

Quantique et traitement du signal : Un tutoriel concis et un aperçu historique aux colloques GRETSI

François CHAPEAU-BLONDEAU

Laboratoire Angevin de Recherche en Ingénierie des Systèmes (LARIS),
Université d'Angers, 62 avenue Notre Dame du Lac, 49000 Angers, France.
f.chapeau@univ-angers.fr

Résumé – Cet article accompagne un exposé tutoriel proposé pour la Session spéciale “Information et calcul quantiques”. L'article décrit brièvement les éléments qui seront présentés dans le tutoriel d'introduction à l'information et au calcul quantiques. Le tutoriel vise à exposer de façon synthétique les principes fondamentaux et les outils essentiels du domaine, ainsi que quelques grands secteurs applicatifs, pour arriver à des problématiques de recherche actuellement ouvertes et à fort potentiel pour les sciences et technologies de l'information. En complément, le présent article propose aussi un bref aperçu historique sur les liens entre le signal et le quantique, tel qu'il ressort à partir de l'archive en ligne des actes des colloques GRETSI depuis leur début en 1967.

Abstract – This paper accompanies a tutorial presentation proposed for the Special session “Quantum information and computation”. The paper briefly describes the contents to be presented in the tutorial introducing to quantum information and computation. The tutorial aims at a concise presentation of the fundamental principles and essential tools of the domain, along with some applications, up to currently open questions relevant to information sciences and technologies. As a complement, the paper also proposes a brief historical vision on the links between the signal and the quantum fields, as it emerges out of the online archive of the proceedings of the GRETSI conferences from their onset in 1967.

1 Introduction

Les technologies quantiques pour le traitement de l'information et pour le calcul connaissent actuellement un fort développement et recèlent de larges potentialités pour l'avenir. Le traitement du signal se retrouve au cœur de ces avancées des sciences et technologies de l'information en quantique. Dans ce contexte, nous proposons ici une présentation synthétique des principes fondamentaux utiles pour le traitement de l'information et du signal en quantique, ainsi que quelques applications représentatives où le quantique offre des apports inégalés. Pour élargir la perspective du point de vue du traitement du signal, nous proposons aussi un bref aperçu historique des liens du signal avec le quantique, issu de l'examen des actes des colloques GRETSI depuis leur début en 1967. Un enjeu est d'apprécier comment continuer de contribuer aux dynamiques en cours au croisement du signal et du quantique.

2 Principes de l'information quantique

Il est possible de fonder la théorie quantique sur trois principes ou postulats fondamentaux [1]. Ces trois principes sont communs et peuvent servir de fondement à toute la physique quantique. On peut toutefois les formuler selon une orientation adaptée à la théorie des signaux et systèmes, comme nous proposons de le faire dans le tutoriel.

2.1 L'état ou signal quantique

Le premier principe ou postulat général stipule qu'au niveau fondamental un objet ou système quantique se décrit au moyen d'un vecteur d'état, noté $|\psi\rangle$, qui appartient à un espace vectoriel de Hilbert complexe $\mathcal{H}$. Pour une raison liée au principe de mesure quantique à venir dans la Section 2.3, un état quantique valide $|\psi\rangle$ possède toujours une norme carrée unité, i.e. $\| |\psi\rangle \|^2 = \langle \psi | \psi \rangle = 1$. On peut référer l'espace $\mathcal{H}$ à une base orthonormée $\{|n\rangle\}$, et exprimer tout état $|\psi\rangle$ comme la combinaison linéaire $|\psi\rangle = \sum_n \alpha_n |n\rangle$, avec les coordonnées complexes α_n vérifiant $\sum_n \alpha_n^* \alpha_n = \sum_n |\alpha_n|^2 = \langle \psi | \psi \rangle = 1$. Cette superposition linéaire donne en particulier accès à des possibilités de traitement parallèle pour le calcul quantique, offrant des performances inaccessibles en classique.

