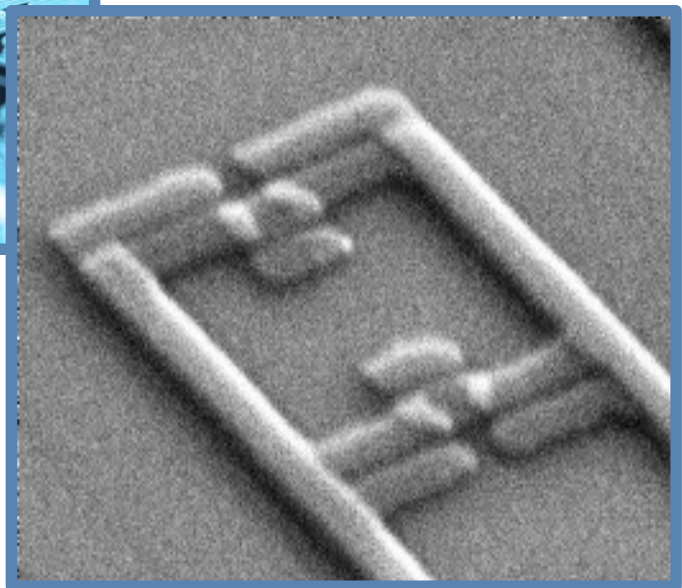
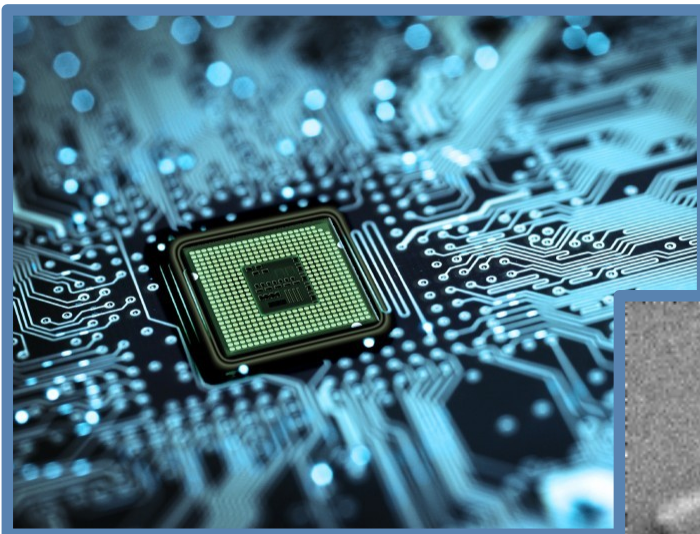


ARMAND
Rémi

Mesure d'un temps de décohérence par un circuit électrique quantique supraconducteur



L'informatique quantique éveille souvent des fantasmes sur d'éventuelles forces de calculs surpassant ce que l'on connaît aujourd'hui. Les avancées dans le domaine depuis près de 30 ans s'avèrent concluantes, mais pas suffisamment imposantes pour pouvoir rivaliser avec l'électronique classique et conquérir le marché : en effet les circuits actuels sont capables de manipuler une dizaine de qubits, et la mesure est souvent destructive. Cette technologie reste dans le domaine d'étude du laboratoire. Les conditions de réalisation et de mise en fonctionnement de tels circuits sont également complexes comme nous le verrons par la suite.

Cependant, les ordinateurs quantiques sont l'occasion de pouvoir faire de véritables simulations du monde quantique. Ils peuvent en effet rivaliser avec la technologie LASER sur les atomes froids pour simuler la matière condensée. Il est alors possible de parler d'atomes artificiels.

