

Préparation d'un état de chat dans une architecture de l'électrodynamique quantique en circuit

par

Amélie Lacroix

Mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès science (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 16 juin 2023

Le 19 mai 2023

le jury a accepté le mémoire de Mme. Amélie Lacroix dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Michel Pioro-Ladrière
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur Eva Dupont-Ferrier
Présidente rapporteuse
Département de physique

Professeur Mathieu Juan
Membre interne
Département de physique

À maman,

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon superviseur de mémoire, Michel Pioro-Ladrière, pour son accueil dans le groupe, sa formation et son soutien indéfectible tout au long de ce travail. Ta disponibilité et tes conseils ont été essentiels pour la réussite de ce projet. Je te remercie aussi pour les "pep talks" dans les moments où j'en avais besoin. Je tiens également à remercier tous les membres du groupe pour leur contribution de loin ou de près à la réussite de ce mémoire et pour les bons moments partagés ensemble. Je suis très heureuse d'avoir fait partie de cette équipe et d'avoir pu partager de nombreux rires, pauses de Spikeball, moments de confusion au tableau du bureau et pauses café.

Je remercie également l'équipe de Nord Quantique pour leur collaboration sur ce projet et leur accueil chaleureux. Un merci à Julien Camyrand-Lemyre pour m'avoir accepté sur ce projet. Un merci particulier à Dany Lachance-Quirion pour m'avoir initié en laboratoire et transmis les bonnes pratiques de l'expérimentateur, ainsi que pour ton aide lors de moments de panique au laboratoire et tes conseils précieux. Je suis également très reconnaissante envers Jean-Olivier Simoneau pour nos belles discussions entre deux expériences et ton aide précieuse.

Je ne pourrais écrire ces remerciements sans dédier un paragraphe à Sara Turcotte, avec qui j'ai eu la chance de travailler sur ce projet. Tu as été une mentore exceptionnelle et cela a été un privilège de pouvoir te côtoyer au quotidien, de partager nos rires, nos questionnements et nos "bugs" d'expérience. Tu m'a aidé à devenir une meilleure scientifique. Je te remercie pour ta confiance en moi, ton écoute dans les moments de réflexion et ton encouragement dans les moments où je doutais de moi.

Enfin, je tiens à remercier ma famille et mes ami.e.s pour leur soutien indéfectible tout au long de ces deux années. Je sais que je n'aurais pas pu accomplir cela sans votre amour et votre soutien constant. Un merci spécial à Mathieu pour avoir illuminé chaque journée de mon parcours et de m'avoir accompagné dans les bons comme dans les mauvais moments. Vous êtes tous et toutes très précieux.ses à mes yeux et je suis infiniment reconnaissante pour votre soutien.

Table des matières

Sommaire	1
Introduction	3
1 Concepts élémentaires de l'électrodynamique quantique en circuit	6
1.1 Cavity électromagnétique	7
1.1.1 État cohérent	8
1.1.2 État de chat	11
1.2 Le transmon	15
1.2.1 Jonction Josephson	16
1.2.2 Boîte à paires de Cooper	17
1.2.3 Régime transmon	18
1.3 Électrodynamique quantique en circuit	21
1.3.1 Hamiltonien d'une cavité couplée avec un transmon	21
1.3.2 Régime dispersif	22
2 Protocole d'encodage d'un état de chat dans un oscillateur harmonique	26
2.1 Opérations pour le qubit et la cavité	27
2.1.1 Rotation sur le qubit	27
2.1.2 Déplacement de la cavité	29
2.1.3 Rotation sur la cavité conditionnelle à l'état du qubit	30
2.2 Protocole qcMAP	31
2.3 Tomographie de Wigner	35
3 Aspects expérimentaux	39
3.1 Choix de la géométrie du dispositif	40
3.1.1 Régime d'opération du dispositif	43
3.2 Montage expérimental	46
3.2.1 Génération de pulses à température pièce	46
3.2.2 Traitement de signal	47
3.2.3 Système cryogénique	48
3.3 Caractérisation du dispositif	52

3.3.1	Caractérisation du résonateur	52
3.3.2	Caractérisation du qubit	54
3.3.3	Caractérisation de la cavité	62
3.3.4	Caractérisation du système couplé	65
4	Réalisation de l'encodage d'un état de chat dans une cavité	71
4.1	Implémentation du protocole qcMAP	72
4.2	Réalisation d'états de chats de phases différentes	74
4.3	Réalisation d'états de chats de tailles différentes	76
	Conclusion	82
A	Liste détaillée des composantes du montage expérimental	84
	Bibliographie	88

Liste des figures

1.1	État cohérent	9
1.2	Fonction de Wigner d'un état de chat pair et impair	13
1.3	Distribution de photons dans les états de chats pairs et impairs	14
1.4	Circuit d'une jonction Josephson et d'une boîte à paires de Cooper	16
1.5	Potentiel anharmonique du transmon	19
1.6	Évolution d'un état cohérent sous l'action de l'effet Kerr de la cavité	23
1.7	Spectre de la cavité et du qubit en régime dispersif fort	25
2.1	Portes sur le qubit et la cavité et leur effet dans l'espace des phases	31
2.2	Protocole qcMAP étape par étape	32
2.3	Protocole de tomographie de Wigner	36
3.1	Dispositif ayant permis la création d'états de chats à l'aide du protocole qcMAP dans la littérature	41
3.2	Schéma du dispositif	42
3.3	Photo du dispositif	43
3.4	Simulation du couplage dispersif en fonction de l'insertion du transmon dans la cavité	45
3.5	Circuit de modulation pour les pulses de contrôle	50
3.6	Montage expérimental permettant la caractérisation du système ainsi que l'implémentation du protocole qcMAP	51
3.7	Transmission et différence de phase du résonateur de lecture	52
3.8	Dérivée de la phase du coefficient de réflexion du résonateur de lecture	53
3.9	Spectroscopie du qubit	56
3.10	Calibration d'un pulse de contrôle sur le qubit ancillaire	57
3.11	Signal de contrôle du qubit ancillaire avec la modulation DRAG	58
3.12	Mesure du coefficient DRAG	59
3.13	Mesure du coefficient DRAG	60
3.14	Caractérisation du temps de relaxation et de décohérence du qubit	61
3.15	Spectroscopie de la cavité	64
3.16	Mesure du temps de vie de la cavité	65
3.17	Caractérisation du couplage dispersif entre la cavité et le qubit	66

3.18	Mesure expérimentale de la fonction de Wigner du vide	68
3.19	Affaissement de l'amplitude de la fonction de Wigner du vide	69
4.1	Protocole qcMAP étape par étape	73
4.2	États de chats ayant une différence de phase entre eux	75
4.3	Tomographie de Wigner pour différentes tailles d'état de chat impair	79
4.4	Fidélité des états de chats en fonction de leur taille	80
A.1	Montage expérimental	85

Sommaire

Les travaux présentés dans ce mémoire portent sur l'élaboration d'une plateforme expérimentale permettant la création d'états de chats qui sont des candidats prometteurs pour l'implémentation de codes de correction d'erreurs. Ces états ont été créés dans une architecture d'électrodynamique quantique en circuit dans laquelle un qubit ancillaire permet le contrôle et la manipulation de l'état de chat encodé dans un oscillateur harmonique.

Dans cette architecture, les photons micro-ondes d'une cavité de haute qualité interagissent avec un qubit supraconducteur de type transmon en régime dispersif permettant l'encodage de tels états. Pour opérer ce dispositif, un montage expérimental permettant le contrôle du qubit ancillaire et de la cavité ainsi que la lecture dispersive du qubit a été mis en œuvre. Les états de chats sont encodés à l'aide du protocole qcMAP, un protocole tiré de la littérature. Pour y parvenir, différentes techniques de caractérisation ont été utilisées permettant d'extraire les propriétés pertinentes à l'opération du dispositif et l'implémentation de ce protocole.

La tomographie de l'état à chaque étape du protocole permet de confirmer qu'il est possible d'implémenter des états de chats avec la méthode expérimentale présentée. Cela démontre aussi qu'il est possible d'effectuer les portes permettant le contrôle de la cavité et du qubit ancillaire. Le contrôle de la phase de l'état de chat confirme qu'il est possible de faire du contrôle cohérent, ce qui ouvre la porte à la création d'états plus complexes. Puis finalement, une modification de la taille de l'état de chat permet d'en apprendre davantage sur les mécanismes venant affecter la fidélité. La fidélité maximale de l'état de chat $F = 0.85$ est principalement limitée par la décohérence du qubit ancillaire utilisé pour l'encodage de l'état. Finalement, ces travaux ont permis d'ouvrir la porte sur l'implémentation expérimentale de codes

bosoniques à l'Université de Sherbrooke et à l'Institut Quantique.

Mots clés : Code bosonique, état de chat, électrodynamique quantique en circuit, qubit supraconducteur, régime dispersif.

Introduction

L'ordinateur quantique promet de résoudre des problèmes complexes surpassant les capacités de l'ordinateur conventionnel [1–3]. En effet, il tire un avantage de concepts propres à la mécanique quantique tels que l'intrication et la superposition afin d'emmagasiner, de transmettre et de traiter l'information de manière plus efficace. Par contre, cette information est fragile et peut facilement être détruite par le couplage inévitable du système avec l'environnement. Cela nuit donc à la précision des opérations sur son unité de base d'information, le qubit. Par chance, l'implémentation de la correction d'erreur quantique [4], permettant d'identifier et de corriger les erreurs sur les qubits, ouvre la voie à l'obtention de processeurs quantiques robustes aux erreurs. Une implémentation à large échelle efficace demeure cependant l'un des défis expérimentaux les plus importants du domaine.

Un bon nombre de codes de correction d'erreurs [5] sont en cours de développement. Cependant, le meilleur code de correction d'erreur reste encore incertain. Dans l'approche traditionnelle pour la correction d'erreur, l'information est encodée dans un qubit dit «logique» à l'aide de plusieurs qubits physiques, appelée codes multi qubits [6,7]. À ce jour, le code de surface [8,9] est l'un des codes multi qubits les plus prometteurs pour l'échelonnabilité d'un ordinateur quantique tolérant aux erreurs. Selon un rapport confidentiel [10] rédigé par des experts du domaine, un réseau de 10,000 qubits physiques serait nécessaire pour encoder un seul qubit logique avec ce code. Ainsi, une opération utilisant des milliers de qubits logiques requerrait le contrôle de millions de qubits physiques, ce qui représente une tâche monumentale.

Les codes bosoniques [11] sont une alternative prometteuse qui consiste à remplacer le registre multi qubits par un mode d'un oscillateur harmonique. Dans cette

approche, un seul ou quelque peu de qubits physiques¹ sont nécessaires pour créer un qubit logique. Cela vient donc réduire considérablement les sources d'erreurs introduites par l'utilisation de plusieurs qubits physiques ainsi que le matériel requis pour le contrôle de chaque composante. La correction d'erreur a été démontrée expérimentalement dans différents codes bosoniques, tels que le code de chat [12,13] en 2016 et en 2021, le code binomial [14] en 2019 et finalement le code GKP [15] en 2020.

Dans l'optique de contribuer à l'avancement de ce domaine en plein essor, une plateforme expérimentale servant à étudier les codes bosoniques doit être implémentée dans les laboratoires de l'Université de Sherbrooke. L'objectif principal de ce mémoire est de bâtir le montage expérimental et de confirmer qu'il est possible de créer des états bosoniques avec celui-ci. Afin d'y parvenir, la création d'un état de chat avec le protocole qcMAP [16,17], une expérience de 2013, est reproduite dans une cavité micro-ondes à l'aide d'un qubit supraconducteur. Cette expérience a été choisie puisque les états de chats sont des états quantiques simples à créer en comparaison avec les autres états bosoniques. Également, le protocole qcMAP permettant l'obtention des états de chats est intuitif. De plus, afin d'optimiser cet état, les mécanismes venant affecter la qualité de l'état (fidélité) créés sont également étudiés. La mise en place de cette plateforme expérimentale est possible grâce à une collaboration avec Nord Quantique.

Tout d'abord, il est nécessaire de comprendre les bases théoriques de l'électrodynamique quantique en circuit - décrivant l'interaction entre des photons micro-ondes et des circuits supraconducteurs - qui seront explicitées au **chapitre 1**. En passant par une description théorique de la cavité modélisée par un oscillateur harmonique et celle du qubit supraconducteur, il sera possible de décrire l'interaction entre ces deux systèmes ainsi que le régime d'opération.

Ayant compris la théorie décrivant la cavité et le qubit, les opérations de bases pour contrôler le système seront explicitées au **chapitre 2**. À ce stade, tous les outils théoriques auront été vus afin de comprendre la séquence d'opérations permettant de créer un état de chat avec le protocole qcMAP ainsi que la tomographie permettant de voir et de caractériser l'état.

1. Pour la suite, le qubit physique utilisé pour encoder de l'information dans la cavité sera appelé qubit ancillaire, ou afin d'alléger l'écriture simplement qubit.

Les aspects expérimentaux seront ensuite abordés au **chapitre 3** en commençant par une description du dispositif et du mode d'opération, suivis d'une description du montage expérimental. La majorité de ce chapitre sera centrée sur la caractérisation du dispositif permettant d'extraire les paramètres nécessaires à l'implémentation du protocole qcMAP.

Enfin, les résultats de l'implémentation du protocole qcMAP seront présentés au **chapitre 4** comprenant la tomographie étape par étape du protocole. Il sera également montré expérimentalement qu'un changement de phase du premier pulse du protocole permet de modifier la phase de l'état de chat. Et puis, la fidélité en fonction de la taille du chat sera également étudiée résultant en une fidélité maximale de $F = 0.85$ pour la taille optimale.

L'impact des travaux présentés ici a permis d'ouvrir la voie à la recherche sur les codes bosoniques expérimentaux à l'Institut Quantique de l'Université de Sherbrooke. Ils ont également permis d'en apprendre davantage sur les mécanismes présents dans les systèmes de l'électrodynamique quantique, mais aussi sur les mécanismes affectant la fidélité des états encodés.

Chapitre 1

Concepts élémentaires de l'électrodynamique quantique en circuit

Dans ce mémoire, l'interaction entre une cavité supraconductrice et un qubit supraconducteur est étudiée. Cette interaction permet entre autres l'encodage et la lecture d'états photoniques de la cavité, tels que les états de chats. Le couplage entre le mode de la cavité et le qubit supraconducteur est décrit par l'électrodynamique quantique en circuit [18]. La première section abordera l'oscillateur quantique LC qui représente le mode de la cavité tridimensionnelle. L'origine et les propriétés des états cohérents seront ensuite discutées. La deuxième section portera sur le qubit ancillaire de type supraconducteur (transmon), qui permet d'apporter la non-linéarité au système et qui est nécessaire pour l'encodage d'information dans l'oscillateur harmonique. Finalement, la dernière section portera sur l'interaction entre ces deux systèmes opérés en régime dispersif. Ce sont les propriétés du système dans ce régime qui permettront ensuite l'encodage d'un état de chat dans l'oscillateur à l'aide du qubit ancillaire, qui sera discuté au chapitre suivant.

1.1 Cavité électromagnétique

Rappelons qu'un circuit LC se comporte comme un oscillateur harmonique, où L correspond à l'inductance et C à la capacité. L'inductance emmagasine l'énergie du système dans son champ magnétique, qui dépend du courant passant à travers celle-ci, et le condensateur emmagasine l'énergie dans son champ électrique, dépendamment de la différence de potentielle électrique. La charge va et vient sur les plaques du condensateur et l'inductance, créant un comportement similaire à un oscillateur harmonique mécanique avec une masse et un ressort. Ainsi, le circuit est représenté par le flux de l'inductance Φ , qui est l'analogie de la position d'une masse pour l'oscillateur mécanique et la charge Q sur le condensateur est analogue à la quantité de mouvement de la masse. L'énergie totale du circuit [18]

$$\hat{H} = \frac{\hat{Q}^2}{2C} + \frac{\hat{\Phi}^2}{2L} \quad (1.1)$$

est donnée par la somme de l'énergie de charge représentant l'énergie cinétique et l'énergie inductive représentant l'énergie potentielle. En introduisant les opérateurs de création \hat{a}^\dagger et d'annihilation \hat{a} respectant la relation de commutation $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$, il est possible d'écrire l'opérateur de charge et l'opérateur de flux tels que

$$\hat{Q} = i\sqrt{\frac{\hbar}{2Z}}(\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \quad \text{et} \quad \hat{\Phi} = \sqrt{\frac{\hbar Z}{2}}(\hat{a}^\dagger + \hat{a}), \quad (1.2)$$

où $Z = \sqrt{L/C}$ est l'impédance du circuit. Les opérateurs respectent la relation de commutation $[\hat{\Phi}, \hat{Q}] = i\hbar$. Ainsi, l'hamiltonien d'un oscillateur harmonique quantique [19] à une dimension est donné par

$$\boxed{\hat{H} = \hbar\omega_c \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right)}, \quad (1.3)$$

où $\omega_c = \sqrt{1/LC}$. Cet hamiltonien représente également un mode de fréquence ω_c du champ électromagnétique d'une cavité micro-ondes. Le troisième terme de l'équation représente les fluctuations du vide. Puisque ce terme est constant, il ne vient pas affecter la dynamique du système et n'est plus considéré par la suite.

Les états propres de cet hamiltonien sont les états de nombre de photons, ou communément appelés les états de Fock $|n\rangle$ tels que $\hat{H}|n\rangle = n\hbar\omega_c|n\rangle$, où $n = 0, 1, 2, \dots$. Cette base complète permet d'écrire n'importe quel état de la cavité comme une combinaison linéaire de $|n\rangle$. L'action de l'opérateur de création $\hat{a}^\dagger = \sqrt{\frac{1}{2\hbar Z_0}}(\hat{\Phi} - iZ_0\hat{Q})$ est de créer une excitation du champ électromagnétique de fréquence ω_c (un photon), tandis que l'opérateur d'annihilation \hat{a} d'en détruire un tel que

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle \quad \text{et} \quad \hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle. \quad (1.4)$$

La valeur propre de l'opérateur nombre de photons $\hat{n} = \hat{a}^\dagger\hat{a}$ est simplement le nombre de photons dans cet état tel que

$$\hat{n}|n\rangle = n|n\rangle. \quad (1.5)$$

Puisque cet opérateur et l'hamiltonien sont hermitiens, les valeurs propres sont réelles et les états de Fock $|n\rangle$ sont orthogonaux.

Un opérateur qui sera important par la suite correspond à l'opérateur de parité. Cet opérateur est défini tel que $\hat{P} = e^{i\pi\hat{a}^\dagger\hat{a}}$ et agit sur la base de Fock tel que $\hat{P}|n\rangle = (-1)^n|n\rangle$. Les valeurs propres sont ± 1 dépendamment de si le nombre de photons est pair ou impair dans le mode électrodynamique de la cavité.

1.1.1 État cohérent

Les états cohérents $|\alpha\rangle$ sont définis comme étant états propres de l'opérateur d'annihilation tel que $\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$. Puisque \hat{a} est un opérateur non-hermitien, l'équation peut se réécrire tel que $\langle\alpha|\hat{a}^\dagger = \alpha^*\langle\alpha|$. Le nombre α correspond donc à n'importe quel nombre complexe $\alpha = |\alpha|e^{i\phi}$ de phase ϕ , qui représente l'amplitude complexe d'une onde électromagnétique. Dans la base de Fock, un état cohérent s'écrit tel que [19]

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n|n\rangle = e^{\frac{-|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle, \quad (1.6)$$

où le préfacteur exponentiel est un terme de normalisation permettant $\langle\alpha|\alpha\rangle = 1$. L'équation illustre qu'un état cohérent correspond à la somme des différents états

de Fock, chacun contribuant avec un certain poids c_n . La distribution de probabilité de photons dans un état cohérent $|\alpha\rangle$, ou encore la probabilité de détecter n photons dans l'état cohérent, est décrite par une distribution de Poisson [19] définie telle que

$$p_\alpha(n) = |\langle n|\alpha\rangle|^2 = e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!}. \quad (1.7)$$

Peu importe la phase d'un état cohérent, c'est seulement l'amplitude qui détermine la distribution de photons de cet état. Le nombre moyen de photons pour cet état peut être simplement calculé en prenant la valeur moyenne du nombre de photons dans celui-ci tel que $\bar{n} = \langle \alpha | \hat{a}^\dagger \hat{a} | \alpha \rangle = |\alpha|^2$. En guise d'exemple, la figure 1.1 (b) illustre la distribution de photons dans l'état cohérent $|2e^{i\pi/4}\rangle$ de nombre moyen de photons $\bar{n} = 4$.

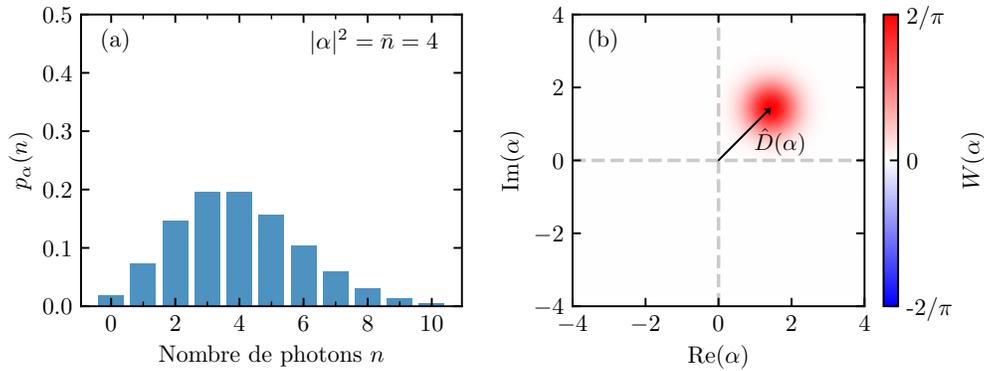


FIGURE 1.1 – **État cohérent.** (a) La distribution de probabilité de photons dans l'état cohérent $|\alpha = 2e^{i\pi/4}\rangle$ correspond à une distribution de Poisson ayant un nombre moyen de photons $\bar{n} = 4$. (b) La fonction de Wigner $W(\alpha)$ de cet état cohérent correspond à une fonction gaussienne d'amplitude maximale $2/\pi$. Il est possible de générer n'importe quel état cohérent $\alpha = |\alpha|e^{i\phi}$ à partir du vide $|0\rangle$ en appliquant l'opérateur de déplacement $\hat{D}(\alpha)$.

Une façon de représenter dans l'espace des phases l'information contenue dans la matrice de densité d'un état quantique est par sa fonction de Wigner [19]. La fonction de Wigner est une distribution de quasi-probabilité décrivant n'importe quel état du champ électromagnétique de la cavité. Plus de détails sur cette fonction ainsi que le protocole permettant en laboratoire de faire la tomographie de l'état seront présentés à la section 2.3. Pour l'instant, il est seulement essentiel de réaliser que la

fonction de Wigner d'un état cohérent correspond à une fonction gaussienne [19] définit telle que

$$W^{|\beta\rangle\langle\beta|}(\alpha) = \frac{2}{\pi} e^{-2|\beta-\alpha|^2}, \quad (1.8)$$

ayant une valeur maximale de $2/\pi$, étant centré en β et ayant une largeur de $1/\sqrt{2}$. La fonction de Wigner est normalisée $\int d^2\alpha W(\alpha) = 1$ et bornée $-\frac{2}{\pi} \leq W(\alpha) \leq \frac{2}{\pi}$. À titre d'exemple est illustrée à la figure 1.1 (b) la fonction de Wigner d'un état cohérent d'amplitude $\alpha = 2e^{i\pi/4}$. Il est à noter que cette fonction est positive pour un état cohérent et que la largeur est fixe, peu importe la valeur de β . Expérimentalement, la présence d'une population thermique n_{th} affaisse la fonction gaussienne telle que

$$W^{\rho_{\text{th}}}(\alpha) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{2n_{\text{th}} + 1} e^{-2|\alpha|^2/(2n_{\text{th}}+1)}, \quad (1.9)$$

résultant en une largeur désormais réduite à $\sqrt{n_{\text{th}} + 1/2}$ et en une valeur de maxima réduite à $1/\pi(n_{\text{th}} + 1/2)$.

Comme mentionné précédemment, les états cohérents peuvent s'exprimer dans la base de Fock. Or, il est intuitif de les exprimer à l'aide de l'opérateur de déplacement dans l'espace des phases. L'opérateur de déplacement

$$\hat{D}(\alpha) = e^{\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a}} = e^{-|\alpha|^2/2} e^{\alpha\hat{a}^\dagger} e^{-\alpha^*\hat{a}} \quad (1.10)$$

prend tout son sens dans l'espace des phases, puisqu'appliqué sur l'état vide $|0\rangle$, il permet de générer n'importe quel état cohérent tel que

$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha) |0\rangle, \quad \hat{D}(\alpha) |\beta\rangle = e^{(\alpha\beta^* - \alpha^*\beta)/2} |\alpha + \beta\rangle. \quad (1.11)$$

Ainsi, un déplacement d'amplitude α sur un état $|\beta\rangle$ résulte en un état cohérent d'amplitude $\alpha + \beta$. Expérimentalement, l'amplitude et la phase du déplacement sont contrôlées par l'amplitude et la phase d'un pulse, ce qui sera présenté à la section 2.1.

Pour ce qui est de l'évolution temporelle d'un état cohérent, elle correspond à une rotation dans l'espace des phases autour de l'origine à une fréquence ω_c , tout en

conservant son amplitude de $|\alpha_0|$ tel que

$$|\alpha(t)\rangle = e^{\frac{-i\hat{H}t}{\hbar}} |\alpha_0\rangle = |\alpha_0 e^{-i\omega_c t}\rangle . \quad (1.12)$$

Par conséquent, dans le cas où aucune relaxation n'est induite par le système sur l'état, la distribution de probabilité 1.1 (b) reste constante. Évidemment, dans un référentiel tournant à ω_c l'état est stationnaire.

Contrairement aux états de Fock, pour les états cohérents la norme du produit scalaire est non nulle

$$|\langle\alpha|\beta\rangle|^2 = e^{-|\alpha-\beta|^2}, \quad (1.13)$$

et donc ces états ne sont pas orthogonaux. Par contre, ils le sont approximativement lorsque $|\alpha-\beta| \gg 1$. Par exemple, pour $\alpha = -\beta = 2$, la norme correspond à $\sim 1 \times 10^{-7}$. Puisque la condition d'orthogonalité doit être respectée pour utiliser les états de chats comme base logique pour la correction d'erreur [11], les chats de très petites tailles ne sont pas d'intérêt.

1.1.2 État de chat

Un état de chat est défini comme étant une superposition de deux états cohérents d'amplitude amplitudes complexes (β_1, β_2) [19] tel que

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} (|\beta_1\rangle + e^{i\phi} |\beta_2\rangle), \quad (1.14)$$

où $N = 2(1 + e^{-\frac{1}{2}(|\beta_1|^2 + |\beta_2|^2) + \beta_1^* \beta_2 \cos(\phi)})$ est la constante de normalisation. Cet état se simplifie lorsque les deux états cohérents ont la même amplitude, mais sont de phases opposées telles que $\beta_1 = -\beta_2 = \beta$. En particulier, une phase de $\phi = 0$ est associée à l'état de chat pair $|\psi^+\rangle$, et $\phi = \pi$ est associée à l'état de chat impair $|\psi^-\rangle$. L'équation 1.14 se réécrit telle que

$$|\psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_\pm}} (|\beta\rangle \pm |-\beta\rangle), \quad (1.15)$$

avec $N_\pm = 2(1 \pm e^{-2|\beta|^2})$. Lorsque $|\beta| \gg 1$, le chevauchement entre les deux états cohérents est très faible, ce qui permet d'approximer la constante de normalisation

à $N_{\pm} \approx 2$ résultant en l'état

$$\boxed{|\psi^{\pm}\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (|\beta\rangle \pm |-\beta\rangle)}. \quad (1.16)$$

Il est à noter pour la suite que la taille d'un état de chat sera définie comme l'amplitude entre l'origine et le centre d'un des états cohérents (β). La matrice de densité d'un état de chat s'exprime telle que

$$\rho_{\text{chat}}^{\pm} \approx \frac{1}{2} \{ |\beta\rangle\langle\beta| + |-\beta\rangle\langle-\beta| \pm (|\beta\rangle\langle-\beta| + |-\beta\rangle\langle\beta|) \}, \quad (1.17)$$

où les deux derniers termes décrivent la cohérence, étant les éléments non diagonaux de la matrice de densité. Ces termes correspondent à l'interférence entre les deux fonctions d'ondes associées à chaque état cohérent. En laboratoire, l'information directement accessible provient de la fonction de Wigner et non de la matrice densité. Par contre, cette information est équivalente [19]. Il est donc important de comprendre les différents aspects de la fonction de Wigner d'un état de chat. La fonction de Wigner pour les états de chats pairs et impairs s'exprime telle que

$$W_{\text{chat}}^{\pm}(\alpha) = \frac{1}{\pi} \left\{ e^{-2|\alpha-\beta|^2} + e^{-2|\alpha+\beta|^2} \pm 2e^{-|\alpha|^2} \cos[4\beta\text{Im}(\alpha)] \right\}. \quad (1.18)$$

Les deux premiers termes de l'équation correspondent aux deux états cohérents de phase opposée, représentés par des fonctions gaussiennes, centrées respectivement en $\alpha = \beta$ et $\alpha = -\beta$. Contrairement à la fonction de Wigner d'un seul état cohérent, l'amplitude au centre des états cohérents formant l'état de chat n'est désormais plus maximale, mais correspond à la moitié de cette valeur. C'est ce qu'il est possible de voir à la figure 1.2, où la fonction de Wigner des états de chats $|\psi^{\pm}\rangle$ de taille 2 est illustrée.

