

# El problema de la medición en mecánica cuántica

E. Okon

*Instituto de Investigaciones Filosóficas, Universidad Nacional Autónoma de México.*

*Circuito Maestro Mario de la Cueva s/n, C.U., 04510, Coyoacán, México, D.F.*

*e-mail: eokon@filosoficas.unam.mx*

Received 5 June 2014; accepted 5 December 2014

La mecánica cuántica es quizás la teoría física más exitosa de la historia de la humanidad. Esto a pesar de que la estructura de la teoría es tal que, para utilizarla, es necesario introducir observadores *externos* al sistema de estudio. Esta característica llevó a influyentes creadores de la teoría a la conclusión de que la ciencia debe limitarse a describir lo que se observa y a olvidar la aspiración de construir una imagen completa del mundo. Sin embargo, en este texto mostramos que dicha posición no está justificada y que una mejor respuesta al problema es buscar nueva física que comparta el éxito empírico de la teoría estándar pero que corrija las limitaciones conceptuales. Más aún, presentamos tres alternativas concretas que (hasta cierto punto) logran lo anterior.

*Descriptores:* Mecánica cuántica; fundamentos de mecánica cuántica; el problema de la medición.

Quantum mechanics is probably the most successful physical theory in the history of humanity. This is so even though the structure of the theory is such that, in order to use it, it is necessary to introduce observers *external* to the studied system. This feature drove influential founders of the theory to the conclusion that science must limit itself to offer descriptions of what is observed and that it should forget the desire to construct a complete image of the world. However, in this text we show that such position is not justified and that a better answer to the problem is to look for new physics that shares the empirical success with the standard theory but which corrects its conceptual limitations. Moreover, we present three concrete alternatives that (up to a point) achieve the former.

*Keywords:* Quantum mechanics; fundamentals of quantum mechanics; measurement problem.

PACS: 03.65.Ta; 01.70.+w; 03.65.-w

## 1. Introducción

La mecánica cuántica es quizás la teoría física más exitosa de la historia de la humanidad<sup>i</sup>. Sin embargo, con su nacimiento a principios del siglo XX, se produjo un cambio radical en las aspiraciones últimas de la física<sup>ii</sup>. La física clásica (es decir, precuántica) aspiraba a construir una imagen objetiva, completa y realista sobre cómo es el mundo. Sin embargo, con el nacimiento de la mecánica cuántica, esta aspiración de pronto se sintió simplista y presuntuosa. Esto debido a una característica fundamental de la mecánica cuántica íntimamente relacionada con lo que hoy se conoce como el *problema de la medición*.

En una primera aproximación, el problema de la medición puede entenderse reflexionando sobre hechos cotidianos como el siguiente: “mientras escribo este texto, hay frente a mí un vaso con agua”. La pregunta que nos incumbe es ¿cómo es que lo sé?, es decir, ¿cómo explico que sé que frente a mí hay un vaso con agua? Para responder, es posible dar una explicación de este tipo: “hay luz en mi oficina y parte de esa luz se refleja en el vaso. A su vez, parte de esa luz entra a mi ojo e impacta en mi retina, causando excitaciones eléctricas en mi nervio óptico. Estas últimas causan excitaciones eléctricas más profundamente en mi cerebro, las cuales eventualmente reacomodan el estado físico de mi cerebro hasta llevarlo a uno de esos estados que corresponden a ver un vaso...” La física parece estar profundamente comprometida con la existencia de alguna explicación de ese tipo acerca de cómo es que yo sé que hay un vaso frente a mí, y por supuesto, es crucial para esta concepción del mundo que cada

paso de la historia que conté sea completamente consistente con la física fundamental. Sin embargo, poco tiempo después del nacimiento de la mecánica cuántica, surgió un argumento que sostiene que si la mecánica cuántica es fundamental y completa, entonces la historia que conté se quiebra radicalmente; es decir, el argumento sostiene que es imposible desarrollar esa explicación de manera consistente con las leyes de la mecánica cuántica (esto es, como veremos más adelante, porque en la mecánica cuántica, observadores *externos* al objeto de estudio juegan un papel crucial). A este argumento se le conoce como el problema de la medición en mecánica cuántica.

Uno podría pensar que la reacción más natural al enfrentarse con dicho argumento es la de concluir que algo anda mal con la mecánica cuántica; y, por lo tanto, que hay que modificarla pues, sea cual sea la verdadera teoría del mundo, ésta debe permitir la formulación de una explicación de este tipo sobre cómo sé que hay un vaso frente a mí. Sin embargo, esta no fue la reacción de importantes e influyentes fundadores de la mecánica cuántica como Bohr o Heisenberg. Su respuesta, en cambio, fue sostener que el problema de la medición no es un problema científico como otros. Insistieron, más bien, en que el problema de la medición muestra los límites últimos del proyecto científico mismo. Proclamaron entonces que hacer ciencia dependerá, a partir del desarrollo de la mecánica cuántica, de pintar una línea entre lo observado y el observador, y que la ciencia debe limitarse a describir lo que se observa. Concluyeron por lo tanto que resulta inocente aspirar a la construcción de una historia completa, lógicamente

coherente, sobre el mundo como un todo. Y esta fue, por más de medio siglo, la posición estándar de la comunidad involucrada. Sin embargo, ¿no deberíamos, más bien, buscar una teoría modificada que nos permita construir dicha imagen? El objetivo principal de este texto es mostrar que el pesimismo mostrado por Bohr y Heisenberg (entre otros) es injustificado y que la evidencia empírica no descarta la posibilidad de aspirar a una teoría completa, objetiva y realista sobre el mundo.

Dicho con más detalle, la finalidad de este trabajo es plantear que tal vez Bohr se equivocó y que el problema de la medición, después de todo, es un genuino problema científico. Que la reacción correcta al enfrentarlo no es llegar a conclusiones filosóficas sobre las aspiraciones últimas del proyecto científico, sino construir nueva física. Es decir, proponer cambios a la mecánica cuántica estándar que conserven sus exitosas predicciones empíricas, pero que hagan posible dar una explicación coherente sobre el mundo. Más aún, mostrar que existen sobre la mesa varias propuestas concretas en este sentido, muchas de ellas con predicciones experimentales específicas, y que, por lo tanto, tenemos en nuestras manos una situación científica estándar, es decir, una en la que, al menos en principio, es posible utilizar datos empíricos para dirimir disputas teóricas.

El plan para lograr lo anterior será el siguiente: en la Sec. 2 hablaré sobre la mecánica cuántica estándar, sobre la grave complicación fundamental que representa el problema de la medición y evaluaré por qué, a pesar del mismo, la mecánica cuántica alcanza niveles de éxito empírico sin precedentes. A continuación, en la Sec. 3, discutiré diferentes alternativas para solucionar el problema de la medición, analizando en detalle propuestas de los así llamados programas de variables ocultas, colapso objetivo, y muchos mundos. Finalmente, en la Sec. 4, expondré mis conclusiones.

## 2. Mecánica cuántica estándar y el problema de la medición

El primer objetivo de esta sección es exhibir algunas características importantes del comportamiento de sistemas cuánticos que no pueden ser descritas desde un punto de vista

clásico. En particular, estudiaré el bien conocido experimento de dos rendijas para exponer el fenómeno de superposición cuántica. Después, describiré en cierto detalle, pero sin entrar en pormenores técnicos, el formalismo de la mecánica cuántica estándar, un formalismo sumamente exitoso que permite, entre muchas otras cosas, acomodar a las superposiciones. Posteriormente, presentaré el problema de la medición en mecánica cuántica, el cual, a grandes rasgos, consiste en el hecho de que a pesar de que el formalismo depende crucialmente del concepto de medición, esta noción nunca se define formalmente dentro de la misma teoría. La consecuencia es un formalismo que en ciertas condiciones puede resultar incompleto de manera empíricamente significativa. Finalmente, mostraré por qué, a pesar de la existencia de dicho problema, la teoría es empíricamente exitosa. La presentación de parte del material de esta sección sigue de cerca a [1], el cual recomiendo ampliamente.

