

Dispositifs optiques à polaritons : Interféromètre de Mach-Zehnder et diode résonante à effet tunnel

H. S. Nguyen^{1,2}, C. Sturm¹, D. Tanese¹, F. Marsault¹, D. Vishnevsky³, D. Solnyshkov³,
E. Galopin¹, A. Lemaître¹, I. Sagnes¹, A. Amo¹, G. Malpuech³, and J. Bloch^{1*}

¹Laboratoire de Photonique et de Nanostructures,
LPN/CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

²Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) UMR 5270,
Ecole Centrale de Lyon, 69130 Ecully, France and

³Institut Pascal, PHOTON-N2, Clermont Université, Université Blaise Pascal,
CNRS, 24 avenue des Landais, 63177 Aubière Cedex, France

(Dated: 12 septembre 2014)

Nous présentons la démonstration de principe de deux dispositifs tout-optiques à polaritons : un interféromètre Mach-Zehnder (IMZ) et une diode tunnel résonante (DTR), réalisées par lithographie électronique à partir d'une microcavité planaire de grand facteur de qualité. Une modulation de la transmission d'un flux de polaritons à travers chaque dispositif est obtenue grâce à un contrôle tout optique. Le mécanisme physique pour obtenir cette modulation est le contrôle de la phase des polaritons dans le premier dispositif et l'effet tunnel résonnant dans le deuxième. En particulier, la nature non-linéaire de la diode tunnel résonnante révèle la perspective de fonctionnement dans le régime quantique, permettant d'obtenir une source de courant de polaritons uniques, déjà tout-intégrée et pouvant être mis en série avec d'autres dispositifs à polaritons.

Les polaritons de cavité - quasiparticules issues du couplage fort lumière-matière entre les photons de microcavité et les excitons de puits quantiques [1]- sont une plateforme émergente pour réaliser des dispositifs tout-optiques. En effet, en tant que porteur d'information, ces quasi-particules se propagent de façon balistique comme la lumière grâce à la composante photonique [2], tout en présentant une non-linéarité géante provenant de leur composante excitonique [3]. Cette non-linéarité a été utilisée récemment pour implémenter un transistor à polaritons [4], une mémoire optique[5] ou encore une porte optique[6].

Dans cet article, nous présentons deux exemples de dispositifs optiques à polaritons : un interféromètre Mach-Zehnder (IMZ) [7] et une diode tunnel résonnante (DTR) [8]. Ces dispositifs sont réalisés par lithographie électronique et gravure profonde (jusqu'au substrat) d'une microcavité planaire [Fig.1(a) et Fig.2(b)]. Nous utilisons une cavité $\lambda/2$ de $Ga_{0.05}Al_{0.95}As$ insérée entre deux miroirs de Bragg $Ga_{0.05}Al_{0.05}As/Ga_{0.8}Al_{0.2}As$ contenant respectivement 40 et 28 paires pour le miroir du bas et du haut. Le facteur de qualité nominale de la cavité est de l'ordre de 10^5 . Trois groupes de quatre puits quantiques $GaAs$ de 7 nm sont insérés aux nœuds du champ électromagnétique de la cavité. Le dédoublement de Rabi issu du couplage fort est de l'ordre de 15 meV.

INTERFÉROMÈTRE MACH-ZEHNDER À POLARITONS

Le principe de fonctionnement de l'IMZ est le suivant : un flux monochromatique de polaritons est injecté à l'entrée grâce à une excitation optique résonnante, puis se divise et se propage sur deux chemins optiques différents

correspondant aux deux bras de l'IMZ [fig. 1(a)]. A la sortie, les deux bras se rejoignent et les deux flux de polaritons interfèrent. L'intensité du flux sortant est contrôlée en imposant une différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre.

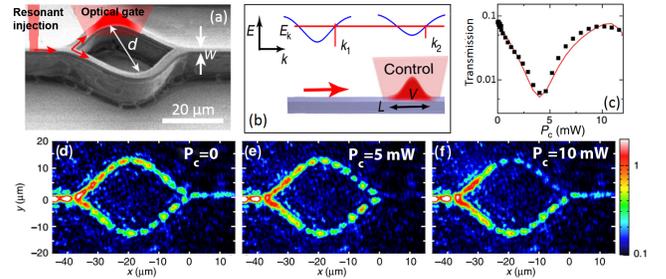


FIGURE 1. (a)Image réalisée par microscopie électronique à balayage de l'IMZ. (b) Schéma de principe du ralentissement d'un flux monochromatique de polaritons. (c) Carrés noirs : Transmission en fonction de la puissance de contrôle. Ligne rouge : Ajustement théorique. (d-f) Emission des polaritons résolue spatialement pour différentes puissances de contrôle.

