

Circuits supraconducteurs

Emanuele Agrimi Martin Chaigne Nemo Fournier Nicolas Lecoeur

22 mai 2019

Résumé

Mettre en place et contrôler des systèmes quantiques individuels comme des qubits n'est pas chose aisée. Les effets quantiques sont en effet particulièrement fragiles. Une première approche pour qui veut s'atteler à ce défi consiste à partir d'un système quantique naturel, comme un atome. Il s'agit ensuite de l'isoler de tous les bruits extérieurs, tout en s'assurant de pouvoir interagir avec lui. Mais ces systèmes présentent plusieurs inconvénients : ils offrent peu de flexibilité et nécessitent des appareils de contrôle et de mesure incroyablement précis. Une deuxième approche, souvent préférée, consiste à construire des systèmes artificiels se comportant comme des systèmes quantiques individuels. À cet égard, les circuits supraconducteurs sont particulièrement prometteurs, puisqu'ils permettent d'observer des effets quantiques à l'échelle macroscopique. Le travail que nous avons mené consiste à comprendre comment les propriétés des matériaux supraconducteurs permettent de fabriquer des circuits dont le comportement est analogue à celui d'un atome ou d'un qubit, puis de voir de quelles limitations souffrent encore ces éléments.

Table des matières

1	Les circuits supraconducteurs : présentation générale	1
1.1	Les matériaux supraconducteurs	1
1.2	La jonction Josephson	1
2	Les qubits de charge	3
2.1	La <i>Cooper-pair box</i> et son hamiltonien	3
2.2	Énergies propres et influence de l'effet tunnel	4
2.3	Régime transmon	4
3	Décohérence	5
3.1	Relaxation d'énergie	5
3.2	Déphasage	6
3.3	Relation entre T_1 and T_2	6
4	Travailler avec des erreurs	7
4.1	Principales difficultés	8
4.2	Un <i>repeating code</i> pour les <i>bit-flips</i>	8
4.3	Corriger des erreurs plus générales ?	9
5	Annexes	10
5.1	Décohérence : relaxation et déphasage sur le processeur d'IBM	10

1 Les circuits supraconducteurs : présentation générale

1.1 Les matériaux supraconducteurs

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés brièvement aux matériaux supraconducteurs, composants essentiels des circuits supraconducteurs. De tels matériaux sont caractérisés par une température de transition supra notée T_c , au-dessous de laquelle des propriétés particulières commencent à apparaître. Au niveau microscopique, pour $T < T_c$, deux électrons de spins opposés peuvent s'apparier dans un matériau supraconducteur. On appelle cette paire d'électrons une *paire de Cooper*. Or les électrons sont des fermions, ils sont donc soumis au principe de Pauli. Mais ces paires de Cooper ont un spin égal à 0, ce sont donc des bosons, qui ne sont plus soumis au principe de Pauli. Toutes les paires de Cooper vont donc occuper le même état quantique. Si on se place à $T \ll T_c$ (c'est ce qu'on fera dans le cadre des circuits supra), on peut considérer que tous les électrons de conduction forment des paires de Cooper (supraconducteur parfait). On peut écrire la fonction d'onde du condensat de paires de Cooper sous la forme :

$$\Psi = |\Psi|e^{i\varphi} \quad (1)$$

où $|\Psi|^2$ correspond à une densité de nombre de paires de Cooper, et φ correspond à la phase du condensat.

La formation de paires de Cooper permet d'expliquer de nombreuses propriétés : l'effet Meissner (expulsion du champ magnétique) par exemple, mais il n'est pas forcément nécessaire de se pencher dessus pour comprendre la base des circuits supraconducteurs que nous allons décrire. On retiendra que l'ensemble des paires de Cooper forme un état quantique macroscopique, et qu'il est non-dissipatif.

1.2 La jonction Josephson

Ainsi, en raison de la propriété qu'ont les électrons de se comporter de manière collective dans un circuit supraconducteur, si on considère un simple circuit LC et qu'on le refroidit en dessous de la température de transition supra, on a un circuit qui se comporte comme un oscillateur harmonique quantique. Son hamiltonien s'écrit :

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

La résolution du problème, en introduisant les opérateurs création et annihilation, montre que l'énergie est quantifiée, avec des niveaux équidistants. Cependant, cela ne permet pas de faire un qubit. Comme les niveaux d'énergie sont équidistants, il est en effet impossible d'isoler deux niveaux (pour se restreindre à un espace de Hilbert de dimension 2). Or le fait que l'on obtienne des niveaux d'énergie équidistants vient du fait que le système est linéaire. Pour avoir un circuit quantique se comportant comme un atome (niveaux d'énergie avec des écarts différents) ou un qubit, bref pour faire de l'informatique quantique, on a donc compris qu'il était nécessaire d'introduire une non-linéarité dans le circuit.

