Decoherencia en filosofía de la mecánica cuántica: alcances y limitaciones

Decoherence in the Philosophy of Quantum Mechanics: Scope and Limitations

Decoerência na filosofia da mecânica quântica: alcances e limitações

Sebastian Fortin
CONICET — Universidad de Buenos Aires
Instituto de Filosofía, Universidad Austral
Buenos Aires, Argentina
sfortin@conicet.gov.ar
0000-0002-4531-7461

→ **Recibido:** 28/02/2026
→ **Aceptado:** 30/05/2026
→ **Publicado:** 31/10/2026

→ **Artículo Dossier II**
"Filosofía y Fundamentos de la Física"
© 2026 Sebastian Fortin
CC BY 4.0

→ **Cómo citar:** Fortin, S. (2026). Decoherencia en filosofía de la mecánica cuántica: alcances y limitaciones. *Culturas Científicas*, 7(1), pp. 185–204 doi.org/10.35588/cc.v7d8360

[RESUMEN]

La decoherencia ha adquirido un papel central en los fundamentos de la mecánica cuántica y en diversos debates de filosofía de la física, al ofrecer una explicación de la supresión de interferencias y de la emergencia de comportamientos cuasiclásicos en sistemas abiertos. Sin embargo, en ocasiones se le atribuye un alcance filosófico más amplio que el efectivamente justificado por el formalismo, particularmente en relación con el problema de la medición y el límite clásico. Este trabajo examina críticamente dichos alcances mediante una reconstrucción simplificada del formalismo estándar de la decoherencia inducida por el entorno. Se argumenta que el estado decoherido corresponde a una mezcla impropia y, por tanto, no constituye un reemplazo efectivo del colapso ni resuelve el problema de la medición. Asimismo, se analiza una interpretación operacional en términos de "como si" y el problema de la base privilegiada, mostrando tensiones conceptuales asociadas a su identificación. El trabajo concluye con un llamado a la prudencia respecto del uso filosófico de la decoherencia en discusiones fundacionales.

[PALABRAS CLAVES]

decoherencia; problema de la medición; contextualidad; base privilegiada; filosofía de la mecánica cuántica

[ABSTRACT]

Decoherence has acquired a central role in the foundations of quantum mechanics and in various debates in philosophy of physics by providing an explanation for the suppression of interference and the emergence of quasiclassical behavior in open systems. However, it is sometimes attributed a broader philosophical scope than is effectively warranted by the formalism, particularly with regard to the measurement problem and the classical limit. This paper critically examines such scope through a simplified reconstruction of the standard formalism of environment-induced decoherence. It is argued that the decohered state corresponds to an improper mixture and, therefore, does not constitute an effective replacement for collapse nor solve the measurement problem. In addition, an operational interpretation in terms of "as if" and the preferred basis problem are analyzed, revealing conceptual tensions associated with the identification of robust states. The paper concludes with a call for prudence regarding the philosophical use of decoherence in foundational discussions.

[KEY WORDS]

decoherence; measurement problem; contextuality; preferred basis; philosophy of quantum mechanics

1. Introducción

El término decoherencia suele emplearse para referirse al proceso cuántico mediante el cual un estado puro coherente evoluciona hacia un estado mezcla diagonal o "decoherido". La descripción estándar de este fenómeno se articula a través del enfoque de la Decoherencia Inducida por el Entorno (*Environment-Induced Decoherence*, EID) (Zurek 1981, 1982, 1993), según el cual la decoherencia surge de la interacción entre un sistema cuántico abierto y su entorno. A partir del estudio de diversos modelos físicos, se ha mostrado que el estado reducido del sistema tiende a diagonalizarse rápidamente en una base particular, la denominada base privilegiada, asociada a estados que pierden ciertas características distintivamente cuánticas.

Este fenómeno, así como la manera en que es modelado mediante EID, ha encontrado numerosas aplicaciones en el estudio de sistemas físicos y posee actualmente una relevancia considerable. En el ámbito de la información y la computación cuántica, constituye una herramienta teórica central para modelar y cuantificar la pérdida de información y la degradación de *qubits*, permitiendo diseñar estrategias de control, aislamiento y corrección de errores indispensables para el desarrollo de tecnologías cuánticas. En el ámbito de la filosofía de la física y de los fundamentos de la mecánica cuántica, la decoherencia ha desempeñado un papel igualmente central, tanto en la interpretación de la teoría como en una amplia variedad de debates filosóficos (Bacciagaluppi 2025).

En particular, al contribuir a esclarecer por qué no se observan superposiciones macroscópicas manifiestas y por qué ciertos estados muestran robustez frente a la interacción con el entorno, la decoherencia ha sido frecuentemente invocada para explicar la emergencia de comportamientos clásicos a partir de la dinámica cuántica. Aunque los especialistas con perfil más técnico suelen insistir en que la decoherencia no resuelve por sí sola el problema de la medición y enfrenta diversas dificultades interpretativas, el enfoque ha sido incorporado, en ocasiones de manera acrítica, dentro de distintas interpretaciones de la mecánica cuántica. En la perspectiva everettiana, intenta contribuir a definir la estructura de ramas o "mundos" mediante la selección dinámica de patrones estables. En la teoría bohmiana, ayuda a explicar la supresión efectiva de interferencias entre componentes de la función de onda, favoreciendo la recuperación de trayectorias cuasiclásicas. En teorías de colapso espontáneo, sirve como punto de comparación para evaluar la relación entre colapso físico y decoherencia ambiental. Y, en enfoques más ortodoxos, ofrece sustento físico para estudiar la distinción entre sistema y aparato de medición. Más ampliamente, dentro de la filosofía de la física, la decoherencia ha sido empleada en discusiones sobre emergencia y ontología, la naturaleza del caos cuántico, el origen de la flecha temporal e, incluso, en ciertos enfoques de gravedad cuántica, la emergencia misma del tiempo (Bacciagaluppi 2025).

Sin embargo, fuera de la comunidad especializada en decoherencia, persiste una idea ampliamente extendida según la cual la decoherencia resolvería el problema de la medición y explicaría el tránsito hacia el mundo clásico. En palabras de Guido Bacciagaluppi, esto forma parte, en cierta medida, del "folklore de la decoherencia" ("This is somewhat part of the 'folklore' of decoherence", Bacciagaluppi 2025). Quizás por este motivo, parte de la comunidad de la filosofía de la ciencia ha recurrido a la decoherencia como una suerte de "comodín", atribuyéndole capacidades para resolver dificultades conceptuales de la mecánica cuántica que exceden los alcances efectivos del formalismo.

El objetivo de este trabajo es explicitar en qué medida la decoherencia puede contribuir

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

a clarificar ciertos problemas interpretativos de la mecánica cuántica, señalando tanto sus alcances como sus limitaciones. Para ello, se presentará primero una reconstrucción simplificada del formalismo de la decoherencia, explicitando sus supuestos fundamentales y los principales resultados que se derivan de ellos. El trabajo se organiza del siguiente modo. En la Sección 2 se introducen dos de los principales problemas interpretativos de la mecánica cuántica en los que la decoherencia puede ser invocada: el problema de la medición, vinculado al principio de superposición, y el problema de la contextualidad, asociado a la no conmutatividad de observables. En la Sección 3 se presenta el formalismo estándar de la decoherencia inducida por el entorno, mostrando tanto el mecanismo mediante el cual se suprimen los términos de interferencia como los límites de su interpretación. Allí se argumenta que la decoherencia no produce un colapso efectivo del estado cuántico y se examina el alcance restringido de una interpretación operacional en términos de "como si", tanto respecto del problema de la medición como de ciertas formas atenuadas de compatibilidad entre propiedades incompatibles. En la Sección 4 se discuten las limitaciones conceptuales del enfoque, centrándose en el problema de la base privilegiada y en la circularidad que puede surgir cuando la identificación de los estados seleccionados depende de supuestos previos acerca de aquello mismo que se pretende explicar. Finalmente, se presentan algunas conclusiones generales acerca del alcance filosófico de la decoherencia y de los cuidados interpretativos que requiere su utilización en discusiones sobre fundamentos.

