



HAL
open science

Optique quantique en environnement solide

Alexia Auffèves

► **To cite this version:**

Alexia Auffèves. Optique quantique en environnement solide. Physique Quantique [quant-ph]. Université Joseph Fourier, 2014. tel-01099270

HAL Id: tel-01099270

<https://hal.science/tel-01099270>

Submitted on 2 Jan 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier

Mémoire présenté pour l'obtention de
l'habilitation à diriger des recherches

par

Alexia Auffèves

Institut Néel

Optique quantique en environnement solide

soutenue le 23 mai 2014 devant le jury composé de :

Pr. Luiz Davidovich	Rapporteur
Pr. Philippe Grangier	Rapporteur
Pr. Christoph Simon	Rapporteur (absent)
Pr. Daniel Estève	Examineur
Pr. Frank Hekking	Examineur
Pr. Jean-Michel Gérard	Examineur
Pr. Jean-Michel Raimond	Examineur

Table des matières

1	Electrodynamique quantique des atomes artificiels	11
1.1	Contexte	11
1.2	L'émission spontanée revisitée	15
1.3	L'influence des phonons	20
1.4	Perspectives	24
2	Atomes uni-dimensionnels	31
2.1	Contexte	31
2.2	Un milieu non-linéaire géant	35
2.3	Emission stimulée d'un atome par un photon unique propageant	37
2.4	Perspectives	41
3	Thermodynamique de l'information quantique	47
3.1	Contexte	47
3.2	La voie opto-mécanique	53
3.3	La voie de l'électrodynamique quantique des circuits	61

Introduction

In the beginning there was nothing. God said, 'Let there be light!' And there was light. There was still nothing, but you could see it a whole lot better.
Ellen DeGeneres

Optique quantique, premiers pas

L'étude des propriétés de la lumière sous ses multiples avatars a accompagné les développements de la physique depuis ses origines. La lumière a successivement (voire simultanément) été associée à un corpuscule, un rayon, une onde, un champ - jusqu'à l'avènement de la Mécanique Quantique au début du siècle dernier, qui a radicalement renouvelé notre perspective sur cette entité. L'optique quantique a pour motivation la préparation et l'étude de la lumière dans des états inconcevables dans le monde classique, dont le nom charme autant qu'il laisse rêveur : un ou quelques photons, chats de Schrödinger, paires de photons intriqués, états comprimés... Sa naissance et ses avancées ont procédé d'un aller-retour vertueux entre modèles de lumière, matière, et compréhension fine de leur interaction, ainsi qu'entre représentations théoriques et techniques expérimentales. Si la théorie dite semi-classique (matière quantique couplée à un champ de lumière classique et au vide) a longtemps été suffisante pour interpréter les expériences, la quantification du champ réalisée par Jordan en 1925 (pour une revue historique, voir (1)), puis par Dirac en 1927 (2) prédisait l'existence d'états authentiquement non-classiques du champ électromagnétique. Les travaux de Glauber (3) ayant identifié les observables requises pour observer des phénomènes liés à de tels états, une avancée expérimentale a été majeure : l'invention du laser par Maiman (4). Celle-ci a permis d'atteindre la résolution spectrale nécessaire à l'excitation sélective d'une transition atomique déterminée, conduisant à la première mise en évidence du dégroupement de photons par J. Kimble et al. en 1977 (5). Par la suite, les travaux sur le confinement du champ électromagnétique dans des cavités ou au voisinage de surfaces métalliques (6) ont permis de modifier les propriétés du vide, et par conséquent les propriétés radiatives des atomes par effet Purcell (7) marquant le point de départ de l'électrodynamique quantique en cavité (voir ci-dessous).

Une lumière nouvelle sur la théorie quantique

Outre l'exploration de la nature du rayonnement, l'optique quantique a fourni un contexte idéal pour éclairer les fondements de la théorie quantique, et donner corps aux expériences de pensée imaginées par ses pères fondateurs. Après l'émission et la caractérisation de photons uniques, l'excitation contrôlée de cascades radiatives dans des atomes de Calcium a permis de préparer des paires de photons intriqués en polarisation, et de tester expérimentalement les inégalités de Bell (8, 9). Leur violation en 1982 a fait triompher une vision non-locale du monde, et définitivement éliminé la possibilité de comprendre l'intrication avec des concepts importés du monde classique. Ce travail avec des photons uniques propageants a également ouvert la voie à l'étude de la dualité onde-corpuscule à travers une série d'expériences de complémentarité, d'interférences à un seul photon, d'expériences à choix retardés (10–12). Du fait de la maîtrise expérimentale acquise, les photons uniques sont encore au coeur des propositions et des démonstrations expérimentales des amoureux des fondations de la théorie quantique- par exemple, revisiter les inégalités de Heisenberg avec la mesure faible (13) ou étudier l'intrication micro-macro (14).

Qu'il s'agisse de la génération de photons uniques ou de paires de photons intriqués, ou d'autres états encore plus exotiques du champ électromagnétique, l'optique quantique repose finalement sur la capacité expérimentale d'isoler et d'adresser des non-linéarités optiques géantes telles que les transitions électroniques d'atomes individuels. Dans cette quête pour faire interagir lumière et matière à l'échelle du photon unique, l'électrodynamique quantique en cavité a dégagé une voie royale. Les progrès de la technologie des micro-ondes, en particulier des cavités supraconductrices, ont exalté l'interaction matière-rayonnement au point de rendre possible la situation conceptuellement la plus simple et la plus canonique : celle d'un atome unique échangeant des photons un par un avec le mode d'un résonateur électromagnétique (15). Ce schéma a permis la préparation d'états non-classiques du champ tels que des états nombre et de mesurer leur fonction de Wigner (16). La synthèse de chats de Schrödinger et l'étude de leur décohérence (17) ont fourni des outils conceptuels et des images physiques permettant de mieux appréhender la transition quantique-classique. Grâce aux progrès fulgurants de l'électrodynamique quantique en cavité, il est récemment devenu possible de "regarder" la lumière avec la matière - et de revisiter la mesure quantique comme jamais : visualisation du collapse progressif d'une fonction d'onde (18), feedback quantique pour préparer fidèlement des états donnés du champ (19), observation de la vie et de la mort d'un photon (20), mise en évidence de l'effet Zénon quantique (21) ...

Information is physical..and quantum too

Un autre domaine a également directement bénéficié des concepts et des outils de l'optique quantique : il s'agit de l'information quantique. Cette discipline jeune, apparue dans les années 90, est née du mariage de la théorie de l'information et de la physique quantique. Dans ce contexte nouveau, l'information est codée sur des systèmes à deux niveaux (les qubits), la réalisation d'algorithmes reposant sur l'intrication et les interférences entre les états des multiples qubits d'un registre de calcul, la capacité de transmettre secrètement l'information quantique découlant quant à elle du théorème de non-clonage (22). L'information quantique projette de développer une technologie à partir des aspects les plus fondamentaux et les plus contre-intuitifs de la théorie quantique : depuis cette "deuxième révolution quantique" (23), l'intrication est ainsi devenue une ressource. Si la décohérence est initialement apparue comme un obstacle, l'invention des codes correcteurs d'erreurs (24) a fondé la possibilité logique de l'existence d'une telle technologie. Cette promesse a inspiré nombre de programmes scientifiques et autres *roadmaps*, en même temps qu'elle fournissait à la recherche fondamentale des arguments économiques propres à motiver les politiques scientifiques. Les systèmes simples (un atome, quelques photons) de l'optique quantique ont immédiatement constitué des qubits naturels, la matière atomique ou ionique devenant un qubit de stockage (ou "storing qubit") permettant de coder et de processor l'information, les photons devenant quant à eux des "flying qubits", soit des supports pour propager l'information quantique. Des portes logiques universelles ont été suggérées et réalisées en exploitant les non-linéarités optiques géantes entre atomes et photons dans une cavité (25), ou le couplage d'ions aux degrés de liberté quantiques de vibration du réseau les piégeant (26). Confiner des atomes neutres dans les noeuds d'un réseau périodique constitue actuellement une autre approche prometteuse pour le traitement de l'information quantique (27).

Information quantique en environnement solide

L'information quantique a initié une activité prospérant à l'interface entre la recherche fondamentale et appliquée, visant au développement de composants spécifiques pour la communication et le traitement quantique de l'information. L'objectif est de taille : il s'agit d'exporter hors du laboratoire, et autant que faire se peut hors du cryostat, des systèmes miniaturisés et potentiellement productibles à grande échelle, en particulier des sources de photons uniques pour la cryptographie quantique, de photons indiscernables pour le calcul quantique linéaire, de paires de photons intriqués, ou encore des portes logiques quantiques intégrées. Ces développements ont coïncidé avec celui des nanotechnologies dans les années 2000. La physique des semi-conducteurs qui menait depuis les années 90 une recherche

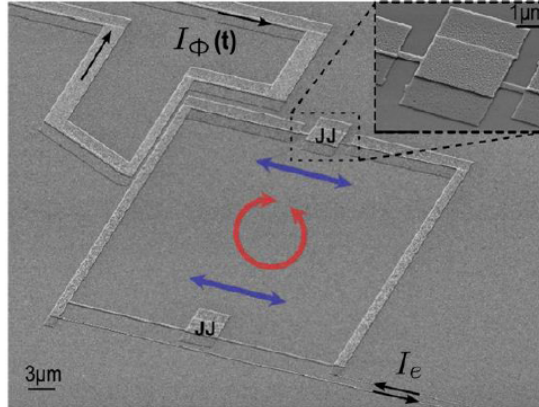


FIGURE 1 – Image d'un atome artificiel typique de circuit QED : deux jonctions Josephson (JJ) forment un SQUID.

active sur l'émission laser à partir de diodes était déjà impliquée dans le développement de cavités solides semi-conductrices. D'autre part, le confinement de paires électrons-trous (les excitons) sur des échelles nanométriques dans des matériaux de gap différents a conduit à une quantification des niveaux d'énergie excitoniques, donnant naissance à des spectres de raies discrètes comme pour des atomes réels : les "boîtes quantiques" ont ainsi constitué la première réalisation d'"atome artificiel". Atome artificiel, cavité solide : les ingrédients étaient réunis pour les premières expériences d'électrodynamique quantique en cavité, qui ont été réalisées dès 1998 (28). Cette maîtrise de l'électrodynamique en cavité pour des systèmes solides semi-conducteurs a permis d'hybrider la technologie des nano-lasers et les concepts de l'optique quantique, donnant naissance à la photonique quantique. Cette recherche est actuellement en plein essor, notamment grâce à la réalisation de sources de photons uniques ultra-brillantes et dont le degré d'indiscernabilité approche celui des atomes réels (29). Ces dernières prouesses technologiques ont récemment conduit à la réalisation d'une porte CNOT à base de photons intriqués indiscernables (30), ainsi qu'à la téléportation de l'état du spin d'un électron résident dans une boîte quantique sur la polarisation d'un photon propageant (31).

Depuis les années 2000, l'optique quantique s'est invitée dans un autre type de système solide, à savoir les composants supraconducteurs. Dans ce contexte, les photons sont les modes d'excitation de circuits LC linéaires. Pour produire les "atomes artificiels", il suffit d'introduire dans le circuit une non-linéarité de type jonction Josephson. Il est apparu depuis la démonstration du couplage fort en 2004 (32) que la physique des supra-conducteurs était une excellente candidate pour l'électrodynamique quantique en cavité et l'information quantique (33), et

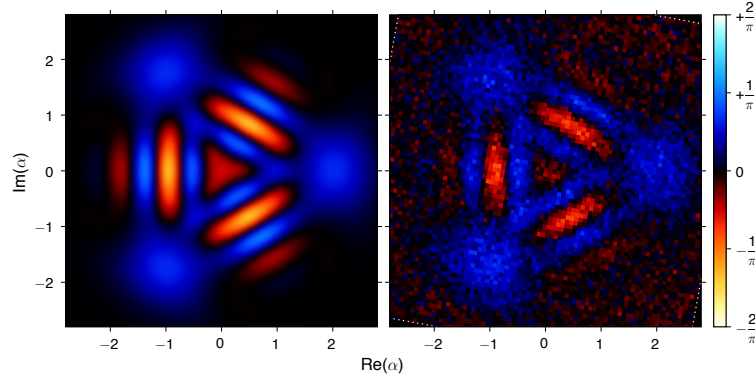


FIGURE 2 – Fonction de Wigner d'un "Voodoo Cat", ie une superposition cohérente de trois états nombre $|0\rangle + |3\rangle + |6\rangle$ dans un résonateur supraconducteur. Gauche : théorie, droite : mesure (figure extraite de (35))

cette prévision a été confirmée depuis par une impressionnante série de résultats. Initialement pensés dans une visée applicative (réaliser un ordinateur quantique), les systèmes supraconducteurs se sont révélés d'excellents candidats pour revisiter toute l'optique quantique, offrant une alternative aux expériences menées en physique atomique. En particulier, des états non-classiques du champ extrêmement fragiles tels que des états nombre (34), des états chats de Schrödinger exotiques tels que les "Voodoo cats" (35, 36) ont pu être produits de façon fidèle et tomographiés (voir fig.2). Depuis, l'amélioration des techniques de détection a permis de mesurer de façon non-destructive et résolue en temps (37) les trajectoires quantiques suivies par les qubits et les photons ou des photons résidents dans les cavités d'étude, conduisant à l'observation directe des sauts quantiques (38), ou au gel d'une oscillation de Rabi par feedback quantique (39).

Optique quantique en environnement solide

C'est à cette position exacte que se situe le présent manuscrit, qui vise à donner un éclairage sur la façon dont l'optique quantique, née et initialement explorée dans le contexte exclusif de la physique atomique, a progressivement investi la physique de l'état solide et des nano-technologies. Les recherches présentées ici peuvent dans un premier temps se résumer à la manière d'un jeu : comment se transforment les

résultats de l'optique quantique si les atomes et les cavités deviennent artificiels et solides? Ce jeu se décline dans deux versions différentes, correspondant aux deux premières parties de ce manuscrit. Dans une première partie, on s'attache à décrire l'évolution de résultats aussi solidement établis que ceux de l'émission spontanée en cavité, si l'atome réel est remplacé par une boîte quantique. La différence essentielle entre ces deux systèmes non-linéaires réside dans le fait que les atomes artificiels viennent avec un environnement natif, dû à la matrice solide à laquelle ils appartiennent. On verra que cet environnement peut être décrit de manière très simple et que des modèles effectifs basiques permettent de dégager des différences importantes avec l'optique quantique "canonique" étudiée en physique atomique. La prise en compte de ces différences a conduit à proposer des composants d'un nouveau type pour l'information quantique et la nanophotonique, reposant sur l'exploitation de la décohérence induite par l'environnement - et permettant par là même de sortir de la roadmap tracée par la physique atomique.

Dans la deuxième partie, c'est au champ électromagnétique que l'on s'intéresse plus particulièrement. En effet, les progrès des nanotechnologies permettent maintenant de piéger, confiner et propager les photons avec une précision à l'échelle de la longueur d'onde dans de nombreux types de milieu, qu'ils soient diélectriques ou conducteurs - offrant une grande variété d'interactions possibles. En particulier, l'électrodynamique quantique avait jusqu'à il y a peu exploré des situations entre des atomes et des photons stationnaires. Ici, il s'agira d'envisager des situations où les atomes sont fortement couplés à des photons se propageant dans des guides ou des circuits. L'émission stimulée sera revisitée dans ce contexte de l'optique quantique unidimensionnelle, ainsi que les applications possibles en terme de composants pour l'information quantique.

Enfin, la troisième partie présentera les perspectives à court et moyen terme du travail envisagé. Il y sera question de thermodynamique de l'information quantique, discipline en plein essor et dont les outils et motivations présentent de nombreux recouvrements avec l'optique quantique, de la description précise des environnements à l'exploitation de la décohérence, en passant par l'interprétation des trajectoires quantiques. On présentera en particulier deux expériences de pensée fondatrices de la thermodynamique de l'information, à savoir le principe de Landauer et l'expérience du démon de Maxwell. Pour réaliser ces expériences de pensée, deux voies seront détaillées : l'opto-mécanique et l'électrodynamique des circuits. On conclura sur la notion d'environnement qui donne son titre et sa teneur au présent manuscrit.

Bibliographie

- [1] O. Darrigol, *Ann. Phys. Fr.* **9**, **433** (1984).
- [2] P.A.M. Dirac, *Proc. Roy. Soc., A* **114**, 243 (1927).
- [3] R.J. Glauber, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963).
- [4] T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, and V. Evtuhov, *Phys. Rev.* **123**, 1151 (1960).
- [5] H.J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 691 (1977).
- [6] G. Gabrielse and H. Dehmet, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 67 (1985).
- [7] E.M. Purcell, *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- [8] A. Aspect, P. Grangier and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 91 (1982).
- [9] A. Aspect, J. Dalibard and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982).
- [10] V. Jacques, E. Wu, F. Grosshans, F. Treussart, P. Grangier, A. Aspect, J.-F. Roch, *Science* **315**, 966-968 (2007).
- [11] V. Jacques, E. Wu, F. Grosshans, F. Treussart, P. Grangier, A. Aspect, and J.-F. Roch, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 220402 (2008).
- [12] F. Kaiser, T. Coudreau, P. Milman, D. B. Ostrowsky, S. Tanzilli, *Science* **338**, 637-640 (2012).
- [13] L. A. Rozema, A. Darabi, D. H. Mahler, A. Hayat, Y. Soudagar, and A. M. Steinberg, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 100404 (2012).
- [14] P. Sekatski, N. Sangouard, M. Stobinska, F. Bussi eres, M. Afzelius, and N. Gisin, *Phys. Rev. A* **86**, 060301 (2012).
- [15] S. Haroche, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1083 (2013).

- [16] P. Bertet, A. Auffeves, P. Maioli, S. Osnaghi, T. Meunier, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 200402 (2002).
- [17] S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche, *Nature* **455**, 510 (2008).
- [18] C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche, *Nature* **448**, 889 (2007).
- [19] C. Sayrin, I. Dotsenko, X. Zhou, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, S. Gleyzes, P. Rouchon, M. Mirrahimi, H. Amini, M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche, *Nature* **477**, 73 (2011).
- [20] S. Gleyzes, S. Kuhr, C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, U. B. Hoff, M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche, *Nature* **446**, 297 (2007).
- [21] J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Kuhr, I. Dotsenko, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 180402 (2008).
- [22] W. Wothers and W. Zurek, *Nature* **299**, 802 (1982).
- [23] J.S. Bell, "Speakable and unspeakable in quantum mechanics", Cambridge.
- [24] P. W. Shor, *Phys. Rev. A* **52**, 2493 (1995).
- [25] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5166 (1999).
- [26] J.I. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995).
- [27] I. Bloch, J. Dalibard, S. Nascimbene, *Nature Physics* **8**, 267 (2012).
- [28] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1110 (1998).
- [29] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, C. Arnold, A. Nowak, E. Galopin, I. Sagnes, L. Lanco, A. Lemaître, P. Senellart, *Nat. Comm.* **4**, 1425 (2013).
- [30] A. Dousse, J. Suffczynski, A. Beveratos, O. Krebs, A. Lemaître, I. Sagnes, J. Bloch, P. Voisin, P. Senellart, *Nature* **466**, 217 (2010).
- [31] W.B. Gao, P. Fallahi, E. Togan, A. Delteil, Y.S. Chin, J. Miguel-Sanchez, A. Imamoglu, *Nat. Comm.* **4**, 2744 (2013).
- [32] A. Wallraff, D.I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin, R.J. Schoelkopf, *Nature* **431**, 162-167 (2004).

- [33] A. Blais, R.S. Huang, A. Walraff, S.M. Girvin, and M.J. Schoelkopf, *Phys. Rev. A* **69**, 062320 (2004).
- [34] M. Hofheinz, E. M. Weig, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O'Connell, H. Wang, J. M. Martinis, A. N. Cleland, *Nature* **454**, 310-314 (2008).
- [35] M. Hofheinz, H. Wang, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O'Connell, D. Sank, J. Wenner, J. M. Martinis, A. N. Cleland, *Nature* **459**, 546-549 (2009).
- [36] G. Kirchmair, B. Vlastakis, Z. Leghtas, S.E. Nigg, H. Paik, E. Ginossar, M. Mirrahimi, L. Frunzio, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, *Nature* **495**, 205 (2013).
- [37] I. Siddiqi, R. Vijay, F. Pierre, C. M. Wilson, M. Metcalfe, C. Rigetti, L. Frunzio, and M. H. Devoret, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 207002 (2004).
- [38] R. Vijay, D. H. Slichter, and I. Siddiqi, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 110502 (2011).
- [39] R. Vijay, C. Macklin, D. H. Slichter, S. J. Weber, K. W. Murch, R. Naik, A. N. Korotkov, I. Siddiqi. *Nature* **490**, 77-80 (2012).

