



Investigación y Ciencia

ISSN: 1665-4412

ISSN: 2521-9758

revistaiyc@edu.uaa.mx

Universidad Autónoma de Aguascalientes

México

Ávila-Aoki, Manuel; López-García, María de Lourdes
Costo energético del cambio de la información cuántica mutua en un sistema de dos qubits
Investigación y Ciencia, vol. 31, núm. 88, 2023, Enero-, pp. 1-8
Universidad Autónoma de Aguascalientes
Aguascalientes, México

Disponible en: <https://www.redalyc.org/articulo.oa?id=67476702003>

- Cómo citar el artículo
- Número completo
- Más información del artículo
- Página de la revista en redalyc.org

redalyc.org

Sistema de Información Científica Redalyc

Red de Revistas Científicas de América Latina y el Caribe, España y Portugal
Proyecto académico sin fines de lucro, desarrollado bajo la iniciativa de acceso
abierto

Costo energético del cambio de la información cuántica mutua en un sistema de dos qubits

Energetic cost of the change of mutual quantum information in a two-qubit system

Manuel Ávila-Aoki*✉, María de Lourdes López-García*

Ávila-Aoki, M., & López-García, M. L. (2023). Costo energético del cambio de la información cuántica mutua en un sistema de dos qubits. *Investigación y Ciencia de la Universidad Autónoma de Aguascalientes*, 31(88), e3740, <https://doi.org/10.33064/iycuaa2023883740>

RESUMEN

Para evitar efectos no deseados donde se pierde la señal de los dos *qubits* (decoherencia), se considera un sistema de dos *qubits* expuestos a un reservorio común a muy bajas temperaturas. Se deriva una expresión para la información cuántica mutua. Tal cantidad tiene una componente clásica y una componente estrictamente cuántica. Se halla el límite estrictamente cuántico donde las correlaciones cuánticas desaparecen. Al invocar la Primera Ley de la Termodinámica, se demuestra que el principio de conservación que subyace detrás de la ganancia (pérdida) de información cuántica mutua será proporcional a la conservación de la energía interna del sistema a temperatura constante. En caso de ganancia (pérdida) de información cuántica mutua el sistema tomará (cederá) energía interna de (hacia) los alrededores.

Palabras clave: dos-*qubits*; correlación clásica; discordia cuántica; información cuántica mutua; entropía; energía.

ABSTRACT

In order to avoid unwanted effects where the signal of the two-qubit is lost (decoherence), it is considered a two qubits system exposed to a common reservoir at very low temperatures. It is derived as an expression for mutual quantum information. Such a quantity has a classical component and also a quantum component. It is found to be a strictly quantum limit where classical correlations vanish. By invoking the First Law of Thermodynamics, it is shown that the concept of conservation behind the generation (loss) of mutual quantum information will be proportional to the energy conservation of the system at constant temperature. In case of generation (loss) of quantum information the system will absorb (transfer) internal energy from (towards) the environment.

Recibido: 2 de junio de 2022, Aceptado: 2 de diciembre de 2022, Publicado: 31 de enero de 2023

*Centro Universitario UAEM Valle de Chalco. María Isabel, C. P. 56615, Valle de Chalco, Estado de México, México. Correo electrónico: manvkl@hotmail.com; benyana21@hotmail.com ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3951-6421>; <https://orcid.org/0000-0002-3011-3888>

✉ Autor para correspondencia

Keywords: two-qubits; classical correlation; quantum discord; mutual quantum information; entropy; energy.

INTRODUCCIÓN

La cantidad de información cuántica es un ingrediente fundamental para diversos protocolos de la informática cuántica, tales como teleportación cuántica (Bennett et al., 1993), codificación densa cuántica (Bennett & Weisner, 1992), intercambio de entrelazamiento (Zukowski, Zeilinger, Horne, & Ekert, 1993) y criptografía cuántica (Ekert, 1991). Para un sistema de dos *qubits*, la información cuántica permite caracterizar cuándo dicho sistema es separable, entrelazado, clásicamente correlacionado o cuánticamente correlacionado (Horodecki, Horodecki, & Horodecki, 2001), (Horodecki, Horodecki, Horodecki, & Horodecki, 2009), (Yang & Zou, 2010), (Yang & Xiao, 2013). El término información cuántica es muy genérico e incluye correlaciones clásicas, entrelazamiento y discordia cuántica (Yang & Xiao, 2013).

