

LA TEORÍA CUÁNTICA Y SUS INTERPRETACIONES: UN ENFOQUE FILOSÓFICO REALISTA

Antonio Aparicio Juan
aaj@ll.iac.es

RESUMEN

La teoría cuántica ha generado la mayor crisis del realismo de la historia de la ciencia moderna. Su incuestionable éxito predictivo va acompañado de una singular cadena de aspectos extraños, cuando no decididamente paradójicos, que surgen de la llamada interpretación ortodoxa. En este artículo presento resumidamente los fundamentos del formalismo y sus consecuencias inmediatas y paso revista a las principales alternativas interpretativas. Pretendo mostrar que el divorcio entre la teoría cuántica y una interpretación realista del mundo no es, en absoluto, inevitable.

ABSTRACT

«Quantum theory and its interpretations: A realist philosophical approach» Quantum theory has produced the biggest crisis of realism of the modern history of science. Its unquestionable predictive success is accompanied by a singular stream of weird aspects, if not definitely paradoxal, which arise from the so called orthodox interpretation. In this paper, I summarize the formalism fundamentals and its immediate consequences and I review the main interpretative alternatives. I intend to show that the divorce between quantum theory and a realist interpretation of the world is by no mean unavoidable.

La Teoría Cuántica es uno de los mayores acontecimientos de la historia del conocimiento humano. Pero ha generado también una crisis considerable sobre la comprensión de la naturaleza desde el punto de vista de la Física. Es una situación delicada; quizá desproporcionada. Desproporción entre el enorme éxito de la Física en la resolución de viejos y nuevos problemas, con una precisión predictiva a menudo espectacular y la falta de comprensión de la esencia de tales problemas. Las respuestas a preguntas tan inmediatas y antiguas como qué es un átomo o de qué está hecha la luz ponen de manifiesto una situación de incertidumbre, paradojas y confusión que sorprende por la capacidad que, por otra parte, tenemos para predecir el comportamiento de átomos y luz y para construir artilugios que explotan tales predicciones con éxito. Todo ello ha contribuido al desarrollo de una interpretación instrumentalista de la Física y a un afianzamiento del idealismo en la explicación de la Naturaleza. Ha generado una actitud de renuncia a la comprensión del mundo a



un nivel algo más profundo que el de los resultados de los experimentos, cuando no una abierta declaración de que tal comprensión es imposible. ¿Dónde está el problema? ¿Quizá en la complejidad del conocimiento físico y matemático requerido para abordar el problema? ¿Quizá el enfoque (filosófico) que muchos de los físicos tienen del asunto es inadecuado y conduce a interpretaciones por derroteros poco sólidos?

Popper¹ identifica dos razones para la crisis: (1) la intrusión del subjetivismo y (2) la idea de que la teoría cuántica ha alcanzado la verdad total y final. Ambas cosas se combinan para producir efectos demoledores, en mi opinión. Pero, mientras que la segunda aparece con cierta periodicidad, precisamente en Física, dando lugar, dicho sea de paso, a una cierta parálisis en el progreso del conocimiento conceptual de esta disciplina, resulta chocante la irrupción de la primera. Los físicos que, confiados en sus ecuaciones y los resultados de los experimentos, han mostrado siempre una tendencia, creo que natural, a considerar que el mundo de ahí afuera existe realmente y por sí, resulta que, ante el formalismo de la teoría cuántica, retroceden. Las cosas no parecen claras y el resultado es la renuncia al realismo.

Es menester señalar que tal renuncia, no sólo no ha sido compartida por todos sino que, aparentemente, está remitiendo en los últimos años. Pero la influencia de la interpretación de Copenhague, o interpretación ortodoxa de la teoría cuántica, ha sido enorme y pervive en la actualidad. En el presente artículo quiero hacer una discusión crítica de esta interpretación y de las posibles alternativas que se presentan. Mi objetivo es mostrar que la interpretación realista de los fenómenos es perfectamente viable. Tanto, al menos, como la ortodoxa. Para comprender las razones de estas interpretaciones, es necesario conocer los aspectos fundamentales de la teoría cuántica. Comenzaré, por tanto, con una presentación resumida de ellos. Además, al final del artículo, se incluye un apéndice con una descripción muy breve, pero más técnica, de las herramientas matemáticas esenciales. Para algunos lectores puede ser útil comenzar revisando este apéndice.

EL FORMALISMO DE LA TEORÍA CUÁNTICA

En muchos lugares en que se presentan los fundamentos de la teoría cuántica, se comienza con una descripción histórica de su desarrollo. Las razones que le dieron origen son, además de un apasionante episodio de la Historia de Ciencia, importantes para comprender el desarrollo de la teoría. Sin embargo, no resultan imprescindibles si de lo que se trata es de discutir el sentido del formalismo actualmente en vigor. Por razones de brevedad, prescindiremos de la justificación histórica e iremos directamente a presentar el formalismo, debido principalmente a von Neuman.

¹ K. POPPER, 1982. *Quantum Theory and the Schism in Physics. From the Postscript to the Logic of Scientific Discovery*. Ed. W.W. Bartley III. Edición en español: Tecnos, 1992.



El estado físico de un objeto macroscópico, por ejemplo, una pelota de golf, sin rotación puede darse por un conjunto de seis cantidades. Tres de ellas fijan su posición en el espacio. Las otras tres, determinan su estado de movimiento y son las tres componentes del momento del objeto, que se obtiene multiplicando su masa por su velocidad. A estas seis variables cabe añadir otras tres que proporcionan información sobre la rotación, si está presente. Conocidas todas ellas en un cierto instante de tiempo y las fuerzas que intervienen sobre el cuerpo, se puede determinar su posición y estado de movimiento en cualquier otro instante (del futuro y del pasado). Esto es lo que nos dice la Física clásica. Pero la situación es diversa cuando se trata de objetos muy pequeños, como partículas elementales. La teoría cuántica se refiere a estos sistemas, a los que, a menudo y por brevedad, llamaremos «microscópicos» a lo largo de este artículo.

Supongamos, para centrar ideas, que nos referimos a una de estas partículas elementales, por ejemplo, un electrón, o a un conjunto de ellas, a lo que denominaremos sistema físico. El formalismo de la teoría cuántica nos dice lo siguiente²:

1. A cada sistema físico va asociado un espacio de Hilbert multidimensional, H .
2. Los estados del sistema físico son vectores normalizados del espacio de Hilbert H asociado³. Un vector de estado⁴ constituye una representación completa del sistema; es decir, contiene toda la información sobre éste.
3. Los observables físicos del sistema están representados por operadores autoadjuntos (y, por tanto, lineales) de H ⁵.

La teoría se articula, además, sobre una serie de postulados referidos a la evolución temporal de los sistemas y a los resultados obtenidos al realizar medidas. En esencia, son los siguientes:

1. La evolución temporal de un sistema físico está gobernada por la ecuación de Schrödinger:

$$i\hbar(\partial|\Psi\rangle/\partial t) = H|\Psi\rangle$$

en la que $|\Psi\rangle$ es el vector de estado en el instante de tiempo t , H es el operador lineal hamiltoniano, $i=\sqrt{-1}$, \hbar es la constante de Planck (dividida

² El lector no familiarizado con las cuestiones relativas a los espacios de Hilbert y los operadores lineales encontrará un breve resumen de lo esencial en el apéndice al final de este artículo.

³ Representamos los vectores de H dentro de un semicorchete del tipo $|\lambda\rangle$. Ésta es la notación habitual de la Teoría Cuántica, introducida por Dirac.

⁴ El vector de estado recibe también el nombre de «función de onda». No hay incompatibilidad con el formalismo del espacio de Hilbert puesto que los conjuntos de funciones (con determinadas propiedades) son espacios de Hilbert.

⁵ Representamos los operadores con letras cursivas mayúsculas, como A .

por 2π) y $\partial/\partial t$ es la derivada parcial con respecto al tiempo que representa, precisamente, la evolución temporal.

2. Los únicos resultados que pueden obtenerse en la medida de un observable físico son los autovalores del operador A asociado a tal observable. El resultado de la medida no está determinado de antemano, sino que existe una cierta probabilidad de obtener cada uno de los autovalores de A . La probabilidad de obtener el autovalor a_i , es el cuadrado del módulo del producto escalar del vector de estado del sistema y el autovector asociado a a_i . En otras palabras, si $|\Psi\rangle$ es el vector de estado antes de la medida y $|\psi_i\rangle$ es el autovector asociado al autovalor a_i , el resultado del producto escalar $\langle\psi_i|\Psi\rangle$ es un número complejo $x=\alpha+i\beta$, el cuadrado de cuyo módulo, es decir $\alpha^2+\beta^2$, es, oportunamente normalizado, la probabilidad de obtener el resultado a_i en la medida.
3. Al realizar una medida sobre el sistema en el instante t , el vector de estado $|\Psi\rangle$ se transforma en el autovector asociado al autovalor obtenido en la medida. Este proceso recibe denominaciones tales como «reducción del paquete de ondas» o «colapso del vector de estado».

Ésta es, en resumen, la esencia del formalismo de la teoría cuántica. El análisis de sus consecuencias está en la base de la discusión suscitada sobre la realidad de los fenómenos que describe y de los propios entes a los que se aplica. Es necesario llamar la atención sobre algunas características de lo que hemos presentado.

