



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
FACULTAD DE FILOSOFÍA Y LETRAS
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES FILOSÓFICAS



**EL ENFOQUE GLOBAL GENÉRICO COMO UNA APROXIMACIÓN AL
PROBLEMA DE LA FLECHA DEL TIEMPO**

TESIS

**QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRA EN FILOSOFÍA DE LA CIENCIA**

PRESENTA

PATRICIA GUERRERO MEDRANO

DIRECTORA: DRA. ANA ROSA PÉREZ RANSANZ

CIUDAD UNIVERSITARIA

JUNIO DE 2008



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A Carlos, mi GdS: volaverunt;

*Cuando sepas que he muerto no pronuncies mi nombre
porque se detendría la muerte y el reposo.*

*Tu voz, que es la campana de los cinco sentidos,
sería el tenue faro buscado por mi niebla.*

*Cuando sepas que he muerto di sílabas extrañas
Pronuncia flor, abeja, lágrima, pan, tormenta.*

*No dejes que tus labios hallen mis once letras.
Tengo sueño, he amado, he ganado el silencio.*

*No pronuncies mi nombre cuando sepas que he muerto:
desde la oscura tierra vendría por tu voz.*

*No pronuncies mi nombre, no pronuncies mi nombre.
Cuando sepas que he muerto no pronuncies mi nombre.*

Roque Dalton

Agradecimientos

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la beca completa para realizar los estudios de posgrado en el marco del Programa de Fortalecimiento al Posgrado CONACYT (becario núm.: 190967, 2004-2006)

A la Dirección General de Estudios de Posgrado (DGEP) de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) por la beca complemento para realizar los estudios de maestría (2004-2005)

A la Red de Macrouniversidades de América Latina y el Caribe y la Fundación Santander, por la beca otorgada para la realización del proyecto *El enfoque global genérico como una aproximación al problema de la flecha tiempo*, en el Instituto de Astrofísica y Física del Espacio, en la Cd. de Buenos Aires, Argentina (registro 2UNAM481, 2006)

Al Instituto de Astrofísica y Física del Espacio, particularmente al Dr. Rafael Ferraro, director del mismo, por las facilidades y consideraciones durante mi estancia de investigación en dicha institución.

Al Dr. Mario Castagnino y Olimpia Lombardi, por su apoyo, paciencia e invaluable ayuda en la elaboración de la presente.

A los doctores Ana Rosa Pérez Ransanz, Shahen Hacyan, José Marquina y Eduardo González de Luna, por sus consejos, aportaciones y orientación en la culminación del presente trabajo.

Índice

	Página
Introducción	1
Capítulo 1: <i>El problema de la flecha del tiempo: antecedentes históricos</i>	4
1.1 El surgimiento de la Termodinámica	4
1.2 El programa de Boltzman	5
1.3 Críticas al programa de Boltzmann	10
1.4 Los sistemas ramificados de Reichenbach (<i>branch systems</i>)	13
Capítulo 2: El problema de la flecha del tiempo	19
2.1 La noción de la flecha del tiempo.	19
2.2 El enfoque atemporal del problema: el <i>nowhen viewpoint</i>	23
Capítulo 3: Flecha del tiempo e irreversibilidad	28
3.1 El enfoque entrópico y sus problemas	28
3.2 Invariancia ante la inversión temporal (t-invariancia)	31
3.3 Irreversibilidad	32
3.4 Gemelos t-simétricos (<i>Time-symmetric twins</i>)	35
Capítulo 4: El enfoque global geométrico	38
4.1 La aproximación global y no entrópica	38
4.2 Orientabilidad temporal (t-orientabilidad)	41
4.3 Tiempo cósmico (t-cósmico)	44
Capítulo 5: Hacia una generalización del enfoque global	51
5.1 Análisis de las condiciones propuestas por el enfoque global geométrico	51
5.2 Necesidad de un tiempo cósmico	53

5.3 Necesidad de un tiempo global	54
5.4 El papel del teorema CPT	56
5.5 El decaimiento del kaón neutro: una ley no t-invariante	60
5.6 Orientabilidad temporal y el carácter global del enfoque	61
5.7 Una aproximación global genérica	64
Conclusiones y perspectivas	66
Bibliografía	69

Introducción

1.a) Marco teórico

La *noción temporal* refiere a nuestras primeras y más elementales experiencias en el mundo. Se nos aparece como una dimensión intuitiva ligada a nuestra existencia y que afecta, además, a nuestros juicios acerca del mundo. Incluso la misma palabra *tiempo* nos refiere a la medida y ordenamiento temporal, remitiéndonos a calendarios, alarmas y relojes. Es decir, a pensar hacia una determinación temporal. En nuestra intuición, esta dimensión *del* tiempo se nos presenta abierta, ya que no tenemos ninguna experiencia de una vuelta completa e igual de hechos anteriores, por lo que experimentamos el ordenamiento temporal como dirigido: si dos eventos no son simultáneos, uno de ellos debe ser anterior al otro. Esta aparente “asimetría” entre pasado y futuro también refiere, al acceso que tenemos respecto a ambos sentidos temporales: recordamos el pasado y predecimos el futuro; el pasado es fijo y determinado, contrariamente al tiempo futuro, el cual nos parece incierto ya que sólo podemos atribuirle potencialidades o adjudicarle predicciones. Esta aparente dirección irreversible del tiempo hacia el futuro suele llamársele *dirección o flecha temporal*.

La búsqueda de los fundamentos metafísicos de esta “asimetría” del tiempo ha sido uno de los principales intereses de la filosofía desde su surgimiento, cuestionándose desde la existencia de un tiempo natural, hasta el tiempo de la conciencia; desde el dilema del tiempo cerrado o abierto, hasta las grandes cosmovisiones religiosas que desde la antigüedad pretenden dar una respuesta al problema y, en la actualidad, las teorías científicas que no sólo pretenden dar testimonio del conocimiento ordinario como una simple apertura del tiempo individual de nuestra existencia, sino que intentan superar cuestiones del sentido de la historia y la estructura en conjunto del universo.

En esta última línea, el problema de la flecha del tiempo ha sido discutido también en la física y la cosmología durante los últimos siglos, a partir de los trabajos de Ludwig Boltzmann, puesto que la flecha temporal se ha asimilado tradicionalmente al aumento de la entropía en sistemas cerrados.

Modernamente, en la cosmología contemporánea, los argumentos principalmente se concentran en aproximaciones que no realizan consideraciones de tipo entrópico, sino que establecen como premisas nociones matemáticas y físicas más fundamentales, en particular, las propiedades geométricas del espacio-tiempo. En esta línea, han surgido propuestas geométricas como la que plantea Mario Castagnino, denominada *enfoque global geométrico*, donde pretende demostrar que si el espacio-tiempo tiene un mínimo de propiedades que limiten su topología, como lo son la existencia de un tiempo cósmico junto con la orientabilidad temporal, es posible definir una flecha del tiempo para todo el universo. El enfoque global geométrico supera la crítica principal que suele hacerse a los

enfoques entrópicos: la imposibilidad de definir una función entrópica del universo. Sin embargo, el costo de esta postura supone que el espacio-tiempo puede ser dividido en hipersuperficies espaciales que permitan definir un tiempo común a todas las evoluciones del universo. Con esto, se pretende también dar respuesta al problema de la elección del par de soluciones de las ecuaciones dinámicas llamadas gemelos t-simétricos (*time-symmetric twins*) cuando las leyes de fundamentales son t-invariantes; a diferencia de la perspectiva local donde cualquiera de los gemelos es nomológicamente posible. La propuesta geométrica permite establecer criterios desde una perspectiva atemporal que no son meramente del tipo convencional, con lo que introduce una diferencia sustancial entre ambos miembros del par y permite, con esto, la elección del sentido temporal. En la mecánica cuántica y la teoría cuántica de campos se ha aplicado esta propuesta con éxito. Sin embargo, esta perspectiva atemporal y global no se ha explorado hasta el extremo de suponer leyes fundamentales de la física no t-invariantes.

1.b) Objetivos e hipótesis del trabajo

En la presente investigación, se muestra una aproximación al problema de la flecha del tiempo, desde una perspectiva atemporal, y consideraciones no locales. A partir de esto, es posible retomar los argumentos del *enfoque global geométrico*. Sin embargo, se cuestiona si dicha propuesta es pertinente también para los posibles casos en los cuales las leyes de la física fueran no t-invariantes. Es de suponer que, en estos casos, los criterios del enfoque global geométrico se relajarían y resultarían innecesarios, ya que la asimetría temporal tendría una componente legal. Con esto, es posible entonces esbozar una generalización del enfoque global que incluya esquemáticamente ambos tipos de leyes. Dicha propuesta es denominada *enfoque global generalizado*.

1.c) Línea argumentativa general

En primer lugar, se revisa, en breve, el origen del problema de la flecha del tiempo en el marco del desarrollo de la física. Para ello, seguiremos el desarrollo histórico desde el surgimiento de la termodinámica hasta las críticas del proyecto de Boltzmann y su extrapolación a la cosmología. A partir de esto, queda abierta la cuestión de la “improbable” desviación desde el equilibrio original a partir del cual evoluciona el universo, reconstruyendo la posible solución de Reichenbach con sus sistemas ramificados. Con esto, se logra establecer una definición estadística del universo que se convertirá al mismo tiempo en una andadura irreversible de la causalidad, criticada con fuerza por Castagnino y a partir de la cual, propone en una primera aproximación, una asimetría temporal global.

Posteriormente, se delimita el problema de la flecha del tiempo en el marco de los límites y preocupaciones de la física, con lo que se dislocan algunos compromisos con el lenguaje. Algunos conceptos centrales que han sido mencionados y malentendidos en la

discusión de este problema -como lo son la irreversibilidad temporal y la asimetría temporal serán revisados y definidos- para así definir el problema de la flecha del tiempo en los términos y el formalismo particular de la física. Una vez establecidos y definidos estos conceptos, revisaremos el argumento de Huw Price quien, en su libro *Time's Arrow and the Archimidean Point*, propone como punto de partida para la resolución de este problema la llamada *perspectiva atemporal*. Este argumento nos impide utilizar expresiones temporalmente asimétricas en una forma convencional; por lo que entonces, el problema de la flecha del tiempo se reconoce con la metáfora de Eddington: la flecha del tiempo puede ser definida si conocemos la dirección punta-cola o cola-punta de la flecha. Y esto sólo será posible si obtenemos un argumento sustancial (y no sólo convencional) que identifique a cada uno de los extremos de la flecha como la punta o la cola, respectivamente, y una distinción sustancial entre ambas direcciones de la flecha del tiempo se articula, a su vez, en argumentos físicos. Más aún, la perspectiva atemporal de Price implica asumir los compromisos de la teoría de la relatividad general, por lo que el problema debe ser formulado entonces en términos geométricos: si podemos establecer un mínimo de propiedades que limiten la topología del espacio-tiempo, entonces es posible definir una flecha geométrica del tiempo. A partir de la caracterización de estas propiedades, Castagnino propone el *enfoque global geométrico*.

Finalmente, se profundiza y efectúa un examen crítico a estas condiciones, con el fin de considerar la posible generalización del *enfoque global geométrico* en el caso de leyes no t-invariantes. Dicho examen procederá en tres etapas: en la primera se cuestionan las razones de los autores habrían abandonado el fuerte requisito de existencia de un tiempo cósmico en favor de uno más débil, como lo es la existencia de un tiempo global y que no se hace explícito en sus trabajos. Posteriormente, se evalúa la posibilidad de prescindir de la existencia de un tiempo global como una segunda condición, esto en el caso de existir alguna ley física no t-invariante. Aquí, la necesidad de considerar la posibilidad de leyes no t-invariantes va más allá de ser un argumento puramente conceptual, ya que hay razones fácticas para estudiar este fenómeno presente en algunas partículas fundamentales. Por la condición de orientabilidad temporal también es cuestionada. Con este examen, se pretenden obtener consideraciones básicas que podrían o no ser abandonadas al establecer una flecha del tiempo.

Por último, se esboza un futuro programa de generalización del enfoque geométrico, al que, en términos de consideraciones globales, podría llamársele *enfoque global generalizado* ya que contiene esquemáticamente ambos tipos de leyes: para el caso de leyes t-invariantes supone los requisitos y condiciones propuestas por Castagnino; y en el caso de leyes no t-invariantes, se propone una aproximación global nomológica, donde la asimetría temporal se define a partir de las leyes fundamentales de la física.

Capítulo 1

El problema de la flecha del tiempo: antecedentes históricos

1.1 El surgimiento de la Termodinámica

La necesidad de una disciplina que explicara y cuantificara los procesos térmicos surge paralelamente a la introducción de las máquinas térmicas en el siglo XVIII, esto es, durante la Revolución Industrial en Inglaterra. Las máquinas de James Watt se encontraban ya en el plano de producción industrial sin que se hubiese ahondado aún en la comprensión teórica de su funcionamiento. En 1824, Sadi Carnot abordó este problema desde el punto de vista teórico, argumentando que la cuestión clave consistía en reconocer que una máquina térmica requiere de una diferencia de temperaturas para operar¹:

*“La producción de movimiento en una máquina de vapor va siempre acompañada por una circunstancia a la que debemos poner atención. Esta circunstancia es el re-establecimiento del equilibrio en el calórico, esto es, su flujo desde un cuerpo cuya temperatura es más o menos elevada a otro cuya temperatura es menor”*²

Así, cuando la máquina opera entre dos cuerpos y extrae el calor del más caliente, cede una cantidad de calor al cuerpo más frío hasta igualar las temperaturas de ambos, esto es, hasta restaurar el equilibrio térmico. El mismo Carnot señala que cuando la restauración del equilibrio ocurre sin producir trabajo, éste debe considerarse como una pérdida real.

El trabajo de Carnot fue retomado por Rudolph Clausius y William Thomson, quienes obtuvieron los mismos resultados mediante la introducción de un nuevo principio físico: el calor no puede pasar por sí mismo de un cuerpo más frío a otro más caliente, permaneciendo inmutable el resto del universo. Este principio proporcionaba una base observacional de lo que luego sería formulado como el *Segundo Principio de la Termodinámica*; sin embargo, aún no permitía su aplicación a distintas situaciones físicas. Así que Clausius reelaboró sistemáticamente este tipo de formulación en una serie de artículos publicados entre 1850 y 1865, hasta que introdujo el concepto de *entropía*

¹ Carnot, S., *Réflexions sur la Puissance Motrice du Feu et sur les Machines Propres à Développer cette Puissance* (1824) trad. *Reflections on the Motive Power of Heat and on Machines Fitted to Develop that Power*, R.H. Thurston, New York: Steam Engine Library, 1890.

² “The production of motion in steam-engines is always accompanied by a circumstance on which we should fix our attention. This circumstance is the re-establishing of equilibrium in the caloric; that is, its passage from a body in which the temperature is more or less elevated, to another in which it is lower”. Carnot, S., *op. cit.*, p. 65.

(ητροπη), denominado S , como función de estado de un sistema, demostrando que en cualquier sistema aislado térmica y mecánicamente respecto de su entorno la entropía no puede decrecer³.

*“Por el momento me limitaré a mencionar el siguiente resultado: si imaginamos la misma cantidad, que en el caso de un solo cuerpo he llamado su entropía, compuesta en forma consistente para todo el Universo (tomando en cuenta todas las condiciones), y si al mismo tiempo usamos al otro concepto, energía, con su significado más simple, podemos formular las leyes fundamentales del Universo correspondientes a las dos leyes de la teoría mecánica del calor en la forma simple siguiente: 1) La energía del Universo es constante 2) La entropía del Universo tiende a un máximo”*⁴

Esta extrapolación a nivel cosmológico, efectuada por el propio Clausius, le permitió argumentar que si el universo es, por definición, un sistema aislado, entonces su entropía tiende a un valor máximo. Esto significa que, en un futuro lejano, todas las diferencias de energía habrán desaparecido, de manera que se obtendría una uniformidad tal que impediría cualquier proceso. Esta situación final es conocida como “muerte térmica del universo”.⁵

1.2 El programa de Boltzmann

Aunados a la formulación del segundo principio de la termodinámica, también surgió una serie de modelos de gases basados en el hecho de que las moléculas ocupaban sólo una

³ “We obtain the equation $\int \frac{dQ}{T} = S$ which, while somewhat differently arranged, is the same as that which

was formerly used to determine S . If we wish to designate S by a proper name we can say of it that it is the transformation content of the body, in the same way that we say of the quantity U that it is the heat and work content of the body. However, since I think it is better to take the names of such quantities as these, which are important for science, from the ancient languages, so that they can be introduced without change into all the modern languages, I proposed to name the magnitude S the entropy of the body, from the Greek word ητροπη, a transformation. I have intentionally formed the word entropy so as to be as similar as possible to the word energy, since both these quantities, which are to be known by these names, are so nearly related to each other in their physical significance that a certain similarity in their names seemed to me advantageous”, Clausius R., “Ueber verschiedene für die Anwendung bequeme Formen der Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie”, *Annalen der Physik und Chemie*,. Trad. William Francis Magie, en *A Source Book in Physics*, New York: McGraw-Hill, 1935, p. XX.

⁴ “For the present I will confine myself to announcing as a result of my argument that if we think of that quantity which with reference to a single body I have called its entropy, as formed in a consistent way, with consideration of all the circumstances, for the whole universe, and if we use in connection with it the other simpler concept of energy, we can express the fundamental laws of the universe which correspond to the two fundamental laws of the mechanical theory of heat in the following simple form: 1) The energy of the universe is constant 2) The entropy of the universe tends toward a maximum”. Clausius R., *op. cit.*, p. XX.

⁵ Clausius, R., “On the Second Fundamental Theorem of the Mechanical Theory of Heat”, *Philosophical Magazine*, Serie 4. No. 35, 1868, p. 419.

fracción ínfima del volumen del gas y, por tanto, debían encontrarse muy separadas entre sí. En estos modelos, las moléculas viajaban en línea recta entre choques sucesivos; el primer modelo de este tipo que despertó gran interés fue el presentado por Clausius en 1858, donde el gas era concebido como un conjunto de moléculas, cada una de ellas con una masa m y moviéndose a una velocidad v entre choques⁶. Si se considera un gas contenido en un recipiente de volumen constante, Clausius demostró que la presión causada por el impacto mecánico de las moléculas contra las paredes del recipiente es proporcional a la energía cinética de traslación de las moléculas $(\frac{1}{2}mv^2)$. Con este resultado, junto con la entonces ya conocida ley de Boyle-Charles (según la cual la presión es proporcional a la temperatura absoluta del gas), Clausius pudo mostrar que la temperatura es proporcional a la energía cinética de traslación por molécula⁷.

Estos resultados le permitieron a James Maxwell ampliar y mejorar el enfoque original de Clausius, quien consideraba que la velocidad variaba entre las mismas moléculas pero, para simplificar el cálculo, proponía una velocidad fija. En un artículo de 1860, Maxwell superó esta simplificación mediante la aplicación de métodos estadísticos: la llamada “*ley de distribución*” le permitía calcular, en estado de equilibrio, la proporción de moléculas que se mueven a cada valor de velocidad v ⁸. Con este resultado, Maxwell demostró que la temperatura absoluta de un gas es proporcional a la energía media de traslación por molécula, donde la constante de proporcionalidad es independiente del gas. También probó que volúmenes iguales de dos gases a la misma temperatura y presión deben contener el mismo número de moléculas (**Figura 1.1**). Pero el núcleo de su aporte consiste en haber logrado definir un estado macroscópico, correspondiente al equilibrio termodinámico, en el cual las incesantes colisiones que modifican las velocidades individuales de las moléculas ya no producen variación alguna en la distribución de tales velocidades, expresada por la *ley de distribución*. Además, mostró que para obtener las propiedades macroscópicas de los gases en equilibrio no es necesario conocer la velocidad y la posición de cada una de las moléculas, sino que es suficiente conocer la distribución de velocidades.

⁶ Clausius, R., "Ueber die Art der Bewegung welche wir Wärme nennen", *Annalen der Physik*, **100**, 1857, 353-380. Trad. "On the nature of the motion which we call heat", *Philosophical Magazine*, **14**, 1857, 108-127, en Stephen G. Brush, *Kinetic Theory* vol. 1, Oxford: Pergamon, 1965.

⁷ Clausius demostró que $3P = Nm\overline{v^2}$, (siendo N el número de moléculas que componen el gas, cada una con una masa m y una velocidad v). Según la ley de Boyle-Charles, $PV = \frac{N}{N_0} RT$, donde N_0 es el número de moléculas por mol, R es la constante universal de los gases y T es la temperatura absoluta. De aquí se comprueba que T es proporcional a $\overline{mv^2}$.

⁸ Maxwell, J. C., "Illustrations of the Dynamical Theory of Gases", *Philosophical Magazine*, **19**, 19-32; **20**, 1860, 21-37; en Garber, Brush, & Everett, *Maxwell on Molecules and Gases*, Cambridge, Massachusetts: The MIT Press, 1986, 286-318.

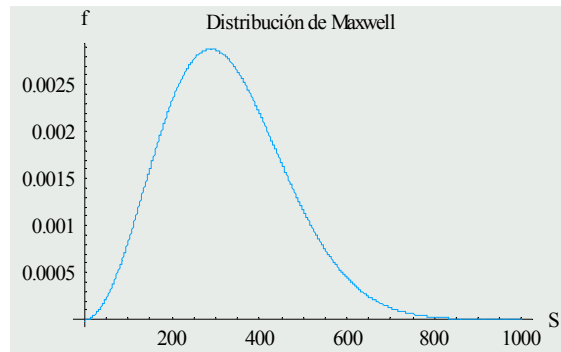


Figura 1.1 Función de distribución de Maxwell. La velocidad más probable en la distribución ocurre en el pico de la distribución.