Deux systèmes quantiques A et B pouvant interagir forment un système composite AB qui se décrit au moyen d'un vecteur d'état conjoint appartenant à l'espace de Hilbert produit tensoriel $\mathcal{H}^{(A)} \otimes \mathcal{H}^{(B)}$. On accède alors à la notion capitale d'intrication quantique, lorsqu'un système composite AB se trouve dans un état de l'espace produit $\mathcal{H}^{(A)} \otimes \mathcal{H}^{(B)}$ qui n'est pas factorisable comme un produit tensoriel d'un état de $\mathcal{H}^{(A)}$ avec un état de $\mathcal{H}^{(B)}$. Alors seul le système composite AB possède un état bien défini, et ses deux parties A et B individuellement n'en ont pas. Le système composite AB dans un tel état intriqué se comporte comme un tout, pouvant être spatialement délocalisé en ses deux parties A et B , mais réagissant comme un tout, au point qu'une action sur l'une des parties peut affecter instantanément l'autre partie, même lorsqu'elle se trouve arbitrairement éloignée. L'intrication constitue une propriété radicalement quantique, sans équivalent classique, et qui représente une ressource spécifique utile pour le traitement de l'information, permettant notamment des performances inatteignables classiquement.

On doit étendre cette notion d'état quantique afin de prendre en compte des situations où il existe une incertitude sur l'état d'un système quantique. Une telle incertitude peut généralement se décrire au moyen d'un ensemble statistique d'états $\{(p_j |\psi_j\rangle)\}$, exprimant que le système d'intérêt peut se trouver dans l'état $|\psi_j\rangle$ avec une probabilité p_j . Pour un tel système incertain, et lorsqu'il évolue, on déduit en raisonnant conditionnellement selon les p_j , que sa situation et les mesures pouvant être effectuées sur lui, peuvent se décrire complètement au moyen de l'opérateur densité $\rho = \sum_j p_j |\psi_j\rangle \langle \psi_j|$. Par construction, un tel ρ est un opérateur linéaire sur $\mathcal{H}$, i.e. $\rho \in \mathcal{L}(\mathcal{H})$, et ρ est toujours positif et de trace unité. Un mécanisme essentiel qui fait apparaître un tel opérateur densité, est lorsqu'un système d'intérêt A , de par son évolution, se trouve intriqué avec son environnement B . À cause de l'intrication comme on l'a dit, seul le composite AB possède un état bien défini $|\psi_{AB}\rangle$ d'opérateur densité $|\psi_{AB}\rangle \langle \psi_{AB}|$. Toutefois, lorsque seul le système A est accessible à l'observation et à la mesure, on établit qu'il est possible de décrire les résultats en se référant à l'opérateur densité pour A obtenu par l'opération de trace partielle sur B comme $\rho_A = \text{tr}_B(|\psi_{AB}\rangle \langle \psi_{AB}|)$. Analogiquement en classique, une distribution de probabilité conjointe $P(A, B)$ avec B une

variable cachée ou latente inaccessible, conduit à décrire A par la distribution marginale $P(A) = \sum_B P(A, B)$. Un tel opérateur densité ρ_A arrive comme un opérateur positif (donc hermitien) de trace unité sur $\mathcal{H}$, et sa décomposition spectrale matérialise un ensemble statistique le réalisant. L'induction d'incertitude sur un état quantique résultant de son intrication avec un environnement incontrôlé constitue le phénomène de décohérence, avec un impact majeur pour le développement maîtrisé des technologies quantiques.

Un état incertain décrit par un opérateur densité $\rho \in \mathcal{L}(\mathcal{H})$ est dit un état mélangé ; alors qu'un état certain décrit par un vecteur $|\psi\rangle \in \mathcal{H}$ est dit un état pur, mais il peut équivalamment être décrit par l'opérateur densité $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$. La notion de vecteur d'état $|\psi\rangle$, ou plus généralement d'opérateur densité ρ , constitue une notion qui peut s'assimiler à la notion de signal, et recevoir la conceptualisation qui y est traditionnellement liée.

Le qubit constitue le système quantique le plus simple, muni d'un espace de Hilbert $\mathcal{H}$ de dimension 2 à deux états de base $\{|0\rangle, |1\rangle\}$, apte à représenter par exemple un photon avec ses deux états de polarisation ou un électron avec ses deux états de spin. Le qubit constitue aussi la brique de base élémentaire, qui par assemblage, par tensorisation, permet de réaliser des états quantiques de dimension finie arbitrairement grande. Il offre un fondement pour déployer le design modulaire de l'ingénierie, comme le fait l'électronique numérique avec ses deux états 0, 1, en classique. À l'autre extrémité de l'échelle de dimensionnalité, émergerait la fonction d'onde $\psi(x)$ comme la limite infinie continue des coordonnées $\{a_n\}$ de l'état $|\psi\rangle$.

