Medición y decoherencia desde la perspectiva de los sistemas cerrados

Sebastian Fortin

CONICET – Departamento de Física FCEN UBA, Argentina.

Resumen: En este trabajo se discuten los problemas que se presentan en el modelo de medición basado en decoherencia. Debido a que el origen de las críticas a este modelo se encuentra en el uso de los estados reducidos de sistemas abiertos, se propone un cambio de enfoque. Por un lado, la adopción de la perspectiva de los sistemas cerrados permite dar cuenta de procesos irreversibles en sistemas que no interactúan con un ambiente. Por otro lado, el enfoque de los valores medios hace posible el estudio de la evolución de los sistemas cuánticos sin apelar a sus estados. La combinación de ambos enfoques da como resultado una formulación de la decoherencia cuántica, cuya aplicación al problema de la medición supera las críticas del enfoque original.

Palabras clave: mecánica cuántica, medición cuántica, decoherencia, estados reducidos.

Measurement and decoherence from a closed-system perspective

Abstract: In this paper we discuss the problems that arise in the model of measurement based on decoherence. Considering that the origin of the criticisms relies on the use of the reduced states of open systems, we propose a different approach. Our proposal adopts a closed-system perspective which allows us to describe irreversible processes in systems with no interaction with an environment. Furthermore, the expectation-value approach allows us to study the evolution of quantum systems without appealing to the state. The combination of these two perspectives gives place to a new formulation of quantum decoherence which application to the measurement problem overcomes the criticisms to the original approach.

Keywords: quantum mechanics, quantum measurement, decoherence, reduced states.

Medición y decoherencia desde la perspectiva de los sistemas cerrados

1. Introducción

Si bien el formalismo de la mecánica cuántica resulta altamente exitoso a la hora de reproducir resultados experimentales, posee características peculiares que plantean una serie de problemas de interpretación. Estos problemas fueron estudiados desde el nacimiento de la teoría y se ha propuesto una gran variedad de esquemas interpretativos que pretenden resolverlos. Sin embargo, hasta la fecha no existe una interpretación del formalismo matemático que sea unánimemente aceptada y que sortee todos los problemas. Para muchos autores, el mayor escollo para una interpretación adecuada de la teoría es el representado por el problema de la medición, que es la situación en la que tal vez se manifiesta con mayor claridad el indeterminismo de la mecánica cuántica. Este trabajo se concentrará en el problema de la medición.

Para ello, se comenzará por esclarecer las dos características que debe poseer un sistema para ser considerado determinista, a fin de señalar que los sistemas cuánticos no poseen la primera de ellas y que esto se manifiesta en la situación de medición. A continuación se formulará el problema de la medición como el intento de explicar cómo los aparatos de medición arrojan valores bien definidos cuando se encuentran en una superposición de estados. La dificultad radica en que la teoría no puede dar cuenta de ello puesto que la evolución de los estados cuánticos es unitaria. También se recordará la forma canónica de explicar el proceso de medición, la cual consiste en la introducción de una evolución no unitaria usualmente denominada 'colapso de la función de onda', y se mencionarán las principales objeciones que físicos teóricos y filósofos de la física dirigen a la hipótesis del colapso.

Actualmente, en el ámbito de la física el problema de la medición se aborda mediante la teoría de la decoherencia inducida por el ambiente o entorno que, como su nombre lo indica, se basa en un enfoque de sistemas abiertos, esto es, que interactúan con un ambiente. Para estos sistemas se define un tipo de estado, el estado reducido, que puede evolucionar en forma no unitaria, por lo que podría dar cuenta del proceso de medición. Sin embargo el enfoque de la decoherencia inducida por el ambiente (en inglés, *environment-induced decoherence*, EID) también recibe una serie de críticas que ponen en duda la capacidad de la decoherencia de resolver el problema de la medición. Principalmente las críticas tienen origen en la utilización del estado reducido. Por este motivo en este trabajo se presentará un esquema conceptual bajo el cual puede formularse el fenómeno de la decoherencia desde el punto de vista de los sistemas cerrados. Desde esta nueva perspectiva no es necesario apelar al estado reducido y, por lo tanto, las críticas basadas en la utilización de tal estado pierden su efectividad.

2. Dos condiciones para el determinismo

En su uso técnico, el término 'determinación' adopta al menos dos sentidos claramente diferentes:

- *Determinación como propiedad o característica*. Este sentido es de uso corriente en filosofía: esto es lo que '*determinatio*' significa en latín y así se emplea el término en varios idiomas europeos, especialmente el alemán (*Determination*). En esta acepción, determinado es aquello que tiene propiedades definidas y, por tanto, puede ser caracterizado de un modo inequívoco.
- *Determinación como conexión constante y unívoca*. Este es un sentido de uso corriente en ciencia: conexión unívoca a través del tiempo entre eventos o entre propiedades de objetos o sistemas.

Un objeto o sistema será determinista si se encuentra determinado en ambos sentidos del término 'determinación': en todo instante sus propiedades se encuentran definidas, y existe una conexión unívoca entre tales propiedades definidas en instantes diferentes.

Tradicionalmente, en filosofía se presupone que las entidades reales cumplen lo que suele denominarse principio de determinación omnímoda: todos los determinables de la entidad se encuentran determinados, en el primer sentido de 'determinación' aquí señalado. Por lo tanto, la pregunta acerca del carácter determinista de un objeto o sistema suele reducirse a la pregunta por la determinación en el segundo sentido: dadas sus propiedades definidas en un cierto instante, ¿existe una conexión unívoca entre sus propiedades definidas en distintos instantes?

Tal vez la mayor peculiaridad de la mecánica cuántica consiste en que no puede dar cuenta del cumplimiento de la determinación omnímoda en el primer sentido de ‘determinación’, y ello se manifiesta particularmente en el problema de la medición. En efecto, cuando un sistema cuántico, que funciona como aparato de medición en un arreglo experimental, mide las propiedades de otro sistema que se encuentra en un estado de superposición respecto de una cierta propiedad, la teoría no puede explicar que la propiedad que opera como puntero del aparato de medición adquiera un valor definido. Por lo tanto, el aparato de medición no podría ser considerado un sistema determinista porque no cumple ya la primera de las dos condiciones que debe poseer para ello. Por este motivo, en adelante nos concentraremos en el problema de la medición cuántica.

3. El problema de la medición

El problema de la medición consiste en explicar cómo los aparatos de medición arrojan valores bien definidos de sus propiedades cuando se encuentran en una superposición. De un modo más preciso, si el estado del aparato es una superposición de los autovectores del observable puntero, la teoría no explica el modo en que el puntero adquiere el valor definido que el observador registra al final de la medición.

Para dar cuenta de la medición cuántica, John von Neumann[1] formuló el siguiente modelo. Considérese un sistema S, con una propiedad A asociada al observable $\hat{A}$ y un aparato de medición M diseñado para medir la propiedad A. El proceso de medición consta de tres etapas[2]:

i. *Condición inicial*. El sistema S a medir y el aparato de medición M no interactúan: cada uno se encuentra en su estado inicial independiente. S se encuentra en una superposición de los autoestados $|a_1\rangle, |a_2\rangle, ..., |a_N\rangle$ del observable $\hat{A}$:

$$|\varphi_S\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \, |a_i\rangle \qquad (3.1)$$

[1] J. VON NEUMANN, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Springer, Berlin, 1932). Versión castellana: *Fundamentos Matemáticos de la Mecánica Cuántica* (Publicaciones del Instituto de Matemáticas “Jorge Juan”, Madrid, 1949).

[2] O. LOMBARDI, S. FORTIN, M. CASTAGNINO y J. S. ARDENGHI, *Compatibility between environment-induced decoherence and the modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics*, “Philosophy of Science” 78/5 (2011) 1024-1036.