CONSECUENCIAS DEL FORMALISMO

PRINCIPIO DE INCERTIDUMBRE

Una de las primeras consecuencias de la teoría es la imposibilidad de determinar simultáneamente, para un sistema, valores de observables cuyos operadores no conmuten. Que dos operadores, A y B no conmuten implica que tienen sistemas de autoestados diferentes. Si, sobre un sistema físico, digamos una partícula, realizamos la medida del (observable asociado al) operador A y obtenemos a_i , el vector de estado de la partícula colapsará hacia el autoestado asociado a a_i , $|\psi_i\rangle$. El hecho de que $|\psi_i\rangle$ no sea autoestado de B implica que el observable asociado a este operador no posee un valor definido en el nuevo estado. Es más, la medida de B destruiría inmediatamente el valor del observable A . Si, después de medir B , repitiéramos la medida de A , obtendríamos un resultado a_j , que no tendría por qué coincidir con el anterior. Por simplicidad nos estamos refiriendo a sistemas de valores propios discretos. Cuando los valores que pueden resultar de una medida se distribuyen de manera continua, lo que hemos dicho se traduce en un emborronamiento de los resultados cuando se miden dos observables cuyos operadores no conmutan. Éste es el caso de la medida simultánea de la posición y el momento de una partícula sobre una misma dirección. El anterior salto de un autovector a otro se traduce ahora en que ambos resultados llevarán asociado un intervalo de posibilidades que no puede hacerse disminuir arbitrariamente de forma simultánea. En otras palabras, estre-

char el intervalo de incertidumbre asociado a la medida de una de las variables hasta prácticamente cero hace que se agrande el de la otra, de forma que queda completamente indeterminada. Éste es el principio de incertidumbre de Heisenberg. Es de señalar que las incertidumbres mencionadas son no epistémicas. Es decir, no se trata simplemente de que al intentar la medida de una de las variables se estropee la otra. Se trata de que no tiene sentido hablar de las dos simultáneamente.

SUPERPOSICIÓN DE ESTADOS

Quizá la consecuencia más significativa de la teoría sea la superposición de estados. Supongamos que $|\psi\rangle$ y $|\varphi\rangle$ son dos vectores del espacio de Hilbert \mathbf{H} . Son, por tanto, dos estados del sistema físico asociado a \mathbf{H} y también lo es cualquier combinación lineal $|X\rangle = a|\psi\rangle + b|\varphi\rangle$. Supongamos, que $|\psi\rangle$ y $|\varphi\rangle$ son ortogonales y que son los autoestados de un operador A ; es decir, los estados en los que el sistema podría colapsar tras realizar una medida del observable asociado a A . Según esto, podemos decir que, al menos tras la medida, $|\psi\rangle$ y $|\varphi\rangle$ son posibles estados en los que el sistema podrá encontrarse objetivamente. Incluso aunque no nos hayamos informado del resultado de la medida de A , podremos afirmar que, después de la medida, el sistema se encuentra o bien en el estado $|\psi\rangle$, o bien en el estado $|\varphi\rangle$. Sin embargo, antes de realizarla, el sistema se encuentra en el estado $|X\rangle$, que no es ninguno de los dos anteriores y que, por tanto, no es ningún estado objetivamente enunciable del observable A . El sistema se encuentra en lo que se denomina una superposición de los estados $|\psi\rangle$ y $|\varphi\rangle$. En tal situación, la ignorancia que un observador tiene sobre el estado no es epistémica. No se trata de que el sistema se encuentre en $|\psi\rangle$ o en $|\varphi\rangle$, pero que el observador no lo sepa. Se trata de que el sistema no se encuentra ni en $|\psi\rangle$ ni en $|\varphi\rangle$, por tanto, como éstos son los estados que llevan asociado un valor (el autovalor correspondiente) para el observable A , no es posible asignar ningún valor a tal observable.

Veamos dos ejemplos para aclarar lo anterior. Consideremos el espín de un electrón. El espín es una propiedad interna de las partículas elementales que no tiene equivalente en los cuerpos macroscópicos. Podríamos imaginar que es algo similar a la rotación de una pelota de golf⁶. Medido en cualquier dirección, el espín del electrón puede arrojar dos posibles valores: $1/2$ y $-1/2$. Representaremos los autoestados asociados por $|\uparrow\rangle$ y $|\downarrow\rangle$. Por tanto, el estado de espín de un electrón se puede dar en general por $|\sigma\rangle = a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle$. Supongamos que lanzamos un electrón hacia un detector que mide su espín. El detector dará la respuesta SÍ si obtiene $1/2$ y NO en caso contrario. Inmediatamente después de realizar la medida, el electrón

⁶ Esta similitud, aunque es habitual hacerla, puede dar lugar a confusión. Las propiedades de un objeto macroscópico, por lo que a rotación se refiere, no se parecen a las que se derivan del espín de una partícula. La única similitud que cabe señalar es que se refiere a una propiedad interna de la partícula, independiente de su estado de movimiento y de su posición.





se encontrará con seguridad en uno de los estados $|\uparrow\rangle$ o $|\downarrow\rangle$. Pero antes de realizar la medida, su estado de espín, $|\sigma\rangle$, no corresponde a ninguna de las dos opciones a las que cabe asignar la respuesta SÍ o la respuesta NO del detector.

El segundo ejemplo muestra quizá más claramente el significado de estado superpuesto. Supongamos que enviamos un fotón contra un espejo semiplateado⁷ y que, detrás del espejo, instalamos un detector que señalará SÍ si el fotón incide sobre él y NO, si no lo hace. Cuando el fotón incide sobre el espejo aparecen dos estados ortonormales posibles: transmitido, $|T\rangle$, y reflejado, $|R\rangle$. Puesto que existe la misma probabilidad de que el fotón se transmita o se refleje, el vector de estado del fotón después de incidir sobre el espejo es $|F\rangle = (1/\sqrt{2})|T\rangle + (1/\sqrt{2})|R\rangle$. Poco después, cuando ha transcurrido el tiempo necesario para que el fotón llegue al detector, si este arroja SÍ, el vector de estado del fotón pasa a ser $|T\rangle$; si el detector arroja NO, el vector de estado del fotón pasa a ser $|R\rangle$. Las probabilidades de uno y otro resultados son los módulos al cuadrado de los productos escalares de $|F\rangle$ y los respectivos autovectores; es decir $|\langle T|F\rangle|^2$ y $|\langle R|F\rangle|^2$, respectivamente. En ambos casos, el resultado es 1/2. El vector $|F\rangle$ representa un estado superpuesto. Es decir, en el contexto del experimento diseñado, la posición del fotón desde que incide en el espejo hasta que es o no es detectado no tiene ningún valor objetivamente enunciable. Es decir, mientras que después de haber sido detectado o no detectado se puede decir que el estado del fotón es $|T\rangle$ o $|R\rangle$, un instante antes de esa detección, no tiene sentido decir si el estado es uno u otro. No es una limitación epistémica; no es que el observador aún no ha sido informado. Se trata de que el estado superpuesto del fotón no es un estado propio del observable y, por tanto, no es posible asociar un valor (SÍ o NO) a la situación.

El experimento ideal anterior pone claramente de manifiesto otra característica del formalismo. El hecho de que el detector señale SÍ hace que el vector de estado del fotón salte a $|T\rangle$. Pero el hecho de que el detector no señale nada (NO), *cuando podría haberlo hecho*, hace que el vector de estado salte a $|R\rangle$, lo que constituye un notable suceso contrafáctico.

Los estados superpuestos poseen otras características notables. Una de ellas, que deriva de la linealidad de la ecuación de Schrödinger y de la del hamiltoniano, es que el estado al que se llega tras la evolución temporal de un estado superpuesto es el mismo que se obtendría superponiendo dos autoestados evolucionados. En otros términos, si $|X\rangle = a|\psi\rangle + b|\varphi\rangle$ es el estado (superpuesto) de un sistema y $|X'\rangle$, $|\psi'\rangle$ y $|\varphi'\rangle$ son los estados a los que evolucionan $|X\rangle$, $|\psi\rangle$ y $|\varphi\rangle$ tras un cierto intervalo de tiempo, entonces $|X'\rangle = a|\psi'\rangle + b|\varphi'\rangle$. Por esto podemos afirmar que la evolución de un estado cualquiera $|X\rangle$, gobernada por la ecuación de Schrödinger, es completamente determinista.

⁷ Al margen de los aspectos técnicos de su realización, un espejo semiplateado proporciona una probabilidad de un 50% de que un fotón que incide sobre él sea reflejado. En caso contrario, el fotón es transmitido.

El espacio de Hilbert que utiliza la teoría cuántica se asienta sobre el campo de los números complejos. Esto, de por sí, no es muy significativo, pero sí que lo es el hecho de que el vector de estado, que se supone que contiene toda la información sobre el estado físico en estudio, es una función compleja del tiempo y que su evolución temporal está gobernada por el hamiltoniano, que es también un operador complejo. Sin embargo, la información a la que podemos tener acceso, los resultados de las medidas, son números reales. Por otra parte, la ecuación de Schrödinger garantiza una evolución completamente determinista del sistema. Es decir, tal como hemos visto, conocido el estado del sistema en un cierto instante de tiempo, $|\Psi\rangle$ y conocido el hamiltoniano del sistema, podemos determinar el estado $|\Psi\rangle$ del sistema en cualquier instante anterior o posterior, tanto si $|\Psi\rangle$ es autoestado de algún observable como si es un estado superpuesto. No hay, por tanto, cabida a las dudas sobre el determinismo en la ecuación de Schrödinger, la fundamental de la teoría cuántica.

Sin embargo, todo cambia si se realiza una medida del estado del sistema. No sólo el resultado es incierto sino que, tras la medida, el vector de estado cambia de una forma que es completamente no determinista, si bien gobernada por una probabilidad bien definida. Pero el estado $|\Psi\rangle$ es un vector complejo y no contiene directamente esta probabilidad. Las probabilidades son números reales y se obtienen mediante el proceso explicado en el postulado 2 anterior.

Esta mezcla de determinismo y aleatoriedad es el primer problema que plantea la teoría. No sólo por la presencia de la aleatoriedad sino porque, según está postulado, esa aleatoriedad se produce cuando se realiza una medida. Si no se realizan medidas, es decir, si no hay observadores involucrados, el sistema evoluciona de modo completamente determinista. Parecería como si fuera la presencia de una voluntad consciente lo que rompe el tranquilo devenir determinista de las cosas. No es ya que esa voluntad pueda ser caprichosa, sino que introduce un comportamiento «caprichoso» en el mundo exterior. Por otra parte, mientras que está claramente especificado el estado del sistema inmediatamente después de efectuar una medida, ése no es, en general, el caso. En otras palabras, ¿qué significa que el sistema físico se encuentra en un estado $|\Psi\rangle$ en el instante t ? Puesto que no hay modo de tener acceso a ese estado, puesto que al intentar determinarlo lo destruimos de un modo que escapa a nuestro control, ¿qué podemos decir sobre su realidad objetiva? Volveremos sobre todo esto más adelante.