2.2 L'évolution ou processus quantique

Un état quantique $|\psi\rangle$ qui évolue garde nécessairement une norme unité, par cohérence avec le premier principe. Le second principe stipule que cette évolution est toujours linéaire. Un vecteur d'état $|\psi\rangle \in \mathcal{H}$ évolue donc au moyen d'un opérateur linéaire sur l'espace de Hilbert $\mathcal{H}$ qui conserve la norme, donc un opérateur unitaire $U \in \mathcal{L}(\mathcal{H})$, réalisant la transformation $|\psi\rangle \mapsto U|\psi\rangle$. Une façon plus commune mais équivalente de décrire l'évolution est possible avec l'équation de Schrödinger

$$\frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = -\frac{i}{\hbar} H |\psi(t)\rangle, \quad (1)$$

où H est l'opérateur hamiltonien (hermitien) agissant sur le système quantique. Une solution formelle de l'Éq. (1) peut s'écrire

$$|\psi(t)\rangle = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t H dt'\right) |\psi(t_0)\rangle = U(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle, \quad (2)$$

où l'opérateur

$$U(t, t_0) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t H dt'\right) \quad (3)$$

constitue l'opérateur d'évolution de l'état quantique entre les instants t_0 et $t > t_0$, avec U unitaire quand H est hermitien. La formulation $|\psi(t)\rangle = U(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle$ de l'Éq. (2) décrit l'évolution de l'état quantique par un processus de type "bloc fonctionnel", entre un état initial lorsqu'un certain traitement commence, jusqu'à un état final où il est accompli. Il s'agit d'une formulation très commune en théorie des signaux et systèmes, qui donc peut se transposer naturellement en quantique. De l'évolution $|\psi\rangle \mapsto U|\psi\rangle$, on dispose par transposition complexe aussi de l'évolution $\langle\psi| \mapsto \langle\psi|U^\dagger$, d'où se déduit que l'opérateur densité évolue selon $\rho \mapsto U\rho U^\dagger$.

Une propriété essentielle est que lorsque les états quantiques sont obtenus en assemblant des qubits, il est possible de réaliser toute évolution unitaire U sur un nombre quelconque de qubits, en la décomposant sur une famille universelle d'opérateurs unitaires d'évolution élémentaires. Une telle famille universelle pour la synthèse est constituée des opérateurs unitaires

à un seul qubit, complétés par un unique opérateur unitaire à deux qubits réalisant l'opération Cnot, et rien de plus. Ceci permet d'accomplir des traitements quantiques élaborés, en concevant les processus unitaires U appropriés, sans avoir à se référer aux hamiltoniens H sous-jacents. L'ensemble des traitements peut se matérialiser par des circuits quantiques, construits en assemblant des portes quantiques élémentaires, et constituant une fondation pour le calcul quantique.