Chapitre 1

Electrodynamique quantique des atomes artificiels

Ce chapitre correspond aux articles (1–3) et (4). Les résultats présentés ici ont inspiré un projet expérimental financé par l'ANR (ANR-PNANO09 "CAFE", 2009-2013) avec pour contexte les boîtes quantiques en micro-cavités semi-conductrices. Dans la même veine, un projet européen STREP (projet "WASPS", 2013-2016) a débuté en novembre 2013 pour explorer l'électrodynamique quantique en cavité des centres NV à température ambiante.

1.1 Contexte

L'électrodynamique quantique en cavité (CQED) est la branche de l'optique quantique étudiant l'interaction matière-rayonnement lorsque ceux-ci se réduisent à leur plus simple expression : système à deux niveaux pour la matière, mode unique du rayonnement électromagnétique pour la lumière. Les effets de CQED commencent à apparaître lorsque le temps typique de couplage atome-champ Ω^{-1} devient très court devant les temps de relaxation de la cavité κ^{-1} et de l'atome γ^{-1} . Historiquement, des atomes de Rydberg traversant une cavité micro-onde, ou des atomes de Rubidium se propageant à l'intérieur de cavités optiques, ont fourni les premiers matériaux de cette recherche fondamentale (5). Le temps de vie de ces atomes étant extrêmement élevé (30ms), c'est essentiellement les caractéristiques du résonateur optique qu'il a été nécessaire d'améliorer pour obtenir des signatures visibles de l'interaction matière-rayonnement à l'échelle quantique. Le premier effet recherché est l'effet Purcell (6) : un atome placé dans une cavité résonante de faible facteur de qualité voit son émission spontanée accélérée par rapport au cas d'une émission dans l'espace libre, le rapport d'accélération étant donné par le facteur de Purcell. Ce facteur est proportionnel à Q/V où Q est le facteur de qualité de

la cavité et V son "volume", ie le volume physique sur lequel est confiné le champ électromagnétique. Le premier effet Purcell pour un atome unique de Rydberg a été observé dans le groupe de Paris en 1983 (7). Lorsque le facteur de qualité du résonateur devient trop important, le photon émis par l'atome reste dans le mode et peut alors être réabsorbé : l'émission spontanée devient réversible, c'est l'oscillation de Rabi du vide observée pour la première fois en 1996 (8). Cette oscillation de Rabi constitue une signature du caractère intrinsèquement quantique du champ électromagnétique, ainsi qu'une caractéristique du régime de couplage fort atteint quand $\Omega \gg \gamma, \kappa$. Par opposition, l'effet Purcell est observé en régime de couplage faible correspondant à la situation où $\kappa \gg \Omega, \gamma$.

Effet Purcell, couplage fort : les deux jalons essentiels de la "roadmap" à l'usage des expérimentateurs souhaitant observer des effets de CQED dans leur laboratoire. Cette physique est étudiée depuis les années 90 pour des boîtes quantiques couplées à des cavités semi-conductrices solides. Comme évoqué dans l'introduction du présent manuscrit, une boîte quantique est une goutte nanométrique de matériau semi-conducteur située à l'intérieur d'une autre matériau semi-conducteur d'énergie de gap supérieure : ainsi, toute paire électron-trou créée dans la boîte quantique y reste piégée. Ce confinement est à l'origine d'un spectre discret d'émission de ces objets (9, 10), très similaires à ceux des transitions électroniques des atomes réels, d'où leur surnom initial d'atome artificiel - qui décrit maintenant de façon générique tous les systèmes issus des nanotechnologies présentant une non-linéarité suffisante (nanocristaux, nanofils, qubit Josephson). Un avantage important des boîtes quantiques semi-conductrices par rapport à d'autres atomes artificiels est leur efficacité quantique radiative proche de 1. Par la suite, l'état excité $|e\rangle$ de la transition désignera implicitement la présence d'un exciton dans la boîte, l'état fondamental $|g\rangle$ désignant son absence. La longueur d'onde typique de telles transitions varie de 700nm à 1,5 μ m, suivant les matériaux semi-conducteurs utilisés. La largeur homogène de leur pic d'émission correspond typiquement à un facteur de qualité de 10^6 pour les boîtes utilisées dans des expériences d'optique quantique (majoritairement Arséniure d'Indium dans une matrice d'Arséniure de Gallium, notées InAs/GaAs).

En regard, les cavités solides initialement développées ont été des micropiliers, où le premier effet Purcell a été observé pour un ensemble de boîtes quantiques d'InAs/GaAs dans le groupe de Jean-Michel Gérard en 1998 (11). Un micropilier se compose de deux alternances de couches semi-conductrices différentes fonctionnant comme un miroir de Bragg : une boîte quantique positionnée entre ces deux miroirs interagit de fait avec une cavité Fabry-Pérot (le confinement latéral des photons étant quant à lui assuré par l'importante différence d'indice optique entre

le micropilier $n = 3$ et le vide environnant). Dans le contexte des expériences d'optique quantique réalisées avec des boîtes quantiques semi-conductrices, l'effet Purcell est majeur car il assure un contrôle de l'émission spontanée et des performances de la source de photons uniques correspondante, en particulier son efficacité β (correspondant au taux de photons enregistrés par impulsion) et son taux de répétition, lui-même limité par le taux d'émission spontanée. Notamment, l'effet Purcell permet d'inciter la boîte à émettre dans le mode d'une cavité dont les pertes sont émises de façon directionnelle, ie dans un diagramme de rayonnement suffisamment étroit pour qu'une importante fraction des photons soient récupérés, par exemple dans une fibre optique positionnée en sortie de cavité. C'est le cas des micropiliers, de géométrie naturellement uni-dimensionnelle. De fait, la première source de photons uniques semi-conductrice a également été réalisée à base du même système (12, 13). Son efficacité de 40% a longtemps constitué une référence dans la domaine, la meilleure source à base de micropilier atteignant à présent 79% (14). Le développement de sources de photons uniques semi-conductrices efficaces pour la cryptographie quantique est une motivation majeure de la recherche effectuée en nanophotonique quantique, et une application très importante du régime de couplage faible.

Conformément au chemin suggéré par la physique atomique, les caractéristiques des cavités ont été améliorées et de nouvelles familles de résonateurs se sont développées. En particulier, la technologie des cristaux photoniques permet maintenant un contrôle précis de la propagation et du confinement du champ électromagnétique (15). Ces composants sont des matériaux structurés périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde et se comportent donc comme des miroirs de Bragg bi ou tridimensionnels. Un défaut dans un cristal photonique constitue ainsi un piège à photon, dont les facteurs de qualités démontrés récemment ont atteint 10^7 , une prouesse à l'échelle nanométrique. Le couplage fort entre une boîte quantique unique et une cavité semi-conductrice a été démontré dans trois types de résonateurs différents en 2004 : micropilier (16), microtore (17), défaut de cristal photonique (18). La question se posait alors, comment améliorer encore les performances des dispositifs semi-conducteurs pour l'optique quantique ? En particulier, cela avait-il un sens de continuer à augmenter le facteur de qualité des résonateurs, sachant que les boîtes quantiques ont un facteur de qualité limité ?

Les résultats présentés dans ce chapitre apportent des éléments de réponse à ces questions. En particulier, ils dégagent l'existence d'un nouveau régime pour la CQED où la décohérence n'est pas le fait du résonateur, comme ce fut principalement le cas pour les atomes, mais des atomes artificiels eux-mêmes.

Les boîtes quantiques ne sont pas des atomes

Pour comprendre ce nouveau régime, il est nécessaire de comprendre les origines microscopiques de l'élargissement des pics d'émission radiative des boîtes quantiques. Ce type de signal est obtenu au cours d'expériences routinières où sont enregistrés des spectres de photoluminescence qui sont simplement des spectres d'émission spontanée. Une boîte quantique est excitée optiquement par un laser non résonant avec la transition d'intérêt, dont la fonction est d'injecter des porteurs dans la matrice solide environnante. Ces porteurs vont être piégés dans la boîte qui contient donc une ou plusieurs paires électron-trou après l'impulsion excitatrice. Finalement, ces excitons se recombinent radiativement en émettant une succession de photons de fréquence différente pour chaque mécanisme de recombinaison, les deux dernières transitions étant la transition dite biexcitonique (deux excitons se recombinent en donnant un exciton et un photon) et la transition excitonique (le dernier exciton résidant se recombine). Comme évoqué ci-dessus, on s'intéresse ici à la transition excitonique qui devient l'équivalent de la transition d'un atome à deux niveaux.

Comme pour un atome isolé, la largeur ultime du spectre de la transition excitonique est limitée par le temps de vie de la boîte quantique. Pour des boîtes d'InAs/GaAs, ce temps est de l'ordre de 1ns, ce qui correspond à des largeurs typiques de $1\mu\text{eV}$. Les photons émis par des atomes réels sont naturellement "limités par transformée de Fourier", i.e, la largeur du pic d'émission spontanée correspond généralement à la largeur naturelle de la transition. Cette condition garantit notamment que deux photons spontanés peuvent donner lieu à des mécanismes d'interférence totale lorsqu'ils sont chacun envoyés dans deux bras d'entrée d'une lame séparatrice (19). A la sortie de la lame, les photons doivent sortir groupés, ce phénomène de groupement garantissant le caractère indiscernable des photons émis. L'indiscernabilité présente un intérêt pratique majeur car elle garantit que l'information quantique codée par exemple sur la polarisation des photons pourra être traitée de façon fidèle avec des éléments d'optique linéaire.

Pour les transitions excitoniques, il est difficile d'atteindre la condition d'indiscernabilité, du fait de l'interaction de la boîte avec sa matrice solide. Ce couplage est à l'origine de deux sources majeures d'élargissement des pics d'émission spontanée. Une première cause d'élargissement est la diffusion spectrale. En effet, une boîte quantique est environnée de nombreux pièges pour les porteurs de charges. Les phénomènes de piégeage et de dépiégeage induisent une modification de l'énergie de la transition par effet Stark, sur des échelles de temps correspondant au temps de clignotement des pièges. Si ce temps est court devant le temps typique d'émission spontanée, le phénomène de clignotement peut être décrit par un cou-

plage avec un réservoir markovien et la raie élargie garde une forme lorentzienne : c'est le régime dit de motional narrowing (20). En revanche, si le temps de clignotement est lent, la forme de la raie suit une gaussienne typique de la statistique de peuplement des pièges environnants. La diffusion spectrale induit des élargissements de l'ordre de 10 à 100 fois la largeur naturelle de la boîte, sans changer son temps de vie : les photons émis ne sont donc plus limités par transformée de Fourier, et a priori impropres au calcul quantique. Deux stratégies prévalent. La plus évidente consiste d'une part à travailler à basse température, et de limiter l'injection de porteurs libres dans l'environnement en travaillant en excitation optique résonante. La deuxième est menée en parallèle, et vise à diminuer le temps de vie de la boîte quantique en exploitant l'effet Purcell ressenti via le couplage à une cavité de faible facteur de qualité : ainsi, en augmentant suffisamment la largeur naturelle, on peut négliger le phénomène de diffusion spectrale léthal pour l'exploitation de photons spontanés dans un calcul quantique. Ces deux comportements ont la même finalité : réduire au minimum possible l'influence de l'environnement de la boîte, et la rendre autant que possible similaire à un atome réel. Comme on va le réaliser par la suite, cette stratégie n'est pas nécessairement optimale. La seconde cause d'élargissement mentionnée ci-dessus est due au couplage avec les phonons du réseau. Elle sera étudiée plus en détail dans la section 3 du présent chapitre.

1.2 L'émission spontanée revisitée

On s'attache dans cette partie à revisiter un des résultats les plus simples et les plus fondamentaux de la CQED, à savoir l'émission spontanée. En particulier, on souhaite comprendre comment le phénomène d'émission spontanée est modifié si un atome réel est remplacé par un atome artificiel de type boîte quantique, élargi par le couplage avec son environnement. Pour explorer cette physique, l'atome artificiel est décrit par un système à deux niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$, la fréquence de la transition étant notée ω_0 . L'atome est couplé à une cavité monomode de fréquence ω_{cav} . Le Hamiltonien de Jaynes-Cummings décrivant le système s'écrit $H = \hbar\omega_0/2\sigma_z + \hbar\omega_{cav}(a^\dagger a + 1/2) + \hbar\Omega(a^\dagger\sigma + \sigma^\dagger a)$, où on a noté a , $\sigma = |g\rangle\langle e|$ et $\sigma_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ les opérateurs d'annihilation d'un photon dans la cavité et les opérateurs de descente et de population atomique respectivement.

La cavité présente une largeur intrinsèque notée κ responsable du temps de vie finie des photons à l'intérieur du mode. L'atome est d'autre part couplé à des modes de pertes, qui induisent une relaxation radiative supplémentaire de taux noté γ . Les phénomènes de relaxation mentionnés sont décrits par des termes de Lindblad dans les équations décrivant la dynamique de la matrice densité du système, respectivement $\mathcal{L}^{at}[\rho] = \gamma/2[2\sigma\rho\sigma^\dagger - \sigma^\dagger\sigma\rho - \rho\sigma^\dagger\sigma]$ et $\mathcal{L}^{cav}[\rho] = \kappa/2[2a\rho a^\dagger -$

$a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a$].

Le couplage avec l'environnement est modélisé de façon effective par un terme de déphasage pur, lui aussi décrit par un terme de Lindblad $\mathcal{L}^{deph}[\rho] = \gamma^*/4[\sigma_z \rho \sigma_z - \rho]$, où γ^* est le taux de déphasage pur. En l'absence de couplage à la cavité, la résolution des équations dynamiques dans le cas de l'émission spontanée montre que le spectre des photons émis est Lorentzien de largeur $\gamma + \gamma^*$. Ainsi, ce modèle simple de l'optique quantique apparaît adapté pour décrire des phénomènes d'élargissement spectral de type motional narrowing. Les équations dynamiques s'écrivent simplement $i\hbar\dot{\rho} = [H, \rho] + \mathcal{L}^{at} + \mathcal{L}^{cav} + \mathcal{L}^{deph}$. A partir de ce modèle, nous avons plus particulièrement considéré deux observables caractéristiques de la source de photons uniques correspondante, à savoir le spectre S_{cav} des photons rayonnés via le canal de la cavité, et l'efficacité β de la source.

Spectre

Le spectre d'émission $S(\omega)$ rayonné par la cavité vérifie $S(\omega) = \mathcal{N} \int d\tau \langle a^\dagger(t + \tau)a(t)e^{-i\omega\tau} \rangle$, où \mathcal{N} est une constante de normalisation. On montre à partir du théorème de régression quantique que

$$S(\omega) \propto \frac{1}{|\omega - \lambda_+|^2} \frac{1}{|\omega - \lambda_-|^2}, \quad (1.1)$$

où λ_+ et λ_- sont les racines de l'équation séculaire $(\omega - \tilde{\omega}_{at})(\omega - \tilde{\omega}_{cav}) = \Omega^2$. On a introduit les fréquences complexes de l'atome et de la cavité respectivement, $\tilde{\omega}_{at} = \omega_{at} - i(\gamma + \gamma^*)/2$ et $\tilde{\omega}_{cav} = \omega_{cav} - i\kappa/2$. Dans le cas d'une boîte fortement couplée à une cavité résonante, on retrouve le doublet de Rabi caractéristique du couplage fort, i.e. deux pics écartés de $\pm\Omega$ par rapport à la fréquence centrale. La spécificité des atomes artificiels par rapport aux atomes réels apparaît nettement dans le cas simple du régime de couplage faible ou de fort désaccord que l'on considère maintenant. Dans ce cas, les racines complexes sont données à l'ordre 0 par les fréquences complexes de l'atome et de la cavité non-couplés, et $S(\omega)$ se réduit au produit des deux spectres correspondants, respectivement notés S_{QD} et S_{cav} . Dans ce contexte très simple, la cavité constitue un filtre linéaire, et les caractéristiques du spectre émis sont contrôlées par la raie la plus fine. On distingue alors deux cas limite comme représenté fig.1.1 :

1. la largeur intrinsèque de la boîte $\gamma + \gamma^*$ est très inférieure à la largeur de la cavité κ . C'est le régime de l'émetteur étroit, qui est aussi le régime standard pour l'électrodynamique quantique en cavité explorée avec des atomes réels. Dans ce cas, les photons sont émis à la fréquence de la boîte.
2. $\kappa \ll \gamma + \gamma^*$: c'est le régime de l'émetteur large, ou du mauvais émetteur. Dans ce cas, les photons uniques sont émis à la fréquence de la cavité, quel que soit

c

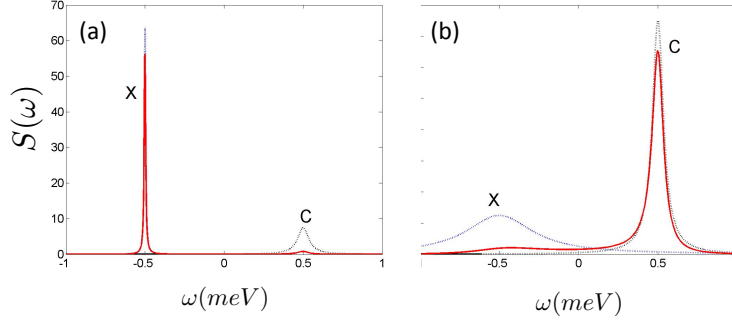


FIGURE 1.1 – Les deux régimes possibles pour l'émission spontanée d'un atome artificiel. $S(\omega)$ (en rouge) est le spectre des photons émis par la cavité. Les lignes pointillées noires sont les spectres de l'exciton (noté X) et de la cavité (notée C) non couplée. On a pris $g = 35\mu\text{eV}$, $\kappa = 85\mu\text{eV}$, $\gamma = 10\mu\text{eV}$. (a) Régime de l'émetteur étroit ($\gamma^* = 0$). Les photons sont émis à la fréquence de l'atome. (b) Régime de l'émetteur large ($\gamma^* = 500\mu\text{eV}$). Les photons sont émis à la fréquence de la cavité. Les paramètres choisis correspondent à des valeurs réalistes.

le désaccord. Jusqu'à maintenant, ce régime est spécifique aux atomes artificiels, l'élargissement des boîtes induit par l'environnement étant responsable de facteurs de qualité typiques pour les émetteurs de 10^4 , alors que celui des cavités peut atteindre 10^5 pour les meilleurs piliers, voire 10^7 pour les cristaux photoniques.

Efficacité

L'intégration des équations dynamiques permet également de calculer l'efficacité β de la source de photons uniques, qui vérifie

$$\beta = \frac{\frac{R\kappa}{R+\kappa}}{\gamma + \frac{R\kappa}{R+\kappa}} \quad (1.2)$$

On a introduit le paramètre R tel que

$$R = \frac{\Omega^2}{\kappa + \gamma + \gamma^*} \frac{1}{1 + (\delta/(\kappa + \gamma + \gamma^*))^2}. \quad (1.3)$$

c

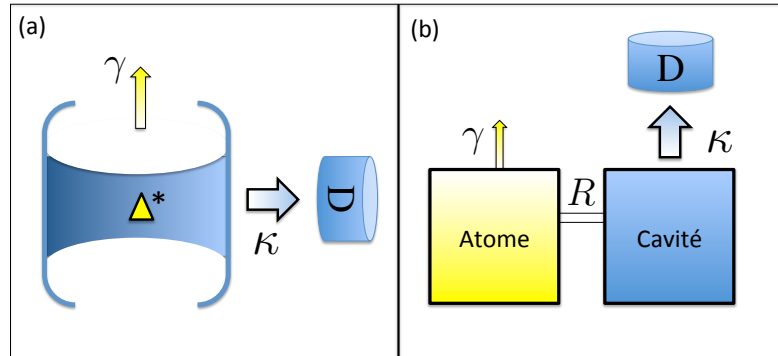


FIGURE 1.2 – (a) *Système étudié : une boîte quantique est positionnée dans un résonateur optique couplé de largeur finie κ . Les pertes intrinsèques de la boîte sont notées γ .* (b) *Schéma équivalent classique pour l'émission spontanée : à l'instant initial une excitation est placée dans l'atome. Cette excitation est soit émise dans le canal de pertes avec un taux γ , soit transmise à la cavité avec un taux R . Le détecteur est positionné en sortie de cavité, qui peut perdre l'excitation avec un taux κ .*

Le paramètre R est le couplage effectif entre la boîte quantique et la cavité, en tenant compte du déphasage pur. L'efficacité écrite eq.1.2 trouve une interprétation physique très simple comme représenté fig.1.2 : l'atome initialement excité relaxe en émettant un photon, soit dans les modes de pertes avec un taux γ , soit dans le canal ouvert par la cavité, auquel l'atome est couplé avec un taux effectif $R\kappa/(R + \kappa)$. Naturellement, si ce taux effectif est prépondérant par rapport à γ , le photon est essentiellement émis dans le canal de la cavité, conduisant à une efficacité pour la source de photons uniques proche de 1. Dans le cas d'un atome réel où $\gamma^* = 0$ et $\kappa \ll \gamma$, on retrouve $R = \Omega^2/\kappa$, qui correspond au taux d'émission spontanée via

une cavité de faible facteur de qualité. Le facteur de Purcell s'écrivant $F_P = R/\gamma$, on retrouve également l'expression connue de l'efficacité $\beta = F_P/(1 + F_P)$.