Au cours de ce mémoire, nous étudierons un circuit électrique quantique réalisé par le groupe Quatronique du CEA, à Saclay en 2001. Ce circuit a pour finalité de mesurer un temps de décohérence et d'en comprendre les causes pour pouvoir le prolonger au maximum. Il s'agit d'une donnée critique puisque le temps de décohérence est le temps pour lequel le circuit simule avec fidélité un état. Au-delà de cette durée, les qubits deviennent inexploitable. La durée d'une opération s'en trouve alors limitée, ce qui diminue la force de calcul et donc d'éventuelles avancées dans le domaine.

I. Mesures en électronique quantique

1. Grandeurs mesurées, conditions expérimentales

Un qubit est un bit quantique pouvant accéder à deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ bien définis qui vont être la base d'opérations comme des portes logiques. Une bonne façon de les obtenir est de choisir deux états d'un oscillateur harmonique accessibles exclusivement.

Considérons un circuit électrique classique LC qui constitue un oscillateur de fréquence propre ν . Ce dernier est caractérisé par sa charge Q et son flux magnétique ϕ qui sont liés à aux énergies magnétique et électrique qui composent l'énergie totale du système. Classiquement, l'énergie totale du système peut prendre un nombre de valeurs infini. Il faut alors se placer dans des températures suffisamment basses pour que l'énergie entre deux niveaux soit très supérieure à l'énergie d'agitation thermique de l'environnement, soit $h\nu \gg k_B T$ avec h la constante de Planck et k_B la constante de Boltzmann. Pour un oscillateur de téléphone à deux gigahertz, nécessite une température inférieure à 0,1K.

De plus, il est nécessaire d'employer des métaux dont la résistance est négligeable, auquel cas les grandeurs Q et ϕ s'en retrouveraient modifiées. Le choix de matériaux se tourne alors vers l'aluminium et le niobium qui sont tous deux supraconducteurs, de résistance nulle donc. En leurs seins circulent un fluide de paires de Cooper, paires d'électrons associées pour donner une entité de spin $\vec{s} = \vec{1}$ qui suivent alors la distribution et la condensation de Boltzmann. Ces paires peuvent alors prendre l'état singulet du fondamental $|0,0\rangle$ et l'état triplet du premier état excité $|1,0\rangle, |1,-1\rangle, |1,1\rangle$.

Nous pourrions penser qu'une fois ces conditions respectées, un circuit LC apporterait entière satisfaction. Or, la distance entre deux états successifs vaut toujours $h\nu$. Par conséquent, il est impossible de passer du niveau fondamental au premier niveau excité sans exciter les niveaux supérieurs entre eux : il faut alors que les niveaux ne soient pas équidistants entre eux.

Un nouveau composant répond à cette problématique : la jonction Josephson.

2. La jonction Josephson

La jonction Josephson est à la base de l'architecture que nous allons décrire par la suite. Il s'agit de deux électrodes supraconductrices séparées par un isolant à travers lequel passent des paires de Cooper par effet tunnel, et auxquelles on peut appliquer une tension. Les niveaux énergétiques d'un tel système ne sont pas séparés de façon équidistante. A très basse température, il est alors possible de contraindre un qubit aux deux premiers niveaux d'énergie. Ce composant électronique est maintenu à une température de 20mK et se comporte comme un véritable atome artificiel employable à la simulation quantique.

La jonction Josephson est schématisée sous la forme d'un carré marqué d'une croix. Elle est inscrite dans le circuit quantronium, qui est capable de recevoir un qubit et de le modifier. Il ne reste alors plus qu'à insérer dans le circuit des composants permettant la lecture et l'écriture de qubit.