Cette évolution unitaire décrit la situation d'un système quantique fermé, qui n'interagit pas avec un environnement extérieur. Il est nécessaire de la compléter, afin de décrire l'évolution d'un système quantique ouvert, qui interagit avec un environnement extérieur induisant de la décohérence. Pour ce faire, on peut considérer que le système d'intérêt A se trouve dans un état initial d'opérateur densité ρ_A lorsqu'il commence à interagir avec son environnement B dans l'état initial ρ_B . Le composite AB peut être vu comme un système fermé, partant de l'état initial bipartite $\rho_A \otimes \rho_B$, et évoluant unitairement par l'opérateur bipartite U_{AB} effectuant la transformation $U_{AB}(\rho_A \otimes \rho_B)U_{AB}^\dagger$ qui généralement va intriquer A et B . À l'issue de l'interaction, la trace partielle sur l'environnement B délivre un opérateur densité décrivant le système A par $\rho'_A = \text{tr}_B(U_{AB}(\rho_A \otimes \rho_B)U_{AB}^\dagger)$. L'évolution U_{AB} et la trace partielle sont des opérations linéaires, si bien que pour $\rho_A \in \mathcal{L}(\mathcal{H})$ la transformation résultante $\rho_A \mapsto \rho'_A = \mathcal{T}(\rho_A)$ est aussi une opération $\mathcal{T}(\cdot)$ linéaire, ou un superopérateur de $\mathcal{L}(\mathcal{H})$ dans $\mathcal{L}(\mathcal{H})$. La trace partielle agit comme une opération de moyennage ou de marginalisation d'une distribution de probabilité bivariée vers une monovariée, lissant beaucoup de détails non critiques de l'environnement, aussi le processus résultant $\rho_A \mapsto \rho'_A = \mathcal{T}(\rho_A)$ peut se paramétrer avec un nombre de paramètres en rapport avec la dimension de l'espace $\mathcal{L}(\mathcal{H})$ indépendamment de la dimension de l'environnement qui peut être très grande. On établit que $\mathcal{T}(\rho_A)$ peut toujours se mettre sous la forme d'une somme $\mathcal{T}(\rho_A) = \sum_k \Lambda_k \rho_A \Lambda_k^\dagger$ où les Λ_k sont des opérateurs de $\mathcal{L}(\mathcal{H})$, qui ensemble vérifient la contrainte $\sum_k \Lambda_k^\dagger \Lambda_k = \text{Id}$ pour préserver la trace unité, et qui n'ont pas besoin d'être en nombre supérieur à $[\dim(\mathcal{H})]^2$ pour représenter toutes les évolutions ouvertes (non unitaires) d'un opérateur densité sur $\mathcal{H}$. Les Λ_k sont les opérateurs de Kraus. L'évolution unitaire $\rho_A \mapsto \mathcal{T}(\rho_A) = U\rho_A U^\dagger$ est un cas particulier à un opérateur de Kraus $\Lambda_1 = U$ de l'évolution non unitaire $\rho_A \mapsto \mathcal{T}(\rho_A) = \sum_k \Lambda_k \rho_A \Lambda_k^\dagger$.

Le processus d'évolution de l'opérateur densité $\rho \mapsto \mathcal{T}(\rho) = \sum_k \Lambda_k \rho \Lambda_k^\dagger$ constitue donc un modèle générique d'évolution d'un état ou signal quantique ρ , avec pour $\mathcal{T}(\cdot)$ un statut de bloc fonctionnel de traitement comme en théorie des signaux et systèmes, et pouvant se combiner pour obtenir des évolutions élaborées, considérées sans bruit pour les évolutions unitaires du calcul quantique, ou avec bruit pour les évolutions non unitaires en présence de décohérence.

Par exemple, au plus 4 opérateurs de Kraus sont suffisants pour décrire un phénomène de décohérence ou un bruit quantique affectant un qubit. Des modèles courants sont notamment le bruit de bit-flip agissant selon $\rho \mapsto \mathcal{T}(\rho) = (1-p)\rho + p\sigma_x\rho\sigma_x^\dagger$ avec deux opérateurs de Kraus $\Lambda_1 = \sqrt{1-p}\text{Id}$ et $\Lambda_2 = \sqrt{p}\sigma_x$ pour décrire un qubit pouvant subir un renversement par l'opérateur de Pauli σ_x avec une probabilité p ou restant inchangé via l'identité Id avec la probabilité $1-p$, ou bien le bruit de phase-flip selon $\rho \mapsto \mathcal{T}(\rho) = (1-p)\rho + p\sigma_z\rho\sigma_z^\dagger$ avec deux opérateurs de Kraus $\Lambda_1 = \sqrt{1-p}\text{Id}$ et $\Lambda_2 = \sqrt{p}\sigma_z$ pour décrire un qubit pouvant subir une inversion de phase par l'opérateur de Pauli σ_z avec une probabilité p . Sur un composite de qubits multiples, le bruit peut souvent être considéré indépendant

sur chaque qubit, et être traité par des modèles de bruit à un qubit en produit tensoriel ; sinon il faudra introduire (via leurs opérateurs de Kraus) des modèles de bruit corrélé à plusieurs qubits.