M se encuentra listo para medir, en el estado $|p_0\rangle$, autoestado del observable $\hat{P}$ que actúa como puntero. Entonces, el estado inicial del conjunto es:

$$|\Psi_0\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i |a_i\rangle \otimes |p_0\rangle \qquad (3.2)$$

ii. *Interacción*. En una segunda etapa, S y M entran en interacción y se establecen las correlaciones entre ellos:

$$|\Psi_0\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i |a_i\rangle \otimes |p_0\rangle \rightarrow |\Psi\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \qquad (3.3)$$

Esto significa que a cada estado posible $|a_i\rangle$ del sistema le corresponde una indicación p_i del puntero del aparato. La correlación entre los posibles estados del sistema y las posibles indicaciones del puntero permite decir que se está midiendo el sistema S, en particular, su propiedad A.

iii. *Lectura*. En la última etapa los sistemas dejan de interactuar y es posible efectuar la lectura del puntero. Como en la práctica el puntero (por ejemplo, una aguja en un dial) no se encuentra en una superposición, se espera que resulte seleccionado uno de los valores:

$$|\Psi\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \rightarrow |a_k\rangle \otimes |p_k\rangle \qquad (3.4)$$

De este modo podría afirmarse que el puntero indica el valor p_k.

El problema de la medición consiste en encontrar un proceso que reproduzca lo que se espera encontrar en la etapa iii. Las posibles soluciones a este problema fueron estudiadas ampliamente y todas ellas requieren la introducción de nuevos postulados.

a. La hipótesis del colapso

La forma canónica de explicar el proceso de medición consiste en la introducción del llamado 'postulado del colapso', formulado por primera vez por Werner Heisenberg en términos de "reducción del paquete de onda", en su famoso artículo de 1927[3]. Según esta propuesta, luego de establecerse las correlaciones entre el sistema y el aparato, al momento de la detección el estado "colapsa" a uno de los estados de la superposición. Esto implica que,

[3] W. HEISENBERG, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischer Kinematic und Mechanik*, "Zeitschrift für Physik" 43 (1927) 172-198. Versión inglesa: *The physical content of quantum kinematics and mechanics*, en J. A. Wheeler y W. H. Zurek (eds.), *Quantum Theory and Measurement* (Princeton University Press, Princeton, 1983).

durante la medición, el sistema abandona la evolución determinista unitaria dada por la ecuación de Schrödinger y desarrolla una evolución no-unitaria e indeterminista.

Si bien aún continúa siendo muy popular entre los físicos, el postulado del colapso presenta características que lo vuelven conceptualmente inaceptable a la hora de dar cuenta del proceso de medición[4]:

- No ofrece una explicación de las causas que producen el colapso, ni indica el instante en el que éste se produce.
- Puesto que el colapso se produce en el sistema total, se trata de un fenómeno no-local, en el sentido de que ocurre con independencia de la distancia a la que se encuentran el sistema y el aparato.

No nos detendremos aquí a discutir estos problemas, sino que nos centraremos en las dificultades asociadas con la utilización de estados mezcla.

b. El estado mezcla

De acuerdo con la hipótesis del colapso, el puntero adquiere un valor definido porque el estado del sistema total colapsa a uno de los estados de la superposición:

$$|\Psi\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \xrightarrow{colapso} |\Psi_{final}\rangle = |a_k\rangle \otimes |p_k\rangle \qquad (3.5)$$

Puesto que $|\Psi_{final}\rangle$ ya no es una superposición, se infiere que la propiedad A adquiere el valor definido a_k y el puntero P adquiere el valor definido p_k. Como el colapso es un proceso indeterminista, $|\Psi\rangle$ tiene una probabilidad $|\alpha_k|^2$ de colapsar al estado $|a_k\rangle \otimes |p_k\rangle$. Si se efectúan muchas mediciones particulares sobre sistemas idénticos con las mismas condiciones iniciales, se obtiene como resultado el valor a_k con una frecuencia que, se supone, se aproximará a $|\alpha_k|^2$ a medida que se aumente el número de mediciones. Por lo tanto, si se define un *ensemble* de mediciones a la manera de la mecánica estadística clásica[5], el estado del *ensemble* luego del colapso podrá representarse mediante un operador densidad:

$$\hat{\rho}_{medido} = \sum_{i=1}^{N} |\alpha_i|^2 |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \langle p_i| \otimes \langle a_i| \qquad (3.6)$$

[4] O. LOMBARDI, S. FORTIN, J. S. ARDENGHI Y M. CASTAGNINO, *Introduction to the Modal-Hamiltonian Interpretation* (Nova Science Publishers, New York, 2010).

[5] L. E. BALLENTINE, *Quantum Mechanics* (Prentice Hall, New York, 1990).

De este modo se recupera un operador de estado $\hat{\rho}_{medido}$ que representa un estado mezcla, es decir, un estado con la misma estructura que los estados mezcla clásicos. Este *ensemble* podría interpretarse por ignorancia, esto es, como expresando que el sistema compuesto se encuentra en alguno de los estados $|a_i\rangle \otimes |p_i\rangle$, pero el observador no sabe en cuál de ellos se encuentra, y sólo puede calcular la probabilidad $|\alpha_k|^2$ correspondiente a cada uno de tales estados particulares.

4. Decoherencia inducida por el ambiente

Debido a las dificultades conceptuales que la hipótesis del colapso acarrea, físicos teóricos y filósofos de la física han buscado distintas alternativas, entre las cuales varias interpretaciones has sido diseñadas específicamente para atacar el problema de la medición, como por ejemplo la interpretación de Kochen[6], la interpretación modal desarrollada por Dieks[7] y la reciente interpretación Modal-Hamiltoniana[8]. Actualmente, en el ámbito de la física el problema de la medición se aborda a partir de la teoría de la decoherencia inducida por el ambiente. Este programa fue desarrollado por un grupo liderado por Wojciech Zurek[9] y actualmente con sede en el laboratorio de Los Alamos. El programa se basa en el estudio de los efectos de la interacción entre un sistema cuántico, considerado como un sistema abierto, y su entorno.

Algunos autores, como Leggett[10] y Bub[11], afirman que la decoherencia se ha convertido en la "nueva ortodoxia" en la comunidad física. En la actualidad, el estudio de este fenómeno se desarrolla desde el punto de vista teórico y se contrasta empíricamente en muchas áreas,

---

[6] S. KOCHEN, *A new interpretation of quantum mechanics*, en P. J. Lahti y P. Mittelsteadt (eds.), *Symposium on the Foundations of Modern Physics* (World Scientific, Singapore, 1985) 151-169.

[7] D. DIEKS y P. E. VERMAAS, *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics* (Kluwer, Dordrecht, 1998).

[8] O. LOMBARDI y M. CASTAGNINO, *A modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics*, "Studies in History and Philosophy of Modern Physics" 39/2 (2008) 380-443.

[9] W. H. ZUREK, *Environment-induced superselection rules*, "Physical Review D" 26/8 (1982) 1862-1880. W. H. ZUREK, *Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical*, "Reviews of Modern Physics" 75/3 (2003) 715-776.

[10] A. J. LEGGETT, *Reflections on the quantum measurement paradox*, en B. J. Hiley y F. D. Peat (eds.), *Quantum Implications* (Routledge and Kegan Paul, London, 1987) 85-104.