2. Dos problemas de la mecánica cuántica

A diferencia de la mecánica clásica, que está formulada en un espacio vectorial real, la mecánica cuántica se formula en el espacio de Hilbert, cuyas peculiaridades dan lugar a una serie de problemas interpretativos. En este apartado nos detendremos únicamente en dos de ellos, por ser aquellos en los que la decoherencia puede desempeñar algún papel: el problema de la medición y el problema de la contextualidad.

2.1. Superposición y el problema de la medición

El problema de la medición se encuentra directamente ligado al principio de superposición, válido en mecánica cuántica. Considérese un sistema cuántico S cuyo estado se representa mediante un vector $\mid \psi\rangle$ que pertenece a un espacio de Hilbert $\mathcal{H}_S$, y una propiedad física O del sistema, representada por el observable $\widehat{O}$. Los autoestados $\mid \varphi_i\rangle$ del observable cumplen

$$\widehat{O} \mid \varphi_i\rangle = o_i \mid \varphi_i\rangle \tag{1}$$

donde por definición o_i son los autovalores del observable y corresponden físicamente a los valores posibles que puede adoptar la propiedad O. Según la interpretación estándar, cuando el sistema se encuentra en un autoestado $\mid \varphi_i\rangle$, se dice que la propiedad O está bien definida y toma el valor o_i. Sin embargo, el sistema también puede encontrarse en otros estados en los que esta propiedad no posee un valor definido, como ocurre en los estados de superposición, por ejemplo

$$| \psi\rangle = \sum_i c_i | \varphi_i\rangle \tag{2}$$

En este caso, el estado no coincide con ningún autoestado del observable, por lo que no puede atribuirse un valor determinado a la propiedad. No obstante, si en el laboratorio se realiza una medición de O, el aparato registrará algún valor definido o_k. Para dar cuenta de este hecho, el formalismo estándar introduce el postulado del colapso, según el cual, al efectuarse una medición, el estado del sistema pasa de una superposición a uno de los autoestados:

$$| \psi\rangle = \sum_i c_i | \varphi_i\rangle \longrightarrow | \varphi_k\rangle \tag{3}$$

De este modo, el acto de medir induce no solo una transición del estado cuántico, sino también un cambio en los valores asignables a las propiedades del sistema. Antes de la medición, el sistema no posee un valor definido para la propiedad O. Pero al finalizar el proceso, en cambio, se encuentra en un estado en el que dicha propiedad adquiere un valor preciso o_k. Aunque el postulado del colapso resulta operacionalmente exitoso, desde un punto de vista conceptual es insatisfactorio por diversas razones (Bub 1997). En primer lugar, implica que, durante la medición, el sistema abandona la evolución unitaria gobernada por la ecuación de Schrödinger y experimenta una dinámica no unitaria e indeterminista, de modo que la teoría parece requerir dos tipos distintos de evolución. En segundo lugar, no especifica el mecanismo físico responsable del colapso ni el instante preciso en que este ocurre. Finalmente, tampoco explica por qué el colapso se produce respecto de un observable particular y no de otros incompatibles. El desafío de reemplazar el colapso por un mecanismo más sofisticado que permita explicar esta transición de un modo conceptualmente satisfactorio constituye lo que se conoce como el "problema de la medición".

Resolver el problema de la medición constituye uno de los principales objetivos de las distintas interpretaciones de la mecánica cuántica y ha dado lugar a una gran diversidad de propuestas. Algunas introducen modificaciones en la dinámica de la teoría, como la teoría de variables ocultas de Bohm y Bub (1966) o la propuesta de colapso espontáneo de Ghirardi, Rimini y Weber (1986). Otras rechazan el colapso y reformulan la interpretación, como la mecánica bohmiana (Bohm 1952) y las interpretaciones modales (Lombardi y Dieks 2025). También existen enfoques que apelan a la interacción con el entorno, como los esquemas basados en decoherencia (Schlosshauer 2007), así como propuestas ontológicamente más radicales, como la interpretación de muchos mundos (Everett 1957, 1973).

2.1.1. El desafío del problema de la medición

Una de las razones por las cuales han proliferado diversas propuestas y el debate en torno al problema de la medición continúa hasta la actualidad es que el postulado del colapso produce un resultado particularmente difícil de reproducir. Si se realizan numerosas mediciones sobre sistemas idénticos preparados bajo las mismas condiciones iniciales, puede definirse un ensamble, de manera análoga a lo que ocurre en la mecánica estadística clásica (Ballentine 1998). Si P_i es la probabilidad de obtener el resultado o_i, calculada mediante la regla de Born, entonces el estado del ensamble luego de la medición puede representarse mediante el operador densidad

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

$$\widehat{\rho}_{colapsado} = \sum_i |c_i|^2 \mid \varphi_i\rangle \quad \langle\varphi_i \mid \tag{4}$$

Este operador representa un estado mezcla clásica, esto es, una combinación estadística de estados en la que cada individuo del ensamble posee un valor definido de la propiedad considerada. En tal sentido, el estado mezcla admite una interpretación epistémica: expresa una falta de conocimiento acerca de cuál de los posibles estados se realiza en cada caso individual.

Precisamente aquí reside una de las principales dificultades del problema de la medición. El esquema habilitado por el postulado del colapso no solo permite recuperar resultados empíricamente adecuados, sino que además conduce a una descripción conceptualmente intuitiva en términos de mezclas clásicas interpretables epistémicamente. Por ello, cualquier alternativa que pretenda reemplazar el colapso debe ser capaz de reproducir este resultado o proporcionar una explicación igualmente satisfactoria, algo que ha resultado particularmente difícil de alcanzar.