ESTADOS ENMARAÑADOS

Otra consecuencia fundamental del formalismo son los estados «enmarañados»⁸. Supongamos que tenemos dos sistemas físicos formados, cada uno, por

⁸ El término habitual en inglés es *entangled*. Usaremos aquí su traducción literal de estado «enmarañado». Otros términos que suelen emplearse son «correlacionado» y «entrelazado».



una sola partícula elemental; por ejemplo, un electrón. Los espacios de Hilbert asociados a cada uno son H_1 y H_2 . Consideremos el sistema formado por las dos partículas. A él irá asociado otro espacio de Hilbert $H_{1,2}$, que es, precisamente, el producto directo de H_1 y H_2 . Los vectores de H deben contener información sobre el estado de cada partícula. Como cada partícula puede estar en cualquier estado de los posibles en sus respectivos espacios de Hilbert, el sistema compuesto deberá ser representado por estados de la forma $|\Psi\rangle|\Phi\rangle$, que se refieren al hecho de que la primera partícula se encuentra en el estado $|\Psi\rangle$ y la segunda, en el estado $|\Phi\rangle$. Estos estados se obtienen, como los de cualquier espacio de Hilbert, mediante combinaciones lineales del tipo

$$|\Psi\rangle|\Phi\rangle = \sum_i a_{ij} |\psi_i\rangle|\phi_j\rangle.$$

Una propiedad importante de estos sistemas es que la evolución (según la ecuación de Schrödinger) del sistema combinado es la evolución combinada de los sistemas individuales. En otros términos, si al cabo de un cierto tiempo t , $|\Psi\rangle$ hubiera evolucionado, por sí sólo y sin interacción, a $|\Psi'\rangle$ y $|\Phi\rangle$ lo hubiera hecho a $|\Phi'\rangle$, entonces el sistema compuesto, que se encontraba en el estado $|\Psi\rangle|\Phi\rangle$, habrá evolucionado hasta el estado $|\Psi'\rangle|\Phi'\rangle$. Sin embargo, el estado del sistema compuesto tiene entidad propia y corresponde a un vector de $H_{1,2}$.

Si las dos partículas interactúan, la independencia de una respecto de la otra desaparece y las propiedades de cada partícula por separado pierden su sentido. Un vector del tipo $|\Psi\rangle|\Phi\rangle$, que representa un estado cualquiera del sistema, no es un vector de H_1 ni de H_2 . Al realizar una medida sobre el sistema compuesto, obtendremos uno de los autovectores del operador utilizado que, en general, tendrá la forma $|\lambda_i\rangle|\mu_j\rangle$. De nuevo, este vector es del espacio $H_{1,2}$ y nada nos dice sobre los estados de las partículas individuales. Cabe entonces afirmar que, en el caso general, dos partículas cuyos estados estén enmarañados dejan de tener, de forma individual, las propiedades asociadas a ellos.

Veamos un ejemplo significativo: el argumento de incompletud originalmente propuesto por Einstein, Podolsky y Rosen⁹ (EPR) en 1935, pero según la reformulación realizada por Bohm¹⁰ en 1951. Imaginemos una partícula de espín 0 que se desintegra en dos partículas de espín 1/2 y que se alejan en direcciones opuestas. El estado de espín del sistema formado por las dos partículas es un estado enmarañado de la forma $|\sigma\rangle = |1\uparrow\rangle|2\downarrow\rangle - |1\downarrow\rangle|2\uparrow\rangle$, donde 1 y 2 se refieren a cada una de las partículas. El espín del sistema sigue siendo cero, pero es un estado

⁹ A. EINSTEIN, B. PODOLSKY y N. ROSEN, 1935. «Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?», *Physical Review*, serie 2, 47, 777-780. Más recientemente, en *Quantum theory and measurement*, ed. J.A. WHEELER y W.H. ZUREK, Princeton University Press, 1983.

¹⁰ D. BOHM, 1951. «The paradox of Einstein, Rosen and Podolsky», *Quantum Theory*, Ch. 22, sect. 15-19. Prentice-Hall, Englewoods-Cliffs. Más recientemente, en *Quantum theory and measurement*, ed. J.A. WHEELER y W.H. ZUREK, Princeton University Press, 1983.





enmarañado. Ahora bien, estas dos partículas pueden alejarse arbitrariamente una de la otra. Podemos entonces realizar una medida de espín sobre la partícula 1. Supongamos que obtenemos (el autovalor asociado a) $|1\uparrow\rangle$. Esto «desenmaraña» el estado del sistema: automáticamente, la partícula 2 pasa al estado $|2\downarrow\rangle$. Lo notable del caso es que este salto en el estado de la partícula 2 se produce de forma instantánea, independientemente de la distancia a la que se encuentren las dos partículas. El argumento de EPR era que si, sin realizar ninguna medida sobre la partícula 2, podemos saber su estado es porque existe un elemento de realidad intrínseca en tal estado (lo que implica la incompletud de la teoría), a menos que se admita la transmisión de información instantánea entre las dos partículas a distancias arbitrariamente grandes. Bohm se apoyó en esto en el planteamiento de su formulación alternativa de variables ocultas, que veremos más adelante. Sin embargo, es conveniente señalar desde ahora que el comportamiento de estados enmarañados y el desenmarañamiento a distancias arbitrariamente grandes que hemos descrito ha sido comprobado en experimentos más recientes¹¹. Sin embargo, el límite impuesto por la teoría de la relatividad a la velocidad de transmisión de información (la velocidad de la luz) se mantiene a salvo. Si se midiera el espín de la partícula 1, el resultado no podría correlacionarse con el obtenido en la 2, a menos que el observador en 1 le comunicara al observador en 2 tal resultado, lo que debería hacer mediante otros medios, por ejemplo mediante una señal luminosa, o a menos que el observador en 1 conociera el estado de su partícula antes de medirlo, lo que está en contradicción con el formalismo.

Lo que sí implica el colapso del vector de estado de la partícula 2 es que el proceso es esencialmente no local. Como ambas partículas pueden estar arbitrariamente lejos y como, en rigor, el propio estado de todo el Universo debe considerarse un estado enmarañado, esto implica que la no-localidad debe afectar a todo el Universo y que la medida del estado de cualquier partícula debe hacer colapsar, de algún modo, el vector de estado global del Universo.

Volviendo al sistema de dos partículas anterior, es de señalar que, en general, el colapso del vector de estado de la partícula 1 no implica, necesariamente, que el de la 2 pase a ser uno de los autoestados del mismo observable. Supongamos que, en lugar de lo supuesto en el caso anterior, el estado enmarañado fuera $|\sigma\rangle = |1\uparrow\rangle|2\downarrow\rangle + |1\uparrow\rangle|2\uparrow\rangle - |1\downarrow\rangle|2\uparrow\rangle$ y que al medir el estado de la partícula 1, éste colapsa al $|1\uparrow\rangle$. El estado de la partícula 2 salta entonces al $|2\downarrow\rangle + |2\uparrow\rangle$, que es una superposición de autoestados. Lo que ha ocurrido es que la partícula 2 recobra su identidad y que su estado pasa entonces a evolucionar por separado del correspondiente al de la 1.

¹¹ A. ASPECT, J. DALIBARD, G. ROGERS, 1982. «Experimental tests of Bell's inequalities using time-varying analyzers». *Physical Review Letters*, núm. 49, pp. 1.804-1.807.

La última cuestión que quiero mencionar respecto a la teoría, antes de pasar a una discusión crítica, se refiere al proceso de medida. Hemos visto cómo la medida de un observable A_s para una partícula genera el colapso de su vector de estado. Pero la realización de la medida implica el uso de un aparato que amplíe el estado de la partícula hasta niveles macroscópicos. Un aparato, por otra parte, que debe interactuar con la partícula. Esta interacción entre aparato de medida y partícula implica la formación de un estado enmarañado de ambos, estado que incluye, dicho sea de paso, a todas las partículas que componen el propio aparato. Cabe entonces asumir que todo el sistema (partícula medida y todas las partículas del aparato) está en un estado enmarañado $|\Psi\rangle$, que se podrá expresar como combinación lineal de los autovectores de un nuevo operador $A_{s,k}$. Estos vectores forman un sistema ortonormal completo del espacio de Hilbert producto directo $H = H_s \times H_1 \times \dots \times H_n$, donde H_s es el espacio de Hilbert asociado a la partícula que se trata de medir y H_1, \dots, H_n son los espacios de Hilbert asociados a las partículas del aparato de medida. Esto introduce dos dificultades. En primer lugar, el sistema global (partícula y aparato) se encontrará, inmediatamente después de la medida, que no es más que una interacción física entre sistemas, en una superposición de los autoestados de $A_{s,k}$ y no en alguno concreto de tales autoestados. Por otra parte, aun si consiguiéramos uno de los autoestados de $A_{s,k}$, tal estado sería enmarañado y no representaría el estado ni de la partícula ni del aparato de medida. Sin embargo, la teoría postula que el resultado de una medida es un autovalor de A_s y que el estado final es uno de sus autoestados. Además, de hecho, es eso lo que observamos: al medir, el índice del aparato o la información digital que proporciona tiene un valor concreto; un valor que es, precisamente uno de los autovalores de A_s .

Todo lo explicado indica un comportamiento ciertamente peculiar de las cosas e induce a pensar, como muchos autores han hecho, que la teoría cuántica es, de algún modo, incompleta, ya sea porque el vector de estado no contiene una descripción completa del estado de un sistema, porque la ecuación de Schrödinger no es una representación adecuada o porque el formalismo falla en algún otro lugar. Resulta muy notable el hecho de la coexistencia de dos tipos de evolución, una determinista (dada por la ecuación de Schrödinger) y otra no determinista, que hace acto de presencia, al parecer, cuando un observador consciente decide hacer una medida. Pero eso no es todo. El proceso de medida conlleva una fuerte inconsistencia interna, que radica en que el aparato de medida es también un sistema físico. Como tal, debe evolucionar según la ecuación de Schrödinger en sus interacciones habituales con otros sistemas, incluidas las partículas. Pero debe comportarse como «aparato de medida» cuando se está utilizando como tal, comportándose entonces según las reglas no deterministas de la medida. Muchas de las consecuencias de la teoría cuántica resultan más o menos sorprendentes. Pero este doble comportamiento de los aparatos de medida, más que sorprender, supone una manifiesta contradicción.