2.3 La mesure quantique

Le troisième principe ou postulat fondamental concerne la mesure en quantique. Essentiellement, la mesure d'un système quantique d'espace de Hilbert $\mathcal{H} \equiv \mathcal{H}_N$ de dimension N , consiste à le référer à une base orthonormée $\{|n\rangle\}_{n=1}^N$ de $\mathcal{H}_N$. La mesure opère alors comme une projection orthogonale $|n\rangle\langle n| = \Pi_n$ projetant l'état pré-mesure $|\psi\rangle \in \mathcal{H}_N$ aléatoirement sur l'état de base $|n\rangle$, avec une probabilité donnée par $P(n) = |\alpha_n|^2 = \|\Pi_n |\psi\rangle\|^2 = \langle\psi|\Pi_n^\dagger \Pi_n|\psi\rangle = \text{tr}(|\psi\rangle\langle\psi| \Pi_n^\dagger \Pi_n)$, et laissant le système mesuré dans l'état post-mesure $|\phi_n^{\text{post}}\rangle = |n\rangle = \Pi_n |\psi\rangle / \|\Pi_n |\psi\rangle\| = \Pi_n |\psi\rangle / \sqrt{P(n)}$. Les N probabilités $P(n)$ se sommant à 1 pour tout $|\psi\rangle$ implique la propriété $\sum_{n=1}^N \Pi_n^\dagger \Pi_n = \text{Id}_N$ l'identité de $\mathcal{H}_N$. Si l'état pré-mesure est issu d'un ensemble statistique d'opérateur densité $\rho \in \mathcal{L}(\mathcal{H}_N)$, on déduit en raisonnant conditionnellement sur l'ensemble statistique que le projecteur de mesure Π_n agit avec la probabilité $P(n) = \text{tr}(\rho \Pi_n^\dagger \Pi_n)$ et l'état post-mesure est l'opérateur densité $\rho_n^{\text{post}} = |n\rangle\langle n| = \Pi_n \rho \Pi_n^\dagger / P(n)$.

Il s'agit ici du principe fondamental introduisant une mesure projective standard, dite de von Neumann, se référant à une base orthonormée projective de l'espace d'état (base qui est fixée par l'appareil de mesure). Comme pour l'état, de $|\psi\rangle$ à ρ , et pour l'évolution, de $\rho \mapsto \mathcal{U}\rho\mathcal{U}^\dagger$ à $\rho \mapsto \mathcal{T}(\rho) = \sum_k \Lambda_k \rho \Lambda_k^\dagger$, il est utile aussi de déduire une version étendue de la mesure quantique. Une mesure quantique généralisée sur l'espace $\mathcal{H}_N$ consiste à introduire un ensemble de M opérateurs de mesure $M_m \in \mathcal{L}(\mathcal{H}_N)$, vérifiant $\sum_{m=1}^M M_m^\dagger M_m = \text{Id}_N$, et rien de plus, notamment $M > N$ ou $M \leq N$ sont possibles. Lors de la mesure sur un état pré-mesure $|\psi\rangle$, l'opérateur M_m agit aléatoirement avec la probabilité $P(m) = \|M_m |\psi\rangle\|^2 = \langle\psi|M_m^\dagger M_m|\psi\rangle = \text{tr}(|\psi\rangle\langle\psi| M_m^\dagger M_m)$, et produit l'état post-mesure $|\phi_m^{\text{post}}\rangle = M_m |\psi\rangle / \|M_m |\psi\rangle\| = M_m |\psi\rangle / \sqrt{P(m)}$. Quand l'état pré-mesure est issu d'un ensemble statistique d'opérateur densité $\rho \in \mathcal{L}(\mathcal{H}_N)$, l'opérateur de mesure M_m agit avec la probabilité $P(m) = \text{tr}(\rho M_m^\dagger M_m)$ et produit l'état post-mesure $\rho_m^{\text{post}} = M_m \rho M_m^\dagger / P(m)$. La mesure généralisée redonne la mesure standard de von Neumann quand les opérateurs de mesure M_m sont les N projecteurs $\Pi_n = |n\rangle\langle n|$.

