

**REAL ACADEMIA DE CIENCIAS
EXACTAS, FÍSICAS Y NATURALES**

**DISCURSO INAUGURAL
DEL AÑO ACADÉMICO 1994-1995**

**LEIDO EN LA SESIÓN CELEBRADA EL DÍA 19 DE OCTUBRE DE 1994
POR EL ACADÉMICO NUMERARIO**

EXCMO. SR. D. ALBERTO GALINDO TIXAIRE

SOBRE EL TEMA

TRAS EL TIEMPO



**MADRID
DOMICILIO DE LA ACADEMIA
VALVERDE, 22 TELÉFONO -521 25 29**

1994

Depósito Legal: M. 32.306 - 1994

Reproducido en REALIGRAF, S. A. - Burgos, 12 - 28039 Madrid

tras el tiempo

Alberto Galindo Tixaire

introducción

Excmo. Sr. Presidente, Excmo. Sres. Académicos, Señoras, Señores:

Agradezco el honor de haber sido designado para pronunciar esta lección inaugural. He buscado un tema que pudiera ser de amplio interés; espero no haber errado del todo. El revuelo social que produjo el éxito de ventas *A BRIEF HISTORY OF TIME* de S. W. Hawking (1988) revitalizó sin duda el interés científico por el tiempo (Maddox 1988, Jaki 1988, Price 1989). Al ciudadano de hoy, como al de ayer, le fascina lo relativo al origen del tiempo y a su fin, a la cosmogonía y a la escatología cósmica, a la inexorable flecha del tiempo y a los viajes al pasado. La física, como actividad humana, no es inmune a esta atracción, y le aplica su discurso. Administraré mi plazo pasando revista a lo que para la física fue el tiempo en el pasado, es hoy el tiempo, y probablemente será en un futuro inmediato.

¿qué fue el tiempo?

antes de Newton

En torno al tiempo nació la física. Los cambios de posiciones astrales, y las regularidades en sus ciclos, permitieron el acierto en las predicciones apoyadas en esta periodicidad, y con ello despertó sin duda la confianza del hombre en la racionalidad, inclinándole a escoger el cosmos frente al caos. El *παντα ρει* de Heráclito terminó imponiéndose a la permanencia de Parménides; como certeramente dice Whitrow (1980), sucesos, y no cosas, son los ingredientes básicos del Universo. Aristóteles, con todos sus errores, estuvo con su idea del devenir temporal más cerca del centro de la física que el egregio Arquímedes con su estática intemporal del equilibrio.¹

El tiempo es una imagen móvil de la eternidad. Esta imagen es eterna, pero se mueve según número, dirá Platón en el *TIMEO*.²

¹ Como contrapunto, destaca la importancia que en la física ha tenido la búsqueda de lo permanente en la mudanza: las leyes de conservación.

² El tiempo de Platón es inseparable del Universo; la eternidad móvil se refleja en el movimiento de los astros.

2 tras el tiempo

*El tiempo es el número del movimiento según el antes y el después. ... El tiempo no es movimiento, sino movimiento en tanto en cuanto admite enumeración. El tiempo es una especie de número. El tiempo es obviamente aquello que se cuenta, no aquello con lo cual contamos, escribirá Aristóteles en su FÍSICA.*³ En SOBRE LA GENERACIÓN Y LA CORRUPCIÓN, dirá: *El tiempo es un número de algún movimiento continuo—un número por lo tanto del movimiento circular.*⁴ Aunque Aristóteles distingue el tiempo del movimiento, establece una estrecha relación entre ambos: *No sólo medimos el movimiento con el tiempo, sino también éste con aquél, porque se definen mutuamente.*⁵ El tiempo de Aristóteles también lo miden los movimientos circulares de los cielos; en este sentido, su concepción y la platónica confluyen.^{6,7} Agustín de Hipona vio claramente una peligrosa circularidad en esta conexión movimiento-tiempo, y en uno de los análisis más penetrantes del tema,^{8,9} sugirió la mente como fuente del tiempo: *En tí es, mente mía, donde mido los tiempos.*¹⁰

³ Como certeramente resume Laín Entralgo (1990), es este tiempo aristotélico el tiempo de la materia inanimada, el que miden los relojes y ordenan los calendarios. Es el tiempo como medida de la sucesión de las cosas que van haciéndose o que cambian.

⁴ "Circular" resulta también esta definición, según bien señala Sánchez del Río (1990). Otro tanto ocurre con Galileo (1638), quien define el movimiento uniforme como *aquel en el cual las distancias recorridas por el móvil durante cualesquiera intervalos de tiempo iguales son ellas mismas iguales*.

⁵ ¿Qué ocurre si el movimiento cesa? Para que el tiempo no se le detenga, Aristóteles se ve obligado a afirmar que el tiempo también es medida del reposo.

⁶ Los hombres primitivos debieron prestar más atención al ritmo de repetición de los fenómenos que a su sucesión. Es el *tiempo mítico*. No en vano *ritmo* y *número*, en griego, tienen una raíz común: *αριθμος*, *αριθμος*, de *ρην*, *fluir*. ¿No es contar el más elemental de los ritmos? (Whitrow 1980).

⁷ La ciclicidad del movimiento de los astros sugirió primitivamente (hindúes, mayas, etc.) la del tiempo. Proclo habla del Gran Año, como ciclo cósmico que se repite (idea seguramente importada de los caldeos). Para los estoicos hasta la historia se repite. Precisamente la religión cristiana (S. Agustín, CONFESIONES) salva la unicidad de la Crucifixión proponiendo un tiempo lineal, progresivo e irrepitable, frente al cíclico eternamente recurrente que promulgan *sabios engañosos y engañados* (LA CIUDAD DE DIOS).

⁸ En una interesante reflexión sobre el tiempo psicológico recoge Pinillos (1990) las célebres frases de S. Agustín *Si nemo a me quaerat, scio; si quaerenti explicari velim, nescio* (CONFESIONES), y *Tempus sine aliqua mobili mutabilitate non est* (LA CIUDAD DE DIOS).

⁹ Famoso es este pasaje de LA CIUDAD DE DIOS: *El mundo y el tiempo tuvieron el mismo principio. Por eso el mundo no se creó en el tiempo sino simultáneamente con el tiempo. Porque "antes" no había nada que cambiase y por tanto no había tiempo.* Hawking (1987a) se muestra de acuerdo con esta idea agustiniana: *The modern view is very similar. In general relativity, time is just a coordinate that labels events in the universe. It does not have any meaning outside the spacetime manifold. To ask what happened before the universe began is like asking for a point on the Earth at 91° north latitude; it just is not defined. Instead of talking about the universe being created, and maybe coming to an end, one should just say: The universe is.*

¹⁰ Supone, por ejemplo, la medida del tiempo que dura un sonido. Antes de que empiece, no puede medir su duración, y cuando ha terminado tampoco, porque ya no está. Ni puede hacerse en el presente, mientras dura, pues el presente es instantáneo, sin duración. La solución la halla Agustín en la mente, que es capaz de conservar la impresión que le ha producido el

El tiempo físico asoma en el siglo XIV, en el Merton College de Oxford y luego en la Universidad de Paris, con Oresme (García Doncel 1989). Se representa en una línea horizontal, mientras en vertical se disponen las cualidades variables. Son los primeros gráficos de función (en este caso, función del tiempo). La cinemática celeste brinda un buen reloj a través de la segunda de Kepler (1609), midiendo tiempos mediante áreas. La ley armónica de Kepler (1619) permitirá medirlos a través de longitudes. Galileo (1638) desarrolló la cinemática terrestre, y sugirió el reloj de péndulo. A Huygens (1673) debemos la técnica de medida del tiempo que ha llegado a nuestros días, y que suministró relojes precisos y transportables (muy necesarios en navegación para conocer la longitud del lugar) mediante volantes oscilatorios acoplados a resortes de calidad.¹¹ Después se pasó a los de diapasón, de aquí a los de cuarzo, y hoy los atómicos ofrecen precisiones desde 10^{-12} – 10^{-14} (Cs) hasta 10^{-16} (máser de H).¹²

en Newton

En los PRINCIPIA, Newton (1687) empieza con una renuncia a definir el tiempo: *El tiempo, el espacio, el lugar y el movimiento son de todos conocidos. Y no los defino. Pero digo que el vulgo no concibe esas cantidades más que por su relación a cosas sensibles. Para evitar ciertos prejuicios que de aquí se originan, es conveniente distinguirlos en absolutas y relativas, verdaderas y aparentes, matemáticas y vulgares.* A continuación, sin embargo, Newton se arrepiente de su primer impulso y aclara: *El tiempo absoluto, verdadero y matemático, de suyo y por su propia naturaleza fluye uniformemente sin relación a nada externo y se llama también duración: el tiempo relativo, aparente y vulgar es cualquier medida sensible y externa (exacta o no uniforme) de la duración por medio del movimiento y se usa vulgarmente en lugar del tiempo verdadero: tal como la hora, el día, el mes, el año.*

¿Qué significa que el tiempo fluye? ¿Que el tiempo “se mueve en el tiempo”? De nuevo la pescadilla mordiendo la cola (Williams 1951). El ab-

sonido, incluso después de su cese. *Esto es lo que mido cuando mido los tiempos. O esto es el tiempo, o no mido tiempos.*

¹¹ La longitud de las sombras es uno de los primeros métodos usados para fijar las horas. Por allá al 700 a.d.C. el Venerable Beda dió una tabla para saber la hora del día según el mes del año y la longitud de la propia sombra del individuo. En un museo de Berlín hay un fragmento de piedra que posiblemente sea de un reloj de sol de alrededor del 1500 a.d.C. Los babilonios desarrollaron los relojes de sol, y se dice que el astrónomo Anaximandro de Mileto los introdujo en Grecia en el siglo VI a.d.C. Aparte de relojes de sol, en la antigüedad se usaron también relojes de arena, de agua, cirios y lámparas de aceite graduadas. En la segunda mitad del siglo XIII aparecen los primeros relojes mecánicos. Su precisión era muy baja (10–20%). En el XIV se mejoran, con el invento del escape de rueda catalina, y ya se alcanzan precisiones de 20 a 30 minutos por día (1–2%). Por allá al año 1345 se empieza a dividir las horas en minutos y segundos.

¹² La naturaleza nos obsequia con relojes naturales de altísima precisión: la estabilidad del púlsar binario B1855+09 puede ser de unas partes en 10^{15} o incluso mejor (Thorsett 1994).

4 tras el tiempo

solutismo del tiempo newtoniano mereció encendidas críticas. Leibniz (1714) opuso su idea de espacio y tiempo puramente relativos, el primero como un orden de coexistencia, el segundo como un orden de sucesiones de las cosas; ambos, espacio y tiempo, son *phænomena bene fundata*. Los argumentos dinámicos¹³ con que Newton arroja su tesis de la naturaleza absoluta de la rotación y con ello la de un espacio absoluto, apoyo posterior para el tiempo absoluto, también hallan fuertes críticas. Para Berkeley (1721) esas razones de Newton lo único que muestran es la importancia del giro respecto de las masas lejanas del Universo y no respecto de un espacio absoluto, que él no acepta. Ernst Mach (1883), en la segunda mitad del XIX, insistirá decididamente en este punto de vista, y desde su positivismo acosará los absolutos newtonianos. De “medieval”, “no científico”, “metafísico”, tilda Mach a Newton: *No tenemos derecho a hablar de un tiempo “absoluto”: de un tiempo independiente de todo cambio. Tal tiempo absoluto no puede medirse por comparación con ningún movimiento; por tanto no tiene valor práctico ni científico, y nadie tiene derecho a decir que sabe algo de él. Es una concepción metafísica vana.* Decía Mach (1866): *El espacio físico que tengo en mente (que incluye ya al tiempo) no es por tanto otro que la interdependencia de los fenómenos. Una física completa que conociera esta dependencia no necesitaría conceptos separados de espacio y tiempo, pues estos estarían ya englobados.*

en Einstein

El tiempo newtoniano, el que nos es familiar, tuvo que dejar paso al tiempo einsteiniano (Einstein 1905), mutable, relativo,¹⁴ ese tiempo que nos confunde con rompecabezas como el de los gemelos. ¿Paradoja? ¿Lo es acaso el que el cuentakilómetros de un coche marque distinto cuando se va de Madrid a Barcelona via Zaragoza que cuando se hace via Valencia? No, porque estamos familiarizados con que la distancia entre dos puntos depende del camino recorrido para ir de uno al otro. De igual modo hay que mirar al tiempo, como una variable anholónoma, una distancia a lo largo de un camino en un espacio más amplio llamado espacio-tiempo (ET).

El matemático ruso Minkowski, poco antes de morir en 1909, decía en una famosa conferencia (1908): *Señores: Las consideraciones sobre espacio y tiempo que quisiera desarrollar para ustedes, han crecido sobre un terreno físico-experimental. En esto está su fuerza. Su tendencia es radical. A partir de ahora, el espacio solo y el tiempo solo han de sumergirse totalmente*

¹³ Es el famoso experimento del pozo en rotación.

¹⁴ Penrose (1990) ilustra la relatividad del concepto de simultaneidad con un ejemplo sorprendente, que muestra que incluso velocidades relativas pequeñas pueden originar faltas notables de simultaneidad a grandes distancias: para dos ciudadanos de paseo que se cruzan por la calle habrá varios días de diferencia entre sucesos sobre Andrómeda (a unos 2 millones de años luz de nosotros) simultáneos para cada uno en el instante de su cruce.

en las tinieblas, y únicamente un tipo de unión de ambos ha de conservar su autonomía. El principio de relatividad y la finitud¹⁵ e invarianza de la velocidad de la luz bajo cambio de inerciales son los responsables de este matrimonio. De ahí que Eddington dijera: *Time, as we now understand it, was discovered by Roemer.*

No obstante, como bien advierte Atkins (1981), el tiempo no es como el espacio, aunque se hable de una cuarta dimensión.¹⁶ Su misión es amalgamarse al espacio de modo tal que la velocidad de la luz sea igual para todos los inerciales. Aparece en la geometría con signo opuesto a las coordenadas espaciales, lo que evita—o al menos dificulta—que el pasado y el futuro se entremezclen. Vivimos en un Universo en que hay arriba y abajo, derecha e izquierda, delante y detrás. Un Universo con espacio tridimensional. ¿Por qué 3 y no otro número? ¿Por qué el tiempo es unidimensional? ¿Por qué los periódicos tienen sólo una fecha y no dos o más? Se ha argüido que nuestro Universo con 3+1 es la única posibilidad de que pudiera sobrevivir a su propia creación, y de que generara la capacidad de llegar a darse cuenta de esto. Con tiempos de más de una dimensión, en que pudiéramos “darnos la vuelta”, la energía no se conservaría y por tanto tampoco la materia (Dorling 1970); y siendo la materia fuente de la geometría, también el propio espacio-tiempo sería inestable. Sólo en un tiempo unidimensional puede mantenerse la creación.

Mientras en la relatividad especial el nuevo marco espacio-tiempo es tan absoluto e inmutable como lo fuera el tiempo newtoniano, la gravitación viene a perturbarlo, dinamizándolo (Einstein 1915a–d, 1916). Las fuerzas gravitatorias distorsionan el espacio-tiempo, y lo hacen de modo que la nueva geometría que éste adopta las trivializa localmente. El nuevo tiempo ya no fluye por igual para relojes idénticos sin movimiento relativo; los relojes en campos gravitatorios intensos van más despacio.¹⁷ En 1972 se comprobó esto por vez primera.¹⁸ En 1975 un avión de la marina estadounidense sobrevoló la

¹⁵ La primera evidencia de finitud se tiene con Roemer, danés en el Observatorio de París, en 1676.

¹⁶ El tiempo como cuarta dimensión fué sugerido por vez primera por Lagrange, quien también se aperció de la reversibilidad del tiempo en mecánica. Para un análisis sobre la dimensionalidad del espacio-tiempo, ver Sánchez Ron (1985). Aquí se recoge la opinión negativa de Poincaré (1908) sobre el formalismo cuatridimensional, crítica desacertada como el tiempo ha venido a probar: *Parece, en efecto, que sería posible traducir nuestra física al lenguaje de la geometría de cuatro dimensiones; tratar de hacer esta traducción sería tomarse demasiado trabajo para muy poco provecho ... la traducción sería siempre menos simple que el texto ... por tanto la lengua de tres dimensiones parece la más apropiada para la descripción de nuestro mundo, aunque esta descripción pueda hacerse en último caso en otro idioma.*

¹⁷ Un reloj atómico en el National Bureau of Standards, Boulder, a 1650 m de altitud, adelanta 6 μ s al año en relación con otro reloj idéntico en el Royal Greenwich Observatory, a 25 m de altitud.

¹⁸ Este efecto es muy pequeño en entornos normales. Vivir en una planta baja retrasa nuestro reloj frente al del vecino del séptimo en tan sólo 7 μ s por siglo. Hafele y Keating (1972)

6 tras el tiempo

bahía de Chesapeake durante 15 horas, a una velocidad media de 500 km/h, y altitud entre 7.6 y 10.7 km, llevando a bordo un reloj atómico. Durante el vuelo, este reloj adelantó un total de 47.2 ns respecto de otro reloj idéntico en el suelo. La velocidad del avión era responsable, sin embargo, de un retraso de 5.8 ns, debido a la dilatación relativista de los tiempos (Alley 1979, 1983). La diferencia $[47.2 - (-5.8) = 53.0 \text{ ns}]$ tenía su origen en el retraso originado por el campo gravitatorio terrestre, más intenso en la superficie que en las cotas del vuelo (a una altitud media de 9 km, ese retraso es de 52.9 ns). Experimentos más sofisticados han permitido comprobar estos efectos gravitacionales sobre el tiempo con precisión del orden de 10^{-4} (Vessot y Levine 1979, Vessot *et al.* 1980).

sic iretur ad astra

Se estima (Barrow y Tipler 1986) que la tecnología actual, con cohetes de combustible químico, permitiría en principio el envío de sondas interestelares a estrellas cercanas con velocidades de crucero de unos 100 km/s, un coste de unos 10^{10} \$ (similar al del telescopio espacial Hubble), y tiempos de vuelo de unos 10^4 – 10^5 años. Para ir más lejos (por ejemplo, atravesar nuestra de la Galaxia, o ir a otra), y llegar antes (digamos, dentro de una vida humana), el método es claramente insuficiente.

La dilatación del tiempo y la contracción de longitudes ponen, en principio, el Universo al alcance del hombre. Viajando a velocidades próximas a la de la luz las más lejanas distancias quedan drásticamente encogidas; se han detectado protones en la radiación cósmica con energías tan altas ($\sim 10^{20}$ eV) que atraviesan nuestra galaxia (cuyo diámetro es de unos 10^5 años luz) en medio minuto de “su reloj”.

naves espaciales

Si dispusiéramos de una nave espacial con aceleración propia g constante e igual a la de la gravedad en la superficie terrestre (para sentirse como en casa), podríamos llegar a Andrómeda (distancia 0.6 Mpc) en 15 años, y a los confines del Universo visible (6 Gpc) en 24 años.

¿Por qué no hay excursiones de éstas? Sencillamente, porque el gasto energético es prohibitivo; puede calcularse que incluso con los cohetes más eficientes,¹⁹ esos paseos a Andrómeda o al “cinturón” del Universo exigirían unas cargas iniciales de 4×10^6 (respectivamente, 4×10^{10}) veces la carga útil. Al desafío tecnológico de mantener en compartimentos aislados estas ingentes cantidades de materia y antimateria únase la necesidad de protegerse radiológicamente contra el inevitable choque de la nave con el material

dieron la vuelta a la Tierra en un avión comercial, llevando con ellos un reloj atómico cuyo registro compararon luego con otro idéntico en el Observatorio Naval de Washington.