A continuación vamos a presentar una discusión crítica de la llamada interpretación ortodoxa o de Copenhague de la teoría cuántica y a explicar, de manera resumida varias posibles alternativas a ella.



LA INTERPRETACIÓN ORTODOXA DE LA TEORÍA CUÁNTICA

Hasta ahora hemos expuesto las consecuencias directas más problemáticas de la teoría cuántica. Hemos ido planteando algunas de las dificultades, pero nuestro interés ha sido, sobre todo, presentar el formalismo y mencionar estas consecuencias como derivadas de él. La mayoría de los físicos reaccionan con diferentes grados de insatisfacción ante ellas, que van desde el convencimiento de que la teoría es incompleta hasta el cuestionamiento de si está diciéndonos algo realmente significativo sobre la naturaleza o si, por el contrario, no se trata más que de una herramienta de cálculo útil sin relación con la (posible) realidad de las cosas. Resumiendo lo que hemos presentado hasta ahora, podemos decir que la teoría da lugar a las siguientes consecuencias que, como mínimo, llaman la atención:

1. Imposibilidad de medir simultáneamente dos observables cuyos operadores no conmuten. En particular, imposibilidad de medir con precisión arbitraria la posición y el momento de una partícula.
2. Estados de un sistema físico como superposición de autoestados. Implica que, en general, un sistema físico no se encuentra en ningún estado asociable al resultado de una medida.
3. Evolución determinista del estado de un sistema (según la ecuación de Schrödinger) pero aparición de sucesos no deterministas en la medida de observables (colapso del vector de estado).
4. Estados enmarañados en partículas que han interactuado y colapso del vector de estado de una de ellas al realizar una medida sobre la otra, implicando la no localidad del proceso.
5. Separación entre el comportamiento de los sistemas microscópicos (aquellos regidos por la teoría cuántica) y los macroscópicos (regidos por la Física clásica), como los aparatos de medida. Dificultad para identificar el lugar en que se produce la frontera entre el mundo cuántico y el clásico.
6. Papel especial asignado al «observador» y a su voluntad. Tomar la decisión de realizar una medida afecta (según lo dicho en el punto 4) al estado de todo el Universo o, al menos, de un modo significativo, a partes de él muy distantes (no conectadas por intervalos temporales en el sentido de la teoría de la relatividad).

Durante los años de desarrollo de la teoría cuántica surgió, no sin fuertes contra argumentos, como los propuestos por Einstein o Schrödinger, un esquema interpretativo que se denomina «interpretación ortodoxa» o «interpretación de Copenhague». Dentro de esta línea se emplazaron figuras como Bohr (su principal artífice), Heisenberg o Dirac y es la interpretación de la teoría cuántica más difundida y aceptada entre los físicos, sobre todo hasta los años 1980. Según la interpretación de Copenhague, la descripción proporcionada por la teoría cuántica es completa. El asunto es, en cambio, que no tiene sentido hablar de propiedades objetivamente poseídas por un sistema cuántico a menos que se realice una observación sobre él. En otras palabras, una propiedad de una partícula, como es su



posición, sólo tiene sentido cuando se realiza una medida de la partícula con un aparato diseñado para detectar su posición. Es decir, la posición es algo que sólo existe en el contexto del aparato y del observador que lo utiliza; no en el contexto de la partícula. Aplicado al caso de la dualidad onda-corpúsculo manifestadas tanto por fotones como electrones, esta interpretación se convierte en el principio de complementariedad: las partículas no poseen ambas propiedades o a veces una y a veces otra. No poseen ninguna de las dos. Una u otra se manifiestan sólo en el contexto de un proceso de medida adecuado. No existiendo procesos de medida en que se manifiesten las dos, es imposible que ambas aparezcan juntas.

Heisenberg prefería una variante de este esquema interpretativo según la cual el sistema físico posee un estado definido en cada momento, sólo que ese estado no es directamente accesible mediante un proceso de medida. Estas limitaciones, quizá insalvables, del proceso de medida, implican, sin embargo, que la teoría cuántica proporciona una descripción incompleta de la realidad física. A cambio, es compatible con la existencia de una realidad física independiente de la presencia de observadores y aparatos de medida. Esta interpretación parece prudente porque para cualquier vector del espacio de Hilbert existe siempre un operador para el que es un autovector. Como no tenemos acceso al vector de estado si no lo medimos, no podemos saber cuál es ese operador. Pero el formalismo establece su existencia. En este sentido, Heisenberg tenía razón.

Sin embargo, una cuidadosa mirada pone de manifiesto algunas dificultades. Si nos referimos a la posición, por ejemplo, de un electrón libre, su evolución temporal produce un vector de estado que es una combinación lineal de infinitos autoestados del operador posición, cualquiera que sea el sistema de coordenadas utilizado para definir el operador. Estos autoestados caracterizan todas las posiciones que el electrón puede ocupar tras una medida, posiciones que presentan una distribución continua. Si el electrón está dentro de una caja, al medir su posición, el resultado puede ser cualquiera, dentro de la caja. Sin embargo, en general, cuando no se realiza una medida, lo que el vector de estado dice es que la posición que ocupa el electrón (que evoluciona de un modo determinista según la ecuación de Schrödinger) es una superposición de todas las posiciones, de todos los puntos espaciales, dentro de la caja. Según esto, aunque la interpretación de Heisenberg parecía razonable, no es eso lo que la teoría está representando. Si Heisenberg tuviera razón, habría algo mal en la teoría, más allá de una cuestión de limitación epistémica de información por parte de un observador. La existencia de estados enmarañados, que no había sido bien comprendida cuando Heisenberg propuso su interpretación, parece indicar también que la indefinición del estado del sistema entre medidas es algo más que el resultado de nuestra mera ignorancia.

Volviendo a la interpretación ortodoxa «pura» (la que defendía Bohr), hemos visto que una de sus consecuencias es que no cabe ni siquiera hablar de cómo es un sistema físico entre medidas, puesto que cualquier respuesta a preguntas de este tipo sólo puede darse en el contexto de una medida. Esto puede resultar chocante para el sentido común, habituado a tratar con objetos que están en sitios concretos y que se mueven con velocidades, direcciones y sentidos concretos. Sin embargo, no hay contradicción formal en ello. El siguiente experimento, tomado de la experien-





cia ordinaria, aun no siendo completamente equivalente al caso cuántico, puede resultar ilustrativo. Supongamos que lanzamos una moneda al aire y que, al llegar al suelo, puede quedar de cara o de cruz. Estos dos estados, cara y cruz, pueden considerarse resultados de una «medida» y puede tomarse como autoestados de un observable. Ahora bien, ¿en qué estado se encuentra la moneda mientras va por el aire? Es claro que no estará de cara ni de cruz ni en ningún estado concreto que sea una combinación de los dos. Podríamos describir la situación mediante una función de onda que nos informara sobre la probabilidad de obtener cara o cruz al realizar una medida (al caer al suelo). Pero en ningún momento cabe decir que la moneda esté de cara o de cruz, hasta que no cae al suelo y se produce la «medida». Compliquemos un poco el experimento. Supongamos que, en vez de una moneda, disponemos de un dado que tiene las caras marcadas del siguiente modo. Dos caras opuestas entre sí están pintadas de verde; otras dos, de azul y, otras dos, de amarillo. Una de las caras verdes tiene escrita una «A» y la otra una «B». Les llamaremos «estados verdes». De las dos azules, una está marcada «C» y la otra «D». Llamaremos a éstos «estados azules». Análogamente, de las dos amarillas, una está marcada con una «E» y la otra con una «F». Los llamaremos «estados amarillos». Cuando, después de lanzar el dado, se para en una posición, diremos que se encuentra en el estado que corresponde a la cara que mira hacia arriba. Supongamos que lanzamos el dado y cae sobre una cara verde. Podremos decir entonces que se encuentra en el estado «A» o «B» «verde». Pero no se encontrará en ningún estado «azul» ni «amarillo», ni será posible determinar un estado «amarillo» y uno «verde» simultáneamente.

Los dos sencillos ejemplos expuestos no pretenden dar una idea intuitiva de la teoría cuántica¹². Simplemente, ponen de manifiesto que el tipo de fenómenos descrito no es privativo de la teoría cuántica. En otras palabras, el hecho de que las partículas se comporten según la descripción de estados superpuestos y el principio de indeterminación, puede resultar chocante. Pero no es, de ningún modo, absurdo; no hay contradicción en la descripción proporcionada por la teoría. El problema es, en realidad, de otro tipo y reside en la división del mundo físico en dos dominios, cuya línea de separación no está clara y objetivamente definida. Uno se comporta según el formalismo de la teoría cuántica y, fuera del contexto de un proceso de medida, no posee valores definidos de las diferentes magnitudes físicas observables. El otro está descrito por la Física clásica y es el mundo macroscópico. A él pertenecen los propios aparatos de medida, que siempre tienen valores definidos, pero que no están directamente gobernados por las leyes de la teoría cuántica. Pero cualquier sistema que actúe como instrumento de medida puede ser considerado

¹² Para adquirir una visión adecuada de lo que la teoría cuántica significa, es necesario evitar analogías basadas en el comportamiento del mundo clásico. Lo único que pretendo con estos ejemplos es mostrar que es posible un sistema macroscópico en el que, como ocurre con la moneda, un observable no tiene ningún valor definido hasta que se le observa y, como en el caso del dado, los estados de dos observables no tienen valores concretos simultáneos. Cualquier extrapolación de esta analogía puede producir confusión en lugar de clarificar.

como sistema cuántico, que interactúa con otros sistemas cuánticos según las leyes deterministas que gobiernan la evolución del vector de estado o como sistema clásico, siempre con propiedades observables definidas, pero no determinista.

Cabría pensar que este problema no es sino un caso más de descripciones de la naturaleza, una más perfecta que la otra, pero ambas válidas cuando la precisión requerida no es muy alta. Es el caso de la Física prerrelativista y relativista. La segunda engloba a la primera. En situaciones en que las velocidades y aceleraciones involucradas son pequeñas, las predicciones de ambas son prácticamente indistinguibles. Pero no es ésta la situación de la teoría cuántica: si es completa, la superposición de autoestados debería darse en el mundo macroscópico también, como sucedería en el caso del famoso gato de Schrödinger, que trataremos a continuación. Y, desde luego, no hay razón para que la teoría (siendo completa) no dé una descripción completa del proceso de medida. Además, un proceso de medida es una interacción entre partículas. No hay razones de principio que distingan cuándo una interacción forma parte o no de un proceso de medida y, por tanto, cuándo debe estar gobernada por la teoría cuántica y cuándo no.

