

## RELATIVIDAD ESPECIAL Y TEORÍA CUÁNTICA: ¿SON REALMENTE COMPATIBLES?

Rafael Andrés Alemañ Berenguer. Universidad *Miguel Hernández* de Elche

**Resumen:** Pese a lo que se supone usualmente, la compatibilidad entre la física cuántica y la relatividad especial se halla lejos de estar garantizada. El hecho de que el instante del colapso de la función de onda dependa de cada observador inercial, rompe con la interpretación de la probabilidad cuántica como una propiedad objetiva de los micro-objetos. Las alternativas parecen ser el abandono de la equivalencia entre sistemas inerciales, o un replanteamiento de nuestras ideas sobre una posible estructura subyacente al espacio-tiempo.

**Abstract:** As opposed of what is usually believed, a real compatibility between quantum physics and special relativity is far from being granted. The fact that the instant of the wave-function collapse depends on inertial observers ruins the propensity interpretation of quantum probability as an objective property of the micro-objects. The alternatives seem to be the abandonment of the physical equivalence among inertial frames, or a reformulation of our ideas on a possible underlying structure for space-time.

### **1. Introducción**

La convicción de que las leyes de la naturaleza deben formar un cuerpo coherente y armónico impulsó a comienzos del siglo XX la búsqueda de una combinación adecuada entre la recién formulada la física cuántica y la no mucho más añeja relatividad especial de Einstein. Desde sus orígenes se vio con claridad que la relatividad especial se fundamentaba sobre dos postulados (Einstein 1905, Misner et al 1973, Friedman 1991) a saber: (1) el principio de relatividad, y (2) la velocidad de la luz,  $c$ , como constante universal. El primero de ellos garantizaba la equivalencia física de todos los sistemas de referencia inerciales, mientras el segundo afirmaba la invariancia de  $c$  para todos los observadores inerciales y su carácter de límite máximo para cualquier interacción física. La mayor parte de las discusiones sobre la compatibilidad entre la relatividad y la teoría cuántica se han centrado en la posibilidad de una comunicación más rápida que la luz (o FTL por sus siglas en inglés); es decir, sobre el postulado (2). Muy pocos han sido los análisis dedicados a la difícil conciliación de la teoría cuántica en cualquiera de sus formas con el principio de relatividad, el postulado (1), en el cual posiblemente se encuentre la clave de la controversia.

La ecuación de Dirac para el electrón pareció un primer paso en la dirección correcta, como sugería su acertada predicción del espín. Sin embargo, los sistemas cuánticos se representan mediante operadores de densidad o vectores de estado (tradicionalmente llamados “funciones de onda”) en un espacio de Hilbert,

y su evolución tiene lugar en ese mismo escenario abstracto que no guarda relación directa, en modo alguno, con nuestro familiar espacio-tiempo en el que se aplican los principios de la relatividad especial. Como no tenemos forma de obtener el espacio-tiempo como caso límite de un espacio de Hilbert, el hecho de que las funciones cuánticas de estado obedeciesen las transformaciones de Lorentz, no garantizaba un significado físico tan directo como en la relatividad. Es más, el proceso más importante desde un punto de vista empírico, la reducción o “colapso” de la función de onda, aún carecía de un adecuado tratamiento relativista, por cuanto era expresada todavía como un acontecimiento instantáneo. El posterior desarrollo de la teoría cuántica de campos, trocando funciones de onda por distribuciones de operadores sobre espacios de Fock, no mejoró las cosas.

La relatividad especial<sup>1</sup> combina las coordenadas de espacio y tiempo en un entramado espacio-temporal que constituye de por sí el escenario de todos los acontecimientos del universo. Por otra parte, la teoría cuántica permite la existencia de estados “entrelazados”; es decir, estados en los cuales las propiedades de las partículas sólo pueden definirse de manera conjunta y por ello los resultados de las medidas se encuentran correlacionados con independencia de la distancia que las separe. El problema surge cuando las transformaciones relativistas de espacio y tiempo convierten los entrelazamientos entre sistemas espacialmente separados en correlaciones entre estados cuánticos en distintos instantes. Y no parece haber una salida natural a este conflicto, que comparativamente ha recibido mucha menos atención que famosas paradojas como las asociadas con el gato de Schroedinger (problema de la transición del régimen cuántico al clásico) o con los efectos EPR (problema de la no localidad cuántica).

En los dos siguientes apartados se indicará someramente las razones —bien conocidas en su mayoría— de la conjunción entre las premisas cuánticas y el postulado (2), lo que redundará en la imposibilidad de señales FTL. Los apartados cuarto y quinto se dedicarán a discutir los escollos, comparativamente mucho más serios, que presenta la conciliación de los requisitos cuánticos con el postulado (1). Finalmente se expondrán las líneas de avance que —en opinión del autor— sugieren expectativas más prometedoras para un futuro que no parece muy cercano.

