

Diseño y simulación de un procesador cuántico superconductor

Miguel Casanova
Departamento de Electrónica y Circuitos¹, Universidad Simón Bolívar

2018
September

¹I am no longer a member of this department

Índice general

1. Introducción	2
2. Información cuántica	3
2.1. Función de onda	3
2.2. Espacio de Hilbert	4
2.3. Delta de Kronecker	5
2.4. Operadores hermíticos	5
2.5. Operadores unitarios	6
2.6. Notación de Dirac	6
2.7. Producto tensorial	8
2.8. Postulados de la mecánica cuántica	9
2.9. Matriz densidad	10
2.10. Traza parcial	12
2.10.1. Comparación con el producto tensorial	13
2.11. Entrelazamiento	13
2.12. Computación cuántica	14
2.12.1. Qubits	14
2.12.2. Esfera de Bloch	14
2.12.3. Conmutador y anticonmutador	15
2.12.4. Matrices de Pauli	15
2.12.5. Circuitos cuánticos	16
2.12.6. Compuertas cuánticas de un qubit	18
2.12.7. Compuertas multiqubit	21
2.12.8. Conjuntos universales de compuertas cuánticas	24
2.12.9. El grupo de Clifford	24
2.12.10. Criterios de DiVincenzo	24
2.13. Fidelidad	25
2.14. Medidas proyectivas	25

3. Superconductividad	25
3.1. Cuantización macroscópica y superconductividad	25
3.2. La teoría BCS	27
3.3. Cuantización del flujo magnético y efecto Josephson	37
3.3.1. Efecto Josephson	41
3.4. Efecto Josephson	45
3.4.1. Efecto Josephson DC	46
3.4.2. Efecto Josephson AC	46
3.5. Componentes de la corriente en las uniones de Josephson	47
3.6. Qubits superconductores	47
3.7. Arquétipos de qubits superconductores	49
3.7.1. Qubit de carga	49
3.7.2. Qubit de flujo	49
3.7.3. Qubit de fase	49
3.8. Transmones	50
3.9. Hamiltonianos multiqubit de transmones	50
3.9.1. Acoplamiento capacitivo	51
3.9.2. Acoplamiento por el resonador	51
3.9.3. Acoplamiento de JJ	51
3.9.4. Acoplamiento afinable/calibrable	51
3.10. Puertas cuánticas en transmones	51
3.10.1. El operador de evolución temporal	51
3.10.2. Pulsos de microondas	52
3.10.3. Régimen rotacional del pulso	52
3.10.4. Efecto del pulso sobre el qubit	53
3.10.5. Régimen dispersivo	53
3.10.6. Rotaciones X-Y	54
3.10.7. Puerta de entrelazamiento	54
3.10.8. Puertas compuestas	54
4. El simulador	55
4.1. Parámetros de los sistemas simulados	56
5. Algoritmo de Grover	57
5.1. El algoritmo	62
5.2. Limitaciones y aplicaciones	63
5.3. Simulación	63

6. Algoritmo de Shor	65
6.1. Estimación de orden	65
6.2. Transformadas integrales	75
6.3. Transformada cuántica de Fourier	75
6.4. Estimación de fase	75
6.5. Estimación de orden	75
6.6. Algoritmo de Shor	75
7. Google PageRank	76
7.0.1. El algoritmo de remiendo (parcheo) general	79
7.0.2. Interpretación como una caminata aleatoria	80
7.0.3. Cuantizando las caminatas aleatorias	81
7.0.4. Caminata cuántica de Szegedy	82
7.0.5. PageRank cuántico	83
A. Cálculos de Hamiltonianos	84
A.1. Hamiltoniano de Jaynes-Cummings	84
A.2. Hamiltoniano multiqubit	84
A.3. Pulsos de microondas	84
A.4. Régimen rotacional del pulso	85
A.5. Efecto del pulso sobre el qubit	87
A.6. Régimen dispersivo	87
A.7. Rotaciones X-Y	89
A.8. Compuerta de entrelazamiento	90
B. Cálculos de matrices de adyacencia	91
C. Circuitos cuánticos	92

Índice de figuras

5.1. Circuito del algoritmo de Grover, k_{max} desconocido.	60
5.2. Interpretación geométrica del operador difusión	62
5.3. Circuito del algoritmo de Grover.	62
5.4.	63
5.5.	63
5.6.	63
5.7.	64
7.1. Grafo correspondiente a la matriz de adyacencia (a) de la red	
E (b) remendada de Google G con $\alpha = \frac{1}{2}$	80

Índice de cuadros

Capítulo 2

Información cuántica

En esta sección introduciremos las bases matemáticas fundamentales para empezar a trabajar con la Teoría de Información Cuántica, trabajaremos sobre espacios vectoriales discretos, debido a que los sistemas cuánticos que manejaremos (computadora cuántica) son sistemas físicos discretos, no continuos. Se dará una breve introducción a la notación de Dirac y su aplicación en la mecánica cuántica. Una vez establecidas las bases matemáticas se describirán los Postulados de la Mecánica Cuántica: Descripción del estado de un sistema, descripción de cantidades físicas, medición de cantidades físicas, reducción del paquete de ondas, evolución temporal, postulado de simetrización y variables de espín. Finalmente se definirá el enredamiento cuántico, su importancia en el cómputo cuántico y los sistemas de dos niveles.

