La Interpretación Modal-Hamiltoniana de la mecánica cuántica y el problema de la medición

The Modal-Hamiltonian Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Problem

A Interpretação Modal-Hamiltoniana da Mecânica Quântica e o Problema da Medição

Olimpia Lombardi
Universidad de Buenos Aires – CONICET, Buenos Aires, Argentina.
olimpiafilo@gmail.com
0000-0003-2204-7902

→ **Recibido:** 15 / 07 / 2025
→ **Aceptado:** 09 / 10 / 2025
→ **Publicado:** 26 / 12 / 2025

→ **Artículo Dossier**
"Filosofía y Fundamentos de la Física"

→ **Cómo citar:** Lombardi, O. (2025). La Interpretación Modal-Hamiltoniana de la mecánica cuántica y el problema de la medición. *Culturas Científicas*, 6(1), pp. 104-118. https://doi.org/10.35588/cc.v6d7879

[RESUMEN]

Este artículo presenta la Interpretación Modal-Hamiltoniana (MHI) de la mecánica cuántica y muestra cómo ofrece una solución conceptualmente consistente y físicamente razonable al problema de la medición. Al otorgar al hamiltoniano del sistema y sus simetrías un papel central en la determinación de los observables con valores definidos, la MHI evita las dificultades que enfrentan otras interpretaciones ante mediciones no ideales. La regla de actualización de la interpretación asegura que el puntero del aparato siempre adquiera un valor definido, y permite distinguir entre mediciones frecuenciales confiables y no confiables. Además, la MHI propone un modelo físico complementario al de von Neumann, concibiendo la medición como una ruptura de simetría que vuelve accesibles ciertos generadores del hamiltoniano.

[PALABRAS CLAVES]

Interpretación Modal-Hamiltoniana, Problema de la medición, Ontología cuántica, Simetrías, Mediciones no ideales

---

[ABSTRACT]

This paper presents the Modal-Hamiltonian Interpretation (MHI) of quantum mechanics and shows how it provides a conceptually consistent and physically plausible solution to the measurement problem. By assigning a central role to the system's Hamiltonian and its symmetries in determining the observables that acquire definite values, the MHI avoids the difficulties faced by other interpretations when dealing with non-ideal measurements. Its update rule ensures that the measurement pointer always acquires a definite value and allows one to distinguish between reliable and unreliable frequency measurements. Furthermore, the MHI proposes a physical model that complements von Neumann's formal approach, conceiving measurement as a symmetry-breaking process through which previously inaccessible generators of the Hamiltonian become empirically accessible.

[KEY WORDS]

Modal-Hamiltonian Interpretation, Quantum Measurement Problem, Quantum Ontology, Symmetry, Non-Ideal Measurements

1. Introducción

En palabras simples, el problema de la medición cuántica consiste en explicar por qué, cuando se mide un sistema en un estado de superposición, el puntero del aparato de medición siempre adquiere un valor definido. Si bien la mecánica cuántica plantea muy diversos retos interpretativos, el problema de la medición ha sido el principal foco de interés de los físicos y filósofos que se ocupan de los fundamentos de la teoría: la mayoría de las interpretaciones se diseñaron específicamente para resolver dicho problema. El objetivo de este artículo consiste en presentar la Interpretación Modal-Hamiltoniana (*Modal-Hamiltonian Interpretation*, MHI) de la mecánica cuántica, y mostrar el modo en que resuelve el problema de la medición.

Con este propósito, el trabajo se organiza del siguiente modo. En la Sección 2 se describen las principales características de las Interpretaciones Modales, para luego introducir la MHI en la Sección 3. La Sección 4 recuerda brevemente el modelo estándar de medición cuántica, que permite formular el problema de la medición en términos formales. La Sección 5 señala la diferencia entre tres conceptos diferentes de medición cuántica: medición individual, medición frecuencial y medición de estado. Sobre la base de estas secciones introductorias, en la Sección 6 se muestra cómo la MHI explica la medición individual ideal, mientras que la Sección 7 explica cómo la interpretación permite distinguir entre mediciones frecuenciales confiables y no-confiables. Sobre la base del enfoque de la medición que suministra la MHI, en la Sección 8 se propone un modelo físico de medición cuántica que complementa el modelo formal de von Neumann. La Sección 9 se ocupa de discutir la formulación de Maudlin del problema de la medición a la luz de la MHI. Por último, la Sección 10 cierra el trabajo con algunas reflexiones finales.

2. Interpretaciones Modales de la mecánica cuántica

Las raíces de las Interpretaciones Modales se encuentran en las obras de Bas van Fraassen de la década de 1970 (1972, 1974, 1991), en las cuales se rechaza el postulado de proyección y se adjudica a las proposiciones cuánticas un contenido modal. Bajo la guía de estas ideas, van Fraassen diferencia el "estado dinámico" y el "estado-valor" de un sistema cuántico en cada instante:

- El *estado dinámico* representa aquello que *puede ser el caso*: los valores que pueden poseer todas las propiedades físicas del sistema y las probabilidades correspondientes en el instante considerado.
- El *estado-valor* determina lo que *actualmente es el caso*: los valores actuales de todas las propiedades físicas del sistema que tienen un valor definido en el instante considerado.

El estado dinámico es lo que comúnmente se considera el estado cuántico del sistema, que no refiere a hechos actuales, sino solo a hechos posibles. El estado dinámico nunca colapsa, siempre evoluciona de forma unitaria. El estado-valor, por el contrario, describe hechos actuales. Por otra parte, los sistemas cuánticos tienen propiedades con valor definido en todo instante.