Ante este estado de cosas, la posición de muchos físicos ha sido y es que la teoría cuántica no debe ser tomada en serio por lo que a descripción realista del mundo se refiere. La realidad es una cosa, quizá indescriptible. La teoría cuántica sólo proporciona una herramienta de cálculo, extremadamente precisa, por cierto. Es una vía de escape. Sin embargo, resulta desagradablemente similar a la que sobre la Astronomía imperaba en la Edad Media: la Astronomía proporcionaba herramientas para calcular la posición de los planetas, pero no una descripción de como se movían los planetas.

SUPERPOSICIÓN DE ESTADOS MACROSCÓPICOS

Hemos visto cómo los estados de los sistemas compuestos son vectores de un espacio de Hilbert construido como producto directo de los espacios de Hilbert asociados a cada partícula y cómo, después de una interacción entre las partículas del sistema compuesto, el estado de éste resulta enmarañado. El estado enmarañado evoluciona como una entidad individual, gobernado por la ecuación de Schrödinger, y el estado de cada partícula de las que forman parte del sistema no vuelve a manifestarse hasta que se realiza una medida que afecte sólo a esa partícula (lo que, por otra parte, produce el colapso del vector de estado del resto del sistema). El proceso de construcción de espacios de Hilbert mediante producto directo de los asociados a cada partícula no tiene límite, por lo que se puede llegar al espacio de Hilbert asociado a un sistema macroscópico. Los observables seguirán representados por operadores que tendrán asociados sistemas ortonormales completos de autovectores¹³. Lo

¹³ Asumimos, como en el resto del artículo, que no hay degeneración; es decir, que cada autovector lleva asociado un autovalor distinto.



mismo que para un sistema de pocas partículas, la realización de una medida ahora comporta también el colapso del vector de estado y, desde luego, el estado del sistema cuando no se realiza una medida es un estado superpuesto (y enmarañado). Si esto es cierto, debería ser posible detectar la presencia de estos estados superpuestos en procesos del mundo macroscópico al que, intuitivamente, estamos habituados. El célebre experimento mental del gato de Schrödinger¹⁴ muestra lo peculiar de una situación similar y supone una dificultad realmente seria a la interpretación ortodoxa de la teoría.

Con alguna modificación, que tomo de Penrose¹⁵ y que lo hace más claro, el experimento es como sigue. Supongamos que disponemos en una habitación cerrada una ampolla con cianuro y una fotocélula con un dispositivo que, en caso de que la fotocélula detecte la llegada de un fotón, salta y rompe la ampolla permitiendo así que el cianuro se expanda. En un lugar de la habitación se coloca un emisor de fotones (una bombilla) que es capaz de emitirlos de uno en uno. En otro lugar se coloca un espejo semireflectante; es decir, un espejo que, al llegar a él un fotón, lo deja pasar o lo refleja con una probabilidad de un 50% en cada caso. El espejo está dispuesto de forma que, si el fotón es reflejado (y sólo en este caso), incidirá sobre la fotocélula (lo que desembocará en la rotura de la ampolla). En la habitación se introduce un gato (vivo). Se emite un fotón. La pregunta es: ¿qué le ocurre al gato?

La respuesta que puede resultar obvia tras un razonamiento de tipo «clásico» es que el gato tiene un 50% de probabilidades de sobrevivir: todo depende de si el fotón es reflejado o transmitido por el espejo. Pero el contenido de la habitación es un sistema cuántico. Por tanto su evolución temporal debe estar regida por la ecuación de Schrödinger y debe ser un proceso determinista hasta que se realice una medida sobre él. Ese proceso determinista implica lo siguiente. Al principio tenemos un fotón en un determinado estado; cianuro cuyas partículas están en un determinado estado (dentro de la ampolla, cuyas partículas están también en un determinado estado, cada una); fotocélula, ídem; un espejo, ídem, y un gato, cuyas partículas están en ciertos estados cuya consecuencia es el estado |gato-vivo>. Al incidir el fotón sobre el espejo, pasa a un estado superpuesto cuyas componentes, con pesos idénticos, son fotón transmitido y fotón reflejado, que representaremos por $|T\rangle$ y $|R\rangle$, respectivamente. Como la ecuación de Schrödinger es lineal, podemos seguir la evolución de cada componente por separado. La componente $|T\rangle$ sigue su curso (que, en este caso, no nos interesa especialmente) y, después de un cierto tiempo, evoluciona por sí sola a $|T'\rangle$. La componente $|R\rangle$ incide sobre la fotocélula y pasa al estado $|D\rangle$, dispara el dispositivo, rompe la ampolla, difunde el cianuro y concluye en el estado |gato-muerto> para el gato. Prescindiendo, por

¹⁴ E. SCHRÖDINGER, 1935. «Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik». *Naturwissenschaften*, 23, 807-812, 823-828, 844-849.

¹⁵ R. PENROSE, 1989. *The Emperor's New Mind*. Oxford University Press, p. 366. Traducción al español: *La nueva mente del emperador*. Ed. Mondadori, 1991.

simplicidad, de escribir los estados de los dispositivos intermedios (fotocélula, ampolla, etc.) y centrándonos en el fotón y el gato, tenemos la siguiente superposición de estados enmarañados:

$$|H'\rangle = |T'\rangle |\text{gato-vivo}\rangle + |D\rangle |\text{gato-muerto}\rangle$$

La situación, por lo que al gato se refiere, es un tanto extraña. No es, ni siquiera, una superposición de $|\text{gato-vivo}\rangle$ y $|\text{gato-muerto}\rangle$, como se menciona en algunos lugares. Más bien, tratándose de un estado enmarañado, el estado del gato pierde entidad. No tiene sentido hablar de él puesto que todo el sistema está en un estado enmarañado que es la superposición $|H'\rangle$, difícil de compatibilizar con la experiencia cotidiana de las cosas, incluidas las relativas al envenenamiento de los gatos. Sin embargo, ésta no es la predicción más sorprendente del formalismo. Hasta ahora nos hemos centrado en la evolución determinista, guiada por la ecuación de Schrödinger, del estado del sistema cuántico formado por lo que hay en la habitación. Pero no ha hecho aún acto de presencia el proceso de medida. Si esto ocurre, el estado del sistema colapsa hacia uno de los autoestados. Un proceso de medida es algo conducente a determinar una propiedad de un observable. Vale, por tanto, asomarse a la habitación para comprobar qué ha sido del gato. En ese momento, el vector de estado $|H'\rangle$ se desenmaraña y colapsa bien a $|T'\rangle$ y $|\text{gato-vivo}\rangle$, bien a $|D\rangle$ y $|\text{gato-muerto}\rangle$. La medida podría referirse también al fotón (o a cualquier otro de los dispositivos presentes en la habitación y cuyo vector de estado hemos omitido en la ecuación anterior para $|H'\rangle$). Por ejemplo, podríamos haber dispuesto un detector en el camino de $|T'\rangle$ que emitiera un sonido audible desde el exterior si el fotón incide sobre él. En el momento en que ese sonido se produce, el vector de estado del gato colapsa a $|\text{gato-vivo}\rangle$. También, en el momento en que, transcurrido el tiempo pertinente, el sonido deja de producirse, el vector de estado del gato colapsa a $|\text{gato-muerto}\rangle$. Hasta que se realiza algún proceso de ese tipo, no tiene ni siquiera sentido, según la interpretación ortodoxa, hablar sobre el estado del gato.

Quizá no sea necesario insistir una vez más en que el experimento anterior no se refiere a la falta de conocimiento sobre el destino del gato que tiene un observador hasta que, de hecho, comprueba lo que le ha ocurrido. Se refiere a que, hasta ese momento, no cabe decir si el gato está vivo o muerto. Tales estados cobran sentido sólo en el contexto de una observación dirigida a ponerlos de manifiesto. Desde luego, cabe decir, como justificación de este estado de cosas que, evidentemente, la teoría cuántica no se aplica a un sistema macroscópico complejo, como un gato. Pero, como hemos dicho, no hay ningún criterio, en la propia teoría, para decidir dónde está el límite; a qué se aplica y a qué no. Este contexto es muy adecuado para volver al asunto de qué es una medida. Por ejemplo, podríamos considerar que la fotocélula, por sí sola, efectúa una medida del sistema y que, por tanto, el vector de estado colapsa en ese momento. Pero ¿qué tiene la fotocélula que no tenga el fotón? Quizá que ha sido dispuesta allí por un observador consciente para materializar tal proceso de medida. El observador consciente desempeña entonces un papel distintivo y singular en la Naturaleza. ¿Qué ocurre si la fotocélula fue abandonada allí distraídamente? ¿O si estaba en una caja y fue el propio gato el que, jugando, la sacó? Alternativamente, podríamos considerar que el



papel de «aparato de medida» lo desempeña el gato. No hace falta la observación de un ser humano para que el gato muera o sobreviva. De nuevo, ¿qué tiene el gato para poder desempeñar ese papel? ¿Podría desempeñarlo una ameba? A la inversa, si utilizamos un detector en el camino de $|T\rangle$, que emite un sonido, ¿la simple emisión del sonido sirve para salvar al gato? ¿O tiene que haber alguien escuchando? ¿Qué tal si ese alguien no sabe lo que está pasando y no es capaz de interpretar el sonido? ¿Es necesaria la presencia de un doctor en Física (que no esté sordo)?

La cadena de argumentos anterior puede parecer un tanto absurda, pero es el tipo de argumentos que surgen de la interpretación ortodoxa y es el tipo de argumentos sobre los que se ha debatido con intensidad desde la formulación de la teoría. Podrían parecer ociosos. Pero no lo son puesto que la teoría cuántica proporciona, como hemos dicho, una precisión asombrosa en la predicción del comportamiento del mundo microscópico. Comportamiento que forma parte de multitud de artilugios cotidianos actuales.