[11] J. BUB, *Interpreting the Quantum World* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997).

como la física atómica, la óptica cuántica y el ámbito de la materia condensada. Por otra parte, en el campo de la filosofía de la física, la decoherencia ha sido considerada como un elemento relevante para resolver el problema de la medición[12] y para explicar la emergencia del mundo clásico macroscópico[13].

a. Medición y decoherencia

En este apartado se analiza el problema de la medición a la luz de la decoherencia como es presentada en la bibliografía[14]. Luego de la interacción entre el sistema S y el aparato M, el sistema compuesto $S+M$ se encuentra en un estado de superposición:

$$|\Psi\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \, |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \tag{4.1}$$

Hasta aquí sólo se ha considerado una única variable del instrumento de medición, aquélla que indica la posición de la aguja o puntero. De acuerdo con el enfoque EID, ésta simplificación es el resultado de una idealización inadecuada. Un instrumento de medición real es un objeto macroscópico, compuesto por una enorme cantidad de átomos. Una descripción menos idealizada consiste en considerar los estados del instrumento representados mediante vectores en un espacio de Hilbert que es el producto tensorial del espacio asociado al puntero por el espacio asociado al resto de los grados de libertad del instrumento. Además, según el enfoque EID, el instrumento no se encuentra aislado sino en interacción con un entorno E con un enorme número de grados de libertad. Por lo tanto, el estado del sistema compuesto resulta:

$$|\Psi_{SME}\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \, |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \otimes |\varepsilon_0\rangle \tag{4.2}$$

[12] A. ELBY, *The `decoherence' approach to the measurement problem in quantum mechanics*, “Proceedings of the 1994 Biennial Meeting of the Philosophy of Science Association” 1 (1994) 355-365.

[13] G. BACCIAGALUPPI y M. HEMMO, *Making sense of approximate decoherence*, “Proceedings of the Philosophy of Science Association” 1 (1994) 345-354. G. BACCIAGALUPPI y M. HEMMO, *Modal interpretations, decoherence and measurements*, “Studies in History and Philosophy of Modern Physics” 27/3 (1996) 239-277. M. CASTAGNINO y S. FORTIN, *Non-Hermitian Hamiltonians in decoherence and equilibrium theory*, “Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical” 45/44 (2012) 444009.

[14] J. P. PAZ y W. H. ZUREK, *Environment-induced decoherence and the transition from quantum to classical*, en D. Heiss (ed.), *Lecture Notes in Physics, Vol. 587*, (Springer, Heidelberg, 2002).

Siguiendo los argumentos usuales de la teoría de la decoherencia[15], se supone que los estados posibles para el ambiente E son los $\{|\varepsilon_j\rangle\}$, que existe un Hamiltoniano de interacción particular entre sistema, aparato y ambiente. En dos sistemas cuánticos que interactúan se producen correlaciones cuyas características varían en función del tipo de interacción y el tipo de sistemas involucrados. La decoherencia se produce cuando dicha interacción posee dos características especiales que detallamos a continuación:

- Los estados de los tres sistemas se correlacionan:

$$\begin{gathered}|a_1\rangle \otimes |p_1\rangle \otimes |\varepsilon_0\rangle \rightarrow |a_1\rangle \otimes |p_1\rangle \otimes |\varepsilon_1\rangle \\ |a_2\rangle \otimes |p_2\rangle \otimes |\varepsilon_0\rangle \rightarrow |a_2\rangle \otimes |p_2\rangle \otimes |\varepsilon_2\rangle \\ \vdots \\ |a_N\rangle \otimes |p_N\rangle \otimes |\varepsilon_0\rangle \rightarrow |a_N\rangle \otimes |p_N\rangle \otimes |\varepsilon_N\rangle\end{gathered} \tag{4.3}$$

- Los estados del ambiente se vuelven rápidamente (aproximadamente) ortogonales

$$\langle \varepsilon_i | \varepsilon_j \rangle \rightarrow 0 \tag{4.4}$$

La teoría de la decoherencia presupone la interacción capaz de producir rápidamente estos dos efectos en forma simultánea, la cual conduce a que el estado del sistema completo resulte

$$\hat{\rho}_{SME} = |\Psi_{SME}\rangle\langle\Psi_{SME}| = \sum_{i,j=1}^{N} \alpha_i \alpha_j^* |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \otimes |\varepsilon_i\rangle\langle\varepsilon_j| \otimes \langle p_j| \otimes \langle a_j| \tag{4.5}$$

Puesto que la evolución del sistema total es unitaria, su estado no puede tender hacia un estado final interpretable clásicamente. Sin embargo, tomando la traza parcial sobre los grados de libertad del ambiente E, a partir del estado total se obtiene el estado reducido donde quedan suprimidos los grados de libertad del ambiente:

$$\hat{\rho}_{SM} = Tr_E(\hat{\rho}_{SME}) = \sum_{k=1}^{N} \langle \varepsilon_k | \hat{\rho}_{SME} | \varepsilon_k \rangle \tag{4.6}$$

Como se supone que , luego de cierto tiempo, $\langle \varepsilon_i | \varepsilon_j \rangle \rightarrow 0$, el resultado es

$$\hat{\rho}_{SM} = \sum_{i=1}^{N} |\alpha_i|^2 |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle\langle p_i| \otimes \langle a_i| \tag{4.7}$$

De acuerdo con el enfoque EID, $\hat{\rho}_{SM}$ denota un estado mezcla que sólo contiene los términos correspondientes a las correlaciones clásicas y, por lo tanto, puede interpretarse en

---

[15] M. SCHLOSSHAUER, *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition* (Springer, Berlin, 2007).

términos de ignorancia: el sistema compuesto se encuentra en alguno de los estados $|a_k\rangle \otimes |p_k\rangle$, y las probabilidades $|\alpha_k|^2$ miden nuestro desconocimiento acerca del estado definido del sistema. Si se comparan las expresiones de $\hat{\rho}_{SM}$ (ecuación 4.7) y de $\hat{\rho}_{medido}$ (ecuación 3.6), podría concluirse que la decoherencia inducida por el entorno conduce al mismo estado $\hat{\rho}_{medido}$ introducido por la hipótesis del colapso, pero sin suponer un proceso físico adicional a la evolución unitaria descripta por la ecuación de Schrödinger. Según Zurek, es precisamente la interacción entre el sistema y su entorno el proceso que hace que "*la función de onda parezca haber colapsado*"[16]. De hecho, Gennaro Auletta, hacia el final de su libro sobre fundamentos de mecánica cuántica, afirma que "*la decoherencia es capaz de resolver prácticamente todos los problemas de la medición que han sido discutidos en los capítulos previos*"[17].

b. Problemas de la decoherencia

A pesar de la amplia aceptación del programa EID en el ámbito de la física, diversas voces se han alzado para alertar contra la excesiva confianza en el papel de la decoherencia para suministrar una respuesta al problema de la medición[18]. Las dudas acerca de que la decoherencia pueda resolver el problema de la lectura definida del puntero han sido planteadas por diferentes autores utilizando distintos argumentos. Principalmente se cuestiona un supuesto implícito, según el cual el estado reducido mezcla del sistema abierto, que se obtiene en un proceso de decoherencia, es equivalente a una mezcla clásica. Veamos el núcleo de estos argumentos.

La hipótesis del colapso establece que el estado del sistema colapsa a uno de los estados de la superposición y, por lo tanto, resulta admisible la interpretación del estado $\hat{\rho}_{medido}$ como una mezcla clásica donde las probabilidades se pueden interpretar por ignorancia. El caso de la decoherencia es muy distinto, ya que aquí el colapso no se produce sino que, como señala Zurek, el estado *parece* haber colapsado. Esto significa que el sistema no adquiere un valor

---

[16] W. H. ZUREK, *Pointer basis of quantum apparatus: into what mixture does the wave packet collapse?*, "Physical Review D" 24/6 (1981) 1516-1524

[17] G. AULETTA, *Foundations and Interpretation of Quantum Mechanics* (World Scientific, Singapore, 2000) 289.