II. Un exemple de circuit électronique quantique

1. Montage électronique complet

Le montage complet que nous allons étudier apparaît dans la *Figure 1*. Il présente quatre parties distinctes : une boucle de *tuning* qui génère un champ magnétique dans la boucle de jonctions Josephson qu'est le circuit *quantronium*, une tension d'écriture appliquée, ainsi que d'une boucle *readout* de lecture. La boucle de *tuning* est pilotée par un transformateur, qui génère un courant I_Φ qui lui-même induit un flux Φ dans le *quantronium*, et injecte une tension de travail U dans le circuit. Le nœud noir situé entre les deux petites jonctions Josephson doublé de la capacité C_g joue le rôle de réservoir à paires de Cooper que l'on va injecter dans la circuit. La partie de *préparation* des états est en réalité une série de pulses micro-ondes $u(t)$ qui modifie les états arbitrairement des paires de Cooper. Ainsi, le flux Φ et la tension appliquée U sont les variables qui définissent les niveaux d'énergie du circuit. Les variables que sont le nombre de paires de Cooper et les phases δ et γ constituent les degrés de liberté du circuit qui vont s'adapter en conséquence du couple (U, Φ) appliqué.

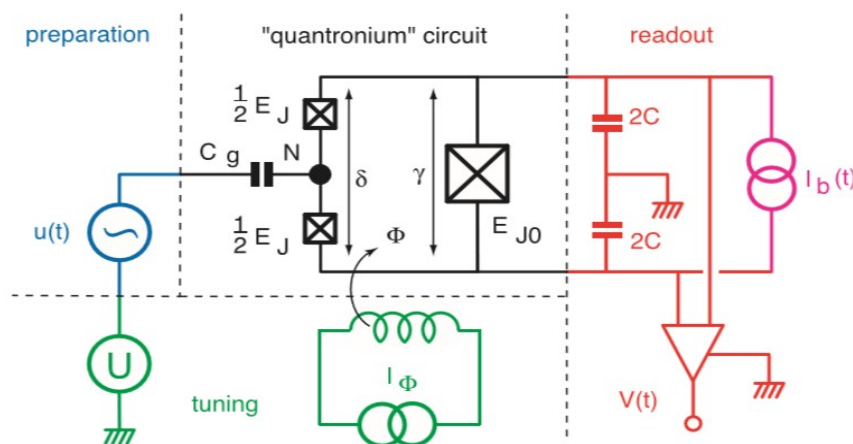


Figure 1 : Circuit réalisé par le groupe Quantronium du CEA, à Saclay

Enfin, la petite jonction Josephson est dédoublée pour permettre le réglage de la fréquence du signal parcourant de *quantronium* et la lecture est assurée par la plus grosse jonction Josephson.

Ce circuit électrique simule ainsi un qubit de fonction d'onde de la forme $a|0\rangle + b|1\rangle$ avec $a, b \in \mathbb{R}$ que l'on va pouvoir modifier grâce à la tension de préparation $u(t)$.

2. Génération et mesure d'un qubit

La mesure est assurée comme nous l'avons vu par le circuit readout qui peut être simplifié comme dans la Figure 2.

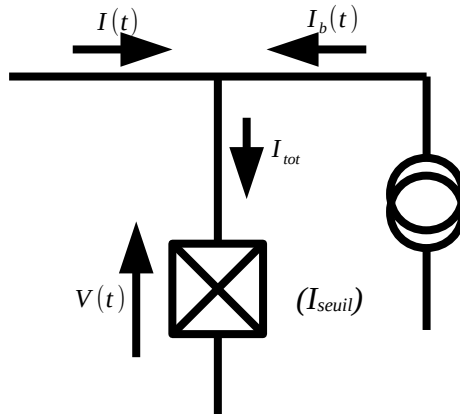


Figure 2 : Circuit idéal de lecture

Par loi des nœuds, on obtient aisément $I_{tot}(t) = I_b(t) + I(t)$. Or, la grande jonction Josephson présente une intensité seuil I_{seuil} qui est comparée à I_{tot} pour laquelle une tension $V(t)$ est émise ou non. La génération et la mesure dans l'ordre chronologique sont alors effectuées telles que décrites dans la Figure 3.