¹⁹ Son los cohetes fotónicos, basados en la aniquilación de materia+antimateria.

interestelar o intergaláctico, lo que aumentaría considerablemente la masa no combustible, haciendo aún más inviable esta clase de viaje a las estrellas (Taylor y Wheeler 1992).

agujeros de gusano

La deformación originada por la acción gravitatoria sobre la geometría del espacio-tiempo podría propiciar atajos que faciliten tales visitas. La famosa solución de Schwarzschild (1916a,b) a las ecuaciones de Einstein contiene un agujero de gusano (AG), una especie de túnel (Flamm 1916),²⁰ asa, o garganta estrecha y corta, que ataja entre regiones remotas. Se ha especulado sobre el uso de túneles de este tipo, de tamaño macroscópico, para viajar en el tiempo;²¹ los agujeros microscópicos han aparecido en modelos teóricos para explicar porqué ciertas constantes fundamentales de la naturaleza tienen los valores que tienen.

Estos AG's tipo Schwarzschild no son atravesables: las fuerzas de marea en su garganta (parte más estrecha del túnel) son similares a las de los agujeros negros (AN's) en su horizonte, y por tanto muy intensas a no ser que la garganta sea de radio $\geq 10^5$ km; pero los AN's son objetos dinámicos, cuya garganta crece desde radio nulo hasta uno máximo, para luego decrecer de nuevo a cero, rompiéndose la conexión que el túnel establece. Todo esto ocurre en un tiempo muy corto, que no da tiempo a atravesar el túnel, aunque se vaya a la velocidad de la luz, por lo que el viajero que osara su tránsito quedaría prisionero y estrujado al límite por fuerzas de marea asesinas. Finalmente, estos AG's tipo Schwarzschild poseen también un antihorizonte, como el de un agujero blanco (AB), inestable, y cualquier perturbación externa acelera el sellado del túnel.

El popular Sagan (1985) ha escrito una novela de ciencia ficción en la que considera viajes interestelares usando AG's; para darle la máxima enjundia científica, consultó sobre las posibilidades físicas de este procedimiento a uno de los mayores expertos en física de AN's, Thorne, que así motivado ideó con sus colaboradores unos tipos de AG que estarían libres de las objeciones anteriores. Según estos autores (Morris y Thorne 1988) los AG's adecuados para uso humano deberían ser de simetría esférica y estáticos (exigencia de sencillez), conectar espacios-tiempos asintóticamente planos,

²⁰ Es también conocido este túnel como puente de Einstein-Rosen (1935).

²¹ Abunda la ciencia ficción en especulaciones sobre viajes interestelares usando agujeros negros, en los que los astronautas se zambullen para emerger en otras partes del Universo. Pero hay poderosas razones para dudar de la viabilidad de este método (Morris y Thorne 1988). Es sabido también que la geometría Kerr interior posee túneles comunicantes con otros universos, así como un anillo singular que produce zonas "viciosas", con curvas tiempo cerradas; es muy improbable que estos interiores Kerr se produzcan en el colapso, que más bien "sellará" todas estas posibilidades, cerrando los túneles, debido a la inestabilidad de los horizontes Cauchy. Si a pesar de todo subsistieran, ese anillo singular actuaría de verdadera máquina del tiempo, que permitiría penetrar tanto en el futuro más remoto como el pasado más lejano.

carecer de horizontes de sucesos, tener sus aceleraciones de marea en la garganta soportables (por ejemplo, menor o del orden de la terrestre), presentar estabilidad, requerir un tiempo para ser atravesados relativamente pequeño (digamos, menor o del orden de 1 año) a escala humana, tanto el propio para el viajero, como para los observadores exteriores, poseer un tensor de tensiones asociado físicamente razonable, y permitir su montaje en tiempo inferior a la edad del Universo, y en una zona de tamaño inferior al de éste.

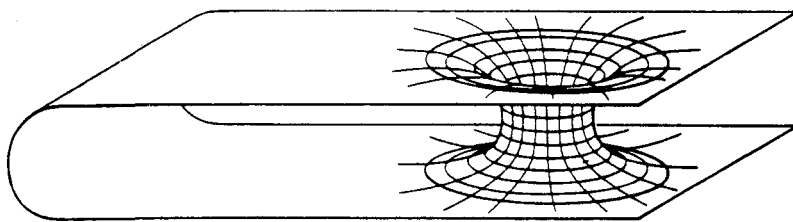


Fig. 1 Un AG conectando dos regiones remotas del ET.

Los AG's que estos autores proponen cumplen la mayoría de estos *desiderata*. El referente al tensor de energía es problemático, pues el material exigido para formar restos túneles debe tener una tensión (presión negativa) radial que supera a la energía en reposo, lo cual viola todas las condiciones sobre la energía que estamos acostumbrados a ver en la relatividad general;²² en particular, esto hace que un observador moviéndose suficientemente deprisa pueda ver densidades de energía negativas, antigravitantes. Este material exótico podría existir cuánticamente, sin embargo. La cuestión del montaje o preparación de tal artefacto no es trivial, pues requiere modificar la topología del espacio-tiempo; una posibilidad imaginable sería hacer crecer un túnel microscópico, formado a nivel cuántico. Pero la discusión de esto deberá esperar a que haya una teoría cuántica de la gravitación.

Un ejemplo típico de AG atravesable es el esquematizado en la Fig. 1, que representa la inmersión métrica en $\mathbf{R}^3$ de un corte instantáneo de su geometría ecuatorial, empalmado a dos porciones alejadas de un espacio-tiempo asintóticamente plano. Se demuestra que un viajero puede atravesar uno de estos túneles amistosos en un tiempo del orden de 1 hora, yendo radialmente desde una estación en el universo inferior a otra en el universo

²² Algo parecido a lo que ocurre también en la evaporación Hawking (1974, 1975). Sendos teoremas de Tipler (1977) y Hawking (1992) demuestran que no se pueden construir máquinas del tiempo en una región compacta del espacio-tiempo sin violar la condición débil sobre la energía (CDE). No obstante, si se permiten singularidades, es posible construir dichas máquinas con materiales que inicialmente son ordinarios, aunque luego la evolución les lleve a violar la CDE (Ori 1993). Asimismo, en universos no asintóticamente planos existen máquinas del tiempo, como la de Gott (1991), que utilizan dos cuerdas cósmicas iguales, hechas de material que cumple la CDE, paralelas, infinitamente largas, y en rápida aproximación mutua.

superior, ambas a una distancia prudente de la entrada (salida)—para que no se sientan en esas estaciones los efectos de curvatura—con aceleraciones de marea inferiores a la de la gravedad terrestre en la parte media del viaje.

Si dispusiéramos de un AG, digamos AG#1, de estos tipos, es decir, cómodamente atravesable, que conectara regiones muy distantes (como la Tierra y la estrella Sirio) por la parte exterior, pero cuyas bocas estuvieran a corta distancia interior, la entrada y salida de un pasajero por el túnel marcaría dos sucesos que los observadores exteriores tildarían de espacialmente separados,²³ y por ende habría algún inercial S en lo que se vería salir antes de entrar. Combinando esta posibilidad con los buenos servicios de un segundo AG#2 en reposo en ese inercial S, podría el viajero que sale del primer túnel acelerarse hasta llegar a la entrada de AG#2, meterse en éste, salir, y llegar a la entrada de AG#1 ¡antes de que haber empezado el viaje!

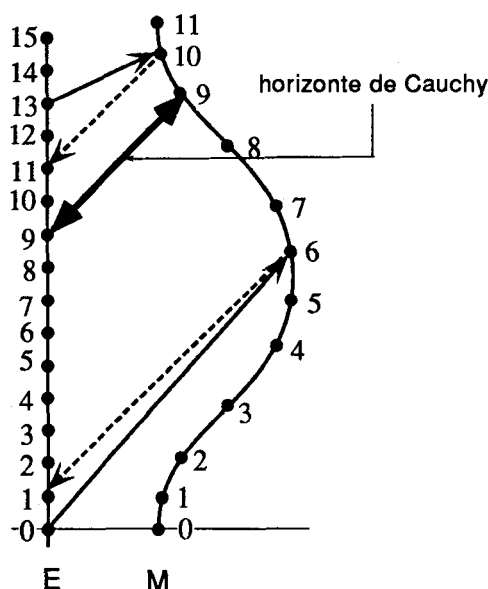


Fig. 2 Líneas de universo de dos AG's para producir una máquina del tiempo.

De hecho, bastaría con un sólo AG para poder viajar en el tiempo (Morris, Thorne y Yurtsever 1988), aprovechando el efecto Casimir entre dos bolas esféricas perfectamente conductoras, situadas en las bocas de entrada y salida del AG, para suministrar el material exótico necesario. Entre esas placas, el propio vacío lo proporciona.

máquinas del tiempo

Estos artefactos podrían usarse como “máquinas del tiempo”.²⁴ Inicialmente

²³ La distancia Tierra-Sirio es 8.6 años luz; pero el tiempo medido desde del exterior entre la entrada y salida del viajero por el túnel sería de 1 hora.

²⁴ Aunque no es pionera, la obra maestra por excelencia de ciencia ficción sobre viajes en

10 tras el tiempo

($t = 0$) las dos bocas del túnel están en reposo relativo; en ese momento, una de las bocas, digamos la superior, se acelera hasta alcanzar casi la velocidad de la luz, para luego frenar, y decelerar de regreso a donde estaba. Esto puede conseguirse en principio tirando de esa boca móvil M gravitacionalmente o eléctricamente. Como quiera que al moverse los relojes van más despacio (recordar la paradoja de los gemelos), basta atravesar el túnel desde la boca que se ha movido a la otra boca E (estacionaria) al final del proceso, para volver atrás en el tiempo, y conseguir las famosas curvas temporales cerradas (CTC's).²⁵ El gráfico de la Fig. 2 lo ilustra: la comunicación a través del túnel lleva muy poco tiempo propio, y por tanto, es como si lo hiciéramos a la velocidad de la luz; el horizonte de Cauchy, con un trayecto de ida y vuelta que regresa al suceso de partida, marca una línea divisoria, de modo que a partir de él podemos volver a la entrada estacionaria antes de haber partido.

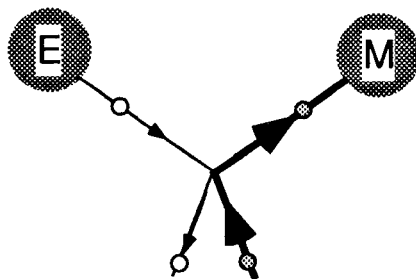


Fig. 3 Bola que regresa del futuro para chocar con ella misma en su pasado.

La presencia de circuitos espaciotemporales que se muerden la cola, las curvas temporales cerradas, plantean problemas de nuevo estilo.²⁶ Se impone una condición de autoconsistencia (Friedman *et al.* 1990): por ejemplo, una bola puede penetrar por la boca móvil M y salir por la estacionaria E en el pasado, chocando con ella misma antes de entrar por M ; esta colisión debe permitir la compleción del circuito (consistencia), y no estropear la jugada (ver Fig. 3). Así se elimina la llamada paradoja de Polchinski (Novikov 1992), que expresa la perplejidad que produce un regreso de la bola de billar por la boca E , que al chocar con la bola que va a entrar por M la desvía impidiendo

el tiempo se debe a Wells (1895 en forma de libro, tras haber aparecido ya en 1888 en forma de entregas periodísticas, y bajo otro título). Según Gardner (1988), el primero en escribir sobre en este tema fue Edward Page Mitchell, con su cuento *The clock that went backward*, en el periódico *Sun* de New York (1881).

²⁵ Esto lleva, como bien sabemos, a la consiguiente violación de la causalidad, y del libre albedrío. Así, un ser de una civilización avanzada que dispusiera de un AG, podría dar vida a un gato de Schrödinger colapsando su función de onda al estado "vivo", para luego usar el AG, volver atrás en el tiempo, y colapsar el estado del gato a estado "muerto" antes (en el tiempo) del colapso arriba citado. O, como dicen Hawking y Ellis (1973), *one could imagine that with a suitable rocketship one could travel round such a [closed timelike] curve and, arriving back before one's departure, one could prevent oneself from setting out in the first place.*

²⁶ Gödel (1949) fue el primero en presentar un modelo cosmológico homogéneo y anisótropo, en el que hay CTC's, y en comentar sobre sus extrañas consecuencias. Este universo de Gödel es rotante y estacionario, con una densidad constante y una constante cosmológica atractiva.

su entrada por el AG. Tal posibilidad no sería una solución autoconsistente de las ecuaciones dinámicas para estos sistemas en que el futuro puede volver al pasado y actuar sobre él.

En el marco clásico, tal principio constriñe la libertad en la elección de datos iniciales. Tras un detallado análisis, Deutsch (1991) ha mostrado que estas ataduras y en general los aspectos paradójicos que inevitablemente afloran al discutir el encuentro con viajeros en el tiempo se diluyen si se aplica a la física en zonas próximas a una máquina del tiempo el formalismo cuántico *à la* Everett; extrañas cosas se darían cita en ese entorno, cómo la posibilidad de clonación de estados cuánticos, la evolución de estados puros a mezclas, y la oportunidad de distinguir experimentalmente entre interpretaciones antagónicas de la mecánica cuántica.

Hawking (1992) también ha terciado en el asunto, presentando argumentos en contra de la existencia de CTC's. En el horizonte de Cauchy la magnitud de las fluctuaciones cuánticas de vacío serían tan grandes que inducirían un tensor de energía-tensiones con acción sobre la geometría nociva para tales curvas. Esta conclusión le lleva a proponer una conjetura de protección de la cronología, capaz de tranquilizar a los historiadores: *The laws of physics prevent closed timelike curves from appearing.*

¿cómo es el tiempo?

En su enciclopédico tratado sobre la gravitación, Misner, Thorne y Wheeler (1973) nos ofrecen una definición del tiempo sencilla, a la par que profunda: *Time is defined so that motion looks simple.*

Time is what happens when nothing else happens, afirma Feynman (1963); para a continuación advertir que toda definición del tiempo es necesariamente circular, y que lo importante no es decir qué es el tiempo, sino decir cómo se mide lo que llamamos tiempo. A veces el pueblo llano deja constancia de su hondo filosofar, y en un grafiti en los servicios del Pecan Street Cafe en Austin, Texas, se lee (Wheeler 1994): *Time is nature's way to keep everything from happening all at once.* Esta reflexión no dista mucho de aquél otro aforismo (Unruh y Wald 1989) que dice: *Time is that which allows contradictory things to occur.*

el tiempo ni ha sido eterno ...

Hubo una época en la que el hombre se consideró el centro del Universo. *¿Qué es el hombre, para que de él Te preocupes?*²⁷ Pero, como dice Rees, Copérnico nos apartó del centro físico del Universo, Darwin lo hizo del biológico, y ni

12 tras el tiempo

quiera estamos hechos del tipo de materia dominante. No es extraño, por tanto, que dolido, el hombre grite que si él no es el centro, que nadie más lo sea. Y así enuncia un principio de antiantropocentrismo u omnicentrismo, el llamado principio cosmológico, que viene a afirmar que todas las posiciones son esencialmente equivalentes para describir los aspectos globales del Universo, o si se prefiere, que todos los observadores ven la misma cosmo-historia.²⁸

Del principio cosmológico se infiere la existencia de una geometría y de un tiempo cósmicos.^{29,30} La gravitación einsteniana proporciona la dinámica. Cuando el Universo se supone relleno de materia y radiación normales, esta cosmodinámica conduce a una cota superior para la edad actual del Universo:

$$\tau_{U,0} \leq H_0^{-1} = 9.78 \times 10^9 h_0^{-1} \text{ años}$$

donde $H_0 = h_0 100 \text{ km/s/Mpc}$ es la constante de Hubble que mide el ritmo actual de expansión del Universo, con el “parámetro de ignorancia” h_0 yaciendo en el intervalo $[0.4, 1]$ (Kolb y Turner 1990, Hogan 1994, Pierce 1994). Según esto, el Universo tuvo un principio, que además fue singular, y caliente (como evidencia el fondo cósmico de microondas (FCM)).³¹

La mutabilidad de los cielos permite que haya observadores en el Universo que hasta el momento han estado totalmente incomunicados con nosotros. Son aquellos que rebasan el llamado horizonte de partículas, una superficie ideal que separa, en cada instante cósmico t , a aquellos observadores que han tenido tiempo de enviarnos señales, de los que no.

Este horizonte retrocede a diario con velocidad comparable a la de la luz,³² y es de esperar que con tiempo suficiente terminará por engullir a todos

²⁸ Al hablar de observadores en cosmología, supondremos que son observadores fundamentales, comóviles con el fluido galáctico medio.

²⁹ Existen universos, como el de Gödel (1949) antes citado, en que no existe tal tiempo cósmico.

³⁰ Los relojes de los observadores fundamentales son los encargados de medir el tiempo cósmico. Pero ¿qué ocurre cuando las condiciones del Universo son tan extremas que no hay átomos, y por tanto, tampoco relojes convencionales? Se han propuesto sustitutos, como la curvatura espacial (Barrow 1988); el problema no se resuelve así, sino que se traslada al no menos difícil de medir curvaturas sin reglas ni relojes. Quizás fuera mejor elección la temperatura del fondo cósmico de radiación, o las abundancias relativas de las distintas partículas elementales.

³¹ Hablaré del Universo como si sólo hubiera uno. Se sabe que la inflación “abarata” al máximo la creación de universos desde la nada, y no sería extraño desde esa perspectiva la existencia de un metauniverso en que pulularan universos por doquier, cada uno con sus constantes básicas propias, en inconcebible maraña de aneurismas tal vez interconectados por agujeros de gusano (Gribbin 1988, Waldrop 1988). Como decía Clarke (1949): *Many and strange are the universes that drift like bubbles in the foam upon the River of Time.*

³² La distancia hoy $d_{H,0}$ de un observador fundamental a ese horizonte depende en general de la historia previa del Universo, y es finita sólo si el factor de escala $R(t)$ del Universo es integrable en un entorno del inicio $t = t_{\min}$ de éste. Para el modelo cosmológico estándar, o modelo BBB (*basic Big Bang*), $d_{H,0} \simeq 3\tau_{U,0} \simeq 2H_0^{-1} = 39 \times 10^9 h_0^{-1}$ años luz, mientras que este mismo modelo con una inflación de 10^{50} lo alejaría a unos 10^{35} años luz.

los observadores. Pero si el Universo inicia en el futuro una fase de colapso y por ende el tiempo cósmico se acaba, o si se expande a ritmo tan rápido que existan fotones dirigidos a nosotros e incapaces de darnos alcance,³³ cabe que haya sucesos que jamás podamos ver. Son los que están más allá del llamado horizonte de sucesos.³⁴

una visión escatológica

Hay unas admirables conferencias de Dyson (1979), en las que este brillante pensador se adelanta a desarrollar una escatología científica. Es del saber actualmente aceptado que el futuro de nuestro Universo va de la mano de su densidad media de energía; si ésta supera a la crítica (cifráble hoy en $11.2 h_0^2 m_p c^2 \text{ m}^{-3}$), la expansión se detendrá en algún momento para dejar paso a una contracción imparable del Universo que le arrastrará a una Gran Implosión. Este escenario de cosmología cerrada, con su vida limitada ($\sim 10^{11}$ años), su infierno futuro de calor, su estrujamiento al límite (Rees 1969, Barrow y Tipler 1986),³⁵ no es del agrado de Dyson, a quien le produce claustrofobia, y aunque no descarta que alguna intervención inteligente pudiera “abrir un boquete”³⁶ para eludir ese ciego destino, apuesta por un universo abierto, por creerlo más favorable al desarrollo de la inteligencia. Y sobre ciertas hipótesis, concluye Dyson una especie de teorema de Gödel (1931) para la física y la cosmología; de igual modo que en matemáticas este teorema viene a afirmar que ningún sistema matemático puede dar cumplida respuesta a todas las preguntas en él formulables, también el mundo de la astronomía y de la física es inagotable, y por más que nos adentremos en el futuro, siempre seguirá llegándonos nueva información y habrá nuevos mundos por explorar.

³³ Es lo que ocurriría de expandirse el Universo de modo que $R(t) \propto t^n$, con $n > 1$. No parece que éste sea el caso de nuestro Universo, en el que n es 1 (universo abierto) o $\frac{2}{3}$ (universo crítico). Por contra, sí lo es para universos de De Sitter, en que la expansión es exponencial.