### 2.1. Superposiciones cuánticas

Consideremos un experimento que consta de los siguientes tres elementos: un dispositivo que lanza electrones en un amplio rango de direcciones, una barrera opaca a los electrones con dos rendijas (A y B) y una pantalla con detectores que determinan los puntos de aterrizaje de los electrones (para más detalles ver por ejemplo [2], cap. 6). El experimento consiste en lanzar un gran número de electrones hacia la barrera con las dos rendijas, colocar la pantalla detrás de la barrera y contabilizar el número de electrones que llega a cada punto de la pantalla (ver Fig. 1). Estudiemos primero la situación en la que el experimento se realiza con sólo una de las rendijas abierta. En ese caso, tras lanzar un gran número de electrones, se obtiene una distribución como la que se muestra en los dos primeros cuadros de la Fig. 1 (la curva representa el número de electrones recibidos en cada punto). Es decir, como habría de esperarse, los electrones se abultan justo detrás de la rendija abierta (Distribución A y Distribución B). Miremos ahora la situación en la que las dos rendijas permanecen abiertas. De entrada, es razonable suponer que el resultado en este caso será simplemente la combinación de los dos casos anteriores (ver la Distribución A o B de la Fig. 1). La idea

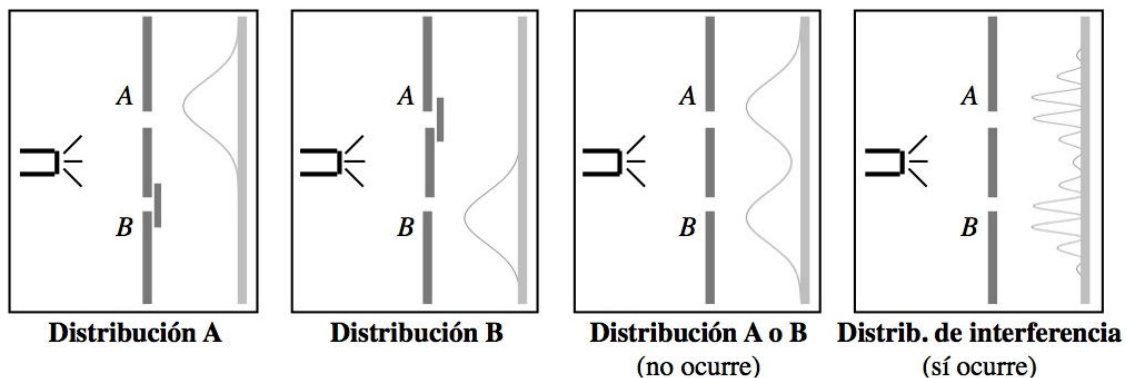


FIGURA 1. Experimento de las dos rendijas.

detrás de este razonamiento es que cada electrón viajará a través de, ya sea, la rendija A o la B, por lo que el resultado final será el de los que viajaron por una *más* los que viajaron por la otra. Sin embargo, al realizar el experimento, ¡esto *no* es lo que sucede! El resultado que se obtiene al lanzar un gran número de electrones con las dos rendijas abiertas se muestra en el último cuadro de la Fig. 1 (Distribución de interferencia). Este resultado, sin duda misterioso, es una clara muestra de que el mundo subatómico se comporta de manera muy distinta del mundo de los objetos macroscópicos que nos rodean. Por ejemplo, resulta que existen puntos a los cuales los electrones pueden llegar si sólo una de las rendijas está abierta, pero que dejan de recibir electrones con sólo darles la opción de tomar otro camino. Y esto sucede incluso si los electrones son lanzados uno por uno, sin importar el tiempo que espere- mos entre lanzamientos.

Dada la situación anterior, una pregunta natural es la siguiente: ¿qué camino toma un electrón particular si rea- lizamos el experimento con las dos rendijas abiertas? No podemos afirmar que se va por una de las dos rendijas ya que esto implicaría que el resultado final sería la Distribución A o B, lo cual, como vimos, no sucede. Tampoco podemos decir que el electrón toma ambos caminos a la vez ya que las detecciones en la pantalla siempre suceden en un solo punto y son todas de la misma intensidad (es decir, nunca se reciben fracciones de electrón en varios puntos a la vez). Además, si colocamos detectores en las rendijas para saber qué camino toma cada electrón, nunca es el caso que ambos detectores se activan al mismo tiempo, (es importante señalar, sin embargo, que al colocar detectores en las rendijas el patrón de interferencia desaparece y el resultado en ese caso corresponde a la Distribución A o B; como veremos en detalle, esto tienen que ver con el hecho de que, en general, las mediciones en mecánica cuántica alteran al sistema medido). La única opción que nos queda es suponer que los electrones no toman ninguno de los caminos pero esto es absurdo pues si bloqueamos ambas rendijas la pantalla deja de recibir electrones.

¿Cómo podemos, entonces, explicar lo que sucede con los electrones? La respuesta que da la mecánica cuántica es que al realizar el experimento con ambas rendijas abiertas, los electrones entran en una *superposición* de viajar por ambos caminos. Es así como se explica que la mera opción de viajar por un camino distinto modifique el comportamiento de los electrones. Pero, ¿qué significa entrar en superposición? Pues, a ciencia cierta, nadie lo sabe. Lo único que se puede afirmar es que sistemas que entran en superposición presentan comportamientos como los que revela el experimento de las dos rendijas. Un comportamiento, por cierto, sumamente común en el mundo subatómico. En la siguiente sección discutiremos el formalismo de la mecánica cuántica estándar, el cual logra describir de manera precisa, entre muchas otras cosas, el comportamiento de los electrones en el experimento de las dos rendijas.

## 2.2. Mecánica cuántica estándar

A continuación presentaremos la estructura formal de lo que llamaré la *mecánica cuántica estándar*. Las formulaciones de la teoría expuestas en los famosos libros de Dirac [3] y von Neumann [4], junto con la mayoría de las presentaciones en libros de texto, constituyen excelentes representantes de dicho formalismo. Especificaremos la teoría introduciendo seis postulados básicos<sup>iii</sup> (ver por ejemplo [1], pp. 30-38):

1. A todo *sistema físico*, como, por ejemplo, un conjunto de electrones, un átomo de hidrógeno o un superconductor, se le asigna un tipo de espacio vectorial conocido como un espacio de Hilbert<sup>iv</sup>. Los espacios vectoriales, a grandes rasgos, son conjuntos de objetos, llamados vectores y representados por  $|A\rangle$ ,  $|B\rangle$ , etc., que pueden i) ser sumados entre sí de manera que la suma es un vector del conjunto y ii) ser multiplicados por números de forma que el resultado también es un vector del conjunto. En el caso particular de la mecánica cuántica, el espacio vectorial en cuestión es complejo, lo que significa que los vectores pueden ser multiplicados por números complejos<sup>v</sup>.
2. A todo posible *estado* (instantáneo) *del sistema*, es decir, a toda posible especificación completa del sistema en un tiempo dado, se le asigna un vector de longitud uno en el espacio vectorial correspondiente. Esta asignación es tal que diferentes estados necesariamente corresponden a diferentes vectores de longitud uno. Asimismo, a todo vector de longitud uno del espacio vectorial se le asocia un posible estado del sistema (aunque diferentes vectores pueden representar el mismo estado).
3. Las *propiedades* del sistema, como, por ejemplo, la posición, la energía, el momentum o el espín<sup>vi</sup>, se representan por medio de operadores lineales<sup>vii</sup> (más precisamente, hermitianos) que actúan en el espacio vectorial correspondiente; es decir, se representan por medio de mapeos lineales del espacio vectorial en sí mismo. La relación entre los operadores, que representan propiedades, y los valores de dichas propiedades en los posibles estados del sistema, está dada por lo que se conoce como la *regla eigenvalor/eigenvector* (E/E) que dice lo siguiente<sup>viii</sup>: [20].