Afin de modifier la phase relative des polaritons entre les deux bras, nous utilisons un faisceau laser de contrôle, excitant de façon non-résonnante et localement l'un des deux bras [bras gauche sur la Fig.1(a)]. Ce laser injecte localement un réservoir excitonique qui interagit avec les polaritons et induit une barrière de potentiel V [Fig.1(b)]. Le flux de polaritons injecté possède une énergie cinétique E_k plus grande que V . Lorsqu'il traverse la barrière, il est ralenti proportionnellement à la hauteur de la barrière. Ainsi, les polaritons dans ce bras accumulent un retard de phase δ_ϕ par rapport au cas sans barrière optique :

$\delta_\phi \approx L \left(\frac{2mE_k}{\hbar} - \frac{2m(E_k - V)}{\hbar} \right)$ où m est la masse effective de polaritons et L est l'épaisseur de la barrière optique. Avec des paramètres réalistes comme $E_k = 1.5 \text{ meV}$, $V = 1 \text{ meV}$ et $m = 4.5 \cdot 10^{-5} m_{\text{electron}}$, un retard de phase de π peut être obtenu avec seulement $L = 6 \mu\text{m}$. Cette forte non-linéarité vient du fait que l'énergie cinétique des polaritons dans cette expérience est comparable avec la hauteur de la barrière potentiel. Les polaritons de faibles vecteurs d'onde se comporte ainsi comme de la "lumière lente" pour laquelle l'impact d'une faible barrière, amplifié par le couplage fort, est maximal. L'effet du laser de contrôle est illustré dans les figures 1(d-f), qui présentent l'image dans l'espace réel de l'émission des polaritons mesurée le long de l'interféromètre pour différentes puissances de contrôle P_c . Pour $P_c = 0$, les flux polaritoniques se propagent dans les deux bras et interfèrent constructivement à la sortie : la transmission est maximale [Fig.1(d)]. Lorsque la puissance du laser de contrôle est augmentée, nous observons une forte modulation de la transmission [Fig.1(c)]. Le minimum de la transmission est obtenu avec $P_c = 5 \text{ mW}$: il correspond à une interférence destructive dans le bras de sortie dû à un déphasage de π entre les deux bras de l'IMZ. Le taux d'extinction mesuré $T_{\text{max}}/T_{\text{min}} \approx 10^2$ est limité par la diffusion du laser. La transmission maximale est retrouvée pour $P_c = 10 \text{ mW}$, ce qui correspond à un déphasage de 2π induit par le laser de contrôle. Notons que les franges d'interférence observées dans les figures 1(d-f) sont dues à l'interférence entre les polaritons incidents et ceux qui sont réfléchis à l'entrée et à la sortie de " l'anneau". Ces réflexions ainsi que le temps de vie fini des polaritons ($\approx 30 \text{ ps}$) limitent la transmission maximale de notre dispositif ($T_{\text{max}} \approx 10\%$).

Mentionnons enfin qu'un scénario d'excitation résonnante légèrement différent permet dans ce même dispositif de moduler non seulement l'intensité transmise dans le bras de sortie mais également la polarisation du flux transmis. Pour les détails de cette effet, les lecteurs sont invités à consulter notre publication dans Nature Communication 5.3278 (2014) [7]

DIODE TUNNEL RÉSONNANTE À POLARITONS

La DTR à polaritons est définie par une microstructure 1D présentée sur la figure 2(a) et (c) : deux constriction (largeur = $1.4 \mu\text{m}$, longueur = $1 \mu\text{m}$) isolent un îlot (largeur = $5.6 \mu\text{m}$, longueur = $2 \mu\text{m}$) sur un fil photonique de largeur $3 \mu\text{m}$ et de longueur $440 \mu\text{m}$. Comme le potentiel de confinement 1D des polaritons est inversement proportionnel à la largeur du fil, cette microstructure définit une double barrière de potentiel et un îlot 0D à polaritons [Fig.2(b)]. Il s'agit donc d'une structure de potentiel standard pour les diodes tunnel résonnantes [9] mais nous manipulons ici des polaritons et non des électrons. Dans