³⁴ Hay horizonte de sucesos siempre que $R^{-1}(t)$ sea integrable en $t = t_{\max}$, donde $t_{\max}$ es el tiempo de máxima existencia del Universo. Cuando $R^{-1}(t)$ sea integrable sobre toda la vida $[t_{\min}, t_{\max}]$ del Universo, existirán a la vez ambos tipos de horizonte. Si ese fuera el caso (por ejemplo, universo de Lemaître), existirían sucesos que nunca fueron visibles ni jamás lo serán (y esto aunque el observador decida dejar de ser fundamental y se mueva de modo arbitrario). Hay otros universos, como el de Milne, en que no existe ninguno de los dos tipos de horizonte.

³⁵ Como momentos de interés en la fase contractiva de estos universos cerrados con $\Omega_0 = 1 + \mathcal{O}(1)$ están: i/ fusión de galaxias ($R \sim 10^{-2} R_0$, $T \sim 300 \text{ K}$); ii/ temperatura del fondo similar a la de una superficie estelar ($R \sim 10^{-3} R_0$, $T \sim 3000 \text{ K}$) y evaporación de las capas externas de las estrellas; iii/ temperatura del fondo similar a la del interior de una estrella ($R \sim 10^{-6} R_0$, $T \sim 3 \times 10^6 \text{ K}$), y consiguiente disrupción estelar; iv/ temperatura nuclear ($R \sim 10^{-9} R_0$, $T \sim 3 \times 10^9 \text{ K}$), y rotura de los núcleos en nucleones; v/ temperatura de desconfinamiento del color ($R \sim 10^{-12} R_0$, $T \sim 3 \times 10^{12} \text{ K}$), y rotura de los nucleones en quarks y antiquarks constituyentes.

³⁶ La idea consistiría en cambiar topológicamente ese espacio-tiempo cerrado, de modo que una porción del mismo se expandiera aunque el resto colapsara. No hay que dormirse: de ser necesaria esa intervención, se dispone sólo de unos $H_0^{-1} \simeq 10^{10} h_0^{-1}$ años para realizarla.

14 tras el tiempo

En este género de discusiones, se supone que conocemos ya todas las leyes físicas importantes, y que éstas no cambian con el tiempo.³⁷ Sobre esta base, Dyson estima algunos instantes significativos de tiempo en el futuro, que sugieren que *in the open cosmology, history has no end*. Completando con otra información pertinente (Frautschi 1982, Barrow y Tipler 1986), esos instantes son:

- Enfriamiento de estrellas ligeras: 10^{14} años.
- Planetas arrancados de sus estrellas: 10^{15} años.
- Estrellas arrancadas de sus galaxias: 10^{19} años.
- Caída de los planetas sobre sus estrellas por radiación gravitacional: 10^{20} años.
- Desintegración de los protones (según estimación basada en el modelo SU(5) de teoría de gran unificación (TGU)): 10^{31} años.
- Evaporación cuántica o Hawking de AN's de masa solar: 10^{64} años.
- Licuefacción de la materia a 0 K por efecto túnel: 10^{65} años.
- Evaporación Hawking de AN's de masa $\sim 10^{17} m_{\odot}$ equivalente a un supercúmulo galáctico: 10^{117} años.
- Evaporación cuántica de los protones: 10^{122} años.
- Paso por fusión nuclear a Fe de la materia que sobreviva a la desintegración TGU o Hawking: 10^{1500} años.
- Colapso a AN de cualquier objeto material de dimensiones $\gtrsim 100 \mu\text{m}$: $10^{10^{26}}$ años, siempre que la masa mínima de un AN sea, como es probable, la de Planck.
- Colapso de pequeñas estrellas de hierro a estrellas de neutrones (o a AN's, si la masa mínima de un AN fuera la de Chandrasekhar): $10^{10^{76}}$ años.

Tras 10^{117} años sólo habrá un plasma de $e^{\pm}$ (con una importante componente de positronio si el Universo está muy poco alejado de la criticidad), con un fondo de fotones alimentado con las desintegraciones del positronio, y un fondo de neutrinos. Si los protones son TGU-estables pero se desintegran por el proceso de Hawking, esta cifra pasa a ser de 10^{122} años, y serían ahora los fotones procedentes de la evaporación cuántica de los protones los que alimentarían el fondo de radiación. Finalmente, si los protones son absolutamente estables, habría que esperar a las etapas de transformación de

³⁷ Arriesgadas hipótesis por cierto, pues tras estas conferencias, en las que supone Dyson que el protón es estable, hubo una avalancha de trabajos sobre las teorías de gran unificación y la desintegración del protón.

la materia en Fe y de colapso de éste a AN's. En el desarrollo de esta historia presuponemos conocidos todos los tipos de partículas; sería distinta si los neutrinos tuvieran masa, o si una componente importante de la materia oscura fueran los WIMP's (*weakly interacting massive particles*), o si hubiera (aun en pequeña abundancia compatible con los parámetros cosmológicos) monopolos magnéticos muy pesados.

En este escenario dysoniano, cada vez más frío e inhóspito, cuya monotonía, durante un largo período de tiempo, se vería turbada de vez en cuando por los fuegos de artificio producidos por la muerte cuántica de algún AN, cabría una vida basada en la estructura, pero no en la materia. Armado de una hipótesis de escala biológica (la copia, con hamiltoniano $H_{\text{copia}} := \lambda U H U^{-1}$, de un ser vivo de hamiltoniano H , en temperatura ambiente $T_{\text{copia}} := \lambda T$, produce un sujeto vivo, subjetivamente idéntico al primero, con ritmos vitales reducidos en el factor de escala λ), Dyson argumenta cómo es posible concebir sociedades inmortales (en tiempo subjetivo $t_{\text{subj}} := \int_{t_0}^t [T(\tau)/300 \text{ K}] d\tau$) y de memoria ilimitadamente creciente; y todo ello con finitud de recursos energéticos.³⁸ Por ejemplo, la información que procesa un ser humano en cada acto elemental de consciencia, por ejemplo, al afirmar un *cogito ergo sum*, es $Q_{\text{hombre}} \sim 10^{23}$ bits/acto (disipamos unos 200 W a $T \sim 300 \text{ K}$, y cada acto de consciencia viene a durar $\sim 1 \text{ s}$); para toda la humanidad $Q_{\text{humanidad}} \sim 10^{33}$ bits/acto. Para mantener este último ritmo, de forma intermitente, pero indefinidamente, bastaría con un suministro energético equivalente a la energía radiada por el Sol en una semana.

... ni es perfecto

Existen límites cuánticos a la perfección de los relojes (Salecker y Wigner 1958, Whitrow 1980). Dada una precisión τ , la imprecisión λ en la posición del reloj no habrá de superar a $c\tau$ durante el tiempo T que queramos que funcione el reloj con esa precisión. La medida del tiempo perturba al reloj, dispersando su momento en $\hbar/c\tau$; mas como $\lambda \lesssim c\tau$, esta dispersión no supera a la debida a su confinamiento, que es del orden de $\hbar/\lambda$.

Durante el tiempo T , la imprecisión inicial λ puede cambiar por efecto de esa dispersión en el momento del reloj, pasando a ser del orden de $\lambda + [\hbar/M\lambda]T$, siendo M la masa del reloj; esta expresión alcanza su mínimo $2\sqrt{\hbar T/M}$ para $\lambda = \sqrt{\hbar T/M}$. Exigiendo que ese valor mínimo no supere la tolerancia $c\tau$ correspondiente a la precisión escogida, resulta $\tau/(\hbar/Mc^2) \gtrsim T/\tau$. Expresando la masa $M = N_p m_p$ en términos de la masa del protón, y $T = N\tau$ en número de "tics", tenemos $\tau/\tau_p \gtrsim N/N_p$, donde $\tau_p := \hbar/m_p c^2 \sim 10^{-24} \text{ s}$ es la duración del llamado *cronón*. Grandes precisiones

³⁸ Si tal sociedad se somete a adecuados períodos de hibernación.

requieren, por tanto, grandes masas. Ahora bien, una masa excesivamente grande producirá un campo gravitatorio que trastocará la buena marcha del reloj, que podría en caso extremo llegar a colapsar; el límite subsiguiente $\tau \gtrsim \tau_S$ lo impone el tiempo de Schwarzschild $\tau_S := GM/c^3$. Combinando ambas condiciones, resulta como precisión límite el tiempo de Planck: $\tau_{\text{lim}} \sim t_{\text{Planck}} := \sqrt{G\hbar/c^5} \sim 10^{-43}$ s (Schön 1993).

Finalmente, también los quanta impiden que haya relojes heraclitanos, relojes que siempre avancen, sin que jamás se den la vuelta. Se demuestra un teorema de no-existencia de relojes perfectos, según el cual, si los hamiltonianos son semiacotados, entonces no hay relojes heraclíteos que en todo instante de tiempo tengan probabilidad no nula de avanzar, y probabilidad nula de ir para atrás (Unruh y Wald 1989).

No deja de ser sorprendente el papel meramente pasivo que el tiempo desempeña en la mecánica cuántica (MQ). Hasta la relación de indeterminación energía-tiempo reclama una interpretación singular. El tiempo es variable conjugada de la energía, pero “menos”. Dado un hamiltoniano H , cabe esperar que exista τ_H , observable conjugado de H , y que tal “tiempo dinámico o interno” guarde alguna relación con el parámetro t de la ecuación de Schrödinger. Pauli (1958) zanjó pronto la cuestión con un argumento de esta guisa: $\nexists \tau_H$, pues formalmente $\tau_H = i\partial/\partial E$, y tal operador no admite extensiones autoadjuntas si H es semiacotado. Durante años se dió por buena esta negativa. Hoy sabemos que no lo es (Galindo 1985), y que en ciertas circunstancias $\exists \tau_H$ vinculado al llamado “tiempo de Wigner” (1972).

el tiempo y su aljaba de flechas

Por ahora hay como una docena de flechas o sentidos identificados en el carcaj del tiempo físico. Destacan:

- i/ la flecha cosmológica: expansión del Universo;
- ii/ la flecha termodinámica: casi todos los sistemas aproximadamente aislados tienden hoy hacia el equilibrio en la misma dirección del tiempo;
- iii/ la flecha cuántica: en la formulación estándar de la MQ, los estados inicial y final para una predicción cuántica están asimétricamente dispuestos en la leyes cuánticas, y en una medición, el estado más reciente sustituye al más viejo, que colapsa, y no al revés;
- iv/ la flecha microscópica (violación de CP + teorema CPT):³⁹ los K_L^0 tienen una vida media de unos 0.05 μ s, y entre sus modos de desintegración está el proceso $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ que viola CP, y que sólo ocurre

³⁹ Se ha llegado a sugerir, sin aportar mecanismos concretos, que tal vez la gravedad cuántica viola CPT (Banks 1985, Hawking *et al.* 1993).

en un 0.2% de los casos. La imagen inversa en el tiempo de este proceso exigiría leyes distintas de las que regulan la integración física de los piones en el kaón padre (Christenson *et al.* 1964);

- v/ flecha de emisión electromagnética (EM) retardada: ¡nunca se recibe una señal EM antes de ser enviada! O como dice Penrose (1979), las estrellas brillan hacia “afuera” y no “hacia adentro”.

Salvo la flecha iv/, de naturaleza fundamental, las demás no son propiamente flechas o asimetrías del tiempo, sino del Universo en el tiempo (Davies 1994).

De naturaleza más compleja es la llamada flecha psicológica: recordamos el pasado, predecimos el futuro. El flujo irresistible del tiempo nos agobia actualizando potencialidades y colmando el baúl de nuestros recuerdos. No siempre se conoce mejor el pasado que el futuro; la retrodicción puede ser más imprecisa en ocasiones que la predicción. Pero no podemos cambiar el pasado, y sí podemos influir sobre el futuro.

Pasamos ahora a discutir, con la brevedad a que constriñe este acto, las flechas más significativas (termodinámica, cosmológica y cuántica), sin rozar siquiera algunos enfoques radicalmente distintos (Prigogine 1979, 1980, Günzig, Géheniau y Prigogine 1987, Coveney y Highfield 1990), un tanto polémicos y bastante apartados de la corriente mayoritaria en la física moderna (Price 1990).

la flecha cosmológica

El Universo está en fase expansiva, y esto origina un sentido del tiempo, el de expansión hacia el futuro. Es la flecha cosmológica. No sabemos con seguridad si esa expansión continuará o no indefinidamente. Los parámetros cosmológicos controlados (densidad media, cosmoabundancias, etc) apoyan un universo abierto, sin vuelta atrás. El modelo básico de Gran Explosión (modelo BBB) inflacionario se inclina por un universo crítico. Pero aunque el Universo no detuviera nunca su expansión, podría hacerlo localmente en su colapso en torno a algún agujero negro. Surge la pregunta inevitable: siendo las ecuaciones cosmodinámicas neutras en el tiempo, ¿por qué nuestro Universo se expande en lugar de contraerse?

fugit irreparabile tempus

1. naturaleza de la flecha termodinámica

De flecha del tiempo habló por vez primera Eddington (1927) para referirse al sentido temporal de los fenómenos macroscópicos: siempre que echamos un terrón de azúcar en el té se derrite, pero nunca vemos salir de nuestra taza de té azucarado un terrón.⁴⁰ Los físicos resumen esta tendencia universal

⁴⁰ A no ser en una película que nos pasen hacia atrás.

al desorden en un principio, el segundo⁴¹ de la termodinámica, formulado independientemente por Clausius (1850) y William Thomson (Lord Kelvin) (1851) apoyándose en la obra de Carnot (1824). Más tarde, Clausius (1865) reformuló esta ley en la forma hoy conocida tras introducir el concepto de entropía. La entropía, como dice Thirring (1994), es algo irreal, espiritual, pero que domina al mundo. Los dos primeros principios de la termodinámica quedaron plasmados por Clausius (1879) en sus célebres frases: *Die Energie der Welt ist konstant. Die Entropie der Welt strebt einen Maximum zu.*

crecimiento de la entropía

El misterio no es que la entropía crezca hacia el futuro en una región (bastaría con definir como futuro la dirección del tiempo en que crece la entropía), sino que todos los "futuros" así determinados sean compatibles entre sí, es decir, coincidan y permitan un futuro global.⁴²

Tan universal es el crecimiento de la entropía en sistemas aislados que ha llegado a considerarse más fundamental que las propias leyes físicas.⁴³ Así pensaba Einstein (1949) de la termodinámica: *Es ist die einzige physikalische Theorie allgemeinen Inhaltes, von der ich überzeugt bin, dass sie im Rahmen der Anwendbarkeit ihre Grundbegriffe niemals ungestossen werden wird (zur besonderen Beachtung der grundsätzlichen Skeptiker).* Y de este modo opinaba Eddington (1928) del segundo principio: *The law that entropy always increases holds, I think, the supreme position among the laws of nature. If someone points out to you that your pet theory of the universe is in disagreement with Maxwell's equations—then so much the worse for Maxwell's equations. ... but if your theory is found to be against the second law of thermodynamics, I can give you no hope; there is nothing for it but to collapse in deepest humiliation.* La consiguiente degradación en calidad de la energía llevó a Helmholtz en 1854 a afirmar en una conferencia la *Wärmetod* del Universo, cuando éste alcanzase su máximo de entropía.⁴⁴ La expansión cósmica ha restado su fuerza a tamaño augurio.

⁴¹ El "primer" principio fue enunciado (Mayer 1842, Joule 1845, Helmholtz 1847), en realidad, después del "segundo" (Carnot 1824). De hecho, como indica Balian (1994), las notas póstumas de Carnot (muerto en la epidemia de cólera de 1832), publicadas en 1878, muestran que éste ya reconocía la equivalencia calor-trabajo.

⁴² Este es un punto que no hay que olvidar cuando se lee en Hawking (1994) que ... *the second law of thermodynamics is really a tautology. Entropy increases with time, because we define the direction of time to be that in which entropy increases.* Más tarde (1993), no obstante, corregirá: *It is a non trivial feature of our universe that it should have a well defined thermodynamic arrow which seems to point in the same direction everywhere we can observe.*

⁴³ Defendía Snow (1959) que todo ciudadano culto debía conocer la ley de crecimiento de la entropía, equiparando su ignorancia a la de otro que desconociese la obra dramática de Shakespeare.

⁴⁴ Como dicen Barrow y Tipler (1986), este descenso en el orden muestra que el Universo, más que teleológico, sería disteleológico.

A Boltzmann, padre de la moderna física estadística, de quien este año conmemora el mundo de la ciencia el 150 aniversario de su nacimiento, debemos el primer argumento (Boltzmann 1866) para la tendencia al desorden. No sólo proporcionó una interpretación microscópica del oscuro concepto de entropía termodinámica dado por Clausius (1865); Boltzmann tuvo además la genial idea de ampliar ese concepto a estados fuera del equilibrio termodinámico (abriendo así las puertas a una explicación física de la segunda ley de la termodinámica), definiéndola como proporcional al logaritmo del número de estados microscópicos, o complexiones, compatibles con uno macroscópico dado:

$$S = k \log W$$

fórmula famosa que puede verse grabada en su tumba en el Zentralfriedhof de Viena.⁴⁵

entropía, falta de información, desorden

Una expresión similar reaparecería en otro contexto casi un siglo después, cuando los ingenieros de telecomunicaciones Shannon y Weaver (1948, 1949), preocupados por mejorar la capacidad de transmisión por líneas telegráficas, necesitan cuantificar la información contenida en un mensaje, y proponen su célebre fórmula $I = -k \log P$ para medir la información que proporciona la recepción de un mensaje cuya probabilidad es P . Parece claro que si en un bombo hay 999 bolas negras y sólo una blanca,⁴⁶ el que nos digan que en una extracción ha salido una bola negra no supone mucha información (pues es lo más probable), mientras que si nos dicen que ha salido la blanca tal información podrá sernos más valiosa.⁴⁷

Bajo esta óptica, la entropía aparece como una medida de falta de información. Supongamos con Balian (1994) una cabeza de alfiler, de masa 1 mg. Su acero contiene un 1% de carbono, y unos 10^{19} átomos de hierro. Si pusiéramos éstos en línea, pegados unos a otros (distancia 2 Å) como están en esa cabeza, sobrepasaríamos con mucho la distancia a la Luna. Los 10^{17} átomos de carbono ocupan intersticios en un retículo formado por los 10^{19}

⁴⁵ La constante k refleja el sistema de unidades utilizado; si midiéramos la temperatura en unidades de energía, $k = 1$, pero entonces los valores de la entropía para sistemas macroscópicos serían números muy grandes (recordemos que $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$). Esta fórmula aparece por primera vez de esta guisa en Planck (1906), inspirado en trabajos de Boltzmann de 1877. La letra W tiene su razón en *Wahrscheinlichkeit*.

⁴⁶ Como ejemplo menos cuantitativo, pero más sugestivo, de mensaje con gran contenido informativo tenemos este de Puig Adam (1954): *Se remunerará espléndidamente al profesorado.*

⁴⁷ Esto explica por qué I debe ser función decreciente de P . Que sea logarítmica viene forzado al exigir su aditividad para mensajes independientes. La constante k es arbitraria; usualmente se normaliza de modo que en un cara o cruz la información proporcionada por el resultado sea $I = 1$ (un *bit*), de modo que $I = \log_2 1/P$.

átomos de Fe. El número W de configuraciones distintas que esos carbonos pueden adoptar es

$$W = e^{6 \times 10^{17}} = 10^{2 \times 10^{17}}$$

por lo que el saber que es una en particular (equiprobable entre todas las demás, esto es, $P = 1/W$) arrojaría enorme cantidad de información: $I \propto \log W = 6 \times 10^{17}$. Difícilmente vamos a saberlo, sin embargo; mas dándole la vuelta, podemos usar I como indicador de la información que nos falta para conocer la configuración detallada, como medida de nuestra incertidumbre. En cierto modo, es una magnitud subjetiva, o mejor dicho, vinculada al mecanismo de observación, aunque no del todo, pues observadores independientes, bajo las mismas condiciones atribuirán la misma incertidumbre al estado microscópico compatible con datos macroscópicos determinados.⁴⁸

Se puede objetivar más este concepto de entropía, interpretándola como una medida del desorden. Las 40 cartas de una baraja española sin estrenar muestran un estado totalmente ordenado, cuya formación podemos describir de forma simple. Por contra, si las hemos barajado, su contemplación no nos mostrará una regla simple de formación que la distinga de los otras $40! - 1 = 8.16 \times 10^{47}$ posibilidades. Decimos entonces que la baraja está muy desordenada; este desorden está ligado a la incertidumbre que tendríamos para rehacer esa disposición. Un prestidigitador muy hábil, sin embargo, sabría recuperar el orden inicial “desbarajando”, y podría asimismo conocer la regla oculta de formación del “desorden” en cuestión.⁴⁹

Resulta tan grande la variación en la entropía debida a los movimientos de las partículas ante un cambio pequeño en la temperatura, en comparación con la variación que puede experimentar ante distintas apreciaciones subjetivas de individuos distintos, que en la práctica la entropía resulta ser insensible a las opiniones personales sobre el orden macroscópico.