Con la *ley de distribución*, a través de la teoría cinética de los gases se introducen por primera vez los métodos estadísticos en la física. Esto condujo a Maxwell a formular la primera interpretación estadística del segundo principio, en oposición a la interpretación original que lo concebía como una ley sin excepción y, al igual que las leyes newtonianas del movimiento, independiente de cualquier consideración estadística. Ya en 1871, Maxwell señalaba acerca del segundo principio:

*“Esta es la Segunda Ley de la termodinámica. Es sin duda cierta en la medida en que sólo podemos manejar los cuerpos a través de su masa, careciendo de capacidad para percibir o manipular las distintas moléculas de las que están compuestos. Pero si imaginamos un ser cuyas facultades estén tan avanzadas que pueda seguir el curso de cada molécula, ese ser, cuyos atributos son aún tan esencialmente finitos como los nuestros, sería capaz de hacer lo que hoy por hoy nos resulta imposible. Porque hemos visto que las moléculas en un recipiente lleno de aire a temperatura uniforme se mueven con velocidades que en absoluto son uniformes, aunque la velocidad media de un gran número de ellas, seleccionadas arbitrariamente, es casi exactamente uniforme. Supongamos ahora que el recipiente está dividido en dos porciones A y B, mediante una división en la que hay un pequeño orificio, y que un ser, que puede distinguir cada molécula por separado, abre y cierra la compuerta, permitiendo que sólo las moléculas más rápidas pasen de A a B y sólo las más lentas de B a A. De esta manera, y sin gasto de trabajo, aumentará la temperatura de B y disminuirá la de A, en contradicción con el segundo principio de la termodinámica”*⁹

⁹ “This is the second law of thermodynamics, and it is undoubtedly true as long as we can deal with bodies only in mass, and have no power of perceiving or handling the separate molecules of which they are made up. But if we conceive a being whose faculties are so sharpened that he can follow every molecule in its course, such a being, whose attributes are still as essentially finite as our own, would be able to do what is at present impossible to us. For we have seen that the molecules in a vessel full of air at uniform temperature are

Este ser capaz de violar el segundo principio, logrando que el calor fluya de un cuerpo frío a otro más caliente sin consumo de energía, es conocido como el *demonio de Maxwell*. Este mismo autor amplió su propia interpretación estadística del segundo principio en un artículo de 1872:

“la verdad del segundo principio es, por tanto, una verdad estadística, no matemática, porque depende del hecho de que los cuerpos que manejamos consisten en millones de moléculas. [...] De ahí que el segundo principio de la termodinámica se viole continuamente –y en no pequeña medida– en cualquier grupo pequeño de moléculas perteneciente a un cuerpo real”¹⁰

Sin embargo, la pregunta siguiente era ¿cómo explicar el carácter estadístico del segundo principio a partir de moléculas en movimiento según las leyes deterministas de la mecánica clásica? Si la distribución de velocidades de las moléculas de un gas es inicialmente diferente a la de Maxwell, los choques intermoleculares producirán, con el tiempo, tal distribución y de allí en adelante la mantendrán. Al menos, así debería suceder para el caso de la distribución de Maxwell. Por ello, si se lograra demostrar que una distribución inicial arbitraria de velocidades evoluciona hacia la distribución de Maxwell y además logra estabilizarse en ella, se conseguiría una interpretación microscópica del aumento de entropía postulado por el segundo principio: en un sistema aislado, cualquier distribución inicial de velocidades correspondiente a un cierto valor de entropía evolucionará hacia el estado de equilibrio de entropía máxima, caracterizado por la distribución de Maxwell.

Esta idea es conocida como *el programa de Boltzmann*, el cual intenta explicar el segundo principio de la termodinámica en términos mecánicos, a través de los conceptos suministrados por la teoría cinética de los gases. En su artículo de 1872, Boltzmann afirmaba que el objetivo era dar una prueba totalmente analítica del segundo principio de la termodinámica y, con esto, establecer un teorema mecánico¹¹. Conocido como *Teorema H*, se presentaba como una demostración -basada exclusivamente en términos mecánicos- de

moving with velocities by no means uniform, though the mean velocity of any great number of them, arbitrarily selected, is almost exactly uniform. Now let us suppose that such a vessel is divided into two portions, A and B, by a division in which there is a small hole, and that a being, who can see the individual molecules, opens and closes this hole, so as to allow only the swifter molecules to pass from A to B, and only the slower ones to pass from B to A. He will thus, without expenditure of work, raise the temperature of B and lower that of A, in contradiction to the second law of thermodynamics”, Maxwell J. C., “Limitation of the Second Law of Thermodynamics”, en *Theory of Heat*, New York: D. Appleton & Co., 1872, pp. 308-309.

¹⁰ Maxwell J. C., “Tait’s «Thermodynamics»”, *Nature*, **17**, pp. 257-259, 278-280, 1877-78, p. 279.

¹¹ Boltzmann, L., “Weitere Studien über Wärme Gleichgewicht unter Gasmolekülen”, *Wiener Berichte*, **66**, 275-370, 1872. Repr. en *Boltzmann’s Wissenschaftliche Abhandlungen*, Leipzig, 1909; New York, 1968, I, 316-402. Trad. “Further Studies on the Thermal Equilibrium of Gas Molecules”, en *Kinetic Theory*, ed. S. G. Brush, 2 vols., II, Oxford: Pergamon, 1966, pp. 88-175.

que un gas debe evolucionar hacia el equilibrio a partir de cualquier estado inicial arbitrario¹².

Con la presentación del teorema, Boltzmann consideraba cumplido su programa de reducción, ya que en su demostración hacía depender la función f y, por lo tanto, también H , explícitamente del tiempo, encontrando así una ecuación diferencial para expresar su dependencia temporal (siendo el valor en un instante inicial t_0 la condición inicial que la solución de la ecuación debía satisfacer). Dicho procedimiento es justo el que se utiliza en mecánica clásica, donde el valor para cada instante de una función determinista depende unívocamente de su valor en t_0 . Sin embargo, en la demostración del teorema, las consideraciones estadísticas ingresan desde su inicio: la función $f(t)$ es una distribución de grano grueso (*coarse graining*), lo que implica que un mismo valor de f en t_0 es compatible con un número infinito de disposiciones de las moléculas dentro del intervalo inicial de velocidades; cada una de estas disposiciones corresponde a una condición inicial diferente para un sistema mecánico completamente especificado y da lugar a una diferente evolución temporal del sistema. Así, una única evolución temporal de la función f resume evoluciones mecánicas diferentes por completo y es aquí donde entra en juego el cálculo de probabilidades.

Así, la mecánica clásica entra en el reino de la microfísica perdiendo certeza absoluta y resignándose a la esperanza representada por los esfuerzos de Boltzmann por demostrar la necesidad del segundo principio. Es decir, encontrar en el comportamiento microfísico hipotetizado por la mecánica clásica las razones profundas de la anisotropía temporal observable en el nivel macroscópico¹³. La dificultad principal de la demostración era, entonces, que el comportamiento corpuscular obedece siempre a las leyes mecánicas y, por lo tanto, es siempre reversible y simétrico respecto al tiempo, contrariamente a los sistemas

¹² La demostración supone que el gas está compuesto por moléculas esféricas y perfectamente elásticas, no expuestas a fuerzas exteriores. Boltzmann define entonces una función de distribución de velocidades $f(t)$, que establece el número de moléculas para cada intervalo de velocidades dv . Con esto se logra demostrar la existencia de una función H dependiente de f que, definida para una distribución inicial arbitraria, sólo puede disminuir hasta un mínimo, momento en el cual la distribución se convierte en la de Maxwell y de allí en adelante se mantiene. Finalmente, Boltzmann demuestra que cuando H alcanza su valor mínimo, sólo puede diferir del valor de la entropía cambiado de signo en una constante aditiva arbitraria, de modo tal que la diferencia entre los valores de H en el estado inicial y en el estado de equilibrio es igual a la diferencia de entropía cambiada de signo ($\Delta H = -\Delta S$). Así, cuando H alcanza su mínimo, S adquiere su valor máximo. Una demostración completa del teorema puede verse en Tolman R., *The Principles of Statistical Mechanics*, Oxford: Clarendon Press, 1938, pp. 134-137.

¹³ Respecto a la definición de anisotropía, como bien señala Sanguineti: “Las ecuaciones mecánicas establecen sólo comportamientos invariantes bajo la transformación del signo positivo o negativo del tiempo. Lo cual significa que en la ecuación física la dirección del tiempo no cuenta...el fenómeno descrito en la ecuación es perfectamente reversible. No existe en este cuadro un verdadero pasado o futuro, sino que tan solo tenemos un orden temporal. La termodinámica en cambio, presenta de una manera universal un curso irreversible de fenómenos, es decir, una radical asimetría del tiempo, que no viola las leyes pero que tampoco es previsto por ellas. Se crea entonces una contraposición entre el poder explicativo de las leyes y un elemento de la realidad física que se escapa totalmente al control de las mismas. Este es el llamado problema de la flecha del tiempo o anisotropía del tiempo”. Castagnino M y Sanguineti J. M., *Tempo e Universo. Un approccio filosofico e scientifico*, Roma: Armando Editore, p. 37.

macroscópicos que parecen exhibir una tendencia hacia el equilibrio, lo cual parece introducir una flecha temporal. Así, la cuestión era entonces responder a la naturaleza de esa flecha. De esta cuestión surge la llamada *paradoja de la irreversibilidad*, tal y como fue presentada originalmente por Josef Loschmidt¹⁴ y luego formulada como la *objeción de la recurrencia* por Ernest Zermelo¹⁵: ¿por qué los procesos termodinámicos hacen aparecer una dirección temporal en contraste con la reversibilidad de los procesos situados en el nivel atómico y molecular?

1.3 Críticas al programa de Boltzmann

Así, al surgir las objeciones de Loschmidt y Zermelo, y luego las de Poincaré, se mostró evidente que la constante en las discusiones era el mal comprendido sentido de la probabilidad en la física. Las dificultades teóricas indicadas por Zermelo y Poincaré apuntaban al retorno cuasi periódico de un sistema mecánico, tras un largo periodo de tiempo, a posiciones arbitrariamente cercanas al punto de partida.¹⁶ Este es el llamado *Teorema de Recurrencia de Poincaré*. Estas objeciones restablecían los derechos del determinismo clásico. Válido en el plano abstracto, el teorema de recurrencia dejaba intacto el hecho universalmente aceptado de los procesos irreversibles. Afectaba también la pretensión de una demostración física de tal hecho, pero se afirmaba como verdadero sólo a espaldas del segundo principio. Ante esto, Boltzmann insistió sobre la importancia de la perspectiva probabilística. La tendencia hacia el estado de equilibrio había que entenderla

¹⁴ Loschmidt presenta un teorema en el que pretende demostrar la imposibilidad de derivar el segundo principio de la termodinámica a partir de argumentos puramente mecánicos: si la entropía es una función de las posiciones y velocidades de las partículas de un sistema, y si tal función aumenta a lo largo de una evolución particular, entonces al invertir el sentido del tiempo en las ecuaciones del movimiento queda determinada otra evolución a través de la cual la entropía debe disminuir. Por cada evolución mecánicamente posible que conduce al equilibrio hay otra, igualmente posible, que conduce en sentido contrario y, por tanto, es incompatible con el segundo principio. Esta es la llamada “Paradoja de Loschmidt”. Loschmidt J., “Über den Zustand des Wärmegleichgewichtes eines Systems von Körpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft”, *J. Sitzungsber. Kais. Akad. Wiss. Wien, Math. Naturwiss. Classe, II. Abteilung* **73**, 1876, 128-142. Trad. “On the state of thermal equilibrium in a system of bodies with considerations of gravity”, versión electrónica en www.loschmidt.cz.

¹⁵ Basándose en el teorema de recurrencia de Poincaré, Zermelo afirma que el segundo principio de la termodinámica no admite demostración mecánica alguna: mientras el segundo principio describe la evolución irreversible de un sistema desde un estado de menor entropía hasta el equilibrio de entropía máxima, cualquier sistema mecánico debe volver a una configuración indefinidamente próxima a aquélla de la cual partió, y así, en un sistema de este tipo son imposibles los procesos irreversibles ya que ninguna función continua univaluada de las variables de estado (como es la entropía) puede aumentar continuamente; si hay un incremento finito, tiene que haber un decremento correspondiente al recurrir al estado inicial. Zermelo, E., “Über einen Satz der Dynamik und die mechanische Wärmetheorie”, *Ann. Physik*, **57**, 1986, 485-494. Trad. en *Kinetic Theory*, ed. S. G. Brush, 2 vols., II, Pergamon: Oxford, 1966, pp. 208-217.

¹⁶ Una exposición amplia acerca de las críticas y la discusión del programa de Boltzmann se encuentra en Sklar L., *Physics and Chance: Philosophical issues in the foundations of statistical mechanics*, Cambridge: Cambridge University Press, 1995, pp. 29-46.

en el contexto de situaciones iniciales altamente improbables, lo que es una realidad fáctica de la naturaleza. Boltzmann extendió incluso su esquema a consideraciones cosmológicas:

“El universo –o al menos gran parte de lo que nos rodea- es visto como un sistema mecánico que ha partido desde un estado muy improbable y se encuentra todavía en un estado poco probable. Si tomamos entonces, tal como se encuentra en la realidad, un sistema de cuerpos más pequeño para examinarlo, y lo aislamos instantáneamente del resto del mundo, ese sistema al principio estará en un estado improbable, y durante todo el tiempo en que permanezca aislado procederá siempre hacia estados más probables”¹⁷

Pero Boltzmann reconocía que, en conjunto, el universo se encontraría en una situación de equilibrio y los subsistemas con aumento de entropía serían solamente fluctuaciones locales. Con esto, Boltzmann cedía ante el paradigma clásico: la flecha temporal se volvía así un fenómeno local, por muy grande que fuera, pues aparecería como coextensivo con todo nuestro ámbito de observación. De este modo, el paradigma clásico se muestra finalmente triunfante y en el nivel microfísico domina la reversibilidad.

Las investigaciones de Boltzmann representan un intento fallido de ofrecer una rigurosa versión mecánica del fenómeno de la irreversibilidad, en el sentido de la mecánica clásica aplicada a la microfísica en términos estadísticos. El segundo principio, a pesar de los esfuerzos de Boltzmann, no aparecía en un marco nomológico (*lawlike*) de las leyes físicas, sino más bien como una realidad fáctica o como una certeza estadística, lo que no era compatible con la visión determinista fuertemente arraigada entre los físicos de fines del siglo XIX.

Por este motivo, la salida que parecía más natural para la perspectiva clásica fue la de ver en este nuevo método estadístico, que comenzaba a abrirse camino, la expresión de la ignorancia humana acerca de los detalles últimos de las partículas pertenecientes al sistema examinado. Un ejemplo de esta perspectiva es el método del llamado *granulado grueso* de la mecánica estadística, que consiste prácticamente en “granular” el espacio de las fases en pequeñas zonas de dimensión ε ; esto nos permite, entonces, solo decir que un punto del espacio de las fases está en una de estas zonas y nada más, debido a que una medición más precisa es imposible en la práctica. El espacio de las fases queda así cubierto con un “grano grueso” como sucede con una fotografía: al acercarnos cada vez más a ella aparecen los “granos” (*pixeles*) que la constituyen con sus colores fundamentales, contrario a lo que veríamos a simple vista, donde no pueden aislarse los mismos y dan la sensación de una figura continua (**Figura 1.2**).

¹⁷ Boltzmann, L., “Zu Hurn Zermelo’s Abhandlung Über die mechanische Erklärung irrversibler Vorgänge”, *Ann. Physik*, **60**, 1897, 392-398. Citado en Castagnino M y Sanguineti J. J., *op. cit.*, p. 206.

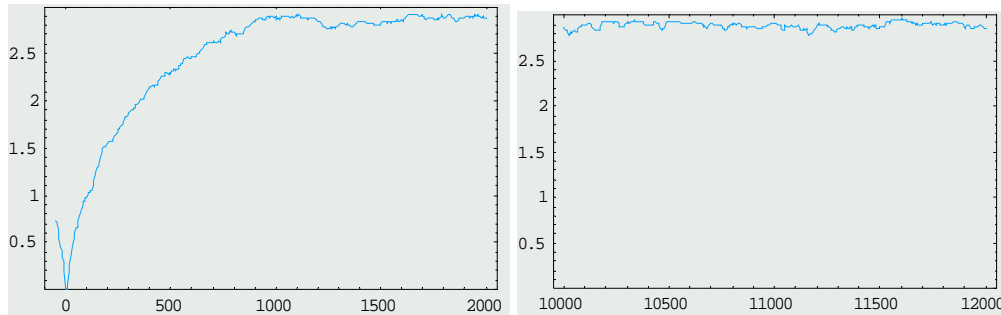


Figura 1.2. Ejemplo del método de grano grueso. La gráfica de la izquierda muestra la evolución entrópica de un gas durante las primeras 2000 unidades de tiempo. A la derecha se muestra la misma función, pero a través de una representación de grano grueso, los “granos” o unidades de celdas forman una distribución aleatoria homogénea de tamaño $\pm \Delta v/2$

Uno de los precursores de esta perspectiva fue Josiah W. Gibbs quien, en su obra de 1902, propuso que el aumento de la entropía en un sistema aislado no describe su evolución, sino que refiere a nuestro estado de conocimiento. Lo que aumenta de un modo constante es nuestra ignorancia respecto del microestado del sistema, es decir, acerca de la región del espacio de las fases donde se encuentra el punto representativo de dicho microestado¹⁸. La consideración que hace Gibbs es que en el instante inicial disponemos de muchos datos acerca del sistema, lo que nos permite localizarlo con bastante precisión en una región limitada del espacio de las fases. Sin embargo, a medida que el tiempo transcurre, los puntos correspondientes a las condiciones iniciales dan lugar a trayectorias que se alejan más y más de la región original. Así, la información inicial va perdiendo, de manera paulatina, su relevancia hasta que, finalmente, en el equilibrio lo único que aún se conoce acerca del sistema son las magnitudes que han permanecido invariantes durante toda la evolución como, por ejemplo, la energía total del sistema. Desde esta perspectiva gnoseológica, el aumento de la entropía en un sistema aislado indica la disminución de la información disponible para localizar el microestado del sistema. En otras palabras, los sistemas termodinámicos se distinguen de los sistemas mecánicos sólo por la limitada información que poseemos acerca de los primeros, información que disminuye de manera irreversible con el transcurso del tiempo de evolución¹⁹.

El hecho de que el espacio de grano grueso fuera siempre una aproximación arbitrariamente escogida respecto de la realidad subyacente, daba pie a la interpretación subjetivista de la dirección del tiempo. La situación de equilibrio final y la dirección entrópica podía ser pensada a la manera de un *observer-related*²⁰; de esta manera, la entropía sería, entonces, una medida de la ignorancia humana a nivel microscópico y, en

¹⁸ Gibbs, J., *Elementary Principles of Statistical Mechanics*, New York: Dover, 1960.

¹⁹ Sklar, L., *op. cit.*, pp. 48-59.

²⁰ Es decir, relativa a la descripción efectuada en una cierta escala dada en un espacio observacional específico; esto apoya la perspectiva determinista donde la probabilidad física se relaciona directamente con la incapacidad humana de conocer con precisión absoluta la realidad microfísica.

consecuencia, la flecha temporal sería subjetiva. La perspectiva temporal macroscópica se reduciría a una apariencia antropomórfica.

Con el problema de la irreversibilidad puesto en términos subjetivos y con las intuiciones a nivel cosmológico propuestas por el propio Boltzmann, la termodinámica abría una brecha en el atemporalismo tradicional de la física moderna, introduciendo una flecha del tiempo frecuentemente ligada al fluir temporal de la conciencia humana. Además, la interpretación estadística del segundo principio planteaba una importante cuestión cosmológica: si la anisotropía temporal que percibimos es la manifestación de la evolución del universo hacia el equilibrio, esto es, desde un estado menos probable hacia su macroestado más probable, ¿cómo se logra explicar la “improbable” desviación original respecto del equilibrio a partir de la cual evoluciona el universo?

1.4 Los sistemas ramificados de Reichenbach (*branch systems*)

Desde un punto de vista objetivista, la interpretación filosófica más elaborada de la asimetría termodinámica del tiempo fue la de Hans Reichenbach. En ella, la teoría causal del tiempo encuentra su máxima expresión²¹. Para Reichenbach, la experiencia de las intervenciones casuales humanas y las interacciones observadas en la naturaleza nos muestran la producción de sistemas ordenados, los cuales forman un subsistema y permanecen estructurados y relativamente aislados por cierto tiempo, antes de dirigirse con rapidez hacia el desorden:

*“Son abundantes en la naturaleza los sistemas ramificados de este tipo, es decir sistemas que se separan de otro sistema más abarcante y que quedan aislados desde entonces por un periodo de tiempo. Su evolución empieza en un estado ordenado, que es un estado de relativamente baja entropía, y avanza hacia el desorden, es decir hacia una entropía relativamente alta. Utilizamos la palabra ‘relativamente’ aquí para indicar que esta entropía es referida a los subsistemas, no al universo o al sistema principal”*²²

El modelo de Reichenbach de los *sistemas ramificados (branch systems)* permite entender la dirección entrópica de Boltzmann no como una secuencia de estados de un sistema aislado, sino como una serie estadística de estados semejantes. La ramificación de los sistemas dentro de la historia de la parte del universo que nos es conocida hace aparecer

²¹ Reichenbach, H., *The Direction of Time*, New York: Dover, 1989.