2.2. La no conmutación y el problema de la contextualidad

Dejemos ahora de lado la situación de medición y analicemos qué ocurre cuando un sistema posee más de una propiedad. Una de las características más importantes del mundo cuántico es la existencia de propiedades incompatibles. Desde un punto de vista matemático, esta característica se encuentra asociada a una operación definida entre operadores: el conmutador. Considérese una propiedad A del sistema, representada por el observable $\widehat{A}$, con autoestados $\left| \varphi_i^A \right\rangle$ y autovalores a_i distintos entre sí, y una propiedad B, representada por el observable $\widehat{B}$ con autoestados $\left| \varphi_j^B \right\rangle$ y autovalores mutuamente distintos b_j. El conmutador entre ambos observables se define como

$$\left[\widehat{A}, \widehat{B}\right] = \widehat{A}\widehat{B} - \widehat{B}\widehat{A} \tag{5}$$

Si el conmutador es nulo, $\left[\widehat{A}, \widehat{B}\right] = 0$, se dice que los observables conmutan, de lo contrario, se dice que no conmutan. Cuando los observables conmutan, puede demostrarse que comparten todos los autoestados. En consecuencia, si el sistema se encuentra en un autoestado de $\widehat{A}$, también se encuentra en un autoestado de $\widehat{B}$, de modo que ambas propiedades adquieren valores definidos simultáneamente. En este sentido, se trata de propiedades compatibles. En contraste, cuando el conmutador no es nulo, $\left[\widehat{A}, \widehat{B}\right] \neq 0$, los autoestados de $\widehat{A}$ y $\widehat{B}$ son distintos. Por tanto, si el sistema se encuentra en un autoestado de $\widehat{A}$, la propiedad A estará bien definida, mientras que B no podrá estarlo, puesto que $\mid \psi\rangle \; = \left| \varphi_i^A \right\rangle \neq \left| \varphi_j^B \right\rangle$. En este caso, las propiedades son incompatibles: si una de ellas posee un valor definido, la otra no puede adquirirlo simultáneamente. En conclusión, cuando dos observables no conmutan, las propiedades asociadas no pueden estar simultáneamente bien definidas, algo garantizado por el teorema de Kochen-Specker (1967).

A diferencia de lo que ocurre con un objeto clásico, no todas las propiedades de un sistema cuántico pueden poseer valores definidos al mismo tiempo. En el plano del lenguaje, esta situación se expresa mediante la prohibición de ciertas proposiciones. Mientras que la

proposición $L_i^A =$ "la magnitud A tiene valor a_i" es admisible, al igual que $L_j^B =$ "la magnitud B tiene valor b_j", si $\left[\widehat{A}, \widehat{B}\right] \neq 0$ entonces la proposición

$$L_i^A \wedge L_j^B = \text{"la magnitud } A \text{ tiene valor } a_i \text{ y la magnitud } B \text{ tiene valor } b_j\text{"}$$

queda excluida por la teoría. La razón reside en la no conmutatividad: cuando dos magnitudes están representadas por operadores que no conmutan, las propiedades de valor correspondientes no pueden encontrarse simultáneamente bien definidas. En consecuencia, las proposiciones que atribuyen valores a esas magnitudes no admiten, en general, una conjunción consistente. Mientras que en una estructura booleana clásica cualquier par de proposiciones puede combinarse sin restricción, en el contexto cuántico la conjunción de proposiciones asociadas a observables incompatibles carece de significado físico bien definido y, cuando se la fuerza dentro de un esquema clásico, conduce a contradicciones lógicas. Las consecuencias de la no conmutatividad para la lógica subyacente fueron advertidas desde los inicios de la teoría por Birkhoff y von Neumann (1936) y posteriormente desarrolladas, desde un punto de vista lógico, por Mittelstaedt (1978).

2.2.1. El desafío del problema de la contextualidad

Frente a esta situación, el procedimiento habitual consiste en fijar un observable y considerar el conjunto de todos los observables que conmutan con él. De este modo se obtiene un conjunto de propiedades mutuamente compatibles, denominado contexto. La introducción de contextos evita contradicciones lógicas al restringir el uso de conjunciones a subconjuntos de propiedades compatibles del sistema dentro de un contexto. Se dice, por ello, que la mecánica cuántica es contextual: no es posible asignar valores a todas las propiedades del sistema de manera simultánea, sino únicamente dentro de un contexto determinado.

La contextualidad constituye una de las características más peculiares de la mecánica cuántica y, en sí misma, no representa un problema interno para la teoría. Sin embargo, las dificultades aparecen cuando se adopta una perspectiva reduccionista y se intenta, desde ella, describir fenómenos pertenecientes a otros dominios teóricos. Tanto los objetos de la mecánica clásica como los sistemas estudiados por la química molecular o la termodinámica admiten, al menos en principio, la conjunción de cualesquiera dos propiedades. En consecuencia, cuando se pretende reducir estos dominios a la mecánica cuántica, surge el problema de explicar cómo se elimina la incompatibilidad entre observables. En el fondo, el desafío consiste en ofrecer un mecanismo mediante el cual propiedades inicialmente incompatibles puedan volverse compatibles.

3. La decoherencia como herramienta explicativa

La idea de que la interacción con un ambiente externo puede modificar de manera significativa el comportamiento de un sistema físico se encuentra ampliamente extendida en distintas áreas de la física. En el contexto de la mecánica cuántica, se ha sugerido que dicha interacción podría desempeñar un papel relevante en el problema de la medición. La intuición básica consiste en sostener que incluso una perturbación leve del entorno podría inducir la

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

transición desde un estado de superposición hacia un estado con propiedades definidas. Así, un sistema cuántico que inicialmente se encuentra en una superposición de estados posibles $\mid \varphi_i\rangle$ podría pasar rápidamente a un estado definido $\mid \varphi_k\rangle$ como consecuencia de su interacción con el ambiente. Sin embargo, esta idea, considerada por sí sola, no resuelve el problema. Aunque permite atribuir una causa física al eventual colapso, no ofrece una explicación acerca del mecanismo mediante el cual el ambiente induciría tal transición.

La introducción del ambiente fue desarrollada sistemáticamente y adquirió un papel central a partir del surgimiento de la teoría de la decoherencia. Esta describe cómo la interacción entre un sistema y su entorno conduce a la supresión de ciertos efectos característicamente cuánticos. Durante las últimas décadas, la decoherencia ha sido considerada por numerosos autores como un elemento clave para comprender la transición entre el dominio cuántico y el clásico y, de acuerdo con Bub (1997), ha pasado a formar parte de la "nueva ortodoxia". En este marco, se ha sostenido que el proceso de decoherencia permite explicar por qué, aun cuando los sistemas cuánticos puedan encontrarse en superposiciones de estados, en la práctica se observan resultados definidos. Aunque formulada con cautela por los especialistas, esta idea ha dado lugar a una interpretación más fuerte, ampliamente difundida fuera del ámbito técnico, según la cual la decoherencia resolvería, o al menos disiparía, las dificultades asociadas al problema de la medición.

En este apartado se propone ordenar la propuesta decoherentista. Para ello, en primer lugar se reconstruirá el esquema formal estándar de la decoherencia. A continuación, se mostrará que, a pesar de ciertas apariencias formales, dicho proceso no produce un colapso del estado cuántico ni resuelve el problema de la medición. Finalmente, se examinará en qué sentido, y con qué limitaciones, la decoherencia puede utilizarse para dar cuenta de la apariencia de un colapso.