Es decir, si un estado se representa por un vector dado y dicho vector es eigenvalor del operador que representa alguna propiedad, entonces podemos afirmar que el sistema tiene definido el valor para dicha propiedad y que su valor es el eigenvalor correspondiente. Asimismo, si un sistema físico tiene bien definida cierta propiedad, entonces, el vector que representa a su estado necesariamente es un eigenvalor del operador que representa dicha propiedad.

La regla E/E implica que existen estados cuánticos (y, por lo tanto, situaciones físicas) que son tales que no

tienen bien definido el valor para cierta propiedad. De hecho, para todo estado existen propiedades para las cuales ése es el caso. Es importante notar, sin embargo, que la regla E/E no se pronuncia sobre qué significa que el valor de alguna propiedad no esté definido. Puede ser, por ejemplo, que en dicha situación el valor es “borroso” o “disperso” o simplemente que no tiene sentido preguntarse sobre su valor (está última parece ser la posición de Bohr al respecto). También puede ser que el valor *sí* está definido pero que la descripción cuántica no captura su valor (como veremos más adelante, ésta es la propuesta de las teorías de variables ocultas).

4. Hasta ahora sólo hemos hablado de estados del sistema en un tiempo dado. Para poder hablar de estados en diferentes tiempos es necesario introducir la ley dinámica de la mecánica cuántica conocida como la *ecuación de Schrödinger*. Esta es una ecuación lineal y determinista que, dado el estado del sistema en un tiempo dado, permite calcular el estado del sistema en cualquier tiempo posterior (o anterior). Esquemáticamente  $ix: |\psi(t_1)\rangle \xrightarrow{\text{Schrödinger}} |\psi(t_2)\rangle (|\psi(t)\rangle)$  representa el estado del sistema en el tiempo  $t$ . Es importante reiterar que la ecuación de Schrödinger es completamente determinista, de manera que si se conoce el estado del sistema en un tiempo dado ésta permite determinar con certeza el estado en tiempos posteriores. No es aquí, entonces, donde aparecen probabilidades en la mecánica cuántica. Para eso necesitamos la regla de Born, la cual introducimos a continuación.
5. La *regla de Born* es la que nos permite hacer la conexión entre el formalismo matemático de la mecánica cuántica y los experimentos. En este sentido, hasta ahora sólo tenemos a nuestra disposición la regla E/E que conecta vectores con valores definidos de propiedades para los estados correspondientes. Sin embargo, esta regla sólo aplica para vectores que son eigenestados del operador en cuestión. ¿Qué podemos decir si éste no es el caso?, es decir, ¿qué podemos decir del valor de alguna propiedad para un estado representado por un vector que no es eigenvector de la propiedad que se desea medir? La regla de Born da la respuesta de la siguiente manera. Supongamos que el estado del sistema está representado por el vector  $|\psi\rangle$  y que estamos interesados en medir una propiedad representada por el operador  $B$ . Supongamos además que  $|\psi\rangle$  no es un eigenestado de  $B$ . Entonces, el formalismo cuántico, a través de la regla de Born, proporciona dos cosas: 1) una lista de los posibles resultados de la medición y 2) la probabilidad de que al medir, obtengamos uno u otro de estos posibles resultados. La lista de posibles valores está compuesta por los eigenvalores del operador en cuestión y las probabilidades están dadas por la siguiente expresión:  $\text{Pr}(b_i) = |\langle\psi|b_i\rangle|^2$  donde

$B|b_i\rangle = b_i|b_i\rangle$  y  $\langle\psi|b_i\rangle$  es el producto interno de los vectores  $|\psi\rangle$  y  $|b_i\rangle$ . Es entonces la regla de Born la que introduce probabilidad e indeterminismo en el formalismo cuántico. Es importante notar que la regla E/E es un caso particular de la regla de Born pues si el estado del sistema es un eigenvector del operador que se quiere medir, la lista de posibles resultados se reduce al eigenvalor de dicho eigenvector ya que la probabilidad de obtenerlo resulta uno. También es importante señalar que, a pesar de que la regla E/E permite que valores de propiedades no estén definidos, la regla de Born implica que cada vez que medimos encontramos un valor específico (lo cual es compatible con la evidencia empírica).

6. El último principio se conoce como el *postulado de proyección o de colapso*. Este sostiene que cuando se realiza una medición de  $B$  sobre el estado  $|\psi\rangle$ , y el resultado es  $b_i$ , entonces el estado del sistema salta instantáneamente al eigenestado con dicho eigenvalor:  $|\psi\rangle \xrightarrow{\text{colapso}} |b_i\rangle$ . Esta es una evolución<sup>x</sup> que, a diferencia de la de Schrödinger, es discontinua, indeterminista y no lineal. Por supuesto, el postulado del colapso es necesario para hacer compatible a la regla de Born con la regla E/E pues esta última demanda que si el valor de alguna propiedad está definido entonces el estado debe ser el eigenvector correspondiente, justo lo que implica el postulado del colapso. Este también garantiza que las mediciones sean repetibles; es decir, que si medimos dos veces seguidas la misma propiedad (sin perturbar al sistema entre mediciones) entonces obtendremos dos veces el mismo valor (tal y como de hecho sucede en la práctica). Otra consecuencia importante del postulado del colapso, junto con la regla de Born, es que, en general<sup>xi</sup>, las mediciones en mecánica cuántica no simplemente revelan valores preexistentes a la medición sino que inevitablemente modifican al sistema y muestran el valor resultante.

Esta es, entonces, la mecánica cuántica estándar, con sus dos leyes de evolución: la ecuación de Schrödinger y el postulado del colapso. A continuación evaluaremos la tensión que parece existir entre ellas.

### 2.3. El problema de la medición

En la sección anterior señalamos que el formalismo estándar de la mecánica cuántica contiene dos leyes de evolución radicalmente distintas. Por un lado tenemos la evolución de Schrödinger que es continua, determinista y lineal y por otro la dictada por el postulado del colapso que es, en cambio, discontinua, indeterminista y no-lineal. ¿Cómo acomoda la teoría a este par de evoluciones temporales tan diferentes?, ¿no dan lugar a inconsistencias? De entrada parece que no pues el formalismo estándar especifica en qué situaciones se debe utilizar una u otra de las leyes dinámicas. En detalle, se propone lo siguiente:

- i) Cuando no está sucediendo una medición, todos los estados evolucionan de acuerdo con la ecuación de Schrödinger.
- ii) Cuando alguna medición sucede, los estados cambian de acuerdo con el postulado del colapso.