[18] R. A. HEALEY, *Dissipating the quantum measurement problem*, "Topoi" 14/1 (1995) 55-65; R. PENROSE, *The Road to Reality. London* (Jonathan Cape, London, 2004) 791-804.

definido para el observable que se está midiendo. De hecho, el estado $\left|\Psi_{SME}\right\rangle$ es una superposición en todo momento. Aun cuando el operador densidad reducido $\hat{\rho}_{SM}$ carezca de términos cruzados, ello no autoriza a afirmar que lo que se observa al final del proceso de medición es uno de los eventos definidos por los valores de los observables en juego. Sobre esta base, Stephen Adler concluye:

> "*No creo que ni los detallados cálculos teóricos ni los recientes resultados experimentales muestren que la decoherencia ha resuelto las dificultades asociadas con la medición cuántica*"[19].

Éstas y otras consideraciones han conducido a diversos autores, incluso a algunos físicos cuyos aportes fueron centrales en el desarrollo del programa de la decoherencia, a manifestar su escepticismo acerca de la pertinencia de la decoherencia como respuesta al tradicional problema de la medición. Por ejemplo, Erich Joos afirma explícitamente: "*¿Resuelve la decoherencia el problema de la medición? Claramente no*"[20]. Según Bernard d'Espagnat[21], el núcleo de la dificultad consiste en que el estado reducido del sistema abierto, aun cuando se convierte en diagonal, no puede ser considerado una mezcla en sentido propio. En resumen, el problema consiste en que el formalismo de EID se compromete a nivel ontológico con los sistemas abiertos, por lo tanto necesita explicar cómo el estado reducido se convierte en una mezcla. Dado que el sistema compuesto nunca colapsa, dicho estado reducido no puede ser considerado una mezcla. Por este motivo, y para evitar el problema, en las siguientes secciones desarrollaremos un formalismo para la decoherencia que no apela a los sistemas abiertos y sus estados reducidos.

5. Una interpretación en términos de grano grueso

---

[19] S. ADLER, *Why decoherence has not solved the measurement problem: A response to P. W. Anderson*, "Studies in History and Philosophy of Modern Physics" 34/1 (2003) 135-142, 136.

[20] E. JOOS, *Elements of environmental decoherence,* en P. Blanchard, D. Giulini, E. Joos, C. Kiefer y I. O. Stamatescu (eds.), *Decoherence: Theoretical, Experimental, and Conceptual Problems, Lecture Notes in Physics, Vol. 538,* (Springer, Heidelberg-Berlin, 2000) 14.

[21] B. D'ESPAGNAT, *Preludes in Theoretical Physics* (North-Holland, Amsterdam, 1966). B. D'ESPAGNAT, *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics* (Benjamín, Reading MA, 1976).

Tradicionalmente, la decoherencia se estudia a través del análisis de la evolución del estado reducido del sistema; es decir, el fenómeno se describe desde la perspectiva de los sistemas abiertos. En este trabajo se propone una descripción del fenómeno basada en la perspectiva de los sistemas cerrados. Para ello es necesario desarrollar un formalismo que permita describir los procesos irreversibles de un sistema cerrado. En esta sección se presenta la operación de grano grueso, que permite la descripción de este tipo de procesos.

a. Irreversibilidad y mecánica cuántica

Si bien la irreversibilidad en mecánica cuántica se presenta bajo diferentes formas, el problema de la irreversibilidad puede formularse en los siguientes términos[22]. De acuerdo con el postulado dinámico de la mecánica cuántica, un estado cuántico $\hat{\rho}(t)$ describe una evolución unitaria regida por la ecuación de Schrödinger; el carácter unitario de esta evolución impide que el estado alcance irreversiblemente el equilibrio. Esto significa que, para dar cuenta de la irreversibilidad, es necesario utilizar algún tipo de evolución no-unitaria; por lo tanto, se debe introducir algún tipo de operación que transforme la evolución unitaria en una no-unitaria. Desde un punto de vista general, esta operación consiste en la partición de la información maximal del sistema en una parte relevante y una no relevante. La parte relevante es considerada, como su nombre lo indica, de interés y la información que proviene de ella se retiene, mientras que la parte no relevante se descarta.

Esta idea, expresada de un modo muy general en el párrafo anterior, puede ser reformulada en el lenguaje de operadores. La información maximal de un sistema U está dada por el espacio $\mathcal{O}$ de todos los observables que teóricamente es posible construir para el sistema. La división entre la información relevante y la información irrelevante se realiza seleccionando un subespacio $\mathcal{O}_R \subset \mathcal{O}$ de observables relevantes, que dan cuenta de la información elegida, e ignorando el resto.

Una elección muy frecuente de los $\hat{O}_R \in \mathcal{O}_R$ es la que se efectúa dividiendo el sistema cerrado U, representado en el espacio de Hilbert $\mathcal{H}$, en dos subsistemas abiertos S_1 y S_2, representados en $\mathcal{H}_{S1}$ y $\mathcal{H}_{S2}$ respectivamente, de modo tal que, en este caso:

[22] M. CASTAGNINO, S. FORTIN, R. LAURA y O. LOMBARDI, *A general theoretical framework for decoherence in open and closed systems*, “Classical and Quantum Gravity” 25/15 (2008) 154002.

$$\hat{O}_R = \hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2} \in \mathcal{H}_{S1} \otimes \mathcal{H}_{S2} \tag{5.1}$$

donde $\hat{I}_{S2}$ es la identidad en $\mathcal{H}_{S2} \otimes \mathcal{H}_{S2}$ y $\hat{O}_{S1} \in \mathcal{H}_{S1} \otimes \mathcal{H}_{S1}$ es un observable del sistema de interés S_1. Puesto que el único observable considerado en el subsistema S_2 es la identidad $\hat{I}_{S2}$, resulta claro que $\hat{O}_R$ sólo brinda información acerca de S_1.

Es importante aclarar que, en principio, la decisión de cuáles son los observables relevantes, es decir, los que se consideran de interés, depende del interés particular que se plantee en cada situación. La elección de los observables relevantes responde a un propósito, pero no supone un modo "esencial" de identificar los subsistemas.

b. Estado de grano grueso

Una operación de grano grueso es una operación matemática mediante la cual se selecciona una parte de la información del sistema bajo estudio y se consideran sólo las magnitudes físicas que dan cuenta de la información seleccionada. La parte seleccionada es aquélla que lleva la información de interés físico. En mecánica cuántica, una operación de este tipo se traduce, en algunos casos, en anular algunas componentes del vector de estado que corresponde a la descripción completa, o "fina", del sistema. Esta operación puede entenderse como la proyección del estado definido en el espacio del Hilbert asociado al sistema completo sobre un subespacio de aquél que representa el subsistema elegido. Así, se reduce la información total, reteniendo únicamente la información útil desde el punto de vista observacional.

Sobre la base de estas consideraciones, se puede definir el estado de grano grueso $\hat{\rho}_G(t)$ asociado al subespacio de observables relevantes como el estado que, cuando se utiliza para calcular el valor medio de un observable relevante, conduce al mismo resultado que el valor medio del mismo observable, calculado con el estado $\hat{\rho}(t)$ del sistema cerrado completo, es decir:

$$\left\langle \hat{O}_R \right\rangle_{\hat{\rho}(t)} = \left\langle \hat{O}_R \right\rangle_{\hat{\rho}_G(t)} \tag{5.2}$$

Como es sabido, una operación de grano grueso equivale a una proyección[23]. Por lo tanto, el estado de grano grueso $\hat{\rho}_G(t)$ debe poder entenderse como una proyección del estado cuántico del sistema cerrado completo:

$$\hat{\rho}_G(t) = \hat{\rho}(t)\,\Pi \tag{5.3}$$

donde Π es un proyector, es decir,

$$\left(\hat{\rho}(t)\,\Pi\right)\Pi = \hat{\rho}(t)\,\Pi = \hat{\rho}_G(t) \tag{5.4}$$

En definitiva, la elección de los observables relevantes implica una pérdida de información que no es de interés para el observador, y el proyector es el objeto matemático que se encarga de eliminarla de la descripción.

c. Un enfoque basado en valores medios

En el presente apartado se mostrará cómo es posible describir cualquier sistema cuántico, sea abierto o cerrado, desde la perspectiva de los sistemas cerrados, basada en valores medios.