El concepto de estado-valor implica la idea de que un observable de un sistema cuántico, esto es, una propiedad, pueda tener un valor definido incluso si el estado dinámico del sistema no es un autoestado de ese observable. Esta idea contradice el llamado *vínculo autoestado-autovalor*, según el cual un sistema posee un valor definido de un observable, representado por uno de sus autovalores, si y solo si el estado cuántico es el autoestado correspondiente. El enfoque de van Fraassen acepta la parte "si" pero niega la parte "solo si" del vínculo. En otras palabras, los valores definidos de los observables del sistema no están representados de forma unívoca por el estado dinámico, sino por el estado-valor, que en el caso genérico difiere del estado dinámico.

Sobre la base de las ideas originales de van Fraassen, a partir de la década de 1980 varios autores propusieron interpretaciones realistas que, en retrospectiva, pueden considerarse elaboraciones o variaciones de esas ideas modales (para una visión general y referencias, véase Dieks y Vermaas 1998, Lombardi y Dieks 2024). Más allá de las diferencias entre los miembros de la familia modal, todos ellos coinciden en los siguientes puntos:

- Las interpretaciones se basan en el formalismo de la mecánica cuántica estándar sin el postulado de proyección. Por lo tanto, el estado cuántico siempre evoluciona de forma unitaria según la ecuación de Schrödinger: no hay colapso.
- Las interpretaciones son realistas en el sentido de que pretenden describir cómo sería la realidad si la mecánica cuántica estándar fuese verdadera.
- La mecánica cuántica es una teoría universal: se aplica tanto a sistemas microscópicos como macroscópicos. No existe el "corte de Heisenberg" que establece una distinción cualitativa entre lo micro y lo macro.
- La mecánica cuántica se aplica a sistemas individuales: el estado cuántico no refiere a un conjunto de sistemas, sino a un sistema único.
- El estado cuántico del sistema (puro o mezcla) no describe las propiedades actuales del sistema, sino sus probabilidades, correspondientes a los valores de todas las propiedades físicas que el sistema puede poseer.
- La ecuación de Schrödinger describe la evolución temporal de las probabilidades, no de las propiedades actuales.
- Una medición cuántica es una interacción física ordinaria. Por lo tanto, durante las mediciones, el estado cuántico también evoluciona de forma unitaria.
- Los sistemas poseen propiedades actuales en todo momento, se realice o no una medición sobre ellos.

Si bien las características mencionadas permiten clasificar las distintas Interpretaciones Modales como pertenecientes a una misma familia, la diferencia fundamental entre ellas radica en la elección de las propiedades que adoptan valores definidos. En efecto, el teorema de Kochen-Specker (Kochen y Specker 1967) demuestra la imposibilidad de atribuir simultáneamente y de un modo consistente valores precisos a todos los observables—propiedades—de un sistema cuántico, conservando al mismo tiempo las relaciones funcionales entre los observables que conmutan. Por lo tanto, cualquier interpretación realista sin colapso se compromete a seleccionar un subconjunto de observables a los que se puede asignar valores definidos sin contradicción. Cada interpretación modal proporciona así una regla de atribución de valores definidos o *regla de*

  https://doi.org/10.35588/cc.v6d7879

actualización, que selecciona, del conjunto de todos los observables del sistema, el subconjunto de observables con valores definidos, que se suele denominar *contexto privilegiado*. Dicho subconjunto puede cambiar con el tiempo, como en las Interpretaciones Modales tradicionales, o puede ser temporalmente invariante, como es el caso de la Interpretación Modal-Hamiltoniana.

3. La Interpretación Modal-Hamiltoniana

La *Interpretación Modal-Hamiltoniana* de la mecánica cuántica (MHI) (Lombardi y Castagnino 2008, Lombardi 2025), que pertenece a la familia modal, otorga al hamiltoniano del sistema cuántico un papel determinante, tanto en la definición de sistemas y subsistemas como en la selección del contexto privilegiado.

La MHI se basa en los siguientes postulados.

> **Sistema cuántico:** Un sistema cuántico S se representa mediante un par $(\mathcal{O}, H)$ tal que (i) $\mathcal{O}$ es un espacio de operadores autoadjuntos sobre un espacio de Hilbert $\mathcal{H}$, que representan los observables del sistema, (ii) H es el hamiltoniano independiente del tiempo del sistema, y (iii) si $\rho \in \mathcal{O}^*$ (donde $\mathcal{O}^*$ es el espacio dual de $\mathcal{O}$) es el estado inicial del sistema, dicho estado evoluciona de acuerdo con la ecuación de Schrödinger (en la versión de von Neumann).

Aunque cualquier sistema cuántico puede descomponerse en partes de muchas maneras, según la MHI, una descomposición da lugar a partes que también son sistemas cuánticos solo cuando los comportamientos de los componentes son dinámicamente independientes entre sí, es decir, cuando no hay interacción entre los subsistemas:

> **Sistema compuesto:** Un sistema cuántico representado por S es *compuesto* cuando puede particionarse en dos sistemas cuánticos representados por $S^1 : (\mathcal{O}^1, H^1)$ y $S^2 : (\mathcal{O}^2, H^2)$ tales que (i) $\mathcal{O} = \mathcal{O}^1 \otimes \mathcal{O}^2$, y (ii) $H = H^1 \otimes I^2 + I^1 \otimes H^2$, (donde I^1 e I^2 son los operadores identidad en los correspondientes espacios producto tensorial). En este caso diremos que S^1 y S^2 son *subsistemas* del sistema compuesto S. Si el sistema no es compuesto, es *elemental*.

