

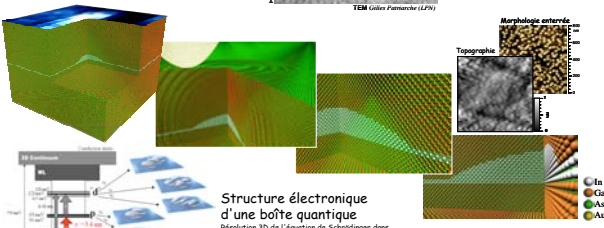
SONORE Microscopie photo-thermo-acoustique d'une boîte quantique unique

IEF : Institut d'Électronique Fondamentale, Orsay
INSP : Institut des Nanosciences de Paris, Paris
LPN: Laboratoire de Photonique et de nanostructures, Marcoussis

sebastien.sauvage@ief.u-psud.fr (coord.), Philippe Boucaud, Ahmad Driss, François Réveret
Laurent Belliard, Agnès Huynh, Bernard Jusserand, Emmanuel Péronne, Bernard Perrin
Aristide Lemaître, Gilles Patriarche

Boîtes quantiques de semi-conducteurs InAs/GaAs (LPN)

Atomes "artificiels"
Densité surfacique typique : $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
Boîtes quantiques diploles avec des électrons



Structure électronique d'une boîte quantique
Résolution 3D de l'équation de Schrödinger dans une théorie $k \cdot p$ à 8 bandes prenant en compte le champ de contrainte, la géométrie et la composition 3D des nanostructures.

Transitions inter-niveaux dans l'infrarouge

Objectifs (2009-2011)

L'objectif du projet est d'explorer les paquets de phonons émis par des boîtes quantiques de semi-conducteurs vues comme des nanosources thermiques et acoustiques localisées.

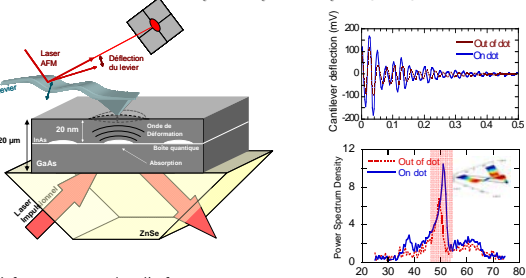
Cet exploration repose sur :

- ✓ Une nanospectroscopie d'absorption infrarouge détectant localement la déformation thermique et/ou acoustique à l'échelle de la nanostructure individuelle.
- ✓ Une détection acoustique picoseconde ultrasensible des paquets de phonons cohérents émis par une ou un ensemble de boîtes quantiques.

Le projet SONORE vise à évaluer ces nanostructures comme milieu à gain pour les phonons acoustiques à 1 THz, en jouant sur les excitations électroniques.

Le projet posera les jalons clefs à la fois du développement d'une imagerie d'absorption ultrafiable à haute résolution spatiale et ouvrira potentiellement la voie à la réalisation d'une source monochromatique amplifiée de phonons acoustiques cohérents à haute fréquence (saser, le pendant pour le son du laser pour la lumière).

Détection locale des phonons émis par une boîte quantique unique (IEF)



Microscope à force atomique dans l'infrarouge (CILO)

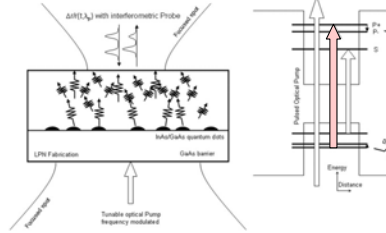
Le principe de la mesure s'apparente à une détection de type photothermique et photoacoustique de l'absorption (cf A. B. Bell 1980). L'expérience couple un microscope à force atomique avec une source laser acoustique selon un dispositif de mesure conçu au centre infrarouge CILO basé sur un laser à électrons libres (EL) Purifié qui de détecter les photons absorbés, comme dans une expérience de transmission classique, on cherche plutôt à détecter les modes de vibration (phonons) émis par la boîte quantique, signature de l'absorption. Dans cette expérience la pointe AFM joue le rôle d'un micro-phonon localisé ultrasensible et le laser calor de pompe optique. La déformation locale est détectée par la pointe AFM en mode contact. L'excitation picoseconde de la pointe provoque la vibration basse fréquence du cantilever (quelques 10 MHz) qui est détectée par le laser de déflexion de l'AFM. On s'attend à ce que l'amplitude d'oscillation soit proportionnelle à l'énergie absorbée (absorption optique).