Le cavity feeding (un nouveau régime pour la CQED)

Le modèle très simple étudié ci-dessus permet d'ores et déjà de dégager des différences importantes entre un atome artificiel et un atome réel, le point majeur étant que la description des boîtes quantiques implique un paramètre supplémentaire γ^* . Vu de la théorie, ce paramètre supplémentaire apparaît comme un degré de liberté nouveau, permettant de contrôler de façon indépendante la largeur de l'atome et son temps de vie. En particulier, il ouvre la possibilité d'étudier un nouveau régime de la CQED combinant la condition d'émetteur large $\gamma + \gamma^* \ll \kappa$ et d'efficacité maximale $\beta \rightarrow 1$ (atteinte si $\gamma \ll R$). Ce régime qui n'est pas étudiable avec des atomes réels, se caractérise par une émission très efficace de photons uniques à la fréquence de la cavité, et ce quel que soit le désaccord entre la boîte et la cavité. Ce phénomène ne viole pas la conservation de l'énergie, car le système étudié comporte une interaction avec un réservoir et n'est donc pas fermé. Il a une explication physique très simple : un émetteur large de type boîte quantique peut en relaxant émettre les photons dans un continuum de fréquences. Au cours du processus, les mécanismes résonnants avec le mode sont statistiquement favorisés par l'effet Purcell, ce qui explique l'émission privilégiée de photons à la fréquence de la cavité. L'émission en revanche reste efficace car le taux de relaxation γ dans les modes de pertes autres peut rester faible par rapport au couplage effectif R .

Ce phénomène a initialement été observé dans le groupe d'Atac Imamoglu en 2005 à ETH Zurich, pour une boîte quantique couplée à un cristal photonique (21). Plus spécifiquement, Imamoglu et ses collaborateurs ont enregistré le spectre d'émission spontanée d'une boîte quantique initialement dans le matériau non-processé. Après repérage des positions spatiale et spectrale de la boîte, l'échantillon a été lithographié et gravé pour coupler l'émetteur de façon déterministe au mode d'une cavité de cristal photonique. La cavité étant désaccordée par rapport à l'émetteur, le groupe a mis en évidence l'émission efficace de photons à la fréquence du résonateur, alors même qu'aucune transition n'était visible à cette fréquence avant la préparation de la cavité. Ce phénomène est depuis lors connu sous le nom de "cavity feeding". A posteriori, il apparaît clairement que toutes les explications apportées reposent sur le même phénomène de couplage d'un résonateur étroit à un émetteur quantique émettant dans un continuum large. La diversité des explications a reposé sur la nature de l'élargissement spectral : déphasage pur dû à la diffusion spectrale comme présenté ci-dessus (2, 22), hybridation des orbitales dû à l'existence de processus multiphotoniques (23), ou couplage avec les phonons du réseau, dont l'analyse fait l'objet de la partie suivante.

L'observation et l'étude de ces effets nouveaux ont été rendus possibles par

l'impressionnante amélioration des techniques de préparation des échantillons, qui permet maintenant à quelques groupes dans le monde de coupler de façon déterministe une boîte quantique à une cavité semi-conductrice, qu'elle soit de type cristal photonique ou micro-pilier. C'est un progrès majeur par rapport aux précédents modes de préparation pour lesquels une même cavité était la plupart du temps couplée à plusieurs émetteurs. Ces capacités expérimentales permettent d'étudier avec une grande pureté le système modèle de l'atome artificiel en résonateur mono-mode. En ce sens, les boîtes quantiques, loin d'être des approximations imparfaites d'atomes dans l'état solide, apparaissent comme des émetteurs disposant d'un degré de liberté supplémentaire, permettant d'explorer des régimes nouveaux de la CQED.

1.3 L'influence des phonons

Dans cette deuxième partie, on raffine encore le modèle d'atome artificiel, et on tient compte maintenant de l'interaction avec le réservoir de phonons auquel la boîte est couplée. Cette étude est le fruit d'une collaboration étroite avec le groupe de P. Senellart, au Laboratoire de Photonique et Nanostructures à Marcoussis. Nous avons modélisé les spectres d'émission spontanée d'une boîte quantique unique couplée de façon déterministe au mode d'un micropilier, dans le régime de couplage faible.

Description microscopique

Dans la matrice solide où se trouve une boîte quantique, les vibrations du réseau peuvent être soit optiques, il s'agit dans ce cas de modes de phonons discrets d'énergie assez élevée (typiquement 30 meV), soit acoustiques, la densité de modes correspondante étant continue et localisée entre 0 et quelques meV. Au vu des énergies en jeu dans les expériences de photoluminescence étudiées, on ne considèrera dans ce qui suit que les phonons acoustiques. Le couplage avec le réseau provient de l'interaction électron-phonon, et n'est donc présent que si un exciton réside dans la boîte. Le Hamiltonien total dit des bosons indépendants, s'écrit sous la forme suivante

$$H = \frac{\hbar\omega_0}{2}\sigma_z + \sum_k \hbar\omega_k(b_k^\dagger b_k + 1/2) + \sum_k \hbar g_k |e\rangle\langle e| (b_k^\dagger + b_k), \quad (1.4)$$

où ω_k sont les fréquences des modes de phonons de vecteur k , b_k sont les opérateurs annihilation d'un phonon dans ce même mode et g_k quantifie l'intensité du couplage. Les états propres de ce Hamiltonien sont $\{|g, n_k\rangle; |e, \tilde{n}_l\rangle\}_{k,l}$, où $|n_k\rangle =$

$b^{\dagger n_k} / \sqrt{n_k!} |0\rangle$ sont les états nombres dans le mode k et $|\tilde{n}_l\rangle = b^{\dagger n_l} / \sqrt{n_l!} |\tilde{0}\rangle$ où $|\tilde{0}\rangle =$ est le vide déplacé. On omet dans les lignes suivantes l'indice k .

Ces états déplacés ont une explication physique très simple : dès qu'un exciton est injecté dans la boîte, il génère un champ électrique qui déforme le réseau vers une nouvelle position d'équilibre. Si la température est nulle, les modes de phonons initialement vides contiennent après le chargement de la boîte un champ cohérent de phonons $|\lambda\rangle$. Le couplage avec les modes vides de photons induit alors une relaxation de l'état $|e, \lambda, 0_{EM}\rangle$ vers les états $|g, n, 1_{EM}\rangle$ où EM labelle le champ électromagnétique. Comme dans le cas de l'émission spontanée d'un atome à deux niveaux, cette relaxation peut être décrite par une règle d'or de Fermi. La condition de résonance devient $\omega_0 + p\omega_{ph} = \omega + n\omega_{ph}$, où ω_{ph} est la fréquence du mode de phonon considéré et ω la fréquence du photon spontané. Cette condition de résonance permet de classer deux grands types de mécanismes, responsables de la forme du spectre d'émission spontanée de la boîte quantique. Si la relaxation se fait à nombre de phonons constants, le photon est émis à la fréquence de l'atome, ce qui donne naissance à la raie à zéro phonon (notée par la suite ZPL) centrée autour de la fréquence de la transition excitonique. La prépondérance de la ZPL justifie la validité du modèle de système à deux niveaux utilisé pour les boîtes quantiques. Autour de la ZPL, les mécanismes multi-phononiques (émission, ou absorption de phonons dès que la température du réseau est non nulle) permettent l'émission spontanée de photons sur un continuum de fréquences, donnant naissance aux "ailes de phonons". Finalement, le spectre (non normalisé) d'émission spontanée d'une boîte quantique en l'absence de tout résonateur optique s'écrit :

$$S_{QD}(\omega) = \Gamma_{ZPL}(\omega) + \Gamma_{1PL}(\omega) \quad (1.5)$$

où Γ_{ZPL} est la Raie à Zero Phonon. Γ_{1PL} décrit l'aile de phonons pour laquelle on s'est limité aux mécanismes impliquant un seul phonon. En intégrant ce spectre sur toute la plage de fréquences ω , on accède au taux de relaxation total Γ de la boîte, ie, l'inverse de son temps de vie.

L'illusion d'un mode de cavité

Dans le régime de couplage faible étudié ici, la règle d'or de Fermi permet également d'écrire le spectre d'émission spontanée si la boîte est couplée à un résonateur optique. Notant toujours S_{cav} le spectre lorentzien normalisé du mode défini par sa fréquence ω_{cav} et de largeur κ , le spectre d'émission spontanée s'écrit maintenant $S(\omega) = S_{QD}(\omega) * S_{cav}(\omega)$. Il comporte donc deux pics. Le pic issu de la raie à zéro phonon est habituellement le pic attribué à la boîte quantique dans les expériences de micro-photoluminescence. Comme Γ_{ZPL} est beaucoup plus étroite que le résonateur optique (typiquement $1\mu\text{eV}$, contre 100meV pour une cavité de facteur de qualité de 1000) on se trouve dans le régime de l'émetteur étroit

c

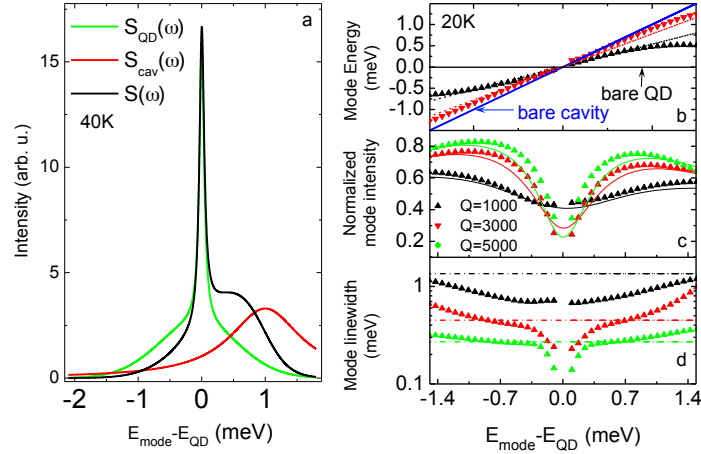


FIGURE 1.3 – *Caractéristiques théoriques de l'émission spontanée d'une boîte quantique en cavité (voir texte). (a) Spectre d'émission spontanée obtenu pour un résonateur de $Q = 1000$, avec un désaccord ZPL-cavité de 1 meV . (b) Position spectrale de la ZPL et du mode de cavité apparent, en fonction du désaccord δ entre la ZPL et la cavité réelle, pour différents facteurs de qualité du résonateur (c) Intensités relatives de la ZPL et du mode de cavité apparent, en fonction de δ . (d) Largeur du mode de cavité apparent en fonction de δ .*

défini ci-dessus, et les photons issus de ce mécanisme direct ont les caractéristiques spectrales de la ZPL. L'intensité I_{ZPL} de ce pic, donnée par l'intégrale $I_{ZPL} = \int d\omega S_{cav}(\omega)\Gamma_{ZPL}(\omega)$, donne accès au taux de relaxation "direct".

Le pic issu du produit des ailes de phonons par le mode de cavité n'est bien sûr pas centré à la fréquence de la ZPL, et est attribué à "la cavité". Les ailes de phonons étant larges, on est proprement dans une situation de "cavity feeding", les mécanismes alimentant l'émission du mode étant maintenant les processus à un phonon. Encore une fois, la physique de ce pic est totalement nouvelle, la situation ne pouvant être étudiée expérimentalement que depuis peu et rendue maintenant possible grâce aux techniques de couplage déterministe - ainsi jusqu'à maintenant, les expériences de photoluminescence montraient effectivement un pic attribué à la cavité, dont la présence provenait du couplage au mode optique d'une multitude de transitions autres que celle de la boîte d'intérêt. Ces transitions parasites produisaient l'équivalent d'une lampe blanche dans le mode, permettant de mesurer ses caractéristiques spectrales. Dans la situation nouvelle étudiée ici,

deux cas se présentent :

1. Le facteur de qualité du résonateur est très élevé (sans toutefois atteindre le couplage fort). A l'échelle de la cavité, la structure des ailes de phonons n'est pas visible et le produit $\Gamma_{1PL}(\omega) * S_{cav}(\omega)$ vaut simplement $I_{1PL}S_{cav}(\omega)$, où $I_{1PL} = \int d\omega \Gamma_{1PL}(\omega) S_{cav}(\omega) \sim \Gamma_{1PL}(\omega_{cav})$ représente le taux de relaxation de la boîte via les mécanismes à un phonon. Les photons émis ont les caractéristiques intrinsèques du résonateur.
2. Le facteur de qualité n'est pas très élevé, et les deux termes du produit $\Gamma_{1PL}(\omega) * S_{cav}(\omega)$ ont des largeurs équivalentes. Dans ce cas, il est éclairant d'approximer la forme de l'aile de phonons par une Lorentzienne de largeur κ_{1PL} centrée au maximum de l'aile de phonon ω_{1PL} . Le produit des deux courbes est alors une lorentzienne centrée à la fréquence pondérée $\omega = \frac{\omega_{cav}/\kappa + \omega_{1PL}/\kappa_{1PL}}{1/\kappa + 1/\kappa_{1PL}}$: ainsi, la cavité apparente est déplacée vers la courbe (cavité réelle ou aile de phonons) de plus grand facteur de qualité.

La figure 1.3 illustre les mécanismes décrits ci-dessus. En 1.3a, on a représenté le spectre d'émission spontanée d'une boîte quantique couplée à une cavité de faible facteur de qualité, typiquement équivalent au facteur de qualité effectif de l'aile de phonons : on voit que le pic de cavité apparent se trouve entre le pic réel et la ZPL. La figure 1.3b montre l'évolution théorique de la position des pics (mode de cavité réel, apparent et ZPL) pour différents facteurs de qualité du résonateur. Comme attendu, pour des facteurs de qualité très élevés, le pic apparent est confondu avec le pic de cavité, alors que pour des facteurs de qualité faibles, le pic apparent est déplacé vers la ZPL. La figure 1.3c représente l'intensité relative du mode de cavité, définie comme $I_{1PL}/(I_{ZPL} + I_{1PL})$. Cette quantité caractérise le poids des mécanismes à un phonon par rapport au mécanisme de relaxation directe. On observe que des grands facteurs de qualité correspondent à une diminution de l'intensité relative du mode apparent lors de la résonance : ceci est dû à un effet Purcell prononcé vers la ZPL, qui inhibe les mécanismes impliquant un phonon. Enfin, la figure 1.3d montre l'évolution de la largeur du mode de cavité apparent, qui est d'autant plus éloigné de la largeur réelle que le facteur de qualité est plus faible.

Couplage théorie-expérience

Ce modèle théorique simple a été développé pour interpréter un jeu de courbes de photoluminescence enregistré au LPN au cours d'une série d'expériences schématisées fig 1.4 et 1.5. Il s'agit en fait de comparer les propriétés d'émission d'un micropilier couplé à une boîte quantique selon les méthodes traditionnelles (QD1), et d'un micropilier couplé à une boîte de façon déterministe (QD2). En fig.1.4c, on voit les positions spectrales, intensités relatives et largeurs respectives du mode de

cavité apparent et de la ZPL en fonction du désaccord pour QD1. On voit que les caractéristiques du mode de cavité apparent sont globalement insensibles à la résonance avec la boîte quantique : ceci est dû au fait que pour une boîte préparée selon des méthodes standard, la cavité est couplée à de nombreuses autres transitions qui agissent comme une lampe blanche. Les résultats pour QD2 sont très différents et sont présentés fig.1.5a. Les différentes transitions de la boîte (excitonique, biexcitonique) sont notées X et XX respectivement. "CX" désigne la transition "trionique", correspondant à la recombinaison radiative d'un exciton en présence d'une charge additionnelle (électron ou trou) piégée dans la boîte. On constate que la position spectrale, l'intensité relative et la largeur du mode apparent présentent une dépendance importante vis à vis du désaccord entre le mode réel et la ZPL de chacune des transitions considérées. Ceci correspond aux phénomènes décrits ci-dessus dans le cas d'un "cavity feeding" assuré par les ailes de phonons. La théorie correspondante apparaissant fig.1.5b suit de près les résultats expérimentaux. Il est à souligner que les caractéristiques non-triviales de cette situation canonique (un atome artificiel couplé à une cavité monomode) sont très bien reproduite par une théorie minimaliste (un modèle microscopique bien connu, une règle d'or de Fermi).

1.4 Perspectives

Les résultats présentés dans ce chapitre ouvrent des nombreuses perspectives dans le contexte de l'optique quantique avec des atomes artificiels. Une liste non-exhaustive de ces perspectives :

- on a vu que s'il est faible (typiquement quelques milliers), le facteur de qualité mesuré pour le mode apparent ne reflète pas le facteur de qualité réel du résonateur. Cet effet remet profondément en cause la stratégie usuelle utilisée pour caractériser les cavités semi-conductrices, qui exploitait l'effet de lampe blanche du matériau actif également présent dans la cavité. Il devra être pris en compte pour toute équipe travaillant sur la CQED des atomes artificiels uniques.
- le CAvity FEeding peut être exploité pour réaliser des sources de photons uniques originales où la fréquence des photons émis correspond à celle du résonateur et non pas à celle de l'émetteur, ce qui était l'objet du projet CAFE (ANR-PNANO 2009-2013). L'efficacité des sources peut être élevée pour peu que l'on contrôle le taux d'émission dans les modes de pertes - ce qui est aisément réalisable dans le cas des cristaux photoniques, en jouant sur la densité spectrale de modes à la fréquence atomique. La largeur homogène de la boîte quantique peut être augmentée en jouant sur la température. Ce projet maintenant achevé a permis de mettre en place les premiers outils pour

coupler de façon déterministe une boîte quantique et une cavité de cristal photonique sur le site de l'Institut Néel. Il a d'autre part conduit à l'étude des processus d'émission spontanée d'une boîte en cavité en tenant compte des mécanismes phononiques présentés ci-dessus (4).