2.1. Función de onda

El estado de un sistema cuántico viene dado por el conocimiento de un campo escalar denominado función de onda ψ en todos los puntos del espacio para cualquier instante de tiempo, dicha función de onda es compleja ($\in \mathbb{C}$), de cuadrado integrable, cumple con el principio de superposición y es univaluada para las coordenadas espaciales de cada una de las partículas. Conocer la función de onda en mecánica cuántica es equivalente a conocer los vectores posición y momentum en mecánica clásica, en el sentido de que esta es la condición suficiente y necesaria para conocer el sistema en su totalidad. La evolución de la función de onda está dada por la ecuación de Schrödinger. La mecánica cuántica es una teoría probabilística, una partícula puede encontrarse en cualquier parte del universo en cualquier momento y la densidad de probabilidad de encontrarla en algún punto está dada por el

módulo al cuadrado de su función de onda en este punto. De hecho, debido a esto es que ψ debe ser de cuadrado integrable, pues la probabilidad de que la partícula se encuentre en cualquier lugar del universo debe ser uno, es decir:

$$\int_S |\psi(r, t)|^2 dr = 1 \quad (2.1)$$

Donde S es todo el universo. Esto es para funciones de onda que describen una partícula, en el siguiente capítulo se verán funciones de onda macroscópicas que describen sistemas de muchas partículas. En estos, el módulo cuadrado de ψ describe la densidad de partículas, la cual podría entenderse como la suma de la densidad de probabilidad de que cada una de las partículas se encuentren en ese punto, y $\int_S |\psi(r, t)|^2 dr = N_s$, donde N_s es el número total de partículas del sistema, el cual podría entenderse como la suma de que cada una de las partículas se encuentre en algún punto del sistema.

2.2. Espacio de Hilbert

Los espacios de Hilbert, creados por el matemático David Hilbert y normalizados por John von Neumann en el siglo XX, son el soporte matemático de la mecánica cuántica. Un espacio de Hilbert es un espacio vectorial complejo \mathcal{H} de cuadrados integrables con un producto interno (f, g) donde la norma vectorial se define como $\|f\| = \sqrt{(f, f)}$.

Un conjunto de 2^n funciones $B = \{f_n\} \subset \mathcal{H}$ es llamado base ortonormal de \mathcal{H} si y sólo si:

$$(f_n, f_m) = \delta_n \quad \forall f_n, f_m \in B \quad (2.2)$$

Todo elemento $\psi \in \mathcal{H}$ puede ser escrito como:

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n \quad (2.3)$$

En la mecánica cuántica, todas las funciones de onda deben pertenecer un espacio de Hilbert normalizado. Es decir, pertenecen al espacio de Hilbert donde:

$$\|\psi\| = 1 \quad \forall \psi \in \mathcal{H} \quad (2.4)$$

Los espacios de Hilbert tienen las siguientes propiedades:

1. Producto escalar: $(\psi, \phi) = \int_S \psi^* \phi dr \in \mathbb{C}$
2. Simetría $(\psi, \phi) = (\phi, \psi)^*$
3. Linealidad: $(\psi, \alpha\phi_1 + \beta\phi_2) = \alpha(\psi, \phi_1) + \beta(\psi, \phi_2)$
4. Antilinealidad: $(\alpha\psi_1 + \beta\psi_2, \phi) = \alpha^*(\psi_1, \phi) + \beta^*(\psi_2, \phi)$
5. Ortogonalidad: $(f_i, f_j) = 0$
6. Autoproducto escalar: $(\psi, \psi) \neq 0$ ($(\psi, \psi) = 1$ si y sólo si ψ está normalizada)
7. Norma: $\|\psi\| = \sqrt{(\psi, \psi)}$
8. Desigualdad de Cauchy: $\|(\psi_1, \psi_2)\| \leq \sqrt{(\psi_1, \psi_1)}\sqrt{(\psi_2, \psi_2)}$
9. Operadores lineales: $\psi' = \hat{A}\psi$

2.3. Delta de Kronecker

La delta de Kronecker, $\delta_{n,m}$ es un símbolo que representa dos posibles valores, dependiendo de sus índices,

$$\delta_{n,m} = \begin{cases} 1, & n = m \\ 0, & n \neq m \end{cases} \quad (2.5)$$

Dado que el símbolo sólo es diferente de cero cuando sus índices son iguales, las sumas que incluyen la delta de Kronecker pueden ser simplificadas fácilmente

$$\sum_m \delta_{nm} B_m = 0B_1 + 0B_2 + \dots + 1B_n + \dots = B_n$$

2.4. Operadores hermíticos

Estos son operadores tales que $U = U^\dagger$, donde $U^\dagger = (U^*)^T$. Es decir, U es un operador hermítico si es igual a su transpuesto conjugado. Estos operadores cumplen con la propiedad de que todos sus autovalores son reales. En la mecánica cuántica, todas las variables físicas observables (o simplemente, observables), es decir, todas aquellas variables que se pueden medir en un laboratorio, son autovalores asociados a un operador hermítico.

2.5. Operadores unitarios

Estos son operadores tales que $UU^\dagger = \mathbb{1}$ con determinante igual a 1. En la mecánica cuántica todas las operaciones que se realicen sobre o que afecten a un estado y no involucren medidas ni decoherencia tienen un operador unitario asociado. Por ejemplo, la evolución temporal tiene un operador unitario U asociado. Los operadores unitarios son importantes porque ellos preservan las trazas, las normas y la información, de esta manera, cuando se aplica un operador unitario a un estado cuántico, se preserva la normalización de las probabilidades y el entrelazamiento.

2.6. Notación de Dirac

En 1930 en el libro Principios de la Mecánica Cuántica Paul Dirac introdujo una poderosa notación para poder describir estados cuánticos y funciones lineales, también conocida como notación Bra-Ket. Con la notación de Dirac podemos representar un estado base de n elementos con una cadena binaria de longitud n , mientras que con la representación de vectores columna necesitaríamos 2^n componentes para definir el mismo vector.