En cuanto al contexto privilegiado, la idea central de la MHI es que el hamiltoniano del sistema define la actualización. Cualquier observable que no conmute con el hamiltoniano y/o no tenga las simetrías del mismo no puede adquirir un valor actual definido, ya que tal actualización rompería la simetría del sistema de forma arbitraria:

> **Regla de actualización (RA):** Dado un sistema cuántico representado por S, los observables que adquieren un valor actual definido son H y todos los observables que conmutan con H y tienen, al menos, las mismas simetrías que H.

Esta regla de actualización se ha aplicado a muchas situaciones físicas bien conocidas, como la partícula libre con spin, el oscilador armónico, el átomo de hidrógeno libre, el efecto Zeeman, la estructura fina y la aproximación de Born-Oppenheimer, lo que ha dado lugar a resultados coherentes con la evidencia experimental (véase Lombardi y Castagnino 2008: Sección 5, Lombardi 2025: Capítulo 5). La MHI ha ampliado sus aplicaciones a otras situaciones, como la explicación sin colapso de las mediciones consecutivas en física (Ardenghi, Lombardi y Narvaja 2013) y el problema del isomerismo óptico en química (Fortin, Lombardi y Martínez González 2018). La interpretación se ha presentado bajo una forma invariante galileana, en términos de los operadores de Casimir del grupo de Galileo (Ardenghi, Castagnino y Lombardi 2009, Lombardi, Castagnino y Ardenghi 2010). También se ha argumentado que la regla de actualización de la MHI puede transferirse al dominio relativista cambiando el grupo de simetría en consecuencia: los observables de valor definido de un sistema serían aquellos representados por los operadores de Casimir del grupo de Poincaré, esto es, el operador de masa y el operador de spin al cuadrado (Ardenghi, Castagnino y Lombardi 2011, Lombardi y Fortin 2015). Esta conclusión concuerda con una suposición habitual en la teoría cuántica de campos: las partículas elementales siempre tienen valores definidos de masa y spin, y esos valores son precisamente los que definen los diferentes tipos de partículas elementales de la teoría. Desde un punto de vista ontológico, la MHI propone una ontología de propiedades, carente de la categoría ontológica de objeto (da Costa, Lombardi y Lastiri 2013, da Costa y Lombardi 2014, Lombardi 2023a), que proporciona una respuesta adecuada al problema del entrelazamiento de sistemas indistinguibles (Fortin y Lombardi 2022, Lombardi 2023b), pero no impide la aparición de partículas en circunstancias físicas particulares (Lombardi y Dieks 2016). En este artículo no discutiremos estos aspectos de la MHI, sino que nos centraremos únicamente en la respuesta que brinda al problema de la medición.

4. El problema de la medición

De acuerdo con el modelo estándar de von Neumann, una medición cuántica es una interacción entre un sistema S y un aparato de medición M. Antes de la interacción, M se prepara en un estado listo-para-medir $|p_0\rangle$, autoestado del observable puntero P de M, y el estado de S es una superposición de los autoestados $|a_i\rangle$ de un observable A de S. La interacción introduce una correlación entre los autoestados $|a_i\rangle$ de A y los autoestados $|p_i\rangle$ de P. Si la correlación es perfecta, entonces

$$|\psi_0\rangle = \sum_i c_i |a_i\rangle \otimes |p_0\rangle \quad \to \quad |\psi\rangle = \sum_i c_i |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle. \tag{1}$$

El problema consiste en explicar por qué, siendo el estado final de la medición $|\psi\rangle$ una superposición de los $|a_i\rangle \otimes |p_i\rangle$, el puntero P adquiere un valor definido.

En el contexto de las interpretaciones por colapso, se asume que el estado puro $|\psi\rangle$ “colapsa” a una mezcla ρ^c,

$$\rho^c = \sum_i |c_i|^2 |a_i\rangle\langle a_i| \otimes |p_i\rangle\langle p_i|, \tag{2}$$

donde las probabilidades $|c_i|^2$ se interpretan en términos de ignorancia. Por lo tanto, en esta situación se supone que el estado del aparato es uno de los autoestados $|p_i\rangle$ de P, por ejemplo $|p_k\rangle$, y en consecuencia P adquiere el valor definido p_k, es decir, el autovalor correspondiente al autoestado $|p_k\rangle$, con probabilidad $|c_k|^2$. En las Interpretaciones Modales, el problema consiste en explicar la lectura definida del puntero, con su probabilidad asociada, sin la hipótesis del colapso. En el caso de la MHI, la regla de actualización RA es la que debe efectuar esta tarea.

5. Medición individual, medición frecuencial y medición de estado

El primer paso de la argumentación de este artículo consiste en enmarcar el modelo de von Neumann en el contexto de las prácticas de medición. En efecto, debido a la naturaleza probabilística de la mecánica cuántica, la máxima información sobre un sistema cuántico siempre se obtiene mediante mediciones repetidas sobre el mismo sistema o sobre sistemas—aproximadamente—idénticos. Por lo tanto, es necesario distinguir tres conceptos de medición:

- *Medición individual*: Es un proceso individual, en el cual se registra la lectura del puntero. Una medición individual, considerada de forma aislada, aún no proporciona información relevante sobre el estado del sistema S.
- *Medición frecuencial*: Es una repetición de mediciones individuales idénticas, cuyo propósito es obtener los valores $|c_i|^2$ sobre la base de las frecuencias de las lecturas del puntero en mediciones individuales. Una medición frecuencial brinda información relevante acerca del estado de S, pero no es aún suficiente para reconstruir por completo dicho estado.
- *Medición de estado*: Es una colección de mediciones frecuenciales, cada una de ellas con un arreglo experimental particular. Cada arreglo correlaciona el puntero P_i del aparato M_i con un observable A_i del sistema, de modo tal que los A_i no solo son diferentes, sino que no conmutan entre sí. La información obtenida mediante tal colección de mediciones frecuenciales es suficiente para reconstruir el estado de S.