A primera vista, esta receta puede parecer razonable pues implica que en cada momento sólo una de las leyes dinámicas debe ser utilizada, evitando así inconsistencias. Sin embargo, al mirarla con más detalle, revela ser sumamente insatisfactoria. El problema es que la receta, esencial para poder utilizar el formalismo cuántico, depende crucialmente del concepto de medición, pero esta noción no tiene un significado preciso dentro del mismo formalismo. El resultado es entonces, en el mejor de los casos, un formalismo vago, con dos leyes de evolución incompatibles y sin un criterio preciso para decidir cuál de las dos debe ser utilizada en cada momento. Este es, en pocas palabras, el problema de la medición en mecánica cuántica (para más detalles ver, por ejemplo, [5], Secs. 1-3 y [1], cap. 4).

Una posible respuesta al argumento anterior consiste en recordar, por un lado, que la mecánica cuántica trata con sistemas sumamente pequeños (moléculas, átomos, electrones) y, por el otro, que nuestros aparatos de medición son, en comparación, enormes. Por lo tanto, parece haber una manera de especificar cuándo entra en juego el postulado del colapso, a saber, siempre que un sistema cuántico (microscópico) interactúa con un aparato de medición (macroscópico). Es decir, la propuesta es que medir es algo que sólo ocurre a nivel macroscópico.

Sin embargo, inmediatamente surge la siguiente pregunta: ¿qué tan macroscópico debe ser un objeto antes de que esperemos que su estado colapse? Para intentar contestar dicha pregunta, consideremos un aparato para medir el espín a lo largo del eje  $z$  de un electrón<sup>xiii</sup> (ver Fig. 2). El aparato consiste en una caja con dos aperturas, una por donde entra el electrón que se quiere medir y otra por donde sale el electrón ya medido. La caja además posee una carátula con tres posibles configuraciones:  $L$  que indica que el aparato está listo para recibir un electrón y medirlo y  $z(+)$  y  $z(-)$  que señalan cual fue el resultado de la medición una vez que el electrón pasó por la caja ( $z(+)$  y  $z(-)$  corresponden, respectivamente, a espín “arriba” y “abajo” a lo largo de  $z$ ).

Supongamos ahora que introducimos al aparato un electrón cuyo estado inicial corresponde a una superposición de dos estados con valores  $z(+)$  y  $z(-)$  respectivamente<sup>xiii</sup>. ¿Cuál será el resultado de dicho experimento? Bueno, si consideramos la caja como un aparato de medición, entonces esperamos que el postulado del colapso entre en juego de manera que, al salir el electrón, el apuntador se habrá movido a  $z(+)$  o a  $z(-)$ , con probabilidades dictadas por la regla de Born. Sin

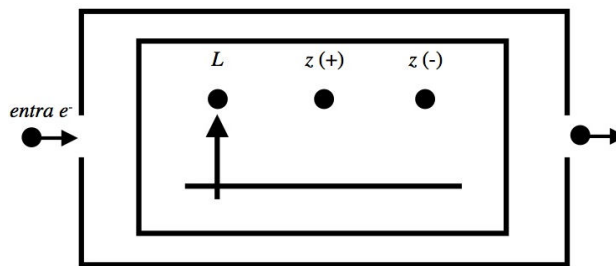


FIGURA 2. Aparato de medición del espín.

embargo, un momento de reflexión nos lleva a notar que la caja de la Fig. 2, y cualquier otro aparato de medición para el caso, está constituido por los mismos electrones, protones y neutrones que describe la mecánica cuántica. Por lo tanto, podemos pensar a la caja no como un aparato de medición sino como un objeto cuántico. Pero si éste es el caso, al pasar el electrón por la caja, el postulado del colapso no entra en juego y el resultado es que el aparato evoluciona hacia una superposición de indicar  $z(+)$  y  $z(-)$ , esto hasta que la aguja sea medida. Podemos ahora introducir un nuevo aparato de medición para medir la aguja de la caja, una cámara que la registre, por ejemplo, pero, por supuesto, también podemos tratar a la cámara como un objeto cuántico, cuyo estado colapsará hasta ser medido. . .

Parece entonces que el argumento anterior se puede continuar de manera indefinida, sin que exista un punto en donde podamos decir que ocurrió una medición. Seguimos por lo tanto sin una receta para determinar cuándo debemos utilizar la evolución de Schrödinger y cuándo el postulado del colapso, así que seguimos sin solucionar el problema de la medición. Desde este punto de vista, entonces, una solución al problema debe lograr lo siguiente: dar cuenta de por qué existen superposiciones en el mundo microscópico pero no en el macroscópico, es decir, explicar cómo ocurre esta transición de comportamientos tan distintos entre el mundo microscópico y el macroscópico (¿cómo es que los gatos de Schrödinger no ocurren pero los experimentos con electrones sí muestran patrones de interferencia?). El problema con la interpretación estándar es que no es capaz, a partir de primeros principios, de predecir que éste será el caso.

Una posible objeción *en contra* del problema de la medición, el cual, como ya dijimos, señala que el concepto de medición es clave pero no se define en la mecánica cuántica estándar, sostiene que en realidad *toda* teoría requiere de ciertas nociones pre-teóricas sobre mediciones. Es decir, que preguntas como ¿qué subsistemas deben considerarse “aparatos de medición”? no sólo no se contestan en mecánica cuántica sino que tampoco en otras teorías donde no pensamos que exista un problema de la medición (como en mecánica clásica, por ejemplo). La diferencia crucial, sin embargo, es que en otras teorías dicha habilidad de determinar qué parte del sistema debe ser considerado el “aparato de medición” no es indispensable con el fin de utilizar a la teoría para hacer predicciones. En la mecánica cuántica estándar, en contraste, la necesidad de separar el sistema del aparato de medición (o

del observador), es esencial para extraer predicciones del formalismo.

Esta discusión nos permite conectar la formulación del problema de la medición de esta sección con la primera aproximación a éste que presentamos en la introducción. Es decir, con el hecho de que la mecánica cuántica estándar, a diferencia de otras teorías, es incapaz de explicar nuestras percepciones. Por supuesto, no estamos demandando en este punto una descripción detallada de un proceso tan complicado como el de la percepción, pero uno debe de ser al menos capaz de encontrar en la descripción de la teoría en cuestión elementos sobre los cuales pueda considerarse que las percepciones sobrevienen<sup>xiv</sup>. Y, dado el problema de la medición, esto es algo que no podemos decir sobre la mecánica cuántica estándar. En otras palabras, no se debe confundir la falta de una descripción detallada sobre la percepción dentro de alguna teoría con el hecho de que, en la mecánica cuántica estándar, observadores *externos* al sistema estudiado son necesarios para que la teoría tenga sentido.

Antes de concluir esta sección me gustaría aclarar algunos malentendidos con respecto al problema de la medición. En particular, quiero señalar algunas propiedades del formalismo cuántico que continuamente se confunden con éste. Estas propiedades son sin duda novedosas con respecto a la física clásica. Sin embargo, no implican, a diferencia del problema de la medición, que la teoría tenga algún problema conceptual interno (el único problema que señalan es la inadecuación de nuestro sentido común con respecto al mundo microscópico). De hecho, más adelante veremos que existen formalismos cuánticos que resuelven el problema de la medición pero que comparten con la teoría estándar estas características.

La primera característica que quiero señalar es el indeterminismo. Es decir, el hecho que, de acuerdo a la mecánica cuántica estándar, incluso si se conoce en cierto tiempo el estado completo de un sistema, no es posible predecir con certeza el estado del sistema en un tiempo posterior. Esta podrá parecer una característica extraña, sobre todo al comparar con la teoría con la física clásica, pero no implica ningún tipo de complicación interna para la teoría. Igualmente, vimos arriba que el formalismo cuántico introduce la posibilidad de que valores de propiedad no estén definidos, o el hecho de que, en general, las mediciones modifican al sistema que se mide. Sin embargo, una vez más, estas son propiedades novedosas pero no conllevan dificultades internas.