POSIBLES VÍAS DE ESCAPE

En la introducción hablábamos de la crisis producida por la teoría cuántica sobre la comprensión física de la naturaleza y que Popper¹⁶ identifica dos causas para esta crisis: (1) la intrusión del subjetivismo y (2) la idea de que la teoría cuántica ha alcanzado la verdad total y final. Con lo expuesto en las secciones precedentes las razones de la posición de Popper deben haber quedado claras. Sin embargo, ni el subjetivismo ni la completud son imprescindibles. Desde luego, asumir que la teoría cuántica es completa es, de por sí, tan arriesgado como lo fue el asumir que el electromagnetismo y la mecánica racional del siglo XIX lo eran. Máxime con la cadena de dificultades interpretativas que la teoría cuántica presenta. Por otra parte, la visión subjetiva de las cosas es, al menos, tan prescindible aquí como en cualquier otro campo de la Filosofía.

Se puede argumentar de otro modo. Se puede partir de una posición realista y ver hasta dónde llegamos. Puede no ser correcto. Pero no hay nada que indique que el colapso del vector de estado al realizar una medida lo sea, sobre todo si no somos capaces de definir lo que es una medida en el contexto de la propia teoría. Esto, dicho sea de paso, debería ser suficiente para abandonar tal esquema de trabajo a la menor oportunidad que se presentara. Bien, de hecho, es lo que hacen muchos físicos al considerar que la teoría cuántica no es más que una poderosa herramienta de cálculo. Pero esto es desagradablemente similar a la posición escolástica respecto al modelo de epiciclos de Tolomeo. Y, desde luego, supone una renuncia a la comprensión del mundo tal como es a la que no todos tienen por qué estar dispuestos. Es posible, después de todo, que el mundo no sea de ninguna manera concreta. Pero para admitirlo quizá harían falta argumentos más sólidos que el buen funcionamien-

¹⁶ K. POPPER, 1982. *Quantum Theory and the Schism in Physics. From the Postscript to the Logic of Scientific Discovery*. Edición en español: Tecnos, 1992



to de la ecuación de Schrödinger puesto que, para describir las propiedades de las cosas, ese buen comportamiento debe ir acompañado del ambiguo proceso de medida. Insisto, antes de seguir adelante, en que la principal dificultad de este proceso no es que dé lugar a cosas más o menos chocantes, sino la dualidad del comportamiento como «sistema físico» y como «aparato de medida» que posee el artificio encargado de la determinación del estado del sistema microscópico y el hecho de que, dicho artificio, se comporte de un modo u otro según la voluntad de un «observador».

Si se parte de una posición realista, está claro que la teoría necesita de algo que ligue los procesos microscópicos con los macroscópicos, incluidas las medidas y sus resultados. Se debe introducir algo que, en algún punto de la cadena, haga que las cosas pasen de comportarse como lo hacen las partículas elementales (ecuación de Schrödinger, superposición de estados) a comportarse como lo hacen las pelotas de golf o los aparatos de medida. Ha habido varios intentos de salvar la situación. Haré, en primer lugar, una mención rápida a tres alternativas que utilizan un enfoque no realista y discutiré, con algo más de extensión, en la sección siguiente, las que considero las principales vías de escape realistas.

REDUCCIÓN POR PARTE DE LA CONCIENCIA

Wigner¹⁷ propuso que lo que distingue un proceso de medida de una mera interacción física es la presencia de un ser consciente. Esto traslada el problema a la determinación de qué es un ser consciente. Sólo un ser consciente se puede preguntar dónde y en que estado están las cosas; sólo un ser consciente las ve o sabe de ellas que están en ese estado. En particular, si el gato sólo puede estar vivo o muerto (aunque nade lo mire), el gato ha de ser consciente. En cualquier caso, introduce una visión idealista de las cosas. Además deja abierta una cuestión simple: aunque la posición de la aguja de un aparato de medida sólo tenga un significado a la vista de un ser (suficientemente) consciente, parece difícil sostener que, en ausencia de tal ser, se limite a estar en una superposición de autoestados enmarañados.

MEZCLA ESTADÍSTICA

Por otra parte, es un resultado del formalismo la imposibilidad de distinguir medidas estadísticas realizadas sobre una colección de partículas que se encuentren todas en el mismo estado superpuesto (estado puro) o sobre una colección de partículas que, en fracciones adecuadas¹⁸, se encuentren en autoestados del ob-

¹⁷ E.P. WIGNER, 1961. «Remarks on the mind-body question». En *The scientist speculates*. Ed. I.J. GOOD, Heinemann, Londres.

¹⁸ Las fracciones deben ser las probabilidades asociadas a cada autoestado en una medida realizada sobre el estado superpuesto.



servable (mezcla estadística). Al realizar una medida sobre la colección de partículas en el estado puro, cada una acabará en un autoestado del observable. Al realizarla sobre la mezcla estadística, cada una permanecerá en el autoestado en que ya estaba. Pero el valor medio obtenido (y la desviación típica) son iguales en ambos casos. En el caso general de una mezcla estadística con pesos y estados arbitrarios (superpuestos o no), el resultado no pierde generalidad puesto que el observador no sabe, de antemano, cuáles son las distribuciones. En tal caso, simplemente no se puede distinguir qué contribución a la media final se debe a los pesos estadísticos clásicos y cuál está asociada al colapso de los vectores de estado. A partir de este hecho, se ha argumentado que el problema del colapso del vector de estado es algo cuya naturaleza no incumbe al físico, puesto que las medidas que se realizan son estadísticas y a ese nivel es imposible de poner de manifiesto. Sin embargo, esta posición es, de nuevo, instrumentalista. Aunque hay una limitación epistémica al conocimiento que se puede adquirir, el formalismo plantea una limitación no epistémica adicional, que subyace a todo el proceso. Es esta limitación la que un enfoque realista de la naturaleza trata de eliminar.

ALTERNATIVA DE LOS «MUCHOS MUNDOS»

Everett¹⁹ propuso la llamada interpretación de muchos mundos. Según ella, las cosas, incluidos los aparatos de medida y los observadores, ocupan todos los autoestados posibles, de forma que, ante cada interacción, el Universo se desdobra en tantos Universos como posibles resultados tenga tal interacción. De este modo, el gato de Schrödinger no se encuentra en una superposición de autoestados sino que, inmediatamente, el Universo se desdobra en dos: uno con el gato vivo (y el observador consciente de ello) y otro con el gato muerto (y el observador consciente de ello). Formalmente correcta, es una alternativa realista aunque ciertamente «poco económica». Por esta razón, entre otras, no hay muchos físicos que le presten demasiada atención. Pero quizá la cuestión más importante es que, después de todo, tal desdoblamiento continuado de universos no proporciona una vía para la «desuperposición» de estados.

REALISMO POSIBLE

Me voy a centrar en tres alternativas que considero particularmente atractivas. Mucho más, en todo caso, que la interpretación ortodoxa. Son las propuestas de Bohm, de Ghirardi, Rimini y Weber (GRW) y de Penrose. Las tres asumen que el vector de estado y la ecuación de Schrödinger proporcionan una descripción realista de las cosas,

¹⁹ H. EVERETT, 1957. «'Relative State' formulation of Quantum Mechanics». *Reviews of Modern Physics*, 29, pp. 454-462.



pero incompleta. La propuesta de Bohm elimina también el indeterminismo mientras que las otras dos mantienen una componente probabilista fundamental.

VARIABLES OCULTAS Y ONDA PILOTO

En 1952, David Bohm²⁰ propuso una interpretación de la teoría cuántica o, más bien, una reformulación, que eliminaba el problema de la superposición de estados y del colapso del vector de estado al realizar una medida. La propuesta de Bohm era la misma, actualizada, que ya había defendido de Broglie²¹ veinticinco años antes en relación con la dualidad onda-corpúsculo y fue posteriormente puesta de una forma relativamente simple desde el punto de matemático por John Bell en 1982. En esencia, la propuesta de Bohm introduce dos tipos de entidades: la partícula y una fuerza cuántica que la hace moverse. Es esta fuerza la que está descrita por el vector de estado, la que puede combinarse linealmente con otras y la que evoluciona según la ecuación de Schrödinger. La información contenida en el vector de estado se complementa con la de las llamadas variables ocultas, que no son más que la posición precisa de la partícula. Es decir, de todas las posiciones previstas por el vector de estado, la partícula estará en una concreta con una probabilidad que es la que asigna el formalismo a cada estado. Esta posición, aun oculta al observador, no pierde nunca realidad. La partícula se comporta entonces como un punto material que evoluciona guiado por el vector de estado u «onda piloto». Todos los observables no son sino una manifestación de esta combinación. Al proceder a una medida, lo que se descubre es dónde está realmente la partícula, dentro de todas las posibilidades ofrecidas por la onda piloto.

Las variables ocultas pueden servir para resolver los problemas de no localidad derivados del enmarañamiento de estados puestos de manifiesto en el experimento de EPR. Si cada partícula tiene una entidad individual objetiva, la medida sobre una de ellas en nada afecta a la otra, tal como argumentaban EPR y no hay, por tanto, efectos no locales. Sin embargo, en 1966, Bell²² presentó su teorema de no localidad exponiendo las pautas que los resultados de ciertas medidas efectuadas sobre partículas que hubieran interactuado debían seguir en el caso de que tales medidas tuvieran efectos sólo locales. En un experimento realizado en 1982, Aspect y colaboradores²³ mostraron que tales pautas no son compatibles con la localidad y

²⁰ D. BOHM. «A suggested interpretation of the quantum theory in terms of Hidden Variables I and II». *The Physical Review*, vol. 85, pp. 166-179, 180-193.

²¹ De Broglie había presentado una versión simplificada de la que habría de ser la interpretación de Bohm en el congreso de Solvay de 1927. Bohm sólo supo de la propuesta de de Broglie después de haber formulado su propia interpretación.

²² J.S. BELL, 1966. «On the problem of hidden variables in quantum mechanics». *Reviews in Modern Physics*, vol. 38, pp. 447-475. Publicado también en J.S. BELL: *Speakable and unspeakable in quantum mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1987.