## **2. EPR y comunicación FTL**

En 1935 Einstein publicó, junto a Boris Podolsky y Nathan Rosen, un famosísimo artículo (Einstein et al, 1935) en el que se describía una situación experimental que pasó a la historia de la física como “experimento EPR”. Esta

1 El controvertido vínculo entre la física cuántica y la relatividad general no se menciona directamente al tratarse del objetivo central del programa de las teorías de campo unificado, o “teorías del todo”.

experiencia imaginada se basaba en el análisis de lo que sucedería de estudiar un sistema de dos partículas elementales tras su interacción, y de él parecía deducirse que existían propiedades físicas bien determinadas que la teoría cuántica era incapaz de evaluar. Con ello concluían el sabio alemán y sus colaboradores que la aparente indeterminación de la física cuántica era producto de nuestra ignorancia de ciertas variables que influían en el comportamiento de los cuantones —las conocidas como “variables ocultas”— y no una característica inherente a los procesos naturales.

La clave del razonamiento EPR residía en la posibilidad de realizar una medición sobre una de las dos partículas del sistema cuando ambas estuviesen suficientemente alejadas entre sí para que resultase razonable suponer que cada una de ellas no podía influir en la otra; una condición que recibe el nombre de *causalidad local*. De no ser así, habríamos de aceptar una especie de “fantasmal acción a distancia”, en palabras de Einstein. Las primeras experiencias concluyentes al respecto<sup>2</sup> (Aspect et al, 1982) confirmaron plenamente la teoría cuántica descartando la viabilidad de teorías con variables ocultas locales, sin avalar por ello la existencia de una suerte de “acción a distancia” instantánea en la teoría cuántica.

La acción a distancia, tal como siempre ha sido entendida en física, se refiere a la actuación de fuerzas entre cuerpos físicos, cosa que no sucede en el efecto EPR. Estas correlaciones a distancia no violan los principios de la Relatividad, ya que en ellas ni se transmite información ni energía a mayor velocidad que la luz. Que no hay transmisión de energía resulta evidente si pensamos en que la energía de cada partícula sigue invariable cualquiera que sea su espín. Lo único que podría alterar la energía total sería la interacción gravitacional, electromagnética o nuclear de alguna de estas partículas con una tercera. Pero en ese caso ya no nos encontraríamos ante una correlación a distancia sino ante una de las interacciones bien conocidas ya por la física.

Tampoco existe intercambio de información a velocidad superior a  $c$ , como es fácil de comprender imaginando un sistema de señales “morse” que operase conforme a los principios cuánticos. Para que se dé una verdadera comunicación el emisor ha de poder controlar las señales que envía al receptor de acuerdo con un código convenido, que en el caso del morse es la alternancia de puntos y rayas. Ahora bien, si el transmisor morse se comportase como los espines correlacionados de la física cuántica, cada vez que el emisor pulsase el interruptor de señales, sería incapaz de saber si lo que envía es un punto o una raya. Por su parte, el receptor se vería imposibilitado de interpretar las señales que le llegan, ya que éstas se dan en una secuencia completamente aleatoria. Es

<sup>2</sup> En estos experimentos se contrasta una versión más estricta de la no localidad en la que se estudian las correlaciones existentes entre distintas componentes del espín. Por otra parte lo que se sometió a comprobación experimental directa no es la desigualdad de Bell, sino la de Clauser —Horne, algo menos restrictiva, que toma en cuenta la eficiencia del aparato detector.

decir, a fin de enviar mensajes más rápidos que la luz, habríamos de controlar los valores que adquiere el espín que medimos en cada momento, condición ésta expresamente prohibida por la física cuántica.

Desde un punto de vista empírico estricto, es cierto que los fenómenos EPR no permiten enviar señales más veloces que la luz (Hall 1987, Ghirardi et al. 1988, Florig y Summers 1997, Ziman y Stelmachovic 2002, Peres y Terno 2004, De Angelis et al 2007). Que las correlaciones cuánticas del tipo EPR entre pares de cuantones no pueden ser utilizadas para enviar un mensaje al observador de uno de ellos mediante la realización de operaciones sobre el segundo cuantón<sup>3</sup>, constituye hoy un teorema (Eberhard 1978, Ghirardi et al 1980) que permanece sin refutar. De hecho, sólo cabe abrir la discusión acerca de posibles interacciones físicas más rápidas que la luz en el nivel cuántico, presuponiendo —contra los propios fundamentos de la teoría cuántica— que los fotones del experimento de Aspect poseen, cada uno separadamente, un estado de espín bien definido antes de la medición.

### **3. La dualidad onda-corpúsculo**

Las correlaciones EPR se interpretan como el cumplimiento en parejas de cuantones entrelazados de las desigualdades de Heisenberg, las cuales se deducen de (a) el álgebra de conmutadores,  $p_n q_m - q_m p_n = -i\hbar \delta_{nm}$ , que es un postulado de la teoría cuántica; (b) la definición de promedio cuántico, que es otro postulado; (c) la definición estadística de desviación típica; y (d) la desigualdad de Schwarz, tomada del análisis matemático (Margenau 1950, Lindsay y Margenau, 1963, Bunge 1967, Bunge 1983). Nada se dice sobre el tipo de entidad al que se aplican —onda o corpúsculo— de forma que los argumentos antes expuestos para excluir las comunicaciones EPR tal vez no sirven en experiencias centradas en los aspectos duales de los cuantones, como el experimento de la doble rendija<sup>4</sup>.