Otro malentendido tiene que ver con pensar que el problema de la medición depende de adoptar una postura *realista* con respecto a la teoría y en particular con respecto al estado cuántico. Esto es, de postular que el estado cuántico representa en todo momento el estado físico del sistema de estudio. Esto sin embargo es falso pues incluso una interpretación puramente instrumentalista de la teoría depende crucialmente del concepto de medición para hacer predicciones y sin una caracterización precisa de dicho concepto la teoría, *qua* instrumento, también resulta vaga. En cualquier caso, en la siguiente sección veremos por qué el problema de

la medición no ha limitado el éxito empírico de la mecánica cuántica.

#### 2.4. ¿Por qué es exitosa la mecánica cuántica estándar?

Una vez que queda claro el problema de la medición, y el hecho de que, debido a él, la mecánica cuántica estándar resulta una teoría vaga, surge naturalmente una pregunta: ¿por qué, a pesar del problema de la medición, es exitosa la mecánica cuántica estándar? Es decir, ¿por qué, a pesar de que el formalismo estándar contiene dos leyes de evolución radicalmente distintas, y no especifica cuándo debemos utilizar una u otra, la mecánica cuántica da lugar a predicciones empíricas increíblemente acertadas (a pesar de que elecciones diferentes dan lugar a predicciones diferentes)?

Para intentar responder, formulemos la situación en términos ligeramente distintos. Como ya vimos, la mecánica cuántica estándar es fundamentalmente sobre observaciones. Por lo tanto, a la hora de utilizarla, es necesario dividir al mundo entre lo observado y el observador. Sin embargo, el formalismo estándar no proporciona una regla clara sobre cómo hacerlo, a pesar de que los resultados dependen en detalle de cómo se realiza la división. ¿Cómo es, entonces, que en la práctica la utilizamos con éxito? La respuesta es que, a pesar de que no contamos con una regla precisa sobre cómo dividir al mundo entre lo observado y el observador (o, en otras palabras, con respecto a definir en qué consiste una medición), sí tenemos una receta que, debido a limitaciones humanas, es suficientemente no ambigua para ser utilizada con éxito para fines prácticos (ver [5], Sec. 2). La receta es la siguiente: *agrega lo suficiente al sistema cuántico, de manera que agregar más no altera significativamente las predicciones prácticas*. Y, dado que la escala de los sistemas cuánticos está tan alejada de la escala humana, y dado que nuestros aparatos de medición tienen precisiones limitadas, esta línea siempre aparece mucho antes de llegar a la escala macroscópica en la que vivimos.

Para ilustrar lo anterior, regresemos al caso del electrón y la caja de medición de espín de la Fig. 2. Una primera opción es considerar sólo al electrón como sistema cuántico y a la caja como aparato de medición, y al hacer esto el formalismo dará lugar a ciertas predicciones. Otra opción es considerar el electrón y la caja como sistema cuántico y pensar en una cámara que observa a la caja como aparato de medición. En este caso, el formalismo cuántico dará lugar a predicciones distintas. Claramente podemos continuar este proceso colocando más y más “aparatos de medición” en la cola, incluso podemos pensar en un humano que observa el resultado del experimento y podemos incluirlo como parte del sistema cuántico. Y cada una de estas elecciones dará lugar a un nuevo conjunto de predicciones cuánticas. Ahora, de acuerdo con la receta práctica que enunciábamos arriba, existirá un punto a partir del cual agregar más cosas al sistema no modificará mucho las predicciones. De hecho, dado que siempre habrá cierta imprecisión en nuestras mediciones, llegará un punto en el que las predicciones de una u otra elección serán,

para todo fin práctico, indistinguibles. Es por eso que, para todo fin práctico, la mecánica cuántica ha resultado, hasta el momento, empíricamente exitosa.

Aún así, por las razones ya presentadas, la mecánica cuántica estándar no puede ser considerada satisfactoria. En la siguiente sección discutiremos qué se ha propuesto hacer al respecto.

### 3. Alternativas al formalismo estándar

Como mencioné en la introducción, el objetivo de este texto es mostrar que es posible resistir la posición planteada por Bohr; que de hecho existen hoy en día alternativas al formalismo estándar prometedoras que permiten, por un lado, acomodar la evidencia empírica, y por otro, construir una imagen del mundo objetiva y completa.

Con el fin de evaluar las posibles alternativas para lograr lo anterior, es útil volver al problema de la medición y enunciarlo de una manera un poco más formal y general (ver [6]). Esta consiste en reconocer que los tres siguientes enunciados son en conjunto incompatibles:

- a) La descripción física que provee el vector de estado es completa<sup>xv</sup>.
- b) Los estados cuánticos siempre evolucionan de acuerdo con la ecuación de Schrödinger.
- c) Las mediciones siempre tienen resultados definidos<sup>xvi</sup>.

Para ilustrar que éste es el caso, volvamos al experimento de la Fig. 2. Supongamos primero que a) y b) son verdaderos. Debido a b) debemos concluir que el estado final del experimento será una superposición del aparato indicando  $z(+)$  y  $z(-)$ . Pero si, como indica a), el estado cuántico es completo (es decir, representa de manera fiel el estado físico del sistema), entonces no será el caso que dicho experimento concluirá con un resultado definido, como demanda c). Por otro lado, si suponemos a) y c), es claro que la evolución no puede estar dictada en todo momento por la ecuación de Schrödinger (como requiere b)) ya que ésta lleva inevitablemente al aparato a un estado de superposición. Finalmente, si suponemos b) y c), la descripción cuántica no puede ser completa (como demanda a)) pues el estado de superposición no contiene la información de cuál fue el resultado definido que de hecho se obtuvo.

La formulación del problema de la medición planteada por Maudlin es sumamente útil para motivar, evaluar y clasificar alternativas al formalismo cuántico estándar que permitan construir una imagen completa del mundo. Las diferentes propuestas en este sentido se pueden clasificar de acuerdo con cuál (o cuáles) de los enunciados niegan (desde este punto de vista, incluso la mecánica cuántica estándar puede verse como un intento (fallido) por solucionar el problema negando b), ya que, debido a la presencia del postulado del colapso, en dicho formalismo los estados cuánticos no siempre evolucionan de acuerdo con la ecuación de Schrödinger).

En lo que resta de esta sección realizaremos dicha clasificación<sup>xvii</sup> y veremos que las tres alternativas más prometedoras (o, al menos, más populares), corresponden a negar, en turno, a), b) y c). La primera de éstas, conocida como programa de *variables ocultas*, plantea que el estado cuántico es incompleto, es decir, niega a). En consecuencia, propone completar la teoría, añadiendo variables adicionales. La segunda propone modificar la ecuación de Schrödinger con términos aleatorios (negando de paso b)), de tal manera que los colapsos ocurran de forma independiente de las mediciones. Esta vía es conocida como programa de *colapso objetivo o reducción dinámica*. Por último, la estrategia *Everettiana* niega c) al proponer que, por lo general, las mediciones no terminan con resultados definidos. Esta, por supuesto, es la opción más radical y, para ser viable, debe mostrar que es compatible con nuestras percepciones. Procedamos entonces a realizar la clasificación considerando propuestas que niegan, en turno, a), b) y c).