⁴⁸ La entropía, como falta de información, no es una magnitud intrínsecamente ligada a los cuerpos, sino una medida de nuestra ignorancia sobre ellos. El crecimiento de la entropía es una pérdida de conocimiento, motivada por sernos sólo accesibles los datos macroscópicos. Según Jaynes (1957b), *no es el proceso físico el que es irreversible, sino nuestra capacidad para seguirlo*. El primero en señalar que la consideración del demonio de Maxwell sugería el carácter no absoluto de la segunda ley de la termodinámica fue William Thomson (1874); para Lord Kelvin tal ley era un fruto de la razón basado en el tamaño relativo átomo-hombre y en la ley de los grandes números. La entropía es un concepto inventado por el hombre para hacer pronósticos. En termodinámica nos indica en qué sentido se van a desarrollar los procesos, y como medida de la incertidumbre, el principio de máxima entropía (Jaynes 1957a) tiene aplicaciones fuera de la física del calor, como por ejemplo en el tratamiento digital de imágenes, para su mejor reconstrucción a partir de información parcial.

⁴⁹ Ya lo decía Maxwell (Balian 1994): *Confusion, like the correlative term order, is not a property of material things in themselves, but only in relation to the mind which perceives them*. Como bien señala Penrose (1990), el desorden al que se refiere la entropía es una falta de orden manifiesto, entendiéndose por orden no manifiesto el que reside en delicadas correlaciones entre las distintas partículas de un sistema complejo.

el teorema H

Volviendo a Boltzmann, éste probó (1872) su famoso teorema H ("Eta" ?), según el cual la entropía tiene que crecer con el tiempo.⁵⁰ Suposición central en el teorema es el *Stoßzahlansatz*, o hipótesis de caos molecular, según la cual el estado microscópico de las moléculas antes de una colisión mutua es aleatorio. Y a través de esta hipótesis se cuela de rondón lo que se pretendía argumentar, arruinando así el propósito último del teorema (Davies 1977). Porque la dinámica newtoniana de sistemas cerrados es reversible en el tiempo, y de sus ecuaciones simétricas en el tiempo nunca puede surgir una asimetría temporal. Así de simple.

los Einwände

Pronto llegarían las duras críticas de una mayoría de científicos. ¿Cómo se puede pretender que unos objetos, sometidos a leyes mecánicas reversibles en el tiempo, se manifiesten macroscópicamente de forma irreversible? Esta *Umkehrerwand*, paradoja u objeción basada en la reversibilidad, fue enunciada como tal por Loschmidt (1876, 1877), colega de Boltzmann en la Universidad de Viena.⁵¹ Más tarde se uniría también la voz del matemático Zermelo (1896a,b), alumno de Planck, con la objeción basada en la recurrencia (*Wiederkehrerwand*).⁵² Según el celebrado teorema de recurrencia de Poincaré (1890), un sistema físico cerrado regresa infinitas veces a un entorno arbitrario de cualquier estado inicial, lo que se basta para demoler aparentemente la importancia del teorema H (Zeh 1989).⁵³ Es realmente curioso este teorema de Poincaré: según él, si nos sellaran de forma absoluta⁵⁴ las paredes de este salón de actos, es claro que toda actividad en ella desaparecería

⁵⁰ Boltzmann prestó asimismo atención a la muerte térmica del Universo cuando se alcance el equilibrio termodinámico. Como comenta Thirring (1994), hoy le sorprendería a Boltzmann saber que el Universo empezó en un estado también de equilibrio, del que le sacó la inestabilidad termodinámica gravitacional. Esta produjo las galaxias, las estrellas, etc. Los gradientes de temperatura así generados han hecho posible que surjan estructuras organizadas, que surja la vida. La luz solar es una dieta rica en energía, baja en entropía. Sus fotones están a 6000 K, y los reemitimos a 300 K. De cada fotón solar producimos unos 20, y esto representa tal aumento de entropía que compensa de sobras el orden generado en la biosfera.

⁵¹ Crítica parecida había expresado W. Thomson en 1874.

⁵² El propio Poincaré (1893) había indicado que no existía ninguna función en el espacio de fases que bajo una dinámica hamiltoniana se comportara como la función *H* de Boltzmann. Por eso en sus *LEÇONS DE THERMODYNAMIQUE* consideraba incompatibles la dinámica y la termodinámica. En Barrow (1988) se lee esta frase de Poincaré: *Para ver pasar calor de un cuerpo frío a otro caliente no se precisará el tener ni la agudeza visual, ni la inteligencia, ni la destreza del demonio de Maxwell; bastará tener un poco de paciencia.*

⁵³ Se cuenta que Poincaré, a la vista de estas objeciones, recomendó no leer los trabajos de Boltzmann. La argumentación de Zermelo basada en el teorema de recurrencia no es, sin embargo, correcta; recurrencia de puntos no equivale a recurrencia de densidades, siendo posible que la entropía crezca a pesar de la recurrencia de Poincaré (Mackey 1992).

⁵⁴ El aislamiento total es imposible; pero no si el sistema es todo el Universo. Boltzmann llegó incluso a pensar que nuestro Universo actual era uno de esos milagros de la recurrencia de Poincaré.

paulatinamente, y nos visitaría pronto la muerte y la descomposición, pero bastaría con esperar lo suficiente para ver cómo de las cenizas renacían unos seres muy parecidos (si no exactos) a nosotros. La contemplación de tales maravillas, sin embargo, requeriría paciencia casi infinita, tiempos cuyo log es del orden de $N \sim 10^{30}-10^{31}$, el número de átomos en la sala (incluidos los nuestros). ¿ e^N segundos, e^N años, e^N edades del Universo? ¡Qué más da, ante tal monstruosa cifra!

Aunque en sentido estricto no puede ser cierto el teorema H, y la entropía de un sistema macroscópico aislado puede decrecer, es harto improbable que lo haga. Si dicho sistema se halla en un estado de baja entropía (estado ordenado), es casi seguro (pero no obligatorio) que irá hacia un estado más desordenado, de mayor entropía. Pero, por igual regla de tres, es también casi seguro que el sistema aislado ha alcanzado el estado de baja entropía en que se encuentra por fluctuación extraordinaria a partir de otro estado anterior más desordenado.

Luego elegido al azar un estado ordenado de ese sistema aislado, es muy probable que sea un estado de mínima entropía, de modo que provenga de (y vaya a) estados más caóticos. La curva de entropía será simétrica en un entorno de tal mínimo, y el *Stoßzahlansatz* regirá en ese punto, aunque lo hará tanto hacia adelante como hacia atrás en el tiempo. El *Stoßzahlansatz* de Boltzmann es incapaz de seleccionar una flecha.

Imaginemos, por ejemplo, un gas aislado, encerrado en un recipiente. Desde el equilibrio el gas fluctuará, pudiendo disminuir en entropía desde $S_{\max}$; y es posible que se produzca alguna fluctuación grande, consistente, por ejemplo, en que el gas se concentre momentáneamente en un rincón. Si esperamos a que en una de estas fluctuaciones S baje hasta un cierto valor, lo más probable es que ese valor sea un mínimo local $S_{\min, \text{loc}}$, porque será mucho menos probable que quede a la mitad de una de esas fluctuaciones, tanto más raras cuanto más profundas son. Luego esa entropía será un mínimo local, y la curva de entropía simétrica por tanto en su entorno; no sólo tenderá a crecer, sino que proviene de otro estado de mayor entropía. El *Stoßzahlansatz* de Boltzmann sólo es demostrable en estos puntos de mínimo, y por tanto el teorema H asegura crecimiento de entropía tanto hacia el futuro como hacia el pasado.

una nueva lectura de Boltzmann

Para Lebowitz (1993a,b, 1994), el estudio cuidadoso de los trabajos de Boltzmann muestra que su explicación estadística del crecimiento de la entropía ha aguantado incólume el embate del tiempo, siendo incomprensible que se siga polemizando sobre un tema que el físico austríaco dejó aclarado hace ya más de un siglo. La entropía de Boltzmann S_B se apoya en una doble escala:

la microscópica, y la macroscópica, y por eso puede explicar la irreversibilidad.⁵⁵

Dado un macroestado M , a cada microestado X en $\Gamma(M)$ (región del espacio de fases Γ que define M , de volumen $|\Gamma(M)|$) Boltzmann le asoció la entropía

$$S_B(M(X)) := k \log |\Gamma(M)|$$

y “probó” que $S := S_B$ crecía hasta que X alcanzaba a estar en $\Gamma(M_{eq})$.⁵⁶ Esto debía interpretarse probabilísticamente:⁵⁷ para “casi todos” los microestados en $\Gamma(M)$ la entropía crecía; “casi todos” los microestados en $\Gamma(M)$ tienen ese comportamiento “típico”. Para darnos una idea de cuán fuerte es la propensión al crecimiento de entropía, cuando se parte de estados de no-equilibrio, pensemos que un paso de calor $Q = 1$ erg de un sistema a $T = 100$ °C a otro con $T' = 0$ °C hace crecer la entropía total en $\Delta S = Q[1/T' - 1/T] = 1 \times 10^{13} k$, equivalente a un factor de crecimiento en volumen fásico de $\exp[\Delta S/k] = 10^{5 \times 10^{12}}$. ¡Estos números son más que astronómicos! Así se explica que a los físicos no les quite el sueño la posibilidad remota (probabilidad dada por inversos de números similares a éste) de una fluctuación observable en que la entropía disminuya (Griffiths 1994). Y para comprender el tamaño de la información que se pierde en la evolución hacia el equilibrio, piénsese que al derretirse 1 g de hielo aumenta su entropía en 1.2 J K^{-1} , equivalente a 1.3×10^{23} bits de información perdida. Ante este número, la información almacenada en los cromosomas humanos (10^{10} bits) puede antojársenos insignificante; pero hay algo muy importante que la entropía no valora, y que la física no sabe aún cómo apreciar, a saber, la calidad de la información, su profundidad lógica, su complejidad (Davies 1994, Landsberg 1994).

Cuando hablamos de tipicidad, ¿a qué tiempo nos referimos? ¿A t , o a $-t$? A ambos, pues ¿no es reversible la dinámica? Boltzmann era bien consciente de esto.

No albergamos duda sobre el orden temporal $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ de las cuatro instantáneas de la Fig. 4 (Lebowitz 1993a,b, 1994). Representan

⁵⁵ Hay modelos microscópicamente reversibles, como el gas de Lorentz, donde puede mostrarse esto con todo detalle analítico en el límite hidrodinámico, aquél en el que el cociente de escalas macro/micro tiende a ∞ . Es fundamental que haya muchos grados de libertad para obtener comportamientos irreversibles. El caos no parece ser necesario ni suficiente: hay sistemas caóticos con pocos grados de libertad, y sin una flecha del tiempo.

⁵⁶ Demostró Boltzmann que si M quedaba especificado por las variables termodinámicas E (nergía), V (olumen), N (úmero), su entropía coincidía con la de Clausius $S_{eq}(E, V, N)$. Asimismo, la entropía de Boltzmann coincide exactamente también con la de Gibbs (1876, 1902) cuando el colectivo gibbsiano tiene como densidad en Γ la función característica de algún subconjunto.

⁵⁷ Otra idea genial de Boltzmann: introducir definitivamente la probabilidad en las leyes físicas. Precursores fueron Laplace (1816, 1825), Clausius (1858), y Maxwell (1860a–c, 1867a–c, 1871).

estados macroscópicos M_k , $1 \leq k \leq 4$, de un gas que se difunde al abrir una compuerta separadora entre dos mitades del receptáculo; a cada estado macroscópico M corresponden muchos estados microscópicos, que llenan un conjunto $\Gamma(M)$ del espacio de fases. Si sólo nos fijamos en la densidad, por ejemplo, es claro que si X es un microestado en $\Gamma(M)$, también lo es X^* , su inverso en el tiempo. Y si las leyes de evolución son simétricas en t , también la evolución $4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ será posible. ¿Por qué no la vemos? Simplemente, porque es atípica: con probabilidad enormemente cercana a 1, un microestado elegido al azar en $\Gamma(M_n)$ será típico, pasará a estar en $\Gamma(M_{n+1})$ y no en $\Gamma(M_{n-1})$. Los macroestados provenientes de microestados típicos son estables hacia el futuro, y muy inestables hacia el pasado: M_3 , donde está X_3 proveniente de un X_2 típico en M_2 , es estable hacia el futuro, en el sentido de que cualquier pequeña perturbación aleatoria de X_3 tenderá a hacerlo aún más típico de M_3 y no interferirá pues con la tendencia que tiene X_3 no perturbado de crecer en entropía hacia el futuro (por estar en la evolución de un X_2 típico). Por contra, la evolución hacia el pasado de X_3 , esto es, hacia el futuro de X_3^* , requiere “puntería perfecta”, pues tiene que ir a una región de solidez física extraordinariamente más pequeña, y cualquier perturbación hará fallar el tiro. Como ejemplo numérico que respalda contundentemente esta afirmación, piénsese que si nuestro sistema es un mol de gas en un litro, entonces $|\Gamma(M_4)|/|\Gamma(M_1)| \sim 10^{10^{20}}$.

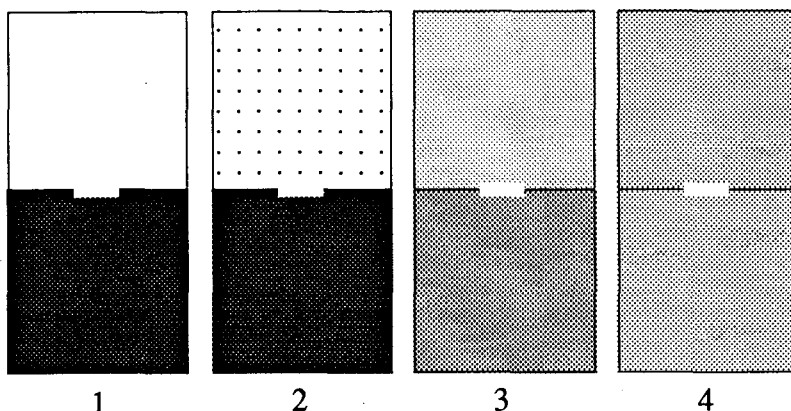


Fig. 4 Instantáneas de una sucesión de macroestados.

Decíamos arriba que la tipicidad es bidireccional. Un microestado $X(t)$ típico hacia tiempos posteriores $t + \tau > t$ lo es asimismo para tiempos anteriores $t - \tau < t$. Razón: ni los macroestados ni la dinámica clásica distinguen los sentidos del tiempo. Luego la tipicidad no basta para seleccionar una flecha del tiempo.

Es en las condiciones iniciales de nuestro sistema, en la preparación de su estado, donde reside la explicación (Popper 1956, Gold 1967, Laflamme 1994): esas condiciones son muy “especiales”, pues el microestado está muy

ordenado, y su entropía es muy baja como consecuencia de su preparación (efectuada por otro sistema de muy baja entropía: el experimentador). El orden que tiene el estado inicial se va perdiendo en la evolución, escondiéndose de forma prácticamente irrecuperable en las miríadas de grados de libertad de las partículas del sistema, y en sus correlaciones. Los microestados a los que va evolucionando son cada vez más atípicos, pues la evolución conserva la medida de Liouville, y el conjunto de estados microscópicos de $\Gamma(M(X_t))$ provenientes de estados en $\Gamma(M(X_{t-\tau}))$ tiene volumen despreciable en $\Gamma(M(X_t))$: $|\Gamma(M(X_{t-\tau}))| \ll |\Gamma(M(X_t))|$. Este argumento, aplicado hacia atrás una y otra vez, nos remonta a las condiciones iniciales del Universo. Penrose (1990) ha estimado para éste que $|\Gamma(M_{\text{in}})| \sim 10^{-10^{123}} |\Gamma(M_{\text{hoy}})|$.

Si bien esperamos formalmente que la inversión de velocidades de las moléculas de un gas absolutamente aislado nos permitiría observar su evolución hacia atrás en el tiempo, y en particular contemplar estupefactos cómo se concentra de nuevo en el rincón desde donde se desperdigó, violando ostensiblemente el segundo principio de la termodinámica, no es posible invertir las velocidades exactamente, ni mantener el aislamiento de modo absoluto.⁵⁸ El microestado X_4 en el macroestado $\Gamma(M_4)$ [proveniente de un microestado X_1 en el macroestado $\Gamma(M_1)$] es muy estable frente a perturbaciones en lo que respecta a su evolución hacia el futuro, pero es sumamente inestable hacia el pasado; es decir, el estado X_4^* inverso en el tiempo es sumamente inestable hacia el futuro. La razón es que cualquier perturbación tiende a hacer X_4^* más típico en $\Gamma(M_4)$, ya que de sí el microestado X_4^* se comportaría atípicamente, pues evolucionaría hacia un macroestado M_1 con menor volumen fase que el M_4 . Cualquier imperfección, cualquier “batir de alas” de una mariposa, trastoca la perfecta sintonía que debiera tener el estado para reproducir el pasado.

trama gruesa y complejidad

El origen estadístico de la irreversibilidad o crecimiento de entropía es consecuencia de dos factores: uno, la finitud de la precisión con que medimos (*coarse-graining*, trama gruesa, o granulado basto), y dos, la enorme complejidad de la evolución dinámica de sistemas de un número macroscópico de partículas. Respecto de la primera, la propia naturaleza, con la granularidad de los quanta, impone en último término limitaciones insalvables. Como consecuencia de esta finitud, no podemos diferenciar los $W(X)$ mi-

⁵⁸ Tampoco es aconsejable esperar que lo haga de forma espontánea el sistema: el número de microestados capaces de reagrupar las moléculas en la mitad del volumen disponible es una fracción pequeñísima $W(V/2)/W(V) \sim 2^{-N}$ de todos los posibles. Así, para 1 cm^3 de gas en condiciones normales, esta fracción es $10^{-10^{19}}$, y la probabilidad de que podamos observar de modo espontáneo una de estas “estrafalarias” evoluciones es absolutamente ínfima. Usualmente se consigue esa concentración comprimiendo el gas, lo que requiere una fuente exterior de energía, y un sumidero de desorden.

croestados de la enorme colección que caen en el mismo macroestado X , lo que produce una incertidumbre enorme $I(X) = \log_2 W(X)$, que no se ve prácticamente afectada al variar el tamaño de los granos.⁵⁹ La complejidad dinámica hace que en la evolución se diluyan los detalles, que quedan escondidos en sutilísimas y debilísimas correlaciones entre números tan enormes de partículas, que resulta imposible detectarlas y utilizarlas.

En ausencia de entramado basto, la evolución sería manifestamente reversible, como las propias leyes dinámicas, y los estados inicial y final serían equivalentes; en particular, la entropía Gibbs se mantiene constante. Pero el tamaño finito de los granos hace que los números $W(V/2)$ y $W(V)$ para un gas en mitad de la vasija, o desparramado por toda ella, sean muy distintos ($W(V/2) \ll W(V)$), lo que introduce un fuerte elemento de disimetría entre ambos macroestados. Estas consideraciones llevaron a introducir una entropía de trama gruesa (Gibbs 1902, Ehrenfest y Ehrenfest 1911), que resulta creciente incluso bajo flujos dinámicos reversibles (Mackey 1992). El entramado basto ofrece, por tanto, la posibilidad de explicar el crecimiento de la entropía en sistemas invertibles, si partimos de un estado inicial de baja entropía.⁶⁰

Por otro lado, si la dinámica no fuese compleja, sino sencilla (por ejemplo, ausencia de interacción) sería concebible que un gas, en un rincón de la vasija, no se difundiera.

recuperando el orden oculto

La flecha del tiempo como sentido de la pérdida de información aparece con un carácter subjetivo, lo que puede resultar extraño. Pero es así; una persona normal no observará regularidad en los naipes barajados, mientras que otra, más sagaz, podrá discernir su orden oculto. También en física ocurren estas cosas; hay un precioso experimento, llamado “eco de spines” (Hahn 1950, Zhang, Meier y Ernst 1992) que lo muestra.