Le dernier terme de l'équation 1.18 représente la cohérence de l'état et s'exprime par des franges d'interférence centrées en $\alpha = 0$ entre les deux états cohérents comme illustrés à la figure 1.2. La parité des états est imprégnée sur le motif d'interférence, résultant en une frange d'amplitude maximale (minimale) pour l'état pair (impair). Le nombre moyen de photons correspond à $\bar{n}_{\text{chat}}^{\pm} = \langle \psi^{\pm} | \hat{a}^{\dagger} \hat{a} | \psi^{\pm} \rangle = |\beta|^2 \frac{1 \mp e^{-2|\beta|^2}}{1 \pm e^{-2|\beta|^2}}$. En

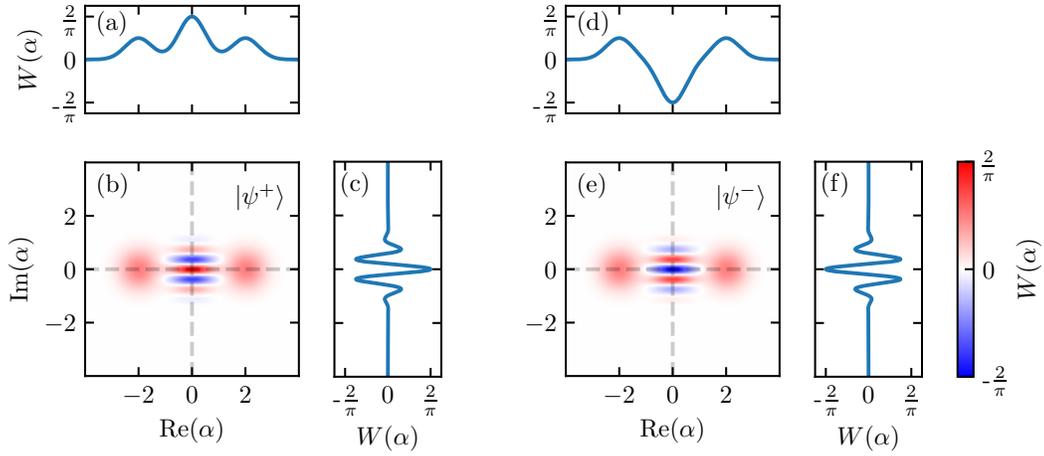


FIGURE 1.2 – **Fonction de Wigner d’un état de chat pair et impair.** (b) État de chat pair $|\psi^+\rangle$ de taille 2 pour lequel la frange centrale (c) est d’amplitude maximale à $2/\pi$ et l’amplitude des états cohérents (a) correspond à $1/\pi$. (e) État de chat impair $|\psi^-\rangle$ de taille 2 pour lequel la frange centrale (f) est d’amplitude minimale à $-2/\pi$ et pour lequel l’amplitude des états cohérents (d) correspond à $1/\pi$. La seule différence entre les deux états de chats est une différence de phase de π entre leurs franges.

effet, il est intéressant de réaliser que la distribution de photons

$$p_{\text{chat}}^{\pm}(n) = |\langle n|\psi^{\pm}\rangle|^2 = e^{-|\beta|^2} \frac{|\beta|^{2n}}{n!} (1 \pm (-1)^n)^2 \quad (1.19)$$

associée à ces deux états est composée de seulement le nombre de photons pairs ou impairs (d’où leur nom), tel qu’illustrée à la figure 1.3. Cette particularité n’est pas présente dans les combinaisons d’états statistiques de $|\beta\rangle$ et $|\beta\rangle$, ce qui fait des états définis en 1.15 des états d’intérêt. En effet, ce sont des états propres de l’opérateur parité, tel que $\hat{P}|\psi^{\pm}\rangle = \pm|\psi^{\pm}\rangle$. Cette propriété est exploitée pour la correction d’erreur [12]. En effet, la perte d’un photon d’un état de chat a pour effet de modifier la parité telle que $\hat{a}|\psi^{\pm}\rangle = \beta|\psi^{\mp}\rangle$. En mesurant la parité, il est donc possible de détecter s’il y a une erreur ou non, sans détruire l’information.¹

1. Pour plus d’information sur la correction d’erreur des codes bosoniques, veuillez consulter la référence [11]. Celle-ci fait une revue de littérature permettant d’avoir une vue d’ensemble sur les codes bosoniques en circuit supraconducteur. Il y a également plus d’information sur le code de chat, mais aussi le code binomial et le code GKP

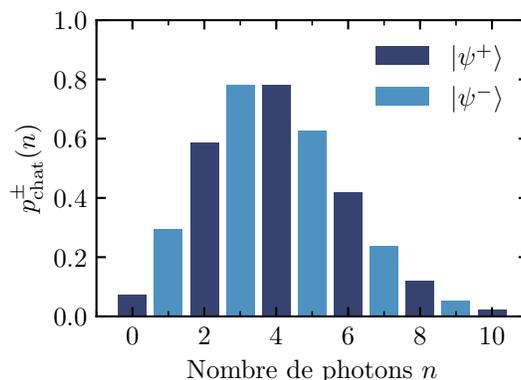


FIGURE 1.3 – **Distribution de photons dans les états de chats pairs et impairs.** Les distributions illustrées sont pour une taille de chat de 2, ayant un nombre moyen de photons de $\bar{n} \approx 4$. L'état de chat pair (impair) est constitué seulement d'un nombre de photons pair (impair).

Dans cette section, le mode électromagnétique de la cavité représentée par un oscillateur harmonique quantique a été abordé ainsi que les états pouvant exister dans ce mode. En effet, une description des états cohérents a permis d'introduire les états de chats ainsi que leurs propriétés, qui sont les états d'intérêt dans les travaux présentés. Rappelons que ces états sont encodés dans le mode de la cavité à l'aide d'un qubit ancillaire, appelé le transmon, qui sera décrit à la prochaine section. L'étude individuelle de ces deux systèmes permet ensuite l'étude de leur interaction dispersive. Cette interaction est nécessaire pour l'encodage d'un état de chat dans la cavité avec le protocole qcMAP.

1.2 Le transmon

Dans l'approche des codes bosoniques, un qubit dit « ancillaire » est nécessaire pour encoder l'information dans l'oscillateur harmonique. Plusieurs types de qubits existent basés sur des systèmes microscopiques tels que des électrons [20] et des atomes [21]. À l'opposé, les qubits supraconducteurs [22] sont des systèmes macroscopiques basés sur des composantes électriques. Ces derniers sont des candidats intéressants puisque les circuits peuvent être fabriqués et conçus en utilisant les techniques de l'électronique conventionnelle, mais aussi puisque la conception de ces dispositifs permet d'avoir le contrôle sur les paramètres du qubit. Dans les travaux présentés, c'est un qubit supraconducteur de type transmon qui est utilisé comme qubit ancillaire.

En 1962, Josephson [23] observa un changement de phase entre deux matériaux supraconducteurs séparés par un isolant, communément appelé une jonction Josephson. La non-linéarité de la jonction Josephson est l'élément clef pour la construction de qubits supraconducteurs. En 1988, des expériences effectuées par Clarke et *al.* [24] démontrent que la jonction Josephson a un comportement quantique, et que la différence de phase entre les deux supraconducteurs est une variable quantique. En 1999, Nakamura et *al.* [25] arrivent à contrôler de façon cohérente un état quantique macroscopique, à l'aide d'une jonction Josephson. Par la suite, en 2007, Koch et *al.* [26] proposent un nouveau type de qubit supraconducteur appelé le transmon, qui consiste en un régime d'énergie particulier de la boîte de Cooper [27]. L'année suivante, Schreier et *al.* [28] font une réalisation expérimentale du transmon en démontrant que la caractérisation est en accord avec les prédictions théoriques. Cette section abordera tout d'abord la jonction Josephson, la boîte de Cooper ainsi que le régime transmon et permettra d'arriver à la conclusion que le système macroscopique peut être utilisé comme système à deux niveaux quantique.

1.2.1 Jonction Josephson

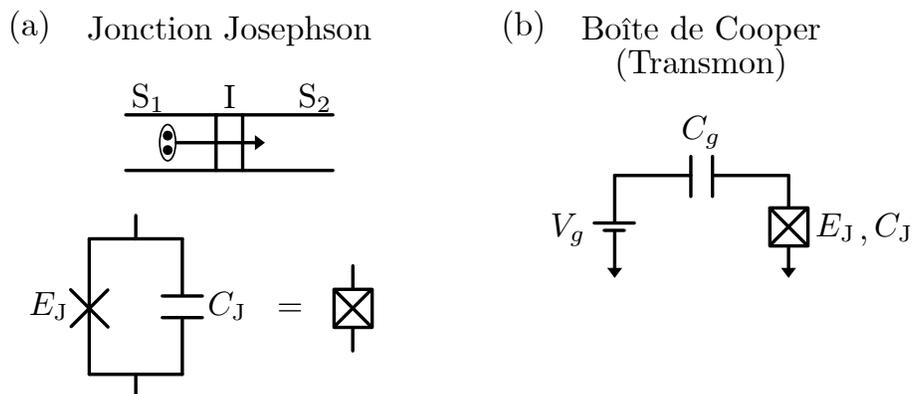


FIGURE 1.4 – **Circuit d’une jonction Josephson et d’une boîte à paires de Cooper.** (a) Une jonction Josephson consiste en deux couches de supraconducteurs (S₁, S₂) séparées par une mince couche d’isolant (I) permettant aux paires de Cooper se déplacer entre les deux matériaux par effet tunnel. La jonction a une énergie inductive E_J et une énergie capacitive E_C permettant de le représenter comme un circuit LC, où l’inductance est non-linéaire. (b) Une boîte de Cooper consiste en une jonction Josephson en série avec une capacité C_g permettant le couplage capacitif avec une source externe V_g. Le régime transmon correspond à E_J/E_C ~ 20 – 80 [18].

Une jonction Josephson consiste en deux couches de matériau supraconducteur séparées d’une mince couche de matériau isolant telle qu’illustrée à la figure 1.4 (a). À travers la jonction, les paires de Cooper sont sujet à l’effet tunnel sans résistance, ce qui crée un supercourant. Le courant à travers la jonction $I(t)$ ainsi que la différence de potentiel électrique aux bornes de celle-ci sont définis par les deux relations de Josephson telles que [23]

$$I(t) = I_c \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0}\Phi(t)\right) \quad \text{et} \quad V(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt}, \quad (1.20)$$

où $\Phi(t)$ correspond à la différence de phase supraconductrice à travers la jonction. La variable $\Phi_0 = h/2e$ correspond au quantum de flux et I_c représente le courant critique de la jonction, c’est-à-dire le courant maximal avant qu’une paire de Cooper se brise et que le courant devienne dissipatif. La seconde relation de Josephson montre que l’application d’un potentiel $V(t)$ produit une différence de phase qui évolue dans le temps.

L'énergie de la jonction Josephson (E_L) [18] est calculée à l'aide des deux relations de Josephson et s'exprime telle que

$$E_L = \int dt V(t) I(t) = -E_J \cos(\phi), \quad (1.21)$$

où $\phi = \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi(t)$ correspond à la phase adimensionnelle et $E_J = \Phi_0 I_c / 2\pi$ correspond à l'énergie de Josephson. Pour un circuit LC , le flux est relié au courant de façon linéaire puisque L est une valeur constante telle que $\Phi = LI$. Par contre, pour une jonction Josephson, l'inductance définie comme $L(\Phi) = \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi}\right)^{-1}$ n'est désormais plus linéaire. De plus, le fait que la jonction Josephson soit formée de deux plaques parallèles résulte en une capacité C_J qui sera considérée plus loin. Ainsi, la jonction Josephson consiste en une inductance non linéaire avec une capacité, comme illustrée à la figure 1.4. Cet élément non linéaire est la base de plusieurs qubits supraconducteurs, tels que les qubits de flux [29], les qubits de phase [30], les qubits de charge [25].

1.2.2 Boîte à paires de Cooper

Une boîte de Cooper [27] consiste en une jonction Josephson en série avec une capacité C_g , comme illustrée à la figure 1.4 (b). En plus de considérer la capacité ajoutée, il faut aussi considérer l'énergie électrostatique associée avec la différence de charge entre les deux plaques de la jonction Josephson. Ainsi, l'énergie totale capacitive de la boîte

$$E_e = \frac{(Q - Q_g)^2}{2C_\Sigma} = 4E_C(n - n_g)^2 \quad (1.22)$$

dépend de la capacité totale $C_\Sigma = C_J + C_g$. La charge s'exprime telle que $Q = 2en$, où $2e$ correspond à la charge d'une paire de Cooper et n est la différence du nombre de paire de Cooper entre les deux plaques. Une charge de grille $Q_g = 2en_g$ est associée au bruit de charges induites par l'application d'une différence de potentielle électrique externe V_g . En sachant que l'énergie de charge d'un seul électron correspond à $E_C = e^2/2C_\Sigma$, l'énergie peut être exprimée en fonction de l'opérateur de charge.

En combinant l'effet de cette capacité avec l'effet inductif et capacitif de la jonction,

l'hamiltonien total décrivant la boîte de Cooper s'exprime tel que

$$\hat{H}_T = 4E_C(\hat{n} - n_g)^2 - E_J \cos(\hat{\phi}), \quad (1.23)$$

où \hat{n} ($\hat{\phi}$) est l'opérateur de charge (phase).

1.2.3 Régime transmon

Tel que présenté à l'équation 1.23, le spectre d'énergie dépend des valeurs de l'énergie de charge E_C et de l'énergie de Josephson E_J . Une diagonalisation de l'hamiltonien² défini à l'équation 1.23 permet de voir que la valeur des niveaux d'énergie E_J/E_C est affectée par la charge de grille n_g . Dans ce cas, une fluctuation de cette charge vient affecter les niveaux d'énergie, et vient donc affecter la fréquence de transition. Par contre, dans le régime transmon [26] où $E_J/E_C \sim 20 - 80$ [18], les niveaux d'énergie sont insensibles au bruit de charges. Ainsi, n_g n'est plus considéré dans l'hamiltonien. Une conséquence de ce régime consiste en une anharmonicité faible³, ce qui permet de le traiter comme une perturbation de l'oscillateur harmonique en développant le cosinus jusqu'au quatrième ordre. L'opérateur de phase $\hat{\phi}$ et l'opérateur de charge \hat{n} sont définis tel que

$$\hat{n} = \frac{i}{2} \left(\frac{E_J}{2E_C} \right)^{1/4} (\hat{b}^\dagger - \hat{b}) \quad \text{et} \quad \hat{\phi} = \left(\frac{2E_C}{E_J} \right)^{1/4} (\hat{b}^\dagger + \hat{b}), \quad (1.24)$$

où \hat{b} (\hat{b}^\dagger) est l'opérateur d'annihilation (création) associé au transmon. Ensuite, l'approximation séculaire permet d'éliminer les termes oscillants rapidement. En effet, les termes n'ayant pas le même nombre d'opérateurs de création et d'annihilation sont négligés. Ainsi, la dynamique d'un transmon peut être exprimée par l'hamiltonien

2. Puisque l'accent des travaux présentés n'est pas sur le qubit, des détails mathématiques ont été laissés de côté. Pour plus d'information sur le transmon voir [18, 26]

3. Une conséquence directe d'une faible anharmonicité est la possibilité de fuites de l'espace du qubit vers les autres niveaux.

nien d'un oscillateur anharmonique tel que

$$\boxed{\frac{\hat{H}_q}{\hbar} \approx \omega_q \hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{K_q}{2} \hat{b}^\dagger{}^2 \hat{b}^2}, \quad (1.25)$$

où $\hbar\omega_q = \sqrt{8E_C E_J} - E_C$. Cet hamiltonien est simplement celui d'un oscillateur harmonique avec un terme non linéaire induit par la jonction Josephson. L'amplitude de ce terme correspond à l'anharmonicité du transmon, où $K_q = -E_C$ correspond au décalage de fréquence par excitation. Ainsi, la différence d'énergie entre le premier niveau excité du transmon et le second niveau $\omega_q = \omega_{ef} + K_q$ n'est plus égale à ω_q , comme illustré à la figure 1.5. Par conséquent, les deux premiers niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ forment l'espace du qubit. Le transmon correspond donc à un qubit artificiel qui est contrôlé à la fréquence ω_q .

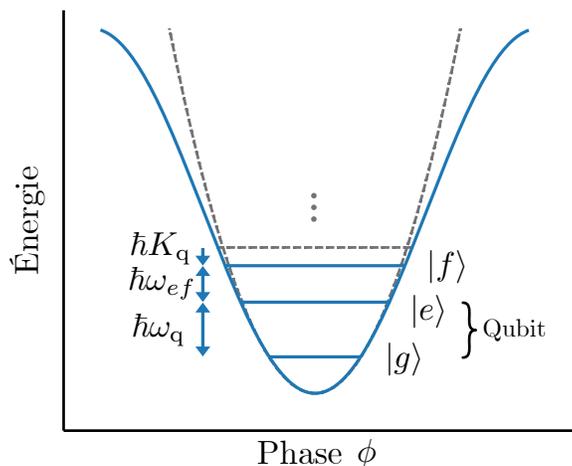


FIGURE 1.5 – **Potentiel anharmonique du transmon.** Le potentiel quadratique d'un oscillateur harmonique ● pour lequel la différence d'énergie entre chaque niveau est la même. Le potentiel anharmonique du transmon ● permet d'isoler les deux premiers niveaux afin d'avoir un qubit, contrôlé à la fréquence ω_q . L'anharmonicité du qubit K_q correspond au décalage en énergie du potentiel harmonique au potentiel anharmonique, tel que $\omega_q = \omega_{ef} + K_q$, avec la valeur de K_q négative. Figure reproduite de [18].

Dans cette section, la quantification d'une boîte de Cooper en régime transmon a permis d'arriver à l'hamiltonien du transmon. Les niveaux d'énergie n'étant pas

équidistants, il est possible d'utiliser les deux premiers niveaux d'énergie de ce système comme qubit ancillaire. La prochaine section abordera l'interaction entre ce qubit ancillaire et le mode électromagnétique de la cavité.

1.3 Électrodynamique quantique en circuit

Jusqu'à maintenant, l'hamiltonien d'une cavité agissant comme un oscillateur harmonique ainsi que celui d'un transmon agissant comme qubit ancillaire ont été explicités. Dans cette section, l'interaction entre ces deux systèmes est considérée, et est décrite par l'électrodynamique quantique en circuit [18]. Cette théorie est l'étude de l'interaction entre des photons micro-ondes et un circuit supraconducteur non linéaire agissant comme qubit.

1.3.1 Hamiltonien d'une cavité couplée avec un transmon

L'hamiltonien général d'un tel système s'écrit comme étant la somme de trois hamiltoniens [18]. Le premier correspond à celui de la cavité représentée par un oscillateur harmonique défini à l'équation 1.3, le deuxième correspond à celui du transmon représenté par l'oscillateur anharmonique défini à l'équation 1.25, et le troisième correspond à l'hamiltonien d'interaction tel que

$$\frac{\hat{H}}{\hbar} = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_q \hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{K_q}{2} \hat{b}^{\dagger 2} \hat{b}^2 - \hbar g (\hat{a}^\dagger - \hat{a}) (\hat{b}^\dagger - \hat{b}). \quad (1.26)$$

Le terme d'interaction représente le couplage entre le moment dipolaire électrique du transmon et le champ électrique de la cavité où $E \propto (\hat{a}^\dagger - \hat{a})$, $(\hat{b}^\dagger - \hat{b})$ et $B \propto (\hat{a}^\dagger + \hat{a})$, $(\hat{b}^\dagger + \hat{b})$. En effet, la constante de couplage g est définie telle que $\hbar g = d_0 E_0$, où d_0 représente le moment dipolaire du transmon caractérisé par le ratio E_J/E_C et la distance entre les deux couches supraconductrices de la jonction. La valeur E_0 représente le champ électrique des fluctuations du vide de la cavité vu par le transmon. Dans le cas où la constante de couplage est nettement plus faible que les fréquences $|g| \ll \omega_c, \omega_q$, l'approximation séculaire [18] permet de réécrire l'hamiltonien tel que

$$\frac{\hat{H}}{\hbar} = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_q \hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{K_q}{2} \hat{b}^{\dagger 2} \hat{b}^2 + \hbar g (\hat{b}^\dagger \hat{a} + \hat{b} \hat{a}^\dagger). \quad (1.27)$$

Le dernier terme représente l'échange cohérent d'excitations entre la cavité et le

transmon. Par exemple, le terme $\hat{b}^\dagger \hat{a}$ représente la perte d'un photon dans la cavité et l'addition d'une excitation dans le transmon.

1.3.2 Régime dispersif

En régime dispersif, le décalage en fréquence cavité-qubit Δ_{cq} doit être nettement supérieur à la constante de couplage $\Delta_{cq} \gg g$ [18]. Cela permet d'utiliser la théorie des perturbations pour exprimer l'hamiltonien [31] tel que

$$\frac{\hat{H}}{\hbar} = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_q \hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{K_q}{2} \hat{b}^{\dagger 2} \hat{b}^2 + \frac{K_c}{2} \hat{a}^{\dagger 2} \hat{a}^2 + 2\chi_{cq} \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{b}^\dagger \hat{b}. \quad (1.28)$$

Le quatrième terme, qui est une non-linéarité induite sur la cavité engendrée par son interaction avec un système non linéaire, est caractérisé par l'effet Kerr de la cavité dénoté par K_c . Le dernier terme représente l'interaction dispersive entre les deux systèmes et est caractérisé par le couplage dispersif χ_{cq} s'exprimant tel que

$$\chi_{cq} = \frac{g^2 K_q}{\Delta_{cq}(\Delta_{cq} + K_q)}. \quad (1.29)$$

Expérimentalement, ce couplage est contrôlé par 1) l'emplacement du qubit dans le champ électrique de la cavité, de sorte de modifier E_0 (et donc g), 2) la conception du transmon tel que E_J et E_C qui détermine la fréquence du qubit ainsi que l'anharmonicité et 3) la conception de la cavité et du qubit de sorte de contrôler la fréquence du mode d'intérêt, et donc le décalage spectral Δ_{cq} . En réécrivant l'hamiltonien sous la forme

$$\frac{\hat{H}}{\hbar} = \left(\omega_c - \frac{K_c}{2} + \frac{K_c}{2} \hat{a}^\dagger \hat{a} \right) \hat{a}^\dagger \hat{a} + \left(\omega_q - \frac{K_q}{2} + 2\chi_{cq} \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{K_q}{2} \hat{b}^\dagger \hat{b} \right) \hat{b}^\dagger \hat{b}, \quad (1.30)$$

il est possible de voir que la fréquence du qubit $\omega'_q \equiv \left(\omega_q - \frac{K_q}{2} + 2\chi_{cq} \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{K_q}{2} \hat{b}^\dagger \hat{b} \right)$ dépend du nombre de photons. De cette équation, le terme dans la première parenthèse représentant la fréquence de la cavité $\omega'_c \equiv \left(\omega_c - \frac{K_c}{2} + \frac{K_c}{2} \hat{a}^\dagger \hat{a} \right)$ dépend d'un décalage non linéaire en fonction du nombre de photons dans le mode. Ce décalage

dépend du terme de Kerr [31] de la cavité K_c défini tel que

$$K_c = \frac{2\chi_{cq}^2(\Delta_{cq} + K_q)^2}{\Delta_{cq}K_q(2\Delta_{cq} + K_q)}. \quad (1.31)$$

Cet effet se manifeste sous forme de déformation de l'état de la cavité telle qu'illustrée à la figure 1.6. En effet, de l'équation 1.6 il est possible de voir que chaque contribution de photons dans la distribution de probabilité de l'état cohérent n'acquiert pas la même phase, ce qui cause une déformation ressemblant à une rotation « inégale ». Ainsi, le terme de Kerr étant proportionnel au nombre de photons au carré, la déformation est de plus en plus importante pour les états cohérents ayant un nombre de photons moyen élevé. La déformation est également plus importante pour un temps élevé. De plus, de l'équation 1.31, cet effet est plus important lorsque le couplage dispersif est important. Cette rotation non désirée diminue rapidement la fidélité en fonction du temps [17].

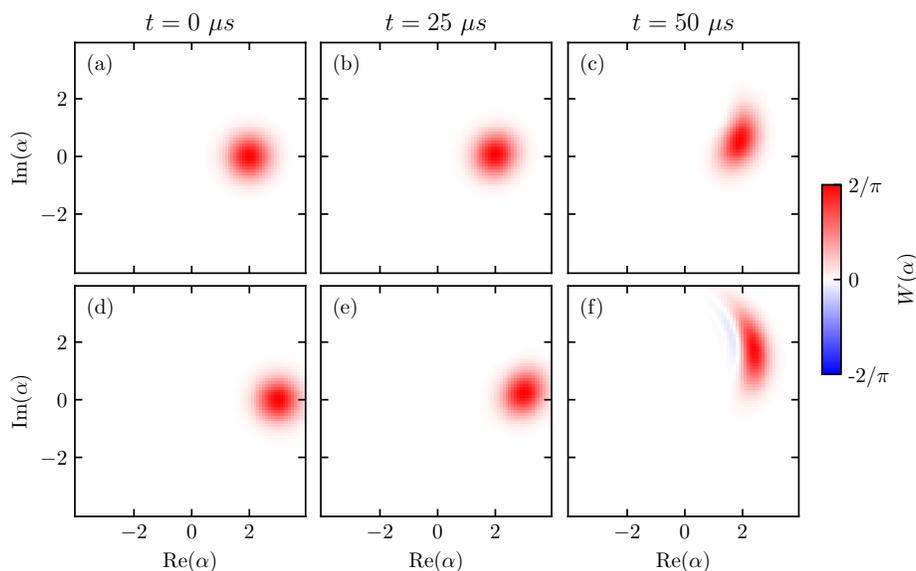


FIGURE 1.6 – **Évolution d'un état cohérent sous l'action de l'effet Kerr de la cavité.** Fonction de Wigner d'un état cohérent initialement centré en $\alpha = 2$ (a-c) et $\alpha = 3$ (d-f) pour trois évolutions temporelles. L'amplitude du terme de Kerr est de $K_c/2\pi = -223$ Hz.

Le dernier terme de l'équation 1.28, représentant le terme d'interaction dispersif, commute avec le nombre d'excitations de la cavité $\hat{a}^\dagger\hat{a}$ et du qubit $\hat{b}^\dagger\hat{b}$. Ainsi, il est

possible de faire une mesure quantique non destructive, c'est-à-dire que le nombre d'excitations n'est pas perturbé par la mesure [32]. Donc, dans le régime dispersif, il est possible d'obtenir l'état de la cavité en mesurant le spectre du qubit qui varie selon le nombre de photons dans la cavité [16,33].

Régime dispersif fort

Le système est dans le régime dispersif fort lorsque les taux de décohérence du qubit γ et de la cavité κ sont plus faibles que le décalage de la fréquence du qubit par photons $2\chi_{cq} > \gamma, \kappa$ et que $(g/\Delta_{cq})^2 \ll 1$ [33]. Comme illustrée à la figure 1.7 (a), cette condition permet d'avoir des pics distincts dans le domaine spectral pour la cavité et le qubit ce qui permet d'adresser seulement un état en laboratoire. Par exemple, il est désormais possible d'adresser la transition de $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ du qubit conditionnel à zéro photon dans la cavité en appliquant une porte sur celui-ci à une fréquence ω_q^0 . L'amplitude des pics est définie par la distribution de probabilité du nombre de photons dans la cavité, et donc une mesure de cette amplitude permettrait de reconstruire la distribution de la cavité [33].

Le prochain chapitre introduira comment, à l'aide des concepts vus dans cette section, il est possible de contrôler l'état de la cavité et celui du qubit ancillaire. Ensuite, le protocole permettant d'encoder de l'information dans la cavité à l'aide du qubit ancillaire pour créer un état de chat sera explicité.