El modelo de von Neumann aborda el problema de la medición cuántica en el marco de la medición individual. Esto es completamente razonable en la medida en que, si no se dispone de una explicación adecuada del caso individual, los resultados obtenidos mediante la repetición de casos individuales no pueden explicarse. No obstante, aunque aquí se analizará principalmente el caso de la medición individual, no se olvidará que una medición individual es siempre un elemento de un procedimiento de medición mediante el cual, finalmente, se obtienen frecuencias.

6. Medición ideal

Una medición cuántica individual es un proceso de tres etapas:

- **Etapa I:** El sistema $S : (\mathcal{O}^S, H^S)$ a medir y el aparato de medición $M : (\mathcal{O}^M, H^M)$ no interactúan. Por lo tanto, son subsistemas elementales de $U^{(I)} : (\mathcal{O}^{(I)}, H^{(I)})$, donde $\mathcal{O}^{(I)} = \mathcal{O}^S \otimes \mathcal{O}^M$ y $H^{(I)} = H^S \otimes I^M + I^S \otimes H^M$. El sistema S se encuentra en un estado $\sum_{i=1}^n c_i|a_i\rangle$, donde los $|a_i\rangle$ son los autoestados de un observable A de S, y el aparato M se encuentra en el estado listo-para-medir $|p_0\rangle$, autoestado del puntero P de M. Entonces, el estado de $U^{(I)}$ en esta etapa es

$$|\Psi^{(I)}\rangle = \left(\sum_{i=1}^{n} c_i|a_i\rangle\right) \otimes |p_0\rangle. \tag{3}$$

- **Etapa II:** S y M interactúan mediante un hamiltoniano de interacción H^{int} que introduce la correlación entre los autoestados $|a_i\rangle$ de A y los autoestados $|p_i\rangle$ de P. Por lo tanto, el sistema completo se convierte en $U^{(II)} : (\mathcal{O}^{(II)}, H^{(II)})$, donde $\mathcal{O}^{(II)} = \mathcal{O}^{(I)}$ y $H^{(II)} = H^S \otimes I^M + I^S \otimes H^M + H^{\text{int}}$, y cuyo estado es

$$|\Psi^{(II)}\rangle = \sum_{i=1}^{n} c_i|a_i\rangle \otimes |p_i\rangle. \tag{4}$$

- **Etapa III:** La interacción concluye y el sistema vuelve a ser compuesto, $U^{(III)} = U^{(I)}$. S y M vuelven a ser sistemas elementales como en la primera etapa. El estado en esta etapa es $|\Psi^{(III)}\rangle = |\Psi^{(II)}\rangle$.

El problema de la medición consiste en explicar por qué el puntero P del aparato M adquiere un valor definido en la Etapa III. Cuando se aplica a M, la regla de actualización de la MHI establece que los observables con valor definido son el hamiltoniano H^M y todos los observables que conmutan con H^M y tienen, al menos, sus mismas simetrías—degeneraciones. De acuerdo con la MHI, P adquiere un valor definido porque P conmuta con H^M y no rompe sus simetrías. Estas características de P no se imponen para permitir que la MHI funcione, sino que responden a razones físicas muy plausibles. Por un lado, para que la lectura del puntero sea posible, los autoestados $|p_i\rangle$ de P deben ser estacionarios, es decir, $[P, H^M] = 0$. Por otro lado, en la práctica el aparato es un sistema macroscópico, cuyo hamiltoniano es el resultado de la interacción entre un enorme número de grados de libertad. Puesto que, en general, las interacciones rompen las simetrías, la simetría del hamiltoniano disminuye con la complejidad del sistema. Por lo tanto, un sistema macroscópico con un hamiltoniano con simetrías es una situación altamente excepcional: en el caso genérico, la energía es la única constante de movimiento del sistema macroscópico. En consecuencia, en la práctica H^M es no-degenerado, y el conjunto de sus autoestados conforma una base el espacio Hilbert $\mathcal{H}^M$ del aparato. Pero el puntero P no debe tener un número tan alto de autoestados como H^M, porque los físicos experimentales deben ser capaces de discriminar entre ellos. Esto significa que, en general, P es un observable "colectivo" (ver Omnés 1994, 1999), es decir, un observable altamente degenerado cuyos autoproyectores introducen un cierto "grano grueso" en $\mathcal{H}^M$. En resumen, dado que $[P, H^M] = 0$ y puesto que P es más degenerado que H^M (el cual es no-degenerado), P adquiere un valor definido en la medición.

La probabilidad de actualización de cada valor posible p_i de P en la tercera etapa se calcula como

$$P(p_i, |\Psi_{\text{III}}(t_1)\rangle) = \langle p_i|\rho_r^M(t_1)|p_i\rangle, \tag{5}$$

donde $\rho_r^M(t_1)$ es el estado reducido de M en la Etapa III:

$$\rho_r^M(t_1) = \mathsf{Tr}_{(S)}\left(|\Psi_{\text{III}}(t_1)\rangle\langle\Psi_{\text{III}}(t_1)|\right) = \sum_i |c_i|^2 |p_i\rangle\langle p_i|. \tag{6}$$

Por lo tanto,

$$P(p_i, |\Psi_{\text{III}}(t_1)\rangle) = |c_i|^2. \tag{7}$$

Por supuesto, para obtener experimentalmente los $|c_i|^2$, la medición individual debe repetirse bajo las mismas condiciones de modo que las probabilidades se manifiesten como frecuencias en la correspondiente medición frecuencial. No obstante, en cada medición individual, uno y sólo un valor posible p_i se actualiza.