Un sólido paramagnético (sistema de spines nucleares) tiene en condiciones normales sus pequeños imanes en direcciones aleatorias, y no presenta imanación. Supongamos que se le aplica un fuerte campo magnético B_y según Oy , durante 1 s. Este campo orienta los spines a lo largo de Oy , pro-

⁵⁹ Nótese que la falta de información entre $W(X)$ posibilidades y entre $W(X)/10^6$ es similar, cuando $\log W(X) \sim 10^{16}$, por ejemplo. Esto ayuda a objetivar el concepto, al hacerlo insensible a la resolución escogida.

⁶⁰ Objeciones de Mackey (1992) a este enfoque basadas, por ejemplo, en que el tamaño de la trama gruesa puede ir disminuyendo a medida que avancen las técnicas de medida, y a que si el crecimiento de la entropía se debe a la ignorancia en el estado y no a un origen dinámico, presumiblemente deberíamos ir viendo como se hace más lenta la aproximación al equilibrio a medida que mejora la resolución experimental, olvidan la pequeñez relativa de la información ganada con una mejor precisión frente a la enorme falta de información que tenemos sobre el estado microscópico de un sistema macroscópico.

duciendo una imanación total en esa dirección, un orden magnético, y una baja entropía. Se suprime el campo B_y , y esa muestra permanecerá ordenada un cierto tiempo (digamos, $1/10$ s), durante el cual se va a realizar el experimento que sigue (Balian 1994).

Se introduce a continuación un campo B_z en la dirección de Oz , que hará preceder los spines anteriores, con velocidad angular proporcional a B_z . Si B_z fuese absolutamente uniforme, todos precederían al unísono, y con ellos la imanación, que mantendría su módulo. Se elige B_z intenso, de modo que los spines dan unas 10^7 vueltas/s. Las pequeñas inhomogeneidades del campo y de la muestra hacen que no todos los spines giren en sincronía, y pronto se produce un desfase entre ellos. Si las inhomogeneidades son, por ejemplo, de 0.1%, al cabo de 1000 vueltas ($1/10$ ms) habrá spines en todas las orientaciones, el sistema se ha desordenado, y la imanación será despreciable.

Ahora viene lo sorprendente: tras tener así el sistema durante 1 ms, reintroducimos, sin tocar para nada el campo B_z precedente, el campo original B_y durante un breve período de tiempo, justo para que todos los spines giren sólo 180° alrededor de Oy . Al terminar los 2 ms, todos los spines vuelven a la posición de partida, con imanación total de nuevo en la dirección Oy . De aquí el nombre de eco. El orden, que creíamos perdido, emerge de nuevo, y en el último de los dos milisegundos parece como si el tiempo fuera para atrás.⁶¹

¿Por qué ha sido posible esto? Porque el experimentador ha guardado la información del primer ms manteniendo constante en el tiempo el campo B_z , de modo que los avances en giro que un determinado spin haya podido tener respecto de sus vecinos en la primera fase los pierde exactamente en la segunda. El valor local de B_z en un spin determinado contiene toda la información sobre el ángulo que ese spin ha girado; en la sencillez extrema de estas correlaciones yace la posibilidad de haber podido remontarnos en el tiempo en este sencillo experimento. Hay sistemas más complejos, con interacciones no despreciables de unos spines con otros, en los que también los físicos han logrado “exhumar” el orden escondido en correlaciones con muchos átomos copartícipes, y desafiar así la ley de la irreversibilidad.⁶²

los tres diablillos

Las consideraciones precedentes muestran que el demonio de Loschmidt, ese hipotético ser capaz de discernir de entre los $W(V)$ microestados del gas que ocupa el volumen V aquellos provenientes del gas en el volumen $V/2$,

⁶¹ Como maravillosa consecuencia de la anticonmutación de las matrices de Pauli, la breve y ajustada aplicación del campo B_y ha bastado para invertir temporalmente el estado.

⁶² En resonancia magnética nuclear se logra una manipulación global de los spines (“sandwich mágico”), que permite, mediante una sucesión de “ecos mágicos”, realinear los spines en situaciones de gran complejidad (Rihm, Pines y Waugh 1970, 1971).

es de carne y hueso, y se llama “físico experimental que produce ecos de spines”. Tales estados no son representativos del macroestado “gas en V ”, ni carentes de sesgo; invirtiendo sus velocidades podemos hacer que la entropía disminuya. Luego la ley de crecimiento de ésta no es una ley absoluta.

Otro ejemplo nos va a permitir concluir que tampoco el desorden es una propiedad intrínseca de los objetos, sino una falta de información sobre el estado de los mismos, de modo que poseyendo la información oportuna podríamos invertir la flecha entrópica. En 1867 Maxwell (1867b, 1871) ideó una paradoja, conocida como el diablo de Maxwell. Supongamos nuestro té azucarado; el diablillo coloca un tabique en mitad de la taza, con una compuerta que abre para dejar pasar de izquierda a derecha cada molécula de azúcar que le llegue, y de derecha a izquierda cada una de té. De este modo terminará por separar el té del azúcar, y de invertir así la flecha de la entropía. Ahora bien, para actuar de regulador de tráfico, tiene el demonio que saber previamente si la molécula que le llega está a derecha o a izquierda, y esto es 1 bit de información por molécula. Para adquirir tal información, es preciso que se haya producido entropía: imaginemos al diablillo iluminando las moléculas con un pincel de luz (estado ordenado), que la molécula difunde (con el consiguiente aumento de entropía de la luz). Se demuestra que la adquisición de una información ΔI requiere una producción de entropía $\Delta S \geq \Delta I$, al menos si se trabaja cíclicamente, pues es necesario poner a cero periódicamente los aparatos de medida y registro y esto conlleva un aporte de entropía de los aparatos al medio exterior.⁶³ Al tener en cuenta la información necesaria, se restablece la validez de la segunda ley.

Los demonios de Loschmidt y Maxwell son descendientes del demonio de Laplace, aquel ser capaz de conocer el pasado y el futuro del Universo a partir de las ecuaciones dinámicas, y de las posiciones y velocidades de todas sus partículas.⁶⁴ Estos vástagos son menos omniscientes, pero no por ello menos capaces, pues pueden invertir el sentido natural de los fenómenos (Balian 1994). El de Loschmidt, explotando su conocimiento de la dinámica microscópica; el de Maxwell, a través de su conocimiento del estado mi-

⁶³ Una discusión detallada desde el punto de vista de la dinámica computacional puede verse en Zurek (1989); la entropía física S aparece como suma $S = H + K$ de la entropía usual H del colectivo, o medida Boltzmann-Gibbs-Shannon de la información que falta, o ignorancia residual, y de la aleatoriedad o complejidad algorítmica K de la información disponible o desorden conocido. Generalmente domina H , pero si se conoce bastante bien el estado, pasa a ser K preponderante. El teorema de parada de Halting, versión mediante una máquina de Turing del teorema de indecidibilidad de Gödel, supone inevitablemente una fuente adicional de disipación.

⁶⁴ Se lee en Laplace (1820): *Podemos considerar el estado actual del Universo como el efecto de su pasado y la causa de su futuro. Un ser inteligente que en un instante dado conociera todas las fuerzas que animan la naturaleza y las posiciones relativas de los seres que la componen, si esta inteligencia tuviese la capacidad suficiente para analizar los datos, podría condensar en una sola fórmula el movimiento de los cuerpos más grandes del Universo y el del más ligero átomo: pues para tal ser nada sería incierto; y el futuro, como el pasado, estaría presente ante sus ojos.*

croscópico. Puede parecer chocante que el observador ocupe un puesto en la propia teoría. Los demonios de Loschmidt y Maxwell nos han ayudado a probar que es así. El primero, en el experimento del eco, se las ingenia, gracias a sus conocimientos de la dinámica, para volver la muestra al estado inicial, como si fuera hacia atrás en el tiempo. El segundo ha ilustrado cómo el disponer de información puede ayudar a vencer la flecha entrópica, y cómo, por otro lado, la renovación de información produce desorden en algún otro lugar. Ni la entropía ni la irreversibilidad son, por ende, conceptos absolutos; dependen de nuestro conocimiento de los sistemas, y de la finura de nuestra descripción. Tampoco puede decirse que sean conceptos subjetivos, por cuanto dos observadores distintos, en igualdad de condiciones, llegan a las mismas conclusiones.

magnus ab integro saeculorum nascitur ordo
2. origen de la flecha termodinámica

Los estados de máximo desorden no son de equilibrio absoluto, y puede el sistema pasar eventualmente a estados más ordenados, incluso al estado inicial (en buena aproximación), esperando lo que haga falta. El problema de la flecha entrópica del tiempo está en saber por qué hay de ordinario estados iniciales de baja entropía, sin necesidad de esperar esos enormes lapsos de tiempo para que aparezcan como fluctuación.

La explicación (Davies 1992) está en que por manipulación externa podemos actuar sobre el sistema, ordenándolo (a costa de desordenar más el exterior); y esto es posible porque la Tierra es un sistema abierto, que puede intercambiar energía y entropía con el exterior. Del Sol recibimos casi toda energía útil; el Sol es un sistema en desequilibrio termodinámico, que arroja ingentes cantidades de energía de calidad al espacio frío. Es como una fuente de neguentropía o "información" de la que echamos mano para crear orden aquí en la Tierra. Nuestros cuerpos viven porque mantenemos baja su entropía gracias a los alimentos que ingerimos; éstos a su vez tienen su origen en la fotosíntesis, una operación de creación de sustancias con baja entropía mediante el uso de la luz solar, cuyos fotones visibles de 6000 K son absorbidos y su energía posteriormente devuelta al espacio en forma de radiación infrarroja a 300 K. Esta degradación en temperatura, y por ende, en calidad energética, supone una cesión de entropía al exterior que contrarresta con creces la neguentropía producida en la biosfera.

La pregunta de la flecha del tiempo queda así trasladada al Sol, y en general a las estrellas, y por ende al cosmos: ¿por qué las estrellas están en desequilibrio con el exterior, en estados de baja entropía? La respuesta no está en las leyes físicas, sino en las condiciones iniciales. Condiciones que por otro lado no podemos ignorar, pues la oscuridad de la noche sugiere un Universo de edad finita.

De acuerdo con el BBB, cuando el Universo tenía un segundo su temperatura era tan alta (10^{10} K) que los únicos núcleos existentes eran protones y neutrones. Al expandirse se enfrió, y estos nucleones pudieron combinarse en núcleos más pesados. Pero al cabo de unos minutos ya las temperaturas eran bajas para que el proceso continuara, y sólo hubo tiempo a que se formara helio y algunos pocos núcleos ligeros. La mayor parte de la materia quedó intacta, en forma de hidrógeno uniformemente distribuido.

Se ocupó la gravitación de “desordenar” esta distribución, y apiñando la materia alrededor de irregularidades locales generó las grandes estructuras astrofísicas (cúmulos galácticos, galaxias, y estrellas), fuentes de energía concentradas que dan lugar a los fenómenos asimétricos que hoy vemos (Price 1989). Más tarde la omnipresente contracción gravitacional produciría en las estrellas las presiones, y con ello las temperaturas y densidades, adecuadas para reanudar la nucleosíntesis y convertir las estrellas en puntos calientes, en fuentes de baja entropía. Las estrellas queman generalmente hidrógeno, produciendo elementos más pesados. En esta combustión (que finaliza en materia nuclear formada por núcleos de hierro muy estables) generan gran cantidad de entropía, que vierten al espacio. La fusión termonuclear detiene el colapso gravitacional, evitando que la estrella se caliente demasiado y estabilizándola durante eones. Por otro lado, las estrellas han podido permanecer calientes en un ambiente frío porque la expansión ha enfriado al Universo a ritmo más rápido que el de tendencia al equilibrio termodinámico. La rápida expansión ha permitido que la gravitación pudiera crear organización más deprisa que la destruía.

Subsiste la pregunta de por qué hay tanto hidrógeno (material nuclear ordenado) disperso por el Universo. ¿Cómo se explica que el Universo estuviera ordenado en un principio, cuando todo apunta a lo contrario? Recordemos que la uniformidad de la radiación de fondo y de la distribución a gran escala de la materia primitiva sugiere un estado inicial de equilibrio (Kolb y Turner 1990). ¿Qué sutil orden se oculta en este aparente desorden? ¿No hubiera sido todo más aparente si el Universo hubiera optado por un orden manifiesto, por la forma de un sólido platónico, por ejemplo (Penrose 1990)?⁶⁵

⁶⁵ Sus razones tendrá el Creador, y viene aquí de perillas aquel pasaje de Gracián (1651): *Así que con razón confiesan todos los sabios, que aunque se juntaran todos los entendimientos criados y alambicaran sus discursos, no pudieran enmendar la más mínima circunstancia, ni un átomo de la perfecta naturaleza; y si aquel otro Rey, aplaudido de Sabio, porque conoció cuatro estrellas (tanto se estima en los Príncipes el saber) se arrojó a decir que si él hubiera asistido al lado del Divino Hacedor, en la fábrica del Universo, muchas cosas se hubieran dispuesto de otro modo, y otras mejorado, no fue tanto efecto de su saber, cuanto defecto de su nación, que en este achaque del presumir, aun con el mismo Dios no se modera.*

una saga de sistemas “rama”

Acabamos de afirmar que los fenómenos de asimetría temporal que vemos en la Tierra tienen su origen en el desequilibrio termodinámico que hay en la vecindad del Sol, y éste a su vez proviene de la constitución nuclear del Sol, que se remonta al BB. Terminamos siempre en las condiciones iniciales cósmicas. Existe una flecha del tiempo porque el Universo se originó en un estado de entropía menor que la máxima. ¿Cómo se reconcilia esto con la uniformidad de la temperatura del FCM, ya que ésta exige un inicio de equilibrio termodinámico?

Para Davies (1994), la expansión lo explica: al principio, durante los primeros segundos de vida del Universo, la entropía fue máxima; luego, aunque siguió creciendo, no lo hizo al ritmo con que creció con la expansión el máximo de entropía, y quedó rezagada, por debajo de su máximo posible. Se abrió una brecha de entropía. En particular, el ritmo de nucleosíntesis quedó atrasado respecto del de expansión, y el hidrógeno primordial quedó en desequilibrio, sin fusión completa en hierro. Esa brecha probablemente ha tendido a cerrarse y desaparecerá en el futuro lejano, pues la expansión se ralentizó y hubo aportes considerables de entropía con la luz emitida por las estrellas. Y éste es el origen de la flecha: esa brecha inicial de entropía ha sido el motor. Esto no quiere decir que la expansión siga tirando de la flecha, y que si la expansión se detiene, la flecha se invertirá. La lectura es ésta: la flecha del tiempo de todos los días se debe a que la expansión del Universo en los primeros minutos fue mucho más rápida que el período de relajación de la nucleosíntesis. Por ello quedó el material nuclear sin quemarse durante eones, y esto ha producido el desequilibrio termodinámico (el hidrógeno prefiere pasar a hierro, que es más estable) en torno a las estrellas, y con ello el motor que mueve todos los procesos de asimetría temporal.

Si en los argumentos termodinámicos se atiende a la presencia ubicua de la gravitación y a su naturaleza universalmente atractiva, la lectura cambia. Así, para Penrose (1979), el estado inicial se caracteriza por ser de entropía total mínima; aunque ese estado es sumamente homogéneo y por tanto su entropía no-gravitacional es máxima, desde el punto de vista gravitatorio ocurre todo lo contrario: ese estado es demasiado ordenado, tiene una “entropía gravitacional” nula, y tenderá a condensarse en grumos. Resume la situación Penrose con su “hipótesis sobre el tensor de Weyl”, según la cual dicho tensor debe anularse sobre las singularidades del pasado, pero no del futuro; este tensor⁶⁶ se anula en universos de Friedmann (homogéneos e isótropos), y por tanto su presencia está ligada a las inhomogeneidades y

⁶⁶ Parte conforme del tensor de Riemann a la que no afectan algebraicamente las ecuaciones de Einstein; describe grados de libertad puramente gravitacionales, y es sensible a acumulaciones locales de materia.

de aquí a la entropía gravitacional.

Al ser para sistemas gravitacionales la agregación entrópicamente favorable, el fluido cosmológico ha ido colapsando a estructuras de tamaños decrecientes: supercúmulos, cúmulos, galaxias, estrellas, planetas, etc. A medida que estas estructuras se van formando, se desgajan del resto, salvo por su intercambio gravitacional y luminoso, que tiene poca influencia en su comportamiento termodinámico local. Si el fluido cósmico (rama principal) tiene baja entropía inicial, los sistemas cuasi-aislados que se desprenden (ramas secundarias) también serán de baja entropía, que muy probablemente irá creciendo con su evolución. Las entropías de todos estos sistema "rama" (Reichenbach 1956) crecen en la misma dirección, la de la rama progenitora. Debido a esta ramificación de ramas gruesas de baja entropía vemos doquiera a nuestro alrededor tantísimas ramas pequeñas, sistemas fuera de equilibrio, cuasi-aislados, de entropía baja y creciente. Así se define la flecha termodinámica, aquella de crecimiento de entropía en la inmensa mayoría de sistemas rama. De un estado inicial de muy baja entropía, pero creciente, han surgido, por ramificaciones sucesivas, sistemas que reiteran esa tendencia. La historia del Universo es una saga de sistemas rama en cascada (Halliwell 1994).

Falta explicar por qué la entropía gravitacional fue inicialmente tan baja respecto de su valor máximo. La contestación acertada deberá esperar a que una teoría cuántica de la gravitación, completa y correcta, nos muestre convincentemente a todos la razón de que el Universo naciera en un estado gravitacional tan improbable. Ese peculiar estado inicial del Universo de muy baja entropía (*Kaltgeburt*) es el gran problema que, de momento, sólo la actual cosmología cuántica, sin duda provisional y rudimentaria, aborda tímida, pero valientemente.⁶⁷

la flecha cuántica

A diferencia de las flechas clásicas, que aparecen en teorías temporalmente neutras con condiciones de contorno asimétricas, la flecha cuántica parece estar en las leyes mismas: disposición asimétrica, en éstas, de los estados inicial y final para una predicción cuántica.

En el marco habitual, la probabilidad de obtener la historia homogénea (o conjunto de propiedades) $\alpha := (\alpha_{t_1}, \dots, \alpha_{t_n})$ al medir en los instantes $t_1 < \dots < t_n$ partiendo de un estado inicial ρ_{t_0} , es

$$\text{Prob}(\alpha_{t_1}, \dots, \alpha_{t_n}; \rho_{t_0}) = \text{tr}_{\mathcal{H}}[C^\dagger(\alpha)\rho_{t_0}C(\alpha)] \quad (*)$$

⁶⁷ Boltzmann avanzó una respuesta: tal vez se trató de una fluctuación gigantesca desde un estado de equilibrio. No requiere esto ningún Creador; es cuestión de esperar el tiempo que haga falta, suponiendo cierta ergodicidad para el Universo en bloque. Pero sería tan altísimamente improbable, que muy pocos secundan esa idea.

donde $C(\alpha) := \alpha_{t_1}(t_1) \dots \alpha_{t_n}(t_n)$, y $\alpha_{t_k}(t_k) := U(t_0, t_k) \alpha_{t_k} U(t_0, t_k)^\dagger$ representa, en imagen de Heisenberg relativa al instante fiducial t_0 , al proyector α_{t_k} que en imagen de Schrödinger está asociado a la propiedad en cuestión, siendo $U(t, t') := \exp[-i(t - t')H/\hbar]$ el operador de evolución temporal del sistema en hamiltoniano H , en el espacio de Hilbert $\mathcal{H}$.