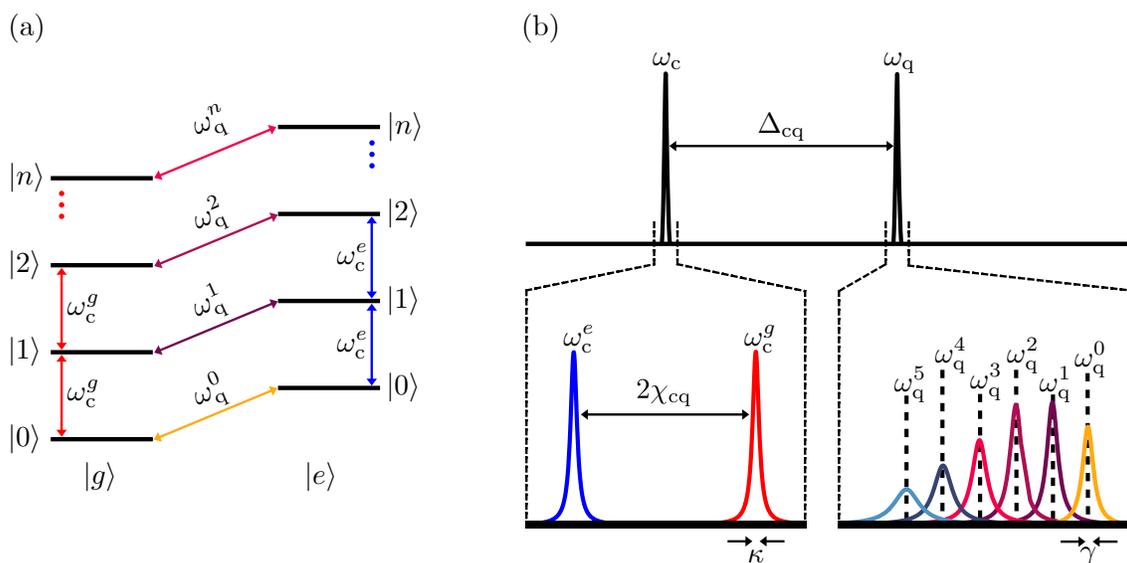


FIGURE 1.7 – **Spectre de la cavité et du qubit en régime dispersif fort.** (a) Les niveaux d'énergie du système dispersif cavité/qubit. Horizontalement sont indiquées les transitions de qubit pour l'état fondamental $|g\rangle$ et excité $|e\rangle$ et verticalement les transitions de la cavité dénotées par le nombre de photons $|n\rangle$. (b) À gauche se trouve le spectre de la cavité dépendamment de l'état du qubit et à droite se trouve le spectre du qubit dépendamment du nombre de photons dans la cavité. Le couplage dispersif étant nettement plus grand que les largeurs des pics $2\chi_{cq} > \gamma, \kappa$ [33], ceux-ci sont séparés en fréquence ce qui permet d'appliquer des portes conditionnelles. Figure adaptée de [33,34].

Chapitre 2

Protocole d'encodage d'un état de chat dans un oscillateur harmonique

La combinaison de portes sur le qubit et la cavité avec l'interaction dispersive constitue un outil puissant pour la création et la tomographie d'états quantiques. En effet, le régime dispersif permet non seulement l'intrication de la cavité et du qubit, mais aussi l'encodage d'états quantiques dans la cavité. L'objectif de ce chapitre est d'établir les bases théoriques du contrôle pour ensuite comprendre comment créer des états quantiques. La première section abordera le modèle associé aux pulses de contrôle micro-ondes, ce qui permettra d'introduire les opérations de bases pour le contrôle de l'état du qubit et de la cavité. Par la suite, le protocole qcMAP [16,17] permettant d'encoder un état de chat dans la cavité à l'aide du qubit ancillaire sera présenté. Finalement, le protocole de tomographie de Wigner [35,36] permettant de visualiser et caractériser l'état encodé sera présenté.

2.1 Opérations pour le qubit et la cavité

En laboratoire, les opérations sur la cavité et le qubit sont générées par une excitation micro-ondes, typiquement un signal à la fréquence du mode visé modulé par une enveloppe gaussienne. Le pulse sur le qubit permet de générer deux types de rotations, les rotations inconditionnelles ou conditionnelles au nombre de photons dans la cavité. Quant à lui, le pulse sur la cavité permet de générer le déplacement¹ de l'état cohérent dans l'espace des phases. L'interaction dispersive permet de générer une rotation sur la cavité conditionnelle à l'état du qubit. Ces quatre portes sont à la base du protocole de création d'états de chats présentés plus loin à la section 2.2 et de la tomographie à la section 2.3. Basé sur la théorie de l'entrée-sortie [37], un pulse cohérent micro-ondes peut être modélisé par l'hamiltonien [18] suivant

$$\frac{\hat{H}_d}{\hbar} = \epsilon(t) \hat{c}^\dagger e^{-i(\omega_d t + \phi_d)} + \epsilon^*(t) \hat{c} e^{i(\omega_d t + \phi_d)}, \quad (2.1)$$

où $\epsilon(t)$ est l'enveloppe gaussienne du pulse, ϕ_d est sa phase et ω_d sa fréquence. Par la suite, les opérateurs (\hat{c} , \hat{c}^\dagger) de la cavité (qubit) seront dénotés par la lettre a (b). Il sera montré dans cette section que cet hamiltonien est le générateur de rotation sur l'état du qubit et de déplacement sur l'état de la cavité. Mais avant, il est possible de simplifier cet hamiltonien en considérant que l'amplitude $\epsilon(t)$ est réelle et en considérant que le système est dans le référentiel tournant à la fréquence angulaire ω_d . Ainsi, l'hamiltonien 2.1 prend la forme suivante

$$\frac{\hat{H}_d}{\hbar} = \epsilon(t) (\hat{c}^\dagger e^{-i\phi_d} + \hat{c} e^{i\phi_d}). \quad (2.2)$$

2.1.1 Rotation sur le qubit

Une rotation générale du qubit autour de l'axe $\hat{n} = (n_x, n_y, n_z)$ est représentée par la matrice de rotation unitaire suivante

$$\hat{R}_{\theta, \hat{n}} = e^{-i\frac{\theta}{2} \hat{n} \cdot \vec{\sigma}}, \quad (2.3)$$

1. Seulement des déplacements inconditionnels seront utilisés dans ce qui suit.

où θ est l'angle de la rotation et $\vec{\sigma}$ le vecteur des matrices de Pauli tel que $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$. Puisque seulement les opérations sur le qubit s'adressant à la transition entre les niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ seront utilisées, l'équation 2.2 peut être réécrite ($\hat{b}^\dagger \rightarrow \hat{\sigma}_+ = |e\rangle\langle g|$ et $\hat{b} \rightarrow \hat{\sigma}_- = |g\rangle\langle e|$) telle que

$$\frac{\hat{H}_q}{\hbar} = \epsilon(t)(\sigma_x \cos\phi_d + \sigma_y \sin\phi_d) . \quad (2.4)$$

L'opérateur d'évolution associé à cet hamiltonien s'écrit tel que

$$\hat{U}_q(t) = e^{-i\hat{H}_q t/\hbar} = e^{-it\epsilon(t)(\sigma_x \cos\phi_d + \sigma_y \sin\phi_d)} , \quad (2.5)$$

et pour la durée du pulse allant de t_i à t_f s'écrit tel que

$$\boxed{\hat{R}_{\theta, \hat{n}} = \hat{U}_q(t_i \rightarrow t_f) = e^{-i\frac{\theta_d}{2}(\sigma_x \cos\phi_d + \sigma_y \sin\phi_d)}} . \quad (2.6)$$

Cet opérateur correspond à la matrice de rotation $\hat{R}_{\theta, \hat{n}}$ défini en 2.4 pour le vecteur unitaire $\hat{n} = (\cos\phi_d, \sin\phi_d, 0)$. Par conséquent, l'hamiltonien est le générateur de rotation autour de l'axe z pour le qubit. La phase du pulse ϕ_d contrôle l'axe de la rotation de l'état, tandis que l'intégrale de l'enveloppe du pulse $\theta_d = \int_{t_i}^{t_f} 2\epsilon(t) dt$ contrôle l'angle de rotation. Par exemple, pour une phase de pulse de $\phi_d = 0$, la rotation est selon \hat{x} , et pour $\phi_d = \pi/2$, la rotation est selon \hat{y} . Sur la sphère de Bloch, n'importe quelle rotation peut être décomposée en rotation selon \hat{x} et \hat{y} . Ainsi, en choisissant judicieusement l'amplitude et la phase des pulses de contrôle, des portes arbitraires peuvent être appliquées sur le qubit.

Comme mentionné précédemment, en régime dispersif, la fréquence du qubit dépend du nombre de photons. En particulier, en régime dispersif fort, les pics sont spatialement résolus, comme illustrés à la figure 1.7. Il est possible de quantifier [38] à quel point un pulse est conditionnel à partir de la densité spectrale du pulse. Le pulse de contrôle étant de forme gaussienne, une transformée de Fourier permet d'obtenir le recouvrement spectral du pulse avec les autres fréquences telle que

$$\epsilon(t, t_d) = \epsilon e^{-\pi(t-t_d)^2/\tau_d^2} \quad \xrightarrow{\text{TF}} \quad s(\omega, \omega_d) = e^{-\tau_d^2(\omega-\omega_d)^2/4\pi} , \quad (2.7)$$

où $\tau_d = \sqrt{2\pi}\sigma$ est la largeur du pulse et σ la déviation standard. Ainsi, les pulses très localisés dans le domaine fréquentiel sont fortement délocalisés dans le domaine temporel. Pour une valeur de ω_d et ω fixe, si la largeur du pulse τ_d est très petite, la densité spectrale tend vers la valeur maximale de 1. Ainsi, le recouvrement de ω_d à la fréquence ω est élevé. Ce cas particulier correspond à une opération inconditionnelle sur le qubit. À l'opposé, si la largeur du pulse est très grande, la densité spectrale tend vers zéro, et donc peu importe la fréquence ω il n'y aura pas de recouvrement, ce qui correspond à un pulse conditionnel défini tel que

$$\hat{R}_{\theta, \hat{n}}^m = \sum_{n \neq m} |n\rangle\langle n| \otimes \mathbb{I} + |m\rangle\langle m| \otimes \hat{R}_{\theta, \hat{n}}. \quad (2.8)$$

Il est utile de définir la sélectivité [16, 38] telle que

$$S = 1 - s(\omega, \omega_d) = 1 - e^{-\tau_d^2(\omega - \omega_d)^2/4\pi}, \quad (2.9)$$

où le pulse est parfaitement inconditionnel lorsque $S = 0$ et parfaitement conditionnel lorsque $S = 1$. Les pics de fréquences dans le spectre du qubit, comme illustré à la figure 1.7, correspondent à $\omega = \omega_0 + 2\chi_{cq}n$. Ainsi, pour une fréquence de contrôle visant le qubit à $\omega_d = \omega_0$, la sélectivité s'écrit telle que

$$S = 1 - e^{-(\tau_d \chi_{cq} n)^2/\pi}. \quad (2.10)$$

Cette équation sera utile au chapitre 3 afin de déterminer la largeur des pulses de contrôle pour appliquer les différents types de rotation.

2.1.2 Déplacement de la cavité

Pour ce qui est des opérations sur la cavité, seulement des déplacements inconditionnels seront utilisés. L'opérateur d'évolution associé à l'hamiltonien de contrôle défini en 2.2 s'exprime tel que

$$\hat{U}_c(t) = e^{-it\epsilon(t)(\hat{a}^\dagger e^{-i\phi_d} + \hat{a} e^{i\phi_d})}. \quad (2.11)$$

L'application de cet opérateur d'évolution pour un temps allant de t_i à t_f s'exprimant tel que

$$\hat{U}_c(t_i \rightarrow t_f) = e^{-i|\alpha|(\hat{a}^\dagger e^{-i\phi_d} + \hat{a} e^{i\phi_d})} = e^{\alpha \hat{a}^\dagger - \alpha^* \hat{a}} = \hat{D}(\alpha), \quad (2.12)$$

correspond à l'opérateur de déplacement défini précédemment à l'équation 1.10, où $|\alpha| = \int_{t_i}^{t_f} \epsilon(t) dt$ et $\alpha = |\alpha| e^{i\phi_d}$. La variable $\phi_d' \rightarrow \phi_d$ est redéfinie en prenant en compte la phase globale. Ainsi, l'hamiltonien \hat{H}_d est également le générateur de déplacement dans l'espace des phases de la cavité. L'amplitude du déplacement est contrôlée par l'amplitude du pulse $\epsilon(t)$ et la position dans l'espace des phases est contrôlée par sa phase ϕ_d . Par exemple, un déplacement d'amplitude β purement selon $\text{Re}(\alpha)$ correspond à un pulse de phase ϕ_d nulle et d'enveloppe $\epsilon(t)$ tel que $\beta = \int_{t_i}^{t_f} \epsilon(t) dt$.

2.1.3 Rotation sur la cavité conditionnelle à l'état du qubit

Contrairement aux rotations sur le qubit où il faut appliquer un pulse, pour appliquer la rotation conditionnelle sur la cavité il faut seulement laisser le système évoluer un certain temps. Cette rotation est une conséquence directe de l'interaction dispersive présentée auparavant à l'équation 1.30. L'opérateur d'évolution du terme d'interaction de l'équation 1.28 s'exprime tel que

$$\hat{C}_\Phi = e^{i\Phi \hat{a}^\dagger \hat{a} |e\rangle\langle e|} = \mathbb{I} \otimes |g\rangle\langle g| + e^{i\Phi \hat{a}^\dagger \hat{a}} \otimes |e\rangle\langle e|. \quad (2.13)$$

Ainsi, une rotation d'un angle Φ sur l'état de la cavité est générée par l'évolution libre du système pendant un certain temps t , tel que $\Phi = 2|\chi_{cq}|t$. L'effet de cette rotation sur une superposition d'états du qubit permet l'intrication entre celui-ci et la cavité. Par exemple, cette rotation sur l'état $\hat{C}_\Phi [(|g\rangle + |e\rangle) \otimes |\alpha\rangle] = |g, \alpha\rangle + |e, \alpha e^{i\Phi}\rangle$ permet donc d'encoder l'information de l'état du qubit sur la phase de la cavité. La rotation dans l'espace des phases est représentée à la figure 2.1 (d), où seulement l'état cohérent associé à l'état excité du qubit ($|\alpha\rangle$ tel que $|\alpha\rangle \otimes |e\rangle$) subit une rotation dans le temps. Pour mettre les idées en place, pour le couplage dispersif utilisé dans ce mémoire de $\chi_{cq}/2\pi = -0.274$ MHz, le temps d'attente est de $t \approx 920$ ns pour une rotation de π .

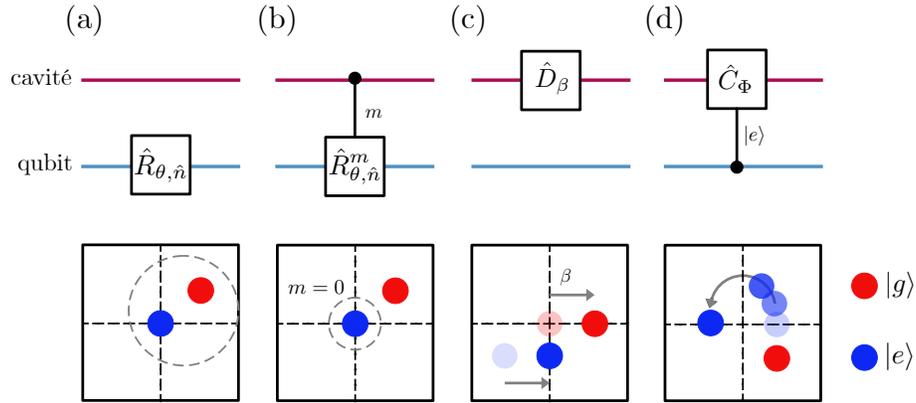


FIGURE 2.1 – **Portes sur le qubit et la cavité et leur effet dans l’espace des phases.** (a) Rotation inconditionnelle sur le qubit $\hat{R}_{\theta, \hat{n}}$ où θ correspond à l’angle de rotation par rapport à l’axe de rotation \hat{n} . En appliquant un pulse court, un large spectre en fréquence est visé. (b) Rotation sur le qubit conditionnelle à m photons dans la cavité $\hat{R}_{\theta, \hat{n}}^m$ qui est accomplie en appliquant un long pulse. (c) Déplacement inconditionnel \hat{D}_{β} sur la cavité permettant de déplacer les deux états cohérents d’amplitude β peu importe l’état du qubit. (d) Rotation sur la cavité \hat{C}_{Φ} conditionnelle à l’état du qubit exploitant l’interaction dispersive. Il suffit d’attendre un temps t tel que $\Phi = 2|\chi_{cq}|t$, où Φ correspond à l’angle de rotation, pour que l’état cohérent associé au qubit dans l’état excité subisse la rotation. La position des états cohérents décrit l’état de la cavité, tandis que la couleur représente l’état du qubit. Figure reproduite de [34].

2.2 Protocole qcMAP

Dans un système constitué d’un transmon de fréquence fixe couplé dispersivement avec une cavité, il existe plusieurs méthodes pour créer un état de chat. Parmi ces méthodes, le contrôle optimal [39] utilise des techniques numériques permettant d’optimiser les signaux de contrôle afin d’encoder un état de chat. Un des avantages est que le contrôle adresse toutes les transitions nécessaires. Par contre, cette méthode requière une estimation très précise des paramètres du système pour les simulations et ne permet pas d’obtenir directement des informations sur les mécanismes limitant la fidélité de l’état. Contrairement à cette méthode, les protocoles [40] utilisant la porte SNAP (*Selective Number-dependent Arbitrary Phase*) [41] sont basés sur des séquences de pulses bien définies. Un avantage est que cette porte peut être adaptée afin d’obtenir différents états bosoniques. Par contre, un désavantage est l’utilisation

de plusieurs pulses conditionnels, ce qui peut considérablement allonger le temps du protocole. Comme pour la porte SNAP, le protocole qcMAP (*qubit cavity MAPping protocol*) [16, 17] est un protocole basé sur des séquences de pulses. Même si ce protocole permet seulement d'encoder une superposition d'états cohérents [17], il requiert moins de pulses conditionnels et il est possible de visualiser la fonction de Wigner entre chaque porte, ce qui permet d'en apprendre plus sur les mécanismes venant affecter la fidélité de l'état. Ce protocole exploite la dynamique en régime dispersif en utilisant les rotations conditionnelles de la cavité et du qubit abordées précédemment.

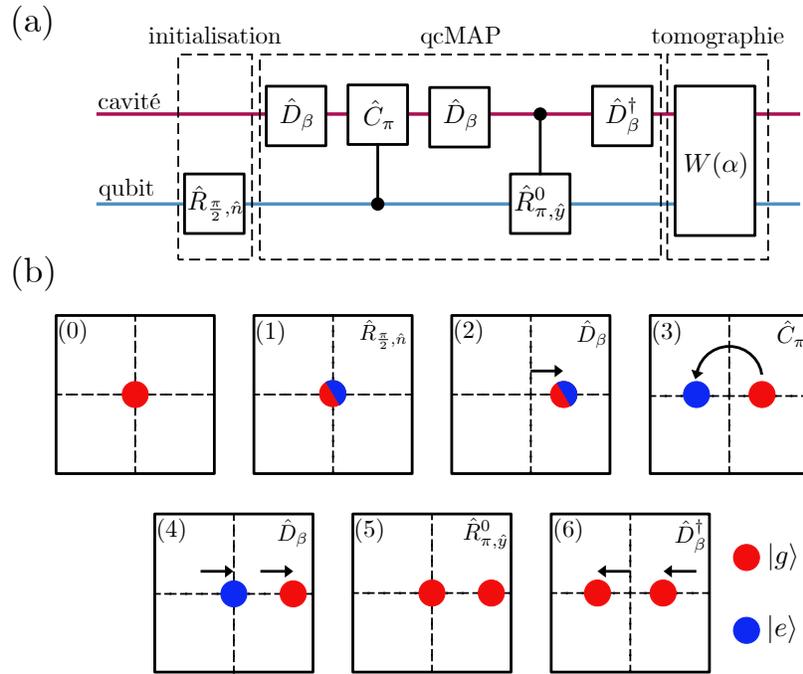


FIGURE 2.2 – **Protocole qcMAP étape par étape.** (a) La séquence permettant d'encoder et de lire l'état de la cavité est composée des étapes suivantes : une première rotation inconditionnelle $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{n}}$ sur le qubit ancillaire permet de l'initialiser ; le protocole qcMAP est constitué de déplacements inconditionnels de la cavité \hat{D}_β , d'une rotation de la cavité conditionnelle à l'état du qubit ancillaire \hat{C}_π et d'une rotation du qubit conditionnelle à zéro photon dans la cavité $\hat{R}_{\pi, \hat{y}}^0$; et finalement la tomographie de Wigner permet d'obtenir la fonction de Wigner $W(\alpha)$ décrivant l'état de la cavité. (b) Visualisation de chaque étape du protocole qcMAP dans l'espace des phases. L'état de la cavité est décrit par la position dans l'espace des phases, tandis que la couleur représente l'état du qubit ancillaire. Figure reproduite de [34].

Étape 0 : État initial

Initialement le qubit ancillaire et la cavité sont dans leur état fondamental tel que $|\psi_0\rangle = |g\rangle \otimes |0\rangle$ ². En laboratoire, il suffit d'attendre suffisamment longtemps pour que les deux systèmes relaxent dans leurs états fondamentaux. Il est à noter que le système est dans le référentiel de la cavité lorsque le qubit ancillaire est dans l'état fondamental, donc ω_c^g .

Étape 1 : Initialisation du qubit ancillaire

La première étape est une rotation inconditionnelle de $\pi/2$ selon \hat{n} sur le qubit ancillaire afin de créer une superposition d'états. Le protocole sera explicité étape par étape pour arriver à l'état de chat impair $|\psi^-\rangle$ tel que défini à l'équation 1.16. En principe n'importe quel état de chat peut être créé avec ce protocole. Dans le cas d'une rotation $\pi/2$ selon $-\hat{y}$, l'état du système devient

$$|\psi_1\rangle = \hat{R}_{\frac{\pi}{2}, -\hat{y}} |\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle - |e\rangle) \otimes |0\rangle . \quad (2.14)$$

Étape 2 : Déplacement sur la cavité³

Ensuite, un déplacement inconditionnel d'amplitude β est appliqué sur la cavité résultant en l'état

$$|\psi_2\rangle = \hat{D}(\beta) |\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle - |e\rangle) \otimes |\beta\rangle . \quad (2.15)$$

Rappelons que l'amplitude du déplacement β correspond à la taille de l'état de chat. La phase de ce pulse est fixée à $\phi = 0$ et typiquement l'amplitude est de l'ordre de $\beta = 2^4$, correspondant à environ 4 photons en moyenne dans la cavité.

2. L'effet d'une population thermique dans la cavité et le qubit sont négligé à des fins de simplification et puisque ces effets n'ont pas été investigués dans les travaux présentés

3. Le protocole tel que présenté originellement dans [17] comporte un déplacement conditionnel au lieu de deux déplacements inconditionnels avec une rotation de la cavité conditionnelle (tel qu'explicité dans les étapes 2 à 4). Par contre, la démonstration expérimentale [16] utilise également les trois portes.

4. Il existe une taille qui maximise la fidélité de l'état de chat qui est de cet ordre là. Plus la taille est grande, plus l'effet Kerr est important. D'un autre côté, plus la taille est petite, plus le protocole est long et plus les effets comme la relaxation sont importants. Plus de détails se trouvent au chapitre 4.

Étape 3 : Rotation conditionnelle sur la cavité

L'évolution dispersive du système permet d'intriquer l'état du qubit ancillaire et de la cavité et donc la rotation conditionnelle de $\Phi = \pi$

$$|\psi_3\rangle = \hat{C}_\pi |\psi_2\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (|g, \beta\rangle - |e, -\beta\rangle) , \quad (2.16)$$

est réalisée en attendant un temps $\pi = 2|\chi_{cq}|t$, comme illustrée à la figure 2.2. À cette étape, si la fréquence ω_c^g n'est pas bien calibrée, l'état cohérent associé à l'état fondamental du qubit ancillaire $|g\rangle$ va aussi subir une rotation.

Étape 4 : Déplacement sur la cavité

Les deux états cohérents étant désormais sur l'axe réel, un second déplacement d'amplitude β tel que

$$|\psi_4\rangle = \hat{D}(\beta) |\psi_3\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (|g, 2\beta\rangle - |e, 0\rangle) , \quad (2.17)$$

est nécessaire pour que l'état cohérent associé à l'état fondamental du qubit soit à l'origine, donc à zéro photon.

Étape 5 : Rotation conditionnelle sur le qubit ancillaire

Ainsi, après la rotation conditionnelle

$$|\psi_5\rangle = \hat{R}_{\pi, \hat{y}}^0 |\psi_4\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} |g\rangle \otimes (|2\beta\rangle - |0\rangle) , \quad (2.18)$$

le qubit revient dans son état fondamental et il n'est plus intriqué avec la cavité. En laboratoire, il suffit d'appliquer un pulse de fréquence ω_q^0 sur le qubit. Le pulse permettant cette rotation est généralement long comparativement aux autres pulses, car il doit avoir une sélectivité idéalement près de 1.

Étape 6 : Déplacement sur la cavité

La dernière étape consiste seulement en un déplacement ($\hat{D}^\dagger(\beta) = \hat{D}(-\beta)$) afin que les états cohérents soient de même amplitude, mais de phase opposée telle que

$$\boxed{|\psi_6\rangle = \hat{D}^\dagger(\beta) |\psi_5\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} |g\rangle \otimes (|\beta\rangle - |-\beta\rangle) = |g\rangle \otimes |\psi^-\rangle}, \quad (2.19)$$

où l'état de la cavité correspond à la définition de l'équation 1.16. Il est possible de voir que la phase du pulse initial détermine la phase de l'état de chat. Par exemple, un pulse de $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{y}}$ résulte en l'état de chat pair. En somme, le qubit ancillaire a été utilisé pour encoder de l'information dans la cavité, et termine dans son état fondamental. Il est à noter que dans les travaux présentés plus loin, le temps du protocole n'est pas le même dépendamment de la taille du chat. En effet, la sélectivité du pulse conditionnel est fixée à $S = 0.99$ (par rapport au nombre moyen de photons dans l'état de chat), ce qui vient modifier la largeur du pulse conditionnel $\hat{R}_{\pi, \hat{y}}^0$. De plus, il est possible de créer des états de chats à trois ou quatre composantes en modifiant légèrement le protocole qcMAP [16, 17].

2.3 Tomographie de Wigner

Comme mentionné précédemment, la fonction de Wigner est une distribution de quasi-probabilité dans l'espace des phases comportant toute l'information sur l'état du champ. La fonction de Wigner est bornée de $-\frac{2}{\pi} \leq W(\alpha) \leq \frac{2}{\pi}$ et normalisée $\int_{-\infty}^{+\infty} W(\alpha) d\alpha^2 = 1$. L'état du champ électromagnétique dans la cavité est exprimé par sa matrice de densité ρ . La fonction de Wigner [42] de cet état à un point α de l'espace des phases

$$W(\alpha) = \frac{2}{\pi} \text{Tr} \left[\hat{D}(-\alpha) \rho \hat{D}(\alpha) \hat{P} \right] = \frac{2}{\pi} \langle \hat{P}_{\rho(\alpha)} \rangle, \quad (2.20)$$

correspond à la valeur moyenne ($\langle \hat{A} \rangle_\rho = \text{Tr}(\rho \hat{A})$) de l'opérateur de parité pour la matrice de densité déplacée d'une amplitude α telle que $\rho(\alpha) = \hat{D}(-\alpha) \rho \hat{D}(\alpha)$. L'opérateur de parité étant un observable, la fonction de Wigner est une quantité mesurable en laboratoire. Le protocole utilisé pour extraire la fonction de Wigner de

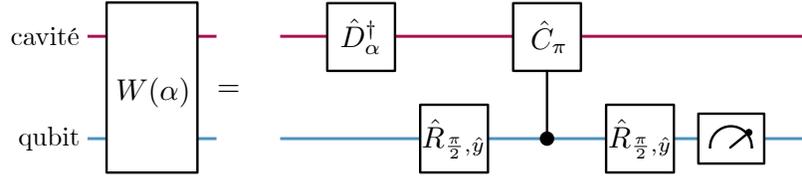


FIGURE 2.3 – **Protocole de tomographie de Wigner.** Le protocole est basé sur l’interférométrie de Ramsey afin de mesurer la probabilité que le qubit ancillaire soit dans l’état excité p_e qui est directement relié à l’état de la cavité à la position α dans l’espace des phases.

l’état exploite l’interaction dispersive afin de mesurer la parité de l’état de la cavité à travers l’état du qubit ancillaire [19, 35, 36]. Le protocole de tomographie va être explicité étape par étape [43] pour un état initial arbitraire de la cavité $|\psi\rangle$ tel que l’état initial s’écrit $|\psi_0\rangle = |g\rangle$.