On a ainsi besoin d'un nouvel élément. Et cet élément, ce sera la jonction Josephson. On a par la suite essayé de se familiariser un peu avec ce composant.

Une jonction Josephson consiste simplement en deux portions de matériau supraconducteur, séparées par une fine couche de matériau isolant (par exemple, deux morceaux d'aluminium ($T_c = 1,2\text{K}$) séparés par de l'oxyde d'aluminium). L'effet tunnel permet de passer d'un côté à l'autre de la jonction. Or, seuls des bosons peuvent le faire. En effet, comme on est à très basse température, des fermions peuplent tous les états jusqu'au niveau de Fermi (identique des deux

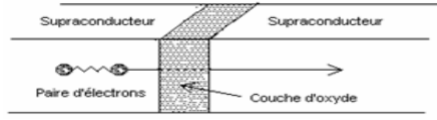


FIGURE 1 – Une jonction Josephson.

côtés de la jonction). Passer de l'autre côté nécessiterait donc, pour un fermion, d'aller occuper un état au-delà du niveau de Fermi, donc gagner de l'énergie, ce qui est impossible. En revanche, ce problème ne se pose pas pour les paires de Cooper.

Plusieurs développements théoriques de physique purement quantique (qu'il serait trop long de développer ici) permettent de montrer que le courant parcourant la jonction Josephson (dû au mouvement des paires de Cooper à travers elle) s'écrit :

$$I = I_c \sin \phi \quad (3)$$

où I_c est un courant critique et ϕ est la différence entre les phases du superfluide de paires de Cooper de part et d'autre de la jonction.

Un peu à l'image d'une inductance, une jonction Josephson accumule de l'énergie lorsqu'elle est parcourue par un courant, et cette énergie de Josephson s'écrit, à une constante près :

$$E = -E_J \cos \phi \quad (4)$$

où E_J est une énergie de couplage.

Comme une jonction Josephson réelle n'est rien d'autre que deux morceaux de supraconducteurs séparés par un isolant, elle est également caractérisée par une capacité C_J . Tout se passe comme si cette capacité C_J était branchée en parallèle de la jonction tunnel, puisque ces deux éléments sont soumis à une même tension. Ainsi le hamiltonien d'une jonction Josephson réelle s'écrit :

$$H = \frac{\hat{Q}^2}{2C} - E_J \cos \hat{\phi} \quad (5)$$

On voit bien qu'on a introduit un terme non-linéaire, qui va nous ouvrir les portes de l'informatique quantique en nous permettant de créer des qubits. Les niveaux d'énergie d'un tel circuit seront en effet inégalement espacés.

Notons enfin que différentes bases d'états quantiques permettent de décrire les circuits supraconducteurs, notamment la base des phases $\{|\phi\rangle\}$ ou la base du nombre de paires de Cooper $\{|N\rangle\}$. Sans rentrer dans des détails inutiles, il faut juste retenir que chaque état $|N\rangle$ est état propre de l'opérateur "nombre de paires de Cooper" \hat{N} selon $\hat{N}|N\rangle = N|N\rangle$, et que l'on a $\hat{Q} = -2e\hat{N}$, puisque la charge d'une paire de Cooper est $-2e$. L'énergie de couplage tunnel prend une forme plutôt intuitive dans la base $\{|N\rangle\}$:

$$E = -E_J \cos \hat{\phi} = -\frac{E_J}{2} \sum_N (|N\rangle \langle N+1| + |N+1\rangle \langle N|) \quad (6)$$

En effet, on a alors $E|N\rangle = -\frac{E_J}{2} (|N+1\rangle + |N-1\rangle)$, ce qui correspond bien au passage d'une paire de Cooper, par effet tunnel, d'un côté ou de l'autre de la jonction.

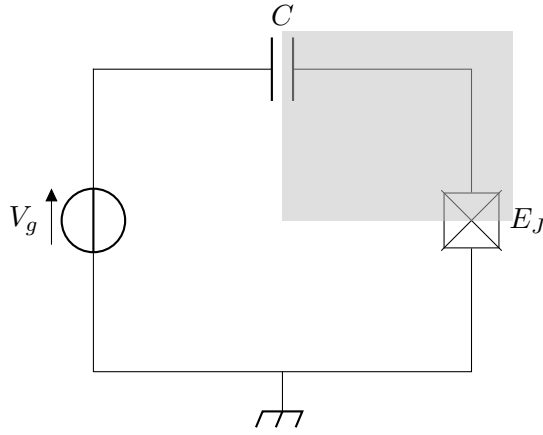


FIGURE 2 – CPB reliée à une source de tension V_g . La partie grisée correspond à l'île de supraconducteur, reliée d'une part à V_g *via* un condensateur de capacité totale $C = C_g + C_J$, et d'autre part à un réservoir de paires de Cooper *via* une jonction Josephson E_J .