La faisabilité d'une telle mesure généralisée découle de l'exploitation de l'intrication figurant dans le premier principe. La clé consiste, pour effectuer sur le système d'intérêt A dans l'état $|\psi\rangle \in \mathcal{H}_N$ une mesure généralisée à M opérateurs M_m , à associer A à un système auxiliaire B d'espace de Hilbert $\mathcal{H}_M$ de dimension M , et à intriquer A et B par un opérateur unitaire bipartite U_{AB} réalisant la transformation $|\psi\rangle \otimes |B_{\text{init}}\rangle \mapsto U_{AB}(|\psi\rangle \otimes |B_{\text{init}}\rangle) = \sum_{m=1}^M M_m |\psi\rangle \otimes |m\rangle$, où $\{|m\rangle\}_{m=1}^M$ est une base orthonormée de $\mathcal{H}_M$, et $|B_{\text{init}}\rangle \in \mathcal{H}_M$ un état initial quelconque pour B . Puis on réalise une mesure standard de von Neumann sur le seul système B , faisant ainsi agir les M projecteurs $\{\text{Id}_N \otimes |m\rangle\langle m|\}_{m=1}^M$ sur AB , pour projeter B sur $|m\rangle$ avec la probabilité $\|M_m |\psi\rangle \otimes |m\rangle\|^2 = \langle\psi|M_m^\dagger M_m|\psi\rangle = P(m)$ visée, en produisant pour AB l'état post-mesure $(M_m |\psi\rangle / \sqrt{P(m)}) \otimes |m\rangle$ séparable entre $\mathcal{H}_N$ et $\mathcal{H}_M$, et où A termine dans l'état $|\phi_m^{\text{post}}\rangle = M_m |\psi\rangle / \sqrt{P(m)}$ visé. La mesure généralisée sur A n'est rien d'autre qu'une mesure standard de von Neumann déléguée à un système auxiliaire B adéquatement intriqué avec A (par l'appareil de mesure). La mesure généralisée ajoute de la flexibilité pour le traitement de l'information.

3 Applications quantiques

Avec les trois principes fondamentaux de la Section 2, dans leur version de base et leur version étendue, on dispose d'un ensemble d'outils conceptuels qui permet d'aborder les applications du quantique pour l'information et le calcul, existantes ou à concevoir. Avec la formulation signaux-systèmes soulignée ici, on peut percevoir comment les états quantiques constituant les signaux porteurs d'information, peuvent être évolués unitairement pour le calcul, ou non unitairement pour prendre en compte la décohérence, puis mesurés de façon appropriée, en vue d'optimiser l'efficacité globale du traitement. Des applications essentielles existantes pourront être présentées dans le tutoriel selon le temps, qui montrent notamment comment, en exploitant des propriétés quantiques comme le parallélisme ou l'intrication, il est possible d'atteindre des performances de traitement inaccessibles en classique.

Par exemple, l'algorithme quantique pionnier de Deutsch-Jozsa [1] permet de classifier des fonctions booléennes de L bits vers 1 bit, avec une seule évaluation en parallèle de la fonction candidate, alors que les approches classiques requièrent de l'ordre de $O(2^L)$ évaluations. L'algorithme quantique de Grover [1], dans une banque de données non triée de L items, avec des interrogations en parallèle, réussit une recherche avec un nombre d'interrogations en $O(\sqrt{L})$, alors que les méthodes classiques requièrent $O(L)$ interrogations. L'algorithme quantique de Shor [1], en exploitant notamment la transformée de Fourier quantique pour l'identification de période, permet de factoriser en nombres premiers un entier de taille L avec une complexité algorithmique polynomiale en L , alors que les méthodes classiques connues présentent une complexité exponentielle en L . Ces algorithmes quantiques constituent des paradigmes généraux qui peuvent s'étendre et s'appliquer dans de nombreux secteurs.

Les problématiques fondamentales du traitement du signal peuvent aussi se retrouver au niveau quantique, comme la détection [2, 3, 4, 5, 6] ou l'estimation [7, 8] de signaux dans le bruit, le codage de source [1, 9], la transmission sur un canal bruité [10, 11]. Souvent dans ces contextes, les corrélations quantiques spécifiques dues à l'intrication peuvent être exploitées et optimisées pour des performances accrues. De larges potentialités restent ouvertes dans ces directions, pour la recherche et les applications, concernant notamment la métrologie et les capteurs, les communications et le calcul quantiques.