²² “Nature abounds in branch systems of this kind, that is, systems that branch off from a comprehensive system and remain isolated from then on for some length of time. Their evolution begins with an ordered state that is, a state of relatively low entropy, and progress toward disorder, that is, toward relatively high entropy. We use the word ‘relatively’ here in order to indicate that this entropy is referred to the subsystems, not to the universe or the main system”. Reichenbach, H., op. cit., p. 118.

una curva que, en conjunto, manifiesta un crecimiento de entropía. El futuro se define, entonces, como el sentido temporal hacia donde apunta la entropía creciente y el pasado como el sentido inverso. De este modo, Reichenbach logra establecer una definición estadística de la dirección del tiempo, que se convierte al mismo tiempo en una definición de la andadura irreversible de la casualidad²³. La flecha termodinámica otorga, con esto, una dirección definida al ordenamiento temporal y causal, siendo la dirección positiva aquélla en la que suceden la mayor parte de los procesos termodinámicos en los sistemas aislados.

Sin embargo, esta perspectiva probabilista en términos objetivos no depende de la cosmología, que para él puede ser incierta, sino que está basada en la manera en la que ocurre el tiempo en cuanto se presenta a nuestra experiencia:

“... no podemos hablar de la dirección del tiempo como un todo; sólo ciertas secciones del tiempo tienen direcciones y estas direcciones no son las mismas. El primero que tuvo el coraje de sacar esta conclusión fue Ludwig Boltzmann. Su concepción de direcciones alternantes de tiempo que se definen sólo sectorialmente mediante procesos estadísticos representa una de las intuiciones más finas acerca del problema del tiempo”²⁴

Además, con esto Reichenbach admite la posibilidad del cambio de la dirección del tiempo, pero, por otra parte, confirma la universalidad empírica del crecimiento de entropía en el mundo al alcance de nuestras experiencias²⁵.

²³ “DEFINITION: The direction in which most thermodynamical processes in isolated systems occur is the direction of positive time”. Reichenbach, H., op. cit., p. 127

²⁴ “It follows that we cannot speak of a direction for time as a whole; only certain sections of time have directions, and these directions are not the same. The first to have the courage to draw this conclusion was Ludwig Boltzmann. His conception of alternating time directions that are merely sectionally defined by statistical processes represents one of the keenest insights into the problem of time.”. Reichenbach H., op. cit., pp. 127-128.

²⁵ Reichenbach afirma que la probabilidad de que un estado de baja entropía sea precedido por uno de alta entropía es mayor al del sentido inverso (deduciendo la relación $P(A^{ki}, B^{k,i+m})^k > P(A^{ki}, B^{k,i-m})^k$, $0 < m < i$, siendo A un estado de baja entropía y B uno de alta entropía). Esto le permite argumentar por qué no se aplica en este caso la objeción de la irreversibilidad: esto se debe a que estamos tratando (*dealing*) con probabilidades “verticales”, esto es, con estadísticas de un ensamble de sistemas ramificados y no con la evolución de un único sistema. Así, las probabilidades quedan representadas por una matriz definida de siguiente manera

$$\begin{pmatrix} \gamma_{11} & \dots & \gamma_{1i} \dots \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \gamma_{k1} & \dots & \gamma_{ki} \dots \end{pmatrix}$$

donde la probabilidad horizontal refiere a la probabilidad de un único sistema y la probabilidad vertical a la probabilidad de un ensamble de varios sistemas. La solución a la paradoja radica en que la objeción de la reversibilidad pasa por alto la distinción entre probabilidad de uno o de muchos sistemas, o lo que es lo mismo, la distinción entre probabilidades que refieren a un ensamble temporal o que refieren a un ensamble espacial. Reichenbach, H., op. cit., pp. 21-22.

En una visión determinista, el conocimiento empírico de la causalidad nos permite efectuar inferencias relativas al pasado y al futuro (retrodicciones y predicciones), y el planteo estadístico permite hacer lo mismo utilizando el modelo de los sistemas ramificados sin quedarse además con un solo sistema. Todo sistema, aunque esté relativamente aislado, puede siempre conectarse con las interacciones de su ambiente, que en un determinado momento serán relevantes²⁶. Esto permite a Reichenbach establecer una noción precisa de la causa física:

“La más amplia definición de causa y efecto, por tanto, la da la referencia a la dirección del tiempo, el cual a su vez es definible en términos del significado más estricto de producción”²⁷

Sin embargo, desde el punto de vista epistemológico, la cuestión examinada parece delinear una especie de dualismo entre el orden de las leyes y el orden fáctico. Por este motivo, muchos físicos no vieron en la propuesta de Reichenbach una respuesta exhaustiva al problema del tiempo y la casualidad. No obstante, ni la teoría de la relatividad ni la física cuántica posteriormente esfumaron este problema. Por el contrario, la problemática se acentuó aún más en los desarrollos posteriores de la ciencia, particularmente con las observaciones hechas en astrofísica y cosmología.

Como hemos visto, la definición de Reichenbach de la dirección del tiempo como la dirección del incremento de entropía de la mayoría de los sistemas ramificados (sistemas que llegan a ser aislados o cuasi-aislados del sistema principal durante cierto periodo de tiempo), no implica la existencia de una dirección temporal global para el universo:

“no podemos hablar de una dirección para el tiempo como un todo (...) si existe una única dirección del tiempo o si la dirección del tiempo alterna, depende de la forma de la curva de entropía trazada por el universo”²⁸

La asimetría temporal se debería, entonces, a la existencia de condiciones iniciales muy improbables de un sistema aislado²⁹. Pero, entonces, la pregunta que surge de inmediato es: ¿cómo explicar este estado inicial de baja entropía al inicio del universo?

²⁶ Reichenbach, H., *op. cit.*, pp. 129-131.

²⁷ “The widest definition of cause and effect is therefore given by reference to time direction, which in turn is definable in terms of the narrower meaning of producing” Reichenbach, H., *op. cit.*, p. 156.

²⁸ “we cannot speak of a direction for time as a whole (...) whether there is only one time direction or whether time direction alternate, depends on the shape of entropy curve plotted by the universe”. Reichenbach, H., *op. cit.*, pp. 127-128.

²⁹ Algunas reformulaciones posteriores, con una aproximación estadística del Teorema *H*, consiguen superar la recurrencia de Poincaré, pero no se llega de todos modos a una demostración mecánica de la irreversibilidad. Ver, por ejemplo, Davies, P. *The Physics of Time Asymmetry*, Berkeley: University of California Press, 1997.

De manera explícita, el primero que enfrenta esta pregunta es Paul Davies, quien intenta enfocar el problema de la flecha del tiempo en cosmología en términos de entropía apelando a la noción de Reichenbach, pero desde su propia interpretación de la tesis: aborda a los sistemas ramificados de la misma manera que lo hacía Reichenbach (como sistemas independientes) cuyo paralelismo en el incremento de entropía debe ser probado, pero Davies también considera que los sistemas ramificados surgen como resultado de una cadena o jerarquía de ramificaciones, las cuales se expanden y se amplían hacia regiones más amplias del universo. En este sentido afirma:

*“el origen de la flecha del tiempo refiere a las condiciones cosmológicas iniciales del universo. Existe una flecha del tiempo debido únicamente a que el universo se originó en un estado de entropía menor a la máxima.”*³⁰

Una versión mucho más refinada de la propuesta de Reichenbach es presentada por Castagnino, quien introduce el llamado *diagrama Reichenbach-Davies*³¹, donde todos los procesos locales que van del estado de no-equilibrio al de equilibrio están conectados de manera tal que la “salida” (*output*) de uno de ellos es la “entrada” (*input*) de otro: la energía provista por un proceso que lleva al equilibrio sirve para conducir otro proceso al no-equilibrio (**Figura 1.3**). Esta cascada de procesos define un flujo de energía global en nuestro universo el cual, si fuese trazado de regreso al comienzo del universo, tendría sus orígenes en la condición inicial de inestabilidad global que es la fuente de toda la energía del universo³².

El sistema global *Reichenbach-Davies* es el sistema de todos los procesos asimétricos temporales dentro del universo: cualquier proceso del sistema comienza en un estado inestable que fue producido utilizando la energía que proviene de otro proceso del sistema global. De hecho, la energía siempre fluye según el siguiente orden: *proceso inestable* → *proceso estable* o bien *proceso de no-equilibrio* → *proceso de equilibrio* (el carbón se quema para convertirse en cenizas, el H en He, etc). El sistema global tiene una simetría temporal que es llamada la “*Flecha Global del Tiempo*” (*Global Arrow of Time, GAT*): esta flecha apunta en la dirección opuesta a las condiciones cosmológicas de

³⁰ “[t]he origin of the arrow of time always refers back to the cosmological initial conditions. There exists an arrow of time only because the universe originated in a less-than-maximum entropy state” Davies P. “Stirring up trouble” en *Physical Origins of Time Asymmetry*, Halliwell J., Perez-Mercader J., y Zurek W. eds., Cambridge: Cambridge University Press, 1994, p. 124.

³¹ Castagnino, M., Gadella, M., Gaioli, F. y Laura, R. “Gamow vectors and time asymmetry”, *Int. Jour. Theo. Phys.*, **38**, 1999, 2823-2865; Castagnino, M. y Laciana, C. “The global thermodynamic arrow of time”, *Class. Quant. Grav.*, **19**, 2002, 2657-2670; Castagnino, M. y Gunzig, E. “Minimal irreversible quantum mechanics: an axiomatic formalism”, *Int. Jour. Theo. Phys.*, **38**, 1999, 47

³² Una demostración de la generalidad de los universos asimétricos y, con ello, de la existencia de una inestabilidad inicial global es deducida a partir del *Teorema de la fábrica de sacacorchos* (*The corkscrew factory theorem*). Castagnino, M., Lara, L. y Lombardi, O., “The cosmological origin of time asymmetry”, *Class. Quant. Grav.*, **20**, 2003, 374-376.

inestabilidad y sigue la evolución de toda la jerarquía de cadenas hacia el equilibrio³³. Cada sistema en el diagrama es llamado un sistema ramificado (*branch system*) y es representado por cada uno de los bloques de la **Figura 1.3**.

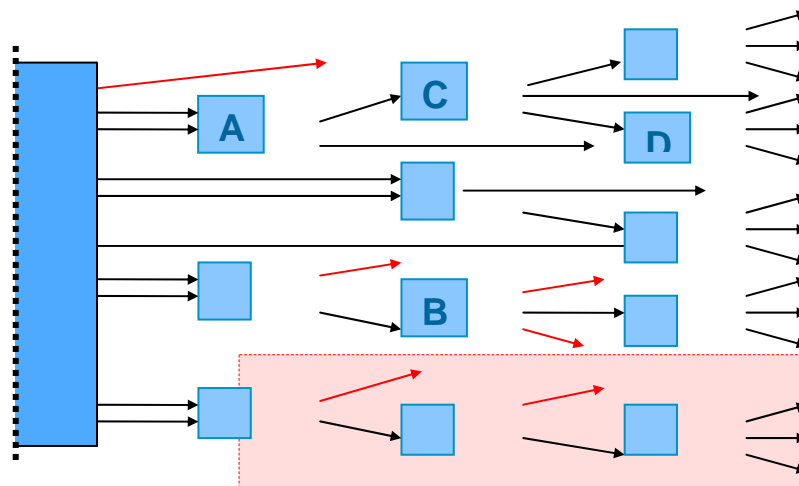


Figura 1.3. Diagrama de *Reichenbach-Davies*: los eventos *A* y *B* no están casualmente relacionados, pero *C* es una causa (parcial) de *D* y *D* es la causa (parcial) de *C*. El sustrato físico de la causalidad es el flujo de energía desde un estado inestable hacia la creación de un estado estable; las estructuras inestables son creadas por la extracción de energía desde fuentes en el pasado y decaen exponencialmente hacia el equilibrio en el futuro.

La flecha que comienza desde la izquierda de cada bloque representa la energía producida por otra caja: parte de la energía que va a la derecha es utilizada para producir un nuevo estado inestable, mientras que el resto es degradado (la pérdida de energía es representada por las flechas salientes que no apuntan hacia ninguna parte, en la figura, de color rojo). Esto también es una asimetría en el diagrama de la figura: la flecha correspondiente a la energía degradada únicamente aparece a la derecha de cada caja. Esto es mucho más que un mero detalle, ya que indica que la fuente de energía se concentra en una de las extremidades del universo, que nosotros hemos llamado “pasado”, desde la cual podemos extraer energía para crear otras fuentes concentradas de energía y que, cuando esa energía es diluida, se dirige hacia lo que llamamos “futuro”. De hecho, este es el caso de un modelo cosmológico tal como el llamado Gran Explosión-Gran Enfriamiento (*Big Bang-Big Chill*): la energía se concentra en el pasado y se degrada hacia el futuro, y esto es entonces otra manifestación de la asimetría temporal del universo. Este sistema global permite a Castagnino introducir una nueva noción de causalidad³⁴.

³³ Esto, al menos, para el caso de consideraciones de un universo en expansión (*Big-Bang-Big-Chill*), el cual parece ser el caso de nuestro universo. Castagnino, M., *Class. Quant. Grav.*, **20**, 2003, 374-376.

³⁴ El diagrama *Reichenbach-Davies* de Castagnino introduce la noción de causalidad de la manera siguiente: en la Figura 3, podemos decir que los eventos *A* y *B* no están casualmente relacionados, mientras que *C* es una causa (parcial) de *D* y *D* es la causa (parcial) de *C*. Sobre esta base, el autor afirma que no es posible decir que un efecto ocurre antes de su causa con independencia del universo en el que ambos sucesos se insertan, ya que

El diagrama global Reichenbach-Davies define, entonces, la flecha del tiempo de nuestro universo. Es en este escenario que nosotros podemos ver cómo los estados inestables alcanzan equilibrio llegando a convertirse en estables y de qué manera aumenta la entropía a partir de este proceso. Esto le permitirá a Castagnino afirmar que las diferentes flechas del tiempo (cosmológica, termodinámica, cuántica, electromagnética, etc.) son resultado de la asimetría temporal global (GAT) y, por lo tanto, apuntan todas hacia la misma dirección.

sólo la asimetría temporal global permite definir el término “antes”. Así, el sustrato físico de la causalidad es entonces el flujo de energía desde un estado inestable y la creación de un estado estable; las estructuras inestables son creadas por la extracción de energía desde fuentes en el pasado y decaen exponencialmente hacia el equilibrio en el futuro.

Capítulo 2

El problema de la flecha del tiempo

2.1 La noción de la flecha del tiempo.

El problema de la flecha del tiempo tiene su origen en nuestra intuición de una asimetría entre el pasado y el futuro. Experimentamos el ordenamiento temporal del mundo como dirigido: si dos eventos no son simultáneos, uno de ellos debe ser anterior al otro. Más aún, el acceso que tenemos respecto a ambos sentidos temporales es también diferente: recordamos el pasado y predecimos el futuro. Nuestro acceso al pasado es fijo y determinado, contrario al futuro, que nos parece incierto, ya que sólo podemos atribuirle potencialidades o adjudicarle predicciones. Así, la búsqueda de los fundamentos metafísicos del tiempo ha sido uno de los principales intereses de la filosofía desde su surgimiento. Sin embargo, parece que existiera algo que es, en esencia, evasivo en nuestra experiencia temporal y es este “fluir” desde el pasado hacia el futuro a través del presente. Diversas han sido las propuestas para explicar este problema. Algunos autores intentan fundamentar la asimetría intuitiva entre el pasado y el futuro en el incremento de la entropía de sistemas aislados¹. En este contexto, uno de los argumentos más recurrentes es el llamado de las huellas o trazas (*traces*) o mejor conocido como argumento de las “pisadas en la arena” (*footprint in the sand*), el cual Reichenbach formuló de la siguiente manera:

*“Supongamos que encontramos en la arena huellas de pisadas, quizá ya algo suavizadas por el viento, pero todavía reconocibles como impresiones de pies humanos. Concluimos de este 'registro' que en algún momento anterior un hombre caminó sobre la arena, causando entonces estas pisadas”.*²

Para el autor, esclarecer la naturaleza de estos registros permitirá analizar el significado de las explicaciones causales: la explicación en términos de causas es requerida cuando encontramos un sistema aislado que se encuentra en cierto estado de ordenamiento que sería muy improbable dentro de la historia del sistema³. La idea básica de estos argumentos

¹ Ver, por ejemplo, Grünbaum, A., *Philosophical Problems of the Space and Time*, New York: Alfred A. Knopf, 1963; Smart J.J., “Time” en *Encyclopedia of Philosophy*, New York: McMillan; Reichenbach, H., *The Direction of Time*, New York: Dover, 1989.

² “Suppose we find in the sand traces of footprints, somewhat smoothed out by the wind, but still recognizable as impressions of human feet. We conclude from this 'record' that at some earlier time a man walked over the sand, thus causing the footprints”, Reichenbach, op. cit., p. 150.

³ La interpretación del argumento de las pisadas en la arena debe ser cuidadosa: Reichenbach no lo utiliza en el mismo sentido de la mecánica estadística, determinado por una microdistribución de los constituyentes básicos moleculares de un sistema en un espacio de fase usual (en este caso, los componentes de los granos de

es mostrar, entonces, que nosotros nos encontramos en un estado donde existen muchas “señales” o huellas acerca del pasado, pero donde no tenemos ningún tipo de información que nos señale o nos dé cuenta del futuro.⁴

En otros casos, la experiencia de la direccionalidad del tiempo ha intentado explicarse en términos de la biología, al argumentar que el funcionamiento de los mecanismos biológicos que sostienen nuestra percepción del ordenamiento temporal y nuestro sentido temporal dependen del desarrollo entrópico de los sistemas aislados. Pero parece haber muy poca o ninguna evidencia que respalde esta afirmación. Al contrario, las investigaciones científicas sugieren que la percepción del ordenamiento temporal es más compleja que la posición asumida.

En nuestro trabajo no se discutirá la problemática de la asimetría temporal de nuestra experiencia o percepción del tiempo, sino que el problema de la flecha del tiempo será abordado dentro de los límites y las preocupaciones de la física. Y aunque el problema es un reflejo de nuestra noción intuitiva de la asimetría entre el pasado y el futuro, en la física se ve reflejado cuando intentamos encontrar el correlato correspondiente en términos formales, particularmente cuando nos preguntamos si las teorías físicas recogen una dirección preferida del tiempo.

Por supuesto, si nos planteamos la cuestión de esta forma, nos encontramos ante una primera dificultad, que consiste en intentar responder desde nuestra perspectiva antropocéntrica, donde la diferencia entre pasado y futuro está profundamente enraizada en nuestro lenguaje y en nuestro pensamiento, ya que nos permiten identificar un “pasado” o un “futuro”. Así, nuestra primera cuestión alcanza un nivel más profundo e implica la necesidad de dislocar los compromisos que tenemos con nuestras intuiciones y con nuestro lenguaje. La necesidad de cuestionar estos compromisos surge al revisar algunas de las discusiones acerca de la direccionalidad temporal y que usualmente son contenidas bajo la etiqueta del *problema de la flecha del tiempo*⁵, exigiendo con esto un criterio exclusivamente físico para distinguir la dirección del tiempo, que se identifica con nuestra noción intuitiva de lo que reconocemos como el “futuro”. Pero, ¿cómo definir y en qué consistiría dicho criterio, si las leyes de evolución de la física no presentan rasgos que nos

arena). Aquí la entropía se utiliza en una forma análoga a lo que él mismo llama “macro-entropía” y que en este caso constituiría a la misma distribución de los granos de arena para autodeterminar la macro-entropía de la situación, para un mejor tratamiento de este punto. Reichenbach, *op. cit.*

⁴Tal y como lo señala Sklar, existe una objeción que podría parecernos obvia a este argumento: lo que nosotros tomamos como señas o trazas son elementos de lo que a nivel macroscópico reconocemos como un estado inesperado de alta entropía: esperamos encontrar la playa de forma uniforme, por lo que esta no uniformidad dada por la pisada es identificada como una anomalía a ser explicada por referencia a una interacción casual pasada. Sin embargo, en casos donde esperamos que el orden y la coherencia correspondiera a un estado de baja macro-entropía, lo anterior podría ser una alta micro-entropía, y el estado desordenado es lo que requiere nuestra explicación. Esta y otras críticas a las explicaciones causales de Reichenbach podemos encontrarlas en Sklar, L., *Physics and Chance*, Cambridge: Cambridge University Press, 1993, pp. 396-404.

⁵Eddington, A., *La naturaleza del mundo físico*, Buenos Aires: Ediciones Sur, 1938.

permitan distinguir de una forma no arbitraria entre pasado y futuro, tal y como nosotros lo concebimos en el lenguaje ordinario y en nuestra vida diaria? La cuestión formulada de esta manera exige sumo cuidado, ya que podría objetarse, en primer lugar, que la física asume implícitamente esta distinción al utilizar expresiones que muestran la asimetría temporal, tales como *cono futuro de luz*, *condiciones iniciales*, *incremento del tiempo*, entre otras. Sin embargo, al detenernos a examinarlas, podemos señalar que éste no es el caso y que la problemática debe formularse en términos de los tipos de distinciones que realizamos entre ambos sentidos de la flecha temporal: si son del tipo sustancial o son meras convenciones utilizadas en el discurso de la física. Precisemos ambos tipos de distinciones:

Definición 2.1. Dos objetos son *formalmente idénticos* cuando existe una permutación que, al intercambiarlos, no cambia las propiedades del sistema al cual pertenecen.