Supongamos dos observadores situados en ambos extremos de una región espacial tan vasta como se quiera, y un haz de fotones que va hacia el observador situado a la derecha mientras sus correspondientes parejas entrelazadas viajan hacia el observador de la izquierda. Ahora imaginemos que los de la derecha se hacen colapsar de modo que al pasar después por una doble rendija ya no producen el patrón de interferencias ondulatorias sino el típico de partículas. Por el hecho de estar entrelazados, los fotones que viajaban hacia la izquierda también colapsarán y al pasar por un par de rendijas similares producirán también un patrón similar. Entonces de acuerdo con un código preestablecido podríamos decidir si colapsamos o no los fotones de la derecha, lo cual provocará

<sup>3</sup> Una correlación no necesariamente comporta la facultad de enviar señales o transmitir información, a causa de la posible “incontrolabilidad” de las señales. Véase Earman (1987), p. 453.

<sup>4</sup> Agradezco a mi amigo y colega el profesor Ángel Torregrosa, su especial insistencia sobre la clarificación de este asunto.

un cambio en el patrón observable cuando atraviesen las rendijas los de la izquierda. Si provocamos el colapso se verá un patrón corpuscular, por ejemplo, que puede interpretarse como el “uno” de un código binario. Y si no colapsamos aparecerá el patrón ondulatorio, que será el “cero” binario. Como el colapso es instantáneo en el sistema de referencia de ambos observadores —que, recordémoslo, pueden hallarse tan alejados entre sí como se quiera— cada uno de ellos puede transmitir instantáneamente al otro una serie de unos y ceros, que tras haber sido descodificados verificarán una comunicación FTL.

No se discute si un procedimiento semejante es técnicamente factible, sino tan solo la posibilidad teórica de lograrlo; y no hay tal. La distinción entre un patrón ondulatorio o corpuscular únicamente se consigue tras acumular un número suficiente de impactos en la pantalla situada tras la doble rendija. Cuanto más distanciados mutuamente se encuentren ambos observadores, mayor será la superficie abracada por el frente de la onda de probabilidad representada por la función  $\psi$ , y mayor habrá de ser también el área de la pantalla receptora. Por tanto, los impactos incidentes quedarán dispersados sobre un área muy extensa y tardaremos más en discernir si el patrón es ondulatorio o corpuscular. Tardaremos de hecho más tiempo que el empleado por una señal luminosa que viajase entre ambos observadores.

Y eso en el mejor de los casos, porque en general necesitaríamos alguna indicación de que la serie de fotones enviados hacia nosotros había llegado a su fin y el mensaje podía descodificarse. Dicha indicación, obviamente, no podría transmitirse por el mismo procedimiento del colapso inducido a distancia. La insuperabilidad de  $c$  vuelve a quedar a salvo, lo que es otra forma de decir que la teoría cuántica respeta de hecho el postulado (2) de la relatividad especial. Pero, ¿qué sucede con el postulado (1)?; ¿resultan compatibles los requisitos cuánticos —en especial, el colapso de la función de onda— con la equivalencia física de todos los sistemas inerciales?

#### **4. Entrelazamiento cuántico y relatividad**

La dificultad esencial estriba en concebir el colapso de la función de onda como un proceso físico en un cierto marco espacio-temporal, pues una medición realizada sobre un miembro de una pareja de cuantones entrelazados colapsa la superposición y cambia el estado del otro componente de la pareja. El dilema es obvio: ¿cómo pueden expresarse estos colapsos en términos espacio-temporales?; ¿es aceptable su índole instantánea y no local en un contexto relativista? Acaso parezca que estos interrogantes quedarían resueltos considerando las probabilidades cuánticas como una medida de nuestra ignorancia. Pero hacerlo así nos escoraría hacia la interpretación de Einstein, en la cual la física cuántica se juzga incompleta precisamente porque algunos observadores —quienes no han percibido el colapso— carecerían de información suficiente, mientras que otros —aquellos para los cuales el colapso ha sucedido— disponiendo de la información necesaria podrían prescindir de las probabilidades.

Para comprender los problemas que la correlación cuántica no local plantea a la relatividad, basta imaginar las descripciones espacio-temporales que de una misma experiencia EPR ofrecerían dos observadores inerciales. El observador *A* en movimiento, por ejemplo, hacia el dispositivo experimental consideraría —según su plano de simultaneidad— que la medición sobre el primer fotón hace saltar al segundo fotón a un estado de espín correlacionado con el primero. Por el contrario, el segundo observador *B*, que se aleja de los experimentadores, afirmará con razón que es el colapso espontáneo del segundo fotón a un estado definido de espín lo que origina el resultado de la medición, que para *B* es posterior. La cuestión no es baladí, puesto que si los dos observadores se hallan físicamente en pie de igualdad, la perspectiva espacio-temporal de *B* introduce una flagrante violación de los postulados cuánticos: la superposición de estados de espín del segundo fotón colapsa espontáneamente sin interacción externa. Y ambas descripciones espacio-temporales discrepan sobre cuál de los sucesos es un resultado aleatorio (un colapso espontáneo de  $\Psi$  o uno inducido por la medición), y cuál es producto de la correlación.