#### 3.1. Primera vía: la descripción física que provee el vector de estado es incompleta

Comencemos con propuestas que niegan a), es decir, que mantienen que *la descripción física que provee el vector de estado es incompleta*. Algunos ejemplos de este tipo son los siguientes:

**Interpretaciones instrumentalistas:** la mecánica cuántica es sólo una herramienta para hacer predicciones.

**Interpretaciones epistémicas:** el estado cuántico representa nuestro conocimiento del sistema<sup>xviii</sup>.

**Interpretaciones estadísticas:** el estado cuántico sólo refiere a colectividades o “ensambles”.

**Variables ocultas:** es necesario añadir variables adicionales al estado cuántico para obtener una descripción completa del sistema en cuestión.

Sobre las primeras tres opciones no diré mucho pues no creo que en realidad solucionen el problema. De hecho, en la sección anterior expliqué por qué la interpretación instrumentalista es problemática y argumentos similares se pueden desarrollar con respecto a las otras dos. Además, es claro que no pueden utilizarse para construir una imagen del mundo objetiva y realista ya que aceptan el hecho de que la descripción cuántica es incompleta y no intentan remediarlo. La teorías de variables ocultas, por el otro lado, si parecen tener recursos suficientes para resolver el problema, veámoslo en detalle.

##### 3.1.1. Variables ocultas

Los modelos de variables ocultas sostienen que el estado cuántico estándar es incompleto. Es decir, que no contiene toda la información sobre las propiedades que *de hecho* poseen las entidades del mundo<sup>xix</sup>. La propuesta, entonces, es completar la teoría estándar con la inclusión de “va-

riables ocultas” de manera que, con éstas, el valor de todas las propiedades quede completamente especificado. Una teoría de variables ocultas, por supuesto, debe no sólo especificar cuales son estas variables ocultas sino que requiere, además, proveer una dinámica para ellas. También necesita decir algo sobre la distribución de estas variables de manera que al promediar sobre ellas se recuperen los resultados estadísticos de la teoría estándar.

Las teorías de variables ocultas han sido utilizadas no sólo para tratar de resolver el problema de la medición sino también para eliminar el indeterminismo de la teoría estándar. La idea es que este indeterminismo tiene un origen completamente epistémico: se debe únicamente a que, al conocer el estado cuántico, no contamos con toda la información necesaria para hacer predicciones certeras. Si, por el contrario, uno cuenta con la información completa, es decir, el valor tanto del estado cuántico como de las variables ocultas, entonces se recupera el determinismo.

El ejemplo más importante de una teoría de variables ocultas se conoce como modelo de de Broglie-Bohm ([10] es una buena introducción al tema). Este propone que la especificación completa del estado de un sistema cuántico debe contener, además del vector de estado, la posición instantánea de todas las partículas involucradas. Es decir, mantiene que, a diferencia de lo que propone la teoría estándar, todas las partículas poseen una posición bien definida en todo momento. Las posiciones, entonces, juegan el papel de variables ocultas.

La dinámica de la teoría de de Broglie-Bohm contiene dos partes. La primera, que refiere a la función de onda, indica que ésta evoluciona de acuerdo con la ecuación de Schrödinger en todo momento. La segunda, que se conoce como la ecuación guía, especifica cómo la función de onda “guía” o “empuja” a las partículas. Más precisamente, la ecuación guía proporciona la velocidad de toda partícula en el tiempo  $t$  en función del vector de estado y de la posición del resto de las partículas en ese mismo tiempo<sup>xx</sup>. La mecánica de de Broglie-Bohm también provee una distribución de las posiciones de las partículas gracias a la cual reproduce las predicciones probabilísticas de la teoría estándar (por supuesto, las predicciones coinciden en la medida en que el formalismo estándar logre hacer predicciones no-ambiguas).

Veamos brevemente cómo la teoría de de Broglie-Bohm soluciona el problema de la medición para el caso del experimento de la Fig. 2. Dado que desde el punto de vista de de Broglie-Bohm el vector de estado evoluciona de acuerdo con la ecuación de Schrödinger, el estado cuántico final será, al igual que en el caso en el que consideramos al aparato de medición como un sistema cuántico, una superposición de indicar  $z(+)$  y  $z(-)$ . Pero, por supuesto, esa no es toda la historia pues hace falta considerar las partículas que, como ya dijimos, siempre tienen posiciones bien definidas. Entonces, las partículas que componen la aguja, en particular, estarán al final del experimento ya sea marcando  $z(+)$  o marcando  $z(-)$ , pero nunca ambos a la vez, de manera que al final se obtiene un resultado definido.

### 3.2. Segunda vía: los estados cuánticos no siempre evolucionan de acuerdo con la ecuación de Schrödinger

Las propuestas de este conjunto mantienen que la ecuación de Schrödinger no siempre se cumple. Por lo tanto, teorías de este tipo deben especificar bajo qué circunstancias la ecuación de Schrödinger se interrumpe. Se ha propuesto que esto sucede, por ejemplo:

Al medir.

A nivel macroscópico.

A nivel clásico.

Debido a la conciencia<sup>xxi</sup>.

Cuando ocurren eventos irreversibles.

Al crearse registros.

Al generarse información.

De manera aleatoria.

Por supuesto, la primera no es más que la formulación estándar y espero ya haber dejado claro por qué no funciona. Del resto, excepto la última, se puede decir básicamente lo mismo que con respecto a la primera pues hacen uso de nociones, como conciencia, irreversibilidad, información, etc., que no están bien definidas dentro de la teoría, dando lugar nuevamente a formalismos vagos. La última, sin embargo, es muy diferente. A continuación la evaluaremos en detalle.

#### 3.2.1. Colapso objetivo

Los modelos de colapso objetivo proponen modificar la ecuación dinámica de la teoría estándar con la inclusión de términos aleatorios. Esto con el fin de dar cuenta del comportamiento de sistemas microscópicos y macroscópicos por medio de una única ley. En particular, el objetivo es explicar de manera unificada, y sin hacer referencia a mediciones u observadores, tanto el comportamiento cuántico de los sistemas microscópicos como la ausencia de superposiciones en el mundo macroscópico. A la fecha se han construido varios modelos con estas características que constituyen alternativas viables a la interpretación estándar. Estos hacen predicciones ligeramente distintas de las de la teoría estándar, sin embargo, la diferencia entre ellas es tan pequeña que ambas resultan compatibles con la evidencia empírica (de hecho, experimentos que discriminen son en principio posibles pero, por el momento, inalcanzables desde el punto de vista tecnológico).

Para ejemplificar el funcionamiento de los modelos de colapso objetivo, presentaremos el conocido como GRW (ver [13]). Este, a pesar de su sencillez, contiene todos los elementos importantes de dichos modelos. GRW modifica la dinámica estándar con la introducción de procesos espontáneos que ocurren a nivel microscópico y que tienden a suprimir superposiciones de estados localizados en lugares distintos<sup>xxii</sup>.



En más detalle, GRW propone que cada partícula elemental sufre, en tiempos aleatorios distribuidos con una cierta frecuencia, procesos repentinos que la localizan (o colapsan) en posiciones apropiadas. Para entender cómo esto ayuda en la supresión de superposiciones macroscópicas, notamos que la frecuencia con la que ocurren las localizaciones espontáneas es sumamente pequeña, de manera que cada partícula elemental sufre muy pocos de estos colapsos. Sin embargo, la frecuencia de localizaciones crece con el número de partículas involucradas así que estos colapsos hacen que los objetos macroscópicos no duren mucho tiempo deslocalizados (de hecho, para objetos macroscópicos, este tiempo resulta mucho menor que la escala en la que ocurren los fenómenos humanos de percepción). Entonces, en términos del experimento de la Fig. 2, una vez que el electrón entra al aparato de medición, la aguja entrará en una superposición de marcar  $z(+)$  y  $z(-)$ . Sin embargo, dado que dicha aguja está constituida por un número enorme de partículas, rápidamente su estado colapsará a marcar una u otra de las opciones.