À l’étape 1 du protocole est un déplacement \hat{D}_α^\dagger , où α correspond à la position dans l’espace des phases où la parité va être mesurée résultant en l’état

$$|\psi_1\rangle = \hat{D}_\alpha^\dagger |\psi_0\rangle = |g\rangle \otimes |\psi\rangle_\alpha . \quad (2.21)$$

Une rotation inconditionnelle sur le qubit ancillaire $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{y}}$ est ensuite appliquée à l’étape 2 résultante en l’état

$$|\psi_2\rangle = \hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{y}} |\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle + |e\rangle) \otimes |\psi\rangle_\alpha . \quad (2.22)$$

À étape 3, une rotation conditionnelle de π sur l’état de la cavité amène l’état à

$$|\psi_3\rangle = \hat{C}_\pi |\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle \otimes |\psi\rangle_\alpha + |e\rangle \otimes \hat{P} |\psi\rangle_\alpha) . \quad (2.23)$$

L’application d’une seconde rotation inconditionnelle sur le qubit ancillaire à l’étape

4 résulte en l'état suivant

$$|\psi_4\rangle = \hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{y}} |\psi_3\rangle \quad (2.24)$$

$$= \frac{1}{2} \left((|g\rangle + |e\rangle) \otimes |\psi_\alpha\rangle + (|g\rangle - |e\rangle) \otimes \hat{P} |\psi_\alpha\rangle \right) \quad (2.25)$$

$$= \frac{1}{2} \left(|g\rangle \otimes (1 + \hat{P}) |\psi_\alpha\rangle + |e\rangle \otimes (1 - \hat{P}) |\psi_\alpha\rangle \right). \quad (2.26)$$

En réécrivant l'état dans la base de Fock $|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle$, l'état $|\psi_4\rangle$ est réécrit tel que

$$|\psi_4\rangle = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} c_n \{ (1 + (-1)^n) |g\rangle + (1 - (-1)^n) |e\rangle \} \otimes |n\rangle, \quad (2.27)$$

où l'opérateur parité dans la base de Fock prend la forme $\hat{P}(n) = (-1)^n |n\rangle$. La probabilité de mesurer le qubit ancillaire dans l'état excité p_e conditionnel au nombre de photons n dans la cavité s'exprime tel que

$$p_{e,n} = | \langle e| \otimes \langle n| | \psi_4 \rangle |^2 = \frac{1}{2} |c_n|^2 (1 - (-1)^n). \quad (2.28)$$

Cela permet d'écrire la probabilité du qubit ancillaire de se trouver dans l'état excité telle que

$$p_e = \sum_{n=0}^{\infty} p_{e,n} = \frac{1}{2} (1 - \langle \hat{P} \rangle). \quad (2.29)$$

Ainsi, il est possible de relier la probabilité p_e du qubit à la fonction de Wigner décrivant l'état de la cavité telle que

$$\boxed{W(\alpha) = \frac{2}{\pi} \langle \hat{P}_{\rho(\alpha)} \rangle = \frac{2}{\pi} (1 - 2p_e)}. \quad (2.30)$$

La fonction de Wigner qui correspond à la valeur attendue de l'observable \hat{P} est une quantité mesurable. Lorsque le qubit ancillaire est dans l'état fondamental $|g\rangle$, la probabilité p_e est nulle, et donc la fonction de Wigner est maximale $W(\alpha) = \frac{2}{\pi}$. À l'opposé, lorsque le qubit ancillaire termine dans le premier état excité $|e\rangle$, la fonction de Wigner est minimale $W(\alpha) = -\frac{2}{\pi}$.

Voici une séquence typique utilisée en laboratoire 1) Encoder un état dans la cavité,

2) Faire la tomographie de Wigner pour une valeur de α , 3) Refaire l'étape 1 et 2 N fois, afin d'avoir une moyenne pour la probabilité du qubit ancillaire, et 4) Refaire les étapes 1 à 3, mais avec une valeur différente de α . Ainsi, il est possible d'observer l'état de chat, comme illustré à la figure 1.2. Il est à noter que de faire la tomographie détruit l'état, il faut donc refaire le protocole d'encodage à chaque fois que la tomographie est mesurée.

En somme, l'interaction dispersive entre le qubit ancillaire et la cavité est un outil puissant permettant non seulement l'encodage de l'information dans la cavité, mais aussi la tomographie de l'état. Le prochain chapitre introduira les aspects expérimentaux permettant d'arriver expérimentalement à un état de chat.

Chapitre 3

Aspects expérimentaux

Les chapitres précédents ont décrit le système de cavité et transmon ainsi qu'établit les bases théoriques permettant son contrôle. Ces notions ont permis de comprendre le protocole qcMAP permettant d'encoder des états de chat dans un oscillateur harmonique, ainsi que le protocole de tomographie. Dans la littérature, des états de chats ont déjà été créés dans plusieurs systèmes, notamment en intriquant l'état électronique d'un atome avec sa position [44] et dans une cavité supraconductrice couplé avec un atome de Rydberg [45]. Dans les travaux présentés ici, une architecture de type cQED est utilisée, où l'oscillateur harmonique correspond au mode électromagnétique d'une cavité et le qubit supraconducteur ancillaire correspond à un transmon [16].

Ce chapitre abordera les aspects expérimentaux permettant d'atteindre le régime dispersif et de réaliser l'implémentation du protocole qcMAP. Dans un premier temps, le dispositif de type cavité coaxiale [46] ainsi que les régimes de paramètres nécessaires seront abordés. Par la suite, le montage expérimental pour le contrôle et l'opération de ce dispositif seront explicités. Finalement, les mesures de caractérisations du système sont explicitées, ce qui permet au chapitre suivant d'implémenter le protocole qcMAP.

Contributions

L'implémentation du montage expérimental ainsi que la prise de mesure, l'analyse des résultats de caractérisation et de l'implémentation du protocole qcMAP constituent le coeur du travail de recherche effectué durant cette maîtrise. Avec l'accompagnement de Dany Lachance-Quirion de chez Nord Quantique, j'ai choisis et commandé les pièces nécessaires pour le montage expérimental. La mise en place de celui-ci, ainsi que la prise de mesure et l'analyse, ont été effectuées avec Sara Turcotte. Le dispositif ainsi que son modèle dans ANSYS ont été fournis par Nord Quantique. Par contre, j'ai effectué l'ajustement du dispositif ainsi que l'ajustement des simulations ANSYS correspondant à nos paramètres cibles. Pour ce qui est du contrôle du système à l'aide de pulses, Sara et moi avons créé nos propres séquences à partir du séquenceur créé par Jean-Olivier Simoneau de chez Nord Quantique. Les simulations numériques *qutip* utilisées pour comparer avec les données expérimentales ont été effectuées par Sara Turcotte.

3.1 Choix de la géométrie du dispositif

Des états de chats ont déjà été créés, par Vlastakis et *al.* en 2013, dans une architecture cQED composée d'une cavité supraconductrice couplée avec un qubit supraconducteur de type transmon [16, 39, 40]. Dans cette dernière expérience, les états de chats sont encodés à l'aide du protocole qcMAP dans un dispositif formé de deux cavités, tel qu'illustré à la figure 3.1. L'une des cavités est utilisée pour encoder l'état de chat et l'autre pour effectuer la lecture du transmon. Par contre, ce dispositif n'est pas adéquat pour l'ajout d'un filtre de Purcell [47] et la géométrie ne permet pas, une fois le dispositif machiné, de modifier le couplage entre la cavité et le qubit. Une approche prometteuse permettant de résoudre ces deux problèmes consiste à utiliser une cavité coaxiale 3D avec un port d'insertion pour intégrer une architecture de type *coax-line* [46]. Dans cette architecture [48], le transmon, le résonateur et le filtre de Purcell sont fabriqués sur une puce qui s'insère dans un guide d'onde circulaire menant à la cavité coaxiale, tel qu'illustrée à la figure 3.2. De plus, des temps de vie de quelques *ms* pour la cavité [48, 49] ont déjà été démontrés dans une telle architecture.

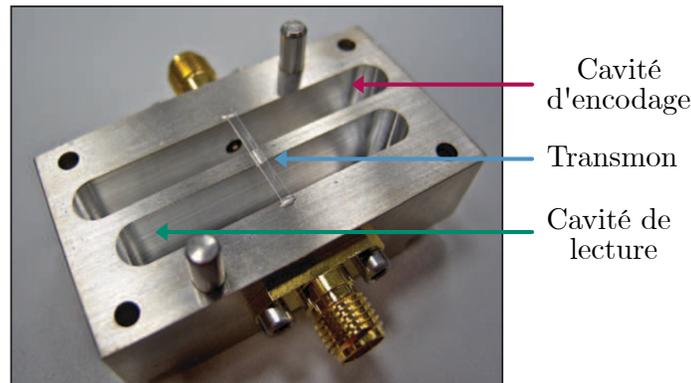


FIGURE 3.1 – **Dispositif ayant permis la création d'états de chats à l'aide du protocole qcMAP dans la littérature.** Le dispositif est formé de deux cavités et d'un transmon (qubit ancillaire) entre les deux, ce qui permet d'encoder de l'information dans la cavité d'encodage, mais d'également faire la lecture du qubit ancillaire à travers la cavité de lecture. Le couplage entre le transmon et les cavités est déterminé par la position fixe du transmon. Image tirée de [16,34].

À l'intérieur de la cavité supraconductrice, le mode du champ électromagnétique est contenu autour du conducteur central. La partie inférieure du conducteur central telle qu'illustrée à la figure 3.2, est mise à la masse et la partie supérieure est flottante ce qui implique une résonance à $\lambda/4$. Cette configuration permet d'avoir une amplitude maximale du champ vis-à-vis le transmon et donc permet d'atteindre un couplage plus élevé. Le dispositif est machiné à partir d'un seul bloc d'aluminium pour limiter la présence de joints entre ses différentes sections, limitant ainsi les pertes associées aux interfaces. Un couvercle, illustré à la figure 3.3 (a), est toutefois nécessaire pour couvrir l'ouverture permettant le nettoyage chimique de la cavité suite à l'usinage pour retirer l'oxyde natif sur les surfaces. De plus, cette ouverture permet un contrôle visuel lors de l'insertion de la puce, telle qu'illustrée à la figure 3.3 (b). Le conducteur central crée un champ électromagnétique évanescent qui décroît exponentiellement en fonction de la distance. La cavité est donc suffisamment haute pour éloigner le conducteur central de l'ouverture, de façon à ce que l'interface soit physiquement loin du mode et donc que les pertes soient réduites [49].

À cette architecture tridimensionnelle est combinée la puce. Celle-ci est formée du transmon ainsi que de deux résonateurs planaires qui sont fabriqués par lithographie sur un substrat de silicium. À l'une des extrémités de la puce se trouve le

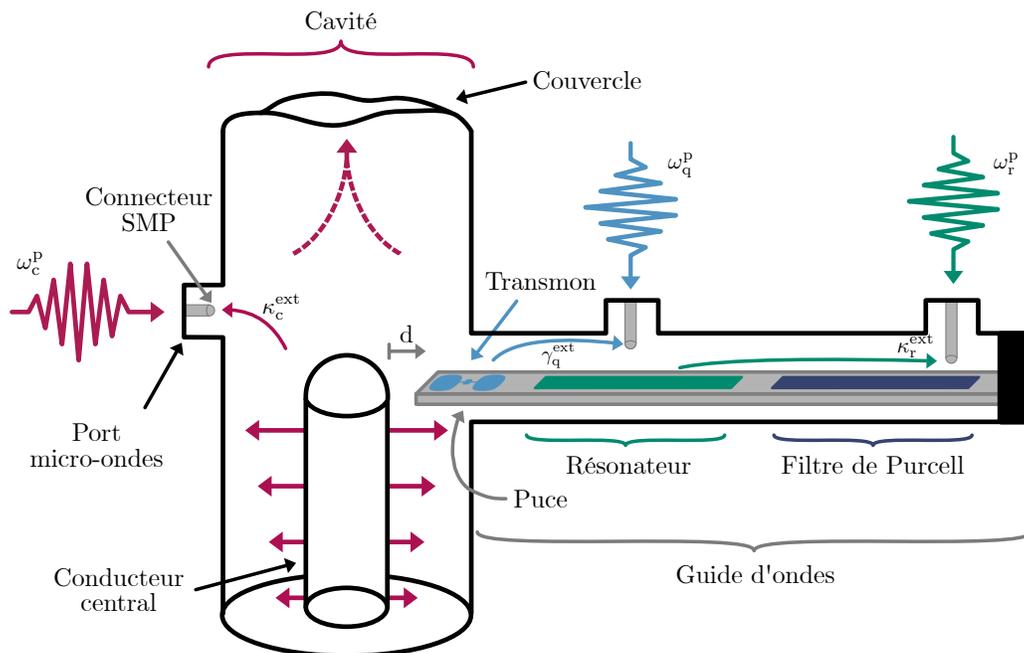


FIGURE 3.2 – **Schéma du dispositif.** Le champ évanescent à l'intérieur de la cavité permet de protéger le mode des impuretés qui se trouvent à l'interface du couvercle. Le substrat, sur lequel se trouve le transmon, le résonateur et le filtre de Purcell, est tenu à l'extrémité de sorte que le substrat est suspendu dans le guide d'ondes. Le couplage dispersif χ_{cq} entre le qubit et la cavité est déterminé par l'insertion du transmon à l'intérieur de la cavité, dénotée par la variable "d". Les pulses de contrôle sont envoyés via l'insertion de connecteurs SMP. Cette insertion détermine le couplage externe pour la cavité κ_c^{ext} , le qubit γ_q^{ext} et le résonateur κ_r^{ext} .

transmon qui consiste en deux électrodes connectées à une petite jonction Josephson en aluminium. Quant à eux, les deux résonateurs de type microbande sont de géométrie $\lambda/2$ afin d'obtenir un filtre passe-bande permettant de transmettre le signal à une fréquence précise. Leur fréquence de résonance dépend de la longueur du résonateur, la position du résonateur dans le guide d'onde, la taille du substrat ainsi que le diamètre de l'enceinte [48]. L'ajout du second résonateur agissant comme filtre de Purcell [47] permet d'effectuer une lecture rapide tout en n'affectant pas trop le temps de vie du qubit [50].

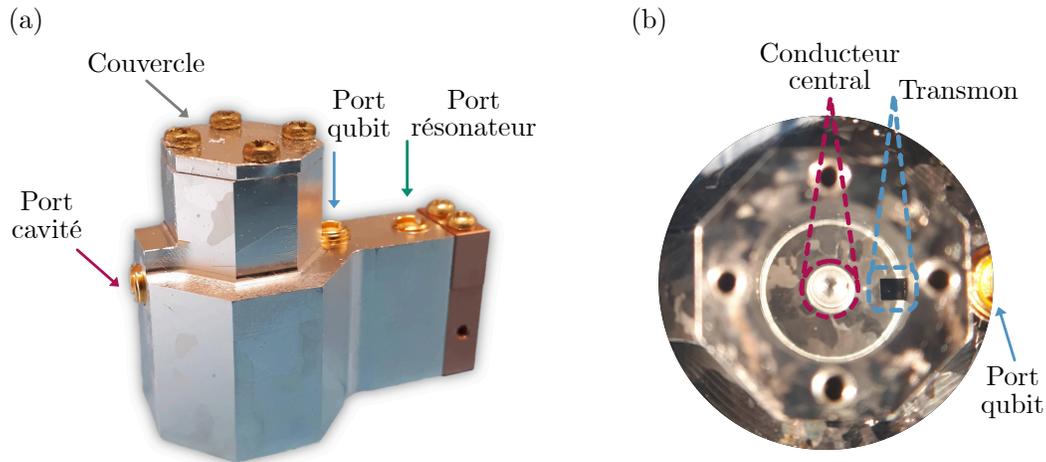


FIGURE 3.3 – **Photo du dispositif.** (a) Photo de la cavité coaxiale en aluminium ayant trois ports micro-ondes pour chaque composante permettant l’envoi de pulses micro-ondes. (b) Vue de haut de l’intérieur de la cavité où il est possible de voir l’extrémité de la puce où se trouve le transmon.

3.1.1 Régime d’opération du dispositif

Il est important d’opérer le dispositif dans le régime dispersif et d’avoir un contrôle sur le temps de vie de chaque composante. Ainsi, l’ajustement du dispositif est fait en fonction de seulement deux paramètres, soit le couplage externe ($\kappa_c^{\text{ext}}, \kappa_r^{\text{ext}}, \gamma_q^{\text{ext}}$) de chaque composante avec la ligne de transmission et le couplage dispersif χ_{cq} entre la cavité et le qubit. Les valeurs de couplages voulues pour l’insertion des connecteurs SMP sont déterminées à partir de connaissances priori du dispositif. C’est donc à l’aide de l’expertise du dispositif de Nord Quantique et l’itération de différentes valeurs à travers les expériences que ces valeurs de couplages ont été déterminées.

Dans un premier temps, le taux de pertes totales κ^{tot} d’un résonateur [18] correspond à la somme des pertes internes κ^{int} et des pertes externes κ^{ext} tel que

$$\kappa^{\text{tot}} = \kappa^{\text{int}} + \kappa^{\text{ext}}. \quad (3.1)$$

Les pertes internes sont engendrées par le couplage avec des degrés de liberté incontrôlés, tels que l’interaction avec les surfaces et interfaces des conducteurs

et des diélectriques, l'interaction avec le substrat ou encore l'interaction avec des systèmes à deux niveaux [18]. Les pertes externes sont engendrées par le couplage du résonateur avec l'extérieur, dans ce cas-ci à travers le couplage avec l'antenne SMP et donc la ligne de transmission. L'insertion des connecteurs SMP est ajustable, ce qui permet d'avoir le contrôle sur κ^{ext} et donc sur le temps de vie T_1 , définit tel que $T_1 = 1/\kappa^{\text{tot}}$ [18].

L'information étant encodée dans la cavité, les pertes externes κ_c^{ext} ne doivent pas être trop élevées afin de protéger le mode et donc d'avoir un temps de vie élevée T_1^c . Lors d'une expérience précédente, un couplage externe de $\kappa_c^{\text{ext}}/2\pi = 49$ Hz résultait en un temps de vie suffisamment élevée. Afin d'augmenter la vitesse des portes sur la cavité, la valeur de couplage visée a été modifiée à $\kappa_c^{\text{ext}}/2\pi = 78$ Hz. Pour le port du résonateur, la valeur idéale de couplage correspond théoriquement à $\kappa_r^{\text{ext}}/2\pi = 2|\chi_{\text{qr}}|$ [18]. Même si la valeur visée était de 0.71 MHz, une erreur à menée à une insertion résultant en un couplage externe de $\kappa_r^{\text{ext}}/2\pi = 1.39$ MHz. Pour ce qui est du qubit, à la suite des différentes itérations, une insertion correspondante à un couplage de $\gamma_q^{\text{ext}}/2\pi = 1.8$ kHz a été choisie, permettant d'avoir des portes de contrôle assez rapide.

Pour ce qui est de la constante de couplage g définit précédemment à la section 1.3.1, la valeur est déterminée par l'insertion du transmon à l'intérieur de la cavité, tel qu'illustrée à la figure 3.2. L'insertion du transmon résulte en un couplage dispersif de $\chi_{\text{cq}}/2\pi = -0.296$ MHz. Cette valeur a été choisie de sorte à être dans le régime dispersif fort, à limiter l'effet Kerr, mais aussi à minimiser la durée de la rotation conditionnelle sur la cavité et donc du protocole qcMAP.

Des simulations du dispositif ont été effectuées au préalable par Nord Quantique. À l'aide du logiciel de simulation pour structure électromagnétique ANSYS HFSS, ces simulations ont permis de dimensionner le dispositif de sorte à atteindre les paramètres suivants : $\omega_c^g/2\pi = 5.96$ GHz, $\omega_q^0/2\pi = 7.87$ GHz, $\omega_r^g/2\pi = 9.29$ GHz, $K_q/2\pi = -286.03$ MHz, $\chi_{\text{qr}}/2\pi = -0.354$ MHz, $g_{\text{cq}}/2\pi = 57.05$ MHz et finalement $g_{\text{qr}}/2\pi = 62.02$ MHz. Il est à noter que le qubit et le résonateur sont dans le régime dispersif permettant de faire la lecture dispersive, qui sera expliqué plus loin. À partir du dispositif conçu, la valeur d'insertion de la puce dans la cavité ainsi que l'insertion des antennes SMP sont déterminées de sorte à atteindre les valeurs de

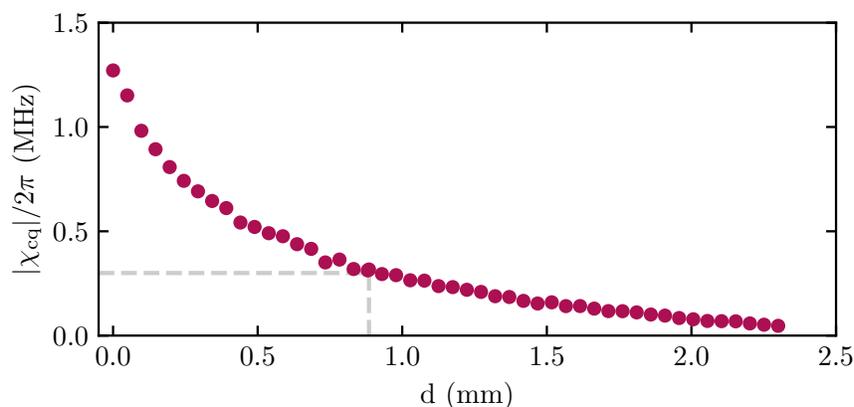


FIGURE 3.4 – **Simulation du couplage dispersif en fonction de l'insertion du transmon dans la cavité.** Le couplage dispersif χ_{cq} est déterminé par l'insertion dénotée par "d" du transmon à l'intérieur de la cavité. Une valeur de $d=0$ mm correspond à l'extrémité de la puce interceptant le conducteur central. Dans les travaux présentés, l'insertion est de $d = 0.885$ mm, ce qui correspond à un couplage dispersif de $\chi_{cq}/2\pi = -0.296$ MHz. Le dispositif permet d'aller d'un couplage dispersif $\chi_{cq}/2\pi$ de -0.05 MHz à -1.27 MHz.

couplage désirées mentionnées plus haut. À la figure 3.4 sont illustrés les résultats de la simulation pour le couplage dispersif χ_{cq} permettant de déterminer l'insertion nécessaire du transmon dans la cavité.

Avec ces valeurs, il est possible de vérifier que la condition pour être en régime dispersif (discutée à la section 1.3.2) définie telle que $\Delta_{cq} \gg g_{cq}$ et $\Delta_{qr} \gg g_{qr}$ est respectée. Pour ce qui est des conditions en régime dispersif fort entre la cavité et le qubit $2\chi_{cq} > \gamma_q, \kappa_c$ et $(g_{cq}/\Delta_{cq})^2 \ll 1$, les valeurs des pertes totales κ^{tot} ne sont pas obtenues à partir des simulations. Par contre, une estimation est obtenue avec les valeurs de couplage externe et de l'équation 3.1. Pour ce qui est des pertes internes de la cavité, qui est la composante d'intérêt, il est possible de déduire d'expériences précédentes que les pertes internes sont très faibles comparativement aux pertes externes.

3.2 Montage expérimental

Une fois le dispositif prêt, il faut un montage expérimental capable de créer, contrôler et manipuler les états quantiques. Afin d'envoyer les pulses de contrôle au dispositif et de pouvoir en faire la lecture, des circuits de modulations et démodulations [51] sont utilisés, tels qu'illustrés à la figure 3.6. De plus, afin de contrôler des systèmes quantiques tels que les qubits supraconducteurs, une température dans les quelques mK est nécessaire pour pouvoir initialiser le qubit dans son état fondamental et pour éviter les erreurs dues à des excitations thermiques. Ces températures sont atteintes avec un réfrigérateur à dilution. À l'annexe A se trouve la liste détaillée des pièces formant le montage expérimental qui sera décrit aux prochaines sous-sections.

3.2.1 Génération de pulses à température pièce

Tel que mentionné à la section 2.1, les portes de contrôle sur le qubit et la cavité correspondent en pratique à des pulses micro-ondes d'amplitude et de phase variable. Il est donc essentiel d'avoir un montage permettant le contrôle et la modulation de ce signal. Pour ce faire, des mixeurs de type SSB (*Single Side Band*) sont utilisés, tels qu'illustrés à la figure 3.5 (a). Un mixeur SSB est une composante passive qui prend un signal micro-ondes généré par l'oscillateur local (LO) et le converti en signal radiofréquence (RF) modulé en phase et amplitude basée sur le signal de fréquence intermédiaire (IF) en entrée. Le signal de sortie correspond à soit la somme (ou la différence) des fréquences d'entrées. L'enveloppe du signal IF est générée par un générateur de formes d'ondes arbitraires (AWG) pouvant envoyer des signaux allant jusqu'à 200 MHz. À l'autre entrée des mixeurs se trouve l'oscillateur local générant un signal continu sinusoïdal à une fréquence pouvant aller jusqu'à 15 GHz. Pendant les expériences, c'est la fréquence de l'oscillateur local qui change ω_{LO} afin que le signal sortant ω_p respecte $\omega_p = \omega_{LO} \pm \omega_{AWG}$ soit à la fréquence désirée. Cette approche fut privilégiée par rapport au mixeur IQ puisqu'elle requiert un seul canal AWG par circuit de modulation au lieu de deux. À la figure 3.5 (b)-(d) sont illustrés les pulses de contrôle résultant de la modulation qui seront utilisés lors du protocole qcMAP et de la tomographie de Wigner. Leur caractérisation sera explicitée dans la section 3.3.

En plus d'utiliser la modulation pour le contrôle, elle est également utilisée pour faire la lecture du signal associé à la ligne de sortie (RF4) illustrée à la figure 3.6. La démodulation est essentiellement l'inverse de la modulation, donc le signal RF entrant est démodulé avec le même signal LO utilisé pour la modulation résultant en un signal IF qui est typiquement autour de 100 MHz. C'est un mixeur IRM (*Image Reject Mixeur*) qui est utilisé pour la démodulation. Un numériseur (*Digitizer*) est un appareil qui convertit le signal analogue provenant du dispositif en signal digital. Avec un taux d'échantillonnage de 500 MSa/s, le numériseur peut recevoir des signaux allant jusqu'à 200 MHz. La démodulation se fait à des fréquences autour de 100 MHz au lieu de la fréquence du système dans les gigahertz, ce qui demanderait un numériseur de très haute résolution et qui serait couteux financièrement, mais aussi en temps dû au traitement de données.

Quelques composantes accompagnent les circuits de modulations dans le montage expérimental, tel qu'illustré à la figure 3.2, afin de réduire principalement le bruit. Entre autres, un filtre passe-bas de 400 MHz se trouve après chaque canal de l'AWG afin de filtrer le signal, ainsi que des atténuateurs afin d'augmenter la plage dynamique entre le bruit et l'amplitude du signal. Les mixeurs fonctionnent seulement dans une certaine plage de puissance, ce qui nécessite parfois d'ajouter des atténuateurs ou des amplificateurs. Lors de la combinaison des signaux dans le mixer, des contributions à plus hautes fréquences peuvent survenir ce qui pourrait venir influencer le système en excitant des états d'excitation plus élevés ou des transitions à plusieurs photons. Une solution simple pour diminuer ces contributions est d'utiliser des filtres passe-bas 11 GHz avant l'entrée des signaux dans le réfrigérateur.

3.2.2 Traitement de signal

Puisque le signal à chaque mesure est bruyant, chaque expérience est répétée N fois au numériseur qui enregistre ensuite l'information. Ainsi, cela permet de classifier avec confiance si l'état du qubit est dans l'état fondamental ou excité par exemple. Le numériseur moyenne les N signaux et le transmet ($s(t)$) à un logiciel virtuel *Labber* de démodulation numérique (appelé *Signal demodulation*), résultant en un nombre complexe. La démodulation permet de calculer le chevauchement entre le

signal et les quadratures tels que

$$V = \int_0^t s(t) \cos(\omega t) dt + i \int_0^t s(t) \sin(\omega t) dt , \quad (3.2)$$

où V est l'amplitude complexe du signal, ω est la fréquence du pulse de lecture. Lorsque ce processus est complété pour toutes les données, dans l'analyse, il suffit de faire une rotation dans le plan complexe de sorte que toute l'information soit dans l'axe réel.

3.2.3 Système cryogénique

Pour atteindre la température nécessaire afin d'exploiter les propriétés supraconductrices de la cavité et du transmon tout en réduisant le bruit thermique, le dispositif est refroidi à ~ 10 mK dans un réfrigérateur à dilution de type He^3/He^4 (BF-XLD-SDL).

Malgré le fait que la puissance appliquée sur le dispositif pour contrôler ou lire le qubit soit basse, la puissance envoyée à température pièce est supérieure de plusieurs ordres de grandeur. Dans les câbles connectant l'électronique à température pièce à l'échantillon près de 10 mK, la radiation thermique se propage vers le dispositif. Telle qu'illustrée à la figure 3.6, une atténuation d'environ 50 – 60 dB est donc nécessaire pour réduire la radiation thermique présente dans les câbles à température pièce jusqu'à une population thermique très faible [52]. Un atténuateur est une composante qui laisse passer une faible partie du signal et absorbe le reste sous forme de chaleur. Entre chaque étage de température se trouvent des plaques de cuivre sur lesquelles sont ancrés thermiquement les atténuateurs et les câbles, ce qui permet au bruit thermique provenant de la température pièce d'être absorbé. Après les chaînes d'atténuations, des filtres passe-bas de 12.4 GHz permettent de supprimer le bruit à haute fréquence.