La notación bra-ket es la notación estándar en la mecánica cuántica para describir estados cuánticos. En el caso de la computación cuántica, se utilizan los kets $|0\rangle$ y $|1\rangle$ para describir los qubits en la base computacional. Este par de estados sería el equivalente a los bits 0 y 1 en la computación clásica. En su representación matricial, los kets $|0\rangle$ y $|1\rangle$ se representan de la siguiente manera:

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$|1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Un bra es el operador adjunto de un ket. Los bras de la base computacional son $\langle 0|$ y $\langle 1|$. En la representación matricial estos son la transpuesta conjugada de los kets y se representan de la siguiente manera:

$$\langle 0| = (1 \quad 0)$$

$$\langle 1| = (0 \quad 1)$$

El producto interno de kets es el producto de un bra seguido de un ket $\langle\phi|\psi\rangle$, el resultado de este producto es un número complejo y cumple las siguientes propiedades:

$$\langle\phi|\psi\rangle = z \quad (2.6)$$

$$(\langle\phi|\psi\rangle)^\dagger = \langle\psi|\phi\rangle = z^* \quad (2.7)$$

El producto externo es el producto de un ket seguido de un bra $ketbra\phi\psi$. El resultado es un proyector que toma la componente en $|\psi\rangle$ de un estado cuántico y la convierte en $|\phi\rangle$. Ejemplos:

$$|0\rangle\langle 0| = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$|0\rangle\langle 1| = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$|1\rangle\langle 0| = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$|1\rangle\langle 1| = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$|\psi\rangle\langle\psi| = (\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)(\alpha^*\langle 0| + \beta^*\langle 1|) = \begin{pmatrix} |\alpha|^2 & \alpha\beta^* \\ \alpha^*\beta & |\beta|^2 \end{pmatrix}$$

Este producto cumple con las siguientes propiedades:

$$|\phi\rangle\langle\psi| = \Pi \quad (2.8)$$

$$(|\phi\rangle\langle\psi|)^\dagger = |\psi\rangle\langle\phi| = \Pi^\dagger \quad (2.9)$$

El operador Π que consiste de un producto exterior se conoce como proyector. La aplicación de un proyector $|\psi\rangle\langle\phi|$ sobre un estado $|\varphi\rangle$ es equivalente a la multiplicación del escalar $c = \langle\phi|\varphi\rangle$ al estado ψ .

$$|\psi\rangle\langle\phi| |\varphi\rangle = \langle\phi|\varphi\rangle |\psi\rangle = c |\psi\rangle \quad (2.10)$$

Si además, el proyector es tal que $|\psi\rangle = \langle\phi|^\dagger$, es decir: $\Pi = |\psi\rangle\langle\psi|$, entonces se cumple también que:

$$\Pi^2 = |\psi\rangle\langle\psi| |\psi\rangle\langle\psi| = 1 |\psi\rangle\langle\psi| = \Pi \quad (2.11)$$

$$\Pi^\dagger = (|\psi\rangle\langle\psi|)^\dagger = |\psi\rangle\langle\psi| = \Pi \quad (2.12)$$

La notación de Dirac se relaciona con el formalismo de funciones de onda de la siguiente manera:

$$\psi = \langle x | \psi \rangle \quad (2.13)$$

Donde $\langle x |$ es el bra asociado a estar en la posición x .

2.7. Producto tensorial

Cuando un sistema compuesto por dos (o más) espacios de Hilbert, \mathcal{H}_A y \mathcal{H}_B , el espacio del sistema completo se escribe en función del producto tensorial $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$. Aquí, \mathcal{H}_A y \mathcal{H}_B se conocen como las particiones de \mathcal{H} . De igual manera, para representar un estado de \mathcal{H} en un ket, en lugar de dos, se realiza el producto tensorial $|\psi\rangle = |\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle$. También se pueden agregar subíndices a los kets para hacer énfasis en las particiones:

$$\begin{aligned} |\psi\rangle & \in \mathcal{H} \\ |\psi\rangle_A \otimes |\phi\rangle_B & \in \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B \\ |\psi_1\rangle_1 \otimes |\psi_2\rangle_2 \otimes \dots \otimes |\psi_n\rangle_n & \in \mathcal{H}_1 \otimes \mathcal{H}_2 \otimes \dots \otimes \mathcal{H}_n \end{aligned}$$

En la representación matricial el producto tensorial se realiza de la siguiente manera:

$$|\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} \\ b \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ac \\ ad \\ bc \\ bd \end{pmatrix}$$

El producto tensorial tiene las siguientes propiedades:

$$(U_1 \otimes U_2)(|\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle) = (U_1 |\psi_1\rangle) \otimes (U_2 |\psi_2\rangle) \quad (2.14)$$

$$|\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle \neq |\psi_2\rangle \otimes |\psi_1\rangle \quad (2.15)$$

$$\alpha(|\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle) = (\alpha |\psi_1\rangle) \otimes |\psi_2\rangle = |\psi_1\rangle \otimes (\alpha |\psi_2\rangle) \quad (2.16)$$

$$(|\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle)^\dagger = \langle \psi_1 | \otimes \langle \psi_2 | \quad (2.17)$$

En el caso de los bras y los kets, el producto tensorial también se puede escribir de la forma $|\psi\phi\rangle$, en lugar de $|\psi\rangle \otimes |\phi\rangle$.

$$|\psi\rangle_A \otimes |\phi\rangle_B = |\psi\rangle \otimes |\phi\rangle = |\psi_A \phi_B\rangle = |\psi\phi\rangle$$

Ejemplos:

$$|0\rangle \otimes |0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$|0\rangle \otimes |1\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$|1\rangle \otimes |0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$|1\rangle \otimes |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\mathbb{1} \otimes \sigma_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

2.8. Postulados de la mecánica cuántica

La mecánica cuántica que fundamenta la teoría de información cuántica se describe formalmente con los siguientes postulados desarrollados por la escuela de Copenhague.

1. Primer postulado: En un instante fijo t_0 , el estado puro de un sistema se describe en términos de un vector normalizado $|\psi\rangle$ en un espacio de Hilbert \mathcal{H} .
2. Segundo postulado: Para todo observable o cantidad física a , existe un operador hermítico \hat{A} asociado que actúa sobre el espacio \mathcal{H} .
3. Tercer postulado: Toda medida de un observable a tendrá como resultado un autovalor a_n del operador hermítico \hat{A} .