2 Les qubits de charge

Les supraconducteurs permettent de produire trois principaux types de qubits : qubit de charge, qubit de flux et qubit de phase. Plutôt que de décrire superficiellement chacun de ces cas de figure, nous avons trouvé plus intéressant d'étudier en détail les qubits de charge (charge qubits).

2.1 La *Cooper-pair box* et son hamiltonien

La réalisation expérimentale d'un qubit de charge est une boîte à paires de Cooper (*Cooper-pair box*, CPB). Une CPB est constituée de deux "morceaux" de supraconducteur : un morceau suffisamment petit, appelé "île", et un réservoir de paires de Cooper relié à la masse. L'île et le réservoir sont séparés par une jonction Josephson, par laquelle ils peuvent échanger des paires de Cooper par effet tunnel. L'île de supraconducteur doit être assez petite pour être sensible à l'ajout ou au retrait d'une seule paire de Cooper.

En introduisant l'énergie de charge de la jonction, $E_{C_J} = \frac{(2e)^2}{2C_J}$, on a d'après l'équation (5) :

$$\begin{aligned} H &= \frac{\hat{Q}^2}{2C_J} - E_J \cos \hat{\phi} \\ &= E_{C_J} \hat{N}^2 - E_J \cos \hat{\phi} \end{aligned}$$

En pratique, la référence du nombre de particules N n'est pas fixée à 0, mais à une quantité N_g susceptible de fluctuer. Cela revient à considérer le hamiltonien :

$$H = E_C \left(\hat{N} - N_g \right)^2 - E_J \cos \hat{\phi} \quad (7)$$

Un moyen simple de faire apparaître cette quantité N_g est de lier par un fil la CPB à une capacité C_g , elle-même connectée à une source de tension V_g . Cette tension provoque une évolution algébrique de la charge présente sur la CPB, qui passe de Q à $Q - Q_g$ où $Q_g = 2eN_g$. Un schéma électronique d'une telle boîte à paires de Cooper est présenté en figure 2.

Le hamiltonien (7) se réécrit dans la base du nombre de paires $\{|N\rangle\}$ comme :

$$H = E_C \sum_N (N - N_g)^2 |N\rangle \langle N| - \frac{E_J}{2} \sum_N (|N\rangle \langle N+1| + |N+1\rangle \langle N|) \quad (8)$$

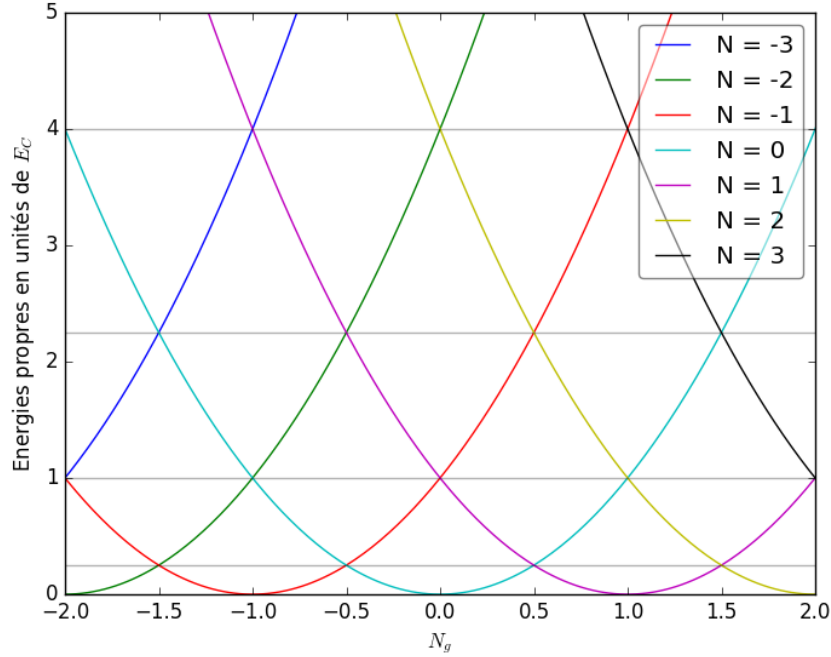


FIGURE 3 – Les croisements de différentes courbes $E_N = f(N_g)$ sont repérés par les droites horizontales, en les valeurs d'énergie $\frac{E_C}{4}$, E_C , $\frac{9}{4}E_C$, $4E_C$, ...