Como todo cuanto sabemos hasta ahora indica que el colapso de  $\Psi$  depende del sistema de referencia en el cual se contempla, lo que infringe abiertamente la invariancia relativista, una posible vía de escape pasaría por admitir la prevalencia de una de estas dos descripciones contrapuestas. Ya sea el observador *A* o el *B*, siguiendo con el ejemplo previo, sólo uno de ellos posee la perspectiva física correcta; tan solo uno “ve” —por decirlo así— lo que realmente ocurre. El inconveniente de esta opción es que favorece el punto de vista de uno de los sistemas de referencia sin que aparentemente haya razones de peso para ello. ¿Por qué ha de concederse prioridad al observador *A*, que ve antes la medida del primer fotón, sobre el *B*?; ¿realmente ocurren colapsos espontáneos previos (no considerados por la teoría cuántica usual) que inducen los resultados de las medidas en los experimentos EPR?

Con todo, supongamos que para cada foliación del espacio-tiempo contamos con una serie de estados que abarcan todos los sucesos físicos a lo largo de las sucesivas hipersuperficies que constituyen la propia foliación. El reto ahora sería acomodar la noción de “colapso de la función de estado” en semejante imagen de la realidad sin sacrificarla condición de que no haya foliaciones privilegiadas que suministren la única serie correcta de estados, ni el requisito de que las diferencias entre las series de estados contenidas en diversas foliaciones se deban enteramente al hecho de que distintas foliaciones reordenan localmente las series de manera diferente. La pregunta es, ¿pueden satisfacer, o no, las descripciones relativistas del colapso la típica evolución local de la función de onda, preservando a la vez una noción aceptable<sup>5</sup> de probabilidad cuántica?

<sup>5</sup> Aquí, la palabra “aceptable” implica el cumplimiento del teorema de no señalización, de modo que las correlaciones EPR no permitan enviar señales más veloces que la luz ni establecer relaciones de simultaneidad a distancia. Véanse al respecto Eberhard (1978), o Ghirardi, Rimini y Weber (1980)

En beneficio de la claridad, supongamos que en todo instante  $t$  existe una función aleatoria,  $P_t$ , que asigna una cierta probabilidad de acaecimiento a cada posible suceso pasado, presente o futuro. La distribución probabilística  $P_{t'}$  correspondiente a un tiempo  $t'$ , posterior a  $t$ , se obtiene imponiendo sobre  $P_t$  condiciones dependientes de la serie completa de estados del sistema<sup>6</sup> entre  $t$  y  $t'$ . Ahora bien, en un espacio-tiempo galileano, con una foliación distinguida gracias al concepto de tiempo absoluto, el cómputo de los estados intermedios entre dos instantes dados carece de ambigüedad. En un marco relativista, sin embargo, dados dos puntos  $A$  y  $A'$  sobre la línea de universo de un objeto, ¿cómo seleccionar los sucesos de los que depende la evolución de la función estocástica a fin de obtener las probabilidades adecuadas de los distintos sucesos posteriores a  $A$ , (el propio  $A'$  entre ellos)?

No queda claro, por ejemplo, si debemos incluir —y cuáles— los sucesos espacialmente separados de aquél cuya probabilidad tratamos de calcular. En cualquier caso, para cada hipersuperficie espacial  $\Sigma$ , tendremos una distribución de probabilidad  $P_\Sigma$  condicionada por todos los sucesos pertenecientes al pasado de  $\Sigma$ . Esta es la razón de que necesitemos especificar la hipersuperficie espacial a la cual nos referimos cuando buscamos calcular la probabilidad de un cierto estado en un sistema  $S$  dentro una región espacio-temporal  $\Omega$ . O en otras palabras, es indispensable saber de qué sucesos depende nuestra probabilidad condicionada (que justamente por ello es “condicionada”).

Existe un elaborado modelo de reducción del vector de estado, debido a Fleming (1989), de acuerdo con el cual los valores de espín de los fotones utilizados en los experimentos EPR se consideran propiedades relativas a un cierto sistema de referencia, o más concretamente, relativas a un hiperplano espacial especificado<sup>7</sup>. Esta propuesta sugiere que la búsqueda de una conciliación entre la no separabilidad cuántica y la localidad relativista, obliga a considerar las propiedades afectadas por el entrelazamiento cuántico, no como rasgos intrínsecos de los micro-objetos, sino como propiedades relacionales (es decir, propiedades que adquieren significado en relación con algo externo al objeto que las posee).

En Myrvold (2002, p. 449) se nos ofrece una excelente muestra de las respuestas al uso sobre este problema: “... The state defined on  $\sigma_p$  is entangled,

6 Podría objetarse que la totalidad de las “historias” (series completas de estados) de un sistema entre dos instantes dados, conformase un conjunto infinito no numerable. Por ello resultaría imposible —al menos en la definición usual de probabilidad— asignar a cualquier historia individual un valor probabilístico no nulo. Este dilema cuenta con dos vías de escape: o bien alteramos la noción ordinaria de probabilidad condicionada, o bien establecemos restricciones adecuadas sobre el dominio de nuestra función de probabilidad. Véase una interesante discusión de las alternativas en Lewis (1980), pp. 263-293.