En física es usual trabajar con una serie de objetos formalmente idénticos, tales como los dos semiconos de un cono de luz, los dos sentidos de los espines, etc.

Definición 2.2: Decimos que establecemos una diferencia *convencional* entre dos objetos cuando nosotros llamamos a dos objetos formalmente idénticos con dos diferentes nombres.

Un ejemplo de esta diferencia es la que se establece cuando asignamos diferentes signos a los dos sentidos del spin o diferentes nombres a los dos semiconos de luz, etc.

Definición 2.3: Decimos que la diferencia entre dos objetos es *sustancial* cuando asignamos diferentes nombres a dos objetos que no son formalmente idénticos. En este caso, la elección de los nombres particulares es convencional, pero la diferencia entre los objetos es sustancial⁶.

Por ejemplo, la diferencia entre los dos polos del modelo teórico de un imán es convencional, dado que ambos polos son formalmente idénticos. Por el contrario, la distinción que existe entre los dos polos de la Tierra es sustancial, ya que en el Polo Norte hay un océano y en el Polo Sur un continente (y la diferencia entre océano y continente permanecería sustancial, aunque nosotros cambiáramos convencionalmente los nombres de los polos).

Una vez que hemos aceptado las anteriores precisiones, queda claro que la física utiliza las etiquetas “pasado” y “futuro” de forma convencional. Así, más que formular el

⁶ Penrose, R., “Singularities and Time-asymmetry” en *General Relativity an Einstein Centenary Survey*, S. Hawking y W. Israel eds., Cambridge: Cambridge University Press, 1979, pp. 581-638; Sachs, R., *The Physics of Time-Reversal*, Chicago: University of Chicago Press, 1987.

problema en términos de distinguir la dirección futura del tiempo, es necesario plantearlo en términos de encontrar una *diferencia sustancial* entre ambas direcciones temporales. Este proyecto se torna complicado incluso con las precisiones que acabamos de hacer y la nueva formulación del problema, ya que no podemos evadir la cuestión de cómo establecer una distinción sustancial entre ambos sentidos del tiempo sin proyectar nuestras nociones intuitivas acerca de la dirección temporal. Si queremos, entonces, abordar el problema de la flecha del tiempo desde esta formulación, el reto consiste en adoptar una perspectiva depurada de nuestras intuiciones temporales, eludiendo conclusiones que se deriven de éstas.

Así, comenzaremos nuestro proyecto de encontrar una distinción sustancial entre las dos direcciones de la flecha temporal dentro de los límites y el alcance de la cosmología, disciplina cuyo objeto de estudio son las propiedades a gran-escala (*large scale properties*) del universo. Desde la perspectiva de la cosmología, el universo es un objeto físico que puede ser descrito en términos científicos⁷. Con el objetivo de formular una adecuada descripción, esta disciplina utiliza las leyes de la física para construir modelos de universo. Pero, ¿cómo definir, dentro de los límites de la cosmología, una dirección pasado-futuro? Dentro de esta disciplina, la dirección temporal usualmente es relacionada con el gradiente de la función entrópica del universo y el problema es concebido en términos del “orden” o “desorden” de las condiciones de frontera (*boundary conditions*). Cuando los cosmólogos utilizan t como un parámetro en uno de sus modelos, o en un sistema en el resto de la física, se define, en primer lugar, un instante inicial t_0 y se aplican las leyes dinámicas apropiadas a la situación específica. De manera usual, las ecuaciones dinámicas son resueltas para el resto de los valores de t , con las condiciones de frontera impuestas en $t_0 = 0$. En este caso, las condiciones de frontera son también denominadas “condiciones iniciales”, y se dice entonces que el sistema *comienza* con dichas condiciones. Con esto, los físicos saben que, si se efectúa una inversión temporal⁸, al resolver las mismas para valores de t decrecientes, es posible obtener la evolución temporal inversa (*time-reversed evolution*). Nomológicamente, esto no significa que este cálculo sea menos legítimo que el original; sin embargo, la elección entre ambos cálculos es totalmente convencional. En este sentido, el hecho de utilizar términos temporales en la descripción dinámica de un sistema no implica que la flecha del tiempo fue introducida en un sentido sustancial: la flecha es adoptada únicamente en un sentido convencional, sin presuponer que $t_0 = 0$ es “realmente” el punto inicial o final de la evolución. El enigma consiste, entonces, en responder por qué

⁷ En la actualidad, los cosmólogos tienden a estar de acuerdo en concebir la cosmología como la ciencia del universo como un todo. Sin embargo, hay algunas excepciones. Por ejemplo, la postura presentada por Barrow, quien afirma que el objetivo de la cosmología es explicar la estructura de lo que llamamos el universo observable.

⁸ Esto se cumple si las ecuaciones dinámicas son invariantes ante la inversión temporal.

escogemos una solución particular de una ecuación dinámica y no la otra⁹. Sin embargo, si queremos llevar a cabo el proyecto de no introducir nuestras nociones temporales al hablar de una flecha del tiempo y referir dicho problema a los términos de la física, debemos preguntarnos no acerca del por qué, sino cómo podríamos hacer esta elección; es decir, de qué manera distinguir entre los llamados gemelos temporalmente simétricos (*time-symmetric twins*). Ignorar este problema conduce a la llamada “falacia del doble criterio” (*double standard fallacy*)¹⁰ que delata Huw Price y que consiste en conceder validez a una de las dos posibles soluciones desde una perspectiva subjetiva o antropocéntrica. Tal posición no resuelve el problema de encontrar una distinción sustancial entre las dos direcciones del tiempo, problema que sólo puede plantearse desde una perspectiva atemporal (*nowhen viewpoint*) que permita ofrecer un criterio objetivo y no convencional para seleccionar entre una de las dos soluciones nomológicamente posibles.

2.2 El enfoque atemporal del problema: el *nowhen viewpoint*

En su libro *Time’s Arrow and the Archimedes Point*, Huw Price señala que muchos de los problemas filosóficos acerca del problema de la flecha del tiempo tienen su origen en la excesiva atención prestada al mismo desde nuestra perspectiva acerca del mundo:

“Somos criaturas en el tiempo, y esto tiene un gran efecto sobre lo que nosotros pensamos acerca del tiempo y del aspecto temporal de la realidad. Pero en esto, al igual que en otros aspectos, es difícil distinguir lo que es genuinamente un aspecto de la realidad de lo que es una clase de apariencia o artificio, de la perspectiva en particular desde la cual consideramos la realidad. Quiero mostrar que una distinción de este tipo es crucial en el proyecto de entender la asimetría del tiempo. En filosofía y en física, los teóricos cometen errores que pueden remontarse al fracaso de mantener esta distinción suficientemente clara”.¹¹

⁹ El problema de escoger una de las dos soluciones nomológicamente posibles, donde una de ellas es la inversión temporal de la otra, se reencuentra en diferentes áreas de la física. Para una presentación de este problema en particular en la mecánica cuántica, ver Castagnino, M., Gadella, M. y Lombardi, O., “Time’s Arrow and Irreversibility in Time-Asymmetric Quantum Mechanics”, *International Studies in the Philosophy of Science*, **19**, 2005, 223-243

¹⁰Price, H., *Time’s Arrow and Archimedes’s Point: New Directions for the Physics of Time*, Oxford: Oxford University Press, 1996.

¹¹ “We are creatures in time, and this has a very great effect on how we think about time and the temporal aspects of reality. But here, as elsewhere, it is very difficult to distinguish what is genuinely an aspect of reality from what is a kind of appearance, or artifact, of the particular perspective from which we regard reality. I want to show that a distinction of this kind is crucial to the project of understanding the asymmetry of time. In philosophy and in physics, theorists make mistakes which can be traced to a failure to draw the distinction sufficiently clear”, Price H., op. cit., p. 4.

Price inspira su propuesta en la posición de Arquímedes, llamada por Nagel “perspectiva desde ningún lugar” (*the view from nowhere*)¹², esto es, un punto de vista neutro, no corrompido por nuestra visión antropocéntrica, sino una perspectiva de la realidad a la manera de Arquímedes. Sin embargo, tal como señala Callender, la importancia del trabajo de Price consiste principalmente en señalar la urgencia de explorar la versión temporal de la propuesta de Nagel, que no ha sido considerada en la discusión acerca del problema de la flecha del tiempo ni por los físicos ni por los filósofos¹³. El primer paso en el giro de la discusión propuesto por Price consiste en señalar algunos errores o falacias en las diversas flechas del tiempo introducidas en la bibliografía¹⁴, con lo que muestra las confusiones y contradicciones, así como la urgencia de separar nuestros compromisos intuitivos acerca de la direccionalidad temporal de la proyección material que hacemos de ésta. En otras palabras, el trabajo a realizar consiste en apartar el producto de nuestra perspectiva antropocéntrica y decidir cuánto de la asimetría temporal es realmente objetivo y, por lo tanto, necesita de la explicación de la física.

Después de analizar el problema de la asimetría temporal en los procesos termodinámicos y en los fenómenos que involucran radiación, Price concluye que la solución a este problema debe ser buscada en la cosmología. Sin embargo, la cosmología contemporánea se encuentra comprometida con lo que denomina la falacia del doble criterio temporal (*temporal double standard*), que consiste en no aplicar los mismos argumentos de la misma forma en ambos extremos del universo, lo cual implica presuponer la asimetría temporal desde un comienzo.

Retomemos el problema que dejamos abierto en la sección anterior: el problema de responder por qué se elige una solución en particular de las ecuaciones dinámicas y no la otra. El argumento de Price es que la falacia del doble criterio temporal concede validez a alguna de las dos posibles soluciones solamente si se adopta una perspectiva subjetiva o antropocéntrica, es decir, si es adoptada por convención. Sin embargo, si nos alejamos de esta perspectiva y adoptamos un punto de referencia atemporal, el problema sigue siendo el de escoger una de las soluciones nomológicamente posibles, pero esta vez ofreciendo criterios objetivos y no convencionales para realizar la selección.

Price parece no darse cuenta que -además de señalar la problemática de la falacia del doble criterio temporal- está ofreciendo una respuesta al problema en el contexto de la cosmología contemporánea. En términos técnicos, esto se traduce en la necesidad de escoger entre alguna de las dos soluciones de las ecuaciones de campo de Einstein:

¹² Nagel, T., *The View from Nowhere*, New York: Oxford University Press, 1986.

¹³ Callender, C., “The View from No-When”, *British Journal for the Philosophy of Science*, **49**, 1998, 135-159

¹⁴ Un interesante y breve recuento acerca de las diversas flechas del tiempo puede encontrarse en Zeh, H., *The Physical Basis of the Direction of Time*, New York: Springer, 2001, pp. 4-6; y en Halliwell, J., “Quantum Cosmology and Time Asymmetry”, en Halliwell, J. J., Perez-Mercader, J. y Zurek, H. W. (eds.), *Physical Origins of Time Asymmetry*, Cambridge: Cambridge University Press, 1994, pp. 369-389.

$[h_{ij}(x,t), \phi(x,t)]$ o $[h_{ij}(x,-t), \phi(x,-t)]$ ¹⁵. Esta necesidad únicamente se impone si estas soluciones refieren a modelos diferentes, si cada una de ellas describe la evolución de un universo posible. En otras palabras, tendríamos dos objetos (universos) posibles y nosotros deberíamos decidir cuál de ellos corresponde a nuestro universo.

Así, si cada uno de los distintos universos es el resultado de la correspondiente evolución posible (e interpretamos una evolución como una representación de los eventos en el tiempo), podría decirse que ambos universos son diferentes porque ellos se encuentran orientados en el tiempo en sentidos opuestos. Pero esta posición sólo sería aceptable si describiéramos los dos universos como sistemas inmersos en un trasfondo temporal definido (*background*) común a ambos, que nos permitiría distinguir entre ambas soluciones y decidir cuál de ellas describe adecuadamente nuestro universo real. Sin embargo, el problema del argumento anterior es que, si el sistema es el universo entero, no existe un trasfondo temporal de ese tipo. Las mismas afirmaciones “dos posibles universos son temporalmente opuestos” o “dos universos posibles están orientados en el tiempo en sentidos opuestos” presuponen que hay un tiempo único, común a ambos universos posibles y que nos permite afirmar que uno es opuesto al otro. Sin embargo, referirse al tiempo como algo común a dos posibles universos, como si hubiera un “tiempo fuera” del universo mismo, es completamente opuesto a la interpretación estándar de la relatividad general. Recordemos que, de acuerdo con la relatividad general, el tiempo –o, mejor dicho, el espacio-tiempo– coexiste junto con el universo, por lo cual no es admisible distinguir entre el universo y el espacio-tiempo¹⁶. La relación entre el universo y el espacio-tiempo no puede concebirse en términos de contenido y receptáculo, respectivamente¹⁷.

En resumen, al efectuar estas consideraciones acerca de las descripciones que la cosmología propone acerca del universo, las dos soluciones posibles de las ecuaciones de campo, tales que una es la imagen especular de la otra, no son descripciones de dos universos físicamente posibles, sino que son descripciones equivalentes de uno y del mismo

¹⁵ En estas soluciones se supone la existencia de un tiempo global. Volveremos sobre este punto en los próximos capítulos.

¹⁶ Como señalan Castagnino *et al.*, adoptar esta postura no requiere profundizar en la discusión entre relacionalismo y sustantivalismo y sólo requiere un débil compromiso acerca del estatus ontológico del espacio-tiempo y, *a fortiori*, del tiempo, ya que el tiempo no es ontológicamente previo al universo. Castagnino, M., Lombardi, O. y Lara, L., “The Global Arrow of Time as a Geometrical Property of the Universe”, *Foundations of Physics*, **33**, 2003, 877-912.

¹⁷ Dos modelos matemáticos del universo definidos por (M, g) y (M', g') son considerados equivalentes si son isométricos; esto significa que existe un difeomorfismo $\theta: M \rightarrow M'$ que transforma la métrica g en la métrica g' . En particular, los modelos relacionados por la transformación de inversión temporal \mathbf{T} son isométricos, así que dos modelos m y $\mathbf{T}(m)$ son considerados como descripciones equivalentes de la misma situación física. Earman, J., “An attempt to Add a Little Direction to 'The Problem of the Direction of Time'”, *Philosophy of Science*, **41**, 1974, 15-47.

universo¹⁸. Lo anterior justifica, entonces, por qué ya no es necesario escoger entre alguno de los dos modelos.

La flecha del tiempo es, entonces, definida por la estructura del universo como un todo o por la manera en “*la cual el contenido del universo bloque parece estar ordenado asimétricamente con respecto al eje temporal*”¹⁹.

Sin embargo, esta nueva noción de flecha del tiempo que emerge desde la perspectiva de Price requiere clarificar de manera precisa cuál será nuestra estrategia que, aunque en términos sustanciales, utilizaremos para distinguir una flecha del tiempo. Si nos basamos en la estrategia que proponía Eddington justamente al acuñar la frase (ya que para él identificar una flecha implicaba la necesidad de reconocer la “punta” y la “cola” de la misma), es necesario distinguir entre ambos extremos de la flecha. Sin embargo, en términos de la perspectiva atemporal, la expresión original adquiere únicamente un sentido metafórico y debemos de entenderla por analogía en el contexto de la cosmología. Pero, ¿cuál es la base sobre la cual podemos establecer una diferencia sustancial entre ambos extremos de la flecha dentro de esta disciplina? La respuesta es sencilla: sobre la base de sus propiedades geométricas. Así, podríamos distinguir sustancialmente entre ambas direcciones, punta-cola y cola-punta, independientemente de nuestra perspectiva particular. Esto también nos permitirá concebir, luego, el problema por analogía en términos de la posibilidad de establecer una distinción sustancial entre las dos direcciones del tiempo, sobre la base de argumentos exclusivamente físicos.

Este es el punto de partida del llamado *enfoque global geométrico* propuesto por Castagnino *et al.*, quienes a partir de este último argumento retoman el problema de la flecha del tiempo desde un punto de vista cosmológico, rechazando también la aproximación tradicional en términos de entropía e indicando que la flecha del tiempo tiene un origen global e intrínseco en los rasgos geométricos del espacio-tiempo²⁰. En particular, estos rasgos serán la orientabilidad temporal y la existencia de un tiempo cósmico como condiciones necesarias para definir la asimetría del tiempo en el universo como un todo, que se manifiesta a nivel local como una asimetría en el flujo de energía. El enfoque global geométrico será entonces en el que centraremos nuestro análisis y atención, cuestionando la necesidad de las condiciones que propone.

¹⁸ Esta idea es constante en el trabajo de Price y la vemos surgir en distintos argumentos. Por ejemplo, cuando evalúa la plausibilidad del modelo inflacionario, el autor afirma que “un universo que colapsa sin deflación es un universo que se expande sin inflación. Este es exactamente el mismo universo, bajo una descripción diferente pero igualmente válida” (“*a universe that collapse without deflation is a universe that expands without inflation. It is exactly the same universe, under a different but equally valid description*”) Price H., *op. cit.*, p. 86.

¹⁹ “in which the contents of the block universe appear to be arranged asymmetrically with respect to the temporal axis” Price, H., *op. cit.*, p. 17.

²⁰ Castagnino, M., Lara, L. y Lombardi, O., “The Cosmological Origin of Time-Asymmetry”, *Classical and Quantum Gravity*, **20**, 2003, 369-391. Castagnino M., Lombardi O. y Lara L., *op. cit.*

Por último, podría argumentarse que la física comprende diferentes teorías y que, en principio, hay un número distinto de caminos para distinguir entre los dos sentidos temporales. En otras palabras, que podría haber diversos tipos de flechas del tiempo²¹. Sin embargo, nuestra preocupación radica en definir una flecha del tiempo para el universo como un todo. Por lo tanto, es particularmente relevante lo que la relatividad general tiene que decir al respecto, esto es, si es posible y bajo qué condiciones es posible distinguir entre los dos sentidos de tiempo. Y los recursos que la relatividad general tiene para establecer tal distinción -considerando el universo como un todo- son las consideraciones geométricas que pueda hacer acerca de éste. Desde luego y de igual manera, al resolver este problema, podría permanecer la cuestión de determinar si ésta sería una única “flecha maestra” desde la cual todas las otras flechas –definidas a partir de otras teorías– puedan ser derivadas. Pero este es un nuevo problema que excedería los límites de nuestra discusión.

Finalmente, hay que enfatizar la diferencia entre el problema de la flecha del tiempo, tal como lo hemos considerado aquí, y otros problemas que han sido subsumidos bajo la etiqueta del “problema de la dirección del tiempo” dentro de la cosmología contemporánea. Nos referimos al enfoque entrópico en cosmología. En esta discusión, es una constante el uso de ciertos términos como ‘irreversibilidad’ e ‘invariancia’ temporal. En el próximo capítulo analizaremos el enfoque entrópico, que nos permitirá elucidar los conceptos que acabamos de señalar como problemáticos y dirigir la discusión hacia la estrategia general que utiliza el enfoque global geométrico y así como hacia las ventajas de esta propuesta.

²¹Una presentación completa y un análisis de este tema puede encontrarse en el trabajo de Zeh, H., *op. cit.*

Capítulo 3

Flecha del tiempo e irreversibilidad

3.1 El enfoque entrópico y sus problemas

En el capítulo I indicamos las dificultades en trabajos como los de Hans Reichenbach y Paul Davies, en su intento por abordar el problema de la flecha del tiempo en términos de la entropía del universo. Estas dificultades son el resultado de ciertos compromisos sobre los que tales enfoques descansan:

- a) es posible definir la entropía para una sección instantánea del universo (*instantaneous cross-section*) y,
- b) existe un único tiempo para el universo como un todo.

El primero de ellos surge a partir de los sistemas ramificados de Reichenbach. Recordemos que, en este modelo, la dirección entrópica viene dada por una serie estadística de estados semejantes y, en la medida en que éstos se ramifican, obtenemos una curva que manifiesta un crecimiento de la entropía. La dirección temporal futura es, entonces, el sentido hacia donde apunta el crecimiento de la entropía. Sin embargo, no es posible hablar de la dirección del tiempo como un todo, sino que sólo ciertas secciones del espacio-tiempo tienen una dirección¹. Con esto último, se admite entonces que el espacio-tiempo puede ser dividido en series de “rebanadas” (*slices*) temporales (*timelike*); (*i.e.* hipersuperficies temporales globales) y que, cuando hablamos de una “región del espacio-tiempo”, a lo que nos referimos es a una de estas rebanadas temporales o la región comprendida entre dos rebanadas cercanas. Sin embargo, algunos espacio-tiempos relativistas no pueden ser divididos de esta forma. Y aún en el caso de que estas rebanadas existieran, éstas serían infinitas, lo que hace imposible definir una entropía global para el universo como un todo. Además, en la cosmología contemporánea es usual trabajar, entonces, únicamente con la entropía asociada con la materia y la radiación, debido a que no se tiene una idea clara acerca de cómo definir la entropía debida al campo gravitacional.

¹ Reichenbach reconoce que las leyes de la mecánica estadística no solamente no implican el desarrollo irreversible a lo largo de la trayectoria, sino que, de hecho, en algunos casos implica que existe una alta probabilidad de que, a lo largo del desarrollo entrópico, éste pueda llegar a ser temporalmente simétrico, afirmando que la definición no implica la existencia de una dirección temporal global de una manera consistente. Esto implica que podríamos tener una dirección temporal o el par de direcciones temporales alternando, lo cual dependerá de la forma de la curva entrópica trazada por el universo. Ver Reichenbach, *op. cit.*, pp. 125-135.