- Enfin, cette idée très générale d'exploiter la décohérence pour obtenir des composants photoniques originaux a diffusé en Europe, et fait maintenant l'objet d'un projet européen de type STREP ("WASPS", 2013-2016) rassemblant Grenoble, Oxford, Bristol, Saarlande et Munich, pour étudier la possibilité de générer efficacement des photons indiscernables à température ambiante en exploitant le filtrage de cavité. Les émetteurs utilisés seront des centres NV du diamant. S'il est mené à bien, ce projet aura des conséquences importantes sur la valorisation de l'information quantique dans la sphère économique, car l'un de ses composants essentiels (source de photons indiscernables) pourra opérer hors cryostat et hors laboratoire. D'autre part, ce projet offre une interface naturelle avec l'opto-mécanique, l'exaltation de l'interaction avec le champ lumineux via la cavité pouvant conduire au développement de lasers à phonons (24) ou de mécanismes de refroidissements tout optiques de la matrice solide.

c

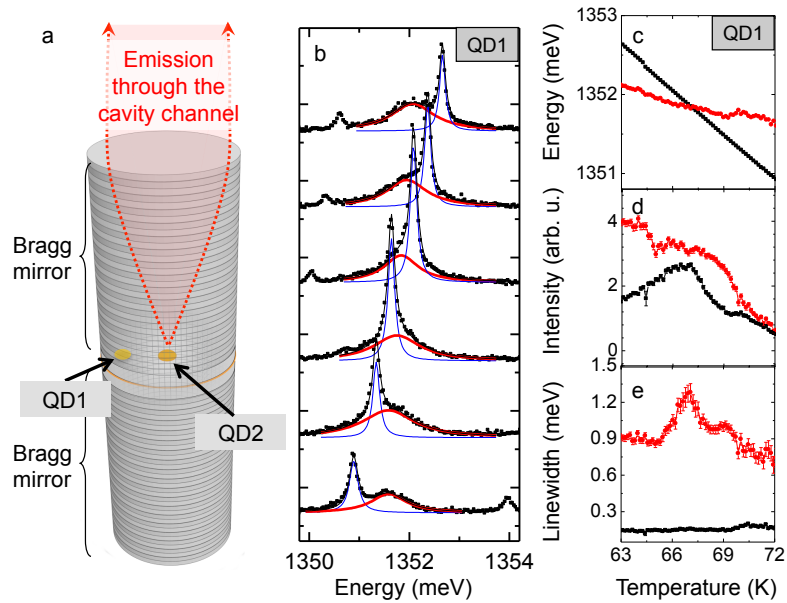


FIGURE 1.4 – Comparaison des caractéristiques de l'émission spontanée pour deux types d'échantillons. L'échantillon 1 est préparé de façon non-déterministe. L'échantillon 2 est préparé de façon déterministe est constitue le système idéal d'un atome artificiel unique couplé à une cavité monomode. a) Schéma du micropilier utilisé pour l'expérience. b) Série de spectres de photoluminescence pour QD1. Le désaccord δ entre la boîte quantique et le mode réel est balayé en variant la température de l'échantillon. c) Positions spectrales du mode apparent (rouge) et de l'exciton (noir) en fonction de δ . Les pics sont repérés en appliquant un ajustement double lorentzien. d) Intensités I_{ZPL} de la transition excitonique et du mode apparent I_{1PL} . e) Largeurs de la raie à zéro phonon et du mode apparent.

c

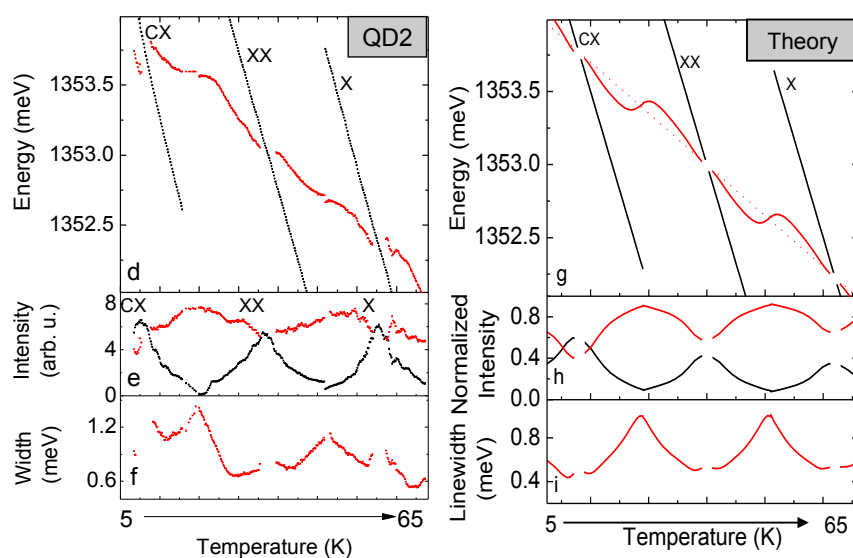


FIGURE 1.5 – *Caractéristiques de l'émission spontanée pour une boîte couplée de façon déterministe. a) Positions spectrales des transitions excitonique (X), biexcitonique(XX), trionique(CX) et du mode apparent (C) en fonction du désaccord δ . b) Intensités relatives du mode de cavité et de la ZPL. c) Largeur du mode de cavité apparent. Gauche : expérience. Droite : théorie.*

Bibliographie

- [1] A. Auffèves, B. Besga, J-M. Gérard and J-P. Poizat, , Phys. Rev. A **77**, 063833 (2008).
- [2] A. Auffèves, J-M. Gérard and J-P. Poizat, Phys. Rev. A . **79**, 053838 (2009).
- [3] A. Auffèves, D. Gerace, J.-M. Gérard, M. França Santos, L. C. Andreani, and J.-P. Poizat, Phys. Rev. B **81**, 245419 (2010).
- [4] D. Valente, J. Suffczynski, T. Jakubczyk, A. Dousse, A. Lemaître, I. Sagnes, W. Pacuski, C. Kruse, D. Hommel, Loïc Lanco, P. Voisin, P. Kossacki, A. Auffèves, P. Senellart, arXiv 1307.6152, accepted in Phys. Rev. B Rapid Comm
- [5] J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, Rev. Mod. Phys. **73**, 565 (2001).
- [6] E.M. Purcell, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
- [7] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
- [8] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J.M. Raimond, S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996).
- [9] J.Y. Marzin, J.M. Gérard, A. Izrael, D. Barrier, G. Bastard, Phys. Rev. Lett. **73**, 716 (1994).
- [10] K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Tränkle, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **73**, 1138 (1994).
- [11] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg, Phys. Rev. Lett. **81**, 1110 (1998).
- [12] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, and V. Thierry-Mieg, Appl. Phys. Lett. **79**, 2865 (2001).
- [13] M. Pelton, C. Santori, J. Vuckovic, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **89**, 233602 (2002).

- [14] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, C. Arnold, A. Nowak, E. Galopin, I. Sagnes, L. Lanco, A. Lemaître, P. Senellart, *Nat. Comm.* **4**, 1425 (2013).
- [15] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [16] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaitre, J. Hours, J. M. Gérard, and J. Bloch, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 067401 (2005).
- [17] J. P. Reithmaier et al., *Nature (London)* **432**, 197 (2004).
- [18] T. Yoshie et al., *Nature (London)* **432**, 200 (2004).
- [19] C.K. Hong, Z.Y. Ou, L. Mandel, L., *Phys. Rev. Lett.* **59** 2044 (1987).
- [20] A. Berthelot, I. Favero, G. Cassaboïs, C. Voisin, C. Delalande, P.H. Roussignol, R. Ferreira and J.M. Gérard, *Nat. Phys.* **2**, 759 (2006).
- [21] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atature, S. Gulde, S. Falt, E. L. Hu, and A. Imamoglu, *Nature* **445**, 896 (2007).
- [22] A. Naesby, T. Suhr, P. T. Kristensen, and J. Mork, *Phys. Rev. A* **78**, 045802 (2008).
- [23] M. Winger, T. Volz, G. Tarel, S. Portolan, A. Badolato, K.J. Hennessy, E. L. Hu, A. Beveratos, J. Finley, V. Savona, and A. Imamoglu, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 207403 (2009).
- [24] J. Kabuss, A. Carmele, T. Brandes, A. Knorr, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 054301 (2012).

Chapitre 2

Atomes uni-dimensionnels

Les phénomènes décrits dans ce chapitre correspondent à mon projet d'entrée au CNRS, ainsi qu'aux articles (1–5) et à la thèse de Daniel Valente (6). Il est alimenté par la recherche intense sur les fils photoniques semi-conducteurs réalisée à Grenoble (7–11).

2.1 Contexte

Les deux premiers chapitres de ce manuscrit ont pour motivation commune l'exploration de l'interaction matière-rayonnement à l'échelle du photon unique, à partir des nouveaux supports produits en physique de l'état solide. A ce titre, ils ont pour point de départ l'électrodynamique quantique en cavité née dans les années 80. Si le premier chapitre était consacré aux modifications induites par la métamorphose des atomes réels en atomes artificiels, le présent chapitre se concentre sur les transformations apportées par un changement radical de nature du champ électromagnétique. Jusqu'ici, les résultats majeurs de l'optique quantique ont été obtenus avec des photons confinés dans des cavités, les modes du champ considérés étant des ondes stationnaires. Grâce aux avancées des nanotechnologies, les échantillons sont maintenant préparés avec un contrôle dans le dépôt des matériaux bien meilleur que la longueur d'onde du rayonnement, permettant une maîtrise sans précédent du confinement et de la propagation du champ électromagnétique. Les photons sont maintenant des excitations se propageant dans des circuits supraconducteurs ou des guides semi-conducteurs, jetant les bases d'une branche nouvelle de l'optique quantique : l'optique quantique unidimensionnelle.

L'optique quantique unidimensionnelle désigne la branche de l'optique quantique où un émetteur quantique est fortement couplé à des photons uniques *propagants*. Elle s'est développée dans trois communautés distinctes, à une dizaine

d'années d'intervalle. Historiquement, l'intérêt pour un tel type de couplage a été motivé par l'information quantique et la volonté de construire un processeur fonctionnant avec des qubits photoniques. Dans un tel ordinateur, l'information est portée par des photons guidés dans un circuit ("flying qubits"). Les algorithmes de calcul sont construits à partir d'un agencement de portes logiques universelles. La porte de phase à deux qubits photoniques constitue un tel composant universel. Sa table de vérité s'écrit :

$$\begin{aligned} |0_a, 0_b\rangle &\rightarrow |0_c, 0_d\rangle \\ |1_a, 0_b\rangle &\rightarrow |1_c, 0_d\rangle \\ |0_a, 1_b\rangle &\rightarrow |0_c, 1_d\rangle \\ |1_a, 1_b\rangle &\rightarrow e^{i\phi}|1_c, 1_d\rangle \end{aligned}$$

Les indices a et b (respectivement c et d) labellent les deux ports d'entrée (respectivement de sortie) de la porte. ϵ_x désigne le nombre de photons dans le mode x , les deux états $|0_x\rangle$ et $|1_x\rangle$ permettant de coder un bit d'information quantique. Avec ce choix de codage, la fonctionnalité recherchée (déphasage de ϕ de l'état quantique si les deux qubits sont dans l'état $|1\rangle$) est réalisée avec un milieu non-linéaire optique "géant", tel que la présence d'un photon dans le milieu affecte visiblement son interaction avec un second photon. En principe, une telle non-linéarité est naturellement produite par un atome à deux niveaux, saturable avec un seul photon. Dans l'espace libre cependant, un tel atome interagit avec une infinité de modes, rendant sa probabilité d'absorption très faible. La première solution expérimentale pour réaliser cette porte a été apportée par le groupe de J. Kimble (12), qui a inventé la terminologie d'atome uni-dimensionnel (13). Pour exalter l'interaction avec un mode propageant spécifique, Kimble a exploité un atome de Césium faiblement et dispersivement couplé à une cavité optique, elle-même couplée préférentiellement à une direction particulière du champ électromagnétique. De cette façon, une phase typique $\phi = 19$ degrés a été atteinte, bientôt suivie par une série de propositions théoriques (14, 15) et de démonstrations expérimentales pour développer l'ordinateur photonique à partir de cavités et d'atomes neutres : source contrôlée et réversible de photons uniques (16), intrication de photons médiée par un atome (17), détection QND d'un photon propageant (18)..

L'intérêt pour les composants quantiques uni-directionnels s'est également développé dans la communauté des boîtes quantiques semi-conductrices, dans le but de générer des sources de photons uniques efficaces pour la cryptographie quantique. Depuis la démonstration de l'effet Purcell en 1998 dans le groupe de J.M. Gérard (19), il est en effet apparu qu'une boîte quantique unique couplée à une cavité optique solide constituait un atome artificiel prometteur. Les résonateurs utilisés initialement étaient des micropiliers, qui privilégient naturellement une di-

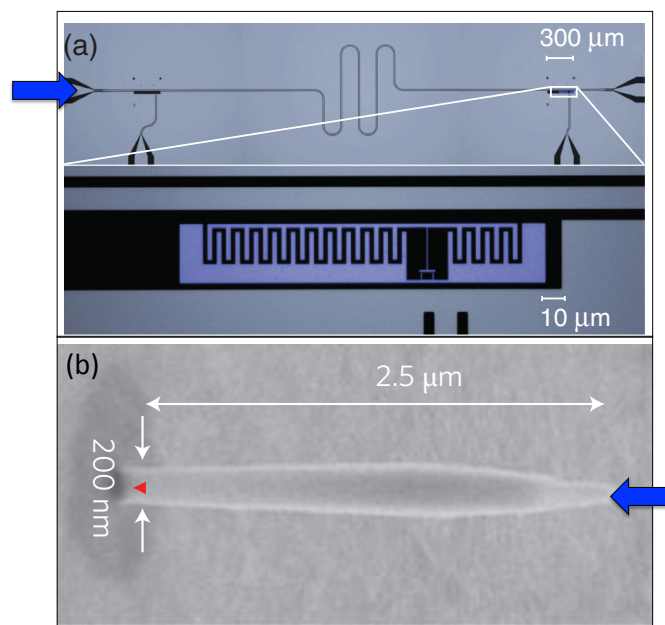


FIGURE 2.1 – Systèmes solides correspondant au modèle d'atome uni-dimensionnel. a) Qubit Josephson couplé à un circuit supra-conducteur. b) Boîte quantique dans un nanofil photonique fabriqué dans le groupe de J. Claudon et J.M. Gérard (CEA-INAC).

rection d'émission, facilitant le couplage de la source à une fibre optique. Cette directionnalité native du composant a permis d'atteindre une efficacité pour les sources de photons uniques de $\beta = 40\%$, qui est longtemps resté l'état de l'art mondial. Depuis, le groupe de P. Senellart au LPN a également développé une expertise dans la fabrication de sources de photons uniques indiscernables à base de micro-piliers en couplage déterministe - les efficacités atteintes étant maintenant de 79% (20). Parallèlement, le groupe de J.M. Gérard et J. Claudon du CEA de Grenoble a mis en place une nouvelle génération de sources à partir de boîtes quantiques uniques couplées à des fils photoniques de $300\mu\text{m}$ de diamètre, qui constituent des guides d'ondes naturels pour le champ électromagnétique (voir fig.2.1). L'efficacité atteinte pour de tels objets est désormais de 72% (7) à 75% (10). A noter que les cristaux photoniques constituent également une alternative prometteuse dans le contexte des semi-conducteurs : cette technologie permet en effet de confiner le champ et d'en contrôler la propagation à l'intérieur de membranes bidimensionnelles. Le groupe de J. Vuckovic à Stanford a ainsi démontré l'émission de photons uniques dans un guide avec une grande efficacité (21). Les cristaux photoniques constituent naturellement une plateforme pour des expériences d'optique quantique intégrée, structurellement proche du calculateur photonique idéal.

Finalement, la communauté des supra-conducteurs s'est attachée depuis le début des années 2000 à revisiter l'optique quantique avec ses propres outils expérimentaux. Dans ce type d'expériences, les photons sont intrinsèquement unidimensionnels, car ils naissent de la quantification des modes d'un circuit électrique (voir fig.2.1). Les atomes artificiels résultent quant à eux de la quantification d'un mode de circuit LC, l'élément non-linéaire étant une simple jonction Josephson incluse dans le circuit. L'émission efficace de photons uniques a été démontrée en 2007 (22). Les réalisations expérimentales impliquant de façon centrale l'unidirectionnalité du champ se sont dès lors succédées : transistor ou amplificateur à photon unique, effet d'EIT, visualisation du triplet de Mollow, effet Autler-Townes (23–27)..

Physique atomique, semi-conducteurs, supra-conducteurs : ces trois communautés ont eu à coeur de développer le couplage entre un atome et un à quelques photon(s) propageant(s). Si la médiation d'une cavité était initialement nécessaire pour obtenir une intensité de couplage suffisante, il apparaît maintenant que la qualité de fabrication des guides d'onde permet de s'affranchir de la présence du résonateur, l'atome étant directement positionné dans le guide. La disparition de la cavité a une contrepartie théorique, en ce sens qu'elle appelle à la mise en place d'un formalisme dédié au couplage des atomes et des photons d'un guide d'onde. Ce formalisme se doit en particulier de décrire l'état quantique d'un continuum

de modes, ie les modes du guide d'onde d'intérêt. La description de ce continuum permet ainsi de modéliser la propagation de photons préparés sous forme de paquets d'onde, et leur interaction avec les atomes du circuit. Le devenir d'effets fondamentaux de l'optique quantique (émission spontanée, diffusion d'un photon par un atome, émission stimulée, interaction avec un champ classique) dans ce nouveau contexte fait l'objet de la suite de ce chapitre.

2.2 Un milieu non-linéaire géant

Modèle

On rapporte ici les résultats principaux de (1), repris dans (2, 6) où le lecteur pourra trouver plus de détails. Le système étudié est un atome à deux niveaux de fréquence de Bohr ω_0 , interagissant avec des continua de modes de fréquences ω_k . On considère par la suite un atome couplé à deux canaux (droite et gauche) respectivement labellés b et a , d'opérateurs annihilation à la fréquence ω_k respectivement notés b_k et a_k . Le Hamiltonien du système s'écrit

$$H = \frac{\hbar\omega_0}{2}\sigma_z + \sum_k \hbar\omega_k(a_k^\dagger a_k + b_k^\dagger b_k) + \sum_k \hbar g_{a,k}(\sigma^\dagger a_k + a_k^\dagger \sigma) + \sum_k \hbar g_{b,k}(\sigma^\dagger b_k + b_k^\dagger \sigma) \quad (2.1)$$

On se place dans ce qui suit dans le référentiel tournant avec la fréquence atomique ω_0 . On écrit les équations de Heisenberg régissant l'évolution de chacun des modes et des opérateurs atomiques $\sigma_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ et $\sigma = |g\rangle\langle e|$. Leur résolution formelle dans l'hypothèse d'un couplage Markovien avec les modes des guides permet de dériver les équations de Bloch-Langevin de l'atome en environnement unidimensionnel

$$\dot{\sigma} = -\frac{\Gamma_a + \Gamma_b}{2}\sigma + i\sigma_z(a_{in} + b_{in}) \quad (2.2)$$

$$\dot{\sigma}_z = -(\Gamma_a + \Gamma_b)(\sigma_z + 1) + 2i\{(a_{in}^\dagger + b_{in}^\dagger)\sigma + \sigma^\dagger(a_{in} + b_{in})\} \quad (2.3)$$

où on a introduit les taux de relaxation $\Gamma_{a/b} = 2\pi \sum_k g_{a/b,k}^2 \delta(\omega_k - \omega_0)$ et les champs "in" ou champs des sources

$$a_{in}(t) = \sum_k g_{a,k} a_k(0) e^{-i(\omega_k - \omega_0)t} \quad (2.4)$$

$$b_{in}(t) = \sum_k g_{b,k} b_k(0) e^{-i(\omega_k - \omega_0)t} \quad (2.5)$$

On dérive également les équations input-output (28)

$$a_{out}(t) = a_{in}(t) - i\Gamma_a\sigma(t) \quad (2.6)$$

$$b_{out}(t) = b_{in}(t) - i\Gamma_b\sigma(t) \quad (2.7)$$

où a_{out} et b_{out} désignent respectivement les champs de sortie dans les ports a et b . Ce modèle décrit en principe en toute généralité l'interaction entre un système à deux niveaux et un champ électromagnétique 1D, qu'il soit classique ou quantique. L'interaction avec des modes électromagnétiques autres que ceux des guides d'intérêt peut également être prise en compte. Elle se traduit sur l'évolution de l'atome par l'apparition d'un terme de relaxation supplémentaire de facteur γ . L'unidimensionnalité du système est ainsi quantifiée par le critère de mérite $\beta = (\Gamma_a + \Gamma_b)/(\Gamma_a + \Gamma_b + \gamma)$. Dans le cas d'une source de photons uniques où l'atome n'est couplé qu'à un seul canal de relaxation $\Gamma_b = 0$, le paramètre β caractérise l'efficacité de la source.

Excitation par une source classique

On s'intéresse au cas où l'atome est excité par une source classique telle qu'un laser monochromatique injecté dans le guide a . Dans le modèle présenté ici, cette situation correspond à un état cohérent $|\alpha_k\rangle$ dans le mode a_k , que l'on choisit résonnant avec l'atome $\omega_k = \omega_0$, ce qui correspond à $\langle a_{in} \rangle = g\alpha$ (avec $g = g_{a,k}$) et $\langle b_{in} \rangle = 0$. On adopte une description semi-classique, ie on s'intéresse aux valeurs moyennes des observables et on néglige les corrélations entre les opérateurs atomiques et le champ. On en déduit les équations de Bloch du système en environnement 1D :

$$\dot{s} = -\frac{\Gamma_a + \Gamma_b}{2}s + is_z g\alpha \quad (2.8)$$

$$\dot{s}_z = -(\Gamma_a + \Gamma_b)(s_z + 1) + 2ig(\alpha^*s - s^*\alpha) \quad (2.9)$$

On a introduit $s = \langle \sigma \rangle$ et $s_z = \langle \sigma_z \rangle$. Ces équations sont en tout point analogues aux équations de Bloch décrivant l'évolution d'un atome à deux niveaux plongé dans le vide et interagissant avec un champ classique de fréquence de Rabi Ω . Le taux d'émission spontané s'écrit ici $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$, et la fréquence de Rabi classique devient $\Omega = 2g\alpha$: on retrouve que Ω est bien proportionnel à la racine du nombre moyen de photons injectés dans le mode résonnant avec l'atome. Cependant, contrairement aux équations de Bloch standard, Γ et Ω sont liés. Introduisant $\rho_{1D}(\omega)$ la densité de modes du champ à la fréquence ω , on en déduit l'expression pour $\Gamma = 4\pi\rho_{1D}(\omega_0)g^2$ (On a supposé égaux les couplages avec les guides, soit $\Gamma_a = \Gamma_b$, ce qui sera le cas par la suite). On a alors $\Omega = \alpha\sqrt{\frac{\Gamma}{\pi\rho_{1D}(\omega_0)}}$. L'expression de

la fréquence de Rabi classique peut finalement être réécrite $\Omega = p\Gamma$, où $p = \frac{|\alpha|^2}{\pi\rho_{1D}(\omega_0)\Gamma}$ désigne le nombre de photons incidents par unité de temps de vie de l'atome. Dès que cette puissance atteint typiquement 1, $\Omega = \Gamma$: le régime non-linéaire est atteint et l'atome est saturé. Cette valeur très faible de la puissance de saturation (un photon par temps de vie de l'atome) vient du très fort couplage entre le champ du guide et l'atome : l'atome 1D est un milieu non-linéaire géant.