2.2 Énergies propres et influence de l'effet tunnel

On va étudier les énergies propres de ce système pour différentes valeurs du couplage E_J , à commencer par $E_J = 0$ qui correspond à une absence d'effet tunnel. On voit directement que $|N\rangle$ est état propre pour l'énergie propre $E_N = E_C(N - N_g)^2$. Sur la figure 3, on a représenté les courbes $E_N = f(N_g)$ pour différentes valeurs de N .

À présent, on suppose le couplage non nul. Alors le hamiltonien n'est plus diagonal dans la base $\{|N\rangle\}$. Donc les énergies propres ne seront plus associées à des valeurs bien définies de N : les états stationnaires seront des superpositions de différents $|N\rangle$.

La figure 4 présente les valeurs propres de l'énergie obtenues dans le cas d'un couplage faible : $E_J \ll E_C$. Ces courbes sont semblables à celles obtenues en l'absence d'effet tunnel, mis à part au voisinage des points de croisement les plus bas en énergie. Plus clairement, prenons par exemple $N_g = 0,5$. Sur la figure 3, les états propres $|N = 0\rangle$ et $|N = 1\rangle$ sont dégénérés et $E_0 = E_1 = \frac{E_C}{4}$. Mais on voit sur la figure 4 que le couplage par effet tunnel a levé cette dégénérescence. Dans le cas du couplage faible et d'une approximation à deux niveaux, on peut montrer qu'en $N_g = 0,5$, les états propres les plus bas en énergie sont $|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm |1\rangle)$ d'énergies propres $\frac{E_C}{4} \mp \frac{E_J}{2}$. Ces levées de dégénérescence sont également présentes au niveau des autres croisements mais à peine visibles sur la figure 4. Elles s'accroissent lorsque l'on augmente le couplage E_J relativement à E_C .

2.3 Régime transmon

Rappelons notre problématique initiale. On aimerait obtenir un qubit, *ie* un système à deux états stationnaires d'énergies bien définies, sur lesquels on pourrait ensuite opérer. Il semble sur

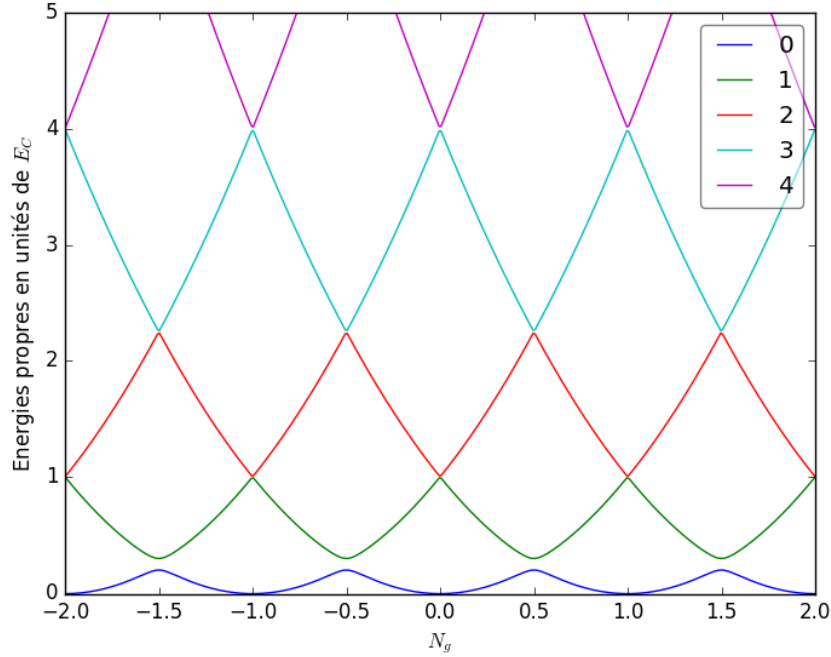


FIGURE 4 – Valeurs propres de l'énergie en fonction de N_g dans le cas $E_J = 0,1E_C$.

la figure 4 que nous y soyons parvenus. Nous avons en effet vu qu'en $N_g = 0,5$, on a deux états propres $|\pm\rangle$, d'énergies respectives $E_{\pm} = \frac{E_C}{4} \mp \frac{E_J}{2}$, et l'énergie propre du deuxième état excité est bien plus haute (vers $\frac{9}{4}E_C$). Mais dans la pratique, N_g est une grandeur fluctuante, ce qui fait que les états propres et les énergies propres fluctuent eux aussi. Certes, les deux énergies propres E_{\pm} sont extrémales en $N_g = 0,5$ et donc indépendantes des fluctuations de N_g au premier ordre (voir figure 4). Cependant, pour s'affranchir totalement du bruit sur N_g , il faut opérer la CPB dans le régime transmon, *ie* avec un fort couplage : $E_J \gg E_C$. Pour cela, on diminue E_C en augmentant la capacité de la figure 2. La figure 5 illustre le passage dans le régime transmon.