7. Mediciones confiables y no-confiables

El problema de la medición suele formularse en términos de mediciones ideales, esto es, mediciones que introducen una correlación perfecta entre los autoestados $|a_i\rangle$ del observable A del sistema S a medir y los autoestados $|p_i\rangle$ del puntero P del aparato de medición M.

La dificultad consiste en que las mediciones ideales no pueden efectivizarse en la práctica: la interacción entre S y M nunca produce una correlación perfecta entre los $|a_i\rangle$ y los $|p_i\rangle$.

En la bibliografía suelen distinguirse dos tipos de medición no-ideal:

- **Medición imperfecta (primer tipo):**

$$\sum_i c_i |a_i\rangle \otimes |p_0\rangle \longrightarrow \sum_{ij} d_{ij} |a_i\rangle \otimes |p_j\rangle, \quad \text{donde, en general, } d_{ij} \neq 0 \text{ con } i \neq j. \tag{8}$$

- **Medición perturbativa (segundo tipo):**

$$\sum_i c_i |a_i\rangle \otimes |p_0\rangle \longrightarrow \sum_i c_i |a_i^d\rangle \otimes |p_i\rangle, \quad \text{donde, en general, } \langle a_i^d | a_j^d\rangle \neq \delta_{ij}. \tag{9}$$

Sin embargo, la medición *perturbativa* puede también expresarse como una medición imperfecta, y viceversa, mediante un cambio de base:

$$\sum_i c_i |a_i^d\rangle \otimes |p_i\rangle = \sum_{ij} d_{ij} |a_i\rangle \otimes |p_j\rangle, \tag{10}$$

donde los d_{ij} integran tanto imperfección como perturbación. La regla de actualización de las Interpretaciones Modales tradicionales, cuando se aplica a mediciones no-ideales, conduce a resultados que no concuerdan con los resultados que se obtienen en la interpretación ortodoxa (ver Albert y Loewer 1990, 1991, 1993; ver también Ruetsche 1995). Si las propiedades que adquieren valores definidos atribuidas al aparato por una Interpretación Modal son diferentes de las atribuidas por la interpretación por colapso, la pregunta es cuán diferentes son. En el caso de una *medición imperfecta*, cabe esperar que los $d_{ij} \neq 0$, con $i \neq j$, sean pequeños; entonces, la diferencia también puede ser pequeña. Pero en el caso de una *medición perturbativa*, los

$d_{ij} \neq 0$, con $i \neq j$, no tienen por qué ser pequeños y, en consecuencia, el desacuerdo entre los observables con valor definido seleccionados por las Interpretaciones Modales tradicionales y los seleccionados por el colapso podría ser inaceptable (véase un análisis completo en Bacciagaluppi y Hemmo 1996). Aunque se han realizado intentos de abordar el desacuerdo con diferentes estrategias, esta dificultad puede explicar, al menos en parte, el declive del interés de los filósofos de la física por las Interpretaciones Modales a partir de la década de 2000.

La MHI es inmune al desafío que plantean las mediciones no-ideales porque el resultado de la aplicación de la regla de actualización RA no depende de los coeficientes d_{ij} de los términos fuera de la diagonal. En consecuencia, el observable P, que desempeña el papel de puntero del aparato, adquiere un valor definido en cualquier caso. Justifiquemos esta afirmación. En una medición no-ideal, la Etapa I se caracteriza del mismo modo que en el caso ideal. La diferencia comienza en la Etapa II, cuando la correlación introducida por el hamiltoniano de interacción H^{int} no es perfecta. Por lo tanto, el estado final $|\Psi_{\text{II}}(t_1)\rangle$, que es el estado inicial $|\Psi_{\text{III}}(t_1)\rangle$ de la Etapa III, resulta

$$|\Psi_{\text{III}}(t_1)\rangle = |\Psi_{\text{II}}(t_1)\rangle = \sum_{ij} d_{ij}|a_i\rangle \otimes |p_j\rangle. \tag{11}$$

Como en el caso ideal, en la Etapa III $H^{\text{int}} = 0$ y, por ello, S y M vuelven a ser subsistemas del sistema compuesto $S^{\text{III}} = S \cup M$. Concentrando la atención en el aparato M, en la etapa III su estado reducido es

$$\rho_r^M(t_1) = \text{Tr}_{(S)}\left(|\Psi_{\text{III}}(t_1)\rangle\langle\Psi_{\text{III}}(t_1)|\right) = \sum_{ij} \rho_{ij}^M |p_i\rangle\langle p_j|, \tag{12}$$

donde

$$\rho_{ij}^M = \sum_n d_{ni} d_{nj}^*. \tag{13}$$

En este caso, la probabilidad de actualización de cada valor posible p_i de P en la tercera etapa resulta ser

$$p(p_i, |\Psi_{\text{III}}(t_1)\rangle) = \text{Tr}\left(\rho_r^M(t_1)|p_i\rangle\langle p_i|\right) = \rho_{ii}^M = |d_{ii}|^2 + \sum_{n\neq i} |d_{ni}|^2. \tag{14}$$