Une autre composante importante est le circulateur illustré à la figure 3.6. Les circulateurs sont des dispositifs ayant trois ports dont le signal entrant est transmis seulement au port de droite. L'ajout d'une terminaison de 50Ω sur l'un des ports permet d'absorber le bruit arrivant de la température pièce, tout en laissant passer

le signal provenant du dispositif, ce qu'on appelle un isolateur. Un circulateur sur la ligne de la cavité (RF1) permet d'assurer qu'il n'y a pas de signaux réfléchis qui reviennent dans la ligne. En effet, le port de la cavité étant faiblement couplé, une grande quantité de photons doit être envoyée pour en avoir seulement quelques-uns dans la cavité, et donc une bonne partie du signal est réfléchi. Un autre circulateur se trouve sur la ligne de lecture (RF4) permettant d'envoyer le signal au port de lecture et de mesurer le signal réfléchi. Un diviseur de puissance est donc nécessaire pour transmettre l'un des deux signaux au numériseur. Quant à lui, un isolateur cryogénique minimise la propagation du bruit thermique et du bruit de l'amplificateur sans atténuer le signal de sortie. Un amplificateur cryogénique à faible bruit amplifie le signal avant de sortir du réfrigérateur. À la fin de chaque ligne se trouve un interrupteur donnant la possibilité d'avoir deux dispositifs. Seulement les résultats associés à un seul de ces dispositifs sont présentés.

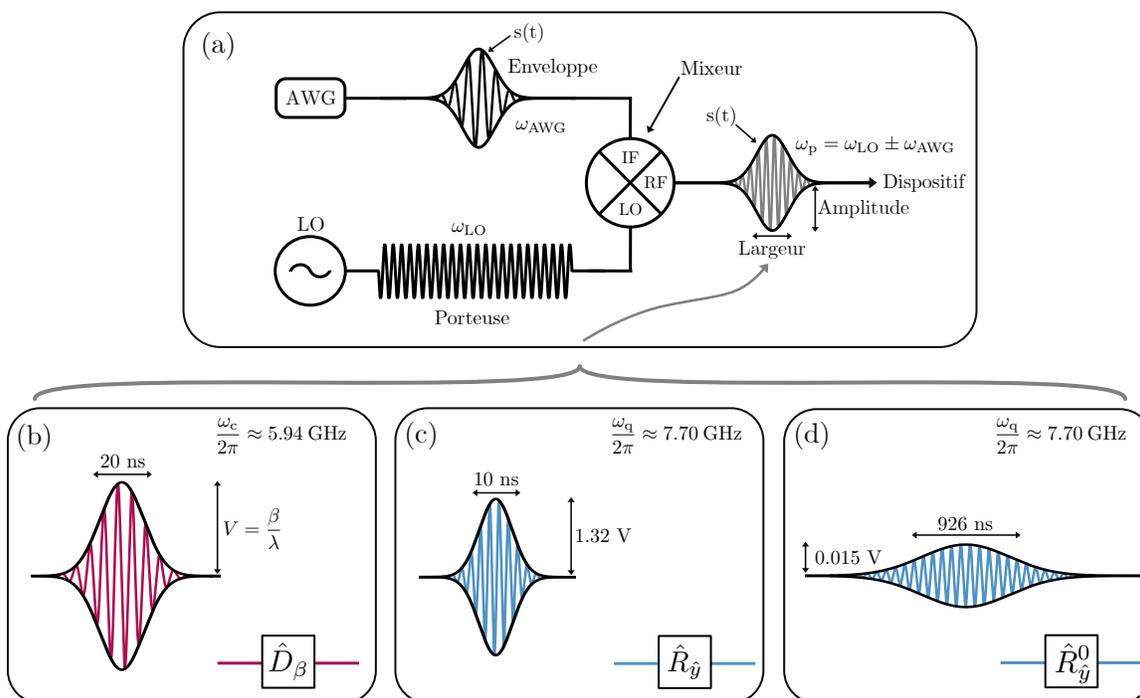


FIGURE 3.5 – **Circuit de modulation pour les pulses de contrôle.** (a) Le mixeur combine le signal sinusoïdal continu provenant de l'oscillateur local (LO) de fréquence ω_{LO} avec l'enveloppe $s(t)$ modulée à la fréquence du générateur d'ondes arbitraires (AWG) dénoté par ω_{AWG} . Le signal résultant est un pulse de la même enveloppe, mais dont la fréquence totale ω_p correspond à la somme ou la différence des fréquences d'entrée. L'équation du pulse de forme gaussienne ainsi que son amplitude et sa largeur sont définis à l'équation 2.7. (b) Pulse de contrôle sur la cavité pour lequel l'amplitude en volt V détermine l'amplitude du déplacement β dans l'espace des phases, où λ est une constante de proportionnalité obtenue par une mesure de calibration. (c) Pulse de contrôle sur le qubit afin d'effectuer une rotation inconditionnelle et (d) une rotation conditionnelle.

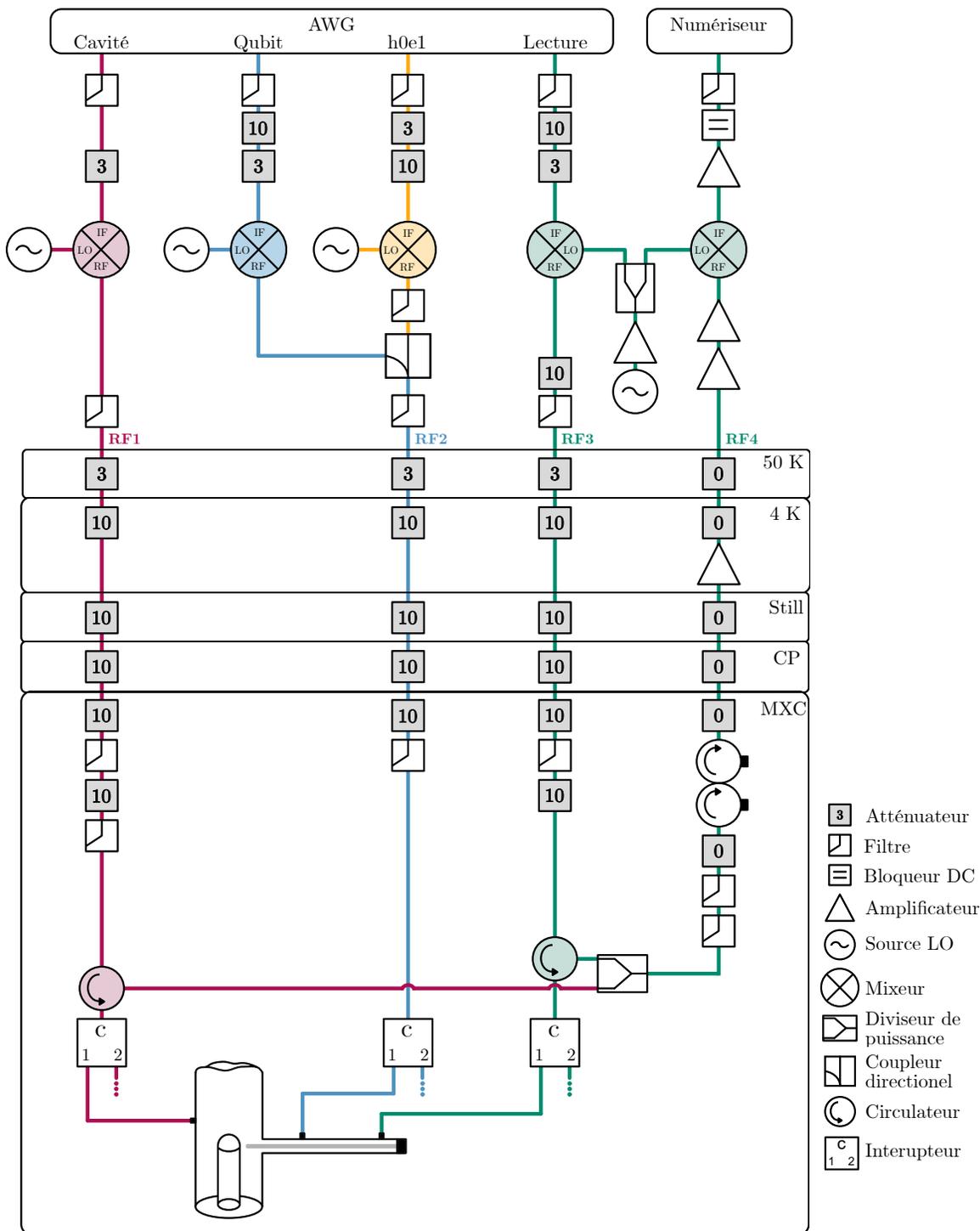


FIGURE 3.6 – Montage expérimental permettant la caractérisation du système ainsi que l’implémentation du protocole qcMAP. À température pièce se trouvent les circuits de modulation et démodulation permettant l’envoi de pulse de contrôle et de lecture. La température de l’étage Still est de 800 mK et de 10 mK pour l’étage MXC. La ligne orange ● n’a pas été utilisée dans les travaux présentés dans ce mémoire. À chaque interrupteur sont connectés deux dispositifs, mais seulement un est utilisé dans ce mémoire.

3.3 Caractérisation du dispositif

Une fois le dispositif dans le réfrigérateur à dilution, il est essentiel de faire la caractérisation du résonateur du qubit et de la cavité. Les résultats des simulations ANSYS sont très utiles puisqu'ils permettent d'avoir une estimation des paramètres, ce qui vient faciliter la caractérisation. Cette section aborde la caractérisation de ces trois composantes pour finalement aborder la caractérisation de l'interaction entre la cavité et le qubit. À la fin, tous les éléments expérimentaux nécessaires pour comprendre la création d'états de chat au chapitre suivant.

3.3.1 Caractérisation du résonateur

Comme pour le système qubit/cavité abordé à la section 1.3.2, la fréquence du résonateur varie selon l'état du qubit (ω_r^g et ω_r^e) ce qui permet de faire la lecture dispersive du qubit à travers le résonateur. En théorie, la fréquence de lecture idéale correspond à la fréquence de résonance du résonateur ω_r tel qu'illustré à la figure 3.7. À cette fréquence, la différence de phase est maximale [18], ce qui permet de déterminer l'état du qubit sans faire une mesure directe sur celui-ci.

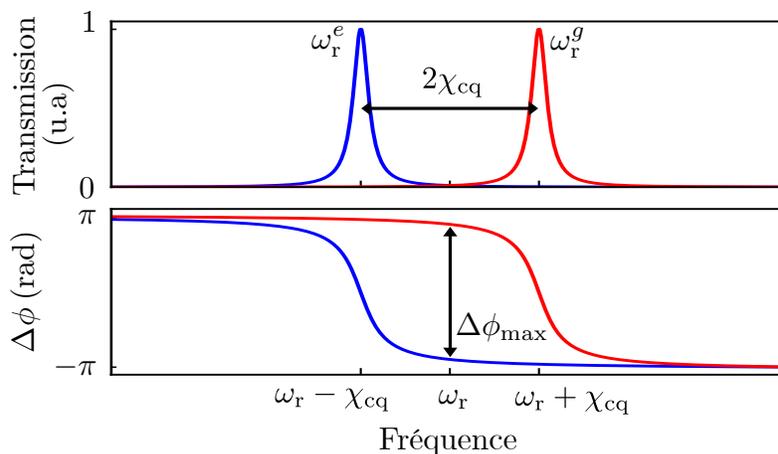


FIGURE 3.7 – **Transmission et différence de phase du résonateur de lecture.** La fréquence du résonateur dépend de l'état du qubit résultant en deux pics centrés en $\omega_r \pm \chi_{cq}$. La différence de phase est maximale pour ω_r . Figure reproduite de [18].

Spectroscopie

Avant toute chose, il faut caractériser la fréquence du résonateur de lecture pour ensuite caractériser le reste du système via celui-ci. Tout d'abord c'est la fréquence de résonance du résonateur lorsque le qubit est dans l'état fondamental ω_r^g qui est caractérisé, tel qu'illustré à la figure 3.3. La mesure en réflexion se fait à travers la ligne de lecture (RF3 sur la figure 3.6) via le port du résonateur. Il suffit de varier la fréquence de sonde " ω_p " d'un pulse gaussien et de mesurer le coefficient de réflexion $r(\omega)$ qui est défini [46] tel que

$$r(\omega_p) = A \frac{i(\omega_p - \omega_r^g) + (\kappa_r^{\text{ext}} - \kappa_r^{\text{int}})/2}{i(\omega_p - \omega_r^g) - \kappa_r^{\text{tot}}/2}, \quad (3.3)$$

où A est un facteur d'amplitude. Lorsque le signal de lecture n'est pas en résonance avec le résonateur, le signal envoyé est simplement réfléchi, tandis qu'en résonance le système absorbe l'énergie du pulse et donc il y a une diminution du coefficient de réflexion, tel qu'illustré à la figure 3.8. En pratique, la réponse en amplitude est bruyante et donc il est plus simple de faire la régression sur le signal de la dérivée de la phase $d\phi/d\omega_p^p$, ce qui permet d'extraire la fréquence de résonance correspondant à $\omega_r^g/2\pi = 9.34678(2)$ GHz.

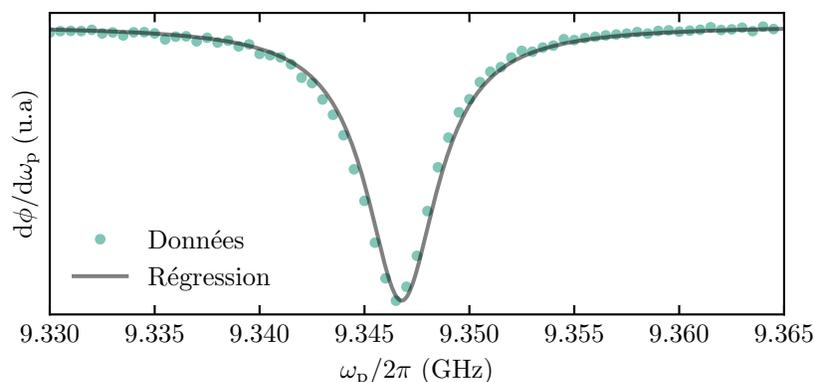


FIGURE 3.8 – **Dérivée de la phase du coefficient de réflexion du résonateur de lecture.** Dérivée de la phase du coefficient de réflexion $r(\omega_p)$ en fonction de la fréquence de sonde ω_p sur le résonateur planaire. La fréquence de résonance extraite est de $\omega_r^g/2\pi = 9.34678(2)$ GHz. Le pic étant orienté vers le bas indique que le résonateur est en régime sur-couplé.

Un changement de phase maximal à travers la résonance de 2π implique que le résonateur est en régime sur-couplé ($\kappa^{\text{int}} < \kappa^{\text{ext}}$) et un changement nul implique que le système est en régime sous-couplé ($\kappa^{\text{int}} > \kappa^{\text{ext}}$) [53]. Ainsi, la dérivée de la phase du coefficient de réflexion étant un pic vers le bas implique que le système est en régime sur-couplé.

Comme mentionné précédemment, la fréquence idéale de lecture se trouve entre la fréquence ω_r^g et ω_r^e afin de maximiser la différence de phase. Cette mesure a été négligée puisqu'il n'était pas directement essentiel d'extraire la valeur de couplage dispersif entre le résonateur et le qubit pour arriver à encoder un état de chat (qui était le focus de ces travaux). Cependant, il serait pertinent d'effectuer cette mesure afin de mieux comprendre le système et de pouvoir extraire la valeur optimale de lecture.

3.3.2 Caractérisation du qubit

Tout d'abord, la fréquence de transition du qubit entre le niveau $|g\rangle$ et $|e\rangle$ ainsi que l'anharmonicité, comme illustrées à la figure 1.5, sont caractérisées via une mesure de spectroscopie. Par la suite, l'amplitude du pulse nécessaire pour passer de l'état $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ est caractérisée pour deux largeurs de pulses – soit le pulse conditionnel et le pulse inconditionnel – abordés précédemment à la section 2.1.1. Une méthode de réduction d'erreur sur les pulses du qubit sera ensuite abordée. Pour terminer, le temps de relaxation ainsi que le temps de décohérence permettant de caractériser les mécanismes de pertes associés au qubit sont caractérisés.

Spectroscopie

Premièrement, une mesure de spectroscopie permet de déterminer la fréquence de transition ω_q entre $|g\rangle$ et $|e\rangle$. Cette fréquence correspond au qubit lorsque la cavité est dans son état fondamental ω_q^0 , mais sera dénotée par la suite ω_q . La séquence complète consiste en deux étapes dont la première est de n'appliquer aucun pulse de sorte que le qubit est dans son état fondamental et d'ensuite faire la lecture. La seconde étape consiste en l'application d'un pulse gaussien (Amplitude 1 V et

largeur 200 ns¹) à une certaine fréquence de sonde ω_p sur le qubit suivi de la lecture. Lorsque la fréquence de sonde du qubit ne correspond pas à ω_q , la fréquence du résonateur ne change pas puisqu'il n'y a pas d'interaction dispersive entre le qubit et le résonateur. Ainsi, la différence de signal ΔV entre la première et la deuxième étape est essentiellement nulle. Par contre, lorsque la fréquence de sonde est en résonance avec le qubit tel que $\omega_p = \omega_q$, la fréquence du résonateur change et la différence de signal n'est désormais plus nulle. Une différence maximale de signal ΔV est alors observée lorsque la fréquence de sonde correspond à ω_q tel qu'illustrée à la figure 3.9. Puisque le pulse de contrôle est gaussien et la réponse spectrale du qubit est lorentzienne, une fonction de Voigt² est la fonction la plus adéquate pour décrire le spectre. De cette mesure illustrée à la figure 3.9, la fréquence du qubit est de $\omega_q/2\pi = 7.70196(6)$ GHz.

Pour ce qui est de l'anharmonicité du qubit K_q , il faut d'abord déterminer la fréquence de transition ω_q^{gf} entre le niveau $|g\rangle$ et $|f\rangle$. Pour ce faire, l'amplitude du pulse est augmentée afin d'augmenter la probabilité d'avoir une transition à deux photons [54] entre le niveau $|g\rangle$ et $|f\rangle$. Si cette transition se produit, chaque photon va avoir une fréquence de transition correspondant à $\omega_q^{gf}/2$. L'anharmonicité est ensuite déduite en sachant que $\omega_q^{gf} = 2\omega_q + K_q$, tel que la valeur extraite correspond à $K_q/2\pi = -0.2631(1)$ GHz.

Calibration de l'amplitude des pulses de contrôle

Une fois la fréquence du qubit caractérisée, il faut calibrer l'amplitude nécessaire du pulse de contrôle pour permettre au qubit de passer de l'état fondamental vers l'état excité, et vice versa. Pour ce faire, un pulse gaussien de fréquence ω_q et de largeur fixe, il suffit de varier l'amplitude du pulse. L'amplitude du signal mesuré sera maximale lorsque le qubit se trouve dans l'état excité.

À la figure 3.10 est illustrée la calibration pour le pulse inconditionnel $\hat{R}_{\pi, \hat{n}}$ de largeur 10 ns résultant en une amplitude de pulse nécessaire de 1.32(2) V. Pour effectuer un pulse $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{n}}$, il suffit de diviser cette amplitude par un facteur deux. Cette largeur de pulse a été fixée par rapport à la sélectivité désirée. Pour un chat de taille 2, la

1. Un large pulse dans le domaine temporel permet d'être étroit dans le domaine fréquentiel afin de déterminer la fréquence du qubit.

2. La fonction de Voigt correspond à la convolution d'une gaussienne avec une lorentzienne.

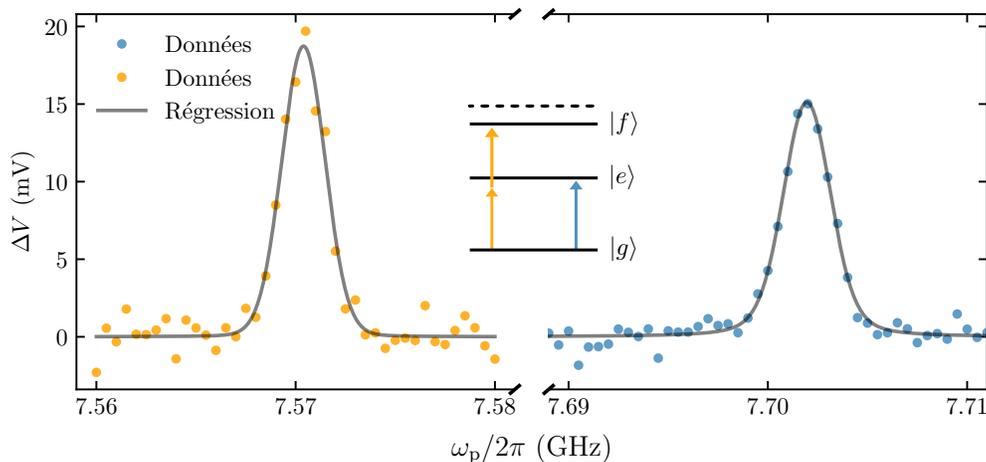


FIGURE 3.9 – **Spectroscopie du qubit.** ● Mesure de spectroscopie pour la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ ayant une fréquence de $\omega_q/2\pi = 7.70196(6)$ GHz. ● Mesure de spectroscopie pour déterminer l’anharmonicité du qubit $K_q/2\pi$. En augmentant l’amplitude de contrôle, la probabilité d’exciter la transition $|g\rangle \rightarrow |f\rangle$ à deux photons est plus grande. La fréquence de chaque photon correspond à $\frac{1}{2}\omega_q^{gf}/2\pi = 7.57039(9)$ GHz, ce qui permet d’obtenir la valeur d’anharmonicité $K_q/2\pi = -0.2631(1)$ GHz.

sélectivité (équation 2.10) est calculée par rapport au nombre moyen de photons $\hat{n}_{\text{chat}}^{\pm} \approx 4$, résultant en une sélectivité de $S \approx 0.0015$. Cette calibration est également effectuée pour le pulse conditionnel $\hat{R}_{\pi, \hat{n}}^0$ (Amplitude 0.0145 V et largeur 926 ns) qui sera utile dans le protocole qcMAP à l’étape 5 de la figure 2.2. À cette étape, pour un chat dont l’un des états cohérents est à 0 et l’autre à α , le nombre moyen de photons correspond à $\bar{n} \approx \frac{1}{2}|\alpha|^2$. Ainsi, la sélectivité pour un chat de taille $\beta = 2$ à cette étape est calculée par rapport au nombre moyen de photons correspondant à $\hat{n}_{\text{chat}}^{\pm} \approx 8$, résultant en une sélectivité de $S = 0.99$.

La valeur du signal en volt associée à la probabilité du qubit d’être dans l’état excité p_e est calibrée en faisant la différence du signal de lecture après un pulse π et du signal lorsqu’aucun pulse n’est appliqué. Cette mesure est effectuée pour un certain nombre de répétitions, ce qui permet d’avoir une valeur moyenne. Par souci de concision, cette mesure n’est pas présentée. La valeur d’amplitude correspondante au qubit dans $|e\rangle$ est de 49.97 mV. C’est cette valeur qui sera utilisée pour le reste des résultats.

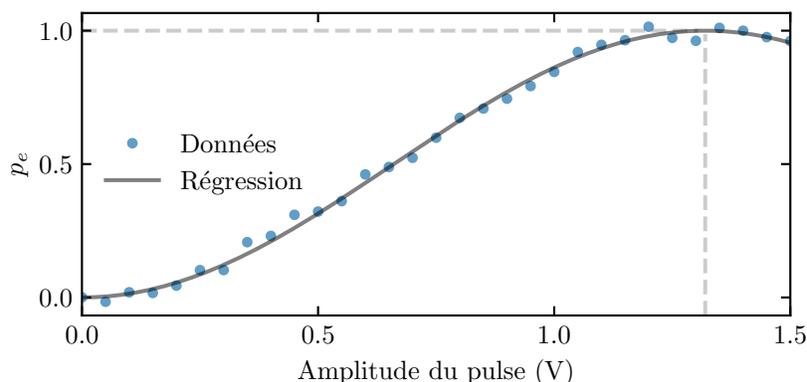


FIGURE 3.10 – **Calibration d’un pulse de contrôle sur le qubit ancillaire.** Probabilité du qubit d’être dans l’état excité p_e en fonction de l’amplitude du pulse pour une largeur de pulse fixée à 10 ns de fréquence ω_q . Cette mesure permet de calibrer l’amplitude nécessaire pour faire un pulse \hat{R}_π permettant de passer de $|g\rangle$ à $|e\rangle$, qui dans ce cas-ci est de 1.32(2) V.

Réduction d’erreur sur les portes du qubit

Dans le protocole qcMAP et dans la tomographie de Wigner, seulement les deux premiers niveaux ($|g\rangle$ et $|e\rangle$) du qubit sont considérés. Par contre, pour les qubits supraconducteurs de faible anharmonicité comme le transmon, des excitations peuvent sortir du système à deux niveaux pour atteindre des niveaux supérieurs. Dépendamment de la largeur du pulse, le pulse gaussien à la fréquence de transition ω_q peut avoir un recouvrement spectral avec la fréquence de transition avec le second niveau ω_{ef} . Ainsi, contrairement aux pulses longs qui sont limités par la relaxation et la décohérence du transmon, les pulses courts sont limités par les fuites en dehors de l’espace du qubit [55]. Une technique utilisée pour corriger les erreurs dues à la présence des autres niveaux se nomme DRAG (*Derivative Removal by Adiabatic Gate*) [56]. La méthode consiste à appliquer un signal additionnel au pulse de contrôle du qubit qui est proportionnel à la dérivé du signal avec une phase de 90 degrés. Ainsi, l’enveloppe du pulse s’écrit désormais

$$s(t) \rightarrow s'(t) = s(t) + i\tau_D \dot{s}(t), \quad (3.4)$$

où τ_D correspond au coefficient DRAG.

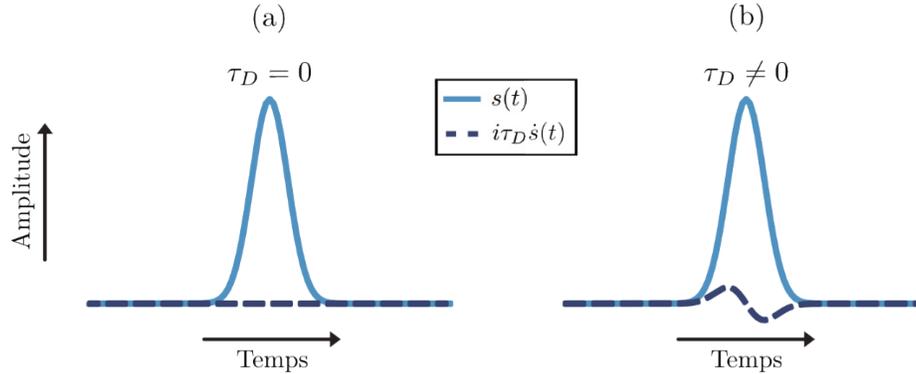


FIGURE 3.11 – **Signal de contrôle du qubit ancillaire avec la modulation DRAG.** (a) Pour un coefficient DRAG τ_D nul, le signal de contrôle correspond au signal gaussien typiquement envoyé pour contrôler le qubit ancillaire. (b) Pour un coefficient DRAG non nul, le signal de contrôle est constitué de la gaussienne et d'un signal additionnel proportionnel à la dérivée de la gaussienne. Figure adaptée de [51].

La séquence consiste à envoyer un pulse $\hat{R}_{\pi,\hat{y}}$ suivi d'un second pulse $\hat{R}_{\pi,-\hat{y}}$, tout deux de forme $s'(t)$. En d'autres mots, le qubit initialement dans l'état fondamental se retrouve dans l'état excité et termine dans l'état fondamental. Cette séquence est répétée ℓ fois avant la lecture tel qu'illustré à la figure 3.12 (a). Tout dépendamment de la valeur du coefficient et du nombre de répétitions, la probabilité que le qubit soit dans l'état fondamental à la fin oscille selon

$$p_e = p \left(1 - \cos(2\pi\ell k_{\text{osc}}) e^{-\ell/\ell_d} \right), \quad (3.5)$$

où p est un facteur d'amplitude, k_{osc} est la fréquence des oscillations et ℓ_d est un facteur dû au processus de relaxation et décohérence. Ce comportement oscillant est illustré à la figure 3.12 (b-c), où une régression de l'équation 3.5 est effectuée pour chaque valeur de coefficient DRAG. Il est ensuite possible d'extraire la fréquence d'oscillations k_{osc} en fonction du coefficient DRAG, tel qu'illustré à la figure 3.13. Lorsque cette fréquence est nulle, les erreurs sur le qubit sont minimisées, puisque peu importe le nombre de répétitions pour les pulses, le qubit termine dans l'état fondamental.