➢ *Sistemas cerrados*

El estado $\hat{\rho}$ de un sistema cerrado lleva en sí toda la información que es posible obtener del sistema físico ya que, dado el estado, se puede calcular el valor medio de cualquier observable, es decir, toda la información que es posible medir. Sin embargo, no hay diferencia sustancial entre conocer el estado y conocer los valores medios de todos los observables que es posible construir:

(i) dado el estado, se puede calcular el valor medio de cualquier observable, y

(ii) dado el valor medio de todos los observables, es posible calcular el estado del sistema.

De manera que, conociendo el comportamiento de los valores medios, es posible brindar una descripción completa de la evolución del sistema sin necesidad de apelar al estado. Cabe aclarar que los datos empíricos que permiten confirmar la predicciones de la mecánica cuántica (las probabilidades) vienen dados bajo la forma de valores medios. En la práctica, primero se accede al valor medio de ciertos observables, para luego calcular el estado. Por lo

[23] M. C. MACKEY, *The dynamic origin of increasing entropy*, “Reviews of Modern Physics” 61/4 (1989) 981-1015.

tanto, es perfectamente legítimo obviar el cálculo del estado y trabajar exclusivamente con los valores medios.

- *Sistemas abiertos*

El caso de los sistemas abiertos es análogo al anterior. El modo tradicional de tratar un sistema abierto S_1 consiste en estudiar el estado reducido $\hat{\rho}_{S1}$. Sin embargo, con la introducción del grano grueso es posible brindar una descripción desde el punto de vista del sistema cerrado. En efecto, si se consideran como observables relevantes aquéllos que actúan sólo sobre el sistema S_1:

$$\hat{O}_R = \hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2} \tag{5.5}$$

donde $\hat{O}_{S1}$ es un observable cualquiera del sistema S_1 y $\hat{I}_{S2}$ es la identidad del espacio de observables del sistema S_2, entonces se pueden calcular los valores medios de estos observables sobre el estado total del sistema $\hat{\rho}$ del siguiente modo:

$$\left\langle \hat{O}_R \right\rangle_{\hat{\rho}} = Tr\left(\hat{\rho}\hat{O}_R\right) = Tr\left(\hat{\rho}\left(\hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2}\right)\right) = Tr\left(\hat{\rho}_{S1}\hat{O}_{S1}\right) = \left\langle \hat{O}_{S1} \right\rangle_{\hat{\rho}_{S1}} \tag{5.6}$$

La expresión (5.6) afirma que el valor medio de un observable $\hat{O}_{S1}$ del sistema S_1 calculado con el estado reducido $\hat{\rho}_{S1}$ es igual al valor medio del observable $\hat{O}_R = \hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2}$ calculado con el estado del sistema total $\hat{\rho}$. Esto muestra que, si sólo se desea describir el sistema S_1, no es indispensable apelar al estado reducido: utilizando valores medios, el comportamiento del sistema abierto S_1 puede describirse desde la perspectiva del sistema cerrado $S_1 \cup S_2$.

A su vez, también puede darse la descripción mediante un estado de grano grueso. El estado de grano grueso $\hat{\rho}_G$, si bien no es el estado del sistema cerrado total, está definido de manera que reproduce los resultados de las mediciones si solamente se consideran los observables relevantes, en este caso, $\hat{O}_R = \hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2}$. En otras palabras, $\hat{\rho}_G$ brinda los mismos valores medios que se calculan con el estado reducido, pero desde la perspectiva del sistema cerrado como un todo:

$$\left\langle \hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2} \right\rangle_{\hat{\rho}} = \left\langle \hat{O}_{S1} \right\rangle_{\hat{\rho}_{S1}} = \left\langle \hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2} \right\rangle_{\hat{\rho}_G} \tag{5.7}$$

Por cuestiones dimensionales, $\hat{\rho}_{S1}$ no es directamente una proyección de tipo $\hat{\rho}\Pi$, pero tomando este estado reducido como punto de partida es posible construir el proyector correcto. El proyector Π realiza la siguiente operación:

$$\hat{\rho}_G = \hat{\rho}\Pi \tag{5.8}$$

Por lo tanto, $\hat{\rho}_G$ puede expresarse

$$\hat{\rho}_G = Tr_{S2}\left(\hat{\rho}\right) \otimes \hat{\delta}_{S2} = \hat{\rho}_{S1} \otimes \hat{\delta}_{S2} \tag{5.9}$$

donde $\hat{\delta}_{S2}$ es el operador identidad normalizado que corresponde al espacio de Liouville del sistema S_2:

$$\hat{\delta}_{S2} = \frac{\hat{I}_{S2}}{Tr\left(\hat{I}_{S2}\right)} \tag{5.10}$$

Además, Π es efectivamente un proyector porque cumple con la definición de este objeto matemático, esto es, $\Pi\,\Pi = \Pi$:

$$\hat{\rho}\Pi\,\Pi = \left(Tr_{S2}\left(\hat{\rho}\Pi\right)\right) \otimes \hat{\delta}_{S2} = \left(Tr_{S2}\left(\hat{\rho}_{S1} \otimes \hat{\delta}_{S2}\right)\right) \otimes \hat{\delta}_{S2} = \hat{\rho}_{S1} \otimes \hat{\delta}_{S2} = \hat{\rho}\Pi = \hat{\rho}_G \tag{5.11}$$

Teniendo el proyector Π correctamente definido de este modo, se puede hacer uso de $\hat{\rho}_G$ para describir el comportamiento del sistema S_1 desde la perspectiva del sistema cerrado, ya que $\hat{\rho}_G$ es un estado del sistema cerrado. Desde el punto de vista de un observador que sólo puede acceder a los observables de la forma $\hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2}$, el operador de estado $\hat{\rho}_G$ provee toda la información accesible del sistema S_1.

En consecuencia, en el caso de los sistemas abiertos descriptos desde la perspectiva del sistema cerrado, tampoco hay diferencia entre conocer el estado y conocer los valores medios de todos los observables que es posible construir para el sistema S_1:

(i) dado el estado de grano grueso $\hat{\rho}_G$, se puede calcular el valor medio de cualquier observable $\hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2}$, y

(ii) dado el valor medio de todos los observables $\hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2}$, es posible calcular el estado de grano grueso $\hat{\rho}_G$.

En definitiva, también el caso de los sistemas abiertos, conociendo el comportamiento de los valores medios de los observables de la forma $\hat{O}_{S1} \otimes \hat{I}_{S2}$ es posible dar una descripción completa de la evolución del sistema de interés sin necesidad de apelar al estado. Por lo tanto es posible obviar el cálculo tanto del estado reducido como del estado de grano grueso y trabajar exclusivamente con los valores medios.