4. Cuarto postulado: La probabilidad (en caso de variable discreta. Si \hat{A} es de espectro continuo, entonces es la densidad de probabilidad) de obtener a_n como resultado de una medida es $P(a_n) = \sum_{i=1}^{g_n} ||a_{n_i}\rangle\langle\psi||^2$, donde g_n es el grado de degeneración de a_n (la cantidad de autovectores asociados a este mismo autovalor) y $\langle a_{n_i}|$ representa a los bras asociados a este autovalor.
5. Quinto postulado: Inmediatamente después de una medida con resultado a_n , el sistema se transforma de la siguiente manera: $|\psi\rangle \rightarrow \frac{\sum_i |a_{n_i}\rangle\langle a_{n_i}||\psi\rangle}{\sqrt{\langle\psi|\hat{A}|\psi\rangle}}$. Esto se conoce como colapso de la función de onda.
6. Ecuación de Schrödinger: La evolución temporal del estado $|\psi\rangle$ viene dada por la ecuación de Schrödinger $i\hbar \frac{d}{dt} |\psi\rangle = \hat{H} |\psi\rangle$, donde \hat{H} es el Hamiltoniano del sistema (el operador asociado a la energía).

2.9. Matriz densidad

Para describir un estado cuántico que no sólo involucre superposiciones cuánticas, sino también clásicas, es decir, un ensemble estadístico de estados cuánticos, podemos usar la representación de los operadores o matrices densidad ρ .

De aquí surge la clasificación de estados en puros y mixtos. Los estados puros son aquellos que no presentan superposición clásica (o mezcla) y su matriz densidad se puede escribir como:

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi| \quad (2.18)$$

Los estados mixtos son aquellos que son formados por un ensemble estadístico y su matriz densidad, escrita en función de los estados que pertenecen al ensemble o mezcla, es la siguiente:

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i| \quad (2.19)$$

Donde p_i es la probabilidad asociada a cada estado puro de la mezcla y $\sum_i p_i = 1$.

Las matrices densidad tienen las siguientes propiedades:

1. Traza igual a uno: $Tr(\rho) = 1$
2. Hermíticas: $\rho^\dagger = \rho$

3. Autovalores no negativos: $\rho |\lambda_i\rangle = \lambda_i |\lambda_i\rangle$, $\lambda_i \geq 0$

Las matrices densidad asociadas a un estado puro o mixto se pueden identificar con la traza del cuadrado de la matriz densidad:

1. Estado puro: $Tr(\rho^2) = 1$

2. Estado mixto $Tr(\rho^2) < 1$

En una matriz densidad, los elementos de la diagonal son las poblaciones y los elementos fuera de ésta son las transiciones. Las poblaciones representan la probabilidades de que el sistema se encuentre en cada estado de la base tras una medida, mientras que las transiciones hacen referencia a la coherencia cuántica entre los elementos de la base que conforman el estado. Por ejemplo, el estado con superposición cuántica: $|\psi\rangle = (|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ tiene la siguiente matriz densidad:

$$\rho_1 = |\psi\rangle\langle\psi| = \frac{1}{2}(|0\rangle\langle 0| + |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1|) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Mientras que el estado de mezcla clásica $\rho = (\rho_0 + \rho_1)/2$ tiene la siguiente matriz de probabilidad:

$$\rho_2 = \frac{1}{2}(|0\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1|) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Como se puede ver, ambos estados tienen probabilidad 1/2 de encontrarse en $|0\rangle$ o en $|1\rangle$ que son los estados de la base. Sin embargo, en el primer estado, esto se debe a que es un único estado cuántico con superposición coherente. Mientras que en el segundo estado esto se debe a que es un estado mezcla de dos estados cuánticos, decoherente. Este es un buen momento para notar la diferencia entre un estado mixto y estado coherente, pues un estado mezcla también puede ser coherente.

Tomemos los mismos estados ρ_1 y ρ_2 anteriores y construyamos el estado

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{4} \\ \frac{1}{4} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Este es un estado mezcla, pero aún así tiene elementos fuera de la diagonal, los cuales indican coherencia. Es decir, este estado tiene componente de superposición cuántica, además de la mezcla clásica.

2.10. Traza parcial

Para unir dos particiones en un sistema global se utiliza el producto tensorial tal que $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$. La operación inversa, para obtener \mathcal{H}_A o \mathcal{H}_B a partir de \mathcal{H} , es la traza parcial.

La traza parcial se define de la siguiente manera:

$$Tr_A(\rho_{AB}) = \sum_i (\langle i|_A \otimes \mathbb{1}_B) \rho (|i\rangle_A \otimes \mathbb{1}_B) \quad (2.23)$$

Esta traza elimina la porción de ρ_{AB} perteneciente a \mathcal{H}_A . Si pudiesemos escribir $\rho_{AB} = \rho_A \otimes \rho_B$ (este no siempre es el caso, más información en la sección siguiente), entonces $Tr_A(\rho_{AB}) = \rho_B$.