Si los coeficientes d_{ni}, con $n \neq i$, de los términos fuera de la diagonal del estado reducido $\rho_r^M(t_1)$ son cero, se recupera el caso de medición ideal, y $\rho_{ii}^M = |d_{ii}|^2 = |c_i|^2$. El caso no-ideal se da cuando los coeficientes d_{ni}, con $n \neq i$, no son cero. Sin embargo, en este caso deben distinguirse dos situaciones:

- Si los d_{ni}, con $n \neq i$, son pequeños en el sentido de que $\sum_{n\neq i} |d_{ni}|^2 \ll |d_{ii}|^2$, entonces $\rho_{ii}^M \simeq |d_{ii}|^2 \simeq |c_i|^2$. Esto significa que la medición frecuencial efectuada mediante la repetición de mediciones individuales es *confiable*: los coeficientes $|c_i|^2$ pueden obtenerse aproximadamente.
- Si los d_{ni}, con $n \neq i$, no son pequeños, entonces no se cumple que $\rho_{ii}^M \simeq |d_{ii}|^2$. Por lo tanto, el resultado de la medición frecuencial es *no-confiable*.

No obstante, sin importar si el resultado de la medición frecuencial es confiable o no, en cada medición individual uno y solo un valor posible p_i del puntero P del aparato de medición M se actualiza.

Esta explicación del proceso de medición que brinda la MHI muestra que la correlación perfecta no es una condición necesaria para obtener "buenas" mediciones: los coeficientes del estado del sistema al inicio del proceso pueden obtenerse de forma aproximada incluso cuando la correlación no es perfecta, siempre que se cumpla la condición de confiabilidad. De todos modos, tanto en las mediciones frecuenciales confiables como en las no-confiables, cada medición individual proporciona una lectura definida del puntero: la MHI es inmune a la seria dificultad que acechaba a las Interpretaciones Modales tradicionales.

8. Modelo físico de medición

La presentación de las secciones anteriores pone de manifiesto una característica de la medición cuántica que no se puede observar en los tratamientos puramente formales del proceso. En efecto, en el modelo de von Neumann, el observable A del sistema S a medir se considera en términos formales y se le priva de su contenido físico. En este marco, la única función que cumple la interacción entre S y el aparato de medición M es establecer la correlación entre A y el puntero P de M.

Sin embargo, si se analizan diversas situaciones físicas concretas (ver Lombardi y Castagnino 2008: Sección 5, Lombardi 2025: Capítulo 5), se comprueba que el observador no tiene acceso empírico a los observables que son los generadores de las simetrías del hamiltoniano del sistema a medir. En el contexto de la medición, A puede ser uno de esos observables. Este es precisamente el caso en el experimento de Stern–Gerlach, donde el observable a medir S_z es el generador de la simetría de rotación espacial de $H^S = kS^2$. Es la interacción con un campo magnético $B = B_z$ lo que rompe la isotropía del espacio privilegiando la dirección z y, al mismo tiempo, también rompe la simetría de H^S. De este modo, el observable S_z, originalmente inaccesible, se convierte en empíricamente accesible.

Esta descripción física de la medición cuántica puede formularse desde un punto de vista general de la siguiente manera. Cuando el observable A del sistema S a medir es un generador de una simetría del hamiltoniano H^S de S, la interacción entre S y el aparato de medición M no solo establece la correlación entre A y el puntero P de M, sino que también rompe esa simetría. Por lo tanto, desde una perspectiva física, una medición cuántica es un proceso que rompe las simetrías del sistema a medir y, de esta manera, permite reconstruir su estado en términos de algunos observables generadores de simetría que, de otro modo, serían empíricamente inaccesibles.

En resumen, la MHI introduce una idea novedosa sobre la naturaleza misma de la medición cuántica. La idea es que el modelo formal de von Neumann de la medición cuántica debe complementarse con un modelo físico, según el cual una medición cuántica es un *proceso de ruptura de simetría* por el cual un generador de simetría del hamiltoniano del sistema se torna empíricamente accesible.

9. La formulación de Maudlin del problema de la medición

Según el modelo estándar de von Neumann, una medición cuántica es una interacción entre un sistema y un aparato de medición. El problema consiste en explicar por qué, siendo el estado posterior a la interacción una superposición de los autoestados del puntero del aparato, el puntero adquiere un *valor definido*. Esta formulación del problema se basa en tres supuestos implícitos: que el estado de un sistema especifica sus propiedades, que la evolución del estado es siempre unitaria (*no hay colapso*) y que el puntero del aparato adquiere un *único valor* definido. Sobre esta base, Tim Maudlin (1995) presenta lo que él denomina «el problema de los resultados» como la incompatibilidad entre las tres afirmaciones siguientes:

(a) El estado cuántico de un sistema es completo, es decir, especifica (directa o indirectamente) todas las propiedades físicas del sistema.

(b) El estado cuántico del sistema siempre evoluciona de acuerdo con una ecuación dinámica unitaria (la ecuación de Schrödinger).

(c) Las mediciones siempre poseen resultados únicos y determinados. Por ejemplo, si se mide el spin de un electrón, al final de la medición el dispositivo de medición indica spin para arriba (y no para abajo) o spin para abajo (y no para arriba).