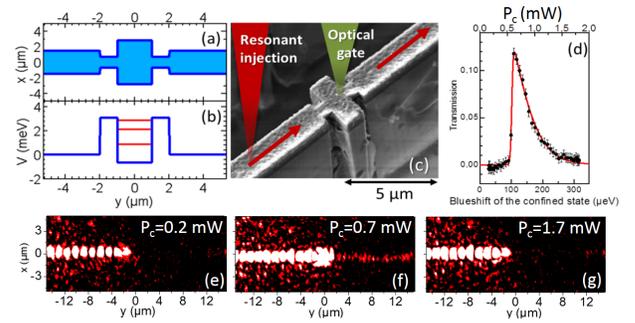


FIGURE 2. (a) Profil latéral de la cavité 1D définissant la DTR. (b) Simulation du potentiel de confinement de la DTR. (c) Image réalisée en microscopie électronique à balayage de la DTR. (d) Transmission tunnel mesurée en fonction de la puissance de contrôle (abscisse du haut) et du décalage spectral de l'état confiné dans l'îlot (abscisse du bas). (e-g) Emission des polaritons résolue spatialement à différentes puissances de contrôle.

le cadre de ce manuscrit, nous décrivons la transmission tunnel résonnante des polaritons au travers du niveau confiné dans l'îlot de plus basse énergie.

Afin de moduler la transmission d'un flux monochromatique de polaritons au travers de l'îlot, nous utilisons également un laser de contrôle non résonnant comme pour l'IMZ présenté ci-dessus. Celui-ci est focalisé sur l'îlot et y injecte localement une population d'excitons. L'interaction entre les polaritons et ces excitons induit un décalage spectral de l'état confiné dans l'îlot qui permet d'accorder finement l'énergie de l'état confiné avec celle du flux polaritonique incident. La figure 2(d) présente la transmission tunnel d'un flux monochromatique de polaritons au travers de la double barrière tunnel pour différentes puissances du laser de contrôle. Initialement, avec $P_c = 0$, l'énergie de l'état confiné est légèrement inférieure à celle des polaritons incidents ($E_{\text{island}} = E_{\text{polaritons}} - 100 \mu\text{eV}$) et la transmission tunnel est nulle. Le laser de contrôle permet de mettre en résonance l'état confiné avec le flux polaritonique pour $P_c = 0.7 \text{ mW}$ et la transmission atteint sa valeur maximale $T_{\text{max}} \approx 10\%$. En augmentant P_c , la transmission diminue et revient à zéro à partir de $P_c = 1.7 \text{ mW}$. Cette effet de transmission tunnel résonnante est illustré sur les figures 2(e-f) où nous présentons l'image dans l'espace réelle de l'émission de polaritons le long du dispositif mesurée pour $P_c = 0.2 \text{ mW}$ [fig.2(e)], 0.7 mW [fig.2(f)] et 1.7 mW [fig.2(g)]. La condition de résonance apparaît clairement pour $P_c = 0.7 \text{ mW}$ où nous observons directement la propagation des polaritons à travers l'îlot pour atteindre la partie gauche de la figure [fig.2(f)]. Comme dans le cas de l'IMZ, nous observons également les franges d'interférence dans la zone amont du dispositif (droite de la figure) qui sont dues à l'interférence entre le flux incident et celui qui est réfléchi sur les barrières tunnel. Le taux

d'extinction mesuré sur la DTR vaut $T_{max}/T_{min} \approx 30$ et est également limité par la diffusion du laser.

Nous souhaitons ici comparer les puissances d'opération des deux dispositifs. Dans le cas de l'IMZ, une période de modulation de la transmission est obtenue dans une fenêtre de puissance de 10 mW. En revanche, la modulation de la transmission de part et d'autre de la résonance est effectuée dans le cas de la DTR, dans une fenêtre de seulement de 1 mW. En effet, afin de ralentir les polaritons dans un bras de l'IMZ, le décalage spectral induit par le laser de contrôle doit être de l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique des polaritons ($E_k \approx 1 \text{ meV}$), tandis qu'il suffit d'un décalage de l'ordre de la largeur de raie de l'état confiné dans l'îlot ($\Gamma \approx 30 \text{ } \mu\text{eV}$) pour basculer la transmission tunnel de hors résonance à en résonance et vice-versa.