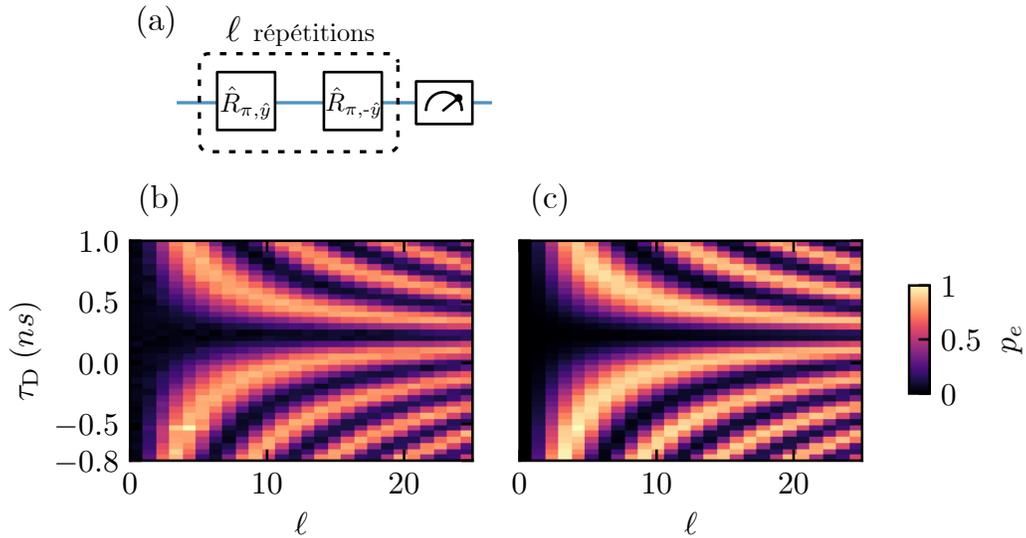


FIGURE 3.12 – **Mesure du coefficient DRAG.** (a) Protocole pour une valeur de coefficient DRAG τ_D fixe. (b) Données expérimentales et (c) régression de l'intensité du signal en fonction du coefficient DRAG et du nombre de répétitions ℓ . Les zones sont de couleur foncée lorsque le qubit est mesuré dans l'état fondamental.

Caractérisation de la relaxation et de la décohérence

Maintenant que le pulse de contrôle du qubit est caractérisé, il est possible de mesurer la relaxation et la décohérence du qubit. La relaxation et la décohérence sont les processus décrivant l'interaction du qubit avec différents degrés de liberté de son environnement, comme du bruit. Ces processus sont caractérisés par deux taux, le taux de relaxation Γ_1 et le taux de cohérence Γ_2 .

1. Temps de relaxation

Le qubit étant dans l'état fondamental ou dans l'état excité peut perdre son information en échangeant des excitations avec son environnement. Le taux de relaxation longitudinal Γ_1 [51] définit tel que

$$\Gamma_1 \equiv \frac{1}{T_1} = \Gamma_{10} + \Gamma_{01}, \quad (3.6)$$

est la somme du taux d'excitation de l'état fondamental vers l'état excité Γ_{01} et du taux de relaxation de Γ_{10} de l'état excité vers l'état fondamental.

Le temps de relaxation T_1 correspond au temps caractéristique pour lequel la po-

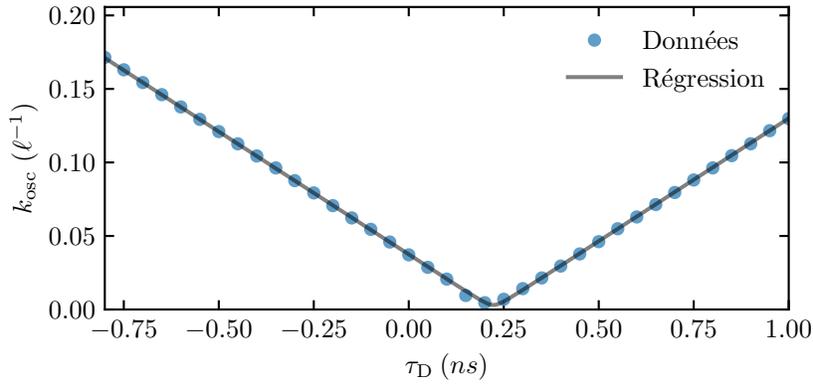


FIGURE 3.13 – **Mesure du coefficient DRAG.** Pour chaque valeur de coefficient DRAG τ_D associé à la figure 3.12, la fréquence d'oscillation k_{osc} est extraites (Données). Une régression permet d'extraire le coefficient DRAG optimal afin de corriger les erreurs qui est de $\tau_D = 0.223(1)$ ns.

pulation du qubit décroît. Donc, ce temps décrit la vitesse à laquelle l'information sur les amplitudes de $|g\rangle$ et $|e\rangle$ est perdue. Pour des qubits ayant des fréquences de quelques GHz et une température autour de 20 mK, le taux d'excitation Γ_{01} est très faible [51], et donc seulement le taux de relaxation contribue significativement.

Pour mesurer ce temps de relaxation T_1 , il suffit de préparer l'état excité à l'aide d'un pulse $\hat{R}_{\pi, \hat{y}}$, d'attendre un temps τ et d'ensuite mesurer la probabilité du qubit d'être dans l'état excité. Ainsi, pendant l'attente, le qubit relaxe vers l'état fondamental tel que la probabilité de trouver le qubit dans l'état excité après un certain temps τ décroît exponentiellement selon

$$p_e(\tau) = p_e(0)e^{-\tau/T_1} . \quad (3.7)$$

Cette décroissance exponentielle de la population du qubit initialement dans l'état excité $P_e(0) = 1$ est illustrée à la figure 3.14 (a). Entre chaque expérience sur le qubit, il faut attendre un temps t afin que le qubit se retrouve dans l'état fondamental avant de commencer une nouvelle mesure. Un temps de $t = 5T_1$ permet d'avoir une probabilité inférieure à 1% que le qubit ne soit pas dans l'état fondamental. Une autre mesure a été répétée 23 fois sur plusieurs heures afin de prendre en compte les fluctuations. La valeur moyenne du temps de relaxation du transmon est de

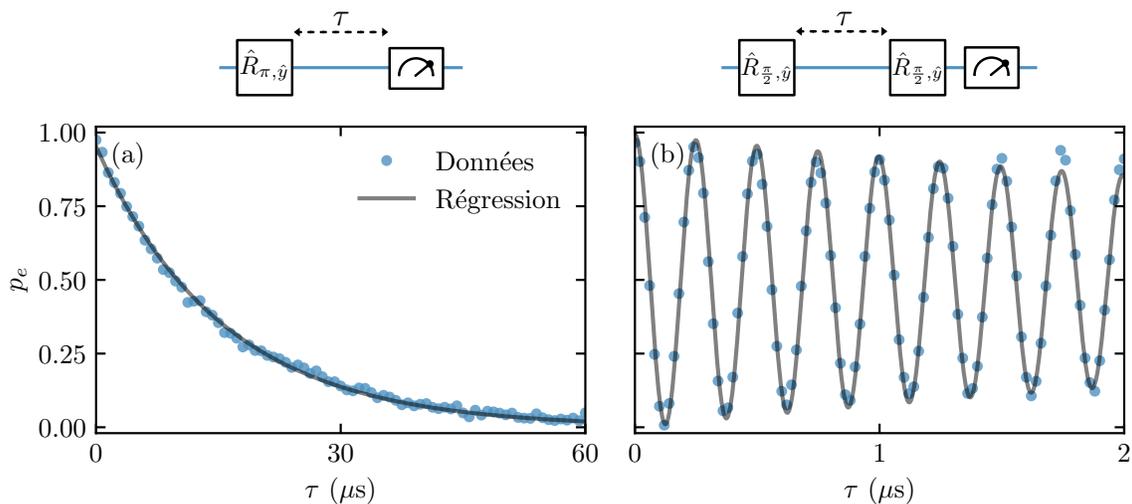


FIGURE 3.14 – **Caractérisation du temps de relaxation et de décohérence du qubit.** (a) Décroissance exponentielle en $1/T_1$ de la probabilité du qubit d’être dans $|e\rangle$ en fonction du temps d’attente τ avant la lecture. La valeur extraite pour le temps de relaxation est de $T_1 = 15.5(2) \mu\text{s}$. (b) Décroissance exponentielle en $1/T_2^*$ de la probabilité oscillante dépendant du décalage en fréquence entre le pulse de contrôle et la fréquence de résonance. Le temps de décohérence est de $T_2^* = 6.0(8) \mu\text{s}$. Chaque graphique correspond à la moyenne de quatre répétitions, dont chaque point d’une répétition résulte en la moyenne de 1000 expériences.

$$T_1 = 16.2(7)\mu\text{s}.$$

2. Temps de décohérence

Le taux de relaxation transverse Γ_2 définit [51] tel que

$$\Gamma_2 = \frac{\Gamma_1}{2} + \Gamma_\varphi, \quad (3.8)$$

décrit la perte de cohérence d’une superposition. Ce taux englobe le taux de relaxation et le taux de déphasage pure Γ_φ . Ce dernier englobe les mécanismes responsables de la fluctuation de la fréquence du qubit. Plusieurs mécanismes peuvent causer des fluctuations de la fréquence, notamment les fluctuations des instruments de contrôle, le couplage dispersif avec des degrés de liberté de l’environnement ou encore une population thermique résiduelle dans le résonateur ou la cavité [18].

En laboratoire, le taux Γ_2 n’est pas directement accessible, puisque l’expérience de Ramsey utilisée pour caractériser le taux est sensible aux fluctuations à basse

fréquence et quasistatiques qui sont constantes pour une expérience, mais qui varient dans le temps [51]. Le temps de décohérence T_2^* correspond au temps pour lequel le qubit perd sa cohérence et donc combien de temps l'information de la phase dans une superposition est préservée. C'est cette valeur qui est mesurée en laboratoire. Ce temps est mesuré par un protocole d'interférométrie de Ramsey [19]. Le qubit est initialement dans l'état fondamental. Un premier pulse $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{y}}$ est appliqué avec une fréquence décalée³ de la fréquence de résonance telle que $\Delta = \omega_d - \omega_q$ et $\phi = \Delta\tau$, ce qui crée une superposition cohérente $\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + |e\rangle)$. Après un temps d'attente τ , la superposition subit le déphasage induit par le fait que le pulse n'est pas résonant $\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + e^{i\phi}|e\rangle)$. Un second pulse $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{y}}$ est appliqué produisant l'état $\frac{1}{\sqrt{2}}[(1 - e^{i\phi})|g\rangle + (1 + e^{i\phi})|e\rangle]$. La probabilité que le qubit soit dans l'état excité à la fin du protocole [19] est

$$p_e(\tau) = \frac{1}{2} (1 + \cos(\phi)e^{-\tau/T_2^*}) . \quad (3.9)$$

La probabilité tend vers 0.5 lorsque le temps d'évolution est long, puisque l'état tend vers un mélange statistique, où il est impossible de prédire l'état avec confiance. La répétition de cette expérience en fonction du temps d'évolution permet d'obtenir les résultats présentés à la figure 3.14 (b). Comme pour le temps de relaxation, d'autres mesures on permit d'extraire le temps de décohérence moyen correspondant à $T_2^* = 5.8 \pm 0.8 \mu\text{s}$. De plus, sachant la fréquence des pulses, la fréquence du qubit est extraite, de manière plus précise que par spectroscopie. Il sera discuté au chapitre 4 que ces deux valeurs ont un effet direct sur la fidélité de l'état de chat.

3.3.3 Caractérisation de la cavité

Une mesure de spectroscopie permet la caractérisation de la fréquence de résonance du premier mode de la cavité. Par la suite, le temps de vie de la cavité est caractérisé. Cette caractérisation permet de confirmer les choix englobant le dispositif discuté auparavant. La calibration permettant de relier l'amplitude du signal envoyée au dispositif et l'amplitude de déplacement dans l'espace des phases sera explicitée à la prochaine section.

3. Il n'est pas nécessaire d'être décalé en fréquence, mais cela permet de calibrer avec plus de précision la fréquence de contrôle du qubit.

Spectroscopie de la cavité

Contrairement aux mesures de spectroscopie du résonateur et du qubit, la spectroscopie de la cavité est effectuée à l'aide d'une mesure en ondes continues (*Continuous wave*). Cette mesure consiste en l'envoi d'un signal continu dont le temps d'intégration est nettement plus grand que la partie du signal extrait. Puisque la largeur de raie de la cavité est présumément faible, l'application d'un pulse de largeur plus grande impliquerait que la largeur de raie obtenue de la spectroscopie serait essentiellement celle du pulse, et non de la cavité. Telle qu'illustrée à la figure 1.7 du chapitre 1, la fréquence de la cavité dépend de l'état du qubit. Dans ce cas-ci, lors de la spectroscopie de la cavité, le qubit est dans l'état fondamental. Par contre, si une population thermique du qubit se trouve au niveau excité $|e\rangle$, un faible pic sera détectable. C'est pourquoi il faut prendre en compte les deux populations des niveaux du qubit. En sachant que la réponse spectrale de la cavité est une lorentzienne, l'amplitude s'exprime tel que

$$\Delta V = A_g \frac{(\gamma_{sg}/2)^2}{(\omega - \omega_{sg})^2 + (\gamma_{sg}/2)^2} + A_e \frac{(\gamma_{se}/2)^2}{(\omega - \omega_{se})^2 + (\gamma_{se}/2)^2}. \quad (3.10)$$

Dans ce cas, la population thermique est pratiquement nulle et seulement le pic à la fréquence de la cavité lorsque le qubit est dans l'état fondamental est détecté. La fréquence extraite correspond à $\omega_c^g/2\pi = 5.9374152(3)$ GHz. Sur la figure 3.15, il semble y avoir une asymétrie dans le spectre de la cavité. Cet effet n'a pas été exploré, mais une mesure intéressante serait d'effectuer la spectroscopie à différente puissance et de voir si cet effet diminue avec la puissance. Cela pourrait possiblement indiquer que l'asymétrie est causé par l'effet Kerr de la cavité.

Temps de vie de la cavité

Il est important de caractériser le temps de vie de la cavité et de s'assurer qu'il est suffisamment élevé, puisque c'est dans cette composante que l'état de chat est encodé. Le protocole de caractérisation [49] consiste en la préparation d'un état cohérent suivi d'un temps d'attente τ et finalement la mesure la fonction de Wigner à $\alpha = 0$, comme illustré à la figure 3.16 (a). Pendant le temps d'attente, l'état cohérent relaxe vers l'état fondamental à un temps caractéristique T_1^c tel que $\beta(t) = \beta e^{-\tau/T_1^c}$ [49]. En

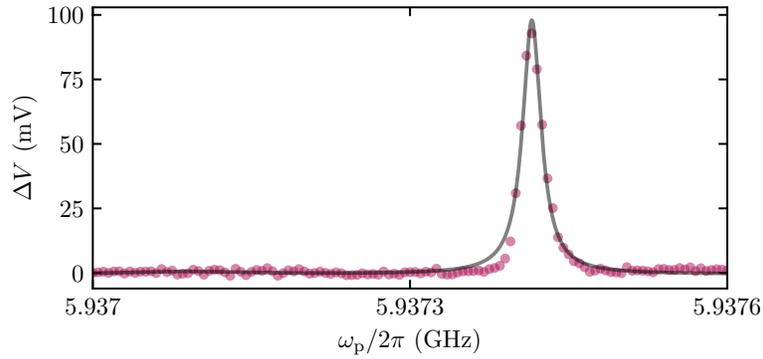


FIGURE 3.15 – **Spectroscopie de la cavité.** Mesure en CW permettant d’extraire la fréquence de résonance de la cavité $\omega_c^g/2\pi = 5.9374152(3)$ GHz lorsque le qubit est dans l’état fondamental.

mesurant la fonction de Wigner en fonction du temps d’attente défini tel que

$$W(0, \tau) = \frac{2}{\pi} e^{-2|\beta|^2 e^{-\tau/T_1^c}}, \quad (3.11)$$

et en sachant le déplacement initial β , il est possible d’extraire le temps de vie de la cavité. La figure 3.16 (c) illustre la mesure expérimentale de laquelle est extrait le temps de vie de $T_1^c = 411(8) \mu\text{s}$. Le taux de perte totale correspond donc à $\kappa_c^{\text{tot}}/2\pi = 387(8)$ Hz, ce qui laisse croire que le système est en régime sous-couplé en se basant sur la valeur des pertes externes des simulations $\kappa_c^{\text{ext}}/2\pi = 78$ Hz. La fonction de Wigner atteint un plateau autour de $\tau = 2000 \mu\text{s}$ signifiant que l’état est dans l’état du vide. Par contre, en théorie ce plateau devrait atteindre la valeur maximale de $W(0) = 2/\pi$. Ce phénomène sera abordé à la section 3.3.4.

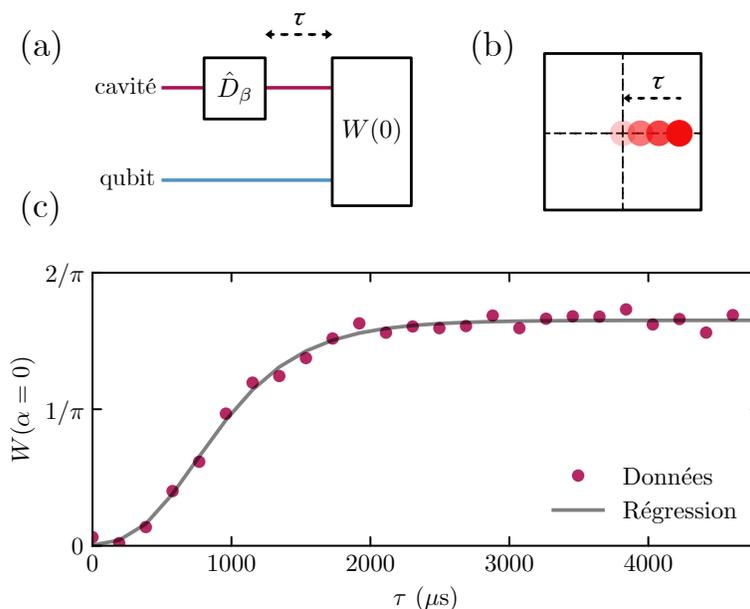


FIGURE 3.16 – **Mesure du temps de vie de la cavité.** (a) Protocole permettant de caractériser le temps de vie T_1^c de la cavité. Il suffit de créer un état cohérent $|\beta\rangle$ et d’attendre un temps τ afin que l’état relaxe vers l’état du vide. (b) Trajectoire de l’état cohérent dans l’espace des phases pendant le temps d’attente. (c) Fonction de Wigner pour $\alpha = 0$ en fonction du temps d’attente pour un déplacement de $|\beta| = 1.74$. Le temps de vie extrait est de $T_1^c = 411(8) \mu\text{s}$.

3.3.4 Caractérisation du système couplé

Caractérisation du couplage dispersif entre le qubit et la cavité

En utilisant l’interaction dispersive entre le qubit et la cavité, il est possible de caractériser le couplage dispersif χ_{cq} . Le protocole [16,57] illustré à la figure 3.17 (a) consiste en un pulse cohérent sur la cavité d’amplitude β suivi de l’interférométrie de Ramsey. Le premier pulse sur le qubit $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{y}}$ active l’évolution libre de l’état excité du qubit dans l’espace des phases ce qui intrique l’état du qubit et de la cavité. Le second pulse $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{y}}$ transfère l’information de la parité sur la phase du qubit. Le qubit est ensuite mesuré via le résonateur. Ce protocole est répété pour différents temps d’attente τ tel que $\Phi = 2|\chi_{\text{cq}}|\tau$ entre les deux pulses sur le qubit. À la fin du

protocole, la probabilité que le qubit soit dans l'état excité p_e correspond à

$$p_e(\tau) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + e^{|\beta|^2 [\cos(\chi_{cq}\tau) - 1]} \cos [|\beta|^2 \sin(\chi_{cq}\tau)] \right\}. \quad (3.12)$$

La figure 3.17 illustre la probabilité du qubit d'être dans l'état excité en fonction du temps de la rotation conditionnelle de la cavité τ pour différente valeur de déplacement initial $|\beta|$.

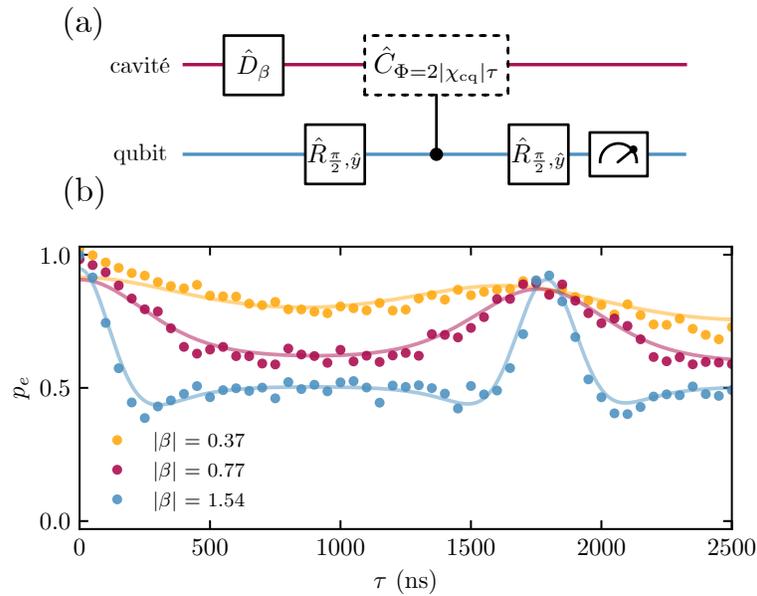


FIGURE 3.17 – **Caractérisation du couplage dispersif entre la cavité et le qubit.** (a) Le protocole est composé d'un pulse de déplacement suivi de l'interférométrie de Ramsey, pour lequel le temps d'évolution τ varie. (b) Probabilité que le qubit est dans l'état excité p_e en fonction du temps d'évolution τ . Les valeurs de couplages extraites sont ● $\frac{\chi_{cq}}{2\pi} = -0.30(2)$ MHz, ● $\frac{\chi_{cq}}{2\pi} = -0.283(5)$ MHz, ● $\frac{\chi_{cq}}{2\pi} = -0.279(2)$ MHz.

Après le premier pulse, l'état du système correspond à $\frac{1}{\sqrt{2}}(|g, \beta\rangle + |e, \beta\rangle)$. Pour un temps d'attente nul ou très faible, l'état $|\beta, g\rangle$ après le premier pulse sur le qubit n'a pas le temps d'effectuer une rotation et donc le second pulse sur le qubit amène le qubit dans l'état excité, ce qui explique une population p_e élevée à faible τ tel qu'illustré à la figure 3.17 (b). La probabilité p_e atteint 0.5 lorsque les deux états

cohérents n'ont plus de recouvrement entre eux – causé par la rotation de l'état $|\beta, e\rangle$ – et donc que l'état du qubit est dans une superposition égale de $|g\rangle$ et $|e\rangle$. Lorsque l'état $|\beta, e\rangle$ a effectué une rotation de $\Phi = 2\pi$, l'état de la cavité n'est plus intriqué avec l'état du qubit et le second pulse $\pi/2$ amène le qubit dans l'état excité. C'est pourquoi il y a un second maxima dans la probabilité d'avoir le qubit dans l'état excité p_e . Le couplage dispersif est donc extrait en sachant que le second maxima correspondant à un angle de rotation de 2π . Le pic étant mieux défini pour une valeur de déplacement plus élevé, la valeur de couplage $\frac{\chi_{cq}}{2\pi} = -0.279(2)$ MHz associée au déplacement $|\beta| = 1.54$ est sélectionnée. Ce couplage résulte en un temps d'attente de 895 ns pour effectuer une rotation de \hat{C}_π sur la cavité.

La décohérence du qubit a été prise en compte dans la régression, expliquant la diminution d'amplitude à travers le temps. En effet, pour une faible valeur de β , c'est la décohérence intrinsèque du qubit qui domine, c'est-à-dire le temps de relaxation T_1 et le temps de décohérence T_2^* . En augmentant la valeur de β , c'est la décohérence due à l'interaction dispersive entre le qubit et la cavité qui domine [57].

Mesure de Wigner de l'état du vide

Après avoir caractérisé l'amplitude nécessaire pour faire des rotations $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{n}}$ sur le qubit ainsi que le temps d'attente pour obtenir la rotation conditionnelle de la cavité \hat{C}_π , tous les éléments nécessaires pour effectuer la tomographie de Wigner décrite à la section 2.3 sont là. La tomographie de Wigner complète de l'état est obtenue en

- 1) Préparant l'état du vide $|0\rangle$. Il suffit d'attendre un temps suffisamment long ($t = e^{-5T_1^c}$) entre les mesures afin qu'il n'y ait plus de photons dans la cavité;
- 2) Effectuer le protocole de tomographie pour une valeur d'amplitude du pulse dénoté " α ";
- 3) Répéter les deux premières étapes N nombre de fois afin d'obtenir la valeur moyenne de la probabilité du qubit d'être dans l'état excité p_e (voir éq.2.30). Cette étape résulte en l'amplitude à une valeur α donnée.;
- 4) Répéter les étapes 1 à 3 pour chaque valeur de α .

Il faut trouver la constante de proportionnalité λ entre l'amplitude en volt dénotée par A_V des pulses envoyés sur la cavité et l'amplitude résultante dans l'espace des phases β , tel que $\beta = \lambda A_V$. Cette valeur peut être déterminée à l'aide de la tomographie de Wigner de l'état du vide. Il est à noter que cette caractérisation est

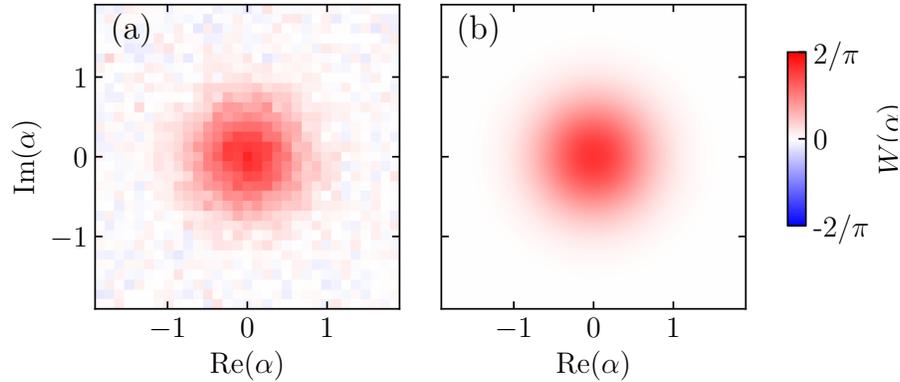


FIGURE 3.18 – **Mesure expérimentale de la fonction de Wigner du vide.** (a) Données expérimentales et (b) régression pour l'état du vide $|0\rangle$ décrite par une fonction gaussienne permettant d'extraire la constante de proportionnalité $\lambda = 3.47(5)\sqrt{n}/V$. La tomographie est effectuée avec une grille de déplacement de 31×31 avec une moyenne de $N = 2000$ par déplacement.

pour la largeur de pulse utilisé pour faire les déplacements correspondant à 20 ns. En prenant en compte cette relation, l'équation 1.8 peut être réécrite telle que

$$W^{|0\rangle\langle 0|}(\lambda A_V) = \frac{2}{\pi} e^{-2\lambda^2 |A_V|^2}. \quad (3.13)$$

En sachant la valeur du signal en volt associée à une mesure du qubit dans l'état excité (voir 3.3.2), la valeur de $W^{|0\rangle\langle 0|}(\lambda A_V)$ est connue. La valeur extraite de la mesure expérimentale correspond à $\lambda = 3.47(5)\sqrt{n}/V$. Rappelons que la fonction de Wigner est maximale à $2/\pi$ lorsque la probabilité de mesurer le qubit p_e est de 1, et est minimale lorsque la probabilité est nulle. Or, pour la mesure expérimentale de la fonction de Wigner du vide illustrée à la figure 3.19 (a), l'amplitude n'est pas maximale. Pour essayer de trouver l'origine de cette différence, une simulation numérique du protocole de tomographie de Wigner a été réalisée avec les mêmes paramètres utilisés en laboratoire. La fonction de Wigner au centre $W(\alpha = 0)$ a été simulée pour différentes valeurs de temps de relaxation T_1 et temps de décohérence T_2^* du qubit. C'est ce qui est illustré à la figure 3.19 (b) pour un temps de vie fixe de $T_1 = 16 \mu\text{s}$. La région en grise représente l'incertitude sur le temps de décohérence tel que $T_2^* = 5.8 \pm 0.8 \mu\text{s}$, mais l'incertitude sur le temps de relaxation n'a pas été pris

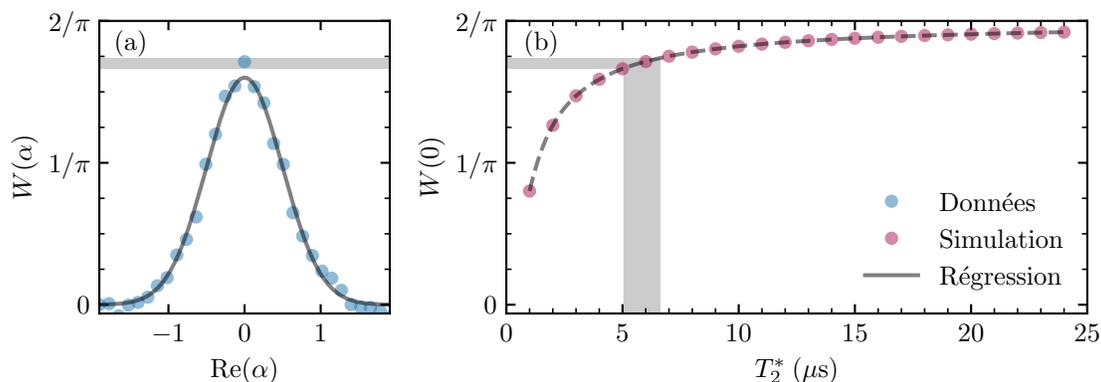


FIGURE 3.19 – **Affaissement de l’amplitude de la fonction de Wigner du vide.** (a) Tranche dans l’espace des phases de la fonction de Wigner mesurée expérimentalement. (b) Amplitude de la fonction de Wigner $W(\alpha)$ en $\alpha = 0$ en fonction du temps de cohérence du qubit (T_2^*) obtenu par simulation numérique. Le temps de relaxation est fixé $T_1 = 16 \mu\text{s}$. La région en grise est tracée pour la valeur moyenne du $T_2^* = 5.8 \pm 0.8 \mu\text{s}$.

en compte, ce qui viendrait probablement élargir encore plus la région d’incertitude sur l’amplitude. La simulation confirme que la relaxation et la décohérence du qubit sont les deux processus dominant la diminution de l’amplitude de la fonction de Wigner. En effet, le temps d’une séquence de tomographie de Wigner est de $0.980 \mu\text{s}$, ce qui correspond grossièrement à 16% du temps de décohérence. Les mesures laissent ainsi croire que la population thermique, ayant comme effet d’affaisser la gaussienne (voir section 1.1), n’est pas un processus dominant, mais peut cependant avoir une certaine contribution.

