à un trou

dans l'état fondamental, statistiquement sans polarisation de spin, et deux électrons dont l'un dans l'état fondamental et statistiquement sans polarisation et l'autre, photo-injecté avec un spin $-1/2$ et arrivant à la suite d'une cascade de thermalisation dans le premier état excité P_c . Nous appellerons « trion chaud » ce complexe à trois particules, dont une dans un état excité. La situation est illustrée à la figure 6, qui montre les quatre configurations équiprobables du trion chaud, qui forment un point de passage obligatoire de la thermalisation de ce système. On distingue immédiatement la différence entre les deux premières, où les électrons ont des spins anti-parallèles et rien n'interdit de continuer la thermalisation vers l'état fondamental ou « trion froid », et les deux suivantes, où les électrons ont des spins parallèles, de sorte que la thermalisation est interdite par le principe de Pauli (deux électrons ne peuvent pas avoir simultanément le même spin et le même état orbital). On note aussi que les deux premières configurations conduisent, après thermalisation, à une émission polarisée, respectivement $\sigma+$ et $\sigma-$. Ces deux cas ne conduisant à aucun effet moyen, tout se joue donc dans l'évolution des deux configurations blo-

quées, qui correspondent respectivement à un trion chaud « brillant » (qui peut émettre un photon $\sigma+$) et un trion chaud « noir » (de moment total $5/2$ et non couplé à la lumière). Il est un peu arbitraire mais inévitable de « brancher » à cet instant précis les interactions dépendant du spin qui vont gouverner la suite de l'histoire. En effet, le trion chaud brillant peut se recombinaison en émettant un photon $\sigma+$, mais ce processus radiatif est lent, caractérisé par un temps de vie de l'ordre de 1 nanoseconde, et d'autres processus dynamiques peuvent intervenir pendant cette durée de vie. En particulier, la fameuse interaction d'échange électron-trou anisotrope, qui tend à faire précéder l'un autour de l'autre les spins de l'électron du trou ou, si l'on préfère, à retourner simultanément (et périodiquement) ces spins. En première approximation, cette interaction d'échange électron-trou est simplement la somme des interactions qu'aurait le trou avec chacun des électrons pris séparément. A ce niveau de simplification, l'échange anisotrope provoque donc le retournement du spin du trou et de celui de l'un des électrons, ce qui lève le blocage de Pauli de la thermalisation. Celle-ci introduit une irréversibilité dans la dynamique de spin : lorsque

les deux électrons se retrouvent dans l'état fondamental, il n'y a plus d'interaction d'échange avec le trou puisque leurs spins anti-parallèles induisent des interactions égales mais de signes opposés. Le trion froid avec trou de spin $-3/2$ ne peut donc plus évoluer, jusqu'à sa recombinaison avec émission d'un photon $\sigma-$, contra-polarisé par rapport à la pompe : ce mécanisme explique la rapide et très étonnante inversion de la polarisation observée à la figure 4. Ce modèle simpliste donne une polarisation qui passerait de $+33\%$ à -33% dans un temps fixé par la force de l'interaction d'échange anisotrope : nous avons vu dans le cas des excitons que $100 \mu\text{eV}$ (≈ 10 picosecondes) est un ordre de grandeur raisonnable.

Reste à examiner ce qu'il advient des trions noirs. En effet, le mécanisme précédent (retournement simultané des spins du trou et d'un électron) transformerait le trion noir en un trion brillant émettant un photon $\sigma+$, ce qui ramènerait inévitablement la polarisation à zéro. Ce processus est en fait désamorcé par une asymétrie fondamentale de l'interaction d'échange : le dédoublement des états noirs, appelé δ_1 , ne dépend pas de l'anisotropie de la forme de la boîte mais est quantitativement très petit, alors que le dédoublement des états brillants, δ_2 , serait nul pour une boîte à symétrie cylindrique mais a, de fait, une valeur significative $\delta_2 = 100 \mu\text{eV}$ à cause de l'anisotropie que les boîtes ont dans la réalité. Des expériences de magnéto-spectroscopie sur boîtes uniques ont permis tout récemment d'observer directement cette asymétrie des interactions δ_1 et δ_2 . L'évolution du trion noir est donc régie par un autre mécanisme. Très vraisemblablement, c'est le couplage spin-orbite qui provoque une lente précession du spin de l'électron dans l'état excité. Cette précession implique un retournement du spin, déverrouillant le blocage de Pauli et permettant la thermalisation vers un état fondamental qui est à nouveau le