6. Decoherencia en sistemas cerrados

La perspectiva de los sistemas cerrados permite describir evoluciones no unitarias en sistemas cerrados. Precisamente por ello, permite un enfoque alternativo para la decoherencia, que consiste en estudiar la estructura interna de los valores medios. Según este enfoque, es posible describir la decoherencia de un sistema estudiando la desaparición de los términos de interferencia de los valores medios de ciertos observables relevantes, esto es, lo que resultan de interés en cada situación particular.

a. Valores medios clásicos y cuánticos

Según la estadística clásica, el valor medio de un observable O se puede calcular sumando los valores que es posible medir para este observable, "pesados" con sus correspondientes probabilidades. Si los valores que es posible medir son $\{o_1, o_2, ..., o_N\}$, y P_i es la probabilidad de medir o_i, entonces el valor medio se obtiene como

$$\langle O \rangle = \sum_{i=1}^{N} o_i P_i \tag{6.1}$$

En el caso de la mecánica cuántica los valores medios poseen la misma estructura cuando se los expresa en términos de la base de autoestados del observable en cuestión. Sin embargo, el principio de superposición permite expresar los valores medios en cualquier otra base, donde aparecen los llamados términos de interferencia. Si bien el valor numérico en ambos casos es el mismo, la estructura interna de los términos involucrados es distinta. Si calculamos el valor medio de un observable $\hat{O}$ en el estado $\hat{\rho}$, se obtiene

$$\langle \hat{O} \rangle_{\hat{\rho}} = \sum_{i=1}^{N} O_{ii}\, \rho_{ii} + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i\neq j}}^{N} O_{ij}\, \rho_{ji} = \Sigma^D + \Sigma^{ND} \tag{6.2}$$

En la primera sumatoria Σ^D aparecen los elementos diagonales $O_{ii} = o_i$ del observable, que son valores reales y pueden interpretarse como los valores que es posible medir, multiplicados por los elementos diagonales ρ_{ii} del operador de estado, que pueden interpretarse como probabilidades porque son números positivos que suman uno, $\rho_{ii} = P_i$. Pero Σ^{ND} no posee esa estructura ya que, por ejemplo, ρ_{ji} puede no ser un número positivo. Queda claro, entonces, que es el término Σ^{ND} aquello que dificulta la interpretación del valor medio cuántico como un valor medio clásico, ya que es precisamente aquí donde se manifiestan las características cuánticas. Los términos de Σ^{ND} suelen denominarse '*términos de interferencia*'.

Desde el punto de vista ortodoxo, el límite clásico es un proceso complejo del cual la decoherencia es sólo un aspecto (para estudiar el proceso completo se recomienda ver el libro de Schlosshauer[24]). Llamar "estado clásico" a un estado diagonal es una simplificación poco precisa en la que muchas veces se incurre, cuando se estudian procesos de decoherencia, en pos de simplificar el lenguaje. En particular, según EID, la diagonalización del estado debe estudiarse en una base privilegiada que está determinada a partir de las características de los sistemas involucrados y la interacción entre ellos. El problema de la base privilegiada es motivo de investigaciones actuales[25] y por cuestiones de espacio no será tratado en este artículo. En este apartado se pretende establecer que es posible hacer un estudio análogo al de la diagonalización del estado estudiando los valores medios. Y se utilizará la expresión "valor medio clásico" en un sentido análogo al que se utiliza "estado clásico".

b. Un puente entre valores medios: la decoherencia

Cualquier intento de hallar un límite entre la estadística cuántica y la estadística clásica debe incluir un proceso mediante el cual desaparezcan los términos de interferencia en los valores medios. Este proceso es precisamente la decoherencia. Así, es posible formular el siguiente esquema:

$$\begin{array}{ccc}
\left\langle \hat{O} \right\rangle_{\hat{\rho}} = \Sigma^{D} + \Sigma^{ND} & \mapsto & \textit{Estadística} \quad \textit{Cuántica} \\
\downarrow & & \\
\textit{Decoherencia} & & \\
\downarrow & & \\
\left\langle \hat{O} \right\rangle_{\hat{\rho}} = \Sigma^{D} & & \\
\downarrow & & \\
\textit{Interpretación} & & \\
\downarrow & & \\
\left\langle \hat{O} \right\rangle_{\hat{\rho}} = \sum_{i=1}^{N} o_i P_i & \mapsto & \textit{Estadística} \quad \textit{Clásica}
\end{array}$$

De manera que el estudio de la decoherencia se puede abordar desde el punto de vista del estudio de la desaparición de los términos de interferencia de los valores medios.

[24] M. SCHLOSSHAUER, *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition* (Springer, Berlin, 2007).

[25] M. CASTAGNINO y S. FORTIN, *Non-Hermitian Hamiltonians in decoherence and equilibrium theory*, "Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical" 45 (2012) 444009.

c. Decoherencia de los valores medios

Sobre la base de los elementos teóricos introducidos hasta aquí, puede ahora afirmarse que, dado un estado inicial $\hat{\rho}(0)$ y un subespacio de observables relevantes $\hat{O}_R \in \mathcal{O}$, la decoherencia se da cuando, luego de un cierto tiempo,

$$\sum^{ND}(t) \to 0 \qquad (6.3)$$

Esto no significa que el operador de estado $\hat{\rho}(t)$ tienda a diagonalizarse –lo cual no es posible puesto que describe una evolución unitaria–, sino simplemente que, para el conjunto de observables relevantes considerados, luego de un tiempo llamado tiempo de decoherencia t_D no hay términos de interferencia en los valores medios.

Si bien esta manera de definir la decoherencia es distinta de la ortodoxa, la incluye en la medida en que resulta más general. En efecto, cuando se eligen los observables relevantes de la forma $\hat{O}_R = \hat{O}_S \otimes \hat{I}_E$, el requerimiento de que desaparezcan los términos de interferencia del valor medio equivale a exigir que el operador de estado reducido $\hat{\rho}_{S1}$ del sistema sea diagonal. Pero cuando se eligen los observables relevantes de otro modo, la equivalencia se pierde. Este enfoque da lugar a un esquema general para el tratamiento de la decoherencia, por medio del cual se pueden subsumir los distintos enfoques existentes de decoherencia y relajación bajo un único marco teórico general.

d. Un esquema general basado en valores medios

El enfoque de valores medios permite analizar las partes de un sistema desde la perspectiva del sistema cerrado. Entonces, dado un sistema cuántico, los fenómenos de decoherencia y de relajación se pueden explicar en el marco de un esquema que consiste en aplicar cuatro pasos[26]:

1. **Primer paso**: Dado el sistema cuántico cerrado bajo estudio, se eligen los observables relevantes $\{\hat{O}_R\}$ para el problema que se quiere tratar.
2. **Segundo paso**: Se obtiene la evolución del valor medio de cualquiera de los observables relevantes, $\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)}$.

[26] M. CASTAGNINO, R. LAURA y O. LOMBARDI, *A general conceptual framework for decoherence in closed and open systems*, "Philosophy of Science" 74/5 (2007) 968-980.

3. **Tercer paso**: Se demuestra (cuando hay relajación) que, para todo $\hat{O}_R$, $\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)}$ alcanza un valor final de equilibrio $\sum_*^D$. Donde se entiende relajación como la estabilización del valor medio en un punto fijo.

$$\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)} \to \langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}*} = cte \tag{6.4}$$

4. **Cuarto paso**: Se demuestra (cuando hay decoherencia) que, para todo $\hat{O}_R$, en $\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)}$ desaparecen los términos de interferencia luego de un tiempo de decoherencia en una base privilegiada móvil. Es decir

$$\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)} \to \Sigma^D(t) \tag{6.5}$$

Desde el punto de vista temporal, la decoherencia se produce antes que la relajación. En el proceso de decoherencia desaparecen los términos de interferencia y queda la parte "clásica" del valor medio $\sum^D(t)$, que puede cambiar con el tiempo. Luego, cuando cesa toda evolución el sistema alcanza el equilibrio.

$$\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)} \to \Sigma^D(t) \to \langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}*} = cte \tag{6.6}$$

Desde esta perspectiva general, resulta claro que la decoherencia y la relajación son procesos descriptos por una operación de grano grueso, que lleva al límite clásico sólo en ese sentido. Es decir, el fenómeno de interferencia queda suprimido porque los términos de interferencia desaparecen desde el punto de vista de los observables relevantes.