### 3.3. Tercera vía: las mediciones no siempre tienen resultados definidos

Por último, consideramos propuestas que niegan el tercer enunciado de la formulación de Maudlin, es decir, que mantienen que las mediciones no siempre tienen resultados definidos. Estas propuestas intentan mostrar que, a diferencia de lo que pudiera pensarse a primera vista, no existe un conflicto entre las predicciones de una teoría cuántica cuya dinámica está siempre gobernada por la ecuación de Schrödinger y nuestra evidencia empírica. Es decir, pretenden probar que el hecho de que la ecuación de Schrödinger implica que el experimento de la Fig. 2 terminará en una superposición de indicar  $z(+)$  y  $z(-)$  no contradice nuestras percepciones con respecto a que las mediciones siempre tienen resultados definidos. Ejemplos de teorías de este tipo incluyen:

Modelos Everettianos.

Modelos basados en decoherencia.

El primer grupo, inspirado en [14], propone que los diferentes términos de una superposición macroscópica deben interpretarse como describiendo una *multiplicidad* de mundos macroscópicos (ejemplos de teorías de este tipo incluyen a la teoría de muchos mundos de de Witt [15] o la de muchas mentes de Albert y Lower [16]). La idea general del segundo grupo arriba es que la inevitable interacción de los sistemas cuánticos con su ambiente causa, *para todo fin práctico*, “colapsos efectivos”. Es decir, que a pesar de que el estado cuántico *nunca* colapsa, la interacción con el ambiente provoca la eliminación de interferencias de manera que, en la práctica, podemos *pretender* que los colapsos *sí* ocurren (ver [17]). Existen también combinaciones de estos dos tipos de propuestas, como la formulación de historias consistentes o las teorías Everettianas contemporáneas. La primera utiliza la noción de historia de un sistema, en lugar de la de estado

instantáneo, como herramienta descriptiva central y provee un criterio (basado en decoherencia) para asignar probabilidades a las diferentes historias. Sin embargo, sufre de problemas similares a los de la formulación estándar (ver [18]). A las teorías Everettianas contemporáneas las discutimos en la siguiente sección.

#### 3.3.1. Modelos Everettianos contemporáneos

Los modelos Everettianos contemporáneos, al igual que todas las teorías basadas en [14], proponen que los diferentes términos de una superposición macroscópica deben interpretarse como describiendo una multiplicidad de mundos macroscópicos que, para todo fin práctico, no interactúan entre sí. En otras palabras, que todos los posibles resultados cuánticos de hecho se obtienen, pero cada uno de ellos en un mundo paralelo al resto. Sin embargo, a diferencia de las teorías de muchos mundos que postulan que estos son, de alguna manera, elementos *fundamentales* de la teoría, o las de muchas mentes que proponen que no hay en realidad multiplicidad en la naturaleza sino sólo una ilusión de multiplicidad en nuestras mentes, las versiones contemporáneas sostienen que los muchos mundos son fenómenos macroscópicos, locales y emergentes ([19] contiene la exposición más extensa y la mejor defensa de un modelo de este tipo). La idea es que la multiplicidad surge a partir una interacción entre los sistemas cuánticos y su entorno, es decir, que la decoherencia es la que causa la aparición y la bifurcación de los muchos mundos.

Volviendo al ejemplo de la Fig. 2, de acuerdo con este tipo de modelos, el estado final del experimento, el cual contiene una superposición de mostrar  $z(+)$  y  $z(-)$ , debe interpretarse, debido a la interacción del aparato con el ambiente, como describiendo un par de mundos, uno con una versión del aparato mostrando  $z(+)$  y otro con el aparato indicando  $z(-)$ , (y, por supuesto, cada uno de ellos con una versión del observador registrando el resultado correspondiente). De esta manera, estos modelos pretenden conciliar el hecho de que el vector de estado es completo, y que éste siempre evoluciona de acuerdo con la ecuación de Schrödinger, con el hecho de que nos parece que todas las mediciones siempre terminan con resultados definidos.

### 3.4. Problemas abiertos

En las secciones anteriores describimos tres alternativas prometedoras, resaltando principalmente sus virtudes. Antes de concluir, me gustaría mencionar algunos de los problemas que quedan por resolver si uno quiere adoptar de lleno alguna de ellas. Comencemos con la mecánica de de Broglie-Bohm. El problema que me gustaría resaltar es que dicha teoría es necesariamente incompatible con la relatividad especial de Einstein, aunque de un modo curioso. La relatividad de Einstein demanda, como es bien sabido, que todos los marcos de referencia inerciales sean equivalentes y esto implica que la noción de simultaneidad es relativa. Sin embargo, la teoría de

de Broglie-Bohm requiere de un marco de referencia *privilegiado* pues necesita especificar con respecto a qué noción de simultaneidad debemos aplicar sus leyes (recordemos que la velocidad de una partícula dada, en cierto tiempo, es función de la posición instantánea del resto de partículas *en ese mismo tiempo*). A pesar de esto, la situación no es tan grave como pudiera pensarse porque la mecánica de de Broglie-Bohm es tal que impide el acceso empírico a dicho marco de referencia privilegiado. Es decir, la teoría requiere de dicho marco para estar bien formulada pero no permite distinguir empíricamente cuál es el marco elegido.

Con respecto a teorías de colapso objetivo, me gustaría señalar el siguiente asunto. Como vimos arriba, el problema de la medición está íntimamente relacionado con el hecho de que la regla de Born refiere directamente (y únicamente) a resultados de mediciones. Es decir, interpreta el estado cuántico como recipiente de información con respecto a probables resultados experimentales. Para resolver el problema de la medición, como señalamos arriba, las teorías de colapso objetivo eliminan la regla de Born e introducen mecanismos de colapso aleatorios. Sin embargo, al hacerlo, quitan también la interpretación probabilística del estado, por lo que requieren de una nueva interpretación (sin esta no es posible utilizar la teoría para hacer predicciones). El problema es que no parece existir una interpretación alternativa que sea natural y libre de complicaciones conceptuales. Por ejemplo, uno pudiera pensar en interpretar el estado directamente como un campo físico, como, de hecho, Schrödinger intentó originalmente. Sin embargo, resulta que el estado de un sistema de muchas partículas no vive en el espacio físico sino en el llamado espacio de configuraciones, por lo que esta opción no resulta nada atractiva.

Finalmente, discutimos brevemente un problema con los modelos Everettianos contemporáneos que considero significativamente más grave que los que presentan las otras dos alternativas. Este tiene que ver con que, en general, los modelos Everettianos necesitan especificar cómo y cuándo es que ocurren las bifurcaciones de los mundos (por supuesto, la respuesta no puede ser que las divisiones ocurren cuando me-

dimos pues esto nos llevaría de vuelta al problema original). Como vimos, los Everettianos contemporáneos sostienen que la interacción de los sistemas cuánticos con su ambiente es la que provoca las bifurcaciones de los mundos. Sin embargo, no es para nada claro que dicha solución funcione pues, incluso de entrada, es claro que depende de dividir el objeto de estudio en dos partes, el sistema y el ambiente. Y, por supuesto, el problema es que el formalismo no indica cómo debemos realizar dicha separación, lo que nos conduce a un problema muy similar al de la medición.