En caso que se quiera tener ρ_A en lugar de ρ_B , entonces tenemos que tomar la traza parcial de la partición B, en lugar de la partición A, de la siguiente manera:

$$Tr_B(\rho_{AB}) = \sum_i (\mathbb{1}_A \otimes \langle i|_B) \rho (\mathbb{1}_A \otimes |i\rangle_B) \quad (2.24)$$

Para entender mejor la traza parcial, recordemos la definición de la traza normal:

$$Tr(\rho) = \sum_i \langle i| \rho |i\rangle \quad (2.25)$$

El par $\langle i|i\rangle$ lo que hace es seleccionar el i-ésimo elemento de la diagonal de la matriz ρ , entonces es la suma de todas las poblaciones en cada estado $|i\rangle$ de la base de \mathcal{H} y mapea este espacio de Hilbert a uno escalar (en el caso de las matrices densidad, las mapea al número 1, por la normalización de las probabilidades). La traza parcial hace algo similar, solo que sólo sobre las poblaciones de \mathcal{H}_A o de \mathcal{H}_B , dejando a la otra partición intacta. Es decir, el efecto de la traza y de las trazas parciales sobre una matriz densidad es, en resumen, el siguiente:

1. $Tr(\rho_{AB}) = 1$, donde $\rho \in \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$
2. $Tr_A(\rho_{AB}) = \rho_B$, donde $\rho \in \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ y $\rho_B \in \mathcal{H}_B$
3. $Tr_B(\rho_{AB}) = \rho_A$, donde $\rho \in \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ y $\rho_A \in \mathcal{H}_A$

2.10.1. Comparación con el producto tensorial

1. El producto tensorial se puede realizar con kets o con matrices densidad. Pero la traza parcial sólo se puede aplicar a matrices densidad.
2. El producto tensorial de dos estados puros es otro estado puro. Sin embargo, las trazas parciales de un estado puro no necesariamente son estados puros. En la próxima sección se explicará más al respecto.

2.11. Entrelazamiento

Consideremos el estado $|\psi\rangle = (|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$ e intentemos escribirlo en función de $|\psi_1\rangle$ y $|\psi_2\rangle$, tal que $|\psi\rangle = |\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle$.

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= (\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle) \otimes (\gamma|0\rangle + \delta|1\rangle) \\ &= \alpha\gamma|00\rangle + \alpha\delta|01\rangle + \beta\gamma|10\rangle + \beta\delta|11\rangle \end{aligned}$$

De aquí se debe cumplir que:

$$\alpha\gamma = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \alpha\delta = 0 \quad \beta\gamma = 0 \quad \beta\delta = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Pero esto implicaría, al mismo tiempo que:

1. Al menos una variable de cada uno de los siguientes pares de variables es cero: $\{\alpha, \delta\}$ y $\{\beta, \gamma\}$
2. Ninguna de las siguientes variables es cero: $\alpha, \beta, \gamma, \delta$

Lo cual resulta contradictorio y se concluye que existen estados no separables. Veamos qué significa esto en términos de la distribución de probabilidades:

	$ \psi\rangle_A = 0\rangle$	$ \psi\rangle_A = 1\rangle$	P(A)
$ \psi\rangle_B = 0\rangle$	1/2	0	1/2
$ \psi\rangle_B = 1\rangle$	0	1/2	1/2
P(B)	1/2	1/2	

De esta tabla se puede ver que las particiones A y B no son independientes, pues las probabilidades condicionadas no son el producto de las probabilidades sin condicionar $P(A|B) \neq P(A)P(B)$. Es decir, existe una correlación.

A la correlación que causa la inseparabilidad de los sistemas se le conoce como entrelazamiento y es la correlación cuántica que va más allá de la interacción espacial.

Si se toma la traza parcial de un estado entrelazado puro, el resultado es un estado mixto, como consecuencia de la inseparabilidad de los estados entrelazados.

De aquí surge la siguiente clasificación de los estados cuánticos:

1. Estado producto: $\rho = \rho_A \otimes \rho_B$
2. Estado separable: $\rho = \sum_{ij} p_{ij}(\rho_{A_i} \otimes \rho_{B_j})$
3. Estado entrelazado: $\rho \neq \sum_{ij} p_{ij}(\rho_{A_i} \otimes \rho_{B_j})$

2.12. Computación cuántica

This section's content...

2.12.1. Qubits

Un qubit es un sistema físico de dos niveles, es decir, es un objeto cuyo estado es un elemento del espacio de Hilbert de dimensión $\dim(\mathcal{H}) = 2$ y puede ser escrito de la siguiente manera: $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, donde $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ forma una base de \mathcal{H} y donde α y β son números complejos, tales que $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$, conocidos como amplitudes de probabilidad.

El qubit se puede pensar como el equivalente en IC del bit, el cual, por sus propiedades cuánticas, puede estar no sólo en el estado $|0\rangle$ y en el estado $|1\rangle$, sino también en superposiciones de estos dos.

2.12.2. Esfera de Bloch

El estado de un qubit también se puede escribir de la siguiente manera: $|\psi\rangle = e^{i\phi_0} \cos(\theta) |0\rangle + e^{i\phi_1} \sin(\theta) |1\rangle = e^{i\phi_0} (\cos(\theta) |0\rangle + e^{i(\phi_1 - \phi_0)} \sin(\theta) |1\rangle)$, donde θ , ϕ_0 y ϕ_1 son números reales. La fase global ϕ_0 es ignorable, pues no tiene ningún efecto sobre las probabilidades. Entonces, sin pérdida de generalidad, $|\psi\rangle = \cos(\theta) |0\rangle + \sin(\theta) e^{i\phi} |1\rangle$, donde $\theta \in [0, \pi]$ y $\phi \in [0, 2\pi]$. De esta manera, podemos representar los qubits en una esfera unitaria, conocida

como esfera de Bloch. En esta esfera el ket $|0\rangle$ corresponde al vector $(0,0,1)$, mientras que el ket $|1\rangle$ corresponde al vector $(0,0,-1)$.

Todas las operaciones de un qubit se pueden ver como rotaciones en la esfera de Bloch. Por ejemplo, un bit-flip sería una rotación de π sobre el eje X, tal que $(0,0,1) \rightarrow (0,0,-1)$, es decir $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$.

2.12.3. Conmutador y anticonmutador

Estas son operaciones comunes en la mecánica cuántica y están asociadas a propiedades fundamentales del sistema, como simetrías cuando se realizan con observables.