Parece como si hubiera una flecha en esta fórmula, dada la ordenación elegida para los instantes de tiempo. Sin embargo, usando CPT, puede invertirse ese orden, si se aplica también a ρ_{t_0} esa transformación. Luego no hay tal flecha ahí. La hemos escrito en una de las dos formas posibles porque generalmente se especifica el estado en el pasado.

La flecha en la fórmula anterior hay que verla en el detalle de que en el centro tiene un estado y al final de la cadena de mediciones figura una traza. Implica en particular la forma usual de causalidad: el estado inicial permite predecir las probabilidades de los resultados de cualquier serie de medidas efectuadas en el futuro.

La fórmula para el cálculo de probabilidades engloba los dos tipos de evolución que se usan en MQ: la unitaria entre medidas consecutivas, y la reducción del paquete en la medición. La asimetría temporal de las fórmulas precedentes reside en las reducciones de estado que los proyectores representan. Se dice que al intervenir un aparato de medida (macroscópico) se provoca la irreversibilidad, consecuencia de la flecha termodinámica; pero como ésta es en último término de origen cosmológico (pues hay que acudir a unas condiciones iniciales de baja entropía), parece natural buscar también en la cosmología la razón de la flecha cuántica.

¿dónde está realmente la flecha cuántica?

Existe una formulación de la MQ neutra en tiempo, propuesta por Aharonov, Bergmann y Lebowitz (1964), en la que aparecen dos estados, inicial y final:

$$\text{Prob}(\alpha_{t_1}, \dots, \alpha_{t_n}; (\rho_{\text{in}}, \rho_{\text{fin}})) = (\text{tr}_{\mathcal{H}}[\rho_{\text{fin}} \rho_{\text{in}}])^{-1} \text{tr}_{\mathcal{H}}[\rho_{\text{fin}} C^\dagger(\alpha) \rho_{\text{in}} C(\alpha)] \quad (**)$$

Los estados $\rho_{\text{in}}, \rho_{\text{fin}}$ pueden considerarse como los estados inicial y final del Universo. Ahora el inicio y el fin entran simétricamente, y no hay flecha en la nueva expresión (**). Cuando $\rho_{\text{fin}} \propto 1$, resulta la vieja formulación estándar (*). En el caso general, cuando ρ_{fin} no es proporcional a 1, se pierde la evolución unitaria de estados.

Este formalismo más general de la MQ ha quedado englobado posteriormente en la moderna formulación a través de “historias consistentes”, que permite ampliar el alcance de la MQ a sistemas cerrados (sin observadores externos que al medir colapsen el estado), y en cuyo desarrollo han participado diversos autores (Griffiths 1984, Omnès 1988a-c, 1989, 1990, 1992,

Gell-Mann y Hartle 1990a-c, 1994, Hartle 1991, 1994). Se ha demostrado (Page 1993) que, efectivamente, la flecha cuántica (manifestada en las probabilidades) reside en el estado inicial y/o final.

Da entrada este esquema a una rica variedad de universos, en los que puede haber violaciones de causalidad y efectos tantos avanzados como retardados, que podrían ser observados. Hasta ahora, todo parece marchar bien con la "condición de indiferencia" $\rho_{\text{fin}} \propto 1$, y un ρ_{in} apropiado. ¿Con qué seguridad? ¿Cuáles serían las señales de un universo con estados final e inicial más generales? Por ejemplo, en un universo totalmente simétrico en el tiempo, si sus condiciones inicial y final condujeran a poblaciones de estrellas distribuidas más o menos uniformemente tanto en una época primera como en una última (por simetría), y si tal universo fuera muy transparente, es probable que la luz de las estrellas se difundiera hacia el futuro sin ser absorbida, cayendo allí en la singularidad final. La simetría temporal nos haría esperar entonces que el BB hubiera emitido radiación equivalente, por lo que el brillo nocturno constreñiría el modelo.

en busca de la flecha maestra

Todas las flechas consideradas pueden explicarse a través de leyes simétricas en el tiempo y unas condiciones de contorno asimétricas (Gell-Mann y Hartle 1994): la flecha cosmológica, con la expansión tras un BB suficientemente homogéneo e isótropo; la flecha termodinámica, suponiendo que los progenitores de los sistemas hoy prácticamente aislados estuvieron inicialmente muy apartados del equilibrio; la flecha cuántica, con la elección de estados inicial y final; la flecha CP pudo surgir como una ruptura espontánea de la simetría del hamiltoniano;⁶⁸ y, como nos recuerda Hawking (1994), la flecha del EM es de naturaleza estadística, provocada por el absorbente.⁶⁹

Se acepta de buen grado que la flecha termodinámica coincide con la de la radiación EM, con la cuántica del colapso, e incluso con la psicológica (Page 1985). No sabemos bien cómo funciona el cerebro, pero creemos que lo hace en forma similar a los ordenadores.⁷⁰ Y como registrar en memoria

⁶⁸ Podría pensarse que si las leyes fundamentales no fueran T-invariantes (como ocurre a una pequeña componente de las débiles), la irreversibilidad macroscópica, la flecha macroscópica del tiempo, vendría tal vez determinada por la violación microscópica de T. No es así (Griffiths 1994). Podemos romper la T-invariancia sumergiendo el sistema en un campo magnético externo, y sin embargo, esto no afecta al sentido del transporte del calor desde un cuerpo caliente a otro frío.

⁶⁹ Comenta Wheeler (1994) que cuando se le ocurrió con Feynman la idea de eliminar los campos EM y dejar sólo las cargas y su interacción directa, fueron a ver a Einstein en Princeton, para preguntarle qué opinaba sobre su idea de que la reacción retardada radiativa se debiera a la interacción de la carga acelerada con las cargas del absorbente. Einstein les habló de su discusión con Ritz, que mantenía la idea de que el EM debía ser una teoría asimétrica en el tiempo; Einstein en cambio creía que la asimetría era un efecto estadístico, debido al gran número de partículas en el absorbente.

⁷⁰ De lo contrario, podríamos hacernos ricos comprando un ordenador que pudiera recordar

hace crecer la entropía total, los computadores—y tal vez por eso nuestro cerebro—recuerdan cosas en la dirección del crecimiento de entropía. Esto quiere decir que la flecha psicológica, nuestro sentido subjetivo del tiempo, coincide con la termodinámica, y que en un universo en que la entropía decreciera nuestro sentido subjetivo del tiempo iría en dirección contraria: conoceríamos el futuro e ignoraríamos el pasado.

Es más problemática la conexión de la flecha termodinámica con la flecha cosmológica de la expansión. Gold (1958, 1962, 1967) propuso su conexión total, de modo que si el Universo pasara a colapsar, la flecha termodinámica debería invertirse también.⁷¹ No es una cuestión meramente académica, pues aunque el Universo no detuviera nunca su expansión, podría hacerlo localmente en torno a algún agujero negro, y la cuestión de si un astronauta próximo vería invertirse la flecha termodinámica es perfectamente válida. Penrose (1979) discute esta situación, y arguye que tal inversión no puede ser brusca, y antes de cruzar el horizonte el astronauta debería ya tener señales de comportamientos termodinámicos extraños.

¿Qué ocurrirá si el Universo entra en fase de contracción? ¿Seguirá la entropía creciendo, o por contra, se invertirá también la flecha termodinámica?

Si realmente las flechas cosmológica y termodinámica van siempre de la mano, en la fase colapsante las estrellas brillarán “hacia adentro”, los muertos se recompondrán en sus tumbas para salir al mundo y rejuvenecer constantemente hasta reingresar en la matriz materna, etc. Pero las gentes no lo verán así, pues también la flecha psicológica se invertirá, y la evolución de los procesos les aparecerá como a nosotros. Mas si la entropía sigue creciendo, surge la cuestión de por qué la entropía decrece al acercarnos a la singularidad inicial, y no a la final, siendo las leyes físicas, como creemos que son, simétricas en el tiempo.⁷² No tendremos más remedio entonces que

la combinación de la próxima bonoloto.

⁷¹ Es curiosa la observación que hace de Gell-Mann en la discusión sobre una ponencia de Hawking (1994); ya en 1963-64 Gell-Mann se preguntó si una adecuada matriz densidad inicial para el Universo que implicara expansión podría explicar la flecha del tiempo. En 1966, en una reunión con físicos y astrónomos en Philadelphia les preguntó si la flecha del tiempo se daría la vuelta en una fase contractiva, si la hubiera. Wigner se levantó y le dijo: *You are a—what do you call it?—a heretic!*

⁷² Excepción hecha de las fuerzas responsables de la flecha microscópica en física de kaones. En opinión de Penrose (1979), sin embargo, la Naturaleza parece que está *intentando decirnos algo* con esta violación. Cree este autor (asimismo lo hace Wald (1980)) que el tiempo nace ya con su flecha incorporada. Para Penrose, la buena gravedad cuántica será una teoría temporalmente asimétrica: *the true quantum gravity must be a time-asymmetrical theory* (Penrose 1987), y remacha: *our sought-for quantum gravity must be a time-asymmetric theory* (Penrose 1990). Contrasta en esto con la mayoría de los investigadores que trabajan sobre este tema, que prefieren una teoría neutra en tiempo y atribuyen la flecha a una elección especial de condiciones de contorno cuya razón trasciende el alcance de la ciencia. La asombrosa perfección de la sintonía requerida por el BB (1 parte en $10^{10^{123}}$) es comparable, para Penrose, a la de las

renunciar a la explicación dentro de la física, y proceder a echarle la culpa a las condiciones iniciales del Universo.

cosmología cuántica

Creemos desde antaño que la solución al problema de la irreversibilidad no está en las ecuaciones, sino en las condiciones iniciales del Universo. A la pregunta de por qué la entropía fue tan baja en un comienzo, Boltzmann no halló mejor respuesta que la desesperada de suponerlo fruto de una fluctuación al azar. La física moderna ofrece una alternativa mejor: un estado inicial en el BB de entropía mucho menor que su máximo teórico, y que la cosmología debe justificar. Esta solución queda fuera del alcance de la cosmología clásica, incapaz de llegar al mismísimo principio, en el que la cuantización de la gravedad parece inevitable. Los avances en la última década en cosmología cuántica (cuantificación de la gravitación acoplada a materia en cosmologías cerradas) han permitido afrontar el problema (Halliwell 1994), proporcionando un marco para estudiar la génesis de las flechas del tiempo. Page (1985) y Hawking (1985) han estudiado la emergencia de la flecha termodinámica a partir de la hipótesis de “no-contorno” en la condición inicial del Universo.

Como primera observación obligada, hay que señalar que al descender a este nivel de trama finísima, al nivel de la gravedad cuántica, el tiempo y el espacio huyen de escena. No se ha conseguido mantenerlos en ninguna descripción cuántica de la gravitación; se considera hoy día que son conceptos derivados, emergentes bajo condiciones especiales. Halliwell (1994), en oposición a Penrose, defiende que la física, en su nivel más profundo (gravedad cuántica), es ácrona, atemporal, que el tiempo es un parámetro ordenador que surge sólo en determinadas circunstancias (cierta trama gruesa en la que la gravedad es clásica),⁷³ y que a partir de una teoría simétrica en el tiempo la flecha del tiempo aparece a un nivel todavía más basto.

Central en la cosmología cuántica del momento presente es la ecuación de Wheeler-DeWitt (DeWitt 1967, Wheeler 1968):

$$\mathcal{H}\Psi_U^{(3)}[g, \Phi] = 0$$

donde $\mathcal{H}$ es una densidad hamiltoniana (con componente de geometría y parte de materia), y Ψ_U es la función de onda del Universo, funcional en el

mismas leyes físicas, y esto le induce a buscarla como ley. Ni siquiera la invocación del principio antrópico le consuela, pues la probabilidad de que el mero azar cree un sistema solar con sus habitantes como el nuestro es estimable en $10^{-10^{60}}$, y por tanto, muchísimo mayor que la de acertar con el estado del BB. Finalmente, y en su opinión, la correcta teoría de la gravedad cuántica no sólo ha de contener una explicación dinámica de la hipótesis de curvatura de Weyl, sino que por el mismo precio, explicará el colapso de los estados cuánticos.

⁷³ Argumentos parecidos niegan al espacio una presencia directa en esa teoría básica.

superespacio de las 3-geometrías (tensor métrico $^{(3)}g$) y campos de materia (Φ).

Esta ecuación WdW es como una ecuación de Schrödinger sin el tiempo; al nivel más fundamental no hay tiempo, y será necesario averiguar cómo emerge éste, bajo ciertas condiciones, de una cosmología cuántica que no lo posee. A veces se conoce a esta cuestión como “el problema del tiempo” (Isham 1993, Kiefer 1993, 1994).

el tiempo emergente

La ecuación WdW es sumamente difícil, y sólo se ha sabido resolver en modelos “juguete” sobre minisuperespacios, en los que sólo se considera una zona del superespacio en torno a geometrías y campos que presentan homogeneidad y tal vez isotropía; intervienen unos pocos grados de libertad ($q_\alpha, \delta\phi$), asociados los q_α a los grandes modos homogéneos (por ejemplo el factor de escala, o el modo homogéneo dominante del campo de materia), y los $\delta\phi$ a pequeñas perturbaciones inhomogéneas gravitacionales y de materia.⁷⁴ La ecuación WdW resultante en estos modelos para la función de onda $\Psi_U[q, \delta\phi]$ reducida se resuelve de modo aproximado por un doble desarrollo: uno de tipo WBK (en potencias de $1/m_{\text{Planck}}$), y otro en potencias de las perturbaciones pequeñas. Se halla algo de este tipo (Halliwell 1994): en algunas regiones del superespacio la función de onda es predominantemente de tipo exponencial; es como las funciones dentro de las barreras en MQ elemental, y en esas regiones no existe un espacio-tiempo clásico. Por contra, hay regiones en que la función de onda es oscilante; en estas regiones, las magnitudes q_α son esencialmente clásicas, y la noción de tiempo clásico emerge: en unidades geometrizadas, y escribiendo la solución en la forma

$$\Psi_U[q, \delta\phi] = C(q) \exp[iS(q)] \psi[q, \delta\phi]$$

queda en orden dominante la ecuación de Einstein-Hamilton-Jacobi para S , mientras que los órdenes superiores llevan a la siguiente ecuación para la función de onda de los modos pequeños

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = H_m \psi, \quad \text{con} \quad \frac{\partial}{\partial t} := \nabla S \cdot \nabla$$

donde $H_m(q, \delta\phi)$ es el hamiltoniano de los modos $\delta\phi$ en un fondo q . Esta última ecuación no es otra que la tradicional ecuación de Schrödinger a lo largo de las trayectorias clásicas de los modos de minisuperespacio.

⁷⁴ En ausencia de materia, se han hallado soluciones exactas a la ecuación WdW (Ashtekar 1991); estas soluciones se clasifican a través de lazos y nudos, y presentan una longitud mínima, del orden de la de Planck.

Así es como emerge el “tiempo WBK”.⁷⁵ Puede irse a aproximaciones de orden superior con las consiguientes correcciones gravitacionales en la definición del tiempo. La solución completa lleva a lo que se conoce como “tiempo fase”, con interpretación clara sólo en el límite semiclásico (Kiefer 1993, 1994).

condición HH de no-frontera

La ecuación WdW no contiene al tiempo; se dice que es t -simétrica, sin embargo, porque si $\Psi_U[q, \delta\phi]$ es solución también lo es $\Psi_U^*[q, \delta\phi]$, y esto, cuando estamos en régimen clásico, equivale a $S \rightarrow -S$, y por ello, a $t \rightarrow -t$. Pero una ecuación simétrica, incluso con condiciones de contorno también simétricas, puede tener soluciones asimétricas. Tal rotura espontánea puede engendrar una flecha del tiempo, una historia del Universo que rompa dicha simetría.

Dos propuestas de condiciones de contorno adecuadas a la ecuación WdW han sobresalido estos años: la de “no-frontera” de Hawking (1982), Hartle y Hawking (1983), o condición HH, según la cual el estado cuántico del Universo queda fijado en formulación euclídea por la suma sobre historias de métricas definidas positivas en ET’s cerrados,⁷⁶ y que conduce a una función de onda del tipo

$$\Psi_{U,HH}[q, \delta\phi] = C(q) \exp[iS(q)]\psi[q, \delta\phi] + C^*(q) \exp[-iS(q)]\psi^*[q, \delta\phi]$$

y la condición “túnel” de Linde (1984) y Vilenkin (1982, 1984), o condición LV, que lleva a soluciones de la forma

$$\Psi_{U,LV}[q, \delta\phi] = C'(q) \exp[iS(q)]\psi[q, \delta\phi]$$

Para ambas elecciones se encuentra que, en uno de los extremos del tiempo de la trayectoria clásica en el minisuperespacio, ψ es el estado fundamental de los modos de materia, y generalmente es un estado excitado en el otro extremo. Luego ambos modelos conducen a una fuerte flecha termodinámica. Si bien ambas componentes de $\Psi_{U,HH}$ conducen a flechas opuestas, no hay que preocuparse, porque describen historias que se hacen descoherentes, y vivimos en una de esas componentes bien determinada. Asimismo, como ambas condiciones HH o LV conducen a principios en que

⁷⁵ Este tiempo corresponde al tiempo de efemérides (tiempo extraído de las observaciones del movimiento de los cuerpos celestes), pues está obtenido a partir del movimiento concreto de cuerpos en el Universo. ¿No es sorprendente que, al final, tengamos que volver al tiempo de los griegos?

⁷⁶ *In a way, the proposal that the state of the universe is determined by a sum over nonsingular histories only is like the drunk looking for his key under the lamp post; it may not be where he lost it, but it is the only place in which he might find it.* (Hawking 1987b).

los modos de materia y gravitacionales están en su estado fundamental, esto sugiere que clásicamente el tensor de Weyl es todo lo suave al principio que el principio de indeterminación permite. Luego en cierto modo las condiciones HH, LV y Penrose (anulación del tensor de Weyl en el pasado remoto) son equivalentes.

Cabe pensar en estas tres posibilidades:

- i/ Una condición inicial genérica: sería un modo excitado, y no exhibiría flecha. Es preciso, por ende, preparar con sumo cuidado el estado inicial, si queremos un universo como el que nos alberga. Esto está de acuerdo con la estimación de Penrose sobre lo especial que es incluso el Universo actual, y no digamos, pues, el primitivo.
- ii/ Estado muy ordenado tanto al principio como al final de las trayectorias clásicas: la entropía empezaría creciendo con la expansión, para luego darse la vuelta y decrecer en la contracción. Correspondería al caso de una flecha termodinámica seccional, es decir, con sentidos distintos en diferentes secciones de la historia del Universo, en perfecta correlación con la flecha cosmológica.
- iii/ Finalmente, estado inicial muy especial, y genérico el último: la entropía crecería sin parar. Esta condición se bastaría por tanto para explicar la flecha termodinámica. Es el caso al que conducen las condiciones HH y LV.

Cuando empezó a trabajar sobre el problema del tiempo en 1984, Hawking vio que en un modelo de minisuperespacio con un campo escalar podía generarse un período inflacionario seguido de una fase de radiación y luego de materia, como en el BBB hoy en boga. Para conseguir una flecha del tiempo, las irregularidades debían ser pequeñas al principio, y crecer con la expansión. Con Halliwell (1984) estudió la evolución de éstas, y probó que efectivamente las irregularidades aumentan con el tamaño del Universo; el Universo es homogéneo e isótropo cuando es pequeño, pero la expansión lo desordena. Por tanto las flechas cosmológica y termodinámica coinciden, y las gentes podemos decir que vemos cómo el Universo se expande en lugar de contraerse.