²³ A. ASPECT, J. DALIBARD, G. ROGERS, 1982. «Experimental tests of Bell's inequalities using time-varying analyzers». *Physical Review Letters*, núm. 49, pp. 1.804-1.807.



que corresponden a un proceso no local. La imposibilidad de la no localidad era una de las hipótesis formuladas por EPR. Una vez que se ha mostrado que no es válida, ya no es necesaria la conclusión de que las propiedades de la partícula tienen realidad física sin medirla. A veces se interpreta la no localidad como una refutación también del formalismo de la onda piloto de Bohm. Sin embargo, Bohm no niega la no localidad: en los estados enmarañados, lo que se encuentra enmarañado es el vector de estado, no la posición real de cada partícula individual. Si el estado se refiere a dos partículas que han interactuado, al realizar una medida sobre una de ellas, lo que cambia instantáneamente para la otra es el vector de estado. La evolución de la posición de la partícula pasa entonces a estar gobernada por el nuevo vector de estado desenmarañado. Pero la partícula, como objeto real, no experimenta saltos no locales o a velocidades superiores a la de la luz. En otras palabras, al afectar a una de las partículas, es la onda piloto la que queda instantáneamente modificada. Como esta onda no transporta energía (al contrario que los campos gravitatorio o electromagnético usuales) no hay contradicción con la relatividad.

Se argumenta también que, habiendo quedado demostrada la no localidad, la interpretación ortodoxa ha sido definitivamente respaldada. Sin embargo, aunque la no localidad era una de las cosas extrañas que se criticaban de dicha interpretación, no era el principal argumento en su contra. La naturaleza puede, y, de hecho, así parece que es, comportarse según procesos no locales. Puede parecer extraño, pero sólo significa que debemos cambiar nuestra idea de cómo es la naturaleza. Lo que representa el problema insalvable de la interpretación ortodoxa es el doble comportamiento clásico-cuántico atribuido a los sistemas según se utilicen para «medir» o interactúen libremente con otros sistemas; es decir, todo el asunto asociado al proceso de medida. Y este problema sí queda resuelto en el formalismo de Bohm.

Se argumenta, finalmente, que, al fin y al cabo, el formalismo de Bohm no aporta nada a efectos prácticos. Es decir, al realizar cálculos, hay que seguir utilizando el vector de estado y el colapso del paquete de ondas tal como se hace con el formalismo estándar. No parece, sin embargo, que esto tenga nada que ver con lo que se está discutiendo, a menos que se adopte una visión extremadamente instrumentalista de la naturaleza. Lo que aporta el formalismo de Bohm son dos cosas fundamentales. Por una parte, elimina el problema del proceso de medida y de la doble interpretación de los sistemas físicos como sistemas cuánticos (regidos por la ecuación de Schrödinger) y aparatos de medida (regidos por el colapso del vector de estado). Por otra parte, presenta un enfoque completamente determinista de la naturaleza: conociendo las posiciones de todas las partículas y los vectores de estado, se puede determinar cualquier estado pasado y futuro, así como el resultado (probabilista para la interpretación ortodoxa) de las medidas. Mantiene, no obstante, como hemos dicho, la no localidad de los procesos físicos. Pero, después de todo, nada nos aseguraba que no debiera ser así, excepto, claro, nuestro sentido común, forjado a la vista de procesos «clásicos».

En realidad, el principal problema del formalismo de Bohm es otro: elegida la posición de la partícula como variable oculta, todas las demás propiedades físicas resultan contextuales. Sin entrar en demasiados detalles técnicos, supongamos un





experimento de medida del espín de una partícula. Supongamos que sometemos la partícula a la acción de un campo magnético de intensidad creciente en una determinada dirección (experimento de Stern-Gerlach) y que la intensidad del campo crece hacia arriba. Un dispositivo de este tipo hará que las partículas con espín en un determinado estado, que representamos por $|\uparrow\rangle$, se desvíen hacia abajo, y, al contrario, que se desvíen hacia arriba las que están en el estado $|\downarrow\rangle$. Según la interpretación ortodoxa, antes de entrar en el aparato, el vector de estado de espín de la partícula es una superposición de estados. Si se realiza una medida de dónde ha ido a parar la partícula, el vector de estado colapsa y se pone de manifiesto uno de los dos autoestados $|\uparrow\rangle$ o $|\downarrow\rangle$. Según el formalismo de Bohm, es la posición real de la partícula, dentro del ámbito que le permite el vector de estado, la que hace que se desvíe hacia arriba o hacia abajo. Si al medirla está por arriba, diremos que está en el autoestado $|\downarrow\rangle$, y si al medirla está por abajo, diremos que está en el autoestado $|\uparrow\rangle$.

Supongamos ahora que hubiéramos hecho el experimento anterior de forma que la intensidad del campo magnético decreciera hacia arriba, en vez de crecer. Como la desviación de la partícula depende sólo de su posición dentro de la onda piloto, se seguirá desviando ahora de la misma forma que antes. Pero ahora, si encontramos la partícula por arriba diremos que está en el autoestado $|\uparrow\rangle$ y si la encontramos por abajo, en el autoestado $|\downarrow\rangle$; es decir, lo contrario que antes. En definitiva, al elegir la posición de la partícula como variable oculta, convertimos su espín en algo contextual que depende de la orientación que damos al aparato de Stern-Gerlach. Este razonamiento se puede extender al resto de las propiedades físicas de la partícula y, de paso, de todas las partículas que se encuentren en estados enmarañados con el suyo. En otras palabras, el formalismo de Bohm elimina el problema crucial de la medida en la interpretación ortodoxa junto con el indeterminismo de la teoría cuántica pero lo hace a costa de la objetividad de todas las variables físicas excepto de las que elige como variables ocultas.

REALISMO PROBABILISTA: LA PROPUESTA GRW

En 1986, Ghirardi, Rimini y Weber²⁴ (GRW) propusieron un esquema simple y elegante para superar las dificultades y que fue fuertemente apoyado por Bell, que contribuyó también a su desarrollo. La propuesta de GRW no hace uso de variables ocultas propiamente dichas, sino que introduce un proceso adicional para completar la teoría. Según GRW, en general, las partículas se comportan según lo prescrito por la teoría cuántica habitual. Pero, de vez en cuando, raramente, sus vectores de estado sufren procesos de colapso espontáneo. Estos procesos son aleatorios y, en principio, imprevisibles y el valor sobre el que se producen es determinado por las probabilidades usuales asociadas al propio vector de estado. Mate-

²⁴ G.C. GHIRARDI, A. RIMINI, T. WEBER, 1986. «Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems». *Physical Review D*. núm. 34, pp. 470-491.

máticamente, este colapso se describe multiplicando el vector de estado por una función gaussiana muy estrecha. Por ejemplo, la posición de una partícula libre que evoluciona según la ecuación de Schrödinger se difumina por completo en una amplia región espacial. Cuando el vector de estado colapsa, la posición queda muy definida y, a partir de ese momento, vuelve a evolucionar determinísticamente.

Los efectos de estos procesos sobre los objetos macroscópicos son claros. Si la partícula cuyo vector de estado experimenta el colapso forma parte de un objeto macroscópico, se encontrará en un estado enmarañado con el resto de las partículas. El colapso de su vector de estado arrastrará, por tanto, al de todas las partículas y el objeto macroscópico, como un todo, manifestará un estado definido. Basta ahora que la probabilidad de que a una partícula le ocurra uno de estos colapsos sea la adecuada para que los efectos cuánticos se manifiesten en el mundo microscópico y no en el macroscópico. Si, por ejemplo, como sugieren GRW, una partícula concreta sufre un colapso cada 10^{16} segundos (o sea, cada 100 millones de años), los efectos del proceso serán prácticamente indetectables y la teoría cuántica mantiene por completo su aplicabilidad: superposición de estados, evolución según la ecuación de Schrödinger, etc. Sin embargo, un sistema macroscópico, como una pelota de golf o un gato, está formado por un número de partículas del orden del número de Avogadro: 10^{24} partículas. Por tanto, en su interior, alguna partícula sufrirá uno de estos colapsos cada 10^{-8} segundos, en promedio. Cada vez que esto ocurre, colapsa el vector de estado de todo el sistema que, por tanto, se mantiene perfectamente definido desde un punto de vista macroscópico. En concreto, en un proceso de medida, en el que una partícula interacciona con un detector macroscópico, el colapso del vector de estado y su amplificación, manifestada por el aparato, vienen dados por la primera partícula del sistema enmarañado cuyo vector de estado colapsa.

El esquema de GRW presenta el problema de que implica la violación del principio de conservación de la energía, si bien a una escala posiblemente indetectable. Pero pone de manifiesto, y esto es, según creo, lo más importante, que la interpretación ortodoxa no es, ni mucho menos, imprescindible. Se puede decir, desde luego, en contra suyo, que es una propuesta *ad hoc*, como lo son (claramente) los valores elegidos para la probabilidad de colapso y para la anchura de la función gaussiana que lo determina. Es cierto. Pero muestra una vía clara para la resolución de la situación intrínsecamente contradictoria de la duplicidad de papeles de los sistemas físicos (repetimos, como sistemas meramente interactuantes o como aparatos de medida).

Por otra parte, comparando las dos alternativas expuestas, la propuesta de Bohm, como todas las teorías de variables ocultas, se dirige al objetivismo a todos los niveles; tanto microscópico como macroscópico. Para conseguirlo debe salir del formalismo del espacio de Hilbert y pagar el precio de la contextualidad de las variables. La propuesta de GRW se mantiene completamente dentro del formalismo cuántico tradicional y admite el indeterminismo, la superposición de estados y el hecho de que un microsistema pueda no tener propiedades individuales objetivas, como consecuencia del enmarañamiento de estados. Pero comporta, de un modo natural, que los sistemas macroscópicos se mantengan en estados bien definidos y da una explicación consistente del proceso de medida.



La última alternativa que voy a discutir se debe esencialmente a R. Penrose²⁵. Es, además de plausible, particularmente elegante. Se basa en la idea de GRW, pero elimina (en gran medida) la elección *ad hoc* de parámetros introduciendo un criterio absoluto para valorar cuándo un vector de estado se ve obligado a colapsar.