Deux signatures optiques de l'atome 1D peuvent être directement déduites. La première signature est obtenue dans le régime linéaire de faible saturation pour lequel $s_z \sim -1$. On a alors directement $\Gamma s = -ig\alpha$, et $\langle a_{out} \rangle = 0$, $\langle b_{out} \rangle = -g\alpha$: le champ est totalement réfléchi par le dipôle. Un atome à deux niveaux parfaitement couplé aux modes d'un guide d'onde constitue ainsi un miroir sélectif en fréquence. Cet effet de réflexion induite par dipôle a été observé dans différents systèmes (molécule dans un faisceau (29), guide de cristal photonique couplé à une boîte quantique (30)) et constitue une preuve directe d'uni-dimensionnalité.

Dans un second temps, on augmente la puissance du laser d'excitation, si bien que l'hypothèse $s_z = -1$ n'est plus valide. En régime permanent, on dérive très simplement

$$s_z = \frac{-1}{1 + 2g^2|\alpha|^2/\Gamma^2}.$$

Comme mentionné ci-dessus, la saturation est atteinte dès que $g\alpha \sim \Gamma$, soit à partir de un photon incident par temps de vie de l'atome. Cette saturation est directement observable sur les champs réfléchis et transmis, qui évoluent de $\langle b_{out} \rangle = -g\alpha$ à $\langle b_{out} \rangle = 0$, et de $\langle a_{out} \rangle = 0$ à $\langle a_{out} \rangle = -g\alpha$ respectivement. De fait, après la saturation, le champ réfléchi provient de l'émission incohérente de photons uniques par l'atome à deux niveaux. Le champ transmis quant à lui correspond à quelques photons près à la source classique.

Cette étude classique modélise directement à des situations expérimentales explorées au cours des cinq dernières années, en particulier en circuit QED : transistor à photon unique, porte logique classique à deux couleurs, étude du triplet de Mollow et de l'effet Autler-Townes (23–27).

2.3 Emission stimulée d'un atome par un photon unique propageant

Motivations

On a vu dans la section précédente que l'atome 1D est un milieu présentant une non-linéarité optique géante, le rendant sensible à des puissances de l'ordre du photon unique par unité de temps de vie. Ces résultats ont été obtenus dans le cas

d'une excitation classique, conduisant à une description semi-classique des phénomènes. Dans la perspective d'explorer les performances d'un ordinateur quantique à base de photons propageants, il est intéressant d'aller plus loin et de mettre en place une description totalement quantique. L'étude du couplage entre un atome à deux niveaux et l'infinité de modes d'un guide d'onde est extrêmement délicate et nécessite de restreindre le problème à un nombre fini d'excitations. Le cas d'une excitation correspond à des situations simples déjà évoquées ci-dessus : émission spontanée et diffusion d'un photon unique. La situation se complique dès que l'on est en présence de deux excitations, ce qui est typiquement le cas de l'émission stimulée d'un atome à deux niveaux par un photon unique.

L'étude de l'émission stimulée par un photon unique propageant est d'un grand intérêt fondamental : nous avons tous en tête l'image d'un photon unique venant accélérer la relaxation d'un atome excité, que nous avons assimilée lors d'un cours d'optique sur les équations d'Einstein. Modéliser cette situation canonique permet de vérifier deux intuitions. D'une part, les équations d'Einstein stipulent que le couplage entre l'atome et le mode stimulé est proportionnel au nombre de photons dans ce mode. On s'attend donc à ce que la présence d'un photon incident accélère la relaxation atomique d'un facteur 2 par rapport à l'émission spontanée. D'autre part, l'émission se fait de façon privilégiée dans le mode stimulé. Dans le cas d'un atome pouvant transmettre ou réfléchir le champ, on s'attend donc à ce que la transmission soit favorisée. La suite de cette section présente le modèle développé pour décrire cette situation.

Modèle

Le détail des calculs correspondant aux résultats présentés ici peut être trouvé dans (3, 6). La situation étudiée est représentée Fig.2.2 : à l'instant $t = 0$, un atome positionné en $x = 0$ est préparé dans l'état excité. Cet atome est couplé avec un demi-guide de longueur infinie, ie ne peut que réfléchir le champ incident : le Hamiltonien 2.1 est toujours valide, avec $g_{b,k} = 0$ soit $\Gamma_b = 0$. Un paquet d'onde de largeur temporelle finie contenant un photon de fréquence centrale ω_L se propage vers la gauche et se trouve en $x = 0$ à l'instant initial, venant éventuellement accélérer la relaxation. H conservant le nombre d'excitations, il est intéressant de rester dans la représentation de Schrödinger, et de chercher les solutions sous la forme

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_k \psi_k(t) a_k^\dagger |e, 0\rangle + \sum_{k_1, k_2} \phi_{k_1, k_2}(t) a_{k_1}^\dagger a_{k_2}^\dagger |g, 0\rangle. \quad (2.10)$$

En injectant cet Ansatz dans l'équation de Schrödinger, on obtient des équations régissant l'évolution temporelle des fonctions $\psi_k(t)$ et $\phi_{k_1, k_2}(t)$. L'interprétation de ces équations est particulièrement simple en introduisant les fonctions $\psi(r, t) = \sum_k \psi_k(t) e^{kir}$ et $\phi(r_1, r_2, t) = \sum_{k_1, k_2} \phi_{k_1, k_2}(t) e^{i(k_1 + k_2)r}$: $|\psi(r, t)|^2$ est la

c

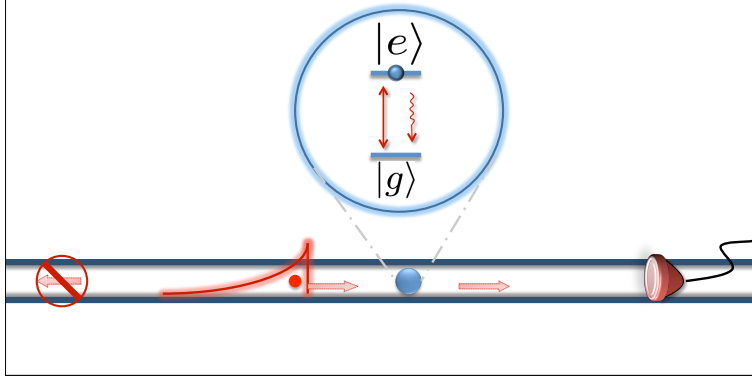


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de la situation étudiée. Un atome à deux niveaux préparé dans l'état excité interagit avec un photon se propageant dans un guide semi-infini.

densité de probabilité jointe de détecter l'atome dans l'état excité et un photon entre r et $r + dr$, et $|\phi(r_1, r_2, t)|^2$ la densité de probabilité de trouver un photon entre r_1 et $r_1 + dr_1$, et un photon entre r_2 et $r_2 + dr_2$. En particulier, on trouve

$$\dot{\tilde{\psi}}(r, t) = -\frac{\Gamma_a}{2}\tilde{\psi}(t) - \Gamma_a\theta(r)\theta(t - r/c)e^{-i\delta_L r/c}\tilde{\psi}(-r, t - r/c). \quad (2.11)$$

On a introduit la fonction $\tilde{\psi}(r, t) = \psi(r, t)e^{i(\omega_0 + \omega_L)(t - r/c)}$ qui traduit l'évolution du système atome-champ en représentation d'interaction. $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ est la différence de fréquence entre le photon incident et l'atome. Si $\delta_L \gg \Gamma$, la solution de l'équation s'écrit $\tilde{\psi}(r, t) = e^{-\Gamma_a t/2}\tilde{\psi}(r - ct, 0)$, et reflète simplement la relaxation atomique jointe à la propagation libre du photon incident.

Dans le cas où le photon incident interagit avec l'atome, l'équation 2.11 est résolue en tenant compte de la forme d'entrée du photon incident $\tilde{\psi}(r, 0)$. On s'intéresse par la suite au cas d'un paquet d'onde de forme exponentielle décroissante, tel qu'il pourrait être émis spontanément par un second atome source positionné dans le guide, ie $\tilde{\psi}(r, 0) = \mathcal{N}e^{-\Delta r/2c}$, où \mathcal{N} est une constante de normalisation. Il est alors possible de calculer analytiquement l'évolution de la population excitée $P_e(t) = \int dr |\tilde{\psi}(r, t)|^2$. On peut ainsi en déduire un temps de vie effectif $\tau = \int dt P_e(t)$, qui vaut simplement Γ_a dans le cas où l'émission est spontanée. Les résultats sont présentés fig.2.3 en unités de Γ_a , en fonction de la largeur Δ de l'exponentielle. On distingue trois régimes.

- Si $\Delta \gg \Gamma_a$, le photon est spectralement large, ce qui correspond à un paquet d'onde est bien résolu temporellement. Le couplage avec l'atome est donc très faible, et le temps de vie effectif est alors celui de l'émission spontanée.

c

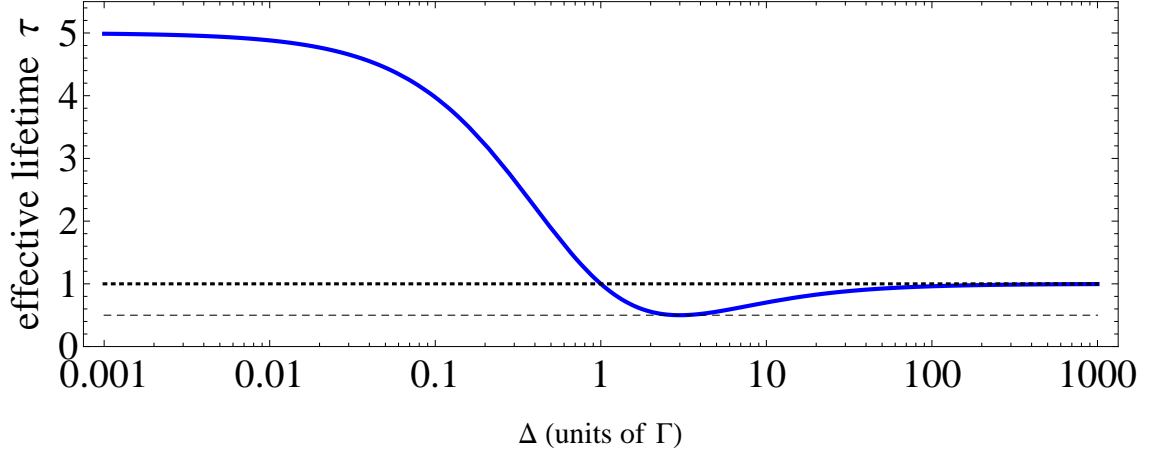


FIGURE 2.3 – Temps de vie effectif de l'atome 1D en fonction de la largeur spectrale du photon incident.

- A l'inverse, le cas $\Delta \ll \Gamma_a$ correspond à une onde quasi-monochromatique et à une excitation résonnante continue de puissance très faible. L'atome commence par relaxer en émettant un photon, puis le phénomène de réflexion induite par dipôle maintient l'atome dans un état faiblement excité pendant toute la durée restante de l'excitation. Pour cette raison, le temps de vie effectif est supérieur à celui de l'émission spontanée comme il apparaît sur la figure.
- Si $\Delta = 3\Gamma$, le temps de vie effectif est minimal et est exactement divisé par 2, ce qui correspond à l'intuition développée à partir des équations d'Einstein.

Bien qu'intuitif, le phénomène mis en évidence pour le cas $\Delta = 3\Gamma$ est hautement non-trivial. Cette configuration minimise le temps de vie effectif de l'atome, et on peut montrer que c'est le cas en toute généralité, quelle que soit la base de fonctions prise (31) : l'émission stimulée est optimale. D'autre part, du fait du couplage de l'atome avec un continuum de modes, l'émission du photon est irréversible. L'émission stimulée irréversible est un phénomène tout à fait nouveau, qui ne peut pas être compris dans le contexte traditionnel des atomes et des cavités monomodes. En effet, dans le cas d'un atome excité résident dans une cavité contenant initialement un photon, l'émission spontanée est soit irréversible, mais pas optimale (c'est le cas si le couplage atome-champ est faible devant le taux de relaxation d'un champ dans la cavité : le photon initial a fui avant que l'atome

n'ait eu le temps de relaxer), soit optimale (c'est le cas si le couplage atome-champ est fort : la présence d'un seul photon exalte la constante de couplage d'un facteur $\sqrt{2}$), mais pas irréversible (l'émission d'un photon dans une cavité fortement couplée donne lieu à des oscillations de Rabi).

2.4 Perspectives

L'émission stimulée irréversible est un phénomène physique totalement spécifique aux atomes 1D, en ce sens qu'elle repose sur la capacité de préparer un paquet d'onde incident de largeur souhaitée. L'observer expérimentalement demandera la mise en oeuvre de techniques de "pulse shaping". Ces techniques sont déjà développées en circuit QED (32) dans le but d'exciter de façon déterministe les atomes résidents dans la circuiterie supraconductrice.

Une autre expérience possible consiste à exploiter l'émission stimulée irréversible pour cloner la polarisation du photon incident de façon optimale. Les détails de la proposition peuvent être trouvés dans (4). En substance, l'atome est maintenant un système en lambda, dont les états fondamentaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ sont parfaitement dégénérés en énergie. Les transitions entre l'état excité $|e\rangle$ et chacun des états fondamentaux correspondent à l'émission/absorption de photons de polarisations orthogonales, labellées a et b . Initialement préparé dans l'état excité, l'atome couplé au guide préparé dans le vide a des probabilités identiques d'émettre spontanément un photon de polarisation a ou b . En revanche, si un photon de polarisation a a la forme temporelle adéquate, l'émission stimulée est deux fois plus probable que l'émission spontanée : $P_{stim} = 2P_{spont} = 2/3$. On peut traduire cet effet en terme de fidélité de clonage : la fidélité \mathcal{F} est ici définie comme la probabilité que l'atome relaxe en émettant un photon de polarisation a . Si l'émission est stimulée, le photon est bien émis dans le mode a . Si l'émission est spontanée, le photon a une chance $1/2$ d'avoir la polarisation souhaitée. Par conséquent, $\mathcal{F} = 2/3 + 1/6 = 5/6$. Cette fidélité correspond au cas d'un clonage optimal, et a jusqu'à présent été mesurée dans le cadre d'une expérience mettant en jeu la conversion paramétrique de photons pompe dans un cristal non-linéaire (33). De telles mesures utilisent généralement une pompe puissante. La réalisation d'une telle expérience dans le contexte de l'optique quantique 1D (guides d'onde semi-conducteurs ou circuit supraconducteur) permettrait de mettre en évidence le clonage optimal pour une mise de départ minimale (l'excitation initiale de l'atome). D'autre part, la géométrie 1D est adaptée à une mise en cascade des atomes cloneurs, rendant potentiellement l'expérience "scalable".

Ces modèles mettant en jeu l'interaction d'un atome avec un continuum de modes dans le cas de deux excitations n'est bien sûr qu'un prélude à une étude plus complète du système, tenant compte d'un nombre arbitraire de photons pro-

pageants. La théorie ici reste relativement proche de l'expertise expérimentale, actuellement restreinte au cas $N = 1$.

Comme on l'a vu au cours de ce chapitre, les atomes 1D sont des nouveaux dispositifs prometteurs, car ils sont naturellement couplés à des environnements parfaitement contrôlables, dans lesquels aucune excitation n'est perdue. Les guides 1D sont des réalisations physiques des "environment simulators" permettant de comprendre et de modéliser les trajectoires quantiques d'un système ouvert (34). En ce sens, la maîtrise expérimentale nouvelle de telles géométries ouvre un vaste champ d'expériences permettant de revisiter la théorie de la mesure. Citons en particulier :

- l'observation des trajectoires quantiques de l'atome via l'observation faible et continue de l'environnement (35)
- la corrélation quantique entre l'atome et les champs se propageant dans le guide, ce qui promet une zoologie nouvelle de chats de Schrödinger
- la mesure d'observables du champ telles que les quadratures, conditionnées aux états pré- et post-sélectionnés de l'atome. Cette expérience récente (5) généralise la théorie des weak values développée initialement pour des mesures QND(36) au cas où la mesure faible est réalisée par l'environnement 1D.

Enfin, la capacité de détecter toute l'énergie émise dans l'environnement ouvre également des perspectives nouvelles pour la thermodynamique de l'information quantique. Cette thématique sera développée au chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] A. Auffèves-Garnier, C. Simon, J.-M. Gérard and J.-P. Poizat, *Phys. Rev. A* **75**, 053823 (2007).
- [2] D. Valente, S. Portolan, G. Nogues, J. P. Poizat, M. Richard, J. M. Gérard, M. F. Santos, A. Auffèves, *Phys. Rev. A* **85**, 023811 (2012).
- [3] D. Valente, Y. Li, J. P. Poizat, J. M. Gérard, K. L. Chuan, M. F. Santos, A. Auffèves, *New J. Phys.* **14**, 083029 (2012).
- [4] D. Valente, Y. Li, J. P. Poizat, J. M. Gérard, K. L. Chuan, M. F. Santos, A. Auffèves, *Phys. Rev. A* **86**, 022333 (2012).
- [5] P. Campagne-Ibarcq, L. Bretheau, E. Flurin, A. Auffèves, F. Mallet, B. Huard, "Observing interferences between past and future quantum states in resonance fluorescence", arXiv : 1311.5605.
- [6] D. Valente, "Quantum Optics with semi-conducting artificial atoms", thèse soutenue le 15/10/2012.
- [7] J. Claudon, J. Bleuse, N. S. Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne, and J.-M. Gérard, *Nature Photonics* **4**, 174 (2010).
- [8] J. Bleuse, J. Claudon, M. Creasey, N. S. Malik, J.-M. Gérard, I. Maksymov, J.-P. Hugonin, and P. Lalanne, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 103601 (2011).
- [9] M. Munsch, J. Claudon, J. Bleuse, N. S. Malik, E. Dupuy, J.-M. Gérard, Y. Chen, N. Gregersen, J. Mork, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 077405 (2012).
- [10] M. Munsch, N. S. Malik, E. Dupuy, A. Delga, J. Bleuse, J.-M. Gérard, J. Claudon, N. Gregersen, and J. Mork, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 177402 (2013).
- [11] I. Yeo, P.-L. de Assis, A. Gloppe, E. Dupont-Ferrier, P. Verlot, N. S. Malik, E. Dupuy, J. Claudon, J.-M. Gérard, A. Auffèves, G. Nogues, S. Seidelin, J.-P. Poizat, O. Arcizet, M. Richard, arXiv : 1306 :4209, accepted in *Nature Nanotechnologies*.

- [12] Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4710 (1995).
- [13] Q.A. Turchette, R.J. Thompson, and H.J. Kimble, *Applied physics B* **60**, S1 (1995).
- [14] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3221 (1997).
- [15] L.-M. Duan and H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 127902 (2004).
- [16] A. Kuhn, M. Hennrich, and G. Rempe, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067901 (2002).
- [17] B. Weber, H. P. Specht, T. Müller, J. Bochmann, M. Mücke, D. L. Moehring, and G. Rempe, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 030501 (2013).
- [18] A. Reiserer, S. Ritter, and G. Rempe, *Science Express*, DOI : 10.1126/science.1246164 (2013).
- [19] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1110 (1998).
- [20] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, C. Arnold, A. Nowak, E. Galopin, I. Sagnes, L. Lanco, A. Lemaître, P. Senellart, *Nat. Comm.* **4**, 1425 (2013).
- [21] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, and J. Vuckovic, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 013904 (2005).
- [22] A.A. Houck, D.I. Schuster, J.M. Gambetta, J.A. Schreier, B.R. Johnson, J.M. Chow, R.J. Schoelkopf, *Nature* **449** 328-331 (2007).
- [23] I.-C. Hoi, C. M. Wilson, G. Johansson, T. Palomaki, B. Peropadre, and P. Delsing, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 073601 (2011).
- [24] I.-C. Hoi, T. Palomaki, J. Lindkvist, G. Johansson, P. Delsing, and C. M. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 263601 (2012).
- [25] A. A. Abdumalikov, Jr., O. V. Astafiev, Yu. A. Pashkin, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 043604 (2011).
- [26] A. A. Abdumalikov, Jr., O. Astafiev, A. M. Zagoskin, Yu. A. Pashkin, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 193601 (2010).
- [27] O. V. Astafiev, A. A. Abdumalikov, Jr., A. M. Zagoskin, Yu. A. Pashkin, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 183603 (2010).