En procesamiento de la información cuántica se ha reportado generación (pérdida) de la cantidad de información cuántica (Yang & Zou, 2010). De acuerdo con la Ley de Lavoisier (Morcillo Rubio, 1988) que refiere que "Nada se crea, nada se destruye, solo se transforma" surge la siguiente pregunta: ¿En qué se transforma la cantidad de información cuántica en procesos donde hay ganancia (pérdida) de dicha cantidad? El objetivo del presente trabajo es responder esta pregunta. Para ello se considerará un sistema de dos *qubits* acoplado a un reservorio estructurado común a temperatura fija constante cercana al cero absoluto. Se halla que la ganancia (pérdida) de la cantidad de información cuántica mutua está relacionada con la ganancia (pérdida) de la energía interna del sistema de dos *qubits*.

El presente trabajo se organiza como sigue: Primero se presenta el modelo. Posteriormente se halla una expresión algebraica para la cantidad información cuántica mutua. Luego se halla la relación entre la energía interna del sistema de dos *qubits* y la cantidad de información cuántica mutua. Se considera un caso particular de cambio de energía interna. Se hace una discusión y se concluye con un sumario.

MATERIALES Y MÉTODOS

Consideremos un sistema cuántico abierto de dos *qubits* acoplados a un reservorio bosónico común a temperaturas cercanas al cero absoluto para evitar un ruido cuántico no deseado en los dos *qubits* de información cuántica. El Hamiltoniano del sistema total es

$$H = H_S + H_R + H_{int}, \quad (1)$$

donde H_S es el Hamiltoniano de los dos *qubits*, H_R es el Hamiltoniano del reservorio y H_{int} es el Hamiltoniano de interacción Sistema-Reservorio. En las aproximaciones dipolo y onda-rotante, el Hamiltoniano total puede ser desarrollado como Maniscalco, Francica, Zaffino, Lo Gullo y Plastina (2008):

$$H_S = \omega_1 \sigma_+^1 \sigma_-^1 + \omega_2 \sigma_+^2 \sigma_-^2, \quad (2)$$

$$H_R = \sum_k \omega_k b_k^\dagger b_k, \quad (3)$$

$$H_{int} = (\alpha_1 \sigma_+^{(1)} + \alpha_2 \sigma_+^{(2)}) \sum_k g_k b_k + c \cdot h, \quad (4)$$

donde $b_k^\dagger$ (b_k) son los operadores de creación (aniquilación) de cuantos del reservorio, $\sigma_\pm^{(a)}$ y ω_a son el operador de inversión y la frecuencia de transición del qubit a ($a = 1, 2$) respectivamente, ω_k es la frecuencia asociada al modo k ($k = 1, 2, \dots, N$) del reservorio y $\alpha_a g_k$ describe la intensidad del acoplamiento entre el qubit a y el modo k del reservorio, α_a es la constante de acoplamiento adimensional real midiendo la intensidad del acoplamiento Qubit-Reservorio. En lo que sigue se denotará la constante de acoplamiento colectiva mediante $\alpha_T = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{1/2}$ y la intensidad relativa de interacción como $r_a = \frac{\alpha_a}{\alpha_T}$ ($a = 1, 2$).