Recordando años después aquellos resultados expuestos en (Hawking 1985), Hawking (1994) confiesa: *But I made what I now realize was a great mistake*. Se refiere a que inferían que cuando el radio del Universo era pequeño, las irregularidades forzosamente debían serlo también, por lo que si el Universo entrara en fase de contracción en el futuro, la flecha termodinámica debería invertirse; ambas flechas, termodinámica y cosmológica, guardarían siempre el mismo sentido. Tras producirse la inversión, que sería, según estas ideas, cuando la entropía del Universo alcanzase su máximo valor,

los seres inteligentes seguirían percibiendo que el Universo se expande, y su pasado de la fase expansiva quedaría borrado, pasando a estar en su futuro subjetivo.

Admite Hawking (1994) haberse equivocado de plano cuando sostenía que en el colapso la entropía disminuye; la respuesta correcta, afirma, es que si el Universo se halla en su estado fundamental (esto es, solución de la ecuación de Wheeler-DeWitt), habrá empezado pequeño, suave y homogéneo, y al expandirse, se habrán excitado los modos perturbados, haciéndose cada vez más irregular, incluso durante el colapso final, si lo hay. Así que la fase de contracción no será la imagen inversa en el tiempo de la de expansión, aunque el estado global del Universo sea invariante CPT, y por ende haya historias clásicas (dadas por soluciones WKB) opuestas, con comienzos irregulares y finales ordenados.

Poco antes de aparecer publicadas estas ideas, discusiones con su colaborador Laflamme y con Page le convencieron de que su predicción de tal inversión estaba totalmente equivocada, y añadió una nota en las pruebas de imprenta enmendando dicha conclusión. Razones de salud le impidieron escribir entonces un artículo explicándolo con detalle; lo ha hecho años después (Hawking, Laflamme y Lyons 1993, Hawking 1994). Se había deslizado un error en la solución al problema: aunque es cierto que algunas perturbaciones (ondas gravitacionales) evolucionan linealmente y de forma simétrica respecto del instante de máxima expansión, de hecho hay otras irregularidades (las de densidad de materia) que, inicialmente muy pequeñas,⁷⁷ crecen sin cesar con la expansión, llegando a hacerlo de forma no lineal. Su crecimiento incontrolado persistirá en la fase contractiva, originando una flecha termodinámica del tiempo que no se dará la vuelta si se invierte la expansión. Estas irregularidades crecientes son las que terminan formando las estrellas, las galaxias, etc., y eventualmente la vida inteligente, que tiene un sentido subjetivo del tiempo coincidente con la tendencia al desorden, esto es, con la flecha termodinámica.

Queda por último la cuestión de por qué estas flechas coinciden con la cosmológica de expansión. ¿Por qué decimos que el Universo se expande, en lugar de decir que se contrae? Hay una explicación a esto, que se apoya en la inflación y en el principio antrópico débil (Barrow y Tipler 1986).⁷⁸ Si el

⁷⁷ La anisotropía en el FCM, detectada estadísticamente por el COBE (Smoot *et al.* 1992, Bennett *et al.* 1992, Wright *et al.* 1992) y de forma directa desde Tenerife (Hancock *et al.* 1994), apoya la idea de que las semillas de estas irregularidades se originaron en la época inflacionaria, cuando la densidad del Universo (constante en esa fase) iguala la fabulosa cantidad de $10^{76} \text{ kg m}^{-3} = 400 M_{\odot} \text{ fm}^{-3}$, esto es, 10^{-19} veces la densidad de Planck, y por tanto, era presumiblemente válida la gravitación einsteiniana. (Tomamos, para la estimación, los datos representativos $t_{\text{infl}} \sim 10^{-35} \text{ s}$, $T_{\text{infl}} \sim 10^{14} \text{ GeV}$, y factor de expansión 10^{50} .)

⁷⁸ El principio antrópico fue propuesto por Carter (1974), pero sus orígenes se remontan a Whitrow (1955, 1959).

Universo llevara contrayéndose unos miles de millones de años, lo veríamos sin duda contrayéndose; pero la inflación implica que el Universo es prácticamente crítico, y que no se contraerá, al menos durante muchísimos años más de los que lleva de vida. Pero entonces, las estrellas se habrán apagado, el Universo será inhóspito y frío, y no habrá seguramente vida.⁷⁹ El hecho de que estamos por aquí significa, por tanto, que estamos en la fase expansiva, y explica por qué la flecha cosmológica coincide con la psicológica (que a su vez coincide con la termodinámica). Termina Hawking (1994) diciendo: *I have told you how I came to the wrong conclusion, and what I now think is the correct result, about what the no boundary condition predicts, for the arrow of time. This was my greatest mistake, or at least my greatest mistake in science. I once thought there ought to be a journal of recantations, in which scientists could admit their mistakes. But it might not have many contributors.*⁸⁰

¿qué será del tiempo?

No lo sé. Quizás, vista la hora que es, podríamos zanjar la cuestión diciendo con Jorge Manrique:⁸¹

*Y pues vemos lo presente
como en un punto s'es ido
e acabado
si juzgamos sabiamente
daremos lo nonvenido
por pasado.*

Muy posiblemente, continuará el debate en torno a la trilogía gravitación, quanta y tiempo, pudiéndonos topar con grandes sorpresas, según pronostica Penrose (1990): *It is my opinion that our present picture of physical reality, particularly in relation to the nature of time, is due for a grand shake up—even greater, perhaps, than that which has already been provided by present-day relativity and quantum mechanics.*

El papel del tiempo en la mecánica cuántica es realmente peculiar (Unruh 1993); no participa en la acción, pero a cambio adquiere relevancia en la interpretación de la teoría. El tiempo en la MQ de Copenhague no es un observable físico—ya advertimos que ningún reloj físico puede medirlo con

⁷⁹ Vida "bariónica", al menos. Podría haberla con los ingredientes dysonianos (Dyson 1979).

⁸⁰ Quedan seguidores de la versión errónea; así Zeh (1994) escribe: *I am thus trying to convince Stephen Hawking that he did not make a mistake before he changed his mind about the arrow of time!*

⁸¹ Estos versos, y otros, están recogidos por Orte (1993).

precisión, y que hay probabilidad no nula de que tal reloj invierta su sentido de marcha (Unruh y Wald 1989)—sino un parámetro externo del fondo clásico bohriano que se usa para etiquetar la evolución del sistema; esta diferencia aparece con claridad en la interpretación de la relación de indeterminación energía-tiempo. En MQ ordinaria se supone que los experimentos o mediciones se realizan en instantes determinados, se exige que los productos escalares o amplitudes de transición sean constantes en el tiempo (evolución unitaria), y las funciones de onda se construyen con conjuntos completos de observables que conmutan en un instante dado de tiempo. La relatividad especial introduce muchos tiempos, pero todos equivalentes a través de representaciones unitarias del grupo de Poincaré. El problema se complica en teorías invariantes bajo todos los difeomorfismos, como la relatividad general; allí el número de tiempos posibles se agiganta (cualquier familia uniparamétrica de superficies espaciales proporciona una foliación temporal del espacio-tiempo), y no sabemos cómo elegir una estándar de forma natural. Y no digamos en gravitación cuántica, donde la posibilidad de fluctuaciones en la métrica priva incluso de sentido a tales foliaciones.

Cuatro aspectos destacan en el esquema cuántico habitual:

- i/ La estructura matemática (espacios de Hilbert, colección de observables básicos) no cambia con el tiempo.
- ii/ Los cambios fenomenológicos afectan a la relación entre las estructuras matemáticas y el mundo físico (las ecuaciones de Heisenberg dan la evolución temporal de los operadores que representan a las magnitudes físicas).
- iii/ La MQ nos ha enseñado que vivimos en un mundo de causas insuficientes. Dadas dos situaciones iguales (causas), los resultados (efectos) pueden ser distintos.⁸² La especificación completa del sistema en un instante de tiempo no basta para determinar por completo los resultados posteriores de un experimento.⁸³ Cuando se mide un observable en un instante determinado, de todos los valores posibles se obtiene únicamente uno de ellos como resultado (los valores son estadísticamente independientes), y siempre se obtiene alguno (completitud del conjunto de valores).
- iv/ Además, tras una medida el estado anterior del sistema deja paso a otro compatible con la información conseguida; es el colapso del estado. No es un proceso dinámico; es simplemente el resultado de reemplazar la información sobre el sistema. Algunos ven en este colapso una asimetría temporal en la MQ (la flecha cuántica); al fin y al cabo el estado más

⁸² Esto le causó tal consternación a Einstein, que se vio inclinado a rechazar esta teoría.

⁸³ En contraste con el determinismo laplaciano.

reciente sustituye al más viejo, y no al revés. Pero si la contestación es asimétrica es porque la pregunta también lo es, ya que el nuevo estado es el que vamos a utilizar para contestar a preguntas sobre experimentos realizados más tarde. Como ya dijimos, la neutralidad en t de la MQ fue reconocida tiempo ha (Ahanorov, Bergmann y Lebowitz 1964).

En relación con estos puntos, la cuantización de la gravedad plantea problemas nada triviales:

- i/ Podría ser necesario que la estructura matemática fundamental variase con el tiempo; piénsese en una atomización del espacio-tiempo, o de sus fluctuaciones, de modo que cuando el Universo era pequeño sólo unas pocas celdas y modos cupiesen, y por tanto, los espacios de los estados fueran de dimensión finita (creciente con la expansión).
- ii/ En relatividad general el tiempo es una coordenada arbitraria, con respecto a la cual se mide el cambio. La invariancia baja reparametrización se manifiesta, en la versión cuántica *à la* Dirac, en que los estados físicamente realizables deben satisfacer unas ligaduras. Los únicos observables admisibles con las que respetan esas ligaduras; por tanto son constantes del movimiento, y la dinámica parece trivial: nada cambia. Entonces, ¿cómo explicar el cambio a nuestro alrededor?
- iii/ Luego hay que asignar probabilidades, y éstas deben referirse a instantes de tiempo. ¿De qué tiempo? De cualquiera, se dirá, pues todos son equivalentes. De acuerdo, pero al menos necesitamos un reloj que siempre avance, y nunca se detenga o se de la vuelta. Mas tales relojes no existen, como ya advertimos.
- iv/ Finalmente, hay que estipular condiciones para determinar el estado; si las condiciones no preceden en el tiempo a las preguntas, sabemos que no tiene por qué existir necesariamente un vector estado representativo. En relatividad general se agrava la cuestión, pues no hay un tiempo privilegiado; y en cosmología cuántica, no hay ni siquiera necesariamente tiempo. ¿Cómo puede codificarse entonces la información?

A la vista de estos interrogantes, no es extraño que por las avenidas convencionales el progreso en la fusión teórica gravitación-quanta haya sido muy lento y escaso.

¿Habrá que recorrer otras sendas? Si nos creyéramos algunos ensayos recientes (Nanopoulos *et al.* 1994), sumamente ambiciosos y altamente especulativos, basados en la teoría de cuerdas, todo un rosario de “pequeños problemas”, a saber, el origen del espacio-tiempo, la expansión del Universo, el aumento de entropía e irreversibilidad temporal, y el colapso de la función de onda, aparecerían unidos en un pretendido atisbo de solución global como consecuencia de un nuevo principio, que sus proponentes osan asimilar nada

menos que a una prolongación física del teorema de Gödel. A la dualidad onda-corpúsculo, con su constante básica $\hbar$, y al principio de relatividad einsteniana, con su constante c , añaden otro presunto fundamento—las leyes de la naturaleza son no-locales, esto es, no hay sistemas cerrados—, y una nueva constante, la longitud fundamental l_{cuerda} , del orden de la longitud de Planck; y como consecuencia enuncian un principio de Procusto: en nuestro Universo de baja energía los aparatos disponibles para medir son necesariamente locales, y únicamente pueden reflejar lo que “cabe” en ellos, pero no los efectos completos de estados topológicos, extensos, de modos de cuerdas deslocalizados, lo que haría de dicho Universo un sistema físico completamente abierto.

Finalmente, perspectivas mucho mejor fundadas ofrece sin duda la geometría no-conmutativa (Connes 1990), que mediante un simple desdoblamiento del espacio-tiempo ha brindado, por ejemplo, un origen conceptual de los campos Higgs y del modelo electrodébil estándar; podrían los espacios no-conmutativos ser útiles preciosos para estructurar, “a su tiempo”, al Universo en esa fase cuántica donde los sucesos pierden su identidad y el espacio-tiempo de puntos se desvanece.

Muchas gracias por vuestra atención.

bibliografia

- Aharonov, Y., Bergmann, P. G., Lebowitz, J. L. 1964. *Time symmetry in the quantum process of measurement*, Phys. Rev. B **134** 1410–1416.
- Alley, C. O. 1979. Proc. of the 33rd annual symposium on frequency control, p. 4.
- Alley, C. O. 1983. **Quantum optics, experimental gravity, and measurement theory**, eds. P. Meystre, M. O. Scully. Plenum Press, New York.
- Ashtekar, A. 1991. **Lectures on non-perturbative canonical gravity**. World Scientific, Singapore.
- Atkins, P. W. 1981. **The creation**. Freeman, New York.
- Balian, R. 1994. *Le temps macroscopique*, preprint CEA-Saclay T94/009.
- Banks, T. 1985. *TCP, quantum gravity, the cosmological constant, and all that* Nucl. Phys. B **249** 332–360.
- Barrow, J. D., Tipler, F. J. 1986. **The anthropic cosmological principle**. Clarendon, Oxford.
- Barrow, J. D. 1988. **The world within the world**. Clarendon, Oxford.
- Bennett, C. L. et al. 1992. *Preliminary separation of galactic and cosmic microwave emission for the COBE differential microwave radiometer*. Astrophys. J. **396** L7–L12.
- Berkeley, G. 1721. **De motu**.
- Boltzmann, L. 1866. *Über die mechanische Bedeutung der zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie*. Wien Ber. **53** 195.
- Boltzmann, L. 1872. *Weitere Studien über das Wärmegleichgewicht unter Gasmolekülen*. Wien Ber. **66** 275.
- Boltzmann, L. 1877. *Über die Beziehung zwischen dem zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie und der Wahrscheinlichkeitsrechnung, respektive der Sätzen über das Wärmegleichgewicht*. Wien Ber. **76** 373.
- Carnot, S. 1824. **Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance**. Bachelier, Paris.
- Carter, B. 1974. In **Confrontation of cosmological theories with observation**, I. A. U. Symposium **63**, ed. M. S. Longair, p. 291. Reidel, Dordrecht.
- Christenson, J. H., Cronin, J. W., Fitch, V. L., Turlay, R. 1964. *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*. Phys. Rev. Lett. **13** 138–140.
- Clarke, A. C. 1949. *The wall of darkness*.
- Clausius, R. J. E. 1850. *Über die bewegende Kraft der Wärme, und die gesetze, welche sich daraus für die Wärmelehre Selbst ableiten lassen*. Ann. d. Phys. **89** 368, 500.
- Clausius, R. J. E. 1858. *Über die mittlere Länge der Wege, welche bei der Molekularbewegung gasförmiger Körper von der einzelnen Molekülen zurückgelegt werden, nebst einigen anderen Bemerkungen über die mechanischen Wärmetheorie*. Ann. d. Phys. **105** 239.
- Clausius, R. J. E. 1865. *Über verschiedene für die Anwendung bequeme formen der Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie*. Ann. d. Phys. **125** 390.
- Clausius, R. J. E. 1879. **Die mechanische Wärmetheorie, I, II**. Vieweg, Braunschweig. **The mechanical theory of heat**. Macmillan, London.
- Connes, A. 1990. **Géométrie non commutative**. InterEditions, Paris.
- Coveney, P., Highfield, R. 1990. **The arrow of time**. Allen, New York.
- Davies, P. C. W. 1977. **Space and time in modern physics**. Cambridge Univ. Press, Cambridge.

- Davies, P. C. W. 1992. *The matter mith*. Touchstone.
- Davies, P. C. W. 1994. *Stirring up trouble*, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 119–130.
- Deutsch, D. 1991. *Quantum mechanics near closed timelike curves*. Phys. Rev. D **44** 3197–3217.
- DeWitt, B. S. 1967. *Quantum theory of gravity I. The canonical theory*. Phys. Rev. **160** 1113–1148.
- Dorling, J. 1970. *The dimensionality of time*. Am. J. Phys. **38** 539–540.
- Dyson, F. J. 1979. *Time without end: physics and biology in an open universe*. Rev. Mod. Phys. **51** 447–460. Esta publicación recoge el material presentado en sus *James Arthur lectures on time and its mysteries*, New York University 1978.
- Eddington, A. 1927. Gifford Lectures, Universidad de Edimburgo.
- Eddington, A. 1928. *The nature of the physical world*. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Ehrenfest, P., Ehrenfest, T. 1911. *Begriffliche Grundlagen der statistischen Auffassung in der Mechanik*, en Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften, Vol. IV, Parte 32. Teubner, Leipzig.
- Einstein, A. 1905. *Elektrodynamik bewegter Körper*. Ann. d. Phys. **17** 891–921.
- Einstein, A. 1915a. *Zür allgemeinen Relativitätstheorie*. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Sitzber. **2** 778–786.
- Einstein, A. 1915b. *Zür allgemeinen Relativitätstheorie (Nachtrag)*. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Sitzber. **2** 799–801.
- Einstein, A. 1915c. *Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie*. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Sitzber. **2** 831–839.
- Einstein, A. 1915d. *Die Feldgleichungen der Gravitation*. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Sitzber. **2** 844–847.
- Einstein, A. 1916. *Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie*. Ann. d. Phys. **49** 769–822.
- Einstein, A., Rosen, N. 1935. *The particle problem in the general theory of relativity*. Phys. Rev. **48** 73–77.
- Einstein, A. 1949. *Autobiographisches*, en *Albert Einstein: philosopher-scientist*, ed. P. A. Schilpp. Harper Torchbook.
- Feynman, R. P., Leighton, R. B., Sands, M. 1963. *The Feynman lectures on physics*. Addison-Wesley, Reading.
- Flamm, L. 1916. *Beitrage zur Einsteinschen Gravitationstheorie*. Physik. Z. **17** 448–454.
- Frautschi, S. 1982. *Entropy in an expanding universe*. Science **217** 593–599.
- Friedman, J., Morris, M. S., Novikov, I. D., Echeverria, F., Klinkhammer, G., Thorne, K.S., Yurtsever, U. 1990. *Cauchy problem in spacetimes with closed timelike curves*. Phys. Rev. D **42** 1915–1930.
- Galilei, G. 1638. *Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno à due nuove scienze attenenti alla meccanica e i movimenti locali*.
- Galindo, A. 1985. *¿Un observable “tiempo”?*, en *Algunas cusiones de física*, eds. J. Aporta, D. González, M. Quintanilla, pp. 655–659. Universidad de Zaragoza, Zaragoza.
- García Doncel, M. 1989. *El tiempo en la física: de Newton a Einstein*, Enrahonar **15B** 39–59.
- Gardner, M. 1988. *Time travel and other mathematical bewilderments*. Freeman, New York.
- Gell-Mann, M., Hartle, J. B. 1990a. *Quantum mechanics in the light of quantum cosmology*, en Proc. of the Third International Symposium on the **Foundations of quantum mechanics on the**

- light of new technology, eds. S. Kobayashi, H. Ezawa, Y. Murayama, S. Nomura, pp. 321–343. Physical Society of Japan, Tokyo.
- Gell-Mann, M., Hartle, J. B. 1990b. *Quantum mechanics in the light of quantum cosmology*, en **Complexity, entropy and the physics of information**, SFI Studies in the Science of Complexity, vol. VIII, ed. W. Zurek, pp. 425–458. Addison-Wesley, Reading.
- Gell-Mann, M., Hartle, J. B. 1990c. *Alternative decohering studies in quantum mechanics*, en Proc. of the 25th International Conference on High Energy Physics, Singapore, Aug 2–8, eds. K. K. Phua, Y. Yamaguchi. World Scientific, Singapore.
- Gell-Mann, M., Hartle, J. B. 1994. *Time symmetry and asymmetry in quantum mechanics and quantum cosmology*, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 311–345.
- Gibbs, J. W. 1876. *On the equilibrium of heterogeneous systems*. Trans. Conn. Acad. **3** 229.
- Gibbs, J. W. 1902. *Elementary principles in statistical mechanics*. Yale Univ. Press, New Haven.
- Gödel, K. 1931. *Über formal unentscheidbare Sätze der Principia Mathematica und verwandter Systeme I*. Monatshefte für Mathematik und Physik **38** 173–198.
- Gödel, K. 1949. *An example of a new type of cosmological solution of Einstein's field equations of gravitation*. Rev. Mod. Phys. **21** 447–450.
- Gold, T. 1958. *The arrow of time*, en *La structure et l'évolution de l'univers*, Proc. of the 11th Solvay Congress. Stoops, Brussels.
- Gold, T. 1962. *The arrow of time*. Am. J. Phys. **30** 403–410.
- Gold, T. 1967. *The nature of time*. Cornell Univ. Press, New York.
- Gott, J. R. 1991. *Closed timelike curves produced by pairs of moving cosmic strings: exact solutions*. Phys. Rev. Lett. **66** 1126–1129.
- Gracián, B. 1651. *El criticón*. Zaragoza.
- Gribbin, J. 1988. Bubbles on the river of time. New Scientist **May** 52–55.
- Griffiths, R. B. 1984. *Consistent histories and the interpretation of quantum mechanics*. J. Stat. Phys. **36** 219–272.
- Griffiths, R. B. 1994. *Statistical irreversibility: classical and quantum*, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 147–159.
- Günzig, E., Géhéniau, J., Prigogine, I. 1987. *Entropy and cosmology*. Nature **330** 621–624.
- Hafele, J. C., Keating, R. E. 1972. *Around-the-world atomic clocks: predicted relativistic time gains*. Science **177** 166–168. *Around-the-world atomic clocks: observed relativistic time gains*. Science **177** 168–170.
- Hahn, E. L. 1950. *Spin echoes*. Phys. Rev. **80** 580–594.
- Halliwell, J. J., Hawking, S. W. 1984. *Origin of structure in the universe*, Phys. Rev. **D31** 1777–1791.
- Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. (eds.) 1994. **Physical origins of time asymmetry**. Proceedings of the NATO Workshop held at Mazagón, Spain, Sept 30–Oct 4, 1991. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Halliwell, J. J. 1994. *Quantum cosmology and time asymmetry*, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 369–389.
- Hancock, S. et al. 1994. *Direct observation of structure in the cosmic microwave background*. Nature **367** 333–337.
- Hartle, J. B., Hawking, S. W. 1983. *Wave function of the universe*. Phys. Rev. D **28** 2960–2975.