4 Un aperçu historique au GRETSI

L'archive en ligne [12] est une remarquable ressource qui rend accessibles les actes des colloques GRETSI sur le Traitement du Signal et des Images, de façon systématique depuis leur début en 1967. Les sommaires des actes sont consultables et indexables (interrogeables) en ligne par année, et associés aux fichiers pdf de chacun des articles reproduits dans leur version originale. L'archive couvre ainsi 29 colloques GRETSI, de 1967 à 2023 inclus, présentant un total de 6942 articles contenus dans les actes, et répartis selon la Fig. 1.

Pour un aperçu des liens avec le quantique, nous avons consulté en ligne les sommaires des actes en y recherchant le nombre d'articles avec un titre contenant le mot-clé "quantique". La répartition est indiquée sur la Fig. 2.

Avec ce critère du "quantique" affiché dans le titre, on totalise donc 9 articles dans les actes, dont les titres et auteurs sont donnés dans la section bibliographique ci-dessous, et qui se déclinent comme suit. Le premier article apparaît en 2015 et porte sur la détection en quantique [3]. Puis en 2017 figurent

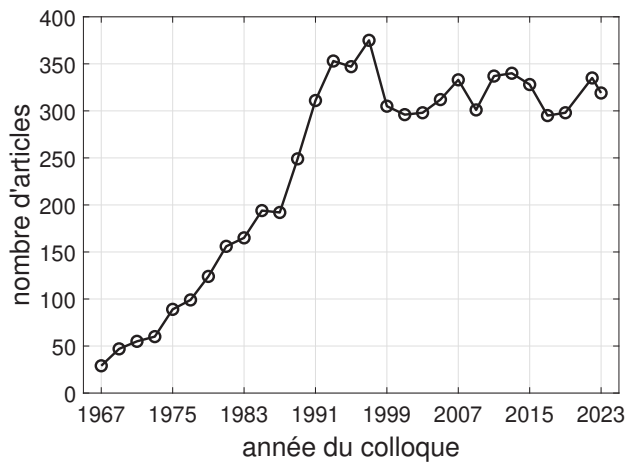


FIGURE 1 – En fonction de l’année du colloque GRETSI, le nombre d’articles figurant dans les actes, d’après [12].

1967 ... 2013	2015	2017	2019	2022	2023
0	1	2 (+1)	1	3 (+1)	2

FIGURE 2 – Selon l’année du colloque GRETSI, le nombre d’articles des actes avec le mot-clé “quantique” dans le titre. Entre parenthèses figurent les deux conférences invitées sur le sujet.

deux articles, concernant l’estimation [8], et le codage sans perte [9]. De plus en 2017 une conférence plénière invitée a été assurée (qui selon l’usage ne donne pas lieu à un article régulier dans les actes), par Alain Aspect, intitulée “Du débat Einstein-Bohr à l’information quantique : une nouvelle révolution quantique”. En 2019, un article sur la transformée de Fourier [13]. En 2022 on monte à trois articles, sur la détection NOMA [4], la transmission sur un canal bruité [11], et un effet nouveau avec la superposition d’ordre causal dans les systèmes de traitement du signal [14]. En 2022 aussi une conférence plénière invitée a été délivrée, par Pierre Rouchon, intitulée “Codes correcteurs quantiques et feedback”. Enfin, en 2023 on compte deux articles, sur la détection OCDMA [6], et sur une étude expérimentale sur un processeur quantique [5]. L’ensemble constitue une progression suivie, qui couvre des situations typiques du traitement du signal, en les traitant au niveau quantique, montrant ainsi la faisabilité, l’apport et la pertinence de ce couplage du signal avec le quantique.