7 Una descripción no muy técnica junto a una evaluación crítica de este punto de vista se encuentra en Maudlin (1994) pp. 204-212, 233-234; (1996), pp. 298-303. Una discusión más detallada del asunto se halla asimismo en Dorato (1996), pp. 593-595.

whereas the state defined on  $\sigma_p'$  is factorizable, even though the two hyperplanes intersect Particle 1's worldline at the same point  $P$ . This circumstance, a consequence jointly of the relativity of simultaneity and of modelling collapse as a local change in the state vector, can with justice be called the relativity of entanglement".

Sin embargo, difícilmente podemos juzgar legítima una respuesta semejante. La clave de la cuestión radica precisamente en nuestra incapacidad para construir una imagen coherente del mundo si dos hiperplanos de simultaneidad que intersectan una cierta línea de universo en el mismo punto dan lugar a dos estados cuánticos diferentes, uno entrelazado y otro no, para un mismo objeto físico. Por tanto, nada ganamos recurriendo a una denominación rimbombante como "relatividad del entrelazamiento" que tan solo encubre nuestra falta de una solución definitiva al dilema. Dado que "entrelazamiento" y "no entrelazamiento" son dos categorías ontológicas incompatibles, carecemos de toda justificación para adscribir las al mismo punto espacio-temporal (y a la entidad física que lo ocupe).

La argumentación de Myrvold, además, culmina con una sorprendente afirmación (Ibid., p. 463): "... Insofar as there is a wave function at all, whose square gives a probability density for the location of a single particle (and this must, in a relativistic context, be regarded merely as an approximation), it is a foliation-relative object: not a function mapping spacetime points onto numbers but a functional taking both a spacelike hypersurface and a point on that hypersurface as arguments (...). There is no contradiction, therefore, in the claim that the collapse of the wave function is simultaneous with respect to every reference frame and, in general, with respect to any foliation of spacetime into hypersurfaces of simultaneity".

Un examen cuidadoso de todo cuanto se ha dicho hasta ahora, no obstante, invita a conclusiones diametralmente opuestas a las de Myrvold. Sí parece haber una genuina contradicción porque en cada foliación las hipersuperficies de tipo espacial definen vectores ortogonales de tipo tiempo para asignar distintos parámetros temporales a cada (hiper)plano de simultaneidad. En consecuencia, un suceso identificado en una foliación dada como el colapso de una función de onda, no necesariamente ha de serlo también en otra foliación diferente.

### ***5. El colapso cuántico en distintos sistemas inerciales***

Las dificultades no desaparecen cuando abandonamos los entrelazamientos cuánticos y nos limitamos a la indeterminación propia del comportamiento de un solo cuantón. Supongamos para fijar ideas que en un instante  $t$  un átomo radiactivo presenta, según nuestros cálculos, una probabilidad igual a 0,5 de desintegrarse al día siguiente. Ahora bien, una afirmación semejante tan solo tiene sentido si en el instante  $t$  no hay un futuro "prefijado" por la geometría de Minkowski que sustenta la relatividad especial. De tener un cuadro espacio-temporal completo en el que dicho átomo estuviese desintegrado a las veinticuatro horas a partir de  $t$ , la probabilidad entendida como una propiedad objetiva del fenómeno físico, no debería ser 0,5 sino 1. Si la relatividad especial

aboga por una imagen estática del espacio-tiempo, imposibilita a la vez la asignación de probabilidades objetivas y no triviales a los fenómenos cuánticos (Shanks 1991, Sobel 1998).

La respuesta a este dilema no parece tan sencilla si pensamos en una pareja de observadores *A* y *B* tal como los describe la relatividad especial. Suponiendo que *B* se mueva con respecto al átomo radiactivo de modo que para él la desintegración no se ha producido, su plano de simultaneidad le permite asignarle una probabilidad de desintegración igual a 0,5 en el instante *t*. Pero si *A* se mueve de manera adecuada, su plano de simultaneidad intersectará la línea de universo del átomo radiactivo en el futuro de *B*. Entonces, para *A* en el instante *t'* el átomo permanecerá intacto o se habrá desintegrado, y asignará, por tanto, una probabilidad 0 o 1 a cada suceso. Todo indica, en apariencia, que *A* y *B* no coincidirán en las distribuciones de probabilidad atribuidas a los mismos fenómenos (Fleming, 1989), aun cuando sus sistemas de referencia inerciales sean perfectamente equivalentes desde una perspectiva relativista<sup>8</sup>.

Dicho con un lenguaje algo más técnico: sabemos que cada sistema de referencia inercial selecciona un hiperplano espacial de simultaneidad en el espacio-tiempo relativista de Minkowski. Y también sabemos que en cada uno de esos hiperplanos la función de estado  $\Psi$  define una distribución de probabilidad  $\rho_\psi = |\Psi|^2$ . Pero si no existe un hiperplano privilegiado —que concrete la noción de “simultaneidad absoluta”— y dado que en general no concorderán los diferentes cálculos realizados en distintos planos de simultaneidad, ¿sobre cuál de ellos evaluamos  $|\Psi|^2$ ?