3.1. El formalismo de la decoherencia

Sea un sistema cuántico aislado S que se encuentra en un estado de superposición

$$\mid \psi_S\rangle \ = \sum_i c_i \mid \varphi_i\rangle \tag{6}$$

donde $\mid \varphi_i\rangle$ son los autoestados del observable $\widehat{R}$ del sistema cuyos valores definidos interesa describir. El vector de estado $\mid \psi_S\rangle$ puede representarse equivalentemente mediante el operador de estado

$$\widehat{\rho}_S = \mid \psi_S\rangle \quad \langle\psi_S \mid = \sum_{i,j} c_i c_j^* \mid \varphi_i\rangle \quad \langle\varphi_j \mid \tag{7}$$

Este operador puede pensarse como una matriz con elementos ρ_{ij}. En este contexto, resultará relevante distinguir entre los términos diagonales del operador (cuando $i = j$) y los términos no diagonales (cuando $i \neq j$). De este modo, puede escribirse

$$\widehat{\rho}_S = \sum_i |c_i|^2 \mid \varphi_i\rangle \quad \langle\varphi_i \mid + \sum_{i \neq j} c_i c_j^* \mid \varphi_i\rangle \quad \langle\varphi_j \mid \tag{8}$$

En la primera sumatoria, cada término se encuentra asociado a uno de los valores posibles r_i de la propiedad R. La segunda, en cambio, involucra combinaciones entre distintos autoestados y, por ello, sus componentes suelen denominarse "términos de interferencia". Si se calcula el valor medio del observable $\widehat{R}$ en el estado $\widehat{\rho}_S$, se obtiene

$$\left\langle \widehat{R} \right\rangle_{\widehat{\rho}_S} = Tr\left(\widehat{\rho}_S \widehat{R}\right) = \sum_i P_i r_i + \sum_{i \neq j} \rho_{Sij} R_{ij} \tag{9}$$

donde $P_i = |c_i|^2$, es decir, la probabilidad de que la propiedad adquiera el valor r_i. La primera sumatoria posee la estructura de un valor medio clásico: la suma del producto entre cada valor posible y su probabilidad correspondiente. La segunda, en cambio, carece de esta interpretación, ya que sus términos pueden involucrar coeficientes negativos o números complejos. Precisamente por ello, suele considerarse que los términos no diagonales codifican el comportamiento específicamente cuántico del sistema.

3.1.1. La introducción del ambiente

El punto de partida de la decoherencia consiste en abandonar la idealización de un sistema aislado y considerar que S interactúa con un entorno o ambiente E, cuyo estado inicial es $\mid \phi_0\rangle$. En lugar de analizar únicamente al sistema, se considera entonces el sistema compuesto $U = S + E$. El estado inicial de U puede escribirse como

$$\mid \psi_U\rangle \;_{inicial} = \mid \psi_S\rangle \mid \psi_E\rangle = \sum_i c_i \mid \varphi_i\rangle \mid \phi_0\rangle \tag{10}$$

Para continuar, deben introducirse ciertos supuestos acerca del ambiente:

(a) El ambiente posee grados de libertad con los que el sistema puede interactuar.

(b) La interacción no puede ser arbitraria: cada autoestado $\mid \varphi_i\rangle$ del observable $\widehat{R}$ debe correlacionarse con un estado distinto del ambiente $\mid \phi_i\rangle$. Así, partiendo de un estado inicialmente no correlacionado, la dinámica debe producir, tras un tiempo muy breve, correlaciones del tipo

$$\mid \varphi_i\rangle \mid \phi_0\rangle \longrightarrow \mid \varphi_i\rangle \mid \phi_i\rangle \tag{11}$$

(c) Los estados que se correlacionan del ambiente $\mid \phi_i\rangle$ deben diferenciarse lo suficiente como para poder considerarse aproximadamente ortogonales, esto es,

$$\langle \phi_i | \phi_j \rangle \approx 0 \tag{12}$$

Bajo estas condiciones, puede mostrarse que, una vez ocurrida la interacción, el estado final del sistema total adopta la forma

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

$$\mid \psi_U\rangle \ _{final} = \mid \psi_S\rangle \ \mid \psi_E\rangle \ = \sum_i c_i \mid \varphi_i\rangle \ \mid \phi_i\rangle \tag{13}$$

Este estado describe un sistema compuesto en el que S y E se encuentran entrelazados. Si el interés se restringe únicamente a las propiedades de S, puede calcularse el operador densidad reducido $\widehat{\rho}_S$, obtenido mediante la traza parcial sobre los grados de libertad del ambiente. Si se satisfacen las condiciones (a), (b) y (c), el estado reducido en la base de $\widehat{R}$ adopta la forma

$$\widehat{\rho}_{decoherido} = \sum_i |c_i|^2 \mid \varphi_i\rangle \quad \langle\varphi_i \mid \tag{14}$$

Lo llamativo de este resultado es la desaparición de los términos de interferencia. Como consecuencia, el operador reducido presenta una estructura diagonal en la base $\mid \varphi_i\rangle$, lo que lo vuelve formalmente similar a una mezcla estadística clásica, como la representada por $\widehat{\rho}_{colapsado}$. Si se calcula el valor medio de un observable cualquiera $\widehat{O}_S$ del sistema S en el estado $\widehat{\rho}_S$, y se escribe en la base de $\widehat{R}$, se obtiene

$$\left\langle \widehat{O}_S \right\rangle_{\widehat{\rho}_{decoherido}} = \sum_i P_i o_i \tag{15}$$

En este caso desaparece la segunda sumatoria presente en la ecuación (9), y el valor medio adquiere la estructura característica de un promedio clásico: una suma ponderada entre valores posibles y probabilidades. La similitud formal entre $\widehat{\rho}_{colapsado}$ y $\widehat{\rho}_{decoherido}$ constituye el punto de partida de un frecuente malentendido: la identificación entre decoherencia y colapso de la función de onda. Sin embargo, esta interpretación resulta incorrecta.

3.2. Interpretando la decoherencia

Los especialistas suelen formular el alcance explicativo de la decoherencia en términos deliberadamente prudentes. Por ejemplo, Zurek sostiene que la decoherencia fue reconocida como un elemento clave en la emergencia de la clasicidad ("was recognized as key in the emergence of classicality"; Zurek 2003, p. 2), subrayando así su papel central sin afirmar por ello que resuelva el problema de la medición. De manera similar, Schlosshauer afirma que "decoherence provides us with an explanation of the appearance of the classical world around us that is 'as good as it gets' " (Schlosshauer 2007, p. 9), formulación que reconoce explícitamente las limitaciones del enfoque. Sin embargo, esta cautela conceptual no siempre es advertida fuera del ámbito especializado. Como consecuencia, la decoherencia suele interpretarse como si constituyera un reemplazo efectivo del colapso de la función de onda o incluso una solución al problema de la medición. Por ello, resulta importante enfatizar que, aunque la decoherencia suprima los términos de interferencia en el operador reducido, no reemplaza al colapso ni resuelve el problema de la medición.

3.2.1. La decoherencia no produce colapso

El resultado obtenido en la sección anterior podría inducir a pensar que el proceso de decoherencia reproduce el colapso de la función de onda. En efecto, el operador reducido

$\widehat{\rho}_{decoherido}$ carece de términos de interferencia, lo que lo hace formalmente indistinguible de una mezcla estadística clásica como la producida por el colapso. Desde esta perspectiva, podría parecer que el sistema se encuentra efectivamente en uno de los estados $\mid \varphi_i\rangle$, con probabilidades dadas por $|c_i|^2$. Sin embargo, la semejanza formal entre el operador decoherido y una mezcla clásica no implica equivalencia conceptual, y asumir lo contrario conduce a conclusiones erróneas acerca del estado físico del sistema.

Como se muestra en la expresión (13), el estado final del sistema total continúa siendo una superposición. La evolución que gobierna la dinámica del sistema compuesto es unitaria y, por tanto, en ningún momento se produce la selección de un resultado definido. En particular, el formalismo no ofrece ningún mecanismo que permita afirmar que el sistema se encuentra efectivamente en uno de los estados $\mid \varphi_i\rangle$.