Au delà des titres affichant le mot-clé “quantique”, d’autres liens peuvent bien sûr exister avec le quantique depuis les textes complets des articles. Ces liens sont néanmoins plus difficilement repérables, car seuls les titres (via les sommaires des actes, par année) sont interrogeables par une recherche de mots-clés. Pour un aperçu historique plus ample, nous avons examiné les textes des 29 articles de la première édition du colloque en 1967. On y trouve déjà des références au quantique. En 1967, la mention du quantique ne sert généralement pas à désigner des aspects centraux des problématiques traitées, comme cela est devenu le cas à partir de 2015 pour les articles de la Fig. 2, mais plutôt essentiellement à relever des analogies dans le formalisme ou des outils en commun. Ceci survient à l’occasion des espaces de Hilbert, communs au signal et au quantique, de la distribution ou des notations de Dirac, ou bien de relations d’incertitude à la Gabor-Heisenberg, ou encore de la transformation de Wigner-Ville. Des liens sont donc visibles des actes de [12], entre signal et quantique, depuis les origines et jusqu’à maintenant, sous une forme ou une autre, accompagnés bien sûr d’une considérable évolution de chaque domaine, et de larges perspectives ouvertes pour l’avenir.

5 Perspective

Des liens significatifs existent entre le traitement du signal et le quantique. Avec les outils conceptuels et les directions applicatives présentés synthétiquement ici, on dispose d’éléments pour continuer de contribuer aux développements à ce croisement entre le signal et le quantique. Les enjeux concernent notamment la recherche académique et technologique, l’enseignement et la formation, sans insister ici sur les aspects industriels et économiques. De nombreuses perspectives restent ouvertes, appelant à des avancées, à la mesure de l’implication.

Références

- [1] M. A. Nielsen, I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 2000.
- [2] F. Chapeau-Blondeau, “Optimization of quantum states for signaling across an arbitrary qubit noise channel with minimum-error detection”, *IEEE Transactions on Information Theory*, vol. 61, pp. 4500–4510, 2015.
- [3] F. Chapeau-Blondeau, “Détection quantique optimale sur un qubit bruité”, *25^e Colloque GRETSI sur le Traitement du Signal et des Images*, Lyon, pp. 629–632, 2015.
- [4] M. I. Habibie, J. Hamie, C. Goursaud, “Comparaison des performances des algorithmes classiques et quantiques pour la détection dans un système NOMA”, *28^e Colloque GRETSI*, Nancy, pp. 121–124, 2022.
- [5] F. Chapeau-Blondeau, “Détection quantique en présence de bruit : analyse théorique et étude expérimentale sur un processeur quantique”, *29^e Colloque GRETSI sur le Traitement du Signal et des Images*, Grenoble, pp. 25–28, 2023.
- [6] M. I. Habibie, J. Hamie, C. Goursaud, “Adaptation de l’algorithme quantique de Grover à la détection multi-utilisateurs dans un système OCDMA”, *29^e Colloque GRETSI*, Grenoble, pp. 793–796, 2023.
- [7] M. G. A. Paris, “Quantum estimation for quantum technology”, *International Journal of Quantum Information*, vol. 7, pp. 125–137, 2009.
- [8] N. Gillard, E. Belin, F. Chapeau-Blondeau, “Estimation quantique en présence de bruit améliorée par l’intrication”, *26^e Colloque GRETSI sur le Traitement du Signal et des Images*, Juan-les-Pins, pp. 77–80, 2017.
- [9] S. Zozor, G. M. Bosyk, G. Bellomo, F. Holik, “Sur le codage quantique sans perte avec pénalisation exponentielle”, *26^e Colloque GRETSI sur le Traitement du Signal et des Images*, Juan-les-Pins, pp. 349–352, 2017.
- [10] C. H. Bennett, P. W. Shor, “Quantum information theory”, *IEEE Transactions on Information Theory*, vol. 44, pp. 2724–2742, 1998.
- [11] N. Delanoue, F. Chapeau-Blondeau, “Optimisation de la transmission d’information sur un canal quantique via le calcul par intervalles”, *28^e Colloque GRETSI sur le Traitement du Signal et des Images*, Nancy, pp. 125–128, 2022.
- [12] “Les archives des colloques GRETSI sur le Traitement du Signal et des Images”, <https://gretsi.fr/archives/colloque>
- [13] F. Chapeau-Blondeau, E. Belin, “Transformée de Fourier et traitement du signal quantique”, *27^e Colloque GRETSI*, Lille, pp. 833–836, 2019.
- [14] F. Chapeau-Blondeau, “Superposition quantique d’ordre causal pour les signaux et systèmes”, *28^e Colloque GRETSI*, Nancy, pp. 989–992, 2022. ■