Consideremos ahora las dificultades a las que nos lleva el segundo de los compromisos. Si nos basamos en consideraciones relativistas, el tiempo debe ser considerado como una dimensión de una estructura tetra-dimensional y no como un parámetro “de fondo” (*background*), como en el caso de la física newtoniana, donde es utilizado como el marco en el cual se desarrolla la evolución de un sistema². Por lo tanto, el problema de la flecha del tiempo no puede ser planteado en términos del gradiente de la entropía entre dos extremos de un tiempo abierto y lineal.

Las dificultades implicadas por dichos compromisos no son las principales razones para negar el papel central que ha jugado la entropía en el problema de la flecha del tiempo. Existe un argumento conceptual para abandonar la aproximación tradicional: puesto que la entropía, tal como es definida por la termodinámica, es compatible con diversas configuraciones del sistema, la cuestión es si existe una propiedad más fundamental en el universo que nos permita distinguir entre ambos sentidos temporales. Así, surge en cosmología la posibilidad de definir la flecha del tiempo en términos de las propiedades geométricas del espacio-tiempo, con independencia de argumentos termodinámicos. La llamada *Herejía de la dirección temporal* (*Time Direction Heresy*), presentada por John Earman, señala la necesidad de adoptar esta perspectiva:

*“Me referiré a esta perspectiva [la cual va en contra de la posición reduccionista señalada anteriormente] como La herejía de la dirección temporal. Esta expresa, en primer lugar, que si la orientación temporal existe, es un rasgo intrínseco del espacio-tiempo que no necesita ni puede ser reducido a rasgos no-temporales, y en segundo lugar, que la existencia de una orientación temporal no depende de manera crucial de la irreversibilidad como el reduccionismo nos haría creer”.*³

Con ello, Earman señala que la aproximación al problema de la flecha del tiempo en términos geométricos tiene prioridad conceptual sobre la aproximación entrópica: dado que las propiedades geométricas del universo son más básicas que sus propiedades termodinámicas, la definición de entropía y el cálculo de la curva de entropía para el universo como un todo son posibles sólo si el espacio-tiempo tiene ciertas rasgos geométricos particulares. Además, la insistencia en consideraciones entrópicas para distinguir entre ambos sentidos temporales a nivel cosmológico es el resultado de una

² Una interesante discusión acerca de esta problemática se encuentra en Earman, J., *World Enough and Space-Time: Absolute versus Relational Theories of Space and Time*, Cambridge MA: MIT Press, 1989.

³ “I will refer to this view [which goes directly counter to the reductionist position outlined above] as The Time Direction Heresy. It states first of all that if it exists, a temporal orientation is an intrinsic feature of space-time which does not need to be and cannot be reduced to nontemporal features, and secondly that the existence of a temporal orientation does not hinge as crucially on irreversibility as the reductionist would have us believe” Earman, J., “An Attempt to Add a Little Direction to «The Problem of the Direction of Time»”, *Philosophy of Science*, **41**, 1974, p. 20.

aproximación reduccionista, que intenta definir las relaciones temporales en términos de relaciones no-temporales entre eventos.

Es importante señalar que la razón principal que ha motivado este tipo de consideraciones reduccionistas ha sido el interés por la irreversibilidad. El argumento que se encuentra a la base de tal reduccionismo consiste en suponer que, si existe una relación de orden cronológico, esto es, una relación temporal entre dos eventos, ésta debe surgir a partir de una relación no-temporal entre tales eventos⁴. En general, si los eventos son los estados de un sistema cerrado, la relación no-temporal a la que se acude es la de “poseer mayor entropía”. De este modo, entra en juego la irreversibilidad, que se concibe como el resultado de la no invariancia de las leyes de la física ante la inversión temporal. Pero dado que las leyes fundamentales de la física son invariantes ante la inversión temporal, entonces la irreversibilidad y, en consecuencia, la relación de orden cronológico no será el resultado de una necesidad nomológica, sino *de facto*. Incluso, si no existiera la irreversibilidad ni nomológica ni *de facto*, entonces podría suceder que no existiera tal relación de orden cronológico y, por lo tanto, tampoco una dirección privilegiada del tiempo.

El párrafo anterior es un breve esquema del argumento reduccionista acerca de la flecha del tiempo y su intento por reducir las relaciones temporales a relaciones no-temporales entre eventos. Como hemos visto, la postura reduccionista puede conducir a consecuencias inaceptables, como la de concluir que no existe la flecha del tiempo.

Sin embargo, además del argumento de Earman respecto a la imposibilidad de reducir rasgos temporales a no-temporales (en términos geométricos), existe otro argumento que cuestiona la posibilidad misma de concebir dicha reducción. Cuando se afirma que una propiedad o relación es identificada con o reducida a otras propiedades, se admite como condición necesaria que ambas propiedades son coextensivas. Castagnino cuestiona, en primer lugar, la coextensividad entre el concepto de invariancia ante la inversión temporal y el de reversibilidad, aclarando que ambos conceptos se aplican a entidades matemáticas totalmente diferentes: la invariancia ante la inversión temporal es una propiedad de las ecuaciones dinámicas y, *a fortiori*, del conjunto de estas soluciones; la irreversibilidad en cambio, es una propiedad de una solución de una ecuación dinámica. En segundo lugar, Castagnino pone de manifiesto que ni la no invariancia ante la inversión temporal ni la irreversibilidad son suficientes para definir una flecha del tiempo.

En el resto de este capítulo presentaremos una serie de definiciones de estos conceptos y que apoya el argumento que acabamos de presentar. Esta tarea de elucidación nos llevará,

⁴ Earman se refiere a una relación no-temporal $R(,)$ y a una la relación temporal $E(,)$ definida sobre $M \times M$, donde la relación $E(x, y)$ se interpreta como que x es cronológicamente anterior a y . En otras palabras, un espacio temporalmente orientado tiene un ordenamiento temporal, el cual puede expresarse en términos atemporales o no. Para el primer caso, la función que expresa esta relación es $R(,)$. Ver Earman, J., *op. cit*, pp. 18-19.

entonces, a cuestionarnos que, si el criterio para una de las dos soluciones que surgen de una ley invariante ante la inversión temporal no se encuentra en la irreversibilidad, ¿cuál es entonces la estrategia para distinguir entre estas soluciones llamadas gemelos t-simétricos? Al final del capítulo se presenta la formulación del problema como es presentada por Castagnino, así como su estrategia en términos de criterios topológicos, tales como la orientabilidad temporal y la existencia de un tiempo global, en el marco del enfoque global geométrico.

3.2 Invariancia ante la inversión temporal (t-invariancia)

Como acabamos de señalar, en la discusión acerca del problema de la flecha del tiempo vemos que generalmente están involucrados conceptos como invariancia ante la inversión temporal (*time-reversal invariance*), irreversibilidad (*irreversibility*) y asimetría temporal (*time-asymmetry*). En particular, el concepto de irreversibilidad y el de flecha del tiempo han sido ligados de manera tal que el primero es considerado como un elemento indispensable para elucidar el segundo. En esta sección comenzaremos definiendo y clarificando estos conceptos para mostrar, en primer lugar, que son distintos entre sí y, luego, que el concepto de irreversibilidad incluso presupone una respuesta previa al problema de la flecha del tiempo.

Definición 3.1: Una ecuación (ley) dinámica es *invariante ante la inversión temporal* o *t-invariante* si permanece invariante al aplicar el operador de inversión temporal \mathbf{T} , el cual efectúa la transformación $t \rightarrow -t$ e invierte todas las variables dinámicas cuyas definiciones en función de t son no-invariantes ante la transformación $t \rightarrow -t$. Como resultado de ello, para cada solución del tipo $e(t)$, $\mathbf{T}e(t)$ también es una solución⁵.

Básicamente, la función del operador \mathbf{T} es ejecutar la transformación $t \rightarrow -t$ invirtiendo con esto ciertas magnitudes que dependen de la teoría particular que estamos considerando. No obstante, la idea central es que \mathbf{T} debe invertir todas las variables dinámicas cuyas definiciones en función de t son no-invariantes ante la transformación $t \rightarrow -t$. Por ejemplo, en mecánica clásica, la acción de \mathbf{T} es invertir el momento pero no la posición de las partículas: $\mathbf{T}\mathbf{p} = -\mathbf{p}$ y $\mathbf{T}\mathbf{q} = \mathbf{q}$. En electromagnetismo, \mathbf{T} deja el campo eléctrico sin ningún cambio e invierte la velocidad de las cargas y el campo magnético, dado que tal campo cambia su dirección de acuerdo con la velocidad de las cargas: $\mathbf{T}\mathbf{v} = -\mathbf{v}$, $\mathbf{T}\mathbf{B} = -\mathbf{B}$ y $\mathbf{T}\mathbf{E} = -\mathbf{E}$ ⁶

⁵ Castagnino, M., Gadella, M. y Lombardi, O., "Time's Arrow and Irreversibility in Time-Asymmetric Quantum Mechanics", *International Studies in the Philosophy of Science*, **19**, 2005, 223-243.

⁶ Earman, J., "What Time Reversal Invariance Is and Why It Matters", *International Studies in the Philosophy of Science*, **16**, 2002, 245-264.

En resumen, la llamada *t-invariancia* es una propiedad de las *ecuaciones (leyes)* de evolución y, *a fortiori*, del *conjunto de sus soluciones (modelos)*. Cuando una ecuación de evolución es invariante ante la inversión temporal por ser invariante ante la transformación $t \rightarrow -t$, entonces para cada solución $f(t)$, $f(-t)$ también es solución.

3.3 Irreversibilidad

Por otro lado, el concepto de irreversibilidad ha recibido muchas definiciones en la literatura filosófica. En general, se dice que un proceso es *reversible* si la sucesión temporal de estados $e_1, e_2 \dots e_n$ puede ocurrir en el orden inverso; de lo contrario, es irreversible. Por supuesto, esta caracterización depende en gran medida de cómo se interprete la frase “puede ocurrir”. Cuando la sucesión inversa no es posible debido al hecho de que ciertas condiciones iniciales nunca ocurren, la irreversibilidad es considerada como una propiedad *de facto*. Asimismo, la irreversibilidad es *nomológica* cuando la sucesión inversa es excluida por las leyes dinámicas que regulan los procesos.

Desde esta amplia caracterización, existen muchas formas en las cuales la irreversibilidad puede manifestarse en la naturaleza. Pero, en el contexto de la física, ésta es una propiedad de la solución de las ecuaciones dinámicas. Una solución es reversible si corresponde a una curva cerrada en el espacio de las fases.

Definición 3.2: Una solución (evolución) $e(t)$ de una ecuación dinámica es *reversible* si no tiene atractores generalizados para cualquier representación de $e(t)$ ⁷.

Donde:

Definición 3.3: Un atractor es el subconjunto del espacio de las fases hacia el cual tiende el conjunto de evoluciones para $t \rightarrow \pm\infty$.

Hemos extendido estas definiciones adoptando un concepto generalizado de atractor, entendido como un subconjunto del conjunto de los estados posibles de un sistema hacia el cual un conjunto de evoluciones tiende para $t \rightarrow \pm\infty$. De este modo, el concepto de atractor

⁷ Esta definición de irreversibilidad es formulada por Castagnino al presentar el problema de la flecha del tiempo en el marco de la mecánica cuántica, particularmente de la mecánica cuántica temporalmente asimétrica (*time-asymmetric quantum mechanics*, TAQM), donde se trata de encontrar las ecuaciones dinámicas adecuadas que describan sistemas cuya evolución temporal tiende a un estado de equilibrio final desde el cual no puede escapar: la irreversibilidad del proceso se debe, justamente, a que durante la evolución, abandonar el estado de equilibrio es imposible. Castagnino *et al.*, *op. cit.*

puede ser aplicado no solamente a espacios de las fases, sino también a cualquier tipo de conjuntos de estados. Ejemplos de este tipo de atractores generalizados son los de los sistemas dinámicos clásicos (puntos fijos, fractales, etc.) y cualquier estado de equilibrio de un sistema clásico o cuántico.

Cuando el estado temporalmente dependiente $e(t)$ puede ser representado como una n -tupla de variables dinámicas en el espacio de las fases, $e(t) = (v_1(t), \dots, v_n(t))$, la reversibilidad requiere que, para cada variable dinámica $v_i(t)$, el $\lim_{t \rightarrow \pm\infty} v_i(t)$ no exista. En este caso, se dice que la evolución $e(t)$ es reversible si no tiene atractores en el espacio de las fases.

Independientemente de los detalles de esta definición, es claro que los conceptos de invariancia ante inversión temporal e irreversibilidad son diferentes, al grado que son aplicados a entidades (físicas) matemáticamente diferentes. Por un lado, la invariancia ante inversión temporal es una propiedad de las ecuaciones dinámicas y, a fortiori, de los conjuntos de sus soluciones, mientras que la reversibilidad es una propiedad de una sola solución de una ecuación dinámica. Más aún, ambas propiedades no están igualmente correlacionadas. De hecho, ellas pueden ser combinadas en cuatro alternativas posibles:

- a) **T-invariancia y reversibilidad temporal.** Consideremos un oscilador armónico con el Hamiltoniano:

$$H = \frac{1}{2} p^2 + \frac{1}{2} K^2 q^2$$

La ecuación es invariante ante inversión temporal, es decir, es invariante bajo la transformación $q \rightarrow q$, $p \rightarrow -p$. Como resultado, el conjunto de trayectorias es simétrico respecto del eje q . Dado que cada trayectoria es una elipse cerrada, toda evolución es reversible.

- b) **T-invariancia e irreversibilidad.** Consideremos un péndulo con el Hamiltoniano:

$$H = \frac{1}{2} p_\theta^2 + \frac{K^2}{2} \text{Cos}(\theta)$$

Nuevamente, la ecuación es invariante ante la inversión temporal y el conjunto de soluciones es simétrico respecto del eje θ . Las trayectorias entre las separatrices son reversibles dado que son curvas cerradas. Pero las trayectorias por encima (debajo) de las separatrices son irreversibles dado que en el límite temporal infinito, $\theta \rightarrow \infty$ ($\theta \rightarrow -\infty$). La trayectoria de la separatriz superior (inferior) es también irreversible, dado que tiende a $\theta = \pi/2$, $p_\theta = 0$ ($\theta = -\pi/2$, $p_\theta = 0$) cuando $t \rightarrow \infty$ ($t \rightarrow -\infty$).

- c) **No t-invariancia y reversibilidad.** Consideremos un oscilador modificado con el Hamiltoniano:

$$H = \frac{1}{2} p^2 + \frac{1}{2} K(p)^2 q^2$$

donde $K(p) = K^+ = \text{const}$ cuando $p \geq 0$, y $K(p) = K^- = \text{const}$ cuando $p < 0$. Si $K^+ \neq K^-$, la ecuación no es invariante ante la inversión temporal: el conjunto de soluciones es claramente asimétrico como respecto al eje q . Sin embargo, cada trayectoria es cerrada y, por lo tanto, reversible.

- d) **No t-invariancia e irreversibilidad.** Consideremos un oscilador amortiguado cuya ecuación es:

$$\ddot{q} = -K^2 q - A^2 \dot{q}$$

La ecuación es no invariante ante la inversión temporal. El origen es un atractor y las trayectorias son espirales: quedan atrapadas en el origen para $t \rightarrow \infty$. Por lo tanto, cada trayectoria es reversible.

Notemos cómo nos auxilian las definiciones de t-invariancia y de irreversibilidad en nuestro problema. Cuando ambos conceptos son elucidados de esta manera, el problema de la irreversibilidad adquiere un enfoque totalmente diferente y se reformula del siguiente modo: *cómo explicar las evoluciones irreversibles en términos de leyes t-invariantes*. Esta nueva formulación continúa incluyendo las caracterizaciones usuales en términos de conceptos termodinámicos, puesto que el incremento de entropía es un rasgo de las evoluciones termodinámicas irreversibles, que podrían ser explicadas en términos de las leyes t-invariantes de la mecánica. Pero, en cambio, las definiciones que acabamos de presentar permiten una formulación mucho más general que la caracterización usual, ya que también incluye otros casos interesantes de irreversibilidad, como es el caso de la irreversibilidad en mecánica cuántica y no solamente en la termodinámica⁸.

Una vez que se ha reconocido que la irreversibilidad y la invariancia temporal se aplican a entidades totalmente distintas, es claro que no existe ningún enigma conceptual en el problema de la irreversibilidad: nada impide que una ecuación t-invariante tenga soluciones irreversibles. Sin embargo, a pesar de que la solución a nivel conceptual es

⁸ La preocupación por este tipo de caracterizaciones puede encontrarse en la mecánica cuántica temporalmente asimétrica (*time-asymmetric quantum mechanics*) o TAQM, cuyo interés está dirigido hacia la descripción cuántica de la irreversibilidad, eso es, hacia la evolución irreversible generada por la dinámica de un sistema cuántico cerrado. Por otro lado, los procesos irreversibles estudiados por esta teoría son los procesos de decaimiento, como el decaimiento de los estados excitados de las moléculas y núcleos, el decaimiento débil de las partículas elementales o ciertas resonancias tales como la del sistema del kaón neutro. En estos casos, las evoluciones temporales tienden hacia un estado de equilibrio final desde el cual el sistema no puede escapar: la irreversibilidad de los procesos es debida precisamente a que el abandono del estado de equilibrio no es posible.

simple, es necesario un gran trabajo teórico para obtener evoluciones irreversibles a partir de una dinámica t -invariante, ya que usualmente es necesario recurrir a herramientas formales del tipo grano grueso, trazas, álgebras restringidas, etc. Recordemos que justamente éste fue el problema que tuvieron que enfrentar los iniciadores de la mecánica estadística en su búsqueda de una descripción de las evoluciones irreversibles de la termodinámica por medio de las leyes t -invariantes de la mecánica clásica. Sin embargo, el punto que queremos resaltar es que la pregunta acerca de la flecha del tiempo no necesita ser planteada cuando se estudia el problema de la irreversibilidad. En realidad, al referirnos al incremento de la entropía en los procesos, estamos presuponiendo un incremento entrópico hacia el futuro; o cuando consideramos un proceso que va desde el no equilibrio hacia el equilibrio, explícitamente localizamos el equilibrio en el futuro. En general, cualquier evolución que tienda hacia un atractor es concebida como una aproximación hacia el futuro. Esto significa que la distinción entre pasado y futuro es usualmente presupuesta en los tratamientos tradicionales del problema de la irreversibilidad. Sin embargo, esto no es una limitación de este tipo de tratamientos, ya que su objetivo es explicar la irreversibilidad y no distinguir físicamente entre las dos direcciones del tiempo.

En cambio, si adoptamos una perspectiva atemporal a la manera de Price, en la que nuestra distinción entre el pasado y el futuro no es presupuesta, las leyes dinámicas t -invariantes conducen a un par de soluciones simétricamente temporales y matemáticamente indistinguibles, que han sido denominadas *gemelos t -simétricos* (*time-symmetric twins*). Concebimos el problema de la flecha del tiempo, entonces, en términos de la posibilidad de establecer una distinción sustancial entre el par de gemelos, a través de argumentos basados exclusivamente en la física teórica.

3.4 Gemelos t -simétricos (*Time-symmetric twins*)

Cuando la diferencia entre los problemas de la irreversibilidad y la flecha del tiempo ha sido aceptada, surge la cuestión acerca de si realmente la invariancia ante la inversión temporal es un obstáculo para resolver el problema de la flecha del tiempo.

Ya en 1912, Paul y Tatiana Ehrenfest notaron que, cuando la entropía se define en términos estadísticos, en un sistema cerrado si la entropía se incrementa hacia el futuro, tal incremento se produce de igual modo hacia el pasado del sistema⁹. En otras palabras, si trazamos la evolución dinámica de un sistema desde un estado de no-equilibrio hacia “atrás” en el tiempo, obtendremos estados que se acercan al de equilibrio. Frente a este desafío, la respuesta de Gibbs se basó en el supuesto según el cual las probabilidades están determinadas desde eventos anteriores a eventos subsecuentes:

⁹ Ehrenfest, P y Ehrenfest, T., *The Conceptual Foundations of the Statistical Approach in Mechanics*, Ithaca: Cornell University Press, 1959.

*“mientras que las probabilidades de eventos subsecuentes pueden ser frecuentemente determinadas a partir de las probabilidades de los eventos anteriores, es raro el caso en que las probabilidades de eventos anteriores puedan ser determinadas por aquellas de eventos subsecuentes”*¹⁰.

Sin embargo, la respuesta gibbsiana está violando la perspectiva atemporal, ya que las probabilidades son ciegas a la dirección temporal: la distinción entre eventos anteriores y subsiguientes presupone ya una flecha del tiempo definida y, por tanto, el argumento de Gibbs comete una petición de principios.

Sin embargo, lo que queremos rescatar con esta vieja discusión es que puede ser generalizada para el caso de cualquier tipo de evolución irreversible que surja a partir de leyes t -invariantes: si e_t es una solución de una ley L t -invariante, entonces $\mathbf{T}e_t$ es también una solución de L . Estos pares de soluciones han sido llamadas por Castagnino *et. al* gemelos t -simétricos (*time-symmetric twins*)¹¹, esto es, estructuras matemáticas simétricamente relacionadas a través de una transformación de inversión temporal. Se les denomina gemelos porque, si no se presupone una dirección privilegiada del tiempo, sólo son convencionalmente diferentes; y se dice que son simétricos, porque uno es la imagen especular del otro en la dimensión temporal. El ejemplo tradicional de gemelos t -simétricos se encuentra en el electromagnetismo, donde las ecuaciones dinámicas siempre tienen soluciones avanzadas y retardadas, respectivamente relacionadas con los estados entrantes o salientes en la dispersión descrita por la teoría de Lax-Phillips¹². Con esta terminología podemos decir que una teoría t -invariante siempre produce un par de gemelos t -simétricos: el obstáculo para resolver el problema de la flecha del tiempo reside en el hecho de que, en el contexto de la teoría, los gemelos son sólo convencionalmente diferentes.