3 Décohérence

Maintenant que nous avons obtenu un qubit insensible au bruit sur N_g *via* le régime transmon, nous étudions ce qui fait qu'un système quantique à deux niveaux n'a qu'une durée de vie limitée. Dans notre étude nous nous sommes principalement intéressés à deux processus de décohérence. Le premier (la relaxation d'énergie) est un phénomène que l'on peut trouver dans différents systèmes classiques et qui consiste en un échange d'énergie entre le système et le milieu extérieur, tandis que le deuxième (le déphasage) n'existe que dans les systèmes quantiques et n'implique aucun échange d'énergie entre le système et le milieu extérieur.

3.1 Relaxation d'énergie

La relaxation d'énergie est un processus dans lequel l'énergie quitte le système pour passer dans le milieu, souvent dû à une interaction résonnante avec les modes environnementaux. Cette relaxation peut donc être constatée en étudiant comment l'énergie d'un système quantique évolue en fonction du temps. En particulier, si l'on prépare un qubit dans son état excité et qu'on le laisse alors évoluer librement, on constate qu'il retourne dans son état fondamental en émettant

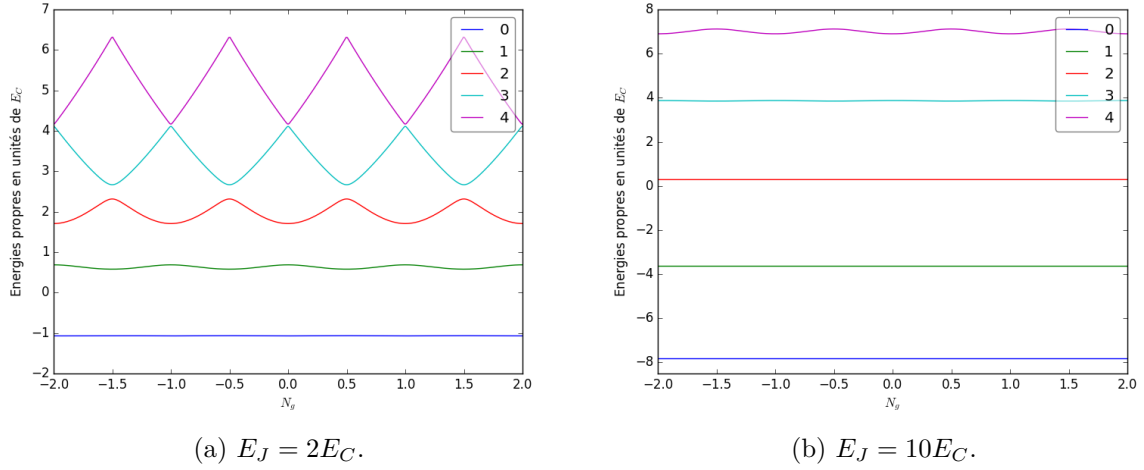


FIGURE 5 – Passage de la CPB dans le régime transmon. Les énergies propres deviennent indépendantes de N_g , et les écarts d'énergie ne sont pas réguliers. On peut donc isoler deux états propres : la CPB se comporte comme un qubit. En pratique, on utilise typiquement $E_J = 50E_C$.

un photon. L'émission de ce photon a lieu avec une probabilité qui suit une loi exponentielle, caractérisée par une constante de temps T_1 . La population de l'état excité au cours du temps est donc $P_{|1\rangle}(t) \propto \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)$: au bout de la durée T_1 , 63 % de la population s'est relaxée vers l'état fondamental.

3.2 Déphasage

Le déphasage traduit la perte de cohérence d'une superposition d'états. Pour expliquer ce phénomène de décohérence non dissipatif, le plus simple est de présenter un exemple concret. On considère un qubit dont les deux états stationnaires $|0\rangle$ et $|1\rangle$ sont séparés d'une énergie $\hbar\Delta$. Alors l'évolution libre de ce système est régie par le hamiltonien $H = -\frac{1}{2}\hbar\Delta\sigma_z$.