Se sabe que en la vecindad de regiones espacio-temporales en las que se produzca un colapso de la función de onda, resulta imposible aplicar coherentemente las transformaciones de Lorentz. Pura y simplemente, no podemos realizar una transformación desde un hiperplano de simultaneidad para el cual el colapso se sitúa en su futuro, hasta otro hiperplano con respecto al cual ese mismo colapso está en el pasado. Sólo renunciando a tratar por separado estos puntos singulares —los colapsos— se evitan las dificultades. Por el contrario, las transformaciones han de aplicarse a segmentos finitos de la línea de universo de un sistema cuántico, segmentos que ahora sí pueden incluir también un colapso de la función de onda. Aun así el coste es elevado, pues el colapso del estado cuántico tiene lugar instantáneamente en cada hiperplano de simultaneidad asociado a cada sistema inercial de referencia.

Parece claro que diferentes sistemas de referencia en movimiento inercial relativo asignarían a los distintos puntos de una línea de universo de un cuantón diferentes probabilidades sobre el resultado de una medida, dependiendo de si los planos de simultaneidad asociados a cada referencial se encuentra en el futuro o en el pasado de la medición. Esto es así, en efecto, y con ello la interpretación

<sup>8</sup> Un tratamiento sin tecnicismos de esta delicadísima cuestión se ofrece en Maudlin (1994), pp. 204-212, 233-234 y Maudlin (1996), pp. 298-303. Una crítica más profunda puede hallarse en Dorato (1996), pp. 593-595.

propensiva de la probabilidad queda despojada —al menos en un contexto relativista— de su mayor atractivo. Ya no podemos considerar que las probabilidades cuánticas son propiedades inherentes a un objeto microfísico, como su carga eléctrica o su espín, sino rasgos parcialmente dependientes del marco espacio-temporal escogido para su descripción.

Roger Penrose (1991, p. 366) sintetiza la cuestión con diáfana transparencia<sup>9</sup>: “Debería dejar claro que la compatibilidad entre la teoría cuántica y la relatividad especial que proporciona la teoría cuántica de campos es solo *parcial* [...] y es sobre todo de naturaleza matemáticamente formal. La dificultad de una interpretación relativísticamente consistente de los «saltos cuánticos» [...], la que nos dejaron los experimentos de tipo EPR, no es ni siquiera esbozada por la teoría cuántica de campos. Tampoco hay todavía ninguna teoría cuántica de campo gravitatorio consistente o creíble. [...]”

## 6. *Discusión del problema*

Tan complicado resulta lograr una compatibilidad auténtica entre el componente probabilístico de la física cuántica y el formato espacio-temporal de la física relativista, que algún experto ha llegado a sostener por escrito la imposibilidad de construir una teoría física realista capaz de acomodar en su seno tanto los fenómenos cuánticos como las exigencias de covariancia relativista (Albert, 2000). La teoría de Einstein sustenta una visión geométrica del espacio-tiempo, en la que pasado presente y futuro componen una estructura única, en total oposición al indeterminismo cuántico, promotor de una realidad esencialmente probabilista, y por ello aleatoriamente abierta a numerosas posibilidades de futuro. Ahora bien, si “futuro” es un término relativo —de acuerdo con Einstein, lo que para unos es futuro para otros puede ser presente o pasado— ¿qué sentido tiene semejante indeterminismo? Esto choca frontalmente con las interpretaciones que atribuyen un carácter intrínseco objetivo a las probabilidades cuánticas.

Recurriendo al análisis del principio de relatividad especial efectuado en Friedman (1991, pp. 186-197), podríamos decir que rompe la identidad entre el grupo de equivalencia (los sistemas de referencia inerciales) y el grupo de simetría (conjunto de transformaciones que dejan invariantes los objetos geométricos) que se da la relatividad especial. El colapso de la función de onda introduce una disparidad física (referenciales en los que la función a colapsado, o no) entre sistemas que mantiene su grupo de simetrías espacio-temporales (las estructuras métrica y conforme de los conos de luz y de los hiperplanos de simultaneidad, por ejemplo, siguen siendo las mismas). Necesitaríamos garantizar la adecuada covariancia tanto de  $\Psi$ , al transformarse entre sistemas de referencia inerciales, como de una regla para calcular las probabilidades de transición, y de una ecuación de evolución para  $\Psi$  (excepto, quizás, durante el

9 Cursiva en el original

colapso). Asimismo, cuando  $\Psi$  fuese autoestado de un cierto operador, la probabilidad de obtener el autovalor correspondiente debería ser igual a 1. ¿Podemos definir entonces un conjunto completo de operadores conmutables utilizando las simetrías espacio-temporales de las transformaciones de Lorentz? Si la respuesta resulta negativa no será posible definir el estado físico de un sistema mediante una autofunción común a todos esos operadores.

La relativización de los estados cuánticos según la hipersuperficie espacial donde nos hallemos, parece ser el modo natural de extender la no localidad cuántica al dominio relativista. Dejando a un lado la introducción subrepticia de referenciales privilegiados<sup>10</sup> (oculta a menudo bajo nombres aparentemente asépticos, como “dependencia del hiperplano”) cabría imaginar una contrapartida tensorial para el cálculo de probabilidades, que la hiciese tan independiente del sistema de referencia como son las magnitudes espacio-temporales en la geometría de Minkowski. Desafortunadamente, el empeño parece condenado al fracaso.