Conmutador

$$[A, B] = AB - BA \quad (2.26)$$

Anticonmutador

$$\{A, B\} = AB + BA \quad (2.27)$$

Si $[A, B] = 0$, A y B conmutan entre sí, pues $AB = BA$. De igual manera, si $\{A, B\} = 0$, se dice que anticonmutan, ya que $AB = -BA$. Si dos operadores conmutan, ellos realizarán la misma transformación compuesta sin importar el orden en que se apliquen. De esta manera, si dos observables conmutan, ellos pueden ser medidos simultáneamente, pues ambas medidas no se afectan entre sí. Además, si un Hamiltoniano conmuta con una transformación unitaria, entonces el sistema es simétrico ante esa transformación.

$$\begin{aligned} [A, B] = 0 &\implies AB = BA \\ UHU^\dagger = UU^\dagger H &= H \end{aligned}$$

2.12.4. Matrices de Pauli

Estas matrices son de especial importancia en la mecánica cuántica y representan el spin de una partícula. Ellas son:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

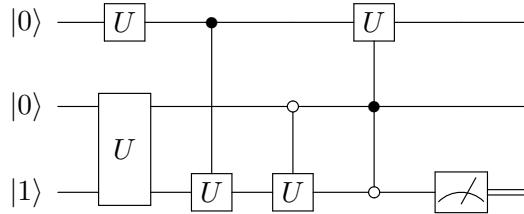
$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Las matrices de Pauli cumplen las siguientes propiedades:

1. Autovalores ± 1
2. Hermiticas
3. $[\sigma_i, \sigma_j] = i\sigma_k$, donde $(i, j) \in \{(x, y), (y, z), (z, x)\}$
4. $[\sigma_j, \sigma_i] = -i\sigma_k$, donde $(i, j) \in \{(x, y), (y, z), (z, x)\}$

2.12.5. Circuitos cuánticos

El equivalente a los circuitos digitales en la computación cuántica es los circuitos cuánticos. Ellos describen la secuencia de operaciones que se deben aplicar a los qubits para ejecutar cierto algoritmo. Esas operaciones pueden ser transformaciones unitarias, conocidas como compuertas cuánticas, o medidas proyectivas. Es importante resaltar que estos circuitos no representan componentes tangibles, sino componentes de información. De esta manera, las compuertas cuánticas no son componentes electrónicos de ninguna manera, sólo representan las transformaciones que se aplican a los qubits. En este sentido, los circuitos cuánticos son más el análogo del lenguaje de máquina que de los circuitos digitales. En general, las compuertas cuánticas se implementan con distintos tipo de ondas y pulsos electromagnéticos.



En esta figura se observan los siguientes elementos:

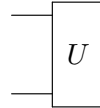
- a) Estado inicial: Este es el estado con el que se inicia el algoritmo.

$$|\psi\rangle$$

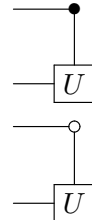
- b) Compuerta de un qubit: Representa una operación unitaria sobre el qubit en cuya línea se encuentra.



- c) Compuerta multiqubit: Representa una operación unitaria sobre los qubits en cuyas líneas se encuentra.



- d) Compuerta condicionada cuánticamente: El punto blanco o negro indica que el qubit de esa línea es el qubit de control. Si el punto es blanco, se aplica la compuerta U si el qubit de control es $|0\rangle$. Si el punto es negro, se aplica la compuerta U si el qubit de control es $|1\rangle$. Es caso de que el qubit de control se encuentre en estado de superposición, la compuerta se aplica y no se aplica, simultáneamente.



- e) Compuerta condicionada clásicamente: Equivalente a un if de cualquier lenguaje de programación clásica. Sólo se aplica la compuerta U si el bit de control es 1.



- f) Medida proyectiva: Representa una medida proyectiva del qubit en cuya línea se encuentra.



g) Cable cuántico: No es un cable físico, sólo lleva ese nombre en analogía a los circuitos clásicos, donde las compuertas sí son componentes electrónicos en conexión. En el caso de los circuitos cuánticos, este elemento sólo representa que se mantiene la coherencia del qubit y que no se aplica ninguna compuerta sobre él en ese paso del algoritmo.

—

h) Cable clásico: Representa el bit clásico que se obtiene tras la medida de un qubit.

==

Las compuertas cuánticas difieren de las compuertas clásicas en que las primeras son reversibles. Esto implica que una compuerta cuántica siempre tiene la misma cantidad de entradas que de salidas y que conociendo la compuerta y la salida, se puede conocer inequívocamente la entrada. Este no es el caso con las compuertas clásicas. Por ejemplo, una compuerta AND tiene dos entradas, pero una sólo salida y no hay manera de conocer la entrada si la salida es 0. De hecho, incluso si se extiende la compuerta AND para incluir una de las entradas como una segunda salida, de manera de tener la misma cantidad de salidas que de entradas, como es el caso con las compuertas cuánticas, sigue siendo imposible conocer la otra entrada si ambas salidas son 0.

Otra diferencia está en la variedad de compuertas que pueden existir. Como ejemplo, consideremos las compuertas de una entrada y una salida. En el caso clásico, sólo existen dos compuertas: el buffer y el NOT. Mientras que en el caso cuántico, existen infinitas compuertas de un qubit, pues cualquier elemento de $SU(2)$ puede ser una compuerta.

2.12.6. Compuertas cuánticas de un qubit

Las operaciones unitarias con las que se opera sobre los qubits reciben el nombre de compuertas cuánticas.

Las compuertas de un sólo qubit pueden ser vistas como rotaciones en la esfera de Bloch.