A la luz de esta presentación del problema de la medición, a menudo se afirma que solo hay tres estrategias interpretativas para abordarlo: negar la completitud (a), lo que conduce a las teorías de variables ocultas, en particular a la Mecánica Bohmiana; negar la unitariedad (b), lo que conduce a alguna versión de la Teoría del Colapso Espontáneo; o negar la unicidad (c), lo que conduce a la Interpretación de Muchos Mundos o a alguna otra versión de las interpretaciones similares a la de Everett. En general, las Interpretaciones Modales no se incluyen en la lista. Las pocas veces que se las discute en el contexto de la presentación de Maudlin, se las subsume en la primera estrategia, como un caso de interpretación de variables ocultas. De hecho, las Interpretaciones Modales aceptan tanto (b) como (c), por lo que se suele deducir que deben violar (a). Sin embargo, según las Interpretaciones Modales, *el estado cuántico no fija todas las propiedades físicas actuales de un sistema* (es decir, los valores actuales de todas sus magnitudes físicas de valor definido), que es el criterio de incompletitud presupuesto en (a). Esta tensión muestra que la cuestión merece un examen más detallado.

Como sostiene Laura Ruetsche (2003), es importante distinguir si las Interpretaciones Modales se consideran teorías de variables ocultas, en las que los estados-valor se añaden como variables ocultas al formalismo original con el fin de obtener una descripción completa de la situación física, o más bien como un movimiento interpretativo que dota al formalismo original de una *nueva semántica*. Para los teóricos modales, la segunda alternativa es la correcta.

El hecho de que el estado cuántico no especifique todas las propiedades actuales no se expresa adecuadamente diciendo que la mecánica cuántica, concebida modalmente, es "incompleta". El término 'incompleto' sugiere la idea de una deficiencia de la teoría que debe resolverse completándola (con variables ocultas). Sin embargo, los teóricos modales sostienen que la mecánica cuántica no necesita agregado alguno, sino una interpretación, y las Interpretaciones Modales ya proporcionan todo lo que cabe esperar razonablemente de las teorías que describen un mundo fundamentalmente *indeterminista* en el que la modalidad es objetiva. En primer lugar, los esquemas modales especifican completamente qué observables

  https://doi.org/10.35588/cc.v6d7879

tienen valores definidos. En segundo lugar, fijan los valores posibles que pueden tomar estos observables y proporcionan las probabilidades de actualización de estos valores. Dado que es un principio modal esencial que la actualización de las propiedades en el mundo cuántico es un proceso fundamentalmente indeterminista, no es posible nada más allá de esta descripción probabilística. Desde este punto de vista, insistir en que la mecánica cuántica interpretada modalmente es necesariamente incompleta equivale a afirmar que cualquier teoría probabilística es incompleta por definición, incluso si se aplica a un mundo ontológicamente indeterminista.

En otras palabras, la proposición (a) de Maudlin puede negarse de dos maneras. Una es considerando que el estado cuántico de un sistema es incompleto y, en consecuencia, deben añadirse ciertas variables adicionales (quizás ocultas) para completarlo, es decir, para especificar todas las propiedades físicas del sistema. Pero la proposición (a) puede negarse desde un punto de vista más fundamental, precisamente rechazando que la función del estado cuántico sea especificar de alguna manera las propiedades actuales del sistema. En el caso particular de la MHI, las propiedades que adquieren valores definidos no vienen determinadas por el estado, sino por el hamiltoniano del sistema; y adquieren sus valores definidos de una manera completamente indeterminista. El papel que desempeña el estado cuántico es proporcionar una especificación de las probabilidades de adquirir esos valores definidos. El estado cuántico especifica probabilidades, no propiedades. Por lo tanto, el hecho de que no fije todas las propiedades del sistema no es una manifestación de incompletitud, porque fijar propiedades no es la función del estado cuántico.

10. Comentarios finales

En el presente artículo se ha brindado una breve introducción a la Interpretación Modal-Hamiltoniana, con el objetivo de mostrar cómo este enfoque suministra una solución conceptualmente consistente y físicamente razonable al problema de la medición cuántica. Al adjudicar al hamiltoniano del sistema, con sus simetrías, el papel central en la definición de los observables que adquieren valor definido, la interpretación permite sortear las dificultades que presentan las mediciones no-ideales a otras Interpretaciones Modales: con independencia de que la correlación entre el observable a medir y el puntero del aparato no sea perfecta, la regla de actualización asegura que el puntero adquiere un valor definido en cada medición individual, tal como se siempre observa en la práctica empírica. Por otra parte, la interpretación permite explicar por qué las mediciones frecuenciales, en las que se pretende obtener los coeficientes del estado del sistema a medir mediante repetición de mediciones individuales, pueden resultar no-confiables o confiables, en este último caso a pesar del carácter no-ideal de las mediciones individuales. Este análisis de las mediciones no-ideales, en la medida de mi conocimiento, no ha sido tematizado en otras interpretaciones de la mecánica cuántica, modales o no.

Por otra parte, debido al papel central que cumple el hamiltoniano con sus simetrías en la regla de actualización, la Interpretación Modal-Hamiltoniana brinda un nuevo enfoque sobre la medición que complementa el enfoque formal del tradicional modelo de von Neumann. Desde una perspectiva física, la medición cuántica se concibe como un proceso de interacción a través del cual se rompe una simetría del hamiltoniano, de modo que el generador de dicha simetría, antes inaccesible, se torna empíricamente accesible.