El presente estudio se va a delimitar al caso en el cual sólo una excitación en el sistema está presente además de que el reservorio está en el vacío. Asimismo, se supondrá que inicialmente ($t = 0$) el sistema de dos qubits no está entrelazado con el reservorio y que el estado inicial de todo el sistema será

$$|\varphi(0)\rangle = [A|1\rangle_1|0\rangle_2 + B|0\rangle_1|1\rangle_2] \otimes_k |0_k\rangle_R, \quad (5)$$

donde A y B son números complejos tales que $|A|^2 + |B|^2 = 1$, $|0\rangle_a$ ($|1\rangle_a$) es el estado base (excitado) del qubit a ($a=1, 2$) y $|0_k\rangle_R$ es el estado del reservorio con cero excitaciones en el modo k . El estado inicial $|\Phi(0)\rangle$ evolucionará en el tiempo de acuerdo con $|\varphi(t)\rangle = e^{-iHt}|\varphi(0)\rangle$ (Sakurai & Napolitano, 2017). Este estado puede ser factorizado como

$$|\varphi(t)\rangle = c_1(t)|1\rangle_1|0\rangle_2|0\rangle_R + c_2(t)|0\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_R + \sum_k c_k(t)|0\rangle_1|0\rangle_2|0_k\rangle_R, \quad (6)$$

donde $|0_k\rangle_R$ es el estado del reservorio con sólo una excitación en el modo k y $|0\rangle_R = \otimes_k |0_k\rangle$. La matriz reducida de densidad de estados la cual es obtenida del operador $|\varphi(t)\rangle\langle\varphi(t)|$ será la siguiente

$$\rho(t) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |c_1(t)|^2 c_1(t) c_2^*(t) & 0 & 0 \\ 0 & c_1^*(t) c_2(t) & |c_2(t)|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 - |c_1(t)|^2 - |c_2(t)|^2 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Suponiendo que la densidad espectral del reservorio está dada por

$$J(\omega) = \frac{W^2}{\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_c)^2 + \gamma^2}, \quad (8)$$

donde ω_c es la frecuencia fundamental de la cavidad, la solución de la respectiva ecuación de Schrödinger estará dada por (Yang & Xiao, 2013)

$$c_1(t) = [r_2^2 + r_1^2 \epsilon(t)]c_1(0) - r_1 r_2 [1 - \epsilon(t)]c_2(0), \quad (9)$$

$$c_2(t) = -r_1 r_2 [1 - \epsilon(t)]c_1(0) + [r_1^2 + r_2^2 \epsilon(t)]c_2(0), \quad (10)$$

siendo

$$\epsilon(t) = e^{-\frac{(\gamma - i\delta(t))t}{2}} \left[\cosh(\Omega t/2) + \frac{(\gamma - i\delta(t))}{\Omega} \sinh(\Omega t/2) \right], \quad (11)$$

donde $\delta_1 = \delta_2 = \delta$, $\Omega = \sqrt{\gamma^2 - \Omega_R^2 - 2i\delta\gamma}$, $\Omega_R = \sqrt{4W^2\alpha_T^2 + \gamma^2}$ la frecuencia de Rabi generalizada y $R = W\alpha_T$ la frecuencia de Rabi en el vacío. En las ecuaciones (9) y (10), los coeficientes $c_1(t)$ y $c_2(t)$ representan las amplitudes de probabilidad de encontrar el sistema de dos qubits en el estado $|00\rangle$ y $|11\rangle$, respectivamente.

- Información cuántica mutua

Para dos subsistemas A y B descritos por un estado cuántico bipartita, $\rho_{AB} = \rho_S$, la correlación total entre ellos será la información cuántica mutua (Maziero, Céleri, Serra, & Vedral, 2009)

$$\tau(\rho_S) = S(\rho_A) + S(\rho_B) - S(\rho_S), \quad (12)$$

donde $S(\rho) = -\text{Tr}(\rho \log_2 \rho)$ es la entropía de Von Neumann de la matriz de densidad ρ y ρ_A (ρ_B) es el operador reducido de densidad para los subsistemas A (B). Por otra parte, la información cuántica mutua está definida también en términos de la correlación cuántica (discordia cuántica) (Ollivier & Zurek, 2001) D y la correlación clásica C (Vedral, 2003) a través de

$$\tau(\rho_S) = D(\rho_S) + C(\rho_S). \quad (13)$$

La expresión analítica para las correlaciones clásicas será la siguiente

$$C(\rho_S) = [1 - |c_1(t)|^2 - |c_2(t)|^2] \log_2 [1 - |c_1(t)|^2 - |c_2(t)|^2] - \sum_{a=1,2} [1 - |c_a(t)|^2] \log_2 [1 - |c_a(t)|^2]. \quad (14)$$