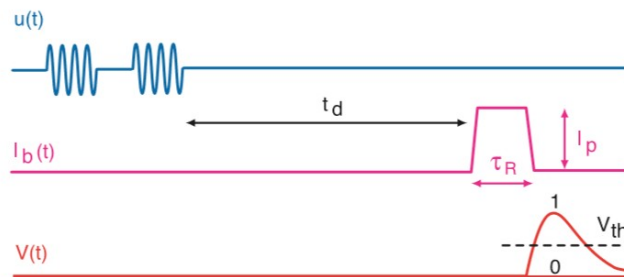


Figure 3 : Signaux impliqués dans le traitement et la mesure des états

Dans un premier temps, il est nécessaire de vérifier que le système simulé est bel et bien un système à deux niveaux. Un moyen efficace est d'observer des oscillations de Rabi en accord avec les prédictions. Les oscillations de Rabi sont des oscillations de la probabilité que le qubit soit dans un état ou dans un autre, donc nous discuteront l'origine par la suite. Dans cet objectif, un pulse micro-ondes est envoyé à la fréquence du qubit. Ce dernier va agir comme une porte logique qui va modifier le spin du qubit et qui va motiver la mesure. Au bout d'un certain temps t_d , le courant $I_b(t)$ est envoyé depuis la boucle readout de lecture. A partir d'une certaine tension seuil, l'état sera caractérisé, à l'instar de la conversion analogique-numérique que nous retrouvons en électronique classique.

Le graphique en Figure 4 est alors obtenu.

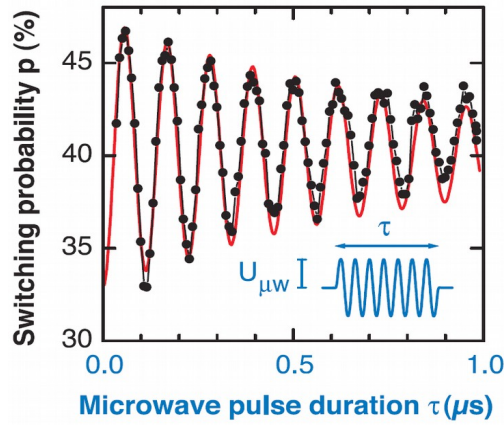


Figure 4 : Probabilité de changer d'état lors d'une opération à une porte sur un qubit

Finalement, les oscillations de Rabi sont observées et caractérisent le système à deux états simulé. Elles vont être centrales par la suite dans la détermination du temps de décohérence, car le but va être de les prolonger le plus longtemps possible et de trouver un régime dans lequel ce temps de décohérence est maximal.

Avant d'aborder la mesure du temps de décohérence, nous allons nous interroger sur l'origine de ces oscillations et ce qu'elles impliquent en électronique quantique.

III. Résolution du problème à deux états et oscillations de Rabi

1. Cas stationnaire idéal

Dans le cas idéal, un qubit écrit ou modifié dans un état donné doit le rester. Cela permet de le stocker et de le réutiliser plus tard, ou bien de le garder en mémoire suffisamment longtemps pour effectuer l'opération souhaitée qui peut s'avérer plus ou moins chronophage. Etudions le système à deux états généré par le circuit présenté auparavant.

Le système est décrit par un état $|\psi\rangle = C_+(t)|+\rangle + C_-(t)|-\rangle$ qui est la somme de deux états de spin s_z de la paire de Cooper, et nous le plaçons arbitrairement dans l'état initial $|\psi\rangle_0 = C_+(0)|+\rangle + C_-(0)|-\rangle$. La boucle de *tunning* impose un champ $\vec{B}_o = B_o \cdot \vec{e}_z$ et l'Hamiltonien du système s'écrit alors $H_o = -\gamma \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{B}_o = -\omega_o \frac{\hbar}{2} \sigma^z = \frac{\hbar}{2} \omega_o \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ¹ avec γ le facteur gyromagnétique et ω_o la pulsation de Larmor associée à B_o .