La idea es la siguiente. Supongamos una partícula cuya posición se encuentra en un estado superpuesto de dos autoestados de un observable. Cada una de estas dos posiciones tiene asociado un campo gravitatorio, que también debe estar incluido en la superposición. Pero el campo gravitatorio es la geometría del espacio-tiempo, por lo que tendremos dos geometrías del espacio-tiempo diferentes superpuestas. La pregunta es entonces si esta situación puede mantenerse o si existe un punto en el cual las dos geometrías se hacen lo suficientemente diferentes como para que la naturaleza «escoja» una de ellas, dando lugar a un suceso tipo reducción del vector de estado. Ésta es una situación particularmente oscura porque la teoría estándar no permite describir estados sin un soporte geométrico claro. La propuesta de Penrose es que las dos geometrías se hacen «demasiado diferentes» cuando tal diferencia se hace comparable a la «escala de Planck», que se considera la escala espacial a la que los efectos de gravedad cuántica se pondrían de manifiesto. Esta escala es del orden de 10^{-33} cm, veinte órdenes de magnitud menor que el tamaño de una partícula nuclear. Precisamente, la pequeñez de la escala de Planck hace a muchos físicos dudar de que la gravedad cuántica pueda estudiarse de manera efectiva. Sin embargo, según la propuesta de Penrose, podría estar directamente involucrada en dotar de realidad a la explicación del mundo dada por la teoría cuántica.

El tiempo característico en que tendría lugar la reducción del vector de estado vendría dado por \hbar/E , donde E , es la energía gravitatoria involucrada en la separación entre los estados superpuestos. Esto, para un neutrón o un protón, se traduce en más de 10 millones de años. Pero, para una pelota de golf, se convierte en 10^{-23} segundos. Es decir, cada 10^{-23} segundos, el estado de la pelota colapsaría. Algunos cálculos muestran que el colapso se produce en escalas temporalmente muy breves cuando tienen lugar interacciones entre partículas elementales y objetos macroscópicos aunque no haya movimientos significativos de masas a nivel macroscópico²⁶.

La propuesta de Penrose puede recibir distintas críticas, entre ellas que se basa en cosas que aún no han sido puestas de manifiesto experimentalmente. Si embargo, el hecho de que la gravitación sea identificable con la propia geometría del espacio-tiempo, en la que los fenómenos cuánticos tienen lugar, hace que, cuando menos, no parezca absurdo pensar que lo que le ocurra a esa geometría por

²⁵ R. PENROSE, 1994. «Shadows of the Mind». Oxford University Press. Editada en español por Drakontos, 1996, pp. 355 y ss. de la edición en español.

²⁶ R. PENROSE. «Shadows of the Mind». *Ibid*, pp. 361 de la edición en español.



efecto de un proceso típicamente cuántico pueda tener alguna influencia sobre el modo en que tal proceso se produce. Por otra parte, la escala de Planck (junto con el tiempo de Planck y la masa de Planck) es una magnitud característica asociada a los valores de las que parecen ser las tres constantes fundamentales que gobiernan a la naturaleza: la constante de Planck, la constante de la gravitación y la velocidad de la luz. La escala de Planck es la unidad de longitud que se obtiene asumiendo que esas tres constantes tomen valores de unidad. El razonamiento no es inevitable desde un punto de vista lógico. Pero, desde una posición realista, no debe resultar problemático ligar el diferente comportamiento de los objetos macroscópicos respecto a los microscópicos con las constantes que proporcionan las escalas características en el comportamiento de la naturaleza.

INSTRUMENTALISMO EVITABLE

En la sección anterior he presentado las alternativas a la interpretación ortodoxa de la teoría cuántica que me parecen más atractivas. Como hemos visto, las propuestas no están, en modo alguno, completamente establecidas. Sin embargo, tampoco hay razón sólidamente establecida que apoye la interpretación ortodoxa en sentido estricto. El apego de muchos físicos y filósofos a esta interpretación se basa en el éxito práctico del formalismo. Pero limitarse a este éxito implica una posición fuertemente instrumentalista que es, cuando menos, prescindible. Desde luego, las interpretaciones realistas no tienen un apoyo *directo* por parte de los experimentos. Pero la interpretación instrumentalista carece igualmente de ese apoyo, excepto por el hecho trivial de que cualquier explicación instrumentalista de una herramienta es válida dentro del propio marco instrumentalista.

Lo que quiero decir, en definitiva, es que no es cierto que la teoría cuántica muestre un mundo conceptualmente inaccesible al ser humano; un mundo en el que no quepa preguntarse por la naturaleza real de las cosas; cuyo comportamiento no sea más que una eventualidad sujeta al arbitrio del observador. Los contrasentidos en los que cae la interpretación ortodoxa (básicamente del tipo «gato de Schrödinger») y los esquemas de interpretación alternativa que he mencionado deben ser suficientes para mostrar que la realidad del mundo de ahí afuera está ahora tan a salvo como lo estaba en el contexto de la Física clásica. Puede que la naturaleza tenga un comportamiento intrínsecamente probabilista. Pero ese comportamiento, no debido a nuestra ignorancia, es real; forma parte del mundo tal como es, que puede seguir adelante sin necesidad de mentes conscientes que se pregunten sobre él.

APÉNDICE: ESPACIO DE HILBERT

Un espacio de Hilbert es un espacio vectorial con ciertas propiedades adicionales. Como aquí no estamos interesados en una presentación matemáticamente formal, vamos simplemente a revisar cuáles son las propiedades que nos interesan, sin detenernos a discutir si son generales de un espacio vectorial o específicas de





un espacio de Hilbert. Un espacio de Hilbert H es un conjunto cuyos elementos, llamados vectores, satisfacen dos operaciones básicas: la suma de dos de ellos y el producto de uno de ellos por un número es también un vector del espacio. Hay que hacer la salvedad de que, en el caso que nos ocupa, los números por los que se multiplica son números complejos. Por aplicación de estas propiedades, resulta que una combinación lineal (es decir, una suma pesada) de vectores de H es un vector de H . Matemáticamente, si $|u\rangle$ y $|v\rangle$ son vectores de H (representamos los vectores con esta notación, introducida por Dirac) y a y b son números complejos, entonces $a|u\rangle + b|v\rangle$ es un vector de H .

Existe otra operación, el producto escalar de dos vectores, que representamos por $\langle u|v\rangle$, cuyo resultado es un número complejo. El producto escalar está definido de forma que el de un vector por sí mismo, $\langle u|u\rangle$, es un número real. Se define la norma de un vector como la raíz cuadrada positiva del producto escalar del vector por sí mismo. Los vectores de un espacio de Hilbert tienen norma finita. Los términos «longitud» y «módulo» se utilizan también para designar la norma. Se denomina vector normalizado a aquél cuya norma vale 1 o, en otras palabras, al que resulta de dividir un vector cualquiera por su norma.

Se dice que dos vectores son ortogonales si su producto escalar es 0. Si, además, sus normas son iguales a 1, se dice que son ortonormales. Se denomina sistema ortonormal completo a un subconjunto de vectores ortonormales de H a partir de los cuales, mediante combinación lineal, se puede obtener cualquier otro vector de H . Se define la dimensión de H como el número de vectores de un sistema ortonormal completo. En el caso general, la dimensión puede ser infinita. En un espacio de Hilbert hay infinitos sistemas ortonormales completos, pero todos con el mismo número de vectores.

Otro concepto de gran interés es el de producto directo de espacios de Hilbert. Sean H_1 y H_2 dos espacios de Hilbert para los que $\{| \varphi_1 \rangle, | \varphi_2 \rangle, \dots, | \varphi_n \rangle\}$ y $\{| \chi_1 \rangle, | \chi_2 \rangle, \dots, | \chi_n \rangle\}$ constituyen sistemas ortonormales completos. El producto directo de los dos espacios de Hilbert es otro espacio de Hilbert, que denotamos por $H = H_1 \otimes H_2$, cuyos elementos son pares ordenados de vectores, de la forma $|u\rangle|v\rangle$, de los que $|u\rangle$ pertenece a H_1 y $|v\rangle$ pertenece a H_2 . El subconjunto de H formado por todos los pares ordenados de la forma $| \varphi_1 \rangle | \chi_1 \rangle$ obtenidos a partir de $\{| \varphi_1 \rangle, | \varphi_2 \rangle, \dots, | \varphi_n \rangle\}$ y $\{| \chi_1 \rangle, | \chi_2 \rangle, \dots, | \chi_n \rangle\}$ constituye un sistema ortonormal completo de H .

Un operador es una correspondencia que asocia a un vector de un cierto subconjunto de H , otro vector de H . Matemáticamente, $A|u\rangle = |v\rangle$, donde denotamos con A al operador. El tipo de operadores en que estamos interesados (autoadjuntos) tiene una serie de propiedades, entre las que está la linealidad. Esto implica que la combinación lineal de operadores es un operador y que la actuación sucesiva de dos operadores A y B es equivalente a la de otro operador C según: $A(B|v\rangle) = A B |v\rangle = C |v\rangle$, de forma que podemos escribir $C = AB$.

Dos conceptos de gran importancia en el desarrollo de la teoría cuántica son los de autovalor y autovector. Consideremos la ecuación $A|v_i\rangle = a_i|v_i\rangle$. Llamamos autovectores del operador A a todos los $|v_i\rangle$ que verifican esta relación y autovalores a los correspondientes números complejos a_i . Dejando de lado cuestiones técnicas importantes (degeneración y espectro continuo), que requieren

una oportuna generalización pero que exceden los objetivos de este artículo, resulta fundamental el hecho de que el conjunto de todos los $|v_i\rangle$ forman un sistema ortonormal completo de \mathbf{H} . Por otra parte, es de señalar que, dado un sistema ortonormal completo de \mathbf{H} , existe un operador cuyos autovectores son los elementos de dicho sistema.

El último concepto que introduciremos es el de operadores conmutantes. Dos operadores conmutan si el resultado de aplicarlos sucesivamente es el mismo, independientemente del orden en que se realice esta aplicación. Matemáticamente, $AB|v\rangle = BA|v\rangle$. O bien $(AB-BA)|v\rangle = |0\rangle$, que es lo mismo que escribir $(AB-BA) = O$, donde $|0\rangle$ es el vector nulo y O el operador nulo, definido como el que asigna a cualquier vector el vector nulo. Un resultado de enorme importancia para la teoría cuántica es que los autovectores de dos operadores que conmuten son comunes; o sea que el sistema ortonormal completo definido por un operador es el mismo para todos los operadores que conmuten con él y sólo para ellos.