- [28] C.W. Gardiner and M.J. Collett, *Phys. Rev. A* **31**, 3761 (1985).
- [29] G. Wrigge, I. Gerhardt, J. Hwang, G. Zumofen, V. Sandogdhar, *Nature Physics* **4**, 60 (2008).
- [30] D. Englund, A. Faraon, I. Fushman, N. Stoltz, P. Petroff, J. Vuckovic, *Nature* **450**, 857 (2007).
- [31] Rapport de stage M1 ENS Lyon de Serguei Tchoumakov, non publié.
- [32] J. Wenner, Yi Yin, Yu Chen, R. Barends, B. Chiaro, E. Jeffrey, J. Kelly, A. Megrant, J. Y. Mutus, C. Neill, P. J. J. O'Malley, P. Roushan, D. Sank, A. Vainsencher, T. C. White, Alexander N. Korotkov, A. N. Cleland, John M. Martinis, arXiv :1311.1180
- [33] A. Lamas-Linares, C. Simon, J. C. Howell, D. Bouwmeester, *Science* **296**, 712 (2002).
- [34] S. Haroche, J.M. Raimond, "Exploring the quantum", Cambridge University Press.
- [35] K. W. Murch, S. J. Weber, C. Macklin, I. Siddiqi, *Nature* **502**, 211 (2013).
- [36] Y. Aharonov, D. Z. Albert, and L. Vaidman, *Phys. Rev. Lett.* **60** 1351 (1988).

Chapitre 3

Thermodynamique de l'information quantique

"You should call it "entropy", for two reasons. In the first place your uncertainty function has been used in statistical mechanics under that name, so it already has a name. In the second place, and more important, no one really knows what entropy really is, so in a debate you will always have the advantage." - John von Neumann, giving advice to Claude Shannon on what to name his discovery.

Cette dernière partie du manuscrit présente les perspectives de travail. A l'heure actuelle, trois articles (1-3) sont soumis, et un financement ANR Jeune chercheuse (ANR JCJC "INCAL", 2013-2017) a été obtenu pour explorer les pistes présentées dans ce chapitre.

3.1 Contexte

La recherche s'enrichit toujours du rapprochement de deux champs d'investigation distincts. On a vu dans l'introduction l'exemple de l'information quantique, née dans les années 90 du mariage entre les concepts de l'information et ceux de la physique quantique. Trente ans auparavant, Landauer, puis Shannon avaient fondé la théorie de l'information dans le creuset de la thermodynamique classique (dont les idées avaient déjà fructueusement envahi la physique statistique via les travaux de Boltzmann). Depuis les années 2000, on assiste à l'émergence d'une nouvelle discipline dont les recherches se nourrissent à la fois de thermodynamique, de théorie quantique et de physique de l'information : la thermodynamique de l'information quantique.

Une brève histoire de l'information

La théorie de l'information a été initiée par Landauer (4) en réponse au paradoxe du démon de Maxwell (1871). Dans cette célèbre expérience de pensée, Maxwell (5) mettait en scène un être intelligent capable de classer selon leur vitesse les particules d'un gaz, de part des autres d'un piston partitionnant le volume accessible. En préparant un état hors équilibre, le démon diminuait ainsi l'entropie du gaz sans dépenser de travail, en violation apparente du second principe. Plus tard en 1929, le physicien hongrois Leo Szilard (6) explorait les conséquences énergétiques de ce paradoxe dans la situation idéale d'un gaz composé d'une seule particule, celle-ci pouvant occuper les deux positions possibles définies par le piston. Après mesure de la position de la particule, le démon était à même de connecter convenablement le piston à une masse. La particule, en se "détendant", déplaçait le piston et pouvait alors élever cette masse, fournissant ainsi un travail utile. Cette "machine de Szilard" constituait un moteur thermique de seconde espèce (donc interdite par le second principe), ie une machine capable d'extraire du travail de façon cyclique à partir d'une seule source de chaleur.

Les interrogations sur la validité et le caractère fondamental du second principe ont perduré jusqu'en 1961, date où Landauer a identifié l'origine du paradoxe. Les bilans thermodynamiques n'avaient jusqu'à présent pas tenu compte de l'information extraite par le démon sur l'état des particules. Cette information est quantifiée par l'entropie du système d'étude : plus cette entropie est grande, plus grande est l'information potentiellement codée dans le système - et plus grande est l'ignorance de l'observateur sur l'état dudit système, tant qu'aucune mesure n'a été effectuée. Au cours d'une expérience de type démon de Maxwell, la mémoire du démon se corrèle à l'état du système, si bien que l'entropie du démon après la mesure est égale à celle du système. Pour clore le cycle, la mémoire du démon doit être réinitialisée dans un état prédéterminé. Cette opération, systématiquement omise auparavant, est à l'origine du paradoxe. La prise en compte du travail nécessaire à l'initialisation sauve le second principe, en même temps qu'il donne à l'information une valeur opérationnelle : dorénavant, l'information est une grandeur physique quantifiable et mesurable, pouvant être réversiblement convertie en énergie - sa "valeur énergétique" étant fixée par les lois de la thermodynamique.

Conversions réversibles énergie-information

Parmi l'ensemble des transformations de la thermodynamique, les transformations réversibles quasi-statiques jouent un rôle fondamental. En effet, des grandeurs expérimentalement accessibles telles que la chaleur et le travail deviennent alors des fonctions d'état, ie, ne dépendent que de l'état initial et de l'état final du système, et non du déroulement de son histoire. Ainsi, le travail reçu par un système

en équilibre thermique avec un bain de température T s'écrit

$$W = T(S_i - S_f) \quad (3.1)$$

où S_i et S_f désignent les entropies initiale et finale du système considéré. Cette équation très simple a des conséquences très profondes dans le cas où le petit système a deux micro-états possibles, constituant ainsi un support pour coder un bit d'information - et que l'on appellera par la suite un bit. Une compression dans l'espace des états, ie le passage de deux états équiprobables à un état déterminé, correspond à l'initialisation de Landauer mentionnée ci-dessus. Cette opération ou "reset" coûte un travail minimal $W_0 = kT \ln 2$, où k est la constante de Boltzmann. L'énergie nécessaire à l'initialisation d'un bit représente un coût fondamental pour toute opération de traitement de l'information. Réciproquement, une détente dans l'espace des états au cours de laquelle le bit passe d'un état connu à un mélange équiprobable des deux micro-états, si elle est effectuée de façon quasi-statique, permet en principe d'extraire un travail élémentaire $-W_0$: c'est le principe de la machine de Szilard.

Ces résultats peuvent être retrouvés à partir de raisonnements simples empruntés à la thermodynamique statistique, comme représenté figure 3.1b. Un bit d'information est codé sur un système à deux états en équilibre thermodynamique avec un bain thermique de température T . La différence d'énergie E entre les deux états fixe le taux d'occupation de l'état excité $P(E) = e^{-\beta E} / (1 + e^{-\beta E})$, ie une distribution de Fermi-Dirac. Un opérateur extérieur varie lentement E . L'énergie interne du bit s'écrivant $U = P(E)E$, la version infinitésimale du premier principe devient $dU = P(E)dE + E dp(E)$, le premier terme étant assimilable à un travail effectué par l'opérateur, le second à la chaleur échangée avec le bain. L'initialisation consiste à partir d'un état inconnu caractérisé par $E \ll kT$, si bien que $P(E) = 1/2$, et à augmenter E jusqu'à ce que l'écart en énergie soit largement plus grand que l'énergie thermique. Le bit finit alors nécessairement dans l'état fondamental, l'opérateur ayant fourni le travail $W_0 = kT \ln 2$. L'initialisation est effectuée à énergie interne constante pour le bit, $\Delta U = 0$, si bien que le travail de Landauer est intégralement dissipé en chaleur.

L'opération inverse consiste à partir d'une situation où le bit se trouve dans un état connu, et est découplé du bain. L'opérateur peut alors augmenter $E \gg kT$ à coût énergétique nul. Le bit est alors remis en contact thermique avec le bain et l'opérateur diminue lentement E . A la fin du processus le bit est dans un état totalement mixte et l'information est perdue, pendant qu'une énergie $kT \ln 2$ est stockée dans l'opérateur (qui se trouve alors plutôt être une batterie).

L'alternance d'une détente de type Szilard permettant d'extraire un travail $kT_1 \ln 2$ d'une source chaude, et d'une compression de type Landauer au prix d'un travail $kT_2 \ln 2$ dissipé sous forme de chaleur dans une source froide, n'est rien

d'autre qu'un moteur de Carnot fonctionnant à l'échelle du bit unique. Son rendement $\eta = 1 - T_2/T_1$ - rendement maximal des machines thermiques - montre ici une fois encore que les machines de Szilard suivent bien les lois de la thermodynamique.

c

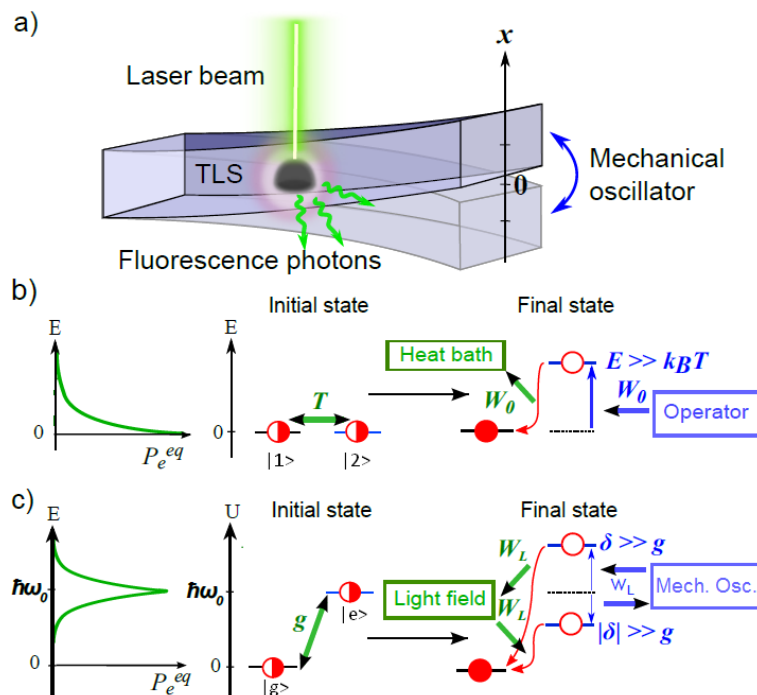


FIGURE 3.1 – L'initialisation de Landauer dans tous ses états. a) Schéma du système opto-mécanique proposé pour une mesure directe des échanges d'énergie élémentaire (voir texte). b) Principe de Landauer dans le cas standard d'un bain thermique. c) Principe de Landauer dans le cas d'un bain coloré.

Valeur opérationnelle de l'information quantique

Les années 60 ont marqué les débuts de la thermodynamique de l'information, ie l'exploration des mécanismes élémentaires de conversion énergie-information. D'autre part, depuis 1990, la théorie de l'information donne un éclairage nouveau aux concepts quantiques. En particulier, l'information quantique a donné à l'intrication un caractère de "ressource", car son exploitation promettait de calculer plus efficacement, et de communiquer de façon plus sûre que dans un contexte classique. Depuis, on a montré que la force des corrélations quantiques pouvait également se traduire par des quantités opérationnelles, mesurables, telles que le

travail extrait ou la chaleur dissipée dans une machine thermique fonctionnant avec des qubits. En particulier, il serait possible d'extraire plus de travail d'un état intriqué que d'un état mixte, donnant un second sens à la notion d'intrication vue comme ressource.

L'une des premières idées dans cette veine a été explorée par J. Oppenheim et al (7). Les auteurs ont étudié la quantité de travail extractible d'un système bipartite en contact avec un bain thermique. Ils ont ainsi montré qu'un opérateur ayant accès à l'état global du système pouvait extraire plus de travail que deux opérateurs n'ayant accès qu'aux états locaux de chaque sous-système, et communiquant classiquement entre eux. La différence entre ces deux situations correspond à un déficit de travail, que les auteurs ont évalué dans plusieurs cas. Une situation particulièrement simple à considérer est celle de deux qubits préparés dans un état maximalement intriqué. L'accès à l'état global du système permet en principe, en généralisant la machine de Szilard, d'extraire deux "bits de travail", soit $2kT \ln 2$, car les deux qubits sont dans un état pur parmi 4 états possibles. En revanche, si Alice et Bob ne peuvent effectuer que des mesures locales, Alice peut mesurer l'état de son système et transmettre le résultat à Bob. Alice et Bob peuvent alors extraire chacun $w = kT \ln 2$ de leur information respective - mais Alice qui a dû effectuer une mesure doit maintenant réinitialiser sa mémoire, également au prix d'un bit de travail. Via des mesures locales, on ne peut donc finalement extraire qu'un bit de travail, soit un déficit de 1bit. Ces idées ont également été explorées par W. Zurek (8) dans le cadre d'une comparaison entre les performances des démons de Maxwell locaux et globaux.

Landauer revisité

Plus récemment, les chercheurs du groupe de V. Vedral (9) ont revisité ce problème en se penchant sur le mécanisme d'initialisation de Landauer, appliqué au cas d'un bit quantique. Vedral et al ont mis en évidence que si le qubit est corrélié à une mémoire quantique, il devient possible de *produire* du travail lors de l'initialisation, et non d'en consommer. Le coeur de la démonstration est fondé sur l'idée que l'initialisation d'un bit d'information dépend précisément de l'information dont l'observateur dispose. Dans la situation standard, l'observateur est totalement ignorant, et doit donc fournir un bit de travail. Si l'observateur connaît le micro-état occupé par le qubit, il peut effectuer une opération unitaire pour amener le qubit dans l'état souhaité. Les opérations unitaires ne changeant pas l'entropie du système, elles sont intrinsèquement non-dissipatives, ie ne s'accompagnent d'aucun dégagement de chaleur et ne consomment donc pas de travail. Ces deux situations peuvent être simplement décrites mathématiquement au moyen de l'entropie du système conditionnée à la connaissance de l'observateur $H[S|O] = H[S, O] - H[O]$ où H est l'entropie de Shannon (comptée en bits) du

système. Cette entropie conditionnelle vaut 1 si l'observateur ne sait rien sur l'état du bit, 0 dans le cas contraire. Le principe de Landauer peut ainsi être récrit

$$W_L = kTH[S|O] \ln 2. \quad (3.2)$$

La grande originalité de l'idée est que dans le cadre de l'information quantique, les entropies conditionnelles peuvent être négatives. Ainsi, si un qubit est mesuré par un observateur quantique (Quasimodo), l'ensemble du système qubit-mémoire se trouve dans un état intriqué, donc pur : l'entropie de Shannon du système global est alors nulle. En revanche, l'état réduit de la mémoire quantique est parfaitement mixte, son entropie est de 1 bit. L'entropie du système conditionnée à la mesure de Quasimodo vaut donc -1 bit. Le principe de Landauer "étendu" décrit par l'équation 3.2 semble ainsi indiquer que le travail reçu lors de l'initialisation est négatif, ie, est fourni par le système. Vedral et al ont montré que c'est effectivement le cas, donnant une valeur opérationnelle aux entropies négatives de l'information quantique. Pour cela, un protocole mettant en évidence le travail produit lors de l'initialisation est suggéré. Dans un premier temps, l'information contenue dans l'état intriqué qubit-Quasimodo est exploitée pour fournir 2 bits de travail. Le système global se trouve alors dans un état mixte. Il suffit alors d'initialiser le qubit au prix d'un bit de travail. Le coût énergétique global de l'initialisation est donc de 1 bit de travail, confirmant l'intuition. Notons qu'au terme du protocole la mémoire est encore dans un état mixte. Le proposal de Vedral et al peut ainsi également s'interpréter comme une expérience de démon de Maxwell sans réinitialisation de la mémoire.

Etat de l'art expérimental et motivations

La thermodynamique de l'information quantique est un domaine récent qui est jusqu'à présent resté essentiellement théorique. Dans les résultats majeurs récemment obtenus, le principe de Landauer a été expérimentalement démontré en observant des particules de colloïdes oscillant entre deux puits de potentiel optique, la différence d'énergie entre les deux puits pouvant être contrôlée expérimentalement de façon à réaliser le protocole présenté figure 3.1b. Les chercheurs du groupe de S. Ciliberto (10) à l'ENS Lyon ont enregistré les trajectoires stochastiques des particules et déduit le travail exercé par l'opérateur. Il ont montré que si la transformation devient suffisamment lente, ce travail converge vers une valeur limite : le travail de Landauer. Réciproquement, des machines de Szilard ont été développées à partir de particules Browniennes (11). Cependant, aucun effet relevant intrinsèquement de la nature quantique de l'information, en particulier lié à la cohérence et à l'intrication, n'a encore été démontré. Pour autant, la communauté expérimentale est prête, tous les systèmes préparés pour le calcul et la communication

quantiques étant potentiellement utilisables comme autant de plateformes pour l'exploration de la thermodynamique quantique.

Pour mettre en évidence de tels effets, deux conditions doivent être remplies :

1. Pour lier de façon quantitative information quantique et énergie, on doit être à même de réaliser des transformations réversibles, ie très lentes par rapport au temps typique de thermalisation du système. Ce régime a été atteint dans le cas de l'initialisation de Landauer démontrée à l'ENS Lyon. En effet, cette expérience implique un opérateur extérieur classique, dont le temps d'évolution est parfaitement contrôlable et peut donc être rendu aussi long que souhaité. En revanche, les démonstrateurs de type machines de Szilard stockent le travail extrait dans des nano-batteries dont les échelles de temps sont plus difficilement contrôlables, si bien que les conversions énergie-information comportent encore une part non négligeable d'irréversibilité. Le rapport travail obtenu/travail optimal obtenu dans l'expérience de Toyabe et coworkers (11) est ainsi de 28%, ce qui reste le meilleur taux de conversion à ce jour.
2. On doit également pouvoir observer les échanges de travail "in situ", ce qui implique (i) de pouvoir mesurer l'énergie de la batterie (ii) d'avoir un couplage entre la batterie et le qubit suffisamment grand pour que la seule conversion d'un bit d'information soit visible sur la batterie. Cet objectif parle en faveur d'une batterie de petite taille, pour laquelle les échanges d'énergie élémentaire W_0 sont détectables. Comme on l'a vu ci-dessus, cet objectif semble difficilement compatible avec la condition de réversibilité.

La mise en évidence d'une plateforme permettant la réalisation conjointe des deux objectifs ouvrira la voie à une série d'expériences reliant information quantique et énergie - en particulier, permettra de réaliser des machines thermiques fonctionnant comme quantificateurs d'intrication. Dans la suite de ce chapitre, deux systèmes sont envisagés : l'électrodynamique quantique des circuits, et les systèmes quantiques hybrides opto-mécaniques.

3.2 La voie opto-mécanique

L'étude du couplage de la lumière et d'un oscillateur mécanique (OM) a motivé tout un champ de recherche, tant sur le plan expérimental que théorique. Les systèmes pionniers de l'opto-mécanique ont initialement mis en jeu une cavité pompée par un laser. La cavité comporte un miroir mobile couplé à un OM, si bien que la fréquence de la cavité dépend du déplacement de l'OM : en particulier, ces systèmes ont donné lieu à des démonstrations expérimentales du refroidissement

optique d'un degré de liberté mécanique macroscopique, éventuellement proche de son état fondamental (12–15).

Depuis les années 2000, le couplage lumière-matière peut désormais être médié, non plus par une cavité, mais par un système à deux niveaux, formant un "système opto-mécanique hybride" (voir fig. 3.1a). Comme dans le cas d'une cavité, la vibration de l'OM module la fréquence de la transition atomique : cet effet spectaculaire a été observé dans deux expériences récentes, mettant respectivement en jeu un centre NV (16) positionné dans un fil vibrant dans un gradient de champ magnétique, et une boîte quantique couplée au mode d'oscillation d'un fil photonique (18). Ces systèmes hybrides sont en général explorés dans le contexte de la transition classique-quantique, ou des mesures quantiques ultra-sensibles (pour une revue, voir par exemple (17)). Ils sont ici étudiés dans un contexte de thermodynamique de l'information. Un bit d'information est codé sur le système à deux niveaux couplé optiquement à un laser d'une part, et aux modes vides du champ d'autre part. Comme on va le voir, le champ électromagnétique joue le rôle du bain thermique. Le travail est échangé sous forme d'énergie mécanique stockée ou prélevée dans l'OM, qui joue le rôle de la batterie.