Por otra parte, la correlación cuántica será

$$D(\rho_S) = |c_1(t)|^2 \log_2 \left(1 + \frac{|c_2(t)|^2}{|c_1(t)|^2} \right) + |c_2(t)|^2 \log_2 \left(1 + \frac{|c_1(t)|^2}{|c_2(t)|^2} \right). \quad (15)$$

- Energía interna e información cuántica

De acuerdo con la Primera Ley de la Termodinámica (Bailyn, 1994), en ausencia de fuerzas externas la energía interna total U estará dada por

$$\Delta U = T \Delta S, \quad (16)$$

donde T es la temperatura del sistema y S es la entropía del sistema. De acuerdo a las Ecs. (12), (13) y (16) la energía interna U estará relacionada a la información cuántica τ a través de

$$\Delta U = T \Delta \tau = T(\Delta D + \Delta C). \quad (17)$$

RESULTADOS

En lo que sigue supondremos sin pérdida de generalidad que $c_1(t=0) = 1$ y $c_2(t=0) = 0$. Para tiempos remotos, los coeficientes de las Ecs. (9) y (10) serán $c_1(t \rightarrow \infty) = r_2^2$ y $c_2(t \rightarrow \infty) = -r_1 r_2$. Por otra parte, la Ecuación (17) nos dice que en este límite el incremento de energía interna e información cuántica estará dado por

$$U(t \rightarrow \infty) - U(t=0) = T[\tau(t \rightarrow \infty) - \tau(t=0)]. \quad (18)$$

De las Ecs. (9), (10), (11), (14), (15) y (17) se tendrá que

$$U(t \rightarrow \infty) - U(t=0) = T \left[r_2^4 \log_2 \left(1 + \frac{r_2^2}{r_1^2} \right) + r_1^2 r_2^2 \log_2 \left(1 + \frac{r_1^2}{r_2^2} \right) + (1 - r_2^4 - r_1^2 r_2^2) \log_2 (1 - r_2^4 - r_1^2 r_2^2) - (1 - r_2^4) \log_2 (1 - r_2^4) - (1 - r_1^2 r_2^2) \log_2 (1 - r_1^2 r_2^2) \right]. \quad (19)$$

Vale la pena observar que en el caso límite estrictamente cuántico cuando $r_2 \ll 1$, la correlación clásica de la Ec. (14) es nula en tiempos remotos y sólo sobrevive la correlación cuántica (discordia). En este límite la Ec. (19) se reduce a

$$U(t \rightarrow \infty) - U(t=0) = T r_1^2 r_2^2 \log_2 \left(1 + \frac{r_1^2}{r_2^2} \right). \quad (20)$$

De la Ecuación anterior se puede observar que $U(t \rightarrow \infty) - U(t = 0) > 0$, por lo que en tiempos remotos hay ganancia, tanto de energía interna como de información cuántica. Dicha ganancia de la energía interna es en el sistema de dos *qubits*. Esta energía es tomada del reservorio que se supone suficientemente grande, de tal manera que permanece en equilibrio termodinámico ante el cambio de energía del sistema de dos *qubits*. Por otra parte, los cambios en el sistema de información de dos *qubits* se dan entre estados de equilibrio termodinámico. Al ser los estados inicial y final de equilibrio termodinámico no es necesario tomar en cuenta la decoherencia o pérdida de señal de los dos *qubits* de información.