Supposons qu'à l'instant $t = 0$, le qubit est préparé dans l'état $|\psi(0)\rangle = |+\rangle$, puis qu'on le laisse évoluer librement. On peut alors facilement montrer que l'état $|\psi(t)\rangle$ reste à tout instant une superposition de $|0\rangle$ et $|1\rangle$ avec la même amplitude, mais une phase qui évolue linéairement avec t :

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\Delta t/2}|0\rangle + e^{-i\Delta t/2}|1\rangle) \quad (9)$$

et ainsi la probabilité de mesurer le qubit dans l'état $|+\rangle$ est une fonction sinusoïdale du temps :

$$P_+(t) = |\langle +|\psi(t)\rangle|^2 = \cos^2\left(\frac{\Delta t}{2}\right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos(\Delta t)$$

En théorie, la probabilité $P_+(t)$ oscille donc entre 0 et 1. En pratique, à cause du phénomène de déphasage, l'amplitude des oscillations s'atténue, jusqu'à disparaître : $P_+(t) - \frac{1}{2} \propto \cos(\Delta t) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right)$ (voir figure 6). Ainsi le phénomène de déphasage est caractérisé par une constante de temps T_2 .

3.3 Relation entre T_1 and T_2

Il est clair que le phénomène de relaxation d'énergie, qui décrit la relaxation de l'état $|1\rangle$ vers l'état $|0\rangle$, n'est pas affecté par le déphasage, qui décrit la perte de cohérence d'une

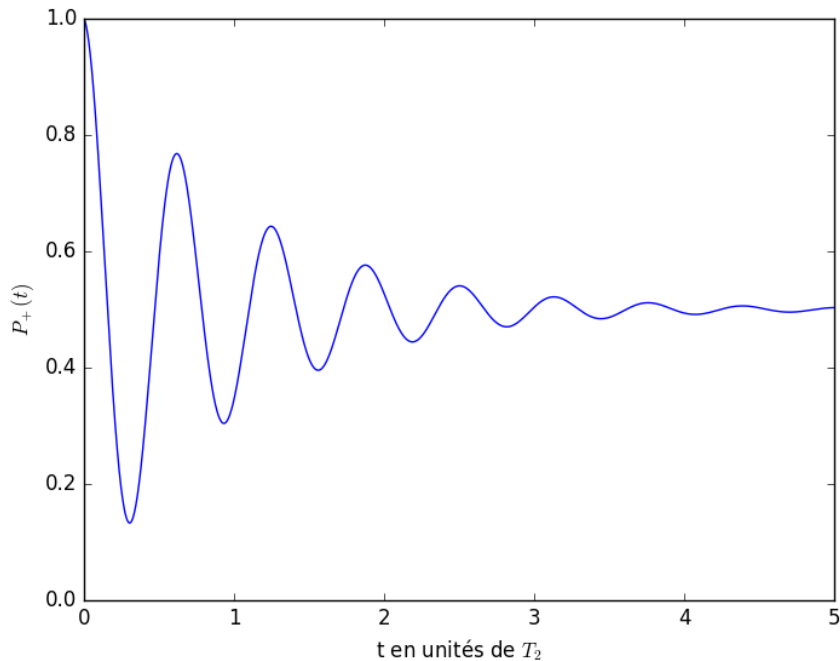
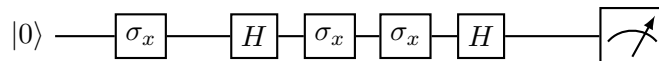


FIGURE 6 – Influence du déphasage sur $P_+(t)$.

superposition d'états. En revanche, il ne peut y avoir de superposition cohérente d'états, du type $|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$, que si les deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ sont peuplés. C'est pourquoi on peut s'attendre à $T_2 \lesssim T_1$. Un calcul précis montre que $T_2 \leq 2T_1$.

4 Travailler avec des erreurs

On a pu le voir à travers la section précédente, les qubits sont susceptibles d'être altérés au cours de leur vie, et une partie de l'information transportée et manipulée peut alors se voir dégradée. On a par exemple effectué des expériences sur le processeur quantique à 5 qubits de type *transmon* mis à disposition par IBM, et, même pour des circuits très simples, on constate la présence d'erreurs.



On obtient pour ce circuit, dans presque 10% des cas, $|0\rangle$ lors de la mesure. Même si une part de ces erreurs peut être expliquée par des imperfections lors de la préparation et de la mesure, on fournit en annexe des résultats d'expérience démontrant un peu mieux l'influence des phénomènes de relaxation au cours du temps.

Ce problème n'est pas l'apanage des systèmes quantiques, puisque les systèmes classique sont également confrontés à des problèmes de type *bit-flip* ou des problèmes de bruit lors de transmissions par exemple. Leur approche a donné lieu au développement de la théorie des *codes correcteurs*, permettant, *via* une part de redondance de l'information, de travailler malgré la probabilité de ces erreurs. On peut alors vouloir développer ce type d'approche pour des systèmes d'information quantique.