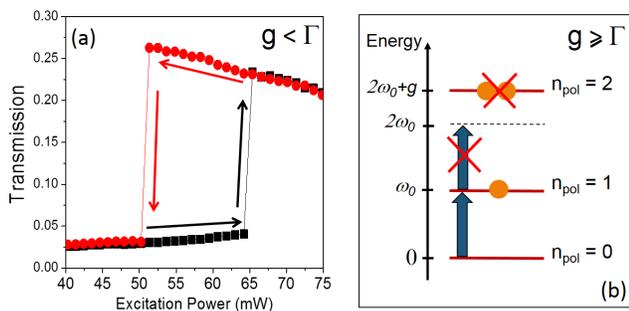


FIGURE 3. (a) Transmission tunnel mesurée dans un cycle de balayage de la puissance d'excitation résonante. (b) Principe du blocage de polaritons.

Le profil très asymétrique de la transmission tunnel présentée sur la figure 2(d) est une évidence directe des interactions polariton-polariton dans l'îlot et du caractère fortement non-linéaire du dispositif. Ce type de profil asymétrique est similaire aux ceux observés dans les résonances des cavités à cristaux photoniques où la non-linéarité est due à l'effet Kerr optique [10]. Une autre évidence du régime non-linéaire est l'observation d'une bistabilité optique de la transmission de la DTR [Fig.3(a)]. Cette expérience est effectuée sans la présence du laser de contrôle ($P_c = 0$) et la transmission tunnel est enregistrée au cours d'un cycle de balayage de la puissance du laser d'excitation résonante.

La nature non-linéaire de la DTR révèle la possibilité d'aller vers le régime quantique où l'effet tunnel résonnant devient sensible à la non-linéarité d'un polariton unique. Cette condition nécessite que la constante d'in-

teraction polariton-polariton g excède la largeur de raie Γ de l'îlot. Dans ce régime non-linéaire ultime, l'effet de blocage de polaritons est attendu [11] : l'entrée d'un polariton dans l'îlot par effet tunnel résonnant va décaler suffisamment l'énergie de l'état confiné pour le mettre hors résonance avec les polaritons incidents et ainsi bloquer l'entrée d'un deuxième polariton (Fig.3(b)). Dans ce régime, nous obtenons non seulement une émission de lumière de photons uniques par l'îlot, mais le plus intéressant est la génération d'un courant de polaritons uniques à la transmission. Nous disposerions alors d'une source de polaritons non classique intégrée qui pourrait pomper d'autres dispositifs à polariton comme l'IMZ. Pour la DTR présentée ci-dessus, $g \approx 4 \text{ } \mu\text{eV}$ et $\Gamma \approx 30 \text{ } \mu\text{eV}$ et le dispositif ne fonctionne que dans le régime classique. Pour optimiser nos dispositifs en vue de l'obtention du régime quantique, il est nécessaire dans les futurs dispositifs de diminuer la taille de l'îlot pour augmenter g , d'améliorer le facteur de qualité de la cavité et également de réaliser des barrières tunnel plus importantes pour diminuer Γ . Il semble que le régime quantique devrait pouvoir être atteint avec des paramètres réalistes (ex : un îlot de taille $1.5 \text{ } \mu\text{m} \times 2 \text{ } \mu\text{m}$ et une microcavité de facteur de qualité de $2 \cdot 10^5$).

En conclusion, les deux dispositifs tout-optiques à polaritons décrits dans cet article sont les briques de base pour une nouvelle génération de circuits photoniques intégrés, dans lesquels des fonctionnalités avec des architectures plus complexes pourront être réalisées et mises en cascade. De plus, l'obtention de dispositifs à polaritons opérant dans le régime quantique devrait ouvrir un nouveau champ de recherche avec des retombées potentielles pour le traitement quantique de l'information.

* hai-son.nguyen@ecl-lyon.fr

- [1] C. Weisbuch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64**, 3314 (1992).
- [2] T. Freixanet *et al.*, Phys. Rev. B **61**, 7233 (2000).
- [3] C. Ciuti *et al.*, Phys. Rev. B **63**, 041303(R) (2001).
- [4] D. Ballarini *et al.*, Nat. Comm. **4**, 1778 (2013).
- [5] T. K. Paraíso *et al.*, Nat. Mat **9**, 655-660 (2010).
- [6] C. Antón *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 245307 (2013).
- [7] C. Sturm *et al.*, Nat. Commun. **5**, 3278 (2014).
- [8] H. S. Nguyen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 236601 (2013).
- [9] H. Mizuta and T. Tanoue, *The physics and applications of resonant tunneling diodes* (Cambridge University Press, 1995).
- [10] K. Nozaki *et al.*, Nat. Phot. **6**, 248 (2012).
- [11] A. Verger *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 193306 (2006).