Compuerta identidad

Esta operación es equivalente a *no-operation* en una computadora clásica.

$$\text{---} \boxed{I} \text{---} \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Compuerta X

Este es el equivalente al NOT clásico, pues transforma los $|0\rangle$ en $|1\rangle$ y viceversa, ya que realiza una rotación de π sobre el eje X en la esfera de Bloch. Su forma matricial viene dada por la matriz de Pauli σ_x

$$\text{---} \boxed{X} \text{---} \quad \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Compuerta Z

Esta compuerta no tiene análogo clásico, pues lo que realiza es un cambio de fase de π . Esto equivale a una rotación de π sobre el eje Z en la esfera de Bloch. Su forma matricial viene dada por la matriz de Pauli σ_z

$$\text{---} \boxed{Z} \text{---} \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Compuerta Y

Esta compuerta realiza una rotación de π sobre el eje y de la esfera de Bloch. Distintos autores definen la forma matricial de esta compuerta de dos maneras distintas, una forma viene dada por la matriz de Pauli σ_y y otra es esta matriz por una fase global de i .

$$\text{---} \boxed{Y} \text{---} \quad \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \text{ ó } \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

Compuerta de Hadamard

Esta compuerta transforma los estados de la base computacional $|0\rangle$ y $|1\rangle$ en estados de superposiciones uniformes ($|+\rangle = (|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$

y $|-\rangle = (|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}$. También se puede interpretar como el mapa de la base Z a la base X. Ella consiste de una rotación de $\frac{\pi}{2}$ sobre el eje $(x + z)$ y se puede realizar con una rotación de $\pi/2$ sobre el eje Y seguida de la compuerta X.

$$\text{---} \boxed{H} \text{---} \qquad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}$$

Compuerta S

Esta compuerta es la raíz cuadrada de Z e introduce una fase de $\pi/2$ al qubit.

$$\text{---} \boxed{S} \text{---} \qquad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$$

Compuerta T

Esta compuerta es la raíz cuadrada de S e introduce una fase de $\pi/4$ al qubit.

$$\text{---} \boxed{T} \text{---} \qquad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\pi}{4}} \end{pmatrix}$$

Compuerta de cambio de fase

Esta compuerta es similar a Z, S y T, sólo que introduce una fase ϕ cualquiera al qubit.

$$\text{---} \boxed{R_\phi} \text{---} \qquad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix}$$

Compuertas de rotación

Una rotación general en la esfera de Bloch se escribe de la siguiente manera:

$$R(\theta, \vec{r}) = e^{i\frac{\theta}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{r}} = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\theta}{2}) + iz\sin(\frac{\theta}{2}) & \sin(\frac{\theta}{2})(ix + y) \\ \sin(\frac{\theta}{2})(ix - y) & \cos(\frac{\theta}{2}) - iz\sin(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix}$$

Donde \vec{r} es el eje de la rotación, θ es el ángulo que se rota y $\vec{\sigma}$ es el vector de las matrices de Pauli ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$).

Si $\vec{r} = (1, 0, 0)$, se tiene la rotación general sobre X.

$$R_x(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\theta}{2}) & i \sin(\frac{\theta}{2}) \\ i \sin(\frac{\theta}{2}) & \cos(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix}$$

Si $\vec{r} = (0, 1, 0)$, se tiene la rotación general sobre Y.

$$R_y(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\theta}{2}) & \sin(\frac{\theta}{2}) \\ -\sin(\frac{\theta}{2}) & \cos(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix}$$

Si $\vec{r} = (0, 0, 1)$, se tiene la rotación general sobre Z.

$$R_z(\theta) = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\theta}{2}} \end{pmatrix}$$

Para realizar cualquier rotación en la esfera de Bloch, basta con poder realizar rotaciones generales sobre dos ejes ortogonales de ella. A partir de secuencias tres rotaciones alrededor de estos dos ejes se puede realizar cualquier rotación alrededor de cualquier otro eje. Por ejemplo, las rotaciones alrededor de X, en función de rotaciones alrededor de Y y Z se realizan de la siguiente manera:

$$R_x(\theta) = R_z(\frac{\pi}{2})R_y(\theta)R_z(\frac{-\pi}{2})$$

2.12.7. Compuertas multiqubit

Las compuertas multiqubit involucran interacción entre los qubits.

Compuerta CNOT

La compuerta CNOT o *controlled-NOT* es un ejemplo de una compuerta condicionada. De hecho, es la compuerta X condicionada. Ella recibe dos qubits de entrada, un *control* y un *target*. Si el qubit de control es $|0\rangle$ se aplica $\mathbb{1}$ sobre el qubit objetivo y si el qubit de control es $|1\rangle$, se aplica X sobre el qubit objetivo. Esta compuerta se puede

escribir en función de proyectores en la partición del qubit de control de la siguiente manera: $\text{CNOT} = \Pi_0 \otimes \mathbb{1} + \Pi_1 \otimes X$.



$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

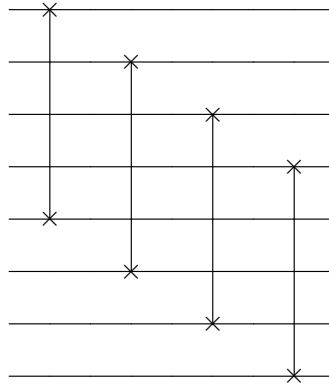
Compuerta SWAP

La compuerta SWAP, como su nombre lo indica, intercambia el contenido de dos particiones de qubits. Es decir, transforma $|\psi\rangle \otimes |\phi\rangle$ en $|\phi\rangle \otimes |\psi\rangle$.