DISCUSIÓN

La Ley de Lavoisier referente a que “Nada se crea, nada se destruye, sólo se transforma” da lugar a la siguiente intrigante pregunta: ¿Cuál es el principio de conservación que subyace en el fondo para procesos de procesamiento de la información cuántica donde se gana (pierde) información cuántica? Es decir, ¿de dónde viene la información cuántica ganada por el sistema de *qubits*? O bien ¿en qué se transforma la información cuántica perdida por el sistema de *qubits*? Para responder a dichas preguntas en el presente trabajo se ha invocado a la Ley de Conservación de la Energía en la forma de la Primera Ley de la Termodinámica. Para fundamentar lo anterior se emplea la hipótesis de que la información cuántica mutua se define tanto en términos de la entropía del sistema de *qubits* como en las correlaciones cuánticas y clásicas del sistema de *qubits*. El cambio en la información cuántica del sistema de *qubits* es proporcional al intercambio de energía interna del sistema a temperatura constante, de donde entonces una formulación más precisa de la hipótesis es la siguiente: Si el sistema de *qubits* gana (pierde) cantidad de información cuántica, entonces el sistema recibe (cede) energía de los alrededores, como se ejemplifica en la figura 1.

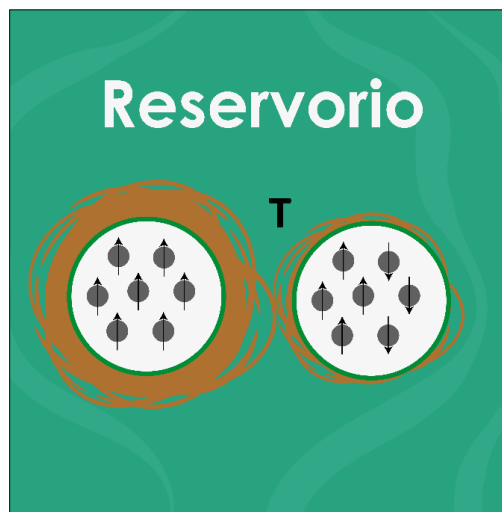


Figura 1. El intercambio de energía del ambiente al sistema deriva en una ganancia de información del sistema, es decir, la energía del ambiente se absorbe transformándola en información. Elaboración propia.

Por razones históricas comúnmente se considera a la entropía como una cantidad estrictamente clásica macroscópica. En el presente trabajo se ha mostrado que la entropía es una cantidad que contiene tanto elementos clásicos como elementos cuánticos, tal como muestra la Ecuación (13). En dicha ecuación se puede apreciar que la cantidad de entropía del sistema de *qubits* es la suma de las correlaciones clásicas y las correlaciones cuánticas. De hecho, en el presente trabajo se ha hallado el límite en el cual la cantidad de entropía del sistema de dos *qubits* se nutre estrictamente de las correlaciones cuánticas, tal como muestra la Ecuación (20). Dicho límite se puede caracterizar como la cantidad de la Entropía.

CONCLUSIONES

Una suposición básica para el presente trabajo es que los dos *qubits* bajo estudio están expuestos a un reservorio común. Dicha hipótesis lleva a que la matriz reducida de densidad de estados de la Ecuación (7) tenga una forma simétrica. Se ha hallado una expresión para la información cuántica τ dada por la Ecuación (13). La información cuántica tiene una componente clásica y una componente estrictamente cuántica. Se ha hallado también que el límite ultra cuántico donde las correlaciones cuánticas desaparecen se alcanza cuando $r_2 \ll 1$. El concepto de conservación que subyace detrás de la ganancia (pérdida) de información cuántica será proporcional a la conservación de la energía interna del sistema a temperatura constante. En caso de ganancia (pérdida) de información cuántica el sistema tomará (cederá) energía interna de (hacia) los alrededores (baño bosónico). Uno de los aspectos importantes del presente trabajo es que se evita el trabajo engorroso y poco claro de enfoques anteriores en cuantificar la ganancia (pérdida) de información cuántica mutua en un sistema de dos *qubits*. Por lo anterior, el presente trabajo pavimenta el camino para enfoques más generales donde se consideren sistemas de N *qubits* y el cálculo de su información cuántica asociada.