Dès lors, la résolution de l'équation de Schrödinger (1) donne les solutions pour les valeurs de probabilité d'être dans les états *haut* et *bas*.

$$H|\psi\rangle = i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} \Rightarrow \begin{cases} i \frac{dC_+(t)}{dt} = -\frac{\omega_o}{2} C_+(t) \\ i \frac{dC_-(t)}{dt} = \frac{\omega_o}{2} C_-(t) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_+(t) = C_+(0) e^{-i\frac{\omega_o}{2}t} \\ C_-(t) = C_-(0) e^{i\frac{\omega_o}{2}t} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} P_+(t) = |\langle +|\psi\rangle|^2 = C_+^2(t) = C_+^2(0) \\ P_-(t) = |\langle -|\psi\rangle|^2 = C_-^2(t) = C_-^2(0) \end{cases} \quad (1)$$

Nous pouvons voir que dans ce cas idéal sans fluctuation du champ magnétique appliqué, l'état dans lequel se trouve un qubit ne varie pas dans le temps. Cependant, ce n'est pas du tout ce que

¹ Les matrices de Pauli étant $\sigma^x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$; $\sigma^y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$; $\sigma^z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

l'on observe expérimentalement avec le circuit quantrium. Les courbes expérimentales montrent avec fidélité une oscillation des probabilités d'être dans un état donné, et plus précisément la *Figure 4* rend compte d'une probabilité de changer d'état.

Le circuit quantrium n'est pas fiable à 100 %² lors de son utilisation, et cela s'explique par la prise en compte de variations perturbatives du champ magnétique appliqué sur la boucle à jonctions Josephson.

2. Cas instationnaire : apparition des oscillations de Rabi

Introduisons un champ B_1 qui est la variation infinitésimale du champ B appliqué par la boucle de *tunning* tel que $\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}_1$ avec $\vec{B}_1 = B_1(\cos(\omega t) \cdot \vec{e}_x + \sin(\omega t) \cdot \vec{e}_y)$. L'Hamiltonien du système devient alors
$$H = \frac{-\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_o & \omega_1 e^{i\omega t} \\ \omega_1 e^{-i\omega t} & -\omega_o \end{pmatrix} .$$

Par des calculs similaires à ceux réalisés en (1), en entrant dans le cadre de la théorie perturbative, on montre l'expression (2).

$$\begin{cases} P_+(t) \propto \cos^2\left(\frac{\omega_1}{2}t\right) \\ P_-(t) \propto \sin^2\left(\frac{\omega_1}{2}t\right) \end{cases} \quad (2)$$

L'origine des oscillations de Rabi est donc bien perturbative et provient d'une variation incontrôlée par l'opérateur. Il va donc falloir faire avec les oscillations de Rabi inhérentes au système à deux états, et être conscient que la fiabilité de la lecture ne dépassera pas un certain pourcentage.

L'objectif va être alors non pas de conserver un état donné, mais de conserver le plus longtemps possible les oscillations afin de repousser le temps de décohérence.

IV. Mesure du temps de décohérence

1. Temps de décohérence

Le temps de décohérence est le temps caractéristique d'un système à deux niveaux à retourner au niveau fondamental ou tout du moins au premier niveau excité. Cette relaxation du système n'est pas souhaitée puisqu'elle traduit une impossibilité à conserver une information dans le circuit dans le temps. Il devient alors impossible de stocker ou de faire de trop longues opérations aux échelles considérées.

La décohérence provient d'un déphasage causé par le bruit dû à l'environnement. L'environnement influe sur les états du qubit jusqu'à absorber l'énergie du système et causer un retour au fondamental. Ce phénomène est illustré sur la *Figure 5*.