$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Si se tiene un sistema de qubits dividido en dos partes o registros del mismo tamaño, también se llama SWAP a la compuerta que intercambia estos dos registros. Es decir, a la operación que transforma $|\psi_1\rangle \otimes \dots \otimes |\psi_n\rangle \otimes |\phi_1\rangle \otimes \dots \otimes |\phi_n\rangle$ en $|\phi_1\rangle \otimes \dots \otimes |\phi_n\rangle \otimes |\psi_1\rangle \otimes \dots \otimes |\psi_n\rangle$. Ella se construye de la siguiente manera:

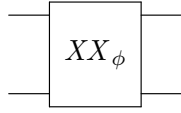


Compuerta $\sqrt{\text{SWAP}}$



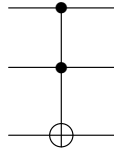
$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(1+i) & \frac{1}{2}(1-i) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(1-i) & \frac{1}{2}(1+i) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Compuerta de Ising



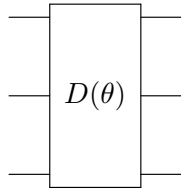
$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -ie^{i\phi} \\ 0 & 1 & -i & 0 \\ 0 & -i & 1 & 0 \\ -ie^{-i\phi} & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Compuerta de Toffoli



$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Compuerta de Deutsch



$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & i \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sin(\theta) & i \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

$$|a, b, c\rangle \rightarrow \begin{cases} i \cos(\theta) |a, b, c\rangle + \sin(\theta) |a, b, c \oplus 1\rangle & \text{si } a = b = 1 \\ |a, b, c\rangle & \text{en otro caso} \end{cases}$$

2.12.8. Conjuntos universales de compuertas cuánticas

Un conjunto universal de compuertas cuánticas (CUCC) es un conjunto finito de compuertas cuánticas con el cuál se puede aproximar cualquier operación unitaria arbitrariamente bien.

Cualquier operador unitario puede ser escrito en función de compuertas de uno y dos qubits [1].

Un CUCC simple es $\{H, T, CNOT\}$.

Existe un CUCC de una sólo compuerta, la compuerta de Deutsch, $D(\theta)$.

La compuerta de Toffoli es un caso especial de la compuerta de Deutsch, $D(\frac{\pi}{2})$.

Otro CUCC consiste en la compuerta de Ising y la compuerta de cambio de fase, $\{XX_\phi, R_z(\theta)\}$. Este conjunto es nativo en algunas computadoras cuánticas de trampas de iones.

2.12.9. El grupo de Clifford

El grupo de Clifford es el grupo generado por las compuertas CZ, Hadamard y $U_z(\pi/2)$.

2.12.10. Criterios de DiVincenzo

Para construir un computador cuántico, se deben cumplir las siguientes condiciones experimentales:

- a) Un sistema físico escalable con qubits bien caracterizados.
- b) La habilidad de inicializar el estado de los qubits en un estado fiducial simple.
- c) Tiempos de coherencia relevantes largos.
- d) Un conjunto universal de compuertas cuánticas.
- e) La capacidad de medir qubits en específico.

2.13. Fidelidad

2.14. Medidas proyectivas

[2]

El esquema de medidas proyectivas, también llamadas medidas de von Neumann, se encuentra formado por proyectores ortogonales asociados a la medida espectral de un observable. Este esquema es la medida por excelencia utilizada por los físicos, ya que está directamente asociada a la medición de una propiedad del sistema o un conjunto compatible de ellas, y tales propiedades son caracterizadas a través de operadores autoadjuntos. Esta medida fue empleada por von Neumann para descomponer a los observables de un sistema cuántico en una combinación lineal de proyectores, donde cada proyector está asociado a los subespacios \mathcal{M} que son dejados invariantes por el operador en cuestión y, los coeficientes de la combinación lineal corresponden a los posibles valores que arroja el observable tras una medición. En este esquema, la probabilidad $P_\lambda(p)$ de obtener un valor $\lambda \in \Delta$ después de medir el observable en cuestión en el estado $\hat{\rho}$ viene dada por el valor medio del proyector $\hat{\Pi}_{\mathcal{M}_\lambda}$ asociado al autovalor λ , mientras que el estado después de la medida viene dado por el autovector correspondiente a dicho autovalor. En este caso, las medidas proyectivas vienen dadas por

$$MP_s = \{\hat{\Pi}_m : \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{M}_{\lambda_m} \subseteq \mathcal{H} \text{ tal que } \hat{\Pi}_m \hat{\Pi}_n = \delta_{m,n} \hat{\Pi}_m, \\ \sum_m \hat{\Pi}_m = \mathbb{1}, P_{\lambda_m}(\rho) = (\hat{\Pi}_m)_\rho \text{ y } \rho_{\lambda_m} \xrightarrow{\text{colapso}} \hat{\Pi}_m\} \quad (2.31)$$

Cabe destacar que al realizar nuevamente la medida el estado resultante no se modifica, siempre que la dimensión de \mathcal{M}_λ sea igual a uno, es decir, el proyector $\hat{\Pi}_{\mathcal{M}_\lambda}$ sea de rango uno. Este hecho se conoce con el nombre de repetibilidad, propiedad que no está presente en los otros esquemas de medidas.

Bibliografía

- [1] Adriano Barenco, Charles H. Bennet, Richard Cleve, David P. DiVincenzo, Norman Margolus, Peter Shor, Tycho Sleator, Jhon A. Smolin, and Harald Weinfurter. Elementary gates for quantum computation. *Physical Review A*, 1995.
- [2] Sttiwuer Díaz-Solórzano. Esquemas de medidas. *QIC*, 2014.
- [3] Rudolf Gross and Achim Marx. Applied superconductivity: Josephson effect and superconducting electronics. *Walther-Meißner-Institut*, 2005.
- [4] A. P. Drozdov, M. I. Erements, I. A. Troyan, V. Ksenofontov, and S. I. Shylin. Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system. *Nature*, 525:73–76, 2015.
- [5] G. Wendin. Quantum information processing with superconducting circuits: a review. *IOP Science*, 2017.
- [6] Alexandre Blais, Jay Gambetta, A. Wallraff, D. I. Schuster, S. M. Girvin, M. H. Devoret, , and R. J. Schoelkopf. Quantum-information processing with circuit quantum electrodynamics. *Physical Review A*, 2007.