4.1 Principales difficultés

Si on peut établir un parallèle entre correction d'erreurs classiques et quantiques, pour ces dernières, on se heurte à des difficultés propres :

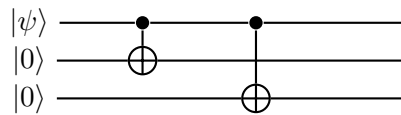
- Les erreurs pouvant affecter un bit quantique forment un espace continu : contrairement au classique où seul le cas du *bit-flip* est à considérer, comme on a pu le voir dans la partie précédente, des phénomènes de déphasage, et plus généralement de déplacement au sein de la sphère de Bloch peuvent apparaître.
- Le théorème de non-clonage, qui ne permet pas d'envisager de la réplication pure et simple de qubits.
- La mesure est destructive sur l'information quantique : on ne peut pas forcément adapter, comme parfois fait en classique, une procédure de décodage d'un qubit au résultat d'une mesure antérieure sur ce même qubit.

4.2 Un *repeating code* pour les *bit-flips*

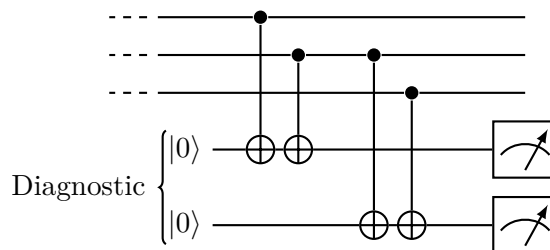
On s'est intéressé d'abord à la correction d'une erreur de type *bit-flip*, erreur déjà abordée en classique, permettant ainsi de voir comment on pouvait travailler malgré les difficultés évoquées plus haut.

La durée de vie face au phénomène de relaxation décrit précédemment suit une loi exponentielle. Connaissant la durée d'exécution d'un circuit et le temps caractéristique T_1 , on peut alors estimer la probabilité p qu'un *bit-flip* survienne lors de l'exécution. Lorsque celle-ci est inférieure à $\frac{1}{2}$, il est possible d'améliorer la fiabilité du calcul via un *repeating code*, semblable à ce que l'on peut déjà trouver en classique.

L'idée est alors d'encoder l'état $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ d'un qubit en un état logique à trois qubits intriqués $\alpha|000\rangle + \beta|111\rangle$. Le circuit suivant permet cet encodage :



On n'enfreint pas ici le théorème de non-clonage, car on travaille avec un triplet de qubits intriqués. Comme évoqué précédemment, on ne peut pas mesurer directement les qubits intriqués, sous peine de détruire une partie de l'information quantique qui pourrait être utilisée par la suite. Si l'on reste dans le cadre où l'on veut corriger au plus une erreur survenue, on a recours à deux qubits supplémentaires qui serviront de qubits diagnostics :



Les deux qubits de diagnostic indiquent chacun si les, respectivement, deux premiers et deux derniers qubits sont différents dans le sens où l'un d'eux est égal à l'autre auquel on aurait appliqué l'opérateur σ_x , *ie* une erreur de type *bit-flip*. En se plaçant dans le cas où au plus un qubit a subi une telle erreur, il est possible de corriger celle-ci en appliquant de nouveau σ_x au qubit désigné fautif par la mesure des qubits de diagnostic.

À ce stade nous souhaitons essayer de mettre en place un tel codage sur le processeur d'IBM, cependant le manque de contrôle sur la topologie des processeurs réels disponibles (*ie* quel qubit peut être relié à quel autre qubit pour tel type de porte) a un peu compromis cette approche. De plus les résultats que nous aurions obtenus auraient été peu significatifs puisque ce code ne permet de corriger que des erreurs de type *bit-flip*, qui ne constituent qu'une des erreurs possibles.

4.3 Corriger des erreurs plus générales ?

On s'est alors demandé comment pouvait se généraliser ce type de code pour couvrir une plus large gamme d'erreurs, et nous avons pu voir que la correction générale d'erreur pour un qubit n'était pas bien loin.

On a vu que le code précédent permettait de corriger une erreur correspondant à l'application d'un opérateur σ_x sur un des qubits. On peut observer que le code précédent corrige également des erreurs unitaires de type $a \text{id} + b\sigma_x$ qui toucheraient un des qubits. En effet, en supposant (sans perte de généralité) que c'est le premier qubit qui est affecté, l'état avant prise de diagnostic est alors $a(\alpha|000\rangle + \beta|111\rangle) + b(\alpha|100\rangle + \beta|011\rangle)$. La mesure du premier qubit de diagnostic donnera donc $|0\rangle$ avec probabilité $|a|^2$ (pas d'erreur) et $|1\rangle$ avec probabilité $|b|^2$ (erreur de type σ_x), le second $|0\rangle$ avec probabilité $|a|^2 + |b|^2 = 1$. Le diagnostic complet donnera donc soit l'absence d'erreur, soit la présence d'une erreur σ_x sur le premier qubit, mais la mesure alors faite projettera l'état général dans l'état correspondant au diagnostic : l'erreur sera bien détectée et on pourra la corriger.