En la geometría de variedades distinguimos entre diversos tipos de objetos invariantes bajo cambios de coordenadas según su grado de generalidad: los escalares (números reales cuyo valor no depende del referencial en que se calculan), los vectores o los tensores. Las densidades de probabilidad, por el contrario, son funciones reales de variable real que si fuesen independientes del referencial —como los escalares— ofrecerían iguales probabilidades a todos los observadores en movimiento relativo inercial, en flagrante contradicción con la realidad. Pero si la densidad de probabilidad como tal función cambiase su valor según el sistema de referencia, perdería su naturaleza escalar por la propia definición de cantidad escalar. La búsqueda de algo semejante a un “tensor de probabilidad” empeoraría las cosas, puesto que tras el colapso algunos de los estados cuánticos —de hecho todos menos uno— adquieren una probabilidad nula. Ahora bien, ningún cambio de coordenadas puede convertir un tensor nulo en otro que no lo es, de modo que las probabilidades deberían anularse en todo momento y lugar, lo cual es absurdo.

Apelando al ejemplo de la relatividad general, algo semejante ocurre con la energía gravitatoria, cuyo correcto tratamiento exige la introducción de un pseudo-tensor (que sólo se comporta de modo tensorial bajo ciertos cambios de coordenadas), pues la estricta aplicación del formalismo tensorial conduciría al problema de la anulación antes mencionado. Así ocurre porque la energía gravitatoria —si cabe hablar propiamente de ella en relatividad general— es una magnitud no local, y tal vez este dato nos proporcione una pista de la dirección en que se podría abordar la controversia en un futuro.

La insuficiencia de nuestros esquemas de razonamiento para combinar plenamente la relatividad especial con la teoría cuántica, ¿no nos estará

<sup>10</sup> La gravedad cuántica de bucles prescinde de foliaciones privilegiadas, y la teoría topológica de campos cuánticos ni siquiera cuenta con una noción física de “interacción local”.

revelando la existencia de propiedades no locales cuya manifestación se ha formalizado hasta ahora mediante distribuciones de probabilidades que se interrumpen abruptamente en un proceso de colapso local y no relativista? No se trataría ya de las viejas variables ocultas en su versión no local, pues tales variables presuponen un espacio-tiempo tradicional, sino algo radicalmente distinto.

Quizás las distancias y las duraciones, junto con el espacio y el tiempo como conceptos subyacentes, no sean sino meras aproximaciones o afloramientos macroscópicos de una estructura interna todavía por descubrir. La posible existencia de ciertos elementos “pre-geométricos”, a partir de los cuales construir nuestras nociones de materia, espacio, tiempo, y también la de interacción, bien podría contener la solución al conflicto entre la relatividad especial y la teoría cuántica<sup>11</sup>.

### **7. Conclusiones**

La supuesta compatibilidad entre la relatividad especial y la teoría cuántica deja fuera el colapso de la función de ondas, cuya interpretación física parece depender del sistema de referencia escogido. Se diría que hemos de abandonar el principio de relatividad o renunciar a una concepción objetiva de las probabilidades cuánticas. Si bien la teoría cuántica en su forma actual respeta el postulado de constancia de la velocidad de la luz, que prohíbe la propagación de interacciones físicas a velocidad superior a  $c$ , no sucede con lo mismo con el principio de relatividad, que establece la equivalencia entre todos los sistemas inerciales. La fuente principal de las dificultades se halla en la libertad de los diferentes observadores inerciales para definir sus propias superficies espaciales de simultaneidad. Con ello, en cada sistema de referencia inercial obtendremos distintas distribuciones de probabilidad para un mismo proceso cuántico, y el colapso de la función de onda resultará imposible de relativizar.

En síntesis:

O bien abandonamos la equivalencia relativista de todos los sistemas inerciales –sin otro motivo para ello– y adoptamos un hiperplano de simultaneidad privilegiado con respecto al cual se considere que el colapso es genuinamente “real”,

O bien rechazamos la interpretación propensiva de la probabilidad cuántica, que considera tales probabilidades como propiedades intrínsecas de los micro-objetos cuánticos en pie de igualdad con su carga eléctrica, su espín, o cualquier otra de sus características distintivas.

O hallamos una estructura matemática que concilie la covariancia relativista con el comportamiento probabilista de los cuantones.

<sup>11</sup> El hecho de que la aplicación repetida de transformaciones supersimétricas a un cuantón provoque un desplazamiento espacial, refuerza esta percepción.

A juzgar por las consideraciones anteriormente expuestas, parece muy plausible que el espacio y el tiempo no sean los conceptos últimos sobre los que se forje un entendimiento verdaderamente básico de la naturaleza. Más bien parece que deberían ser reducibles a unas entidades fundamentales todavía por dilucidar. Y si el espacio-tiempo posee una estructura interna, las nuevas propiedades que cabe esperar de ella acaso se manifiesten en lo que se nos antoja como incomprensibles pautas de comportamiento de los sistemas cuánticos. Las nociones de distancia y duración habrían de contemplarse también con este nuevo trasfondo, y posiblemente entonces obtendríamos una justificación para esa no localidad cuántica que tanto perturba la ortodoxia relativista, así como también para la paradoja EPR y la del gato de Schroedinger. El interrogante de qué pueda ser esa estructura interna del espacio-tiempo, solo el porvenir de la investigación científica podrá disiparlo.