Ce type de mesure offre à la fois une grande sensibilité, pouvant détecter des absorptions aussi faibles que 10^{-9} , une résolution spatiale largement sous-longueur d'onde (60 nm soit $\lambda/10$) permettant d'adresser uniquement les nanostructures individuellement et une résolution spectrale fine limitée par la largeur spectrale du laser utilisé. Cette technique permet de sonder par la première fois, sur une boîte quantique unique, sa structure électronique inter-niveaux et son étendue au cours du projet à basse température.

- Cantilever en bimétre de V
- Si_3N_4 mince : 150 nm Au
- Rayon de courbure : 200 nm
- Force appliquée : 5 nN
- Résol. 0.03 nm
- Modes de vibration : 10-100 MHz

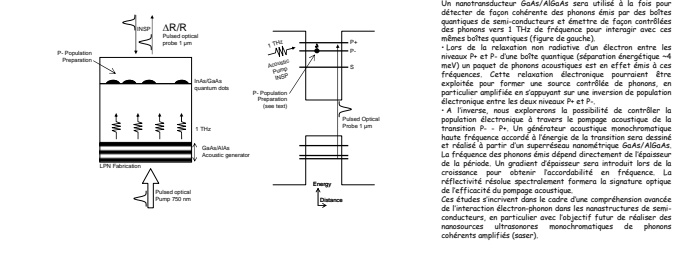
Microscopie à force atomique infrarouge (CILO)

Détection interférométrique des paquets de phonons cohérents (INSP)



En général dans un semi-conducteur quand les électrons sont promus sur un état excité par absorption de lumière, ils relaxent en émettant des photons optiques et des phonons acoustiques. Ces phonons relaxent eux-mêmes en phonons de plus basse énergie (i.e. de fréquence plus basse). Dans la plupart des cas ces événements incohérents conduisent à un échauffement thermique sur des échelles de temps longues (se comptent en nanosecondes) et assiste à la diffusion thermique sur des distances encore plus longues. Dans une nanostructure, les effets électroniques et mécaniques résonants peuvent conduire à l'émission cohérente de phonons acoustiques produisant des paquets d'ondes de déformation et des déplacements de surface sur des échelles de temps de la picoseconde. Afin de discriminer les contributions cohérentes et incohérentes (thermiques) au champ de déformation généré par les boîtes quantiques, des expériences d'acoustique picoseconde seront menées. Ces expériences nécessitent une source de phonons cohérents à haute fréquence (saser, le pendant pour le son du laser pour la lumière).

Spectroscopie acoustique ultrasonore



Un nanostructure GaAs/AlGaAs sera utilisée à la fois pour détecter de façon cohérente des phonons émis par des boîtes quantiques de semi-conducteurs et émettre de façon contrôlée des phonons vers 1 THz de fréquence pour interférer avec ces mêmes boîtes quantiques (figure de gauche).
Lors de la relaxation non radiative d'un électron entre les niveaux P et P' d'une boîte quantique, l'énergie ($\sim 4 \text{ meV}$) d'un paquet de phonons acoustiques est en effet émise à ces fréquences. Cette relaxation électronique pourrait être exploitée pour former une source contrôlée de phonons, en particulier amplifiée en s'appuyant sur une inversion de population électronique entre les deux niveaux P et P' .
À l'inverse, nous explorons la possibilité de contrôler la population électronique à travers le pompage acoustique de la transition $P - P'$. Un générateur acoustique monochromatique haute-fréquence accordé à l'énergie de la transition sera destiné et réalisé à partir d'un super réseau nanométrique GaAs/AlGaAs. La fréquence des phonons émis dépend directement de l'épaisseur de la période. Un problème d'émission sera introduit lors de la croissance pour obtenir l'accordabilité en fréquence. La réflexion résonante spectrométrique permettra la mesure de l'efficacité du pompage acoustique.
Ces études s'inscrivent dans le cadre d'une compréhension avancée de l'interaction électron-phonon dans les nanostructures de semi-conducteurs, en particulier avec l'objectif futur de réaliser des nanosources ultrasonores monochromatiques de phonons cohérents amplifiés (saser).