7. El problema de la medición desde el nuevo enfoque de la decoherencia

En la sección anterior se desarrollaron las ideas que dieron lugar a un enfoque de la decoherencia desde el punto de vista de los sistemas cerrados. En esta sección se explotarán las diferencias conceptuales entre la propuesta del presente trabajo y el enfoque EID ortodoxo, para esbozar una respuesta a algunas de sus dificultades tradicionales. La presente propuesta, aunque habilita la posibilidad de realizar los cálculos a partir de la matriz densidad de grano grueso, no consiste en reemplazar las técnicas de cálculo habituales. El aporte con el que se pretende contribuir al programa de la decoherencia se aplica a la interpretación de los resultados. Por este motivo, y para no introducir cálculos que puedan resultar poco familiares al lector, se realizan los cálculos de la forma habitual.

a. El problema de la medición

Si el proceso de medición se conceptualiza desde el punto de vista del sistema cerrado, el sistema a medir y el aparato de medición forman un sistema cuántico completo en el cual no es necesario identificar subsistemas. De este modo, habrá un observable $\hat{O}_S \otimes \hat{I}_M$ asociado a los grados de libertad de lo que originalmente se consideraba el sistema a medir. Por otro lado, habrá un observable $\hat{I}_S \otimes \hat{P}_M$ asociado al puntero de lo que originalmente se consideraba aparato de medición. El sistema compuesto es diseñado de manera tal que el puntero indica el valor de la propiedad A, asociada al observable $\hat{A} \otimes \hat{I}_M$. Desde esta nueva perspectiva, el proceso de medición también consta de tres etapas:

i. *Condición inicial*. En un primer momento, el sistema se encuentra en un estado:

$$\left|\Psi_0\right\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \left|a_i\right\rangle \otimes \left|p_0\right\rangle \tag{7.1}$$

Este es un estado particular tal que el observable $\hat{O}_S \otimes \hat{I}_M$ puede adoptar alguno de los valores $\{a_1, a_2, ..., a_N\}$ y el observable $\hat{I}_S \otimes \hat{P}_M$ siempre adopta el valor p_0.

ii. *Correlaciones*. En una segunda etapa se establecen las correlaciones, de manera que el estado cambia a la siguiente forma:

$$\left|\Psi_0\right\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \left|a_i\right\rangle \otimes \left|p_0\right\rangle \rightarrow \left|\Psi\right\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \left|a_i\right\rangle \otimes \left|p_i\right\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \left|\varphi_i\right\rangle \tag{7.2}$$

La correlación entre los posibles valores de $\hat{A} \otimes \hat{I}_M$ y $\hat{I}_S \otimes \hat{P}_M$ permite afirmar que se está midiendo la propiedad A.

iii. *Lectura*. En la última etapa, el proceso de correlación se detiene y es posible efectuar la lectura del puntero. Se espera que, de algún modo, uno de los valores posibles del puntero resulte seleccionado:

$$\left|\Psi\right\rangle = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \left|\varphi_i\right\rangle \rightarrow \left|\varphi_k\right\rangle = \left|a_k\right\rangle \otimes \left|p_k\right\rangle \tag{7.3}$$

De esta forma podría afirmarse que el puntero indica el valor p_k.

Cómo ya se ha señalado, la forma canónica de este proceso consiste en la introducción del postulado del colapso. Pero el problema puede reinterpretarse desde el nuevo enfoque de la decoherencia. Al finalizar la medición, y considerando la interacción con el ambiente, el sistema completo se encuentra en el estado superposición

$$\hat{\rho}_{SME} = |\Psi_{SME}\rangle\langle\Psi_{SME}| = \sum_{i,j=1}^{N} \alpha_i \alpha_j^* |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \otimes |\varepsilon_i\rangle\langle\varepsilon_j| \otimes \langle p_j| \otimes \langle a_j| \tag{7.4}$$

No obstante si se eligen los observables relevantes de la forma

$$\hat{O}_R = \hat{I}_S \otimes \sum_{i=1}^{N} p_i |p_i\rangle\langle p_i| \otimes \hat{I}_E \tag{7.5}$$

los valores medios correspondientes adoptan la siguiente forma

$$\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}_{SME}} = \sum_{i=1}^{N} |\alpha_i|^2 \, p_i \tag{7.6}$$

donde los p_i son los valores posibles del puntero y, además, $|\alpha_i|^2 < 1$ y $\sum_{i=1}^{N} |\alpha_i|^2 = 1$. De este modo, se obtiene un valor medio con estructura clásica. Sin embargo, como el único estado considerado es el estado de un sistema cerrado, no se presentan las dificultades de EID: si sólo se consideran los valores medios de los observables relevantes, no hay modo alguno de que un experimento revele una diferencia entre los valores medios de la expresión (7.6) y los valores medios que se obtendrían si el estado del sistema fuese una verdadera mezcla clásica[27]. Por lo tanto, el nuevo enfoque de la decoherencia puede explicar por qué los valores medios adoptan una estructura clásica. Este hecho junto con el teorema de Ehrenfest completan el límite clásico a nivel estadístico. Por supuesto, a la tradicional pregunta "¿por qué percibimos una lectura definida en el dispositivo de medición cuando su estado es una superposición de lecturas posibles?", al igual que el enfoque EID ortodoxo, el nuevo enfoque no puede responder nada por sí mismo ya que no se aplica a resultados individuales. Sin embargo, podría ser utilizado de un modo fecundo en el marco de una interpretación sin colapso de la mecánica cuántica para avanzar en la solución del problema de la medición[28].

---

[27] S. FORTIN, *Hacia una mejor comprensión de la decoherencia desde una perspectiva general*, "Revista Colombiana de Filosofía", XII/24 (2012) 65-82.

[28] O. LOMBARDI, S. FORTIN, M. CASTAGNINO y J. S. ARDENGHI, *The modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics: physical relevance and philosophical implications*, en J. P. Groffe (ed.), *Quantum Mechanics* (Nova Science Publishers, New York, 2010) 1-62. S. ARDENGHI, S. FORTIN, M. NARVAJA y O. LOMBARDI, *Foundations of quantum mechanics: decoherence and interpretation*, "International Journal of Modern Physics D" 20/5 (2011) 861-875.

b. La apariencia del mundo clásico

Para analizar este aspecto de la propuesta, conviene expresar claramente la conclusión a la que conduce nuestro argumento: de acuerdo con el nuevo enfoque de la decoherencia, estrictamente no existe un límite clásico en el sentido de sistemas cuánticos que se convierten en sistemas clásicos.

El principio de correspondencia establece que debería ser posible recuperar las leyes de la mecánica clásica a partir de las de la cuántica. Históricamente, un modo de establecer el vínculo entre ambas teorías fue la utilización de la teoría de deformaciones algebraicas, según la cual es posible "deformar" un álgebra hasta convertirla en otra por medio de un operador adecuado[29]. Con ayuda de esta teoría fue posible transformar el estado cuántico $\hat{\rho}$ diagonal en un estado análogo al de la mecánica estadística clásica, $\rho(p,q)$, que habita el espacio de las fases. El intento de interpretar esta función como una distribución de probabilidad en el espacio de las fases –que fija la probabilidad de que el sistema posea un par posición-momento clásico bien definido– es conocido como "límite clásico de la mecánica cuántica": el intento de explicar cómo las entidades cuánticas se transforman en entidades clásicas, o bien cómo los estados cuánticos se convierten en clásicos. En este sentido, el nuevo enfoque de la decoherencia no realiza aporte alguno. Por el contrario, según este enfoque el carácter cuántico de un sistema nunca desaparece: los sistemas cerrados siempre evolucionan unitariamente, y por ello cualquier clase de límite es explícitamente imposible.