#### 4. Conclusiones

La mecánica cuántica estándar es sin duda una de las teorías científicas más exitosas de la historia de la humanidad. Sin embargo, debido al problema de la medición, dicha teoría no es satisfactoria desde el punto de vista conceptual. Como vimos, la estructura de la teoría estándar es tal que, para utilizarla, es necesario considerar al observador como externo al sistema de estudio. A partir de esta característica, Bohr y compañía proclamaron que la ciencia debe limitarse a describir lo que se observa y olvidar la aspiración de construir una imagen completa del mundo. Está fue, por mucho tiempo, la posición estándar de la comunidad científica involucrada. Este texto muestra que dicha posición no está justificada ni desde el punto de vista conceptual ni del empírico, y que, por lo tanto, una mejor respuesta al problema es buscar nueva física que comparta el éxito empírico de la teoría estándar pero que corrija las limitaciones conceptuales. Más aún, expusimos tres alternativas concretas que logran, hasta cierto punto, lo anterior.

Vimos también que las alternativas planteadas no son (al menos por ahora) perfectas. Sin embargo, no parece haber ninguna restricción en principio para que sus problemas puedan solucionarse. Es decir, la posición de Bohr no parece estar justificada y el problema de la medición, después de todo, parece ser (hasta que formalmente se demuestre lo contrario) un problema científico genuino.

---

*i.* La concordancia entre las predicciones de la mecánica cuántica y las mediciones experimentales correspondientes es espectacular. Además, gracias a ella entendemos el comportamiento de partículas subatómicas y átomos y de cómo estos se combinan para formar moléculas. La mecánica cuántica también provee descripciones precisas de varios fenómenos antes inexplicables, como la radiación de cuerpo negro o la estabilidad de los átomos, y ha mejorado nuestro entendimiento de diferentes sistemas y procesos biológicos como los receptores de olor o la fotosíntesis. Por último, muchos inventos tecnológicos modernos, como los láseres o los transistores, operan a escalas en las que los efectos cuánticos son esenciales.

*ii.* Esta sección está inspirada en una entrevista concedida

por David Albert al Podcast for Social Research <http://thebrooklyninstitute.com/projects/the-podcast-for-social-research>

*iii.* Esta sección es inevitablemente más técnica que el resto del artículo.

*iv.* Un espacio de Hilbert es un espacio vectorial con producto interno que es completo con respecto a la distancia inducida por el producto interno.

*v.* Un número complejo es un número de la forma  $x + iy$  donde  $x$  y  $y$  son números reales e  $i$  representa la raíz cuadrada de menos uno.

*vi.* El espín es un tipo de momento angular intrínseco que poseen

- las partículas cuánticas; es un fenómeno puramente cuántico sin contraparte clásica.
- vii. Los operadores lineales son aquellos tales que  $O(|A\rangle + |B\rangle) = O|A\rangle + O|B\rangle$  y  $O(\alpha|A\rangle) = \alpha O|A\rangle$  para todo par de vectores  $|A\rangle$  y  $|B\rangle$  y todo número  $\alpha$ .
- viii. Los eigenvectores de un operador  $O$  son los vectores diferentes de cero que cumplen:  $O|A\rangle = \lambda|A\rangle$ ;  $\lambda$  es el eigenvalor correspondiente.
- ix. La ecuación de Schrödinger está dada por  $i\hbar \frac{d}{dt}|\psi\rangle = \hat{H}|\psi\rangle$  donde  $\hbar$  es la constante de Planck dividida por  $2\pi$  y  $\hat{H}$  es el operador Hamiltoniano que representa la energía total del sistema.
- x. Llamar evolución a este proceso puede parecer inadecuado dado que involucra cambios instantáneos. En tal caso lo podemos llamar regla de cambio del estado. En cualquier caso, nada de lo que diré en el resto del artículo depende de si es legítimo o no llamar al postulado de proyección ley de evolución.
- xi. Este *no* es el caso si el estado inicial es un eigenvector de la propiedad que se mide.
- xii. Para los electrones, que son, así llamadas, partículas de espín-un-medio, el espín a lo largo de una dirección dada sólo puede adquirir uno de dos valores: “arriba” o “abajo”.
- xiii. De igual manera que en el experimento de las dos rendijas existen electrones en superposición de viajar por ambos caminos, es posible construir estados que corresponden a electrones en superposición de diferentes valores para su espín a lo largo de algún eje.
- xiv. Se dice que un conjunto de propiedades A sobreviene sobre otro conjunto B sólo si no es posible que dos cosas difieran con respecto a propiedades del tipo A sin al mismo tiempo diferir con respecto a propiedades del tipo B.
- xv. Por completa, Maudlin entiende que todas las propiedades físicas de un sistema se ven reflejadas en el estado cuántico (este es, por cierto, un uso de “completitud de una teoría” muy cercano al de EPR [7]).
- xvi. Es decir, después de un experimento, el mundo es tal que sólo uno de los posibles resultados de hecho ocurre.
- xvii. En ningún sentido pretendo que ésta será completa.
- xviii. Ver por ejemplo [8].
- xix. Las interpretaciones modales pueden entenderse como modelos de variables ocultas (ver [9]).
- xx. Es importante notar que el hecho de que en la teoría de de Broglie-Bohm la velocidad de una partícula dependa de la posición instantánea del resto de las partículas revela el carácter *no-local* del formalismo. Esto por supuesto no podía ser diferente a la luz del famoso teorema de Bell, [11], que muestra que las predicciones de teorías *locales*, con respecto a correlaciones de observables asociados a pares entrelazados, son incompatibles con las de la mecánica cuántica.
- xxi. Ver por ejemplo [12].
- xxii. Recordemos que, de igual manera que un electrón puede estar en superposición de viajar por dos caminos, o de los estados de espín arriba y espín abajo, puede entrar en superposición de estar localizado en dos (o más) lugares a la vez.
1. D. Albert, *Quantum Mechanics and Experience*. (Harvard University Press, 1992).
  2. R. Feynman, *The Character of Physical Law*. (Modern Library, 1994).
  3. P. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*. (Oxford University Press, 1930).
  4. J. von Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*. (1932).
  5. J. Bell, “Quantum mechanics for cosmologists”, in *Quantum Gravity II*, (Oxford University Press, 1981).
  6. T. Maudlin, “Three measurement problems” *Topoi*, **14** (1995).
  7. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47** (1935) 777-780.
  8. C. Fuchs and A. Peres, *Phys. Tod.* **53** (2000) 70-71.
  9. O. Lombardi and D. Dieks, “Modal interpretations of quantum mechanics” (The Stanford Encyclopedia of Philosophy, 2014).
  10. J. Bell, *Found. Phys.* **12** (1982).
  11. J. Bell, *Physics* **1** (1964) 195-200.
  12. E. Wigner, “Remarks on the mind-body problem,” in *The Scientist Speaks* (I. Good, ed.) (1961) 284-302.
  13. G. Ghirardi, “Collapse theories” (The Stanford Encyclopedia of Philosophy, 2002).
  14. H. Everett, *Rev. Mod. Phys.* **29** (1957).
  15. B. de Witt, *Phy. Tod.* **23** (1970) 30.
  16. D. Albert and B. Loewer, *Synthese* **77** (1988) 195.
  17. W. Zurek, *Phys. Tod.* **44** (1991).
  18. E. Okon and D. Sudarsky, “Measurements according to consistent histories” *Stud. Hist. Phil. Mod. Phys.* **48** (2014) 7-12.
  19. D. Wallace, *The Emergent Multiverse* (Oxford University Press, 2012).
  20. Un estado posee el valor  $\lambda$  de una propiedad representada por el operador  $O$  si y sólo si ese estado es un eigenvector de  $O$  con eigenvalor  $\lambda$ .