Los argumentos tradicionales para descartar uno de los gemelos y retener el otro en general involucran nociones temporalmente asimétricas, las cuales no están justificadas en el contexto de la teoría. Por ejemplo, la naturaleza retardada de la radiación suele ser explicada mediante argumentos *de facto* que refieren a condiciones iniciales: las soluciones avanzadas corresponden a ondas convergentes, que requieren una coordinación “milagrosa” entre las emisiones en diferentes regiones del espacio en el instante en el que se origina el proceso. Un argumento similar presentan quienes apelan a la imposibilidad o gran dificultad de preparar experimentos como los de dispersión, que sean reversibles. Sin embargo, en estos ejemplos se está violando la perspectiva “atemporal”, purgada de

¹⁰ “while probabilities of subsequent events may be often determined from probabilities of prior events, it is rarely the case that probabilities of prior events can be determined from those of subsequent events”. Citado en Sklar, L., *op. cit.*, pp. 58-70.

¹¹ Castagnino, M., Lara, L. y Lombardi, O., “The Cosmological Origin of Time-Asymmetry”, *Classical and Quantum Gravity*, **20**, 2003, 369-391; Castagnino, M. y Lombardi, O., “The Generic Nature of the Global and Non-Entropic Arrow of Time and the Double Role of the Energy-Momentum Tensor”, *Journal of Physics A*, **37**, 2004, 4445-4463.

¹² Lax, P. y Phillips, R., *Scattering Theory*, New York: Academic Press, 1979.

nuestras intuiciones relacionadas con la asimetría entre pasado y futuro o entre condiciones iniciales y finales. Sin embargo, desde la perspectiva atemporal, el giro en el problema consiste en proporcionar un criterio teórico y no-convencional para escoger uno de los gemelos simétricamente temporales: tal criterio establecerá una distinción sustancial entre los dos miembros del par y, *a fortiori*, entre las dos direcciones del tiempo.

No obstante, el análisis de un único proceso de decaimiento o de una única evolución irreversible no es suficiente para establecer criterios de distinción. Es necesario introducir consideraciones globales en términos de las cuales todos los procesos puedan ser coordinados. Con esto surge la necesidad de un enfoque global, en el que la flecha del tiempo jugará un papel a manera de escenario de fondo donde los procesos irreversibles se desarrollan. Este escenario no puede ser puesto en términos de teorías locales que únicamente describan fenómenos confinados a pequeñas regiones del espacio-tiempo¹³. Ésta es la primera consideración que realiza Castagnino para formular el enfoque global geométrico, de acuerdo con el cual la flecha del tiempo tiene un origen global y es un rasgo intrínseco del espacio-tiempo, y este último debe satisfacer ciertas condiciones tales como la orientabilidad temporal y la existencia de un tiempo cósmico.

¹³ Castagnino, M., Lara, L. y Lombardi, O., “The Direction of Time: from the Global Arrow to the Local Arrow”, *International Journal of Theoretical Physics*, **42**, 2003, 2487-2504.

Capítulo 4

El enfoque global geométrico

4.1 La aproximación global y no entrópica

Recordemos que uno de los principales problemas de la aproximación tradicional al problema de la flecha del tiempo es que se basa en consideraciones locales, que tienen su origen en el intento por reducir la termodinámica a la mecánica estadística. Por ello, en este contexto, la respuesta usual al problema de la asimetría temporal consiste en definir la dirección futura como la dirección del tiempo en la cual incrementa la entropía.

Sin embargo, en la sección anterior vimos cómo esta respuesta claramente viola el punto de vista atemporal, dado que la asignación de probabilidades a eventos previos presupone una clase de asimetría causal, la cual, a su vez, confiere existencia a relaciones temporales asimétricas entre los eventos. Por este motivo, cualquier apelación a la distinción entre eventos anteriores y subsecuentes comete una petición de principios al presuponer la flecha del tiempo desde el comienzo.

Esta misma dificultad puede también expresarse en diferentes términos. Si asumimos que hemos resuelto el problema de la irreversibilidad, tenemos una descripción de todas las evoluciones irreversibles (por ejemplo, procesos de decaimiento) del universo. Sin embargo, si aún no hemos establecido una diferencia sustancial entre ambas direcciones del tiempo que nos permita decidir hacia cuál de las dos direcciones se dirige cada decaimiento, no podemos establecer una flecha de esta manera. Un modo de definir la dirección de la flecha del tiempo consistiría en coordinar todos los procesos, de forma tal que todos los decaimientos ocurrieran paralelamente hacia la misma dirección temporal. Pero, a nivel local, las leyes de la física no pueden ofrecernos tal coordinación. En consecuencia, es necesario introducir consideraciones globales que, para el caso de los procesos de decaimiento, permitan que todos sean coordinados. Este escenario de fondo (que nos permite distinguir sustancialmente las dos direcciones temporales de los procesos irreversibles, pero que no puede ser construido por medio de teorías locales que únicamente brindan descripciones para pequeñas regiones del espacio-tiempo) es conocido como la flecha global del tiempo (*Global Arrow of Time. GAT*).

Así, si aceptamos que el problema de la flecha del tiempo no puede ser resuelto desde una perspectiva local, es necesario hacer consideraciones generales que implican entonces tomar en cuenta a la relatividad general. Esta será la idea de fondo de la propuesta de Castagnino. Recordemos el ajuste que introduce en los diagramas de Reichenbach-Davies, el cual está fundamentado en la noción de causalidad, donde las condiciones iniciales de

cualquier proceso son producidas por procesos previos, de forma tal que todos los procesos en universos conectados se encuentran coordinados de la misma manera y, justamente, esta razón global es la que puede dar respuesta a la asimetría del universo¹.

Analicemos este argumento de forma detenida. Si consideramos que, en términos de la cosmología contemporánea, el universo es considerado como un objeto espacio-temporal de cuatro dimensiones y que este tipo de objetos puede ser simétrico o asimétrico a lo largo de la dimensión temporal, entonces la cuestión acerca de la flecha global del tiempo puede formularse en términos de si el universo realmente exhibe esta característica o no. Si el universo es efectivamente asimétrico, esto podría permitirnos hacer una distinción entre ambos sentidos temporales. Sin embargo, ¿qué significa que el universo sea asimétrico? En términos formales, la simetría temporal se define de la siguiente manera:

Definición 4.1. La simetría temporal es una propiedad de una solución de una ecuación de evolución. Una solución $f(t)$ es *temporalmente simétrica* (*t-simétrica*) si existe un tiempo t_s tal que $f(t_s + t) = f(t_s - t)$ ².

Sin embargo, podríamos cuestionar cuál es el sentido físico de la asimetría temporal. Recordemos que, en teoría de la relatividad general, las propiedades básicas son únicamente las propiedades geométricas del espacio-tiempo contenidas en el tensor métrico y la distribución de materia-energía es descrita por el tensor de energía-momento³. Si ambas propiedades están relacionadas por las ecuaciones de campo de Einstein, la diferencia

¹ Castagnino retoma como principios metodológicos (que no pueden ser ignorados de ninguna manera en la construcción de modelos cosmológicos) los siguientes:

Unicidad (*Uniqueness*): Existe un solo universo, por lo que el espacio-tiempo es único. Topológicamente, los espacio-tiempos totalmente desconectados son posibles, por lo que los eventos no se encuentran correlacionados unos con otros a través de las líneas universales (*worldlines*) ya sean temporales, espaciales o lumínicas.

Universalidad: Las leyes de la física son siempre las mismas en todas partes. Es lógicamente posible que las leyes puedan cambiar en el tiempo y ser diferentes de un lugar a otro, pero no hay evidencia observable para esto.

² Una vez que se ha definido la flecha del tiempo como un rasgo global del universo, puede aplicarse en cosmología de la siguiente forma: En un modelo de universo FRW Gran Explosión-Gran Contracción (*Big Bang-Big Crunch*) con $k = 1$, donde t_{\max} corresponde al radio máximo a_{\max} , el universo es *t-simétrico* si $a(t_{\max} + t) = a(t_{\max} - t)$. De un modo más general, un universo dotado con un tiempo cósmico t y con métrica $ds^2 = dt^2 - h_{ij}(t, x^k) dx^i dx^j$ es *t-simétrico* si existe un tiempo t_s tal que $h_{ij}(t_s + t, x^i) = h_{ij}(t_s - t, x^i)$.

³ Las ecuaciones de campo de Einstein tienen la forma: $R_{\mu\nu} - 1/2 g_{\mu\nu} R - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$. El lado izquierdo de la ecuación es una expresión puramente geométrica: $g = g_{\mu\nu}$ es el tensor métrico, función del punto (x^0, \dots, x^3) , $R_{\mu\nu}$ es el tensor de Ricci, R es el escalar de Ricci, y Λ es la constante cosmológica (con $c = 1$). En lado derecho, $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento, que describe la energía y el momento contenidos en la materia y en la radiación, y G es la constante gravitacional de Newton. La constante 8π se agrega para ajustar a la ley gravitacional newtoniana, en el límite clásico.

sustancial entre las dos direcciones del tiempo puede ser concebida como una propiedad geométrica del espacio-tiempo.

Así, el hecho de que el universo sea asimétrico implica que la distribución de materia-energía en el espacio-tiempo no se encuentra en una disposición simétrica a lo largo de la dimensión temporal. Y puesto que sabemos, por las ecuaciones de campo, que existe una conexión entre las propiedades geométricas del espacio-tiempo y la distribución de materia-energía, la asimetría en la distribución de materia energía se manifiesta también como una asimetría geométrica del universo. Sin embargo, esta aproximación no está exenta de dificultades, la primera de ellas consiste en que las ecuaciones de campo permiten muchos espacio-tiempos con diferentes topologías, y algunos de los espacio-tiempos resultantes no permiten definir los dos sentidos temporales en un sentido global, o hablar de un único tiempo para el universo como un todo. Más aún, si estas dificultades son resueltas, Castagnino señala el problema de la siguiente manera: ¿es posible describir un universo temporalmente asimétrico en términos geométricos, a pesar de que las leyes de la física son t-invariantes? Una respuesta afirmativa a esta cuestión implica automáticamente que entonces es necesario establecer los criterios para decidir entre las dos descripciones asimétricas resultantes, ya que cada una es una imagen temporal de la otra.

Asumiendo entonces que la flecha del tiempo tiene un origen global y es un rasgo geométrico intrínseco del espacio-tiempo, la ruta de su argumento será, en primer lugar, demostrar que la orientabilidad temporal del espacio-tiempo y la existencia de un tiempo cósmico son condiciones necesarias para definir la flecha del tiempo. Bajo tales condiciones, la flecha se manifiesta globalmente como la asimetría temporal del universo en su conjunto y, localmente, como la asimetría del flujo de energía. Una vez hecho lo anterior, el proyecto se desarrolla en dos etapas: demostrar, en primer lugar, que el universo es un objeto temporalmente asimétrico y, en segundo, que la asimetría temporal global se manifiesta en cada punto de la variedad como una asimetría temporal local a través de las condiciones energéticas del universo. Finalmente, se pretende aplicar la flecha así definida a otros ámbitos de la física (cuántico, electromagnético, termodinámico, etc.) a fin de definir otras flechas del tiempo. Esta es la primera aproximación al problema.

Al principio de este capítulo hemos señalado que el motivo para considerar una flecha global es establecer una relación entre ésta y la asimetría del universo. En algunos trabajos, Castagnino presenta una demostración que le permite afirmar que el universo es un objeto temporalmente asimétrico. En otros artículos, presenta el método para trasladar la asimetría temporal a nivel local⁴. En el presente trabajo dirigiremos nuestra atención a la orientabilidad temporal y la existencia de un tiempo cósmico, ya que son las condiciones principales que permiten definir una flecha del tiempo. Sin embargo, en sus últimos trabajos, los autores del enfoque global geométrico han relajado la segunda condición en

⁴ Castagnino, M., Lara, L. y Lombardi, O., “The Direction of Time: from the Global Arrow to the Local Arrow”, *International Journal of Theoretical Physics*, **42**, 2003, 2487-2504.

favor de la existencia de un tiempo global, sin argumentar el motivo de esta decisión. En la parte final de este capítulo se formulará una breve crítica a este aspecto. Tal crítica nos permitirá abrir la discusión y cuestionar hasta dónde podría relajarse también la condición de existencia de tiempo global; lo que nos llevará a preguntarnos si el enfoque global geométrico sólo se aplica para el caso de leyes t-invariantes o podría también generalizarse para incluir el caso de la no-invariancia de las leyes fundamentales de la física.

4.2 Orientabilidad temporal (t-orientabilidad)

Grünbaum y Earman fueron los primeros autores que enfatizaron la relevancia de la orientabilidad temporal en el problema de la flecha del tiempo⁵. Para este último, una orientación temporal puede ser definida en una manera consistente de forma global únicamente si el espacio-tiempo es t-orientable, lo cual es suficiente para justificar lo que llama *Principio de precedencia (Principle of Precedence, PP)*:

“Asumiendo que el espacio-tiempo es temporalmente orientable, un transporte temporal continuo adquiere precedencia sobre cualquier método (basado en la entropía o lo que sea) de fijar una dirección temporal; esto es, si los sentidos temporales definidos por un método dado en dos regiones del espacio-tiempo (con cualquier interpretación de ‘región’ que queramos) discrepan cuando son comparados por medio de un transporte continuo y que mantiene los vectores temporales como tales, entonces si un sentido es correcto, el otro está equivocado”⁶

Por supuesto, el Principio de precedencia no es un método para fijar una orientación temporal, sino que sólo se aplica después de que tenemos un método dado. Por ello, funciona como un criterio adecuado al cual cualquier método debe ajustarse.

Sin embargo, recordemos que lo que trata de establecer Earman es un argumento en contra del método de la entropía de Reichenbach, ya que es físicamente posible y en muchos casos altamente probable que surjan desacuerdos cuando los sentidos temporales fijados por el método entrópico en dos regiones del espacio-tiempo son comparados por medio de un transporte temporal continuo. Entonces, o bien a) no existe una correcta o incorrecta orientación temporal o b) el método entrópico da un resultado erróneo en alguna región del espacio-tiempo.

⁵ Grünbaum, A., *Philosophical Problems of Space and Time*, New York: The Book Press Inc., 1963; Earman, J., “An Attempt to Add a Little Direction to «The Problem of the Direction of Time»”, *Philosophy of Science*, **41**, 1974, 15-47.

⁶ “Assuming that space-time is temporally orientable, continuous timelike transport takes precedence over any method (based on entropy or the like) of fixing time direction; that is, if the time senses fixed by a given method in two regions of space-time (on whatever interpretation of 'region' you like) disagree when compared by means of transport which is continuous and which keeps timelike vectors timelike, then if one sense is right, the other is wrong”, Earman, op. cit., p. 22.

No obstante, como señalan Castagnino *et al.*, Earman formula el problema de la flecha del tiempo sobre la base de la orientación temporal, lo que sugiere que hay un sentido privilegiado del tiempo, ya que la orientabilidad temporal está definida en términos de la *orientación* temporal. A su vez, la definición de *orientación* se encuentra formulada en términos de elegir un conjunto de vectores temporales que apuntan hacia el futuro, sin esclarecer el significado no-convencional que tendría esta noción de futuro.

Así, para evitar caer en este tipo de confusiones, la noción de orientabilidad temporal es formulada a partir de lo siguiente: recordemos que si consideramos un espacio-tiempo de Minkowski, hay dos conjuntos relevantes de eventos relativos a cada evento y el conjunto de eventos incluido en el lóbulo futuro del cono de luz de un evento especificado, y el conjunto de aquellos incluidos en su lóbulo pasado (las etiquetas pasado y futuro son utilizadas en forma convencional). Por lo que la métrica siempre puede ser reducida, dadas pequeñas regiones del espacio-tiempo, a la forma de Minkowski.

Definición 4.2. Un espacio-tiempo es *temporalmente orientable* si existe un campo de vectores continuo y que no se anula (*non-vanishing*) sobre la variedad, campo que es temporal (*timelike*) con respecto a su métrica.

Mediante este campo, el conjunto de todos los semiconos de luz (lóbulos) de la variedad pueden ser particionados en dos clases equivalentes C_+ y C_- : los lóbulos de C_+ contienen los vectores del campo y los lóbulos de C_- no los contienen.

Sin embargo, se pueden obtener muchas topologías consistentes con las ecuaciones de campo de Einstein. En efecto, a gran escala, la variedad (*manifold*) podría no ser plana, ya que no pueden despreciarse los efectos de la gravedad y entonces el espacio-tiempo podría curvarse a lo largo de la dimensión espacial, de manera que las secciones espaciales (*spacelike*) del universo a escala tridimensional fueran análogas a una cinta de Moebius. En este caso, se dice que el espacio-tiempo es no temporalmente orientable o no t-orientable. Así, en un espacio-tiempo no t-orientable, es posible transformar un vector temporal que apunta hacia el futuro (*future pointing timelike vector*) en uno que apunte hacia el pasado si trasladamos de manera continua los vectores temporales (es decir, manteniendo la temporalidad de los mismos), esto es, si los transportamos a lo largo de la banda de Moebius. Por lo tanto, si el espacio-tiempo es no t-orientable, la distinción entre los semiconos pasado y futuro no podría definirse de manera unívoca a nivel global⁷. Este es el argumento que le permite al enfoque global geométrico comprometerse con la orientabilidad temporal como la primera de las condiciones necesarias para definir una flecha del tiempo:

⁷ Un ejemplo clásico de un espacio-tiempo no t-orientable es el modelo elíptico de de Sitter.

“La orientabilidad temporal del espacio-tiempo es una precondition para definir una flecha global del tiempo, dado que si el espacio-tiempo no es temporalmente orientable, no hay posibilidad de distinguir entre ambos sentidos temporales para el universo como un todo”⁸

No obstante, recordemos que el enfoque global geométrico pretende definir una flecha del tiempo aun cuando las leyes de la física sean t-invariantes. Pero, podemos preguntarnos, ¿qué pasaría con la condición de orientabilidad temporal si consideramos que las leyes fundamentales no son t-invariantes? En un espacio-tiempo t-orientable, si existe una ley no t-invariante definida de manera continua sobre toda la variedad, sería suficiente para poder escoger una de las clases de semiconos de luz como la de los semiconos futuros (digamos C_+) y la otra como la clase de los semiconos pasados (digamos C_-); así, la misma ley L sería suficiente para definir la flecha del tiempo para el universo entero (esto es, el semicono futuro $C_+(x)$ y el pasado $C_-(x)$ en cada punto x). En efecto, si un semicono de la clase C_+ fuera considerado como el semicono futuro en un punto x y otro de la misma clase como fuera considerado como el semicono pasado en un punto y , entonces la conexión de estos dos puntos por medio de una curva continua (ya que únicamente consideramos universos conectados) sería suficiente para encontrar un punto donde la ley L resultaría ser discontinua, contrariamente a nuestro supuesto inicial.

Es interesante señalar que no todos aceptan la relevancia de la orientabilidad temporal para la definición de la flecha del tiempo. Según Matthews⁹, debemos considerar espacio-tiempos no t-orientables si queremos definir la flecha del universo como un todo. Pero el problema también puede ser formulado en términos exclusivamente locales y, en este caso, las consideraciones provenientes de la relatividad general pueden ser ignoradas. En particular, Matthews afirma que el espacio-tiempo puede tener una flecha definida a nivel local, pero no global. En este caso, la orientabilidad temporal no se considera una condición necesaria para definir una flecha del tiempo. Pero la posición de Matthews es pasible de la crítica que surge del argumento presentado en la sección anterior, que permite al enfoque global geométrico rechazar la aproximación local: a nivel local no es posible construir un escenario que nos permita coordinar la dirección temporal de todos los procesos irreversibles.

4.3 Tiempo cósmico (t-cósmico)

⁸ “The temporal orientability of space-time is a precondition for defining a global arrow of time, since if space-time is not temporally orientable, it is not possible to distinguish between two temporal senses for the universe as a whole”. Castagnino, M., Lombardi, O. y Lara, L., “The Global Arrow of Time as a Geometrical Property of the Universe”, *Foundations of Physics*, **33**, 2003, p. 888.

⁹ Matthews, G., ‘Time’s Arrow and the Structure of Spacetime’, *Philosophy of Science*, **46**, 1979, 82-97.

Hasta aquí se ha argumentado que la orientabilidad temporal es condición necesaria para definir una flecha del tiempo, ya que permite establecer de manera consistente y global la existencia de dos direcciones opuestas de un único tiempo para el universo. Recordemos que si el espacio-tiempo es temporalmente orientable, puede definirse sobre toda la variedad un campo de vectores $\gamma^\mu(x)$ continuo y que no se anula. De este modo obtenemos un espacio-tiempo t-orientable, pero aún no t-orientado (es decir, no hemos hecho una distinción sustancial entre pasado y futuro), por lo cual la distinción entre $\gamma^\mu(x)$ y $-\gamma^\mu(x)$ es sólo convencional. En otras palabras, la condición de orientabilidad temporal aún no nos ofrece un criterio físico, sustancial, para distinguir entre ambas direcciones temporales.