La diferencia entre $\widehat{\rho}_{colapsado}$ y $\widehat{\rho}_{decoherido}$ puede formularse mediante la distinción entre mezclas propias e impropias (d'Espagnat 1966, 1976). Una mezcla propia admite una interpretación epistémica: describe una situación en la cual cada sistema individual del conjunto se encuentra en uno de los estados posibles, aunque se desconozca cuál de ellos corresponde a cada caso particular. En contraste, el operador $\widehat{\rho}_{decoherido}$, al surgir de una traza parcial sobre un sistema entrelazado, corresponde a una mezcla impropia, que no expresa ignorancia acerca de un estado subyacente definido. Por este motivo, no puede interpretarse como si representara una colección de sistemas, cada uno con propiedades bien definidas. En cada instancia individual, el sistema no se encuentra en uno de los estados $\mid \varphi_i\rangle$, sino en la superposición que forma parte del estado entrelazado total representado en (13). Atribuirle una estructura definida en este contexto implica introducir, de manera implícita, un supuesto de colapso que no se encuentra justificado por la dinámica considerada.

En consecuencia, aunque la decoherencia suprima los términos de interferencia en el operador reducido y permita recuperar determinadas regularidades estadísticas, no produce la selección de resultados individuales. En este sentido, no resuelve el problema de la medición, que consiste precisamente en explicar por qué, a partir de una superposición, se obtiene un resultado definido. Como señala Bacciagaluppi en la entrada dedicada a la decoherencia en la Stanford Encyclopedia of Philosophy:

> "while decoherence does explain why we do not observe superpositions of measurement results, it does not explain why we do observe measurement results in the first place." (Bacciagaluppi 2025)

La tesis de que la decoherencia, por sí sola, no resuelve el problema de la medición ha sido defendida, bajo formulaciones diversas, por numerosos especialistas tanto de la física como de la filosofía de la física, entre ellos d'Espagnat (1966), Zurek (1981), Healey (1995), Bub (1997), Adler (2003), Schlosshauer (2007), Fortin y Lombardi (2014) y Bacciagaluppi (2025).

3.2.2. La interpretación en términos de "como si"

Como se mostró en el apartado anterior, el estado $\widehat{\rho}_{decoherido}$ presenta la apariencia formal de un estado colapsado, mientras que el estado real del sistema completo, representado en (13), continúa siendo una superposición. Esto podría parecer contradictorio si se interpretara $\widehat{\rho}_{decoherido}$ como el estado cuántico real del subsistema S. Sin embargo, tal interpretación no es

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

correcta. Una vez que el sistema total U se constituye e interactúa, los grados de libertad de S quedan entrelazados con los del ambiente E, de tal modo que ambos pasan a formar un sistema único y ya no resulta legítimo tratarlos como entidades completamente independientes. Como explican detalladamente Fortin y Lombardi (2014), la traza parcial permite construir un operador de estado que reproduce correctamente determinadas regularidades estadísticas para ciertos observables, pero el estado reducido no puede interpretarse como el estado cuántico real de un subsistema. Además de corresponder a una mezcla impropia, interpretar $\widehat{\rho}_{decoherido}$ como si describiera un estado físico del sistema conduce a dificultades interpretativas significativas, entre ellas la incapacidad para explicar adecuadamente los resultados de mediciones consecutivas. Sin embargo, ello no implica que el operador reducido carezca de relevancia explicativa.

Como muestra la ecuación (15), si se utiliza $\widehat{\rho}_{decoherido}$ para calcular el valor medio de un observable $\widehat{O}_S$ del sistema, se obtiene un valor medio con estructura clásica. Para precisar el significado de este resultado, es necesario describir la situación desde la perspectiva del sistema total U. En dicho marco, un observable que involucra únicamente grados de libertad de S se representa como $\widehat{O}_S^U = \widehat{O}_S \bigotimes \widehat{I}_E$. Naturalmente, solo una parte de los observables del sistema total posee esta forma, ya que también existen observables propios del ambiente E, así como observables que involucran conjuntamente grados de libertad de S y E. Puede demostrarse que, si se calcula el valor medio de $\widehat{O}_S^U$ en el estado del sistema total $\widehat{\rho}_U$, el resultado coincide con el obtenido al utilizar $\widehat{\rho}_{decoherido}$ para calcular el valor medio de $\widehat{O}_S$. Es decir,

$$\left\langle \widehat{O}_S \right\rangle_{\widehat{\rho}_{decoherido}} = \left\langle \widehat{O}_S^U \right\rangle_{\widehat{\rho}_U} \tag{16}$$

Este resultado permite precisar el sentido operacional de $\widehat{\rho}_{decoherido}$ como

> $\widehat{\rho}_{decoherido}$ puede usarse "como si" se tratara del estado del sistema S cuando el interés se restringe al cálculo de valores medios de observables que involucran solo los grados de libertad de S.

En este sentido, para los observables propios de S, el estado reducido reproduce las regularidades estadísticas que se esperarían si el sistema se encontrara efectivamente en alguno de los estados $\mid \varphi_i \rangle$ colapsados, aunque esto no ocurra en un sentido estricto. Para ciertos fines, por tanto, es posible proceder como si el sistema hubiera colapsado a uno de esos estados. El operador reducido puede utilizarse del mismo modo que una mezcla estadística clásica, aun cuando, desde el punto de vista conceptual, no constituya una mezcla de esa naturaleza.

El alcance de esta interpretación debe, sin embargo, delimitarse cuidadosamente. El uso del "como si" no autoriza a atribuir al sistema propiedades definidas en sentido ontológico, sino que permanece restringido a un plano estrictamente operacional. En el mejor de los casos, la decoherencia explica por qué un sistema puede ser tratado, en muchas situaciones, mediante esquemas formales análogos a los de un sistema colapsado. Sin embargo, esta explicación permanece en el nivel de las apariencias: da cuenta de por qué ciertos resultados se comportan como si el sistema hubiera colapsado, sin establecer que ello ocurra efectivamente en un sentido fuerte.

En consecuencia, la contribución de la decoherencia no consiste en resolver el problema de la medición ni en fundamentar la existencia de propiedades definidas, sino en justificar el uso de una descripción efectiva en la que ciertas propiedades pueden tratarse como si estuvieran bien

definidas. Es precisamente en este sentido restringido que puede afirmarse que la decoherencia ofrece una explicación de la medición y del colapso.

En la próxima sección se mostrará que incluso esta interpretación operacional enfrenta dificultades importantes, en la medida en que introduce un razonamiento circular cuando se aplica a situaciones físicamente realistas.

3.3. Decoherencia y contextualidad

Como se señaló en la Sección 2.2, debido a la existencia de observables que no conmutan, resulta lógicamente inconsistente formular proposiciones que combinen propiedades pertenecientes a contextos distintos. Este hecho constituye una dificultad relevante cuando se intenta formalizar alguna versión del límite clásico, ya que la transición desde la mecánica cuántica hacia la mecánica clásica debería permitir la compatibilidad entre propiedades tales como posición y velocidad. El problema no se restringe a discusiones abstractas sobre relaciones interteóricas. También aparece en otros dominios, como la química cuántica, donde expresiones del tipo "la estructura de la molécula es tetraédrica y su energía es h" son el pan de todos los días, aunque desde el punto de vista cuántico la conjunción entre estructura molecular y energía se encuentra prohibida debido a la incompatibilidad entre los observables correspondientes (Fortin 2027).