Dans ce chapitre, les considérations expérimentales concernant le dispositif et le montage expérimental ont tout d’abord été abordés suivis de la caractérisation du résonateur, du qubit et de la cavité. Les résultats principaux de caractérisation sont indiqués à la figure 3.1. Ces mesures sont essentielles à l’implémentation du protocole qcMAP pour la création d’états de chat, qui fait l’objet du prochain chapitre.

Nom	Symbole	Valeur	Unité
Fréquence du résonateur	$\omega_r^g/2\pi$	9.34678(2)	GHz
Fréquence du qubit	$\omega_q/2\pi$	7.70196(6)	GHz
Anharmonicité du qubit	$K_q/2\pi$	-0.2631(1)	GHz
Temps de relaxation du qubit	T_1	15.5(2)	μs
Temps de décohérence du qubit	T_2^*	6.0(8)	μs
Fréquence de la cavité	$\omega_c^g/2\pi$	5.9374152(3)	GHz
Temps de vie de la cavité	T_1^c	411(8)	μs
Couplage dispersif entre qubit et cavité	$\chi_{cq}/2\pi$	-0.279(2)	MHz

TABLEAU 3.1 – Résumé des paramètres principaux extraits durant la caractérisation.

Chapitre 4

Réalisation de l'encodage d'un état de chat dans une cavité

Au chapitre précédent, la caractérisation de tous les paramètres nécessaires à l'encodage et à la tomographie de l'état de chat a été explicitée. Ce chapitre abordera tout d'abord l'implémentation de chaque étape de protocole qcMAP en visualisant la fonction de Wigner. Par la suite, le changement de phase du pulse initial du protocole permettra d'observer un changement dans les franges d'interférence de la fonction de Wigner des états de chat. Puis finalement, des états de différentes tailles seront créés ce qui permet d'optimiser la fidélité de l'état de chat. Ces résultats ont permis d'en apprendre davantage sur les mécanismes venant affecter la fidélité de l'état. Ils démontrent également qu'il est possible d'encoder des états bosoniques dans la cavité à l'aide du montage et de la méthode expérimentale présentés précédemment. Ceci permettra la poursuite de la recherche sur les codes bosoniques d'un point de vue expérimental dans les laboratoires de l'Université de Sherbrooke et de l'Institut Quantique.

Contributions

Les mesures expérimentales ont été effectuées par Sara Turcotte et moi. Quant aux simulations numériques, elles ont été effectuées par Sara Turcotte.

4.1 Implémentation du protocole qcMAP

Un avantage du protocole qcMAP est qu'il est possible de suivre l'évolution de l'état en fonction des étapes du protocole, en effectuant la tomographie de Wigner après chaque porte. Le protocole qcMAP est illustré à la figure 4.1 (a), où les valeurs des pulses utilisées sont indiquées à la figure 3.5. Les résultats se trouvent à la figure 4.1 (b) pour un pulse initial sur le qubit de $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, -\hat{y}}$, résultant en l'état de chat impair de taille 2. Il est à noter que le protocole doit être refait entre chaque étape, puisque la tomographie de Wigner détruit l'état encodé.

La fonction de Wigner de l'état du vide à l'**étape (0)** a précédemment été analysée à la section 3.3.4, où une baisse d'amplitude de la fonction de Wigner s'explique par la relaxation et principalement la décohérence du transmon. Après avoir appliqué une rotation sur le qubit afin de créer une superposition d'amplitude égale entre $|g\rangle$ et $|e\rangle$, la fonction de Wigner à l'**étape (1)** est nulle dans tout l'espace. En effet, selon l'équation 2.30, la probabilité de mesurer le qubit dans l'état excité (p_e) implique une fonction de Wigner nulle, peu importe la valeur de déplacement α ($W(\alpha) = 0$ pour $p_e = 1/2$). En principe, à l'**étape (2)**, le même argument peut être utilisé. Par contre, ce n'est pas ce qui est observé où l'état cohérent associé au qubit dans $|e\rangle$ commence faiblement à subir l'évolution dispersive, causant une séparation avec l'état associé à $|g\rangle$. En effet, il y a un délai entre la fin du pulse de déplacement et le début du protocole de tomographie et que celui-ci requière un pulse conditionnel long, ce qui laisse le temps à l'état d'évoluer. Les deux états sont encore partiellement dans une superposition, ce qui fait que le contraste est faible. Après la rotation de la cavité conditionnelle à l'état du qubit \hat{C}_π de l'**étape (3)**, chaque état cohérent est centré en $\alpha = \pm 2$. À l'**étape (4)**, les deux états cohérents subissent un déplacement comme on s'y attendait. Ensuite, le pulse sur le qubit conditionnel à zéro photon $\hat{R}_{\pi, \hat{y}}$ de largeur de 926 ns est appliqué. À l'**étape (5)**, il est possible de remarquer que l'état cohérent de droite subit une légère déformation dans le sens antihoraire comparativement à l'étape (4), qui est dû à l'effet Kerr (voir fig.1.6). En effet, l'état cohérent de droite – qui est à un nombre de photons plus élevé – subit l'effet Kerr (1.6) pendant le long pulse conditionnel. Finalement, un dernier déplacement permet d'obtenir l'état de chat impair à l'**étape (6)**, comme attendu.

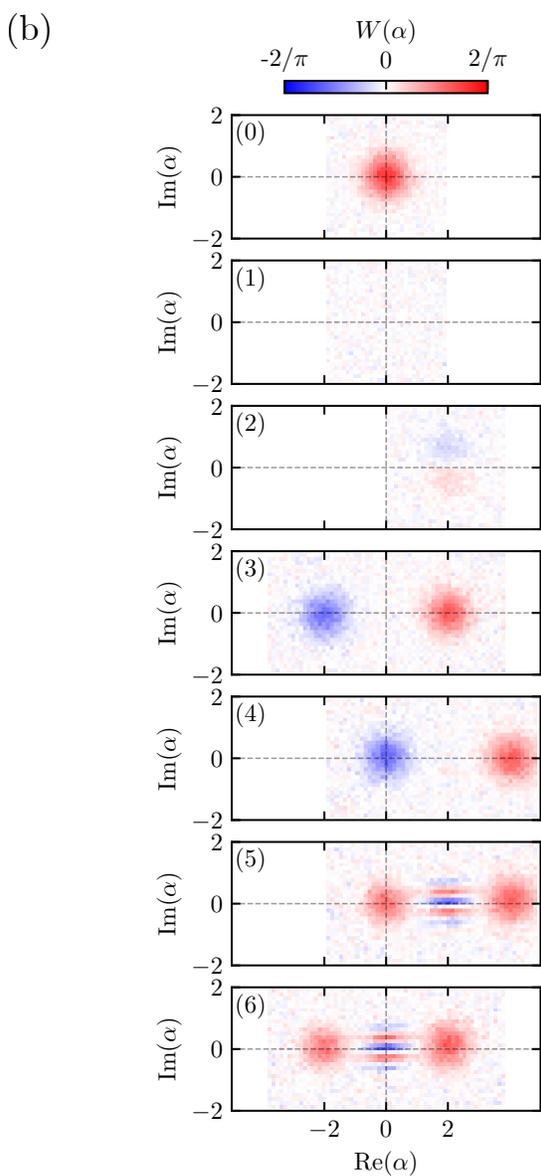
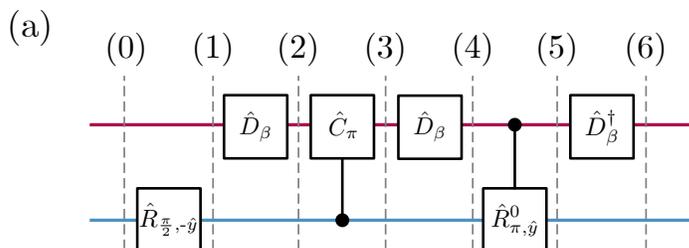


FIGURE 4.1 – **Protocole qcMAP étape par étape.** (a) Les endroits où est mesurée la fonction de Wigner sont dénotés par les lignes pointillées. Le pulse initial sur le qubit correspond à $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, -\hat{y}}$, résultant en l'état de chat impair $|\psi^-\rangle$ et l'amplitude des déplacements correspond à $\beta = 2$. (b) Tomographie de Wigner de chaque étape permettant de voir l'évolution des états cohérents. La couleur rouge (bleu) indique que le qubit est mesuré dans l'état $|g\rangle$ ($|e\rangle$). La tomographie est effectuée avec une grille de déplacement de 31×31 pour les étapes (0)–(2), 61×31 pour les étapes (3)–(6) et chaque pixel est le résultat de $N = 2000$ expériences.

4.2 Réalisation d'états de chats de phases différentes

Tel que mentionné à la section 2.2, la phase du pulse initial de l'étape (1) du protocole qcMAP détermine la phase des franges de la fonction de Wigner de l'état de chat. Ainsi, en modifiant la phase du pulse initial, il est possible de démontrer que la phase d'un état de chat change, comme illustrée à la figure 4.2. Un pulse initial de $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, -\hat{y}}$ résulte en un état de chat pair $|\psi^-\rangle$, tandis qu'un pulse initial de $\hat{R}_{\frac{\pi}{2}, \hat{x}}$ résulte en un état de chat ayant une différence de phase de "-i", dénotée $|\psi^{-i}\rangle$. Une régression permet d'extraire la différence de phase $\Delta\phi$ entre ces deux états de chats qui correspond à $\Delta\phi_{\text{exp}} = 101^\circ \pm 3^\circ$. En théorie, cette différence de phase entre devrait être de $\Delta\phi = 90^\circ$. L'écart entre la valeur expérimentale et théorique peut possiblement s'expliquer par la régression qui ne prend pas en compte certains mécanismes comme l'effet Kerr, ou encore qu'il y a des fluctuations de paramètres tels que la fréquence du qubit venant créer un décalage en phase. Une diminution de l'amplitude des franges s'explique par l'effet du temps de relaxation et de décohérence du transmon. En effet, la cohérence de l'état de chat étant encodée dans les franges, une faible valeur de temps de cohérence affecte l'amplitude de celles-ci. Ces mesures démontrent qu'il est possible de faire du contrôle cohérent de l'état du qubit, ce qui ouvre la voie à l'implémentation de plusieurs autres états bosoniques avec cette plateforme.

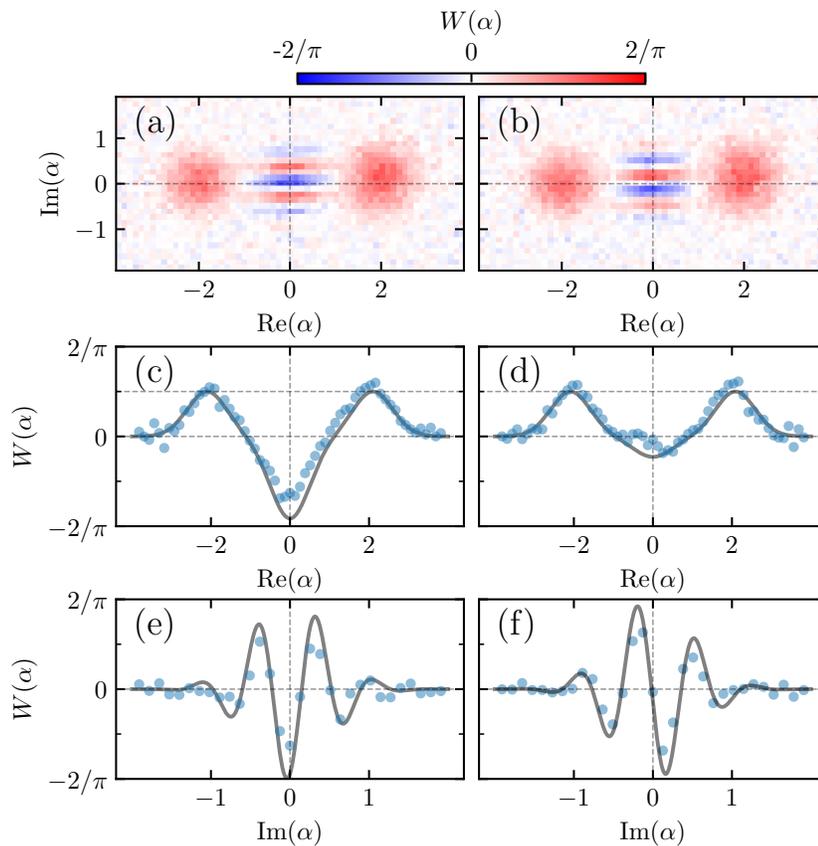


FIGURE 4.2 – États de chats ayant une différence de phase entre eux. Fonction de Wigner expérimentale d'un état de chat (a) impair $|\psi^-\rangle$ et (b) $|\psi^{-i}\rangle$ de taille 2. Une régression (c)-(d) selon $\text{Im}(\alpha) = 0$ et (e)-(f) selon $\text{Re}(\alpha) = 0$ à été effectuée. Chaque pixel est la moyenne de $N = 2000$ expériences. La différence de phase extraite entre les deux états de chats correspond à $\Delta\phi_{\text{exp}} = 101^\circ \pm 3^\circ$.

4.3 Réalisation d'états de chats de tailles différentes

Il est intéressant d'étudier l'effet de la taille de l'état de chat sur sa fidélité, puisque ce paramètre est facilement modifiable lors des expériences. Pour ce faire, la tomographie de Wigner pour des états de chats de différentes tailles (allant de 1.2 à 2.7) a été effectuée, telle qu'illustrée à la figure 4.3.

Tel que conclu précédemment, le mécanisme dominant responsable de la diminution de l'amplitude de l'état de chat – et donc de la fidélité – est la faible valeur du temps de décohérence T_2^* du qubit ancillaire. Afin de minimiser l'impact des fluctuations de ce paramètre, chaque résultat illustré à la figure 4.3 correspond à la moyenne de 10 tomographies dont chaque point est la moyenne de $N = 200$ expériences. Entre ces 10 tomographies, le temps de décohérence est évalué et doit respecter la condition $T_2^* \geq 5 \mu\text{s}$.

En théorie, plus la taille du chat augmente, plus les franges sont nombreuses et plus étroites (colonne de droite sur la figure 4.3). Dans les données expérimentales, cet amincissement n'est pas flagrant et la présence de franges blanches est à peine visible dans certaines données (4.3 (o)). En effet, entre les tomographies des paramètres tels que les fréquences de contrôle peuvent fluctuer, ce qui vient élargir les franges de la tomographie moyenne. Et donc, c'est ce qui peut expliquer que cette dernière donnée à une fidélité plus faible que les autres.

Pour le protocole qcMAP, la largeur du pulse du qubit conditionnel $\hat{R}_{\pi,\hat{y}}^0$ à zéro photon pour les différentes tailles de chats n'est pas la même. En effet, la sélectivité (équation 2.9) a été choisie de sorte que tous les états aient la même valeur. Cette valeur est fixée à $S = 0.99$ par rapport au nombre moyen de photons dans l'état de chat. Ainsi, plus la taille de l'état de chat est petite, plus le protocole qcMAP est long. La durée du protocole qcMAP passe de $1.573 \mu\text{s}$ pour une taille de 2.7 à $3.613 \mu\text{s}$ pour une taille de 1.2. La relaxation et décohérence du qubit ancillaire ont donc plus d'effet pour les tailles petites, ce qui vient également diminuer la fidélité.

Un autre mécanisme venant affecter la fidélité correspond à l'effet Kerr de la cavité causant une déformation sur les états cohérents. Tel qu'abordé à la section 1.3.2, cet effet est plus important à un nombre de photons élevés. Par contre, plus la

taille du chat est élevée, moins le protocole est long, et donc moins l'effet Kerr est important. Comme les états cohérents de droite se retrouvent à un haut nombre de photons pendant la durée du pulse du qubit conditionnel, une légère déformation est apparente sur la figure 4.3, particulièrement pour les tailles de chat plus élevées.

La fidélité est une mesure de la ressemblance entre deux états. Dans le cas où l'état préparé expérimentalement est identique à la théorie, la valeur de fidélité serait de 1. Dans ce cas-ci, la fidélité se calcule par le chevauchement entre la fonction de Wigner expérimentale et la fonction de Wigner théorique telle que $F = \pi \int W_{\text{thy}}(\alpha) W_{\text{exp}}(\alpha) d\alpha$ [58]. À la figure 4.4 est illustrée la fidélité en fonction de la taille du chat extraite des données brutes (qui sont illustrées à la figure 4.3).

Plusieurs mécanismes peuvent expliquer le plafonnement de la fidélité maximale à 0.85 pour une taille de 2. Le mécanisme dominant est le temps de décohérence du transmon (et de relaxation) qui vient abaisser l'amplitude de la fonction de Wigner. Cependant, il existe d'autres mécanismes qui n'ont pas été d'avantage étudiés dans ce mémoire qui peuvent diminuer la fidélité. Par exemple, on suppose que le qubit ancillaire est dans l'état fondamental $|g\rangle$ et que la cavité est dans l'état du vide $|0\rangle$. Par contre, puisqu'aucune sélection ("post-selection") n'a été effectuée, la probabilité d'avoir des excitations résiduelles initiales – dans la cavité et dans le qubit – n'est pas nécessairement nulle. Les portes de contrôle n'étant pas parfaites, et la fidélité des portes n'ayant pas été étudiées, il est possible que des erreurs soient survenues. Aussi, les paramètres extraits des mesures de calibrations ne sont pas nécessairement exacts et peuvent fluctuer. Puis, comme déjà mentionné, les erreurs lors de la tomographie viennent aussi abaisser la fidélité.

À la figure 4.4 est également illustrée la fidélité extraite de simulations numériques effectuée avec *qutip*. Contrairement aux données brutes, les simulations ne prennent pas en compte la tomographie de Wigner. Simuler la tomographie est très demandant en temps et en performance due au fait qu'il faut effectuer la simulation pour chaque valeur de α , et ce pour toutes les tailles différentes. Or, le protocole de tomographie est identique, peu importe la taille de chat, ce qui ne devrait pas affecter la tendance. Les valeurs de fidélité extraites des simulations sont décalées supérieurement aux données, ce qui est dû au fait que la tomographie de Wigner n'est pas prise en compte.

Les conséquences engendrées par la longueur du protocole, l'effet Kerr ainsi que la résolution de la prise de mesure viennent affecter la fidélité en fonction de la taille du chat. Par contre, le fait qu'il n'y a pas d'incertitude associée à l'information illustrée à la figure 4.4 ne permet pas de tirer une conclusion par rapport à la valeur optimale de taille de l'état de chat. Certes, la fidélité de l'état de chat ayant la taille la plus élevée est significativement inférieure aux autres fidélités. Cela pourrait s'expliquer par la largeur des pixels qui est plus élevée que la largeur des franges théorique. Autrement dit, la résolution affecte la valeur de fidélité, particulièrement pour cette taille. La prise de données pour des tailles de chats plus petites et plus grandes, ainsi que l'ajout d'incertitude permettrait de tirer une meilleure conclusion sur la tendance.

En somme, même si l'information est encodée dans une cavité ayant un temps de vie élevée – et donc peu de pertes – le principal mécanisme venant affecter la fidélité de l'état de chat est le temps de cohérence du qubit ancillaire, ainsi que le temps de relaxation.

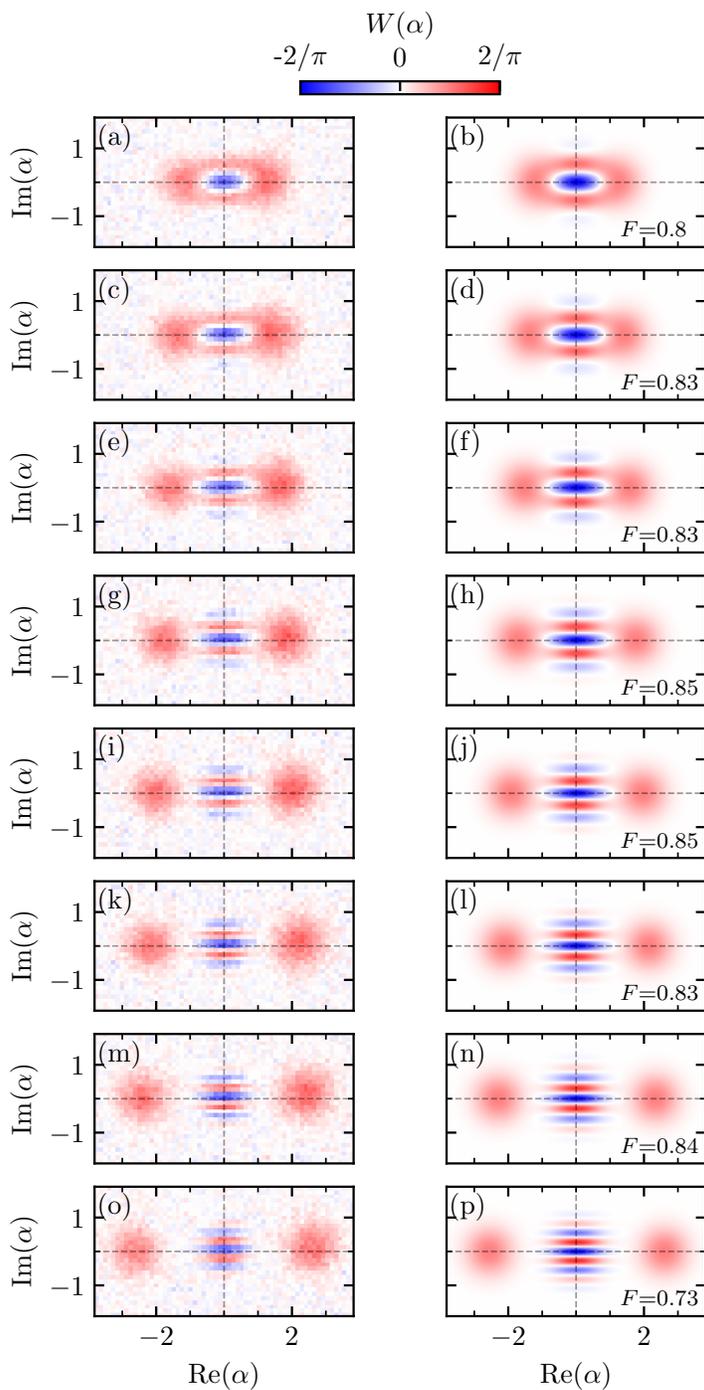


FIGURE 4.3 – **Tomographie de Wigner pour différentes tailles d'état de chat impair.** La colonne de gauche représente les données expérimentales dont chaque tomographie résulte en la moyenne de 10 tomographies dont chaque pixel est la moyenne de $N = 200$ expériences. La tomographie est effectuée avec une grille de déplacement de 61×31 . La colonne de droite représente la fonction de Wigner théorique. Les tailles en ordre correspondent à 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 2.2, 2.4 et 2.7.

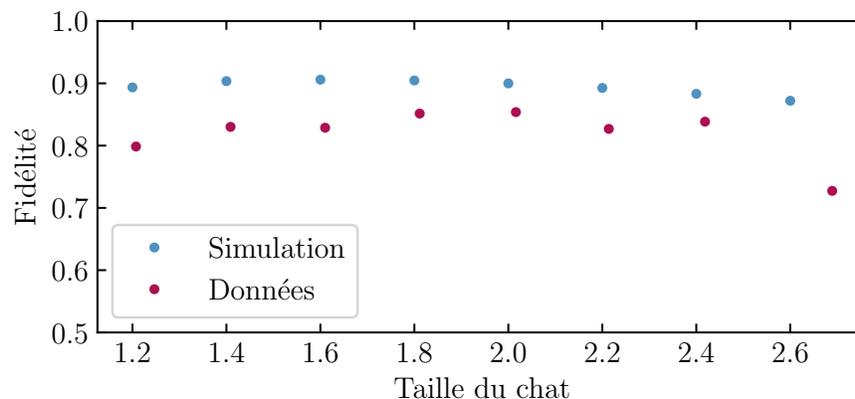


FIGURE 4.4 – **Fidélité des états de chats en fonction de leur taille.** La fidélité de l'état de chat expérimental prend en compte le protocole de qcMAP ainsi que le protocole de tomographie. La fidélité de l'état de chat extraite des simulations numériques prend seulement en compte le protocole qcMAP.

Perspectives

Les objectifs de ces travaux étaient d'implémenter un montage expérimental, de réussir à encoder un état de chat et d'en avoir appris sur les mécanismes venant affecter la fidélité. Même si ceux-ci ont été atteints, il reste plusieurs améliorations qui permettraient d'approfondir l'analyse et de pousser plus loin la compréhension du système.

Dans les travaux présentés, la fidélité est obtenue à partir du calcul du recouvrement de la matrice de Wigner expérimentale et théorique. Par contre, dans l'état de l'art [59, 60], une reconstruction de la matrice de densité des données brutes et d'ensuite comparer celle-ci avec la théorie. La reconstruction consiste à calculer l'état quantique étant donnée la distribution de probabilité. En effet, de faibles variations ou du bruit dans la matrice de densité peuvent drastiquement modifier l'état quantique associé. Cette méthode permet la reconstruction d'un état dont les données sont affectées par les imperfections de la méthode expérimentale et du bruit thermique. Parmi les méthodes actuelles, il serait pertinent d'implémenter la méthode d'estimation du maximum de vraisemblance [61] ou la méthode d'optimisation convexe [62].

Un autre aspect important concerne l'incertitude sur la fidélité. Il faudrait également déterminer une méthode adéquate permettant de calculer l'incertitude sur la fidélité de l'état de chat. Comme la tomographie complète de l'état requière la répétition du protocole de création d'états de chat ainsi que le protocole de tomographie, des paramètres du système peuvent fluctuer et venir affecter différemment chaque pixel. Par exemple, le temps de cohérence du transmon fluctue à travers le temps, et donc n'affecte pas chaque valeur d'amplitude de Wigner de la même manière. L'ajout de l'incertitude permettrait d'avoir plus d'information sur la tendance de la fidélité. Par contre, ce n'est pas nécessairement tâche facile. Il faut davantage faire de recherche dans la littérature et se questionner plus en profondeur afin de développer ou trouver un modèle décrivant adéquatement les données. L'implémentation d'une méthode de reconstruction ainsi que du calcul de l'incertitude sur la fidélité constituent un autre volet du projet crucial qui doit être poursuivi afin d'approfondir l'analyse.

Aussi, l'effet Kerr est un mécanisme venant affecter la fidélité de l'état préparé. Par conséquent, l'implémentation de la méthode *Out-and-back* permettrait la caractérisation de ce terme de Kerr [59]. Il est possible d'estimer l'effet Kerr analytiquement avec les autres paramètres caractérisés (voir eq.1.31). Par contre, la caractérisation permettrait d'avoir une estimation peut-être plus exacte pour les simulations numériques, où l'effet Kerr joue un rôle important.

Évidemment, avoir un transmon dont le temps de relaxation et de cohérence sont plus élevés permettrait d'atteindre de plus haute fidélité. Cela permettrait aussi de comparer un nouveau groupe de données avec les simulations numériques.

La prochaine étape du projet est d'explorer la fidélité en fonction du couplage dispersif χ_{cq} entre la cavité et le qubit ancillaire [17]. En effet, en appliquant un signal en continu sur le qubit à l'aide d'une ligne de contrôle supplémentaire (voir ligne *h0e1* sur la figure 3.6) il est possible de modifier *in situ* le couplage dispersif [63]. Cette méthode évite de devoir ouvrir le réfrigérateur à dilution et de changer mécaniquement l'emplacement du transmon dans la cavité. Elle permet aussi de conserver les mêmes paramètres du dispositif – qui peuvent varier d'un refroidissement à un autre – ce qui permet de comparer directement les résultats. Les expériences préliminaires ont été débutées par Sara Turcotte et moi, et poursuivies plus en profondeur par Sara dans le cadre de sa thèse.

Conclusion

Les travaux présentés dans ce mémoire abordent la création d'états bosoniques, qui sont des candidats prometteurs pour les codes de correction d'erreur. L'un des impacts des travaux présentés est la mise en place d'un montage expérimental permettant d'implémenter des codes bosoniques dans les laboratoires de l'Institut Quantique de l'Université de Sherbrooke. Plus précisément, des états multi photons appelés états de chats ont été encodés dans le mode électromagnétique d'une cavité l'aide d'un qubit supraconducteur de type transmon.