² La fidélité de lecture est estimée à 70 % pour ce circuit c.f. REF1

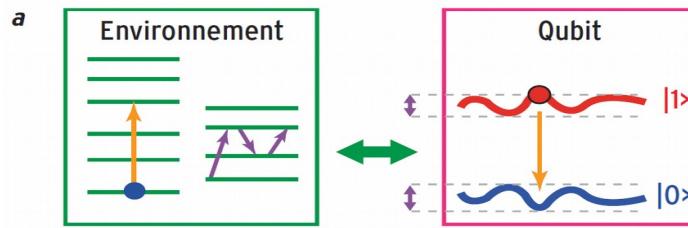


Figure 5 : Influence de l'environnement sur le qubit

2. Mesure

Revenons sur la Figure 3. Cette fois-ci, au lieu de lancer un pulse micro-ondes comme dans la partie sur la vérification de l'établissement des oscillations de Rabi, nous allons en injectés deux séparés d'un temps contrôlé Δt . Ensuite, nous mesurons la probabilité de changer d'état en fonction de Δt , en maintenant cette fois-ci la largeur temporelle des pulses constante. Le résultat apparaît dans la Figure 6.

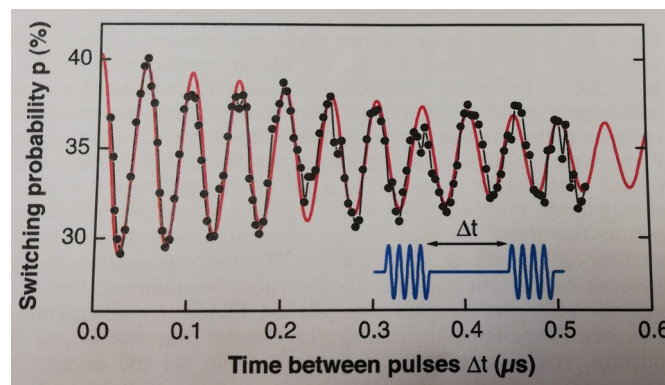


Figure 6 : Probabilité de changer d'état en fonction du temps entre les pulses

A partir de la courbe obtenue, on observe une enveloppe décroissante qui donne accès à un temps de décohérence de $0,50\mu s$. Les oscillations observées quant à elles ont une amplitude plus faible qu'attendue, en raison à une relaxation du système ajoutée par la mesure elle-même.

Des mesures et des circuits plus complexes ont été réalisés à ce jour, avec des temps de décohérence plus longs et surtout une bien meilleure fidélité sur la mesure, atteignant les 96 %³.

V. Avenir de l'électronique quantique

Nous pourrions retenir plusieurs limitations de l'électronique quantique actuelle. D'abord la nécessité de maintenir à très faibles température le circuit, en-dessous du Kelvin. Ensuite, la mesure est destructive et les qubit ne conservent leur état que sur de très faibles durées, de l'ordre de la microseconde. La fiabilité de mesure n'est pas certaine et reste bien inférieure à celle de l'électronique classique, qui contient par ailleurs un système de bits de parité, limitant d'autant plus les erreurs informatiques.

L'électronique quantique reste un domaine de recherche avant tout. Pour autant, il est possible de créer des circuits hybrides, qui permette le calcul quantique puis le stockage classique dans des transistors. Cela permet également d'éviter la destruction des données manipulées.

3 REF1

Enfin, la fiabilité de mesure semble de moins en moins préoccupante avec l'essor du *deep learning*, qui laisse à l'informatique et aux machines le droit de faire des erreurs et d'apprendre à les surmonter, imitant ainsi l'évolution d'un être organique dans son environnement.

L'électronique quantique est un moyen de simuler l'infiniment petit et de pouvoir tester autant de possibilités souhaitées d'agencement de la matière, ouvrant la porte vers de grandes avancées.

BIBLIOGRAPHIE

REF1 :*Des processeurs quantiques supraconducteurs ?*, Patrice Bertet, Denis Vion, Daniel Estève, Pour la science Dossier N°68 (2010)

REF2 :*Manipulating the quantum state of an electrical circuit*, D. Vion et al., Science 296 (2002)