Frente a este escenario, resulta necesario determinar si dicha incompatibilidad puede superarse y, en caso afirmativo, en qué sentido ello sería posible, de modo de justificar el uso legítimo de ese tipo de proposiciones. Para alcanzar la compatibilidad entre propiedades no basta con explicar el proceso de medición ni con mostrar la supresión de términos de interferencia característica de la decoherencia. Es necesario incorporar elementos adicionales vinculados con lo que suele denominarse límite clásico. Se trata de un problema complejo, aún abierto dentro de los fundamentos de la mecánica cuántica, sobre el cual no profundizaremos aquí. Sin embargo, algunos de sus desarrollos pueden resultar útiles para explorar en qué sentido la incompatibilidad entre propiedades podría volverse operativamente irrelevante. En lo que sigue se examinará esta posibilidad a partir de ciertos enfoques del límite clásico basados en decoherencia.

3.3.1. El proceso de conmutativización

Una manera de abordar el problema de la contextualidad mediante decoherencia consiste en analizar la evolución temporal de los observables dentro de la formulación de la mecánica cuántica en la cual los estados permanecen fijos y los observables evolucionan en el tiempo, esto es, el *Heisenberg picture*. En esta formulación, los observables dependen explícitamente del tiempo y se representan como $\widehat{O}(t)$. La idea consiste en advertir que, si un par de observables $\widehat{O}_1(t)$ y $\widehat{O}_2(t)$ evolucionan temporalmente, entonces también lo hace su conmutador,

$$\widehat{C}(t) = \left[\widehat{O}_1(t), \widehat{O}_2(t)\right] \tag{17}$$

Sin embargo, puede demostrarse que, cuando el sistema S permanece aislado, $\widehat{C}(t)$ no puede evolucionar desde un valor no nulo hacia cero. Si dos observables no conmutan en un instante inicial, su conmutador evoluciona unitariamente, lo cual implica que la incompatibilidad

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

se preserva a lo largo del tiempo en sistemas aislados (Fortin y Vanni 2015). La introducción de decoherencia, no obstante, modifica parcialmente este panorama.

Una de las características del tratamiento decoherentista es que la evolución temporal del estado reducido deja de ser unitaria. Esto abre la posibilidad de encontrar situaciones en las que el valor esperado del conmutador evolucione hacia cero. En efecto, cuando se introduce un ambiente y se satisfacen las condiciones (a), (b) y (c), puede demostrarse que

$$\left\langle \widehat{C}(t) \right\rangle_{\widehat{\rho}_{decoherido}} = 0 \tag{18}$$

aunque, al mismo tiempo,

$$\widehat{C}(t) \neq 0 \tag{19}$$

La ecuación (19) impide afirmar que los observables $\widehat{O}_1$ y $\widehat{O}_2$ se hayan vuelto estrictamente compatibles. La contextualidad, por tanto, no desaparece. Sin embargo, la ecuación (18) habilita nuevamente una interpretación en términos de "como si".

Dado que $\widehat{C}(t)$ no constituye un observable, puede definirse el operador $\widehat{D}(t) = i\widehat{C}(t)$, que sí lo es. Este observable permite dar cuenta del grado de incompatibilidad entre $\widehat{O}_1$ y $\widehat{O}_2$: un arreglo experimental diseñado para medir $\widehat{D}(t)$ permitiría, en principio, determinar si los observables son compatibles o incompatibles. Sin embargo, como las mediciones cuánticas involucran ensambles de sistemas idénticamente preparados, lo que efectivamente se obtiene son valores medios. En el caso considerado, de acuerdo con la ecuación (18), el valor esperado de $\widehat{D}(t)$ resulta ser nulo. Esto significa que, aunque los observables continúan siendo incompatibles en sentido estricto, desde el punto de vista empírico y estadístico se comportan como si fueran compatibles.

La decoherencia del conmutador ha sido estudiada desde una perspectiva general (Fortin *et al*. 2016), en el marco de la decoherencia inducida por el ambiente (Losada *et al*. 2018) y también mediante versiones de la decoherencia que no requieren la introducción explícita de un ambiente (Fortin y Vanni 2014). En este sentido, los enfoques basados en decoherencia permiten introducir un criterio bajo el cual la incompatibilidad entre observables, aun persistiendo formalmente, puede tornarse empíricamente irrelevante.

4. La circularidad de la decoherencia

La respuesta ortodoxa al problema de la medición suele adoptar la forma de un esquema que combina la decoherencia con alguna interpretación de la mecánica cuántica. Como se señaló en las secciones anteriores, la decoherencia no produce un colapso de la función de onda, sino un estado reducido del sistema que puede ser tratado como si dicho colapso hubiera ocurrido. Esto resulta suficiente para numerosos fines prácticos y explicativos, pero una justificación pragmática del uso del "como si" no basta para considerar resuelto el problema de la medición. De manera independiente de esta dificultad general, que afecta a todas las propuestas que apelan a la decoherencia para explicar la medición, es posible cuestionar los supuestos necesarios para que el propio proceso decoherente tenga lugar.

En la Sección 3.1.1 se introdujeron los requisitos (a), (b) y (c) necesarios para la decoherencia. El requisito (a) establece que el sistema debe interactuar con un ambiente. El requisito (c) impone una condición sobre los estados ambientales correlacionados con el sistema: estos deben ser suficientemente diferentes entre sí como para que pueda considerarse despreciable cualquier superposición relevante entre ellos. Aunque esta condición también puede discutirse, suele justificarse mediante argumentos estadísticos. Dado que el ambiente posee un número cuasi-infinito de grados de libertad, la probabilidad de que dos estados ambientales que evolucionan a través de trayectorias dinámicas distintas no resulten aproximadamente ortogonales es baja. El requisito más exigente, sin embargo, es el (b). Este establece que los estados del sistema que se correlacionan con el ambiente deben ser precisamente los autoestados del observable $\widehat{R}$. Se trata, por tanto, de una familia de estados privilegiados y, dado que constituyen una base del espacio de Hilbert, suele hablarse de una base privilegiada (*preferred basis*).

El alcance de esta exigencia adquiere un significado preciso cuando se considera un caso concreto. En un esquema de medición orientado a determinar la propiedad A, los estados que se correlacionan con el ambiente serán los $\mid a_i\rangle$. Si la medición apunta a la propiedad B, serán los $\mid b_i\rangle$. La dificultad radica en que esta selección no debería depender de una elección arbitraria introducida desde fuera del formalismo. Para que el esquema resulte explicativamente satisfactorio, es necesario contar con un criterio capaz de determinar, de manera no ambigua, cuál es la base efectivamente seleccionada por la interacción con el entorno.

4.1. El problema de la base privilegiada

La condición (b) requerida por la decoherencia introduce una restricción particularmente fuerte: presupone cuáles son los estados del sistema que se correlacionarán con el ambiente. En principio, el acoplamiento entre sistema y entorno podría establecer correlaciones con una gran variedad de estados posibles, incluso con estados que no guarden relación alguna con el observable $\widehat{R}$. Sin embargo, el requisito (b) establece explícitamente que la interacción debe generar correlaciones precisamente con los autoestados del observable relevante. Expresado de manera intuitiva, esto equivale a afirmar que la decoherencia selecciona, entre todos los estados posibles, aquellos asociados a propiedades con valores definidos para la magnitud considerada. Surge entonces una pregunta central: ¿por qué se seleccionan esos estados y no otros? Esta es, en esencia, la formulación del problema de la base privilegiada, que pone de manifiesto la ausencia de un criterio general capaz de determinar de forma inequívoca qué base resulta efectivamente seleccionada por la interacción con el ambiente.