La proposition consiste en un nouveau mécanisme de conversion réversible, potentiellement réalisable sur des échelles de temps bien plus courtes que le processus standard. L'utilisation du nano-résonateur comme batterie permet de mesurer de façon directe le travail élémentaire issu de la conversion d'un bit d'information, et l'alternance d'initialisations de Landauer et de machines de Szilard.

Initialisation de Landauer via un bain optique

Le coeur de la proposition repose sur une adaptation du principe de Landauer si le bain n'est plus thermique mais optique (Fig.3.2). On considère dans un premier temps le cas général où le travail est fourni par un opérateur extérieur. L'émetteur est d'abord couplé à un laser résonant. Celle-ci est suffisamment intense pour provoquer une série d'oscillations de Rabi, ie d'échanges cohérents de photons entre l'émetteur et la source : c'est le régime saturé des équations de Bloch. Au bout d'un temps long devant le temps d'émission spontanée γ^{-1} , le régime permanent est atteint et le qubit est dans un état mixte, état de départ de l'initialisation. L'opérateur change alors la fréquence du qubit jusqu'à désaccorder celui-ci de la source. Si l'évolution est suffisamment lente devant γ^{-1} , le régime permanent des équations de Bloch est toujours réalisé. La population de l'état excité s'écrit alors

$$P_e(t) = \frac{1}{2} \frac{1}{1 + (\delta(t)/g)^2}. \quad (3.3)$$

On a introduit le désaccord $\delta(t)$ entre l'émetteur et le laser à l'instant t et g la fréquence de Rabi classique. Le niveau excité commence à se dépeupler visiblement

dès que $\delta > g$: g joue ainsi un rôle analogue à celui d'une température effective. Si le désaccord final δ_f est grand devant g du laser, le qubit a totalement relaxé dans son état fondamental, ce qui correspond au terme de l'initialisation. Le temps de thermalisation correspond ici au temps typique d'émission spontanée, la condition de réversibilité thermodynamique devenant une condition d'adiabaticité.

Le travail de Landauer dans ce nouveau contexte peut être évalué à partir d'un bilan thermodynamique. L'énergie interne de l'émetteur s'écrivant $U = P_e(t)\hbar(\omega_0 + \delta(t))$, ce bilan sur une transformation infinitésimale s'écrit $dU = dP_e\hbar(\omega_0 + \delta) + P_e\hbar d\delta$. Le dernier terme désigne le travail exercé par l'opérateur. Dans le cas d'une évolution adiabatique, on peut calculer sa valeur exactement entre $t = 0$ et $t = t_f$. Si $\delta(t_f) \gg g$, on trouve

$$W_L = \frac{\pi}{4}\hbar g. \quad (3.4)$$

W_L représente la quantité d'énergie élémentaire issue de la conversion d'un bit d'information (on pourra par la suite parler de "bit de travail"). Son expression est ici notablement différente de la formule standard W_0 , car la population de l'état excité ne suit pas une loi de Fermi-Dirac, mais lorentzienne. Ceci est dû à la nature hors équilibre du bain de photons, qui est alimenté en permanence par une source classique externe. Le travail W_L est proportionnel à la fréquence de Rabi g - ce qui confirme l'interprétation de g comme température effective du bain. Ce travail échangé peut aussi être calculé exactement dans le cas d'un "quench", ie, d'une variation extrêmement rapide de la fréquence de l'émetteur. Dans ce cas, la population de l'état excité reste gelée à sa valeur initiale $P_e = 1/2$, et le travail s'écrit $W_q = \hbar\delta_f/2 > W_L$, montrant encore une fois que le travail fourni dans le cas d'une transformation réversible constitue une borne inférieure. L'étude des situations intermédiaires nécessite une résolution numérique dont les résultats sont analysés ci-dessous.

"Observer Landauer" dans un système quantique hybride

Le Hamiltonien du système hybride, dit des bosons indépendants, s'écrit de la façon suivante

$$H_{om} = \hbar\Omega \left(b^\dagger b + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar\omega_0}{2}\sigma_z + \frac{\hbar g_m}{2}\sigma_z(b + b^\dagger). \quad (3.5)$$

On a introduit le terme de couplage opto-mécanique $g_m = \delta x_{ZPF}\partial\omega/\partial x|_0$ où δx_{ZPF} désigne l'amplitude de vibration du résonateur induite par les fluctuations du vide, et $\omega(x)$ la fréquence de transition de l'émetteur en fonction de la position de l'OM. Les opérateurs σ_z et b représentent respectivement la population du qubit et l'opérateur de descente de l'OM. Dans le cas du système semi-conducteur étudié à Grenoble (18), un facteur de couplage $g_m = 450\text{kHz}$ a été mesuré, proche de la

fréquence mécanique $\Omega = 530\text{kHz}$. Ces conditions sont très proches du régime de couplage ultra-fort caractérisé par $g_m > \Omega$. Lorsque l'émetteur est couplé à un laser, le Hamiltonien total s'écrit finalement dans le référentiel tournant à la fréquence ω_L du laser $H = H_{om} + \hbar g/2(\sigma e^{i\delta t} + \sigma^\dagger e^{-i\delta t})$, où on a noté $\delta = \omega_0 - \omega_L$ le désaccord entre l'émetteur et le laser à la position de repos de l'OM, σ l'opérateur de descente atomique.

On peut maintenant modéliser l'initialisation de Landauer dans le cas où les variations de la fréquence de l'émetteur sont contrôlées par le nano-résonateur auquel il est couplé. Comme on s'intéresse à la valeur moyenne des échanges d'énergie, le problème est convenablement décrit par des équations semi-classiques tenant compte de l'évolution du mode mécanique :

$$\dot{P}_e = -ig(s^* - s) - \gamma P_e \quad (3.6)$$

$$\dot{s} = -ig_m(\beta + \beta^*)s + igP_e - \frac{\gamma}{2}s - \frac{ig}{2} \quad (3.7)$$

$$\dot{\beta} = -i\Omega\beta - ig_m P_e. \quad (3.8)$$

On a noté $s = \langle \sigma \rangle$ et $\beta = \langle b \rangle$ les amplitudes moyennes du dipôle de l'émetteur et de l'OM respectivement. Les équations (3.6) et (3.7) sont des équations de Bloch optiques généralisées, pour lesquelles le désaccord émetteur-laser s'écrit $\delta(t) = g_m(\beta(t) + \beta(t)^*)$, ce qui correspond à la modulation de fréquence induite par la vibration mécanique. L'équation (3.8) décrit quant à elle l'évolution du mode mécanique. L'émetteur quantique est à l'origine d'un terme source, et peut dans certaines conditions pomper très efficacement le résonateur (voir par exemple (1)) : ce terme est l'équivalent de la pression de radiation des photons dans le cas où le couplage opto-mécanique n'est pas médié par un système à deux niveaux mais par une cavité.

À l'instant initial, on injecte dans l'OM un champ cohérent $|i\sqrt{N_0}\rangle$, où N_0 désigne le nombre moyen initial de phonons dans le mode. La phase du champ est choisie de façon à assurer que l'émetteur est initialement résonant avec la source classique $\delta(0) = 0$. Le nombre N_0 est choisi de telle façon que le désaccord δ_f au maximum de l'oscillation permette une initialisation complète, ie

$$g_m \sqrt{N_0} > g. \quad (3.9)$$

On peut aisément vérifier que l'évolution de l'énergie mécanique $\Delta E_{OM}(t) = \hbar\Omega(|\beta(t)|^2 - N_0)$ correspond exactement au travail absorbé par l'émetteur $w(t) = \hbar \int_0^t du P_e(u) d\delta(u)$. Conformément à l'intuition, l'énergie du résonateur peut ainsi être utilisée comme une sonde pour enregistrer les échanges d'énergie avec le qubit. Cette énergie est mesurable via l'observation de l'amplitude d'oscillation du mode mécanique. Dans le cas réversible, ie $\Omega \ll \gamma \ll g$, le "bit de travail" W_L nécessaire à

l'initialisation correspond à la diminution du nombre de phonons dans le résonateur d'une quantité

$$\Delta N_L = \frac{W_L}{\hbar\Omega} = \frac{\pi g}{4\Omega}. \quad (3.10)$$

Pour être observable, ΔN_L doit être supérieur au bruit de grenaille, soit typiquement $\Delta N_L > N_0$. Cette condition, jointe à la condition décrite par l'équation (3.9), implique la nécessité du régime de couplage ultra-fort $g_m > \Omega$, accessible expérimentalement (18).

Conversions réversibles énergie-information

c

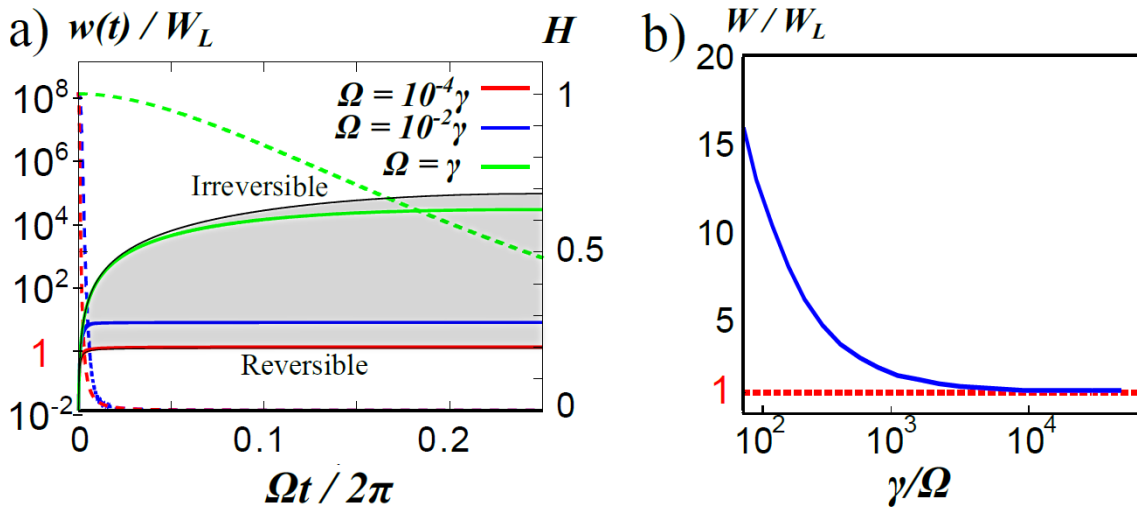


FIGURE 3.2 – a) Travail $w(t)$ fourni par l'OM au cours d'une initialisation de Landauer (premier quart de période mécanique) pour différentes valeurs de Ω . Solide rouge : travail correspondant à une transformation réversible. Solide noir : travail correspondant au quench. Pointillés : entropie de Shannon du qubit. b) Travail total W fourni au terme de l'initialisation, en fonction de Ω/γ . Paramètres de simulation : $\gamma/2\pi = 1\text{GHz}$, $g/2\pi = 10\text{GHz}$, $g_m/2\pi = 10\text{MHz}$. La condition initiale correspond à une valeur finale du désaccord $\delta_f = 100g$.

On résout à présent le système d'équations semi-classiques. On s'intéresse dans un premier temps à définir les conditions de validité du régime réversible ou adiabatique. Pour ce faire, on calcule le travail $w(t)$ fourni par l'OM pour différentes

valeurs de la fréquence mécanique Ω . On considère le premier quart de période mécanique pour laquelle l'émetteur et le laser sont progressivement désaccordés. Les résultats sont présentés Fig. 3.2a. La situation adiabatique est atteinte dès que $\Omega = 10^{-4}\gamma$, une condition très aisée à remplir dans le cas des systèmes optomécaniques et qui rend donc accessible expérimentalement l'ensemble des transformations réversibles. Ces résultats sont confirmés Fig. 3.2b, où on a représenté le travail mécanique W au terme d'une initialisation complète ($\delta(t_f) \gg g$), en fonction du rapport Ω/γ .

c

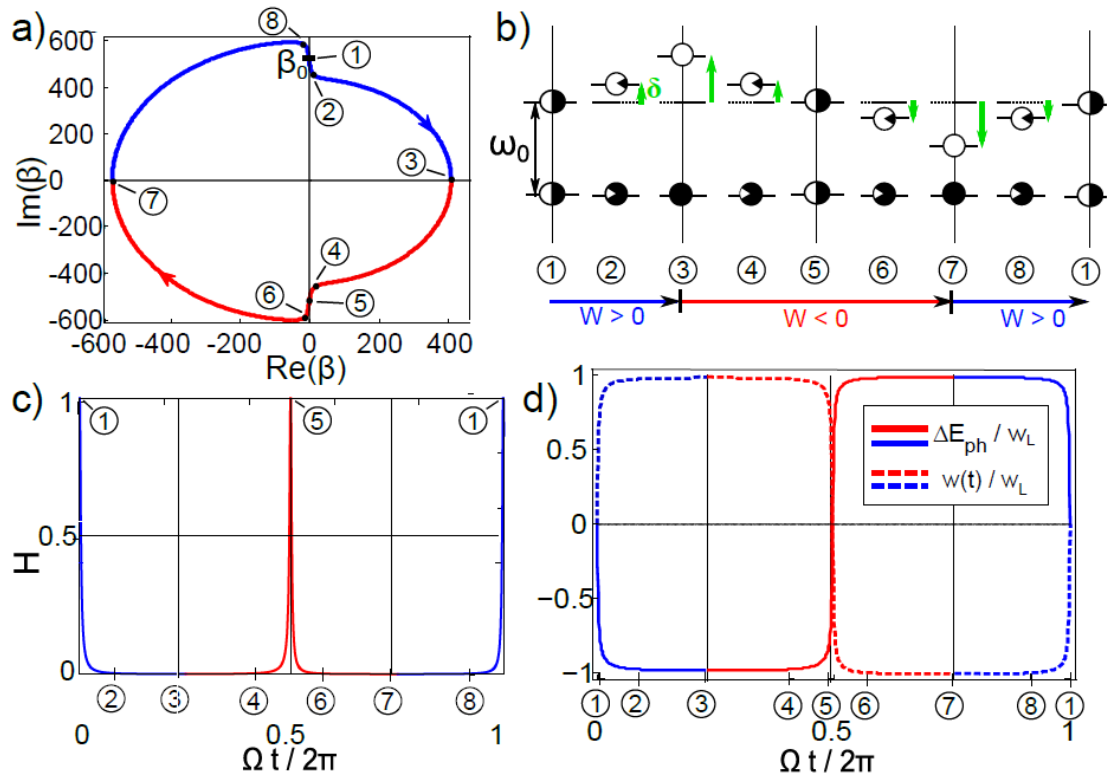


FIGURE 3.3 – *Conversions réversibles énergie-information sur un cycle mécanique complet.* a) *Evolution de $\beta(t)$.* b) *Désaccord entre l'émetteur et le laser $\delta(t)$.* c) *Entropie de Shannon de l'émetteur.* d) *Travail mécanique échangé avec l'OM.* Paramètres de simulation : $\gamma/2\pi = 1\text{GHz}$, $\Omega/\gamma = 10^{-4}$, $g/2\pi = 10\text{GHz}$, $g_m/2\pi = 1\text{GHz}$.

Dans un second temps, on étudie l'évolution du système hybride sur un cycle mécanique complet. La fig. 3.3a représente l'évolution de l'amplitude complexe du mode mécanique en fonction du temps $\beta(t)$. Celle-ci décrit un cycle fermé, constituant une preuve directe de la réversibilité des conversions énergie-information. Chaque entrée/sortie de résonance avec le laser ($\Re(\beta) = 0$) est caractérisée par une variation d'amplitude $\Delta\beta_L$, correspondant aux échanges d'énergie élémentaires W_L entre le bain optique et l'OM. Entre les échanges de travail élémentaire, l'OM évolue librement. On a également représenté sur la figure l'entropie du Shannon du qubit $H[S](t) = -P_e(t) \log(P_e(t)) - (1 - P_e(t)) \log(1 - P_e(t))$, ainsi que le travail mécanique $w(t)$. On identifie 4 phases :

- 1 \rightarrow 2 : Initialisation de Landauer. Le désaccord δ varie de 0 à δ_f , l'entropie du qubit diminue de 1bit à 0. Au cours de cette étape un travail W_L est prélevé dans le résonateur mécanique.
- 4 \rightarrow 5 : Machine de Szilard. L'émetteur et le laser sont remis en résonance, l'entropie du qubit augmentant de 0 à 1bit. Le travail W_L est stocké dans le résonateur.
- 5 \rightarrow 6 : Initialisation de Landauer inverse. Le désaccord varie de 0 à $-\delta_f$, l'entropie du qubit diminue de 1 à 0. Un travail W_L est stocké dans le résonateur.
- 8 \rightarrow 1 : Machine de Szilard inverse. Le désaccord varie de $-\delta_f$ à 0, l'entropie du qubit augmente de 0 à 1. Un travail W_L est extrait du résonateur.

Si les deux premières étapes sont bien connues, les deux dernières sont totalement inédites et ne peuvent pas être obtenues dans le cas usuel. Leur originalité provient à nouveau de la nature hors-équilibre du bain optique. En particulier, la phase 3 permet simultanément *d'initialiser un qubit*, et de *gagner* du travail. Pour autant, elle ne correspond pas à un refroidissement de l'environnement, car de la chaleur est également dissipée. Le bilan thermodynamique s'écrit en effet $\Delta U_3 = -\hbar\omega_0/2 = W_3 + Q_3$, avec $W_3 = -W_L$. La chaleur échangée avec le bain s'écrit donc $Q_3 = -\hbar\omega_0 + (\pi/4)\hbar g$, ce qui correspond à l'émission de photons dont la fréquence moyenne est inférieure à ω_0 .

Moteur de Carnot optique

Les résultats précédents montrent qu'il est possible d'obtenir un ensemble de conversions réversibles énergie-information sur un cycle thermodynamique complet. Il est aisé de modifier ce cycle pour obtenir l'équivalent d'un moteur de Carnot fonctionnant à partir d'un bit unique. La température effective du bain correspondant à l'intensité du laser, il suffit de moduler cette intensité entre les valeurs g_1 et $g_2 < g_1$, de telle façon que le laser soit puissant quand le travail est stocké, et peu intense quand le travail est prélevé. Les équations semi-classiques résolues avec ce type d'excitation donnent accès à l'évolution de l'état du bit dans

c

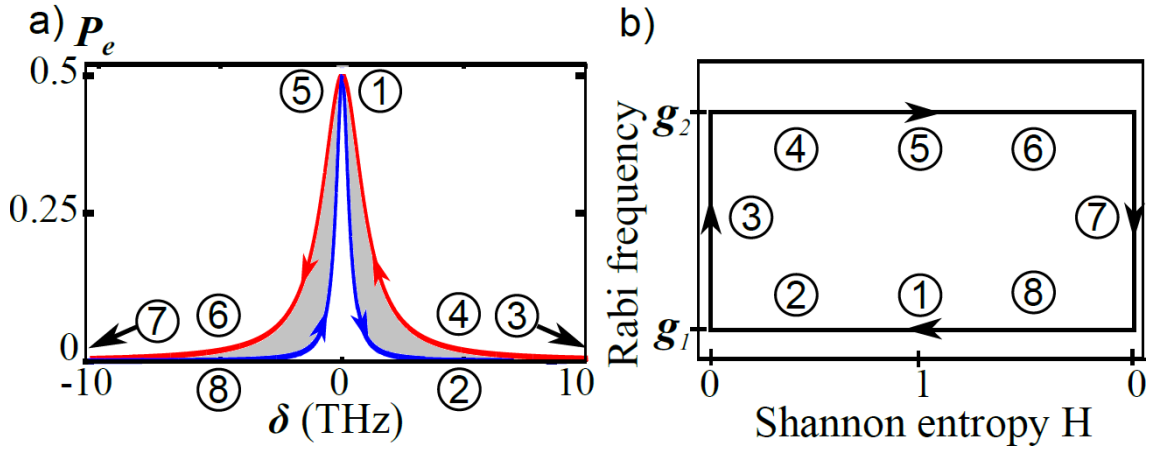


FIGURE 3.4 – a) Cycle du moteur de Carnot dans le plan (δ, P_e) . La droite du cycle correspond à un cycle standard ($\delta > 0$), la gauche set un cycle de Carnot inverse qui génère le même travail net. L'aire grisée set égale au travail reçu par l'OM pendant le cycle. b) Cycle du moteur dans le plan (H, g) Paramètres de simulation : $\gamma/2\pi = 1\text{GHz}$, $\Omega/\gamma = 10^{-4}$, $g_1/2\pi = 10\text{GHz}$, $g_2/2\pi = 100\text{GHz}$, $g_m/2\pi = 10\text{MHz}$.

les plans (P_e, δ) et $(g, H[S])$, ce qui correspond respectivement aux plans (P, V) et (T, S) d'un moteur de Carnot classique. Les cycles en question sont représentés fig3.4. Un travail moteur correspond à une évolution effectuée dans le sens des aiguilles d'une montre dans le plan (P_e, δ) . Il apparaît sur la figure qu'une évolution complète donne lieu à deux cycles de Carnot, chacun produisant un travail net $\pi/4\hbar(g_1 - g_2)$. Le rendement total du moteur est donné par le rendement de Carnot $\eta = 1 - g_2/g_1$. Le rendement de Carnot n'est atteint que pour des cycles effectués de façon extrêmement lente, si bien que ce type de machine thermique est généralement peu puissante. La recherche de protocoles optimisant simultanément le rendement et la puissance de ces machines est très active, en particulier, des "courts-circuits adiabatiques" sont actuellement à l'étude (19). Dans notre cas, le temps de thermalisation est fixé par le bain optique : il devient alors possible d'atteindre l'efficacité de Carnot pour des temps de parcours beaucoup plus courts du cycle moteur. Avec les paramètres du problème, en en choisissant $g_1 = 10\text{GHz}$ et $g_2 = 1\text{THz}$, une puissance de 10^{-17}W est estimée, trois ordres de grandeur au dessus des performances prédites pour un moteur fonctionnant avec un ion unique (20).