REFERENCIAS

- Bailyn, M. (1994). A Survey of Thermodynamics. *Journal of Statistical Physics*, 83, 791-792. doi: 10.1007/BF02183751
- Bennett, C. & Wiesner, S. (1992). Communication via one- and two-particle operators on Einstein-Podolsky-Rosen states. *Physical Review Letters*, 69(20), 2881-2889. Doi: 10.1103/PhysRevLett.69.2881
- Bennett, C., Brassard, G., Crepeau, C., Jozsa, R., Peres, A. and Wootters, W. (1993). Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Physical Review Letters* 70(13), 1895-1899. doi: 10.1103/PhysRevLett.70.1895
- Ekert, A. (1991). Quantum cryptography based on Bell's theorem. *Physical Review Letters* 67(6), 661-663. doi: 10.1103/PhysRevLett.67.661
- Horodecki, M., Horodecki, P. & Horodecki, R. (2001). Mixed-State Entanglement and Quantum Communication. *Springer Tracts in Modern Physics*, 173, 151-195. Recuperado de https://link.springer.com/chapter/10.1007/3-540-44678-8_5
- Horodecki, R., Horodecki, P., Horodecki, M., Horodecki, K. (2009). Quantum entanglement, *Reviews of Modern Physics* 81(2), 865-942. doi: 10.1103/RevModPhys.81.865

- Maniscalco, S., Francica F., Zaffino, R., Lo Gullo, N. L. & Plastina, F. (2008). Protecting Entanglement via the Quantum Zeno Effect, *Physical Review Letters*, 100(9). doi: 10.1103/PhysRevLett.100.090503
- Maziero, J., Céleri, L., Serra, R., & Vedral, V. (2009). Classical and quantum correlations under decoherence, *Physical Review A*, 80(4). doi: 10.1103/PhysRevA.80.044102
- Morcillo Rubio, J. (1988). *Temas Básicos de Química*. Madrid, España: Alhambra.
- Ollivier, H. & Zurek, W. H. (2001). Quantum Discord: A Measure of the Quantumness of Correlations. *Physical Review Letters*, 88(1). doi: 10.1103/PhysRevLett.88.017901
- Sakurai, J. & Napolitano, J. (2017). *Modern Quantum Mechanics*. Cambridge University Press.
- Vedral, V. (2003). Classical Correlations and Entanglement in Quantum Measurements, *Physical Review Letters* 90(5). doi: 10.1103/PhysRevLett.90.050401
- Yang, X., & Xiao, J. (2013) Dynamics of quantum discord for a two-qubit system, *Optoelectronics Letters* 9(1), 69-72. doi: 10.1007/s11801-013-2289-y
- Yang, X. & Zou, H. (2010). Preparation and transfer of entanglement in atomic ensembles interacting with cavity fields. *Optoelectronics Letters*, 6, 144-147. doi: 10.1007/s11801-010-9237-x
- Zukowski, M., Zeilinger, A., Horne, M. A., & Ekert, A. K. (1993). "Event-ready-detectors" Bell experiment via entanglement swapping. *Physical Review Letters*, 71 (26), 4287-4291. doi: 10.1103/PhysRevLett.71.4287



Esta obra está bajo una licencia internacional [Creative Commons Atribución-NoComercial-CompartirIgual 4.0](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/).

Usted es libre de Compartir — copiar y redistribuir el material en cualquier medio o formato

Adaptar — remezclar, transformar y construir a partir del material

La licenciente no puede revocar estas libertades en tanto usted siga los términos de la licencia

Atribución — Usted debe dar crédito de manera adecuada, brindar un enlace a la licencia, e indicar si se han realizado cambios. Puede hacerlo en cualquier forma razonable, pero no de forma tal que sugiera que usted o su uso tienen el apoyo de la licenciente.

NoComercial — Usted no puede hacer uso del material con propósitos comerciales.

CompartirIgual — Si remezcla, transforma o crea a partir del material, debe distribuir su contribución bajo la misma licencia del original.