Predictability sieve

La propuesta original de Zurek (1981, 1982) intenta responder a esta dificultad sosteniendo que la selección no es arbitraria, sino que se encuentra determinada por las características de la interacción entre sistema y entorno. En esta línea, el criterio del *predictability sieve* (Zurek 1993) sostiene que los estados privilegiados son aquellos menos perturbados por la interacción ambiental. Se trata, en definitiva, de un criterio de robustez: los estados seleccionados son los que mejor resisten el monitoreo continuo ejercido por el entorno.

Formulado en términos generales, el procedimiento exige considerar el conjunto de todos los estados puros posibles del sistema y analizar su evolución bajo la interacción con el ambiente. Para cada estado, debe evaluarse la entropía (en ciertas formulaciones, la pureza) del estado reducido en instantes posteriores. Los estados robustos serán aquellos que minimicen

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

la producción de entropía a lo largo de la evolución.

Aunque este criterio puede aplicarse en modelos simples y altamente idealizados, su implementación en sistemas físicamente realistas se vuelve rápidamente extremadamente compleja. Por ello, en numerosos contextos el *predictability sieve* funciona más como un principio rector que como un procedimiento efectivo capaz de determinar de manera unívoca, a partir del Hamiltoniano del sistema, cuál es la base privilegiada. En el caso de un proceso de medición, su aplicación efectiva exigiría reconstruir detalladamente el sistema, el aparato de medición, el ambiente y la dinámica que los vincula. Lejos de constituir un procedimiento simple y directo, implicaría una secuencia de pasos técnicamente muy exigente:

(I) Caracterizar los distintos términos del Hamiltoniano total $\widehat{H}_U$, incluyendo los Hamiltonianos del sistema, del aparato de medición y del ambiente, así como las interacciones entre ellos.

(II) Determinar las autofunciones de $\widehat{H}_U$ y, a partir de ellas, calcular la evolución temporal de cada uno de los estados iniciales posibles $\mid \Psi_0\rangle$.

(III) Calcular, para cada caso, la entropía del estado reducido y seleccionar aquellos estados que minimicen la producción entrópica.

Dado que el número de estados posibles es, en principio, infinito y que la cantidad de grados de libertad involucrados es enorme, el procedimiento se sitúa muy por fuera de aquello que efectivamente puede llevarse a cabo en la práctica.

4.2. La circularidad de la base privilegiada

La determinación de la base privilegiada a partir de primeros principios resulta problemática incluso en modelos altamente idealizados, por lo que, en la práctica, suele introducirse mediante aproximaciones, criterios físicos y consideraciones heurísticas que orientan la identificación de los estados relevantes. Este procedimiento puede funcionar razonablemente bien en casos simples y altamente idealizados, como el de una partícula de gran masa inmersa en un baño de osciladores armónicos (Hu *et al*. 1992). Sin embargo, cuando se consideran sistemas físicamente realistas, la base privilegiada deja de poder derivarse de manera clara a partir de la dinámica y comienza a depender de supuestos físicos adicionales que orientan su selección.

Un ejemplo ilustrativo es el caso de la estructura molecular de los isómeros ópticos. Si se supone que la decoherencia debe explicar la existencia de configuraciones moleculares definidas, puede esbozarse un razonamiento del siguiente tipo (véase Joos y Zeh 1985). La evidencia experimental indica que estas moléculas presentan configuraciones estructurales estables del tipo *L* o *R* cuando son observadas, lo que sugiere que los estados que sobreviven a la interacción con el entorno y con los dispositivos de medición son aquellos compatibles con tales configuraciones. Esto, además, resulta plausible desde el punto de vista físico: en sistemas moleculares, la interacción con el entorno suele depender de manera sensible de la disposición espacial de los núcleos. Procesos como colisiones moleculares, dispersión de fotones e interacciones análogas se acoplan directamente a posiciones nucleares aproximadamente localizadas. A ello se suma el hecho de que la longitud de onda de de Broglie asociada a estos sistemas es extremadamente pequeña en comparación con la escala espacial relevante del

objeto. En consecuencia, los estados aproximadamente localizados alrededor de configuraciones geométricas definidas tenderían a resultar más robustos frente al monitoreo ambiental y, en términos del *predictability sieve*, a minimizar la producción de entropía. Sobre esta base, se identifican como estados privilegiados aquellos que representan las configuraciones $|\ L\rangle$ y $|\ R\rangle$ de la molécula quiral.

Sin embargo, esta reconstrucción no surge de la aplicación independiente del *predictability sieve* con el fin de determinar qué estados resultan privilegiados, sino que parte, en buena medida, de asumir previamente aquello que pretende explicar. La identificación de los estados robustos se apoya, al menos, en tres elementos: (i) la evidencia empírica acerca de la existencia de estructuras moleculares definidas, (ii) la presunción de que la interacción relevante debe privilegiar estados espacialmente localizados y (iii) el supuesto de que el entorno distingue configuraciones geométricas definidas. En este sentido, la base privilegiada no emerge simplemente como resultado de un procedimiento de selección, sino que se encuentra parcialmente incorporada en los criterios utilizados para identificarla. La estructura molecular no aparece entonces como una consecuencia independiente de la decoherencia, sino como un supuesto que orienta la propia identificación de los estados seleccionados. La consecuencia es una forma de circularidad explicativa: se recurre a la decoherencia para explicar la estabilidad de ciertas estructuras, pero esas mismas estructuras ya intervienen, de manera implícita, en la determinación de la base privilegiada.

Esta dificultad no parece resolverse simplemente mediante la combinación de la decoherencia con una interpretación particular de la mecánica cuántica. Antes bien, la incorporación de la decoherencia tiende a trasladar el problema a la interpretación adoptada, como ha sido señalado, por ejemplo, en discusiones sobre la interpretación de muchos mundos (Kastner 2016).

5. Conclusiones

En su versión más difundida, el enfoque ortodoxo de la decoherencia ha resultado especialmente atractivo dentro de la filosofía de la física debido a la narrativa explicativa que parece ofrecer acerca de la transición entre el dominio cuántico y otros dominios teóricos. Desde esta perspectiva, la interacción permanente entre un sistema y su entorno conduciría a una rápida supresión de los términos de interferencia en determinadas representaciones, favoreciendo la estabilidad de ciertos estados y haciendo inteligible la apariencia de comportamientos clásicos. Bajo esta lectura, la decoherencia parecería proporcionar un mecanismo físico capaz de explicar por qué el mundo observable no exhibe superposiciones manifiestas y por qué determinadas configuraciones adquieren una cierta robustez empírica.

No obstante esto, aun reconociendo la relevancia empírica y tecnológica de este marco, evidente tanto en el análisis de fenómenos cuánticos en sistemas abiertos como en desarrollos contemporáneos vinculados a tecnologías cuánticas, persisten dificultades importantes cuando se pretende atribuirle un alcance filosófico fundacional. En efecto, el programa de decoherencia, considerado por sí solo, no parece suficiente para explicar ni la obtención de resultados definidos en procesos de medición ni la transición hacia un régimen efectivamente clásico.