Para responder a esta cuestión, Castagnino *et al* se dan cuenta de que deberían utilizar la noción de asimetría temporal previamente propuesta. En este sentido, utilizan una analogía propuesta por Huw Price para explicar la asimetría en el tiempo: imaginemos una fábrica de sacacorchos, la cual produce igual número de estos instrumentos para personas diestras o zurdas. Si bien cada uno de los sacacorchos en particular puede ser considerado asimétrico espacialmente, la producción general es totalmente simétrica. Aplicamos este argumento a la asimetría temporal: “una teoría física t-simétrica podría tener como consecuencia que cualquier universo individual debe ser asimétrico en el tiempo”¹⁰.

Pero el concepto de simetría temporal (**Def. 4.1**) fue formulado para soluciones de ecuaciones dinámicas que presuponen un tiempo clásico. Si se pretende aplicar ese mismo concepto en el caso del universo, regido por la relatividad general, la definición debe ser reformulada. Supongamos que el espacio-tiempo puede foliarse en hipersuperficies espaciales, a las que llamaremos Σ , el espacio-tiempo será t-simétrico si existe una hipersuperficie espacial Σ_s que divide el espacio-tiempo en dos mitades, una imagen especular de la otra con respecto a sus propiedades intrínsecas.

Es claro que esta forma de adaptar el concepto de t-simetría exige que el espacio tiempo sea foliable en hipersuperficies espaciales. En sus primeros trabajos, Castagnino *et al.* creen encontrar la exigencia de foliabilidad en la condición de existencia del tiempo cósmico.

Definición 4.3. Un espacio-tiempo posee un *tiempo cósmico* si cumple con las siguientes condiciones:

- i) El espacio-tiempo satisface la *condición de causalidad estable*; es decir, la variedad M posee una *función tiempo global* $t: M \rightarrow \mathbb{R}$ cuyo gradiente es temporal en todos los puntos de la variedad¹¹.

¹⁰ “...a time-asymmetric physical theory might have the consequence that any individual universe has to be asymmetric in time”. Price, H., op. cit., p. 88.

¹¹ Un estudio sobre la estructura causal espacio tiempo, así como las condiciones para establecer dicha estructura se encuentra en Hawking, S. y Ellis G., *The Large Structure of Space-Time*, Cambridge: Cambridge University Press, 1974, capítulo VI.

ii) La métrica del espacio-tiempo puede expresarse como $ds^2 = dt_c^2 + h_{ij} dx^i dx^j$, donde t_c es el tiempo cósmico.

Un espacio-tiempo temporalmente orientable que tiene un tiempo cósmico t_c es t-asimétrico si no hay un tiempo t_s que divida la variedad en dos “mitades”, siendo una la imagen especular de la otra respecto de sus propiedades intrínsecas. Esto significa que, en un universo t-asimétrico, cualquier tiempo t_A divide la variedad en dos secciones que son diferentes una de la otra: la sección $t > t_A$ es sustancialmente diferente de la sección $t < t_A$. Por lo tanto, podemos escoger cualquier punto x_0 con $t = t_A$ y convencionalmente considerar que $-\gamma^\mu(x_0)$ apunta hacia $t < t_A$ y $\gamma^\mu(x_0)$ apunta hacia $t > t_A$ o viceversa: en cualquier caso hemos establecido una diferencia sustancial entre $\gamma^\mu(x_0)$ y $-\gamma^\mu(x_0)$. Podemos llamar convencionalmente “futuro” a la dirección de $\gamma^\mu(x_0)$ y “pasado” $-\gamma^\mu(x_0)$ o viceversa. Pero, en cualquier caso, el pasado es sustancialmente diferente del futuro. Ahora, podemos extender esta diferencia al campo de vectores definido de forma continua $\gamma^\mu(x_0)$: de esta manera, la orientación temporal del espacio-tiempo ha sido establecida. Dado que el campo $\gamma^\mu(x_0)$ está definido sobre toda la variedad, puede ser utilizado localmente en cada punto x para definir los semiconos futuros y pasados: por ejemplo, si llamamos “futuro” a la dirección de $\gamma^\mu(x_0)$, $C_+(x)$ contiene $\gamma^\mu(x_0)$ y $C_-(x)$ contiene $-\gamma^\mu(x_0)$. (**Figura 4.1**).

Hasta aquí, la flecha del tiempo tiene un origen global y es un rasgo geométrico intrínseco del espacio-tiempo: la orientabilidad temporal del espacio-tiempo y la existencia de un tiempo cósmico son presentadas por Castagnino *et al* como condiciones necesarias para definir la flecha del tiempo. La flecha se manifiesta globalmente como la asimetría temporal del universo como un todo y localmente como la asimetría del flujo de energía. Sin embargo, en trabajos posteriores, la necesidad del tiempo cósmico es abandonada y se admite que en sólo ciertos casos particulares el universo puede poseer un tiempo cósmico. Frente a esta modificación de la postura de los autores, cabe preguntarse cuáles serían entonces esos casos en los que no es posible definir un tiempo cósmico. Y más, aún, ¿qué pasaría con aquellos casos en los que no es posible establecer dicha definición? ¿También sería posible definir una flecha del tiempo sin la necesidad de un tiempo global? Para responder a estas preguntas, es necesario detenerse en el argumento por el cual los autores introducen la necesidad del tiempo cósmico.

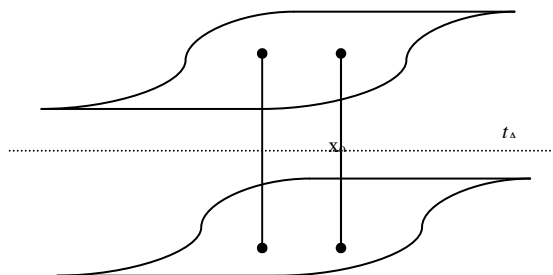


Figura 4. 1. Dos hipersuperficies obtenidas dentro de un espacio-tiempo t-orientable particionado por un tiempo t_A , el cual dividió la variedad en secciones y la sección $t > t_A$ es sustancialmente diferente $t < t_A$, por lo que podemos escoger cualquier punto x_0 con $t = t_A$ y convencionalmente considerar que $-\gamma^\mu(x_0)$ apunta hacia $t < t_A$ y $\gamma^\mu(x_0)$ apunta hacia $t > t_A$ o viceversa

El argumento comienza señalando las consideraciones relativistas que deben hacerse del problema: la relatividad general reemplaza la vieja concepción del espacio a través del tiempo por el concepto de espacio-tiempo, donde el espacio y el tiempo están intrínsecamente entrelazados: el tiempo se convierte en una dimensión de una variedad tetradimensional. Sin embargo, si quisiéramos medir el tiempo por un reloj físico, cada partícula del universo tiene su *tiempo propio* (*proper time*), que es el tiempo registrado por el reloj solidario a cada partícula. Dado que la geometría del espacio-tiempo de la relatividad general puede ser considerada casi plana a nivel local, es posible sincronizar los relojes fijos a las partículas cuyas trayectorias paralelas están confinadas en pequeñas regiones del espacio-tiempo. Pero, en general, la sincronización de los relojes fijos a todas las partículas del universo no es posible. En otras palabras, únicamente en ciertos casos particulares todos los relojes pueden ser temporalmente coordinados por medio de un tiempo cósmico, que juega el papel de parámetro temporal en la evolución del universo.

De nuevo, el problema puede ser formulado en términos geométricos. Un espacio-tiempo puede ser tal que no es posible una partición del conjunto de todos los eventos en clases de equivalencia (excluyentes) de manera que cada una de las clases disjuntas sea una hipersuperficie espacial, y que las hipersuperficies puedan ser ordenadas en el tiempo. Esto sucede cuando el espacio-tiempo posee curvas temporales cerradas o semi-cerradas o, de igual manera sin este tipo de curvas, cuando es imposible encontrar una función uniforme (*smooth*) que asigne a cada evento un número real, el tiempo del evento, tal que el número asignado a e_1 es menor que el asignado a e_2 , siempre que exista una señal causal que pueda propagarse de e_1 a e_2 . En tales casos, el espacio-tiempo no puede ser particionado de forma global en espacios a ciertos tiempos determinados (*space-at-a-time*), esto es, en hipersuperficies espaciales que contienen todos los eventos simultáneos entre sí.

Como mencionamos, existe una jerarquía de condiciones causales que, aplicadas a un espacio-tiempo temporalmente orientable, evitan rasgos “anómalos” como los que

acabamos de describir. Si tomamos un espacio-tiempo (M, g) t-orientable, utilizando los términos “pasado” y “futuro” en un sentido convencional:

Definición 4.4. Para cada $x \in M$, el futuro (pasado) cronológico de x , $I^+(x)$ ($I^-(x)$) es el conjunto de todos los $y \in M$ tales que y puede ser conectado desde x por una curva temporal direccionada hacia el futuro (pasado).

Definición 4.5. Para cada $x \in M$, el futuro (pasado) causal de x , $J^+(x)$ ($J^-(x)$) es el conjunto de todos los $y \in M$ tales que y puede ser conectado desde x por una curva no-espacial (temporal o tipo-luz) direccionada hacia el futuro (pasado).

La primera condición de la jerarquía es la *condición cronológica*, que se establece sobre (M, g) si y sólo si $\forall x \in M, I^+(x) \cap I^-(x) = \emptyset$: esta primera condición impide curvas temporales cerradas. La segunda condición, más fuerte que la primera, es la *condición de causalidad*, que se cumple sobre (M, g) si y sólo si $\forall x \in M, J^+(x) \cap J^-(x) = \emptyset$; esta condición impide curvas cerradas no-espaciales. Si queremos también excluir casos donde hay curvas no-espaciales que regresan arbitrariamente cerca de su punto de origen, debemos reforzar los requisitos impuestos al espacio-tiempo: la *condición de causalidad fuerte* (*strong causality condition*) se establece sobre (M, g) si y sólo si $\forall x \in M$, cada vecindad de x contiene una vecindad de x a la cual ninguna curva no-espacial intersecta más de una vez. Pero si bien la condición de causalidad fuerte impide curvas no espaciales cerradas o semi-cerradas, no excluye la posibilidad de que una ligera variación de la métrica del espacio-tiempo conduzca nuevamente a “anomalías” temporales. Con el fin de evitar esta posibilidad, el espacio-tiempo debe tener una forma de estabilidad, definida como una propiedad de espacio-tiempos “ceranos”. Ésta es la llamada condición de causalidad estable (*stable causality condition*). Puede demostrarse que la condición de causalidad estable se cumple sobre (M, g) si y sólo si (M, g) tiene una función tiempo global (*global time function*), esto es, si y sólo si existe una función $t: M \rightarrow \mathbb{R}$ cuyo gradiente es temporal en toda la variedad. En otras palabras, el valor de la función tiempo global se incrementa a lo largo de toda curva no-espacial dirigida hacia el futuro; la existencia de una función de este tipo garantiza que el espacio-tiempo puede ser particionado globalmente en espacios a un tiempo definido, esto es, en hipersuperficies de simultaneidad (hipersuperficies $t = const$), lo cual define una foliación del espacio-tiempo.

Earman señala la relevancia de la existencia de una función tiempo global para el problema de la flecha del tiempo¹². Sin embargo, no toma en cuenta que el hecho de que el espacio-tiempo admita una función tiempo global no permite aún definir una noción de simultaneidad de una forma unívoca y con significado físico. Consideremos el conjunto de las líneas de mundo de todas las partículas del universo. Ahora consideremos una foliación particular, definida por una función $f = \tau$, tal que las líneas de mundo atraviesan todas las hipersuperficies $\tau = \text{const}$. Dotemos a la hipersuperficie correspondiente, digamos, a $\tau = 0$ de un sistema de coordenadas (x^i) , $i = 1..3$. Cada línea de mundo es etiquetada por las coordenadas (x^1, x^2, x^3) del punto donde ésta intersecciona la hipersuperficie $\tau = 0$. Ahora dotamos cada hipersuperficie $\tau = \text{const}$ de un sistema de coordenadas (x^i) tal que el punto de intersección entre la curva etiquetada con (x^1, x^2, x^3) y la hipersuperficie también tiene coordenadas (x^1, x^2, x^3) , y esto se cumple para todas las líneas de mundo. De esta forma hemos construido un sistema de coordenadas para la variedad completa, que asigna las coordenadas (t, x^1, x^2, x^3) a cada punto de modo tal que, dada la curva (x^1, x^2, x^3) , τ se incrementa a lo largo de ésta y todos los puntos tienen los mismos valores de las coordenadas (x^i) (ver **Figura 4.2**).

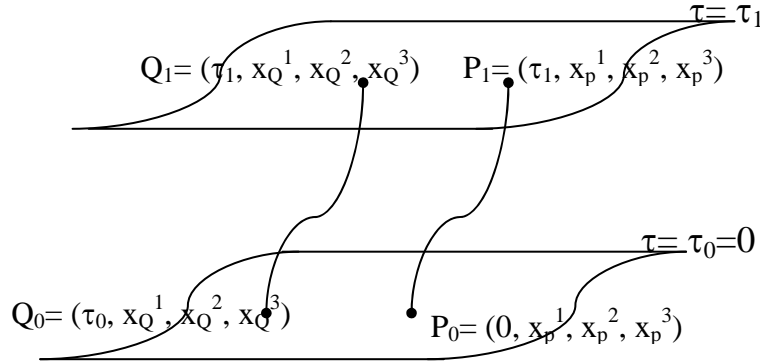


Figura 4.2. Dos hipersuperficies con $\tau = \text{const}$ dotadas de un sistema de coordenadas tal que cualquier línea de mundo intersecciona ambas hipersuperficies en el mismo valor de las coordenadas (x^i)

En este sistema de coordenadas, la métrica resulta:

$$ds^2 = g_{00}d\tau^2 + 2g_{0i}d\tau dx^i + g_{ij}dx^i dx^j$$

¹² Earman, J., *op. cit.*

donde $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\tau, x^1, x^2, x^3)$. Sin embargo, podríamos preguntarnos cómo establecer un sistema de coordenadas de este tipo: podemos construir tantos sistemas de coordenadas como diferentes foliaciones escojamos y, en consecuencia, cada foliación define su correspondiente noción de simultaneidad. Si pretendemos evitar ambigüedades en la noción de simultaneidad, es necesario escoger una foliación particular. En nuestro caso, la elección adecuada es la foliación τ que recupera la ortogonalidad de las líneas de mundo respecto de las hipersuperficies $\tau = \text{const}$. Tal ortogonalidad recupera la noción de simultaneidad de la relatividad especial para pequeñas regiones de las hipersuperficies $\tau = \text{const}$. En este caso, $g_{0i} = 0$ y, entonces, la métrica resulta:

$$ds^2 = g_{00}d\tau^2 + g_{ij}dx^i dx^j$$

No obstante, esto no es suficiente aún para definir un tiempo cósmico que permita coordinar los tiempos propios de todas las líneas de mundo. El tiempo propio $\Delta\tau$ transcurrido en el intervalo τ_1 a τ_2 a lo largo de la curva (x^1, x^2, x^3) puede ser calculado como la distancia Δs entre las hipersuperficies $\tau = \tau_1$ y $\tau = \tau_2$ a lo largo de la curva:

$$\Delta\tau = \Delta s(\tau_1, \tau_2, x^1, x^2, x^3) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} ds = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \left[g_{00}(\tau, x^1, x^2, x^3) \right]^{\frac{1}{2}} d\tau$$

Puesto que, en general, g_{00} es una función de (x^1, x^2, x^3) , el tiempo propio $\Delta\tau$ también depende de (x^1, x^2, x^3) . Esto significa que el intervalo de tiempo propio entre dos hipersuperficies de simultaneidad depende de la curva particular considerada para calcularlo. Si se quiere evitar esto, es necesario imponer la restricción $g_{00} = g_{00}(\tau)$: cuando g_{00} es sólo una función de τ , el intervalo de tiempo propio entre dos hipersuperficies $\tau = \tau_1$ y $\tau = \tau_2$ es el mismo para todas las líneas de mundo. Con ello, es posible definir:

Definición 4.4. El tiempo cósmico t está definido por $dt^2 = g_{00}(\tau)d\tau^2$

En este caso, la métrica resultante es:

$$ds^2 = dt^2 - h_{ij}dx^i dx^j$$

donde $h_{ij} = h_{ij}(t, x^1, x^2, x^3)$ es la métrica tridimensional para cada hipersuperficie de simultaneidad. Únicamente la existencia de un tiempo cósmico garantiza que los procesos puedan ser coordinados por un único tiempo, recuperándose la estructura temporal de la física pre-relativista.

Por último, podríamos preguntarnos como podrían aplicarse estas consideraciones al caso de nuestro universo. La cuestión acerca de la existencia o no de un tiempo cósmico no es una respuesta simple si consideramos todos los universos relativistas posibles. Sin embargo, la cosmología contemporánea ofrece una solución simple sobre la base del principio cosmológico y asumiendo que el universo se encuentra en un periodo de expansión¹³. Dado que el universo es espacialmente homogéneo e isotrópico a gran escala, cada punto del espacio-tiempo tiene una velocidad privilegiada desde la cual todo observador ve la expansión isotrópica. El enfoque global geométrico propone que existe un sistema de referencia común, donde un observador en reposo respecto del mismo podría etiquetar el tiempo por medio de una secuencia de estados a través de los cuales el universo se expande, y que puede ser utilizado en todos los puntos del espacio-tiempo debido a que todos los observadores ven la misma secuencia de estados. Sin embargo, lo que realmente se encuentra detrás de este compromiso es que, en términos geométricos, se está garantizando no sólo que el espacio tiempo sea foliable, sino también que las hipersuperficies son ortogonales a las líneas de mundo y, por tanto, pueden ser entonces etiquetadas a través de un tiempo cósmico a partir de las líneas de mundo que las atraviesan.

Según el enfoque global geométrico, entonces, si el universo cumple con las condiciones de orientabilidad temporal y de existencia de un tiempo cósmico, la flecha del tiempo puede definirse en términos de la asimetría geométrica del espacio-tiempo, que permite distinguir los dos extremos temporales del universo. Esta asimetría geométrica, recordemos, también es una asimetría en la distribución de materia-energía. Por lo tanto, en un universo asimétrico es posible diferenciar sustancialmente las dos direcciones temporales precisamente porque sus dos extremos temporales son sustancialmente (geoméricamente) diferentes.

¹³ En la métrica de Robertson-Walker, el tiempo cósmico es representado por la variable t , y el factor escalar a es sólo una función escalar de t ; por lo que en un modelo Friedmann-Lemâitre-Robertson-Walker (FLRW) la noción de tiempo es análoga a la concepción de la física no relativista, donde el tiempo es un parámetro de ordenamiento con respecto al cual la evolución del universo es descrita.

Capítulo 5

Hacia una generalización del enfoque global

5.1 Análisis de las condiciones propuestas por el enfoque global geométrico

Recordemos que, antes del surgimiento del concepto de entropía y de los trabajos de Boltzmann, los físicos pretendían ajustar el mundo al marco de las leyes newtonianas, las cuales son invariantes ante la inversión temporal (t-invariantes). En un mundo tal, la asimetría temporal es meramente convencional debido a que el conjunto de soluciones tiene simetría temporal y, para cualquier movimiento, el movimiento en el sentido temporal contrario, es también un movimiento posible. Además, la mecánica clásica es t-simétrica y no estadística si teóricamente se considera en su detalle el movimiento de todos los puntos materiales del sistema. Las leyes de la mecánica clásica conducen al principio de conservación de la energía de un sistema aislado: si el sistema ha comenzado con algún movimiento, la energía no se perderá y por lo tanto el movimiento no puede detenerse nunca, de modo que el “equilibrio total” (es decir, todos los puntos del sistema en reposo) es imposible. Bajo este marco, la topología del tiempo en mecánica clásica es la recta R de los reales, y no se discute la posibilidad de un comienzo o final del tiempo precisamente a causa de la convencionalidad de su dirección. En todas las ecuaciones el pasado es idéntico al futuro. Así, nada en la física clásica advertía entonces la presencia de una asimetría temporal que distinguiera entre el pasado y el futuro de la misma forma en que nuestras intuiciones parecen indicarnos. El problema de la flecha del tiempo dentro de la mecánica clásica ni siquiera era considerado como un problema; mucho menos tenía el carácter de anomalía que indicara que la mecánica clásica era insuficiente en su descripción del mundo. Es entonces cuando, al aparecer el concepto de entropía en el marco de la termodinámica fenomenológica, se contempla por primera vez la posibilidad de que la asimetría temporal intuitiva se reflejara en el formalismo de la física y, más aún, tuviera una dependencia nomológica¹: la flecha termodinámica fue considerada como un rasgo sustancial asimétrico del tiempo, siendo la dirección en la que la entropía aumenta, y el pasado en la que disminuye. De este modo pasado y futuro pasan a ser considerados sustancialmente diferentes, lo que permite que la convencionalidad de la dirección temporal de la mecánica clásica sea cuestionada. La asimetría temporal es introducida nomológicamente (a través del segundo principio de la termodinámica) y vale para todos los procesos físicos

¹ La termodinámica fenomenológica se basa sobre las dos primeras leyes de la termodinámica,. Un área es la termostática, que se ocupa del estado de equilibrio, y que conduce al mayor número de las aplicaciones tecnológicas; otro ámbito es la termodinámica fuera del equilibrio, que refiere en general a aplicaciones que, de todos modos, no se apartan mucho del equilibrio. El valor de la termostática es indudable, por lo que la termodinámica fenomenológica es hoy en su conjunto un capítulo ampliamente reconocido en la física.

irreversibles. Más aún, la dependencia nomológica en el problema de la dirección temporal se vuelve más evidente en los primeros esfuerzos por explicar el segundo principio de la termodinámica en términos de la mecánica clásica, en particular a través de los conceptos suministrados por la teoría cinética de los gases. Sin embargo, recordemos, la principal dificultad que enfrenta este proyecto: en los sistemas microscópicos, el comportamiento corpuscular obedece siempre a las leyes mecánicas y, por lo tanto, es siempre reversible y simétrico respecto al tiempo, contrariamente al caso de los sistemas macroscópicos, que muestran una tendencia natural hacia el equilibrio, tendencia que parece introducir una flecha temporal. Así, el problema de la flecha del tiempo se vuelca a tratar de establecer la naturaleza de esta flecha.