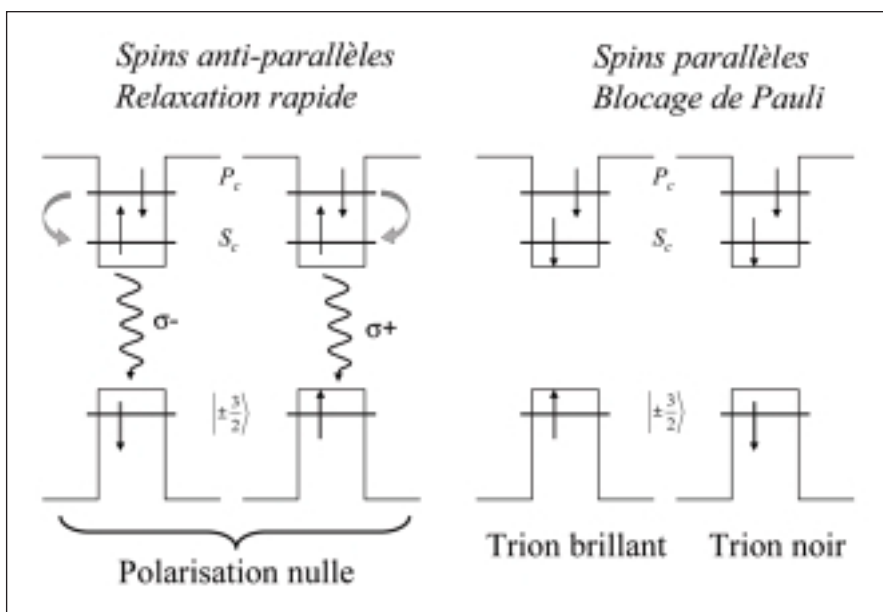


Figure 6 - Les quatre configurations du trion chaud dans une approximation de particules indépendantes.

trion froid avec trou de spin $-3/2$, lequel se recombina finalement en émettant un photon $\sigma-$. Ainsi, la cinétique très lente du trion noir explique-t-elle la lente augmentation (en valeur absolue) de la polarisation négative jusqu'à la fin de la recombinaison.

L'INCONTOURNABLE HIÉRARCHIE DES INTERACTIONS...

... fait que la présentation que nous venons de faire manque cruellement de rigueur : nous avons omis de mentionner l'interaction d'échange électron-électron, qui est pourtant la raison même du principe de Pauli ! Cette interaction est beaucoup plus facile à évaluer, sur le plan théorique, que l'interaction d'échange électron-trou, et son estimation pour une paire constituée d'un électron dans l'état fondamental et d'un électron dans le premier état excité est 5 meV. Il n'est donc pas correct de discuter indépendamment de l'électron-résident et de l'électron photo-injecté : ils sont indiscernables et doivent être traités en tant que « paire d'électrons », l'interaction d'échange séparant un état « singulet » ($\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$) de trois états « triplet » ($\uparrow\uparrow$, $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$, et $\downarrow\downarrow$). Les états de paires sont des fonctions non séparables des coordonnées des deux électrons et forment une illustration élémentaire de la notion d'intrication quantique. Tout le schéma explicatif doit donc être repris à la base, en discutant les états du trion

comme des états de paires d'électrons combinés avec un état de trou. Fort heureusement, cette discussion techniquement ardue ne change aucune des conclusions précédentes : le langage rigoureux est celui de couplages induits par l'échange électron-trou (encadré 2) entre différents états du trion, mais tout se passe « comme si » l'interaction d'échange électron-trou provoquait un retournement simultané des spins d'un électron et du trou, ou l'interaction spin-orbite le retournement du spin de l'électron excité.

BOÎTES DOPÉES, PREMIER COMPOSANT D'UN ORDINATEUR QUANTIQUE ?

Nous venons de voir que l'on peut, au sens d'une mesure statistique, écrire et lire le spin d'un électron piégé dans une boîte quantique : cela signifie-t-il que ces objets de taille nanométrique seront bientôt les composants de base d'un ordinateur quantique ? Soyons clairs : l'utilisation des effets que nous venons de décrire dans le contexte d'un traitement massif de l'information quantique relève, pour l'instant, de la science fiction ; nous en sommes à la préhistoire d'une aventure qui n'aura peut-être pas de suite. Mais un peu comme le premier singe qui eut l'idée de se mettre debout, nous venons de faire une expérience inédite : celle-ci montre que l'on peut, et c'est déjà une gageure, manipuler en physique des solides des variables quantiques et cela, à

des échelles de taille, de puissance optique et de temps compatibles avec la physique des dispositifs opto-électroniques. La suite de l'aventure passe par la maîtrise de l'observation de boîtes uniques, la production d'états intriqués dans deux boîtes voisines, le contrôle par une tension électrique de cette intrication quantique... autant d'étapes qui peuvent se révéler des obstacles infranchissables ou ouvrir une voie vers des applications insoupçonnées.

POUR EN SAVOIR PLUS

Sur la relaxation de spin dans les semiconducteurs :

Meyer (F.), Zakharchenya (B.), *Optical orientation 8. of Modern problem in Condensed Matter Sciences*, North-Holland, 1984.

Sur les boîtes quantiques :

Jacak (L.), Hawrylak (P.) et Wojs (A.), *Quantum dots*, Springer, 1997.

Sur la thermalisation dans les boîtes quantiques :

Verzelen (O.) et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 146803, 2002.

Sur les effets de mémoire de polarisation dans les boîtes quantiques :

Paillard (M.) et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1634, 2001.

Cortez (S.) et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 207401, 2002.

Article proposé par :

Paul Voisin, tél. : 01 69 63 61 93, Paul.Voisin@lpn.cnrs.fr

Olivier Krebs, tél. : 01 69 63 61 92, Olivier.Krebs@lpn.cnrs.fr

Xavier Marie, tél. : 05 61 55 96 51, Marie@insa-tlse.fr

Thierry Amand, tél. : 05 61 55 96 34, Amand@insa-tlse.fr

Ont également participé à ce travail J.-M. Gérard, G. Bastard et R. Ferreira, ainsi que M. Paillard, S. Cortez, M. Sénès et S. Laurent.