Perspectives

Ce travail ouvre de très nombreux chemins vers une exploration expérimentale des mécanismes de conversions réversibles de l'information quantique en l'énergie. Une perspective immédiate consiste à aller au-delà des équations semi-classiques pour décrire l'évolution de l'état quantique du qubit et du résonateur mécanique : ceci constituerait une première version totalement quantique de l'initialisation de Landauer. D'autre part, la capacité à mesurer directement le travail dans le nano-résonateur ouvre la voie à une visualisation in situ des théorèmes de fluctuation-dissipation (21–23) : la distribution de travail pourrait être ainsi directement observée, et reliée aux variations d'énergie libre du petit système. Une autre grande classe d'expériences qui pourrait trouver ici une plateforme expérimentale concerne la quantification de l'intrication à partir de la chaleur et du travail. Pour cela, le fonctionnement de la machine thermique suggérée ici devra être étendu à quelques qubits. Suivant le type de corrélations des qubits (classique ou quantique) il sera possible d'extraire plus ou moins de travail du système. Le principe étendu de Landauer proposé par V. Vedral pourra également être corroboré (9).

3.3 La voie de l'électrodynamique quantique des circuits

La dernière section de ce chapitre traite d'un travail actuellement en cours avec le groupe de B. Huard et F. Mallet au LPA (ENS Paris). Le but est la réalisation d'expériences de thermodynamique de l'information quantique dans le contexte de l'électrodynamique des circuits. Les systèmes étudiés ont la versatilité nécessaire pour mener ce type d'études : capacité à brancher et débrancher le couplage avec l'environnement, fréquence accordable des atomes artificiels. Il est intéressant de constater que cette communauté, via la physique des supra-conducteurs et également le calcul quantique, joue depuis ses origines avec les bains thermiques et le refroidissement des qubits. Aller vers des motivations plus fondamentalement thermodynamiques ne représente donc qu'une inflexion du travail déjà en cours.

Démon de Maxwell, version Seth Lloyd

L'expérience initialement visée par le groupe du LPA est celle, historique, du démon de Maxwell, inspirée d'un travail publié en 1995 par Seth Lloyd (24). S. Lloyd en suggère une version quantique dans le cas de la RMN, impliquant deux spins $1/2$ jouant respectivement le rôle du qubit et du démon, un bain chaud de température T_1 et un bain froid de température T_2 . Le protocole en est le suivant :

1. **Initialisation** : le qubit est mis en contact avec le bain chaud et le démon

avec le bain froid. Au terme de cette étape les entropies respectives du qubit et du démon sont S_1 et S_2 . Si le bain chaud est "infiniment chaud" et le bain froid "infiniment froid", on a simplement $S_1 = 1\text{bit}$, et $S_2 = 0$. Les spins sont ensuite découplés des bains.

2. **Lecture** : la mémoire du démon se corrèle à l'état du qubit, permettant au démon d'extraire une information sur l'état du qubit. Au cours de cette étape l'entropie du démon devient égale à l'entropie du qubit.
3. **Extraction de travail du qubit** : le démon exploite l'information acquise pour "faire travailler" le qubit si et seulement si le qubit est dans l'état excité. Dans la proposition de Lloyd, le travail est échangé avec un champ magnétique classique induisant les oscillations de Rabi du qubit. L'émission stimulée d'un photon correspond à un travail produit par le qubit dans le champ, qui est l'opération souhaitée. Réciproquement, l'absorption d'un photon revient à prélever un travail du champ. En pratique, cette étape repose sur une impulsion π du qubit conditionnée à l'état du démon. Au terme de cette étape, les entropies initiales du qubit et du démon ont été échangées, la température du qubit étant maintenant basse et celle du démon élevée.
4. **Extraction de travail du démon** : par une évolution du démon conditionnée à l'état du qubit, un travail supplémentaire peut être extrait du démon.

Cette proposition théorique a notamment permis de vérifier qu'un démon de Maxwell peut être compris comme une machine thermique dont le rendement est limité par le rendement de Carnot $\eta = 1 - T_2/T_1$. En effet, au cours du cycle complet, (entre l'étape 4 et l'étape 1), une chaleur $Q_1 = T_1(S_2 - S_1)$ est extraite du bain chaud par le qubit, tandis qu'une chaleur $Q_2 = T_2(S_1 - S_2)$ est dissipée par le démon dans le bain froid. Si le cycle était effectué réversiblement (ce qui n'est bien sûr pas le cas dès que $T_1 > T_2$), le travail extrait serait $W = (T_1 - T_2)(S_2 - S_1)$: cette expression fournit ici une borne supérieure. Le rendement maximal du protocole s'écrit donc finalement $\eta = W/Q_1$, ce qui correspond bien à l'expression de Carnot.

Démon de Maxwell, version circuit QED

Une expérience directement inspirée du démon de Lloyd devrait être prochainement réalisée dans le groupe du LPA. Dans l'expérience visée, le petit système est un qubit supraconducteur, et le démon le mode d'une cavité couplée dispersivement. Dans ce régime très fréquent en circuit QED, le Hamiltonien de couplage s'écrit $H_{disp} = \chi \sigma_z a^\dagger a$. χ est le "cavity pull", ie le décalage de fréquence de la cavité induit par le qubit qui se comporte comme une lame déphasante : suivant l'état du qubit, la fréquence du résonateur est $\omega_{e/g} = \omega_{res} \pm \chi$, où ω_{res} est la fréquence de la cavité non couplée. Réciproquement, la fréquence de transition du

3.3. LA VOIE DE L'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE DES CIRCUITS 63

qubit dépend du nombre moyen de photons dans la cavité, $\omega_q = \omega_0 + \chi\langle a^\dagger a \rangle$. La cavité est d'autre part couplée à un circuit via un port d'entrée et un port de sortie dans lequel se propagent des impulsions micro-ondes. La série d'étapes devient

1. **Initialisation** : le qubit est chauffé à l'aide d'une micro-onde résonante intense, qui prépare le système dans un état mixte $1/2(|e\rangle\langle e| + |g\rangle\langle g|)$. Cet état correspond à une température T_1 infinie. La cavité est initialement froide et se trouve dans l'état $|0\rangle$.
2. **Lecture** : Le résonateur est couplé via le port d'entrée à une micro-onde de fréquence ω_g , ce qui permet d'injecter un champ cohérent $|\alpha\rangle$ dans le mode si et seulement si le qubit est dans l'état fondamental. L'état global résultant s'écrit $|e, 0\rangle\langle e, 0| + |g, \alpha\rangle\langle g, \alpha|$.
3. **Extraction de travail du qubit** : Le résonateur est maintenant couplé à une micro-onde de fréquence ω_0 : cette micro-onde qui n'est pas résonante avec le mode ne le peuple pas de photons. Elle se comporte comme un champ classique induisant les oscillations de Rabi du qubit, si celui-ci est initialement dans l'état $|e\rangle$. La durée du pulse correspond à une impulsion π . L'état du système après cette impulsion s'écrit $|g\rangle(|0\rangle\langle 0| + |\alpha\rangle\langle \alpha|)/2$, tandis qu'un photon est émis dans le port de sortie.
4. **Extraction de travail du démon** : La cavité couplée en permanence au circuit supra-conducteur finit par relaxer dans son état fondamental $|0\rangle$ en émettant $|\alpha|^2$.

Les pistes à explorer dans le contexte de cette expérience sont nombreuses. D'une part, comment quantifier le travail émis par l'atome artificiel, et comment détecter un photon supplémentaire émis dans un champ classique qui contient a priori un nombre très grand de photons ? Une solution consisterait à réaliser des impulsions π dans un champ classique contenant peu d'énergie, la classicité étant due à l'aspect propagatif du champ : l'atome n'interagissant jamais avec les mêmes photons, il ne s'intrique pas avec le champ - de même que dans le cas des zones de Ramsey utilisées en interférométrie atomique (26). D'autre part, y-a-t-il un lien quantitatif entre l'information mutuelle entre le démon et le qubit (qui mesure la qualité de lecture du démon) et le travail W extrait ? On peut ainsi montrer (27) que dans le cas d'une lecture avec un champ cohérent α contenant un petit nombre de photons, W évolue comme $1 - |\langle 0|\alpha\rangle|^2$, ie dépend du recouvrement entre les deux états pointeurs du champ dans la cavité. Cette expérience de démon de Maxwell constitue ainsi une variante thermodynamique des expériences de which-path (28), l'amplitude du signal d'interférence étant ici remplacée par l'énergie W . Enfin, quel est le devenir de ces expériences dans le cas de plusieurs qubits ?

Perspectives

La connexion entre la thermodynamique de l'information quantique et les systèmes de l'électrodynamique des circuits n'est qu'à ses débuts et on ne soupçonne probablement pas encore à quel point le champ d'investigation est vaste. Deux directions sont d'ores et déjà envisageables, depuis le point de départ évoqué ci-dessus

- Imaginer différentes réalisations de batteries et de bains, en s'appuyant sur la grande versatilité des circuits supraconducteurs. On pourra ainsi réfléchir sur les différentes manières d'échanger du travail. Les questions ci-dessus ont mis en évidence les limites d'un travail "à la Seth Lloyd" (en particulier, comment quantifier les échanges d'énergie élémentaire avec une source classique ?) Il pourra être intéressant d'introduire dans le système d'autres types d'opérateurs extérieurs (champ magnétique par exemple). D'autre part, on pourra également étudier différents types de bains "colorés", en revisitant le travail déjà réalisé sur l'ingénierie des réservoirs (29). Dans ce contexte, un grand avantage de l'électrodynamique des circuits est que les guides d'onde utilisés sont potentiellement sans pertes, ie permettent d'enregistrer tous les photons émis. Ils constituent donc des bains idéaux disposant d'une infinité de degrés de liberté, mais cependant totalement caractérisables à tout instant.
- Une description du problème à partir de trajectoires Monte-Carlo permettra de connecter la communauté de la physique statistique et des trajectoires stochastiques. En effet, la notion de trajectoire en optique quantique est le pendant naturel des réalisations uniques en thermodynamique quantique. Dans ce contexte, il sera intéressant de mettre en place un formalisme unifié où on définira des grandeurs thermodynamiques telles que travail, chaleur, entropie, à partir des trajectoires quantiques. Un tel travail permettra de dériver naturellement la version quantique des théorèmes de fluctuations (21). On pourra également le lien avec les développements en "single shot thermodynamics" (30–33).

Bibliographie

- [1] A. Auffèves and M. Richard, arXiv : 1305.4252
- [2] C. Elouard, M. Richard and A. Auffèves, "arXiv : 1309.5276
- [3] P. Campagne-Ibarcq, L. Bretheau, E. Flurin, A. Auffèves, F. Mallet, B. Huard, arXiv : 1311.5605
- [4] Landauer, R., "Irreversibility and heat generation in the computing process", IBM J.Res. Develop. **5**, 183-191 (1961).
- [5] J.C. Maxwell. "Theory of heat", Text-books of science. Longmans, Green, (1872).
- [6] L.Z. Szilard, Phys. **53**, 840 (1929), English translation by A. Rapport and M. Knoller, Behavioral Science 9 :301 (1964).
- [7] J. Oppenheim, M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, Phys. Rev. Lett. **89**, 180402(2002).
- [8] W.H. Zurek, Phys. Rev. A **67**, 012320 (2003).
- [9] L. Del Rio, J. Aaberg, R. Renner, O. Dahlsten, V. Vedral, Nature **474**, 61 (2011).
- [10] A. Berut, A. Arakelyan, A. Petrosyan, S. Ciliberto, R. Dillenschneider, E. Lutz, Nature **483**, 187 (2012).
- [11] S. Toyabe et al, Nature Phys. **6**, 988 (2010).
- [12] S. Gigan, H. R. Böhm, M. Paternostro, F. Blaser, G. Langer, J. B. Hertzberg, K. C. Schwab, D. Bäuerle, M. Aspelmeyer, A. Zeilinger, Nature **444**, 67 (2006).
- [13] O. Arcizet, P. F. Cohadon, T. Briant, M. Pinard, and A. Heidmann, Nature **444**, 71 (2006).

- [14] Teufel, J.D., Donner, T., Li, D., Harlow, J.W., Allman, M.S., Cicak, K., Sirois, A.J., Whittaker, J.D., Lehnert, K.W., Simmonds, R.W., **475**, 359 (2011).
- [15] Chan, J., Alegre, T., Safavi-Naeini, A., Hill, J., Krause, A., Groblacher, S., Aspelmeyer, M., Painter, O., *Nature* **478**, 89 (2011).
- [16] O. Arcizet, V. Jacques, A. Siria, P. Poncharal, P. Vincent, and S. Seidelin, *Nature Physics* **7**, 879-883 (2011).
- [17] F. Marquardt, « Quantum Optomechanics », Les Houches Lecture Notes 2011, School on « Quantum Machines ».
- [18] I. Yeo, P.-L. de Assis, A. Gloppe, E. Dupont-Ferrier, P. Verlot, N.S. Malik, E. Dupuy, J. Claudon, J.-M. Gérard, A. Auffèves, G. Nogues, S. Seidelin, J.-Ph. Poizat, O. Arcizet, and M. Richard, arXiv : 1306.4209, accepted in *Nature Nanotechnologies*.
- [19] del Campo, A., Goold, J. and Paternostro, M., arXiv : 1305.3223 (2013).
- [20] Abah, O., Rossnagel, J., Jacob, G., Deffner, S., Schmidt-Kaler, F., Singer, K., Lutz, E., *Phys. Rev. Lett* **109**, 203006 (2012).
- [21] Hekking, F. and Pekola, J., *Phys. Rev. Lett.* **111**, , 093602 (2013).
- [22] Mazzola, L., de Chaira, G., and Paternostro, M., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 230602 (2013).
- [23] Dorner, R., Clark, S.R., Heaney, L., Fazio, R., Goold, J. and Vedral, V., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 230601 (2013).
- [24] S. Lloyd, *Phys. Rev. A* **56**, 3374 (1997).
- [25] K. Marumaya, F. Nori and V. Vedral, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1 (2009).
- [26] J. I. Kim, K. M. Fonseca Romero, A. M. Horiguti, L. Davidovich, M. C. Nemes, and A. F. R. de Toledo Piza, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4737 (1999).
- [27] "Etude théorique d'un démon de Maxwell en circuit-QED", rapport de stage de Gaston Hornecker, unpublished (2013).
- [28] P. Bertet, S. Osnaghi, A. Rauschenbeutel, G. Nogues, A. Auffèves, M. Brune, J. M. Raimond, S. Haroche, *Nature* **411**, 166 (2001).
- [29] J.F. Poyatos, J.I. Cirac, P.Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4728 (1996).
- [30] P. Faist, F. Dupuis, J. Oppenheim, R. Renner, arXiv : 1211.1037.

- [31] M. Horodecki, J. Oppenheim, J., Nat. Comm. **4**, 2059 (2013).
- [32] J. Aberg, Nat. Comm. **4**, 1925 (2013).
- [33] D. Egloff, O.C.O Dahlsten, R. Renner, V. Vedral, arXiv : 1207.0434

Conclusion

Fin de l'exercice - et résumé des épisodes précédents. Les résultats rapportés dans ce manuscrit décrivent différents avatars de l'optique quantique, quand elle se réalise dans des systèmes issus des nano-technologies. On a vu comment les résultats les plus simples et les plus canoniques (émission spontanée, émission stimulée) pouvaient être profondément modifiés, pour peu que l'on modifie la nature de l'atome ou du champ électromagnétique. Dans les deux cas, il a fallu prendre en compte l'existence d'un environnement. Environnement natif des atomes artificiels, dû à la présence irréductible d'une matrice solide. Environnement que devient le champ électromagnétique lui-même, s'il comporte une infinité de degrés de liberté comme c'est le cas dans un guide d'onde. La notion d'environnement, historiquement associée à la décohérence, a longtemps été connotée négativement. Depuis quelques années, se développe un point de vue alternatif visant à prendre en compte l'environnement et se donner les moyens d'en tirer parti. Cette volonté de transformer le plomb en or trouve une illustration au chapitre 2 du présent manuscrit, où la décohérence subie par l'atome artificiel devient une ressource à la base d'une génération nouvelle de sources de photons uniques, et ouvre des perspectives pour le développement de composants pour l'information quantique à température ambiante.

D'autre part, depuis le développement des trajectoires quantiques, l'environnement a également été assimilé à un appareil de mesure observant continûment les systèmes quantiques. Les circuits et guides d'onde étudiés au chapitre 3 dans le contexte des atomes 1D constituent des modèles idéaux de tels environnements, pour lesquels aucune énergie, aucune information ne sont perdues. Accéder explicitement aux observables dans ces environnements-modèles (quadratures du champ électrique, comptage de photons) ouvre un chapitre nouveau de l'optique quantique. En particulier, une perspective originale sur la mesure quantique est offerte par la capacité d'observer les trajectoires quantiques de l'atome, d'intriquer un système microscopique avec l'environnement 1D, et d'observer "in situ" la génération de chats de Schrödinger et leur décohérence, ou encore de caractériser les mesures faibles effectuées par de tels environnements.

La notion d'environnement désigne un système comportant une infinité de de-

grés de liberté - elle est synonyme de réservoir, ou encore de bain. C'est une notion partagée avec la thermodynamique, dont l'application aux systèmes quantiques a été abordée dans la seconde partie de ce manuscrit. Transformer la chaleur en travail, i.e. extraire de l'énergie utile d'un bain incohérent, apparaît ainsi un axe commun aux travaux présentés ici. De façon générale, on a vu que les acteurs d'une expérience d'optique quantique peuvent fructueusement tenir les rôles d'une expérience de thermodynamique, l'atome-qubit devenant le petit système, l'environnement le bain thermique, et tout système couplé à l'atome et susceptible de faire varier son énergie interne au cours du temps pouvant être assimilé à une batterie. Revisiter l'optique quantique à l'aide des concepts de la thermodynamique constitue un contrepoint revigorant à l'information quantique. Si elle partage avec cette dernière le caractère "resource theory", elle ouvre également un accès vers des questions fondamentales, liées à la flèche du temps et à la nature de l'irréversibilité : l'irréversibilité est elle vraiment irréversible ou dépend elle, comme la décohérence, de l'environnement, ou de l'observateur - l'irréversibilité ne serait elle finalement qu'une intrication qui s'ignore ? Y a t il un lien quantitatif entre décohérence et irréversibilité ? Est elle une nouvelle manière d'explorer la frontière classique quantique ? Peut on la quantifier à partir de phénomènes d'optique quantique, telle qu'une intensité ou une couleur de photons ? Dans ce contexte, la capacité à décrire et contrôler des environnements tels que ceux des atomes 1D est essentielle. Elle sera notamment à la base d'un travail d'interprétation et de relecture des trajectoires quantiques avec des outils thermodynamiques : le chantier est ouvert, à mi-chemin entre la physique statistique et l'optique quantique.