- Hartle, J. B. 1991. *The quantum mechanics of cosmology*, en **Quantum cosmology and baby universes**, eds. S. Coleman, J. B. Hartle, T. Piran, S. Weinberg. World Scientific, Singapore.
- Hartle, J. B. 1994. *Spacetime quantum mechanics and the quantum mechanics of spacetime*, en **Gravitation and quantization**, Proc. of the 1992 Les Houches Summer School, eds. B. Julia, J. Zinn-Justin. North Holland, Amsterdam.
- Hawking, S. W., Ellis, G. F. R. 1973. **The large scale structure of space-time**. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Hawking, S. W. 1974. *Black hole explosions*, *Nature* **248** 30–31.
- Hawking, S. W. 1975. *Particle creation by black holes*, *Commun. Math. Phys.* **43** 199–220.
- Hawking, S. W. 1982. *The boundary conditions of the universe*, en **Astrophysical cosmology**, Proc. of the Study Week on Cosmology and Fundamental Physics, Sept 28–Oct 2, 1981, eds. H. A. Brück, G. V. Coyne, M. S. Longair, *Pont. Acad. Sci. Varia* **48** 563. Pontificia Academia Scientiarum, Vatican City.
- Hawking, S. W. 1984. *The quantum state of the universe*, *Nucl. Phys. B* **239** 257–276.
- Hawking, S. W. 1985. *Arrow of time in cosmology*, *Phys. Rev. D* **32** 2489–2495.
- Hawking, S. W. 1987a. *Quantum cosmology*, en **300 years of gravitation**, eds. S. W. Hawking, W. Israel, pp. 631–651. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Hawking, S. W. 1987b. *The origin of the universe*. Preprint.
- Hawking, S. W. 1988. **A brief history of time**. Bantam, London.
- Hawking, S. W. 1992. *Chronology protection conjecture*, *Phys. Rev. D* **46** 603–611.
- Hawking, S. W., Laflamme, R., Lyons, G. W. 1993. *Origin of time asymmetry*, *Phys. Rev. D* **47** 5342–5356.
- Hawking, S. W. 1994. *The no boundary condition and the arrow of time*, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 346–357.
- Helmholtz, H. 1847. **Über die Erhaltung der Kraft**. Reimer, Berlin.
- Helmholtz, H. 1854. *On the interaction of the natural forces*, recogido en **Popular scientific lectures**, ed. M. Kline. Dover, New York, 1961.
- Hogan, C. J. 1994. *Cosmological conflict*, *Nature* **371** 374–375.
- Huygens, C. 1673. **Horologium oscillatorium sive de motu pendulorum ad horologia aptato demonstrationes geometricæ**.
- Isham, C. J. 1993. *Prima facie questions in quantum gravity*. Preprint Imperial/TP/93-94/1, gr-qc 93.10.031.
- Jaki, S. L. 1988. *Evicting the Creator*, *Reflections* **7** 1.
- Jaynes, E. T. 1957a. *Information theory and statistical mechanics*, *Phys. Rev.* **106** 620–630.
- Jaynes, E. T. 1957b. *Information theory and statistical mechanics. II*, *Phys. Rev.* **108** 171–190.
- Joule, J. P. 1845. *Phil. Mag.* [3] **27** 205.
- Kepler, J. 1609. **Astronomia nova seu physica cœlestis**.
- Kepler, J. 1619. **Harmonices mundi libri V**.
- Kiefer, C. 1993. *Quantum cosmology and the emergence of a classical world*. Preprint ZU-TH 24/93, gr-qc 93.08.025.
- Kiefer, C. 1994. *Semiclassical gravity and the problem of time*. Preprint Freiburg THEP-94/4, gr-qc 94.05.039.
- Kolb, E. W., Turner, M. S. 1990. **The early universe**. Addison-Wesley, New York.

- Laflamme, R. 1994. *The arrow of time and the no-boundary proposal*, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 358–368.
- Lain Entralgo, P. 1990. *Sobre el tiempo*, en **Simposio sobre el tiempo**, pp. 11–20. Editorial Universidad Complutense, Madrid.
- Landsberg P. T. 1994. *Directions in time*. Nature **371** 294–295.
- Laplace, P. S. 1816. Ann. Phys. Chim. **3** 288.
- Laplace, P. S. 1820. **Théorie analytique des probabilités**. Courcier, Paris.
- Laplace, P. S. 1825. **Essai philosophique sur les probabilités**. Bachelier, Paris.
- Lebowitz, J. L. 1993a. *Boltzmann's entropy and time's arrow*. Physics Today, September, 32–38.
- Lebowitz, J. L. 1993b. *Macroscopic laws, microscopic dynamics, time's arrow and Boltzmann's entropy*. Physica A **194** 1–27.
- Lebowitz, J. L. 1994. *Time's arrow and Boltzmann's entropy*, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 131–146.
- Leibniz, G. W. 1715–16. Ver G. H. Alexander, **The Leibniz-Clarke correspondence**, Manchester Univ. Press, 1956.
- Linde, A. D. 1984. *Quantum creation of the inflationary universe*. Lett. Nuovo Cimento **39** 401–405.
- Loschmidt, J. 1876. *Über den Zustand der Wärmegleichgewichts einer Systeme von Körpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft*. Wien Ber. **73** 128, 366.
- Loschmidt, J. 1877. *Über den Zustand der Wärmegleichgewichts einer Systeme von Körpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft*. Wien Ber. **75** 287. *Über den Zustand der Wärmegleichgewichts einer Systeme von Körpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft*. Wien Ber. **76** 209.
- Mach, E. 1866. Fichtes Z. f. Phil. **49** 227.
- Mach, E. 1883 **Die Mechanik in ihrer Entwicklung historischkritisch dargestellt**. Brockhaus, Leipzig.
- Mackey, M. C. 1992 **Time's arrow: the origins of thermodynamic behavior**. Springer-Verlag, New York.
- Maddox, J. 1988 *The big Big Bang book*. Nature **336** 267.
- Maxwell, J. C. 1860a. *Illustrations of the dynamical theory of gases. I. On the motions and collisions of perfectly elastic spheres*. Phil. Mag. **19** 19.
- Maxwell, J. C. 1860b. *Illustrations of the dynamical theory of gases. II. On the process of diffusion of two or more kinds of moving particles among one another*. Phil. Mag. **20** 21.
- Maxwell, J. C. 1860c. *Illustrations of the dynamical theory of gases. III. On the collision of perfectly elastic bodies of any form*. Phil. Tran. Roy. Soc. London **157** 49.
- Maxwell, J. C. 1867a. *On the dynamical theory of gases*. Phil. Mag. **19** 19.
- Maxwell, J. C. 1867b. *Letter to J. W. Strutt on 6 December*, en Strutt, R. J. 1968, **Life of John William Strutt, Third Baron Rayleigh**, Univ. Wisconsin Press, Madison.
- Maxwell, J. C. 1867c. *Letter to P. G. Tait on 11 December 1867*, en Knott, C. G. 1911, **Life and Scientific Work of Peter Guthrie Tait**. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Maxwell, J. C. 1871. **Theory of heat**. Longmans, London.
- Mayer, J. R. 1842. *Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur*. Ann. Chemie und Pharmacie **42** 233.
- Minkowski, H. 1909. *Raum und Zeit*. Phys. Zeit. **10** 104–111. Célebre conferencia pronunciada el 21 de Septiembre de 1908 en la 80^a *Versammlung Deutscher Naturforscher*, en Colonia.
- Misner, C. W., Thorne, K. S., Wheeler, J. A. 1973. **Gravitation**. Freeman, San Francisco.

- Morris, M. S., Thorne, K. S. 1988. *Wormholes in spacetime and their use for interstellar travel: a tool for teaching general relativity*. Am. J. Phys. **56** 395–412.
- Morris, M. S., Thorne, K. S., Yurtsever, U. 1988. *Wormholes, time machines, and the weak energy condition*. Phys. Rev. Lett. **61** 1446–1449.
- Nanopoulos, D. V. 1994. *As time goes by* Preprint CERN-TH.7260/94, CPT-TAMU-20/94, ACT-07/94.
- Newton, I. 1687. *Philosophiæ naturalis principia mathematica*. London.
- Novikov, I. D. 1992. *Time machine and self-consistent evolution in problems with self-interaction*. Phys. Rev. D **45** 1989–1994.
- Omnès, R. 1988a. *Logical reformulation of quantum mechanics. I. Foundations*. J. Stat. Phys. **53** 893–932.
- Omnès, R. 1988b. *Logical reformulation of quantum mechanics. II. Interferences and the Einstein-Podolsky-Rosen experiment*. J. Stat. Phys. **53** 933–955.
- Omnès, R. 1988c. *Logical reformulation of quantum mechanics. III. Classical limit and irreversibility*. J. Stat. Phys. **53** 957–975.
- Omnès, R. 1989. *Logical reformulation of quantum mechanics. IV. Projectors in semiclassical physics*. J. Stat. Phys. **57** 357–382.
- Omnès, R. 1990. *From Hilbert space to common sense: A synthesis of recent progress in the interpretation of quantum mechanics*. Ann. Phys. (N.Y.) **201** 354–447.
- Omnès, R. 1992. *Consistent interpretation of quantum mechanics*. Rev. Mod. Phys. **64** 339–382.
- Ori, A. 1993. *Must time-machine construction violate the weak energy condition?*. Phys. Rev. Lett. **71** 2517–2520.
- Orte, A. 1994. *El tiempo que sentimos, el tiempo que medimos, el tiempo de las teorías*. Memorias de la Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de Madrid, Serie de Ciencias Exactas, Tomo XXIX.
- Page, D. 1985. *Will the entropy decrease if the universe recollapses?*. Phys. Rev. D **32** 2496–2499.
- Page, D. 1993. *No time asymmetry from quantum mechanics*. Preprint Alberta-Thy-11-93, gr-qc 9304027.
- Pauli, W. 1958. *Encyclopædia of physics*, Vol. 5/1, ed. S. Flügge, p.60. Springer-Verlag, Berlin.
- Penrose, R. 1979. *Singularities and time asymmetry*, en **General relativity: an Einstein centenary survey**, eds. S. W. Hawking, W. Israel, pp. 581–638. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Penrose, R. 1987. *Newton, quantum theory and reality*, en **Three hundred years of gravitation**, eds. S. W. Hawking, W. Israel, pp. 17–49. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Penrose, R. 1990. **The emperor's new mind**. Oxford Univ. Press, Oxford.
- Pierce, M. J. et al. 1994. *The Hubble constant and Virgo cluster distance from observations of Cepheid variables*. Nature **371** 385–389.
- Pinillos, J. L. 1990. *El estudio psicológico del tiempo*, en **Simposio sobre el tiempo**. Editorial Universidad Complutense, Madrid.
- Planck, M. 1906. *Vorlesungen über die Theorie der Wärmerstrahlung*. Barth, Wien.
- Poincaré, H. 1890. *Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique*. Acta Math. **13** 1.
- Poincaré, H. 1893. *La mécanique et l'expérience*. Revue de Métaphysique et de Morale **1** 534–537.
- Poincaré, H. 1908. **Science et méthode**. Flammarion, Paris.
- Popper, K. R. 1956. *The arrow of time*. Nature **177** 538.

- Price, H. 1989. *A point on the arrow of time*. Nature **340** 181–182.
- Price, H. 1990. *Past and future*. Nature **348** 356. Ver también cruce de cartas en 1991 entre P. Coneney y R. Highfield, y H. Price en: *The arrow of time*. Nature **350** 456.
- Prigogine, I., Stengers, I. 1979. *La nouvelle alliance*. Gallimard, Paris.
- Prigogine, I. 1980. *Physique, temps et devenir*. Masson, Paris.
- Puig Adam, P. 1954. *Información, entropía y caos*. Discurso inaugural del curso 1954-1955 en la Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Madrid.
- Rees, M. J. 1969. *The collapse of the universe: an eschatological study*, Observatory **89** 193–198.
- Reichenbach, H. 1956. *The direction of time*. Univ. of California Press, Berkeley..
- Rihm, W.-K., Pines, A., Waugh, J. S. 1970. *Violation of the spin-temperature hypothesis*. Phys. Rev. Lett. **25** 218–220.
- Rihm, W.-K., Pines, A., Waugh, J. S. 1971. *Time-reversal experiments in dipolar-coupled spin systems*. Phys. Rev. B **3** 684–696.
- Sagan, C. 1985. *Contact*. Simon & Schuster, New York.
- Salecker, H., Wigner, E. P. 1958. *Quantum limitations of the measurement of space-time distances*, Phys. Rev. **109** 571–577.
- Sánchez Ron, J. M. 1985. *Problemas ontológicos de la física: interacción y dimensionalidad del espacio*, Teorema **XV/1-2** 147–168, Editorial Universidad Complutense, Madrid.
- Sánchez del Río, C. 1990. *El tiempo en física*, en *Simposio sobre el tiempo*, pp. 21–32. Editorial Universidad Complutense, Madrid.
- Shannon, C. E. 1948. *A mathematical theory of communication*, Bell System Tech. J. **27** 379–423, 623–656.
- Shannon, C. E., Weaver, W. 1949. *The mathematical theory of communication*. Univ. of Illinois, Urbana.
- Schön, M. 1993. *Operative time definition and principal uncertainty*, preprint gr-qc 93.04.024.
- Schwarzschild, K. 1916a. *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*. Sitzber. Deut. Akad. Wiss. Berlin, Kl. Math.-Phys. Tech. 189–196.
- Schwarzschild, K. 1916b. *Über das Gravitationsfeld einer Kugel aus inkompressibler Flüssigkeit Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*. Sitzber. Deut. Akad. Wiss. Berlin, Kl. Math.-Phys. Tech. 424–434.
- Smoot, G. F. et al. 1992. *Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps*. Astrophys. J. **396** L1–L5.
- Snow, C. P. 1959. *The two cultures and the scientific revolution*. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Taylor, E. F., Wheeler, J. A. 1992. *Spacetime physics*. Freeman, New York.
- Thirring, W. 1994. *Boltzmann's legacy in the thinking of modern physics*, conferencia pronunciada en Viena en el 150 aniversario del nacimiento de Boltzmann. Preprint ESI 83.
- Thomson, W. (Lord Kelvin) 1851. *On the dynamical theory of heat, with numerical results deduced from Mr. Joule's equivalent of a thermal unit, and M. Regnault's observations on steam*. Trans. R. Soc. Edin. Marzo 1851. Recogido en *Mathematical and physical papers of William Thomson*, Vol I, pp. 174–200, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1882.
- Thomson, W. (Lord Kelvin) 1874. *On the kinetic theory of the dissipation of energy*, Proc. R. Soc. Edin. **8** 325.
- Thorsett, S. E. 1994. *The times they are a-changing*. Nature **367** 684–685.

52 *tras el tiempo*

- Tipler, F. J. 1977. *Singularities and causality violation*. Ann. Phys. **108** 1–36.
- Unruh, W. G., Wald, R. M. 1989. *Time and the interpretation of canonical quantum gravity*. Phys. Rev. D **40** 2598–2614.
- Unruh, W. G. 1993. *Time, gravity and quantum mechanics*. Preprint gr-qc 93.12.027.
- Vessot, R. F. C., Levine, M. W. 1979. *A test of the equivalence principle using a space-borne clock*. J. Gen. Rel. and Grav. **10** 181–204.
- Vessot, R. F. C. et al. 1980. *Test of relativistic gravitation with a space-borne hydrogen maser*. Phys. Rev. Lett. **45** 2081–2084.
- Vilenkin, A. 1982. *Creation of universes from nothing*. Phys. Lett. B **117** 25–28.
- Vilenkin, A. 1984. *Quantum creation of universes*. Phys. Rev. D **30** 509–511.
- Wald, R. M. 1980. *Quantum gravity and time reversibility*. Phys. Rev. D **21** 2742.
- Waldrop, M. M. 1988. *The quantum wave function of the universe*. Science **242** 1248–1250.
- Wells, H. G. 1895. **The time machine**.
- Wheeler, J. A. 1968. *Superspace and the nature of quantum geometrodynamics*, en **Batelle Rencontres**, eds. C. M. DeWitt, J. A. Wheeler, pp. 242–307. Benjamin, New York.
- Wheeler, J. A. 1994. *Time today*, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 1–29.
- Whitrow, G. J. 1955. *Why physical space has three dimensions*. British Journal for the Philosophy of Science **6** 13–31.
- Whitrow, G. J. 1959. **The structure and evolution of the universe**. Hutchinson, London.
- Whitrow, G. J. 1980. **The natural philosophy of time**. Clarendon, Oxford.
- Wigner, E. P. 1972. *On the time-energy uncertainty relation*, en **Aspects of quantum theory**, eds. A. Salam, E. P. Wigner, pp. 237–247. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Williams, D. C. 1951. *The myth of the passage*. J. Philosophy **48** 457.
- Wright, E. L. et al. 1992. *Interpretation of the cosmic microwave background radiation anisotropy detected by the COBE differential microwave radiometer*. Astrophys. J. **396** L13–L18.
- Zhang, S., Meier, B. H., Ernst, R. R. 1992. *Polarization echoes in NMR*. Phys. Rev. Lett. **69** 2149–2151.
- Zeh, H. D. 1989. **The physical basis of the direction of time**. Springer, Berlin.
- Zeh, H. D. 1994. **Time (a-)symmetry in a recollapsing quantum universe**, en Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J., Zurek, W. H. 1994, pp. 390–404.
- Zermelo, J. 1896a. *Über einem Satze der Dynamik und die mechanische Wärmetheorie*. Ann. d. Phys. **57** 485–494.
- Zermelo, J. 1896b. *Über mechanische Erklärungen irreversibler Vorgänge. Eine Antwort auf Hrn. Boltzmann's "Entgegnung"*. Ann. d. Phys. **59** 793.
- Zurek, W. H. 1989. *Thermodynamic cost of computation, algorithmic complexity and the information metric*. Nature **341** 119–124.