Plus généralement, en adaptant ce raisonnement, si on a un code permettant de diagnostiquer une erreur de type e_1 et une erreur de type e_2 affectant un qubit, alors on saura corriger une combinaison linéaire de ces erreurs, affectant toujours un qubit, en tirant parti de la projection faite lors de la mesure.

Shor a proposé en 1995 un code similaire au *repeating code* à 3 qubits, mais construit avec 9 qubits, et permettant de corriger des erreurs de type σ_x , σ_y et σ_z . On pourra alors corriger toute erreur e affectant un des 9 qubit, car on peut toujours écrire e comme une combinaison linéaire de id , σ_x , σ_y et σ_z .

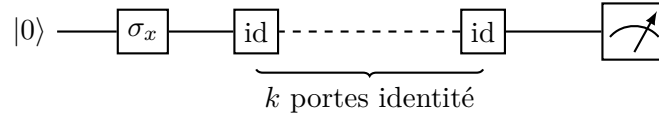
On a donc un code permettant de travailler malgré le *continuum* d'erreurs pouvant affecter un qubit !

5 Annexes

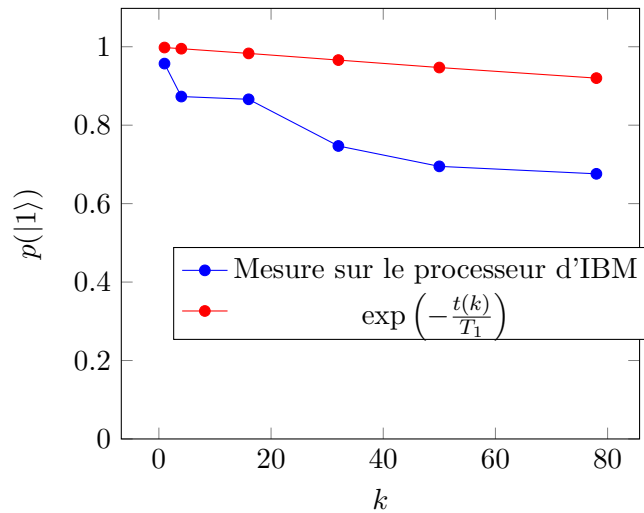
5.1 Décohérence : relaxation et déphasage sur le processeur d'IBM

Comme on a pu le dire, lors de l'exécution de programmes sur un véritable processeur, des imperfections sont perceptibles. Si une part de celles-ci peut être imputable à des imprécisions dans les mesures ou les préparations, on peut tout de même discerner l'effet du temps d'exécution sur la fiabilité des résultats, et donc qu'*a priori* une part des erreurs est aussi imputable à des phénomènes de décohérence au cours du temps des *transmons* d'IBM.

On a ainsi réalisé des circuits de la forme suivante :



Les résultats sont les suivants :



Même si la documentation n'est pas très claire à ce sujet, il semble que le temps d'exécution d'une porte identité soit de l'ordre de 50 ns sur le processeur accessible en ligne (d'où $t(k) = k \times 50$ ns). Lors de l'exécution le temps T_1 annoncé était de 46,5 μ s.

S'il est clair que le temps d'exécution influe sur la fiabilité des résultats, les mesures restent sans doute assez peu exploitables car il est "difficile" (tout du moins assez long) d'obtenir beaucoup de points (le processeur est assez sollicité, la file d'attente d'exécution est donc assez remplie et on ne peut pas lancer beaucoup d'exécutions en même temps). De plus on ne peut pas utiliser plus que les $k = 78$ portes utilisées pour le point extrême ici, et on ne peut donc pas voir l'évolution des populations autour du temps caractéristique.

Références

- [1] Simon J. Devitt, Kae Nemoto, and William J. Munro. Quantum Error Correction for Beginners. *Reports on Progress in Physics*, 76(7) :076001, July 2013. arXiv : 0905.2794.
- [2] S. M. Girvin. Circuit QED : superconducting qubits coupled to microwave photons. In Michel Devoret, Benjamin Huard, Robert Schoelkopf, and Leticia F. Cugliandolo, editors, *Quantum Machines : Measurement and Control of Engineered Quantum Systems*, pages 113–256. Oxford University Press, June 2014.
- [3] Nathan K. Langford. Circuit QED - Lecture Notes. *arXiv :1310.1897 [cond-mat, physics :quant-ph]*, October 2013. arXiv : 1310.1897.
- [4] Michael A. Nielsen and Isaac L. Chuang. *Quantum computation and quantum information*. Cambridge University Press, Cambridge ; New York, 10th anniversary edition, 2010.