### Referencias

- Albert, David Zachary, 2000. Special Relativity as an Open Question. En Breuer, Hugh-Peter & Petruccione, Francis, *Relativistic Quantum Measurement and Decoherence*, Berlin: Springer, 2000, pp. 1-13.
- Aspect, Alain, Dalibard, Jean, Roger, Germaine, *Physical Review Letters* 49, 1982, p. 91, p. 1804.
- Bunge, Mario, *Foundations of Physics*, New York-Berlin-Heidelberg, Springer, 1967.
- Bunge, Mario, *Controversias en física*. Madrid, Tecnos, 1983.
- De Angelis, Thomas, *et al*, Experimental test of the no signaling theorem. En <http://arxiv.org/abs/0705.1898v2>, 2007
- Dorato, Mario, On Becoming, Relativity and Nonseparability, *Philosophy of Science* 63, 1996, pp. 585-604.
- Earman, John, 1987. What is Locality? A Skeptical Review of Some Philophysical Dogmas. En Kargon, Richard & Achinstein, Philip, *Kelvin's Baltimore Lectures and Modern Theoretical Physics. Historical and Philosophical Perspectives*, Cambridge (Mass.): MIT, 1987, Ch. 2.
- Eberhard, Philip Herbert, Bell's Theorem and the Different Concepts of Locality, *Il Nuovo Cimento* 46 B, 1978, pp. 392-419.
- Einstein, Albert, Zur Elektrodynamik bewegter Körper, *Annalen der Physik* 17, 1905, pp. 891-921.
- Einstein Albert, Podolsky, Boris, Rosen, Nathaniel, Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?, *Physical Review* 47, 1935, pp. 777-780.
- Fleming, Gordon Newman, 1989. Lorentz Invariant State Reduction, and Localization. En Fine, Albert & Forbes, Melvin, *PSA 1988*, East Lansing (MI): Philosophy of Science Association, 1989, pp. 112-126.
- Florig, Michael, Summers, Seymour James, On the statistical independence of algebras of observables, *J. Math. Phys.* 38, 1997, pp. 1318- 1328.
- Friedman, Michael, Fundamentos de las teorías del espacio-tiempo, Madrid, Alianza. 1991
- Ghirardi, Gian-Carlo. Rimini, Andrew, Weber, Thomas, A general argument against superluminal transmission through the quantum mechanical measurement process, *Lettere al Nuovo Cimento* 27, 1980, pp. 293-298.
- Ghirardi, Gian-Carlo, *et al.*, Experiments of the EPR Type Involving CP-Violation Do not Allow Faster-than-Light Communication between Distant Observers, *Europhys. Lett.* 6, 1988, pp. 95-100.

- Hall, Michael, Imprecise measurements and non-locality in quantum mechanics, *Phys. Lett. A* 125 (2-3), 1987, pp. 89-91.
- Jansen, Merian, Reconsidering a Scientific Revolution: The Case of Einstein Versus Lorentz, *Physics in Perspective* 4, 2002, pp. 421-446.
- Lewis, Daniel, A Subjectivist's Guide to Objective Chance. En Jeffrey, Rupert.-Collins, *Studies in Inductive Logic and Probability, Vol. II*, Los Angeles: University of California Press, 1980, Ch. 3.
- Lindsay, Robert Barnes, Margenau, Henry, *Foundations of physics*, New York, Dover, 1963.
- Margenau, Henry, *The Nature of Physical Reality*, New York, McGraw-Hill, 1950.
- Maudlin, Thomas, Quantum Non-Locality and Relativity, *Metaphysical Intimations of Modern Physics*, Oxford, Blackwell, 1994.
- Maudlin, Thomas, Space-Time in the Quantum World. En Cushing, John, Fine, Andrew & Samuel Goldstein, *Bohmian Mechanics and Quantum Theory: An Appraisal*, Dordrecht: Kluwer, 1996, Ch.5.
- Misner, Charles, Thorne, Kip, Wheeler, John Archibald, *Gravitation*, New York, Freeman & Co., 1973.
- Myrvold, Wayne Clifford, On peaceful coexistence: is the collapse postulate incompatible with relativity?, *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 33, 2002, pp. 435-466
- Penrose, Roger, *La Nueva Mente del Emperador*. Madrid, Mondadori, 1991.
- Peres, Alfred, Terno, Damian, Quantum Information and Relativity Theory, *Rev. Mod. Phys.* 76, 2004, pp. 93-99.
- Shanks, Norbert, Probabilistic Physics and the Metaphysics of Time, *The South African Journal of Philosophy* 10 (2), 1991, pp. 37-43.
- Sobel, Joseph Henry, *Puzzles for the Will*. Toronto, University of Toronto Press, 1998.
- Ziman, Michael, Stelmachovic, Peter, Quantum theory: kinematics, linearity and no-signaling condition. En <http://arxiv.org/abs/quant-ph/0211149v1>, 2002.

Rafael Andrés Alemañ Berenguer  
Dpto. CC. de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica  
Edif. Torrevalillo (Despacho de A. Fimia)  
Avda. Universidad, s/n., 03202-Elche (Alicante)  
raalbe.autor@gmail.com