En este trabajo se han presentado dos argumentos principales en apoyo de esta conclusión. El primero sostiene que el estado final producido por la decoherencia corresponde a una mezcla

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

impropia y, por tanto, no autoriza a interpretar el proceso como un reemplazo efectivo del colapso. En consecuencia, la decoherencia no resuelve el problema de la medición, puesto que no ofrece un mecanismo capaz de explicar por qué el sistema transita hacia un resultado definido. En este contexto, se examinó además una interpretación operacional en términos de "como si", según la cual el estado reducido puede ser tratado como si hubiera ocurrido un colapso, aunque tal transición no tenga lugar en un sentido ontológico fuerte. El segundo argumento apunta al problema de la base privilegiada. Como se mostró, la identificación de los estados robustos seleccionados por la interacción con el entorno enfrenta una tensión conceptual: en la práctica, dicha selección depende de supuestos previos acerca de qué propiedades o configuraciones deben preservarse. En este sentido, la decoherencia corre el riesgo de incorporar, de manera implícita, parte de aquello mismo que pretende explicar.

A estas dificultades pueden añadirse otras que no han sido desarrolladas aquí. Entre ellas, el hecho de que la identificación de una base privilegiada presupone una descomposición particular del sistema que no parece derivarse de primeros principios, así como la circunstancia de que la partición entre sistema, aparato y entorno no surge de manera unívoca a partir del formalismo, sino que suele introducirse mediante decisiones pragmáticas o contextuales. Ello deja abierta la cuestión acerca de la fundamentación última de tales particiones.

Todo esto sugiere que, cuando la decoherencia es utilizada para construir argumentos filosóficos acerca de problemas fundacionales, conviene proceder con cautela. Su capacidad explicativa resulta útil para ciertos propósitos, pero extrapolarla sin restricciones hacia conclusiones ontológicas o interteóricas más ambiciosas puede conducir a diagnósticos excesivamente optimistas acerca de lo que este enfoque efectivamente permite justificar.

Agradecimientos

Agradezco a las instituciones que hacen posible esta investigación: El Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), el Instituto de Filosofía de la Universidad Austral, y el Laboratorio de Investigación en Didáctica de las Ciencias Naturales (LIDCiN) de la Universidad Nacional de Río Negro.

Financiamiento

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por los siguientes subsidios: "Fundamentos de la mecánica cuántica: interpretación, ontología y relaciones interteóricas" del Instituto de Filosofía de la Universidad Austral (IFUA25SF); "Tres problemas filosóficos en la fundamentación de la física: Interpretación de la mecánica cuántica, irreversibilidad y relaciones interdisciplinares" (ID: PIP 11220200100483CO) del CONICET; y "Modelos, representaciones, y enseñanza de la química" (PI UNRN 40-B-1295), de la Universidad Nacional de Río Negro.

Referencias

Adler, S. (2003). *Quantum theory as an emergent phenomenon*. Cambridge University Press.

Bacciagaluppi, G. (2025). The role of decoherence in quantum mechanics. En E. N. Zalta (Ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy* (Winter 2025 Edition). https://plato.stanford.edu/archives/win2025/entries/qm-decoherence/

Ballentine, L. (1998). *Quantum mechanics: A modern development*. World Scientific.

Birkhoff, G., & von Neumann, J. (1936). The logic of quantum mechanics. *Annals of Mathematics*, 37, 823–843.

Bohm, D. (1952). A suggested interpretation of quantum theory in terms of "hidden variables". *Physical Review*, 85, 166–179.

Bohm, D., & Bub, J. (1966). A proposed solution of the measurement problem in quantum mechanics by a hidden variable theory. *Reviews of Modern Physics*, 38, 453–469.

Bub, J. (1997). *Interpreting the quantum world*. Cambridge University Press.

d'Espagnat, B. (1966). An elementary note about mixtures. En A. De-Shalit, H. Feshbach, & L. van Hove (Eds.), *Preludes in theoretical physics*. North-Holland.

d'Espagnat, B. (1976). *Conceptual foundations of quantum mechanics*. Benjamin.

Everett, H. (1957). Relative state formulation of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 29, 454–462.

Everett, H. (1973). The theory of the universal wave function. En B. S. DeWitt & N. Graham (Eds.), *The many-worlds interpretation of quantum mechanics* (pp. 3–140). Princeton University Press.

Fortin, S. (2027). *The problem of molecular structure*. Cambridge University Press.

Fortin, S., & Lombardi, O. (2014). Partial traces in decoherence and in interpretation: What do reduced states refer to? *Foundations of Physics*, 44, 426–446.

Fortin, S., Holik, F., & Vanni, L. (2016). Non-unitary evolution of quantum logics. En F. Bagarello, R. Passante, & C. Trapani (Eds.), *Non-Hermitian Hamiltonians in quantum physics* (Vol. 184). Springer.

Fortin, S., & Vanni, L. (2014). Quantum decoherence: A logical perspective. *Foundations of Physics*, 44, 1258–1268.

Fortin, S., & Vanni, L. (2015). Una perspectiva diacrónica en la estructura de la lógica cuántica. En J. Ahumada & S. Seno Chibeni (Eds.), *Filosofía e historia de la ciencia en el Cono Sur* (Vol. IX, pp. 31–39). Associação de Filosofia e História da Ciência do Cone Sul.

Ghirardi, G. C., Rimini, A., & Weber, T. (1986). Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems. *Physical Review D*, 34, 470–491.

Healey, R. A. (1995). Dissipating the quantum measurement problem. *Topoi*, 14, 55–65.

Hu, B., Paz, J., & Zhang, Y. (1992). Quantum Brownian motion in a general environment: Exact master equation with nonlocal dissipation and colored noise. *Physical Review D*, 45, 2843.

Joos, E., & Zeh, H. (1985). The emergence of classical properties through interaction with the environment. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 59, 223–243.

Kastner, R. (2016). The illusory appeal of decoherence in the Everettian picture: Affirming the consequent. arXiv. https://arxiv.org/abs/1603.04845

© 2026 S. Fortin | CC BY 4.0 | doi.org/10.35588/cc.v7d8360

Kochen, S., & Specker, E. (1967). The problem of hidden variables in quantum mechanics. *Journal of Mathematics and Mechanics*, 17, 59–87.

Lombardi, O., & Dieks, D. (2025). Modal interpretations of quantum mechanics. En E. N. Zalta & U. Nodelman (Eds.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy* (Winter 2025 Edition). https://plato.stanford.edu/archives/win2025/entries/qm-modal/

Losada, M., Fortin, S., & Holik, F. (2018). Classical limit and quantum logic. *International Journal of Theoretical Physics*, 57, 465–475.

Mittelstaedt, P. (1978). *Quantum logic*. D. Reidel Publishing Company.

Schlosshauer, M. (2007). *Decoherence and the quantum-to-classical transition*. Springer.

Zurek, W. H. (1981). Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse? *Physical Review D*, 24, 1516–1525.

Zurek, W. H. (1982). Environment-induced superselection rules. *Physical Review D*, 26, 1862–1880.

Zurek, W. H. (1993). Preferred states, predictability, classicality and the environment-induced decoherence. *Progress of Theoretical Physics*, 89, 281–312.

Zurek, W. H. (2003). Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical. *Reviews of Modern Physics*, 75, 715–775.