No obstante, el nuevo enfoque es capaz de explicar la apariencia del mundo clásico tal como se presenta a la experiencia. Cuando se selecciona cierto conjunto $\mathcal{O}_R \subset \mathcal{O}$ de observables relevantes para los cuales hay decoherencia, se produce la transición cuántico-clásica en el nivel de los valores medios $\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}}$, pero no en el del estado. El estado, que representa al sistema, permanece cuántico; son los valores medios de los observables relevantes los que responden a una estadística de tipo clásico. Esto significa que el sistema se comporta clásicamente desde el punto de vista observacional. Cuando se consideran otros

[29] G. DITO y D. STERNHEIMER, *Deformation quantization: Genesis, developments and metamorphoses*, en G. Halbout (ed.), *IRMA Lectures in Mathematics and Theoretical Physics 1*, (W. de Gruyter & Co, Berlin, 2002). M. KONTSEVICH, *Deformation quantization of Poisson manifolds*, "Letters in Mathematical Physics" 66/3 (2003) 157-216. S. FORTIN, M. NARVAJA y M. LASTIRI, "Sobre un punto de vista heurístico concerniente a la naturaleza del espacio en mecánica cuántica", en D. Letzen y P. Lodeyro (eds.), *Epistemología e Historia de la Ciencia 2008* (Centro de Investigaciones de la Facultad de Filosofía y Humanidades de la Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba , 2009) 198-204.

observables relevantes pertenecientes a $\mathcal{O}'_R \subset \mathcal{O}$, podría no haber decoherencia, y el sistema revelaría su carácter cuántico que permanecía oculto a la luz de los observables de $\mathcal{O}_R$.

Desde la perspectiva de los sistemas abiertos, tanto el estado de grano grueso como el estado reducido se ubican "fuera" del plano ontológico: no describen la situación real del sistema. La definición del estado de grano grueso muestra que, si sólo se consideran los observables relevantes, el sistema se comporta *como si* se encontrara en un estado $\hat{\rho}_G$ que reproduce una estadística clásica; pero $\hat{\rho}_G$ no es el estado del sistema. El carácter clásico se manifestará o no en función de los observables relevantes que se consideren[30].

El hecho de que un sistema cuántico nunca se convierta en clásico pero manifieste un comportamiento clásico en el nivel de los valores medios de ciertos observables no implica que exista una relación de carácter reductivo entre mecánica cuántica y mecánica clásica. La decoherencia entendida en el marco del enfoque aquí propuesto, si bien puede dar cuenta de la relación interteórica entre ambas mecánicas, no se trata de una relación reductiva. Desde esta perspectiva teórica, tal relación puede ser interpretada de un modo diferente al de la reducción clásica nageliana[31], reeditada durante los últimos años por diversos autores[32]. En efecto, si bien se permite que ciertos sistemas cuánticos en condiciones específicas se comporten como clásicos desde un punto de vista gnoseológico, no se niega la existencia de estados irreductiblemente clásicos. En este sentido, el enfoque propuesto es compatible con un pluralismo ontológico de raigambre kantiana que admite la coexistencia de diferentes planos ontológicos igualmente objetivos, sin relaciones de reducción o dependencia mutua[33].

Los problemas conceptuales del límite clásico basado en la decoherencia son muchos y muy variados, entre los cuales se destacan dos. En primer lugar, no hay una definición clara y precisa de la base privilegiada. En este sentido Zurek[34] desarrolló el "predictability sieve

---

[30] O. LOMBARDI, S. FORTIN y M. CASTAGNINO, *The problem of identifying the system and the environment in the phenomenon of decoherence*, en H. W. de Regt, S. Hartmann y S. Okasha (eds.), *Philosophical Issues in the Sciences Volume 3* (Springer, Berlin, 2012) 161-174.

[31] E. NAGEL, *The Structure of Science* (Columbia Press, New York, 1974).

[32] F. DIZADJI-BAHMANI, R. FRIGG y S. HARTMANN, *Who's afraid of Nagelian reduction?*, "Erkenntnis" 73/3 (2010) 393-412.

[33] O. LOMBARDI y A. R. PÉREZ RANSANZ, *Los Múltiples Mundos de la Ciencia. Un Realismo Pluralista y su Aplicación a la Filosofía de la Física* (UNAM-Siglo XXI, México, 2012).

[34] W. H. ZUREK, *Preferred states, predictability, classicality and the environment-induced decoherence*, "Progress of Theoretical Physics" 89/2 (1993) 281-302; Zurek, W. ZUREK, S. HABIB y J. PAZ, *Coherent states via decoherence*, "Physical Review Letters" 70/9 (1993) 1187-1190.

criterion", y posteriormente Castagnino[35] (XXX Cita) propuso una definición más precisa. Por otro lado, Sudarski[36] (XXX Cita) muestra que, en cosmología, los intentos de explicar la transición cuántico-clásico del universo no son satisfactorios. La dificultad reside en la imposibilidad de romper la simetría en sistemas donde el Hamiltoniano y las condiciones iniciales son simétricas. Éstos y otros problemas no fueron considerados en el presente trabajo, por lo que serán objeto de futuras investigaciones.

8. Conclusiones

Este trabajo se ha propuesto el esclarecimiento de los aspectos conceptuales de la teoría de la decoherencia cuántica aplicada al problema de la medición. El tratamiento ortodoxo, basado en la descripción del comportamiento de los sistemas abiertos, presenta dificultades ya que debe apelar al estado reducido del sistema abierto de interés. Si bien el estado reducido se diagonaliza, no puede ser interpretado como una mezcla legítima; por lo tanto el aporte de la decoherencia inducida por el ambiente al problema de la medición resulta conceptualmente cuestionable.

En este trabajo se ha presentado un formalismo para la decoherencia basado en la perspectiva de los sistemas cerrados y en el estudio de los valores medios. Dado que existe una equivalencia formal entre los valores medios hallados estudiando sistemas abiertos o cerrados, es posible elegir la perspectiva que se adoptará para la descripción del fenómeno desde el punto de vista conceptual. Si se elige el camino de los sistemas cerrados no es necesario apelar al estado reducido: estudiando el estado del sistema total se sortean las objeciones de las que es objeto el estado reducido. Y el punto de vista de los valores medios introduce el estado de grano grueso que permite la descripción de procesos "aparentemente" no unitarios. En resumen, el nuevo enfoque permite el tratamiento de los procesos de medición sin los problemas propios del enfoque basado en el estudio de los sistemas abiertos.

---

[35] M. CASTAGNINO y S. FORTIN, *Non-Hermitian Hamiltonians in decoherence and equilibrium theory*, "Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical", 45/44 (2012) 444009; M. CASTAGNINO y S. FORTIN, *New bases for a general definition for the moving preferred basis*, "Modern Physics Letters A", 26/31 (2011) 2365-2373.
[36] D. SUDARSKY, *Can we learn something about the quantum/gravity interface from the primordial fluctuation spectrum?*, "International Journal of Modern Physics D", 20/5 (2011) 821-838; A. PEREZ, H. SAHLMANN y D. SUDARSKY, *On the quantum origin of the seeds of cosmic structure*, "Classical and Quantum Gravity" 23/7 (2006) 2317.