Finalmente cabe señalar que, si bien el presente artículo se ha centrado en el problema de la medición, la Interpretación Modal-Hamiltoniana avanza mucho más allá, sobre otros aspectos de la mecánica cuántica. Por ejemplo, da cuenta de nuevos escenarios experimentales relacionados con las mediciones encapsuladas. Aborda la relación entre interpretación y grupo de simetría de la teoría, brindando una versión de la regla de actualización invariante bajo el grupo de Galileo y extrapolable a teorías cuánticas con otros grupos de simetría. La interpretación también resulta compatible con la descripción de la decoherencia cuántica desde la perspectiva de los sistemas cerrados. Desde un punto de vista metafísico, propone una ontología de propiedades, carente de objetos, en la cual los sistemas cuánticos son haces no-objetuales de propiedades. Sobre la base de dicha ontología pueden resolverse los tradicionales problemas ontológicos de la mecánica cuántica, contextualidad, no-separabilidad e indistinguibilidad, así como la tradicional dificultad de dar cuenta del entrelazamiento de partículas indistinguibles. Por estos motivos, considero que la Interpretación Modal-Hamiltoniana merece ser considerada una alternativa interpretativa conceptualmente razonable y fructífera, a ser ulteriormente desarrollada en diferentes direcciones en el futuro.

Referencias

Albert, D. y B. Loewer (1990). "Wanted dead or alive: two attempts to solve Schrödinger's paradox." Pp. 277-285 en A. Fine, M. Forbes y L. Wessels (eds.), *Proceedings of the PSA 1990, Vol. 1*. A. East Lansing, Michigan: Philosophy of Science Association.

Albert, D. y B. Loewer (1991). "Some alleged solutions to the measurement problem." *Synthese*, 88: 87-98.

Albert, D. y B. Loewer (1993). "Non-ideal measurements." *Foundations of Physics Letters*, 6: 297-305.

Ardenghi, J. S., M. Castagnino y O. Lombardi (2009). "Quantum mechanics: Modal interpretation and Galilean transformations." *Foundations of Physics*, 39: 1023-1045.

Ardenghi, J. S., M. Castagnino y O. Lombardi (2011). "Modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics and Casimir operators: the road to quantum field theory." *International Journal of Theoretical Physics*, 50: 774-791.

Ardenghi, J. S., O. Lombardi y M. Narvaja (2013). "Modal interpretations and consecutive measurements." Pp. 207-217 en V. Karakostas y D. Dieks (eds.), *EPSA 2011: Perspectives and Foundational Problems in Philosophy of Science*. Berlin: Springer.

Bacciagaluppi, G. and M. Hemmo (1996). "Modal interpretations, decoherence and measurements." *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 27: 239-277.

da Costa, N. y O. Lombardi (2014). "Quantum mechanics: ontology without individuals." *Foundations of Physics*, 44: 1246-1257.

da Costa, N., O. Lombardi y M. Lastiri (2013). "A modal ontology of properties for quantum mechanics." *Synthese*, 190: 3671-3693.

Dieks, D. y P. Vermaas (eds.) (1998). *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers.

Fortin, S. and O. Lombardi (2022). "Entanglement and indistinguishability in a quantum ontology of properties." *Studies in History and Philosophy of Science*, 91: 234-243.

Fortin, S., O. Lombardi y J. C. Martínez González (2018). "A new application of the modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics: the problem of optical isomerism." *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 62: 123-135.

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

Lombardi, O. (2023a). "Not individuals, nor even objects: On the ontological nature of quantum systems." Pp. 45-77 en J. Arenhart y R. Arroyo (eds.), *Non-Reflexive Logics, Non-Individuals, and the Philosophy of Quantum Mechanics. Essays in Honour of the Philosophy of Décio Krause*. Dordrecht: Springer-Synthese Library.

Lombardi, O. (2023b). "Entanglement and indistinguishability: facing some challenges from a new perspective." *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 381: #20220101.

Lombardi, O. (2025). *The Modal-Hamiltonian Interpretation of Quantum Mechanics*. Oxford: Oxford University Press, en prensa.

Lombardi, O., M. Castagnino y J. S. Ardenghi (2010). "The modal-Hamiltonian interpretation and the Galilean covariance of quantum mechanics." *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 41: 93-103.

Lombardi, O. y D. Dieks (2016). "Particles in a quantum ontology of properties." Pp. 123-143 en T. Bigaj y C. Wüthrich (eds.), *Metaphysics in Contemporary Physics* (Poznan Studies in the Philosophy of the Sciences and the Humanities). Leiden: Brill-Rodopi

Lombardi, O. y D. Dieks (2024). "Modal interpretations of quantum mechanics." En E. N. Zalta y U. Nodelman (eds.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy* (Summer 2024 Edition). URL = https://plato.stanford.edu/archives/sum2024/entries/qm-modal/.

Lombardi, O. y M. Castagnino (2008). "A modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics." *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 39: 380-443.

Lombardi, O. y S. Fortin (2015). "The role of symmetry in the interpretation of quantum mechanics." *Electronic Journal of Theoretical Physics*, 12: 255-272.

Maudlin, T. (1995). "Three measurement problems." *Topoi*, 14: 7-15.

Omnès, R. (1994). *The Interpretation of Quantum Mechanics*. Princeton: Princeton University Press.

Omnès, R. (1999). *Understanding Quantum Mechanics*. Princeton: Princeton University Press.

Ruetsche, L. (1995). "Measurement error and the Albert-Loewer problem." *Foundations of Physics Letters*, 8: 327-344.

Ruetsche, L. (2003). "Modal semantics, modal dynamics and the problem of state preparation." *International Studies in the Philosophy of Science*, 17: 25-41.

van Fraassen, B. (1972). "A formal approach to the philosophy of science." Pp. 303-366 en R. Colodny (ed.), *Paradigms and Paradoxes: The Philosophical Challenge of the Quantum Domain*. Pittsburgh: University of Pittsburgh Press.

van Fraassen, B. (1974). "The Einstein-Podolsky-Rosen paradox." *Synthese*, 29: 291–309.

van Fraassen, B. (1991). *Quantum Mechanics*. Oxford: Clarendon Press.