Desde esta perspectiva y bajo el supuesto de que las leyes de la física son t-invariantes; surge el enfoque global geométrico propuesto por Castagnino *et al*, el cual analizamos en el capítulo anterior y que presenta criterios topológicos que definen, en primer lugar, una flecha del tiempo y, en segundo, distinguen en el par de soluciones t-simétricas un sentido temporal privilegiado. Recordemos que en el caso de las soluciones simétricas denominadas gemelos t-simétricos, no es posible hacer una distinción de una forma que no sea meramente convencional, debido a la t-invariancia de las leyes fundamentales. Este enfoque ha sido aplicado con éxito en la mecánica cuántica y en la teoría cuántica de campos². Sin embargo, si bien la cosmología contemporánea considera que, en general, las leyes físicas fundamentales son t-invariantes, existe una razón que nos estimula a considerar lo contrario. Dicho fenómeno en particular es el decaimiento del kaón neutro, que parece dar indicio de la asimetría temporal, y por lo tanto, de la no t-invariancia de las leyes fundamentales³.

En definitiva, el enfoque global geométrico de la flecha del tiempo se propone mostrar que, incluso si todas las leyes fundamentales de la física son t-invariantes, la flecha del tiempo puede definirse para el universo en su conjunto en términos de la asimetría geométrica del espacio-tiempo en la dirección temporal. Para ello, el universo debe cumplir con dos condiciones:

- Existencia de un tiempo cósmico que permita definir un tiempo común a todas las evoluciones del universo.
- Orientabilidad temporal del espacio-tiempo, que permita hablar de dos direcciones temporales de un modo consistente.

² Castagnino, M., Gadella, M. y Lombardi, O., “Time’s Arrow and Irreversibility in Time-Asymmetric Quantum Mechanics”, *International Studies in the Philosophy of Science*, **19**, 2005, 223-243.

³ Hacyan, S., *Física y metafísica del espacio y el tiempo: La filosofía en el laboratorio*, Fondo de Cultura Económica, México, 2004, pp. 79-81.

El objetivo de este capítulo final consistirá en efectuar un examen crítico de estas condiciones a fin de considerar la posibilidad de una generalización del enfoque global geométrico. Dicho examen procederá en tres etapas:

- a) En primer lugar, se evaluará la posibilidad de prescindir de la condición de existencia de un tiempo cósmico en favor del requisito de existencia de un tiempo global.
- b) En segundo lugar, se evaluará la posibilidad de prescindir de la existencia de un tiempo global en el caso en que existiera alguna ley física no t -invariante.
- c) Finalmente, se evaluará la posibilidad de prescindir de la condición de orientabilidad temporal.

5.2 Necesidad de un tiempo cósmico

Los propios autores del enfoque global geométrico reconocen que la existencia de un tiempo cósmico impone una topología particular y una significativa limitación en la métrica del espacio-tiempo. Sin embargo, existen casos completamente generales donde no es posible definir un tiempo cósmico en términos del cual la evolución del universo como un todo pueda ser concebida como una secuencia temporal de sus estados instantáneos. En otras palabras, sin un tiempo cósmico no hay un solo tiempo que pueda ser considerado como el parámetro de la evolución del universo.

Un universo que carece de un tiempo global es el universo “tipo pantalón” que se esquematiza en la **Figura 5.1**, donde el espacio-tiempo se subdivide en un par de secciones de forma continua. En este tipo de universo no existe un tiempo cósmico, pues las líneas de mundo que pertenecen a la rama izquierda no pueden coordinarse con las líneas de mundo que pertenecen a la rama derecha. No obstante, en este universo carente de tiempo cósmico es posible definir una función tiempo global que garantiza que el espacio-tiempo pueda ser particionado globalmente en espacios a un tiempo definido, esto es, en hipersuperficies de simultaneidad (hipersuperficies $t = const$), definiéndose una foliación del espacio-tiempo; la única peculiaridad es que, en este caso, a partir de la bifurcación tales hipersuperficies resultan no ser conexas. Dicho tiempo global permite establecer una función temporal que crece monótonamente en la misma dirección temporal sobre cualquier línea de mundo (*worldline*). Por otra parte, seguimos hablando de un universo que cumple con el principio metodológico de unicidad, el cual presupone la existencia de un único universo donde los eventos están conectados (es decir se encuentran relacionados).

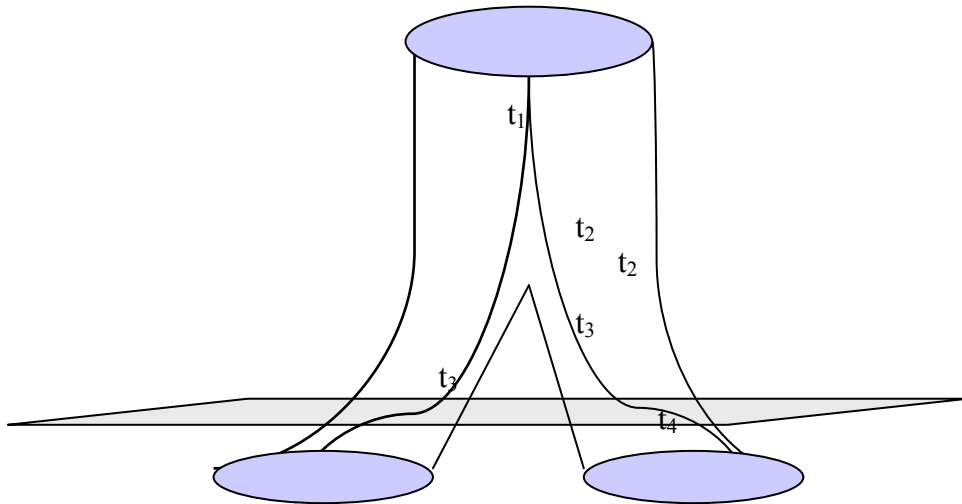


Figura 5.1. *Universo pantalón.* El caso de un universo que se divide en un par de secciones continuas y para el cual la existencia de un tiempo cósmico no se cumple. La condición de foliabilidad garantiza que el espacio-tiempo pueda ser particionado globalmente en espacios a un tiempo definido, esto es, en hipersuperficies de simultaneidad, lo cual define una foliación del espacio-tiempo.

Ahora bien, en un universo de este tipo, puede definirse la flecha del tiempo a pesar de la no existencia de un tiempo cósmico. En efecto, es fácil ver la asimetría geométrica del espacio-tiempo a lo largo del tiempo global, lo cual permite distinguir las dos direcciones temporales. En otras palabras, cualquiera de las funciones monótonamente crecientes que el tiempo global permite definir serviría para establecer la diferencia sustancial entre las dos direcciones del tiempo y, con ello, establecer globalmente la flecha del tiempo, a pesar de la imposibilidad de coordinar todos los eventos del universo mediante un tiempo único.

Los propios autores están aceptando este punto de un modo implícito en sus artículos más recientes. Así, si bien no explícitamente señalado, la condición de orientabilidad temporal es conservada, pero desaparece la condición de existencia de un tiempo cósmico, que viene reemplazada por el requisito más débil de existencia de tiempo global. En consecuencia, mientras se satisfaga la condición de foliabilidad del espacio-tiempo (es decir, que el espacio-tiempo posea un tiempo global) puede definirse una flecha del tiempo.

5.3 Necesidad de un tiempo global

Recordemos que el objetivo del enfoque global geométrico consiste en definir una flecha del tiempo global que permita establecer una diferencia sustancial entre las dos direcciones temporales que, a su vez, haga posible distinguir sustancialmente entre los dos mellizos t-simétricos que surgen de las leyes t-invariantes de la física.

En la sección anterior hemos relajado una de las condiciones, la existencia de tiempo cósmico, reemplazándola por la de existencia global. De este modo, es posible definir una flecha del tiempo para el universo como un todo *aun si todas las leyes físicas fundamentales son t-invariantes*. Sin embargo, si alguna ley física fundamental fuera no t-invariante, podría esperarse que las condiciones impuestas por el enfoque global geométrico se relajaran aún más, ya que existiría una ley que permitiría determinar directamente la distinción entre las dos soluciones que conforman el par de mellizos t-simétricos. En esta sección consideraremos qué sucedería con los requisitos formulados por el enfoque global geométrico bajo este supuesto e, incluso, mostraremos que es posible prescindir de la condición de existencia de tiempo global, al admitir la existencia de leyes no t-invariantes en la física, situación que no ha sido contemplada en la formulación del enfoque global geométrico por sus autores.

Analicemos qué sucedería con el enfoque global geométrico en el supuesto caso de que las condiciones impuestas en su aproximación al problema de la flecha del tiempo se relajaran. En particular, consideremos un universo carente de tiempo global. En este caso, no sería posible garantizar que el espacio-tiempo pueda ser particionado globalmente en espacios a un tiempo definido, esto es, en hipersuperficies de simultaneidad, definiéndose una foliación del espacio-tiempo; en consecuencia, quedaría abierta la posibilidad de establecer curvas cerradas en el espacio-tiempo⁴. En otras palabras, el problema radicaría en establecer una dirección del espacio-tiempo a través de las curvas cerradas descritas por las líneas temporales. Y en este caso, no podrían hacerse consideraciones de simetría geométrica sobre una curva cerrada: toda distinción entre las dos direcciones de “giro” sobre una curva cerrada sería meramente convencional. La única posibilidad de establecer una flecha en estos casos es que la dirección temporal se defina a través de las propias leyes. Y quienes introducirían esta distinción son las leyes no t-invariantes.

Revisemos esta idea en detalle. Supongamos la existencia de una ley no t-invariante L , que es local en el sentido de que es válida en pequeñas regiones del espacio-tiempo, y consideremos que el universo admite curvas temporales cerradas. En cualquier punto de la curva cerrada, la aplicación de la ley distinguirá una dirección que, si bien en este caso no es la dirección sobre una dimensión temporal abierta, es una dirección de giro sobre la curva cerrada (ver **Figura 5.2**).

⁴ En espacio-tiempos que poseen tiempo global, la relación de precedencia temporal es una relación de orden estricto, esto es, irreflexiva, asimétrica y transitiva. Al extender esta relación a espacio-tiempos con curvas temporales cerradas, dicha relación deja de ser una relación de orden estricto. En efecto, en algunos espacio-tiempos, podrían existir curvas temporales cerradas que vayan de x a x , de manera tal que un vector temporal paralelo transportado a lo largo de una curva cerrada podrían adoptar su posición original al volver al punto de origen. En estos casos, la relación de precedencia temporal sería reflexiva y simétrica. Ver Lombardi, O., “La construcción del tiempo en Russell”, *Revista Latinoamericana de Filosofía*, XXIII, 1997, 211-237..

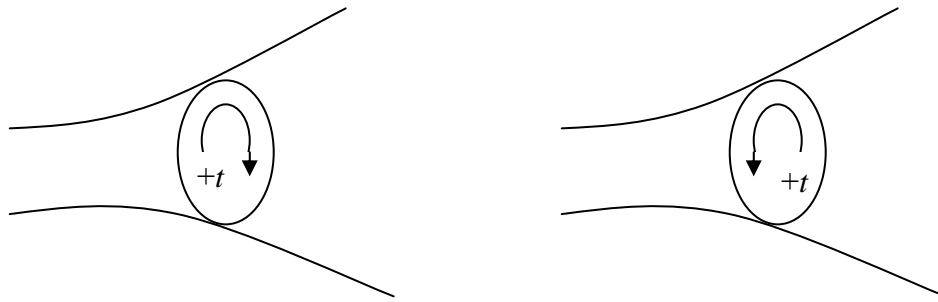


Figura 5.2. Aun en el caso de universos con curvas temporales cerradas, es posible distinguir dos direcciones sobre la curva cerrada.

Sin duda, en este caso, la flecha del tiempo perdería su analogía con la flecha material, que posee dos extremos, su punta y su cola. No obstante, si el problema de la flecha del tiempo consiste en el problema de distinguir entre las dos direcciones temporales, y si una solución global al problema consiste en establecer dicha distinción de un modo coherente en todo punto del espacio tiempo, la existencia de curvas temporales cerradas no sería un obstáculo para tal solución. En efecto, la ley t -invariante permitiría definir una dirección privilegiada en un punto del espacio-tiempo, dirección que podría transportarse a los restantes puntos del espacio-tiempo mediante una traslación continua del vector temporal correspondiente. En algunos casos, dicho transporte procedería sobre una curva temporal cerrada, lo cual equivaldría a seleccionar una de las direcciones de “giro” sobre la curva.

Como vemos, entonces, la flecha del tiempo puede definirse sobre un espacio-tiempo carente de tiempo global (y que, por tanto, admite curvas temporales cerradas) con la condición de que exista alguna ley t -invariante que permita distinguir entre las dos direcciones de “giro” sobre la curva. Pero hasta aquí hemos considerado la existencia de una ley no t -invariante como una mera posibilidad conceptual. En las próximas secciones consideraremos qué afirma la física a este respecto a la luz del teorema **CPT** y del decaimiento del kaón neutro.

5.4 El papel del teorema CPT

En el marco de la física de partículas, las leyes de la física (salvo en el caso de las interacciones débiles), reconocen tres simetrías fundamentales⁵:

- a) *Simetría respecto a la conjugación de la carga*: refiere a la invariancia de las leyes bajo el cambio **C** de materia con antimateria (o de partículas con antipartículas), por

⁵ Penrose, R., *The Road to Reality: a Complete Guide to the Laws of Universe*. New York: Alfred A. Knopf, 2005, pp. 638-639.

ejemplo, el electrón (e^-) por el positrón (e^+), lo que implica el cambio del valor de la carga q por $-q$ ⁶.

b) *Simetría de paridad*: considera la invariancia de las leyes bajo la reflexión de uno de los ejes de coordenadas espaciales y es denotada como *paridad P* (inversión especular que produce una distinción espacial derecha-izquierda o viceversa). Si el espejo se encuentra en el plano (z, y), la inversión consiste en un cambio de x por $-x$.

c) *Simetría temporal*: refiere a la invariancia de las leyes bajo la inversión temporal, y se denomina **T** (expuesta de manera extensa en el capítulo 2).

Así, la invariancia respecto a cada uno de los rubros refiere a la inversión de algunas de las cantidades a ser conservadas. Sin embargo, las combinaciones entre las mismas se comportan de una manera inesperada en la física de partículas: las interacciones débiles no son invariantes bajo **P** o **C** de forma separada; pero lo son bajo la operación combinada **CP** (=PC). Podríamos considerar **CP** como la operación producida por un espejo inusual, en la cual cada partícula es reflejada como su respectiva antipartícula. Para el caso de una inversión temporal **T**, existe un famoso teorema en teoría cuántica de campos, llamado teorema **CPT** (*CPT theorem*) el cual asegura que cada interacción física es invariante si las tres operaciones **C**, **P**, **T** son aplicadas a la vez⁷. Para el caso de las interacciones débiles, la invariancia **CP** de una interacción, implica a su vez la invariancia también bajo **T**⁸.

Si se asume **CPT** en conjunto, podría considerarse **C** como equivalente a **PT**. Esto nos daría como resultado que la antipartícula de algunas partículas estaría determinada por la reflexión espacio-temporal de la partícula. Si se ignora además el aspecto de la reflexión espacial, podría interpretarse a la antipartícula como la partícula viajando en el sentido temporal inverso⁹. Esta confusión ha ido todavía más lejos, llegando a identificarse este

⁶ La operación que reemplaza cada partícula por su antipartícula es referida como **C** (conjugación de la carga). Una interacción física que es invariante bajo el reemplazo de las partículas por sus antipartículas (y viceversa) es llamada **C**-invariante (*C-invariant*).

⁷ El teorema **CPT** nos provee de una perspectiva alternativa sobre las partículas del denominado océano de Dirac (*Dirac's sea*) y es seriamente considerado en la física de partículas ya que es posible aplicarlo también a los bosones.

⁸ El teorema **CPT** asume las premisas básicas de la teoría cuántica de campos relativista; esto es: 1) el carácter correcto (*correctness*) de la aproximación de la teoría cuántica de campos, 2) la invariancia de Lorentz en cualquier teoría física y 3) el principio de microcausalidad, según el cual los operadores de campo no conmutan en puntos separados espacialmente (ver Sklar, L., *op. cit.*, pp 351-370). El teorema **CPT** enuncia que una inversión **C**, luego una **P** y luego una **T** (el orden en que se realice no importa), equivale a una transformación de Lorentz. Como todas las leyes de la física son invariantes frente a las transformaciones de Lorentz, se sigue entonces que el teorema **CPT** implica una invariancia de todas las leyes físicas. De aquí se deduce también que basta que se rompa alguna de las simetrías de interacción para que alguna (o algunas) de las otras también lo hagan, de modo que el producto **CPT** debe permanecer constante como una simetría absoluta de la naturaleza.

⁹ Esta interpretación es muy conveniente y consistente en la interpretación de los gráficos de Feynman. Sin embargo, si retomamos la noción del mar de Dirac, entonces es totalmente absurda. En un diagrama de Feynman, las partículas que no son sus propias antipartículas tienen que tener líneas en los diagramas que se dirijan hacia algún lugar, lo que equivale a una flecha apropiada a cada línea. Podría pensarse esta flecha apuntando hacia el futuro cuando la línea describe una partícula en sí misma, pero en el caso en el que apunta

viaje como la dirección temporal misma, lo cual por supuesto ha sido criticado por diversos autores¹⁰.

Consideremos el significado del teorema **CPT** en términos de estados: si un sistema comienza en un estado S y asumimos que existe una cierta transición dentro de un intervalo de tiempo hacia un estado posterior S_1 , el teorema **CPT**, que actúa como un principio de conservación, nos dice que si invertimos las velocidades y los espines reflejándolos en un espejo, y reemplazamos las partículas por su antipartícula y medimos la transición de probabilidad, entonces la probabilidad de transición desde S_1 hacia el estado original S sobre el mismo intervalo de tiempo será igual a la probabilidad de transición original desde S hacia S_1 ¹¹. El teorema **CPT** no nos da entonces ninguna razón para esperar, al menos teóricamente, que la invariancia de reflexión (espacial, por supuesto) o de reversibilidad temporal *suceda*. Todo lo que este teorema asegura es que *si* una de las dos simetrías (temporalidad, paridad más conjugación de la carga) falla, entonces la otra también debe de hacerlo. El teorema **CPT** sólo refiere a la *posibilidad* de que la invariancia temporal suceda: no debe identificarse como un indicador de lo que ocurre en el mundo.

Un problema análogo al aquí planteado es el que surge al tratar la cuestión del determinismo en física. Según la definición clásica de determinismo de Nagel, “*una teoría es determinista si ésta nos permite, dado el estado (de un sistema)... en un momento, deducir la formulación de el estado en cualquier otro momento*”¹². En este contexto, Montague postula una relación entre legalidad y necesidad, considerando que lo necesario se identifica con lo legal: lo físicamente necesario queda restringido entonces a aquello que es deducible de un cierto conjunto de leyes físicas previamente especificadas. Esto último, por supuesto, representa un problema en el marco de la práctica científica, puesto que las leyes no fijan lo que ha de suceder, sino sólo lo que puede suceder. Los hechos (lo que efectivamente sucede) no dependen exclusivamente de las leyes naturales, sino también de ciertas circunstancias en particular del fenómeno estudiado.

Lombardi se enfrenta a esta posición argumentando que, contrario a lo que suponen algunos filósofos actualistas, la ciencia utiliza un concepto de posibilidad ontológica irreducible al plano de lo actual: cuando el físico afirma la imposibilidad de señales superluminarias no alude meramente su inexistencia de facto; tales señales no pueden existir en una realidad regida por las leyes relativistas. A su vez, no todo lo físicamente posible llega a actualizarse en algún momento. Para que un hecho posible efectivamente

hacia el pasado, obtenemos la antipartícula de la partícula. Esta perspectiva también tiene ciertas ventajas sobre otros análisis de partículas ya que en el caso de las antipartículas básicamente muestran el mismo proceso sólo que visto desde distintos ángulos espacio-temporales.

¹⁰ Ver, por ejemplo, Penrose, R., *op. cit.*, pp. 817-819; Hawking, S., Laflamme, R. y Lyons, G. “The Origin of time asymmetry”, *Phys. Rev. D.* 47, 12, 1993, 5342-5356 y Sklar, L., *op. cit.*, pp. 368-371.

¹¹ Ver Sklar L., *ibid.*, p. 370.

¹² “a theory is deterministic if it enables us, given the state (of a system)... at one time, to deduce the formulation of the state at any other time”. Nagel, citado en Montague R., “Deterministic Theories”, en Thomason R. H. ed., *Formal Philosophy*, New Haven: Yale University Press, 1974, p. 303.

ocurra deben darse ciertas circunstancias, sin las cuales el hecho permanece en el ámbito de la mera posibilidad. El intento de definir lo posible en función de lo actual impide concebir posibles no actualizados. Podría pensarse que en términos de la actualidad puede construirse, si no una definición, un criterio adecuado de posibilidad, pero tal intento tampoco es fructífero. Si un hecho nunca