Absorption théorique d'une boîte quantique unique

$d = 0.35 \text{ nm}$ Longueur de dipôle de la transition
 $\hbar\omega_0 = 120 \text{ meV}$ ($\lambda \sim 10 \mu\text{m}$) Énergie de la transition
 $n = 3.3$ Indice optique
 $2\hbar\Gamma = 10 \text{ meV}$ Largeur homogène
 $A \sim (\lambda/2)^2 = 25 \mu\text{m}^2$ Surface d'illumination

L'absorbance d'une boîte quantique unique s'écrit :

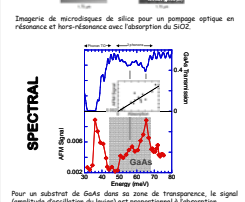
$$\alpha = \frac{e^2 \omega_0^2 d^2}{4 \pi c \epsilon_0 n \hbar \Gamma}$$

$$\alpha \sim 3 \cdot 10^{-9}$$

L'absorbance est si faible que dans une expérience de transmission optimisée, en limite de diffraction, moins d'un photon sur 100 millions est effectivement absorbé

Application : mesure d'absorption ultrafiable

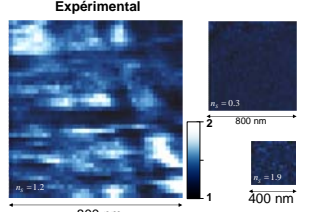
La détection locale des déformations peut être exploitée pour mesurer l'absorption ultrafiable d'une boîte quantique unique dans la gamme spectrale moyenne de l'infrarouge moyen. La réponse de l'instrument est explorée sur des matériaux dont l'absorption collabée est mesurée séparément : microdisques de SiO_2 et substrat de GaAs.



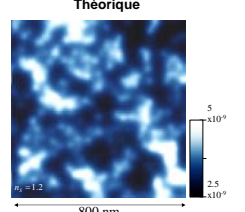
Pour un substrat de GaAs dans sa zone de transparence, le signal (amplitude de déflexion du levier) est proportionnel à l'absorption.

Résolution spatiale de l'absorption (60 nm)

$\lambda = 9.6 \mu\text{m} \sim 300 \text{ K}$



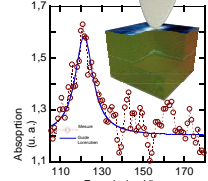
Microscopie "phonospectroscopie" d'absorption à 1.9 μm de longueur d'onde sur une surface de $800 \times 800 \text{ nm}^2$. Les contours n_i indiquent le nombre moyen d'électrons peuplant le niveau fondamental 1S des boîtes quantiques. Le peuplement en électrons est obtenu par l'injection d'un ensemble de charges sous le plan de boîte quantique. Pour $n=0,2$ les boîtes quantiques sont presque vides, donc absorbent peu. Pour $n=1,2$ les boîtes quantiques contiennent un électron sur leur niveau fondamental qui absorbe la lumière dans l'infrarouge moyen. Pour $n=1,9$ les boîtes quantiques sont remplies de niveau fondamental est doublement dégradé avec 2 électrons de spins opposés, et la plupart des électrons sont délocalisés dans le continuum d'électrons. La dynamique de l'échelle de temps est la même pour les trois images.



Simulation de l'absorption sur une surface de $800 \times 800 \text{ nm}^2$ qui correspondent aux conditions expérimentales des figures de gauche. Le diagramme de l'échelle d'absorption est identique (voir nouvelle page 22) à celui des figures expérimentales.

Cette "nanospectroscopie" est applicable à une large variété de nano-objets uniques enterrés et ouvre une nouvelle voie pour adresser optiquement, observer et manipuler individuellement des boîtes quantiques.

Résolution spectrale de l'absorption



Mesure du signal d'absorption pour une position fixe de la pointe AFM en faisant varier la longueur d'onde du laser. Le signal est normalisé au signal mesuré en dehors du point d'observation. La résonance à 120 meV est attribuée à la transition $S-0$ d'électron dans la boîte quantique. La largeur de 10 meV est donnée par la largeur homogène de la transition à température ambiante. C'est la première fois qu'une transition inter-niveaux est observée à l'échelle de la boîte quantique individuelle.

À température ambiante l'absorption ultrafiable de boîtes quantiques uniques enterrées est résolue spectralement et spatialement à l'échelle de 60 nm (i.e. $\lambda/10$). Cela correspond dans la gamme du moyen infrarouge à la résolution d'une variation de transmission aussi petite que $\sim 10^{-9}$.

- J. Houel, S. Sauvage, P. Boucaud, A. Dazzi, R. Prazeres, F. Glotin, J.-M. Ortega, A. Miar, A. Lemaître, PRL 99, 217404 (2007)
- Image de la physique 2008, CNRS (2009).
- J. Houel et al., Optics Express 17, 10887 (2009)