Dans un premier temps, une description théorique de la cavité a permis de comprendre les propriétés des états de chats. Ensuite, la description du transmon a permis de comprendre comment un système macroscopique peut servir de qubit. L'interaction entre ces deux systèmes a ensuite été abordée, notamment les conditions afin d'atteindre le régime dispersif ainsi que les propriétés engendrées par ce régime. La théorie du contrôle décrivant l'application de portes de contrôle sur le qubit et la cavité a été abordée. Ces éléments ont permis d'introduire le protocole de création d'états de chats qcMAP utilisé dans ces travaux, ainsi que la tomographie de Wigner, permettant de visualiser l'état.

Le dispositif utilisé de type cQED pour créer de tels états à ensuite été décrit. Dans cette architecture, le transmon et le résonateur sont fabriqués sur une puce qui s'insère dans un guide d'onde circulaire menant à la cavité coaxiale. Pour réaliser les mesures, un montage expérimental composé de deux principales sections a été mis en œuvre. La première consiste en des circuits de modulation et démodulation à température pièce permettant le contrôle et la lecture du système. La seconde consiste en la partie cryogénique permettant d'exploiter les propriétés quantiques du qubit et de la cavité. Ensuite, la caractérisation du dispositif a permis d'extraire

les paramètres permettant entre autres le contrôle des modes (fréquence, amplitude et largeur des pulses), l'évaluation de la qualité du qubit et de la cavité (T_1, T_2^*, T_1^c) ainsi que le couplage dispersif (χ_{cq}) entre ceux-ci.

Puis finalement, à l'aide de cette plateforme expérimentale, des états de chats ont été encodés dans la cavité à l'aide du protocole qcMAP. La tomographie de Wigner a été effectuée entre chaque étape, permettant de confirmer l'effet de chaque porte, d'où le fait que le protocole est intuitif. De plus, les résultats expérimentaux confirment qu'un changement de phase du premier pulse du protocole permet de modifier la phase de l'état. Cela confirme qu'il est possible de faire du contrôle cohérent avec le montage expérimental mis en place. Dans l'optique d'en apprendre davantage sur les mécanismes venant affecter la fidélité de l'état préparé, l'effet de la taille du chat sur celle-ci a été étudié. De ces résultats, la fidélité maximale extraite correspond à $F = 0.85$ pour des tailles de 1.8 et 2.0. La fidélité étant principalement affectée par le temps de relaxation et de décohérence du transmon, un transmon de meilleure qualité permettrait d'atteindre une fidélité supérieure.

Ces travaux ont permis d'ouvrir la porte à la recherche académique expérimentale sur les codes bosoniques à l'Université de Sherbrooke. Les prochaines étapes de ce projet visent d'abord à implémenter une méthode de reconstruction de la matrice de densité à partir des données brutes ainsi que de déterminer une façon de calculer l'incertitude sur la fidélité. Une étude plus approfondie de l'optimisation de la fidélité de l'état de chat consiste en modifiant le couplage de contrôle additionnel permettant le changement de couplage dispersif *in situ* qui est déjà entamé par Sara Turcotte dans le cadre de sa thèse.

Annexe A

Liste détaillée des composantes du montage expérimental

La réalisation du montage expérimental ayant été un objectif de ce projet, une liste détaillée des composantes du montage expérimental à température pièce se trouve dans [A.1](#) ainsi qu'à température cryogénique dans [A.2](#). Sur la figure [A.1](#), la notation *BF* signifie que ces composantes sont fournies par la compagnie du réfrigérateur à dilution Bluefors. Le modèle n'a pu être déterminé dû à l'encombrement des câblages dans le réfrigérateur.

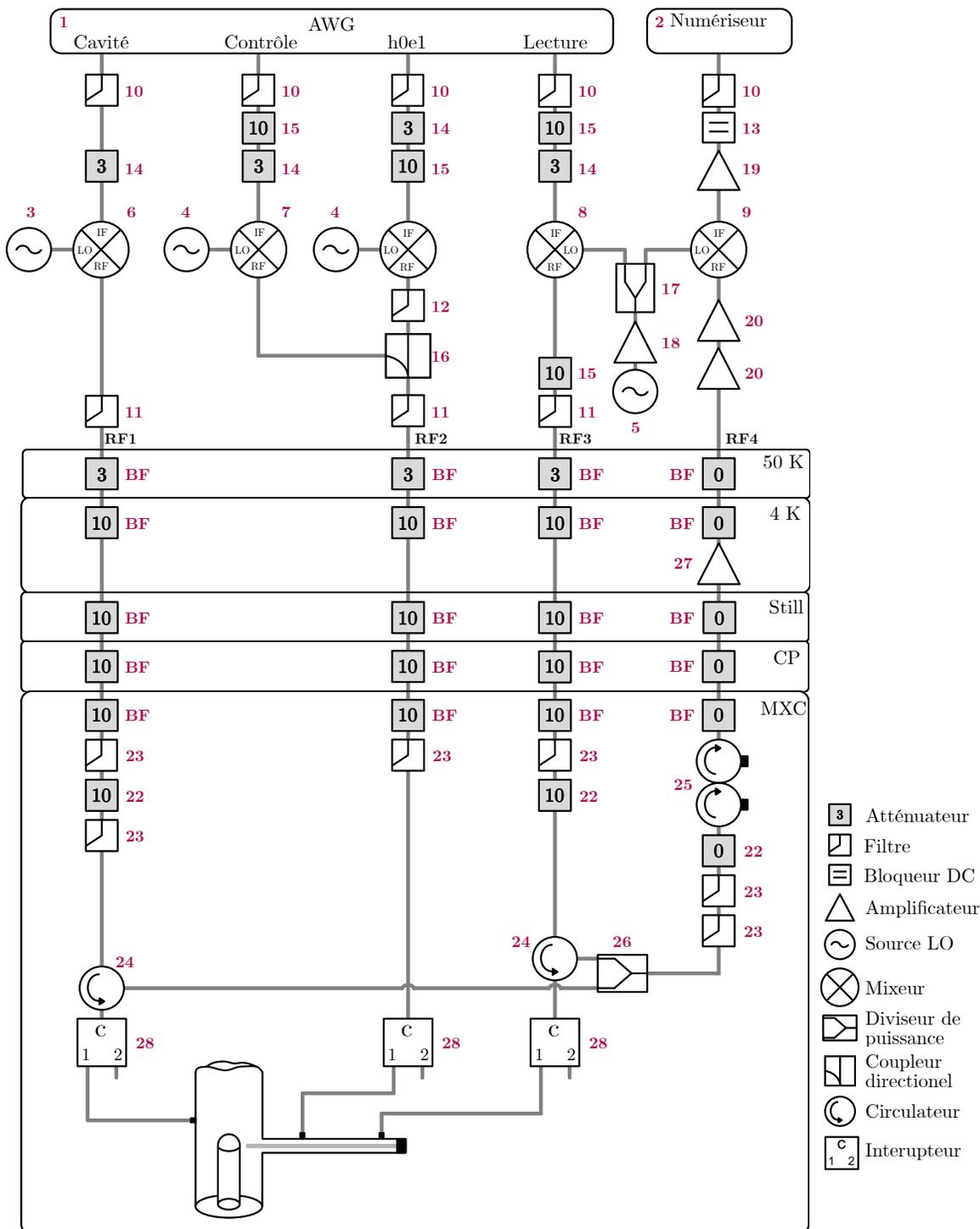


FIGURE A.1 – **Montage expérimental.** Les chiffres de couleur représentent le numéro de composante associé aux deux tableaux A.2, A.1.   température pièce se trouvent les circuits de modulation et démodulation permettant l'envoi de pulse de contrôle et de lecture. La température de l'étage Still est de 800 mK et de 10 mK pour l'étage MXC. La ligne h0e1 n'a pas été utilisée dans les travaux présentés dans ce mémoire.   chaque interrupteur sont connectés deux dispositifs.

#	Compagnie	Modèle	Description
1	Keysight	M3202A 1GS/s	Générateur de forme arbitraire (AWG)
2	Keysight	M3302A 500 MS/s	Numériseur
3	Agilent	E8267D	Générateur de signaux vectoriels
4	Windfreak	SynthHD (v2)	10 MHz – 15 GHz LO, deux canaux
5	Vaunix	LMS-183DX	Générateur de signal 6 – 18 GHz
6	Polyphase Microwave	SSB4080A	Single Sideband Mixer IF BW : (80-160) MHz, RF = LO + IF
7	Polyphase Microwave	SSB70100A	Single Sideband Mixer IF BW : (80-160) MHz, RF = LO - IF
8	Polyphase Microwave	SSB 80120A	Single Sideband Mixer IF BW : (30-90) MHz, RF = LO - IF
9	Polyphase Microwave	IRM80120B	Image Reject Mixer IF BW : (30-90) MHz, IF = LO - RF
10	Mini-Circuit	VLF-400+	Filtre passe-bas DC – 400 MHz
11	Mini-Circuit	ZLSS-11G-S+	Filtre passe-bas DC – 11 GHz
12	Mini-Circuit	VBF-8350+	Filtre passe-bande 8.25 – 8.45 GHz
13	Mini-Circuit	BLK-89-S+	DC block
15	Mini-Circuit	BW-S3W2+	Atténuateurs 3 dB
14	Mini-Circuit	BW-S10W2+	Atténuateurs 10 dB
16	Pasternack	PE2CP1104	Coupleur directionnel
17	Mini-Circuit	ZN2PD-02183-S+	Répartisseur de puissance
18	Analog Devices	HMC441LC3B	Amplificateur de puissance 6 – 18 GHz
19	Stanford Research System	SR445A	Pré-amplificateur à 4 canaux
20	Mini-Circuit	ZX60-183A-S+	Amplificateur 6 – 18 GHz

TABLEAU A.1 – Composantes à température pièce du montage expérimental.

#	Compagnie	Modèle	Description
21	XMA	2082-6418-00-CRYO	Atténuateur cryogénique 0 dB
22	XMA	2082-6418-10-CRYO	Atténuateur cryogénique 10 dB
23	RLC Electronics	F-30-12.4-R	Filtre passe-bas 12.4 GHz
24	QuinStar Technology	QCY-G0401201AM	Circulateur cryogénique 4 – 12 GHz
25	Quantum Microwave	LNF-ISC4_12A	Isolateur cryogénique 4 – 12 GHz
26	Krytar	6020180	Diviseur de puissance 2 – 18 GHz 3 dB
27	Low Noise Factory	LNF-LNC0.3_14A	Amplificateur à faible bruit cryogénique 0.3 – 14 GHz
28	Radiall	R570442000	SPDT Interrupteur micro-ondes

TABLEAU A.2 – Composantes à l’intérieur du réfrigérateur à dilution.

Bibliographie

- [1] Seth Lloyd. Universal Quantum Simulators. *Science* **273**(5278), 1073–1078 (1996). [cf. p. 3]
- [2] S.L Braunstein, H Lo et P Kok. *Scalable Quantum Computers*. (2000). [cf. p. 3]
- [3] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe et J. L. O’Brien. Quantum computers. *Nature* **464**(7285), 45–53 (2010). Number : 7285 Publisher : Nature Publishing Group. [cf. p. 3]
- [4] Daniel Gottesman. An Introduction to Quantum Error Correction and Fault-Tolerant Quantum Computation, (2009). arXiv :0904.2557 [quant-ph]. [cf. p. 3]
- [5] Victor V. Albert et Philippe Faist. Error Correction Zoo. [cf. p. 3]
- [6] A. M. Steane. Error Correcting Codes in Quantum Theory. *Phys. Rev. Lett.* **77**(5), 793–797 (1996). [cf. p. 3]
- [7] Peter W. Shor. Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory. *Phys. Rev. A* **52**(4), R2493–R2496 (1995). [cf. p. 3]
- [8] S. B. Bravyi et A. Yu Kitaev. Quantum codes on a lattice with boundary, (1998). arXiv :quant-ph/9811052. [cf. p. 3]
- [9] Christian Kraglund Andersen, Ants Remm, Stefania Lazar, Sebastian Krinner, Nathan Lacroix, Graham J. Norris, Mihai Gabureac, Christopher Eichler et Andreas Wallraff. Repeated quantum error detection in a surface code. *Nat. Phys.* **16**(8), 875–880 (2020). Number : 8 Publisher : Nature Publishing Group. [cf. p. 3]
- [10] Alexandre Blais, Félix Beaudoin, Julien Camirand Lemyre, Daniel Chamberland-Tremblay, Agustin Di Paolo, Arne Grimsmo, Dany Lachance Quirion, Michel Pioro-Ladrière, Shruti Puri, Sophie Rochette et

- Christian Sarra-Bournet. Canadian Landscape in Solid-State Quantum Computer Architectures. Rapport confidentiel, title, (2017). [cf. p. 3]
- [11] W. Cai, Y. Ma, W. Wang, C.-L. Zou et L. Sun. Bosonic quantum error correction codes in superconducting quantum circuits. *Fundamental Research* **1**(1), 50–67 (2021). arXiv : 2010.08699. [cf. p. 3, 11, 13]
- [12] Nissim Ofek, Andrei Petrenko, Reinier Heeres, Philip Reinhold, Zaki Leghtas, Brian Vlastakis, Yehan Liu, Luigi Frunzio, S. M. Girvin, L. Jiang, Mazyar Mirrahimi, M. H. Devoret et R. J. Schoelkopf. Extending the lifetime of a quantum bit with error correction in superconducting circuits. *Nature* **536**(7617), 441–445 (2016). [cf. p. 4, 13]
- [13] Jeffrey M. Gertler, Brian Baker, Juliang Li, Shruti Shirol, Jens Koch et Chen Wang. Protecting a bosonic qubit with autonomous quantum error correction. *Nature* **590**(7845), 243–248 (2021). Number : 7845 Publisher : Nature Publishing Group. [cf. p. 4]
- [14] L. Hu, Y. Ma, W. Cai, X. Mu, Y. Xu, W. Wang, Y. Wu, H. Wang, Y. P. Song, C.-L. Zou, S. M. Girvin, L.-M. Duan et L. Sun. Quantum error correction and universal gate set operation on a binomial bosonic logical qubit. *Nat. Phys.* **15**(5), 503–508 (2019). Number : 5 Publisher : Nature Publishing Group. [cf. p. 4]
- [15] P. Campagne-Ibarcq, A. Eickbusch, S. Touzard, E. Zalys-Geller, N. E. Frattini, V. V. Sivak, P. Reinhold, S. Puri, S. Shankar, R. J. Schoelkopf, L. Frunzio, M. Mirrahimi et M. H. Devoret. Quantum error correction of a qubit encoded in grid states of an oscillator. *Nature* **584**(7821), 368–372 (2020). [cf. p. 4]
- [16] Brian Vlastakis, Gerhard Kirchmair, Zaki Leghtas, Simon E. Nigg, Luigi Frunzio, S. M. Girvin, Mazyar Mirrahimi, M. H. Devoret et R. J. Schoelkopf. Deterministically Encoding Quantum Information Using 100-Photon Schrödinger Cat States. *Science* **342**(6158), 607–610 (2013). Publisher : American Association for the Advancement of Science. [cf. p. 4, 24, 26, 29, 32, 33, 35, 39, 40, 41, 65]
- [17] Zaki Leghtas, Gerhard Kirchmair, Brian Vlastakis, Michel H. Devoret, Robert J. Schoelkopf et Mazyar Mirrahimi. Deterministic protocol for mapping a qubit to coherent state superpositions in a cavity. *Phys. Rev. A* **87**(4), 042315 (2013). [cf. p. 4, 23, 26, 32, 33, 35, 81]

- [18] Alexandre Blais, Arne L. Grimsmo, S. M. Girvin et Andreas Wallraff. Circuit Quantum Electrodynamics. *Reviews of Modern Physics* **93**(2), 025005 (2021). arXiv : 2005.12667. [cf. p. 6, 7, 16, 17, 18, 19, 21, 22, 27, 43, 44, 52, 61]
- [19] Serge. Haroche, J.-M. Raimond et J.-M. Raimond. *Exploring the quantum: atoms, cavities, and photons*. Oxford graduate texts. Oxford University Press, Oxford, (2006). [cf. p. 7, 8, 9, 10, 11, 12, 36, 62]
- [20] Peter Stano et Daniel Loss. Review of performance metrics of spin qubits in gated semiconducting nanostructures. *Nature Reviews Physics* , 1–17 (2022). Publisher : Nature Publishing Group. [cf. p. 15]
- [21] Philipp Schindler, Daniel Nigg, Thomas Monz, Julio T Barreiro, Esteban Martinez, Shannon X Wang, Stephan Quint, Matthias F Brandl, Volckmar Nebendahl, Christian F Roos, Michael Chwalla, Markus Hennrich et Rainer Blatt. A quantum information processor with trapped ions. *New J. Phys.* **15**(12), 123012 (2013). [cf. p. 15]
- [22] M. H. Devoret et R. J. Schoelkopf. Superconducting Circuits for Quantum Information : An Outlook. *Science* **339**(6124), 1169–1174 (2013). Publisher : American Association for the Advancement of Science. [cf. p. 15]
- [23] B. D. Josephson. Possible new effects in superconductive tunnelling. *Physics Letters* **1**(7), 251–253 (1962). [cf. p. 15, 16]
- [24] John Clarke, Andrew N. Cleland, Michel H. Devoret, Daniel Esteve et John M. Martinis. Quantum Mechanics of a Macroscopic Variable : The Phase Difference of a Josephson Junction. *Science* **239**(4843), 992–997 (1988). [cf. p. 15]
- [25] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin et J. S. Tsai. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box. *Nature* **398**(6730), 786–788 (1999). [cf. p. 15, 17]
- [26] Jens Koch, Terri M. Yu, Jay Gambetta, A. A. Houck, D. I. Schuster, J. Majer, Alexandre Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin et R. J. Schoelkopf. Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box. *Phys. Rev. A* **76**(4), 042319 (2007). Publisher : American Physical Society. [cf. p. 15, 18]
- [27] V. Bouchiat, D. Vion, P. Joyez, D. Esteve et M. H. Devoret. Quantum Coherence with a Single Cooper Pair. *Physica Scripta* **T76**(1), 165 (1998). [cf. p. 15, 17]
- [28] J. A. Schreier, A. A. Houck, Jens Koch, D. I. Schuster, B. R. Johnson, J. M. Chow, J. M. Gambetta, J. Majer, L. Frunzio, M. H. Devoret, S. M. Girvin et R. J.

- Schoelkopf. Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits. *Phys. Rev. B* **77**(18), 180502 (2008). [cf. p. 15]
- [29] J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, Lin Tian, Caspar H. van der Wal et Seth Lloyd. Josephson Persistent-Current Qubit. *Science* **285**(5430), 1036–1039 (1999). Publisher : American Association for the Advancement of Science. [cf. p. 17]
- [30] John M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado et C. Urbina. Rabi Oscillations in a Large Josephson-Junction Qubit. *Phys. Rev. Lett.* **89**(11), 117901 (2002). Publisher : American Physical Society. [cf. p. 17]
- [31] Chiao-Hsuan Wang, Kyungjoo Noh, José Lebreuilly, S.M. Girvin et Liang Jiang. Photon-Number-Dependent Hamiltonian Engineering for Cavities. *Phys. Rev. Appl.* **15**(4), 044026 (2021). [cf. p. 22, 23]
- [32] Carlton M. Caves, Kip S. Thorne, Ronald W. P. Drever, Vernon D. Sandberg et Mark Zimmermann. On the measurement of a weak classical force coupled to a quantum-mechanical oscillator. I. Issues of principle. *Reviews of Modern Physics* **52**(2), 341–392 (1980). [cf. p. 24]
- [33] D. I. Schuster, A. A. Houck, J. A. Schreier, A. Wallraff, J. M. Gambetta, A. Blais, L. Frunzio, B. Johnson, M. H. Devoret, S. M. Girvin et R. J. Schoelkopf. Resolving photon number states in a superconducting circuit. *Nature* **445**(7127), 515–518 (2007). arXiv : cond-mat/0608693. [cf. p. 24, 25]
- [34] Brian Vlastakis. *Controlling coherent state superpositions with superconducting circuits*. Thèse de Doctorat, Yale, (2015). [cf. p. 25, 31, 32, 41]
- [35] L. G. Lutterbach et L. Davidovich. Method for Direct Measurement of the Wigner Function in Cavity QED and Ion Traps. *Phys. Rev. Lett.* **78**(13), 2547–2550 (1997). Publisher : American Physical Society. [cf. p. 26, 36]
- [36] P. Bertet, A. Auffeves, P. Maioli, S. Osnaghi, T. Meunier, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche. Direct Measurement of the Wigner Function of a One-Photon Fock State in a Cavity. *Phys. Rev. Lett.* **89**(20), 200402 (2002). Publisher : American Physical Society. [cf. p. 26, 36]
- [37] M. J. Collett et C. W. Gardiner. Squeezing of intracavity and traveling-wave light fields produced in parametric amplification. *Phys. Rev. A* **30**(3), 1386–1391 (1984). [cf. p. 27]

- [38] Dany Lachance Quirion, Julien Camirand Lemyre, Sara Turcotte et Michel Pioro-Ladrière. Generalized and composite qcMAP protocols. Rapport interne, Université de Sherbrooke, (2020). [cf. p. [28](#), [29](#)]
- [39] Reinier W. Heeres, Philip Reinhold, Nissim Ofek, Luigi Frunzio, Liang Jiang, Michel H. Devoret et Robert J. Schoelkopf. Implementing a universal gate set on a logical qubit encoded in an oscillator. *Nat. Commun.* **8**(1), 94 (2017). Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group. [cf. p. [31](#), [40](#)]
- [40] Marina Kudra, Mikael Kervinen, Ingrid Strandberg, Shahnawaz Ahmed, Marco Scigliuzzo, Amr Osman, Daniel Pérez Lozano, Giulia Ferrini, Jonas Bylander, Anton Frisk Kockum, Fernando Quijandría, Per Delsing et Simone Gasparinetti. Robust preparation of Wigner-negative states with optimized SNAP-displacement sequences. *arXiv:2111.07965 [quant-ph]* (2021). arXiv : 2111.07965. [cf. p. [31](#), [40](#)]
- [41] Reinier W. Heeres, Brian Vlastakis, Eric Holland, Stefan Krastanov, Victor V. Albert, Luigi Frunzio, Liang Jiang et Robert J. Schoelkopf. Cavity State Manipulation Using Photon-Number Selective Phase Gates. *Phys. Rev. Lett.* **115**(13), 137002 (2015). [cf. p. [31](#)]
- [42] K. E. Cahill et R. J. Glauber. Density Operators and Quasiprobability Distributions. *Phys. Rev.* **177**(5), 1882–1902 (1969). Publisher : American Physical Society. [cf. p. [35](#)]
- [43] Dany Lachance Quirion. Observation d'états quantiques de la lumière dans les circuits supraconducteurs. Examen général, Université de Sherbrooke, (2014). [cf. p. [36](#)]
- [44] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King et D. J. Wineland. A “Schrödinger Cat” Superposition State of an Atom. *Science* **272**(5265), 1131–1136 (1996). Publisher : American Association for the Advancement of Science. [cf. p. [39](#)]
- [45] Samuel Deléglise, Igor Dotsenko, Clément Sayrin, Julien Bernu, Michel Brune, Jean-Michel Raimond et Serge Haroche. Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence. *Nature* **455**(7212), 510–514 (2008). [cf. p. [39](#)]
- [46] Christopher James Axline. *Building Blocks for Modular Circuit QED Quantum Computing*. Thèse de Doctorat, Yale, (2018). [cf. p. [39](#), [40](#), [53](#)]

- [47] Nick Schwegler. *Design and Characterization of a 3D Superconducting Architecture for Fast Readout and Remote Entanglement*. Thèse de Doctorat. [cf. p. 40, 42]
- [48] C. Axline, M. Reagor, R. Heeres, P. Reinhold, C. Wang, K. Shain, W. Pfaff, Y. Chu, L. Frunzio et R. J. Schoelkopf. An architecture for integrating planar and 3D cQED devices. *Appl. Phys. Lett.* **109**(4), 042601 (2016). Publisher : American Institute of Physics. [cf. p. 40, 42]
- [49] Matthew Reagor, Wolfgang Pfaff, Christopher Axline, Reinier W. Heeres, Nissim Ofek, Katrina Sliwa, Eric Holland, Chen Wang, Jacob Blumoff, Kevin Chou, Michael J. Hatridge, Luigi Frunzio, Michel H. Devoret, Liang Jiang et Robert J. Schoelkopf. Quantum memory with millisecond coherence in circuit QED. *Phys. Rev. B* **94**(1), 014506 (2016). Publisher : American Physical Society. [cf. p. 40, 41, 63]
- [50] M. D. Reed, B. R. Johnson, A. A. Houck, L. DiCarlo, J. M. Chow, D. I. Schuster, L. Frunzio et R. J. Schoelkopf. Fast reset and suppressing spontaneous emission of a superconducting qubit. *Appl. Phys. Lett.* **96**(20), 203110 (2010). [cf. p. 42]
- [51] P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson et W. D. Oliver. A quantum engineer's guide to superconducting qubits. *Applied Physics Reviews* **6**(2), 021318 (2019). [cf. p. 46, 58, 59, 60, 61, 62]
- [52] S. Krinner, S. Storz, P. Kurpiers, P. Magnard, J. Heinsoo, R. Keller, J. Lütolf, C. Eichler et A. Wallraff. Engineering cryogenic setups for 100-qubit scale superconducting circuit systems. *EPJ Quantum Technology* **6**(1), 1–29 (2019). Number : 1 Publisher : SpringerOpen. [cf. p. 48]
- [53] A. Rasoloniaina, V. Huet, T. K. N. Nguyễn, E. Le Cren, M. Mortier, L. Michely, Y. Dumeige et P. Féron. Controlling the coupling properties of active ultrahigh-Q WGM microcavities from undercoupling to selective amplification. *Sci. Rep.* **4**(1), 4023 (2014). [cf. p. 54]
- [54] Mahdi Naghiloo. Introduction to Experimental Quantum Measurement with Superconducting Qubits. *arXiv:1904.09291 [quant-ph]* (2019). arXiv : 1904.09291. [cf. p. 55]
- [55] J. M. Chow, J. M. Gambetta, L. Tornberg, Jens Koch, Lev S. Bishop, A. A. Houck, B. R. Johnson, L. Frunzio, S. M. Girvin et R. J. Schoelkopf. Randomized Benchmarking and Process Tomography for Gate Errors in a Solid-State Qubit. *Phys. Rev. Lett.* **102**(9), 090502 (2009). [cf. p. 57]

- [56] F. Motzoi, J. M. Gambetta, P. Reberntrost et F. K. Wilhelm. Simple Pulses for Elimination of Leakage in Weakly Nonlinear Qubits. *Phys. Rev. Lett.* **103**(11), 110501 (2009). [cf. p. 57]
- [57] Z.K. Mineev, K. Serniak, I.M. Pop, Z. Leghtas, K. Sliwa, M. Hatridge, L. Frunzio, R.J. Schoelkopf et M.H. Devoret. Planar Multilayer Circuit Quantum Electrodynamics. *Phys. Rev. Appl.* **5**(4), 044021 (2016). [cf. p. 65, 67]
- [58] Xue-xiang Xu, Liang-sheng Xiong, Hong-chun Yuan, Li-yun Hu, Zhen Wang, Shuai Wang et Hong-yi Fan. Quantifying fidelity and purity for some quantum states in dissipative channel by virtue of trace rule in the phase space. *Optik* **124**(14), 1814–1819 (2013). [cf. p. 77]
- [59] Alec Eickbusch, Volodymyr Sivak, Andy Z. Ding, Salvatore S. Elder, Shantanu R. Jha, Jayameenakshi Venkatraman, Baptiste Royer, S. M. Girvin, Robert J. Schoelkopf et Michel H. Devoret. Fast Universal Control of an Oscillator with Weak Dispersive Coupling to a Qubit. *arXiv:2111.06414 [quant-ph]* (2021). arXiv : 2111.06414. [cf. p. 80, 81]
- [60] Chen Wang, Yvonne Y. Gao, Philip Reinhold, R. W. Heeres, Nissim Ofek, Kevin Chou, Christopher Axline, Matthew Reagor, Jacob Blumoff, K. M. Sliwa, L. Frunzio, S. M. Girvin, Liang Jiang, M. Mirrahimi, M. H. Devoret et R. J. Schoelkopf. A Schrödinger cat living in two boxes. *Science* **352**(6289), 1087–1091 (2016). [cf. p. 80]
- [61] C. Eichler, D. Bozyigit et A. Wallraff. Characterizing quantum microwave radiation and its entanglement with superconducting qubits using linear detectors. *Phys. Rev. A* **86**(3), 032106 (2012). [cf. p. 80]
- [62] Ingrid Strandberg. Simple, reliable and noise-resilient continuous-variable quantum state tomography with convex optimization, (2022). arXiv :2202.11584 [quant-ph]. [cf. p. 80]
- [63] S. Rosenblum, P. Reinhold, M. Mirrahimi, Liang Jiang, L. Frunzio et R. J. Schoelkopf. Fault-tolerant detection of a quantum error. *Science* **361**(6399), 266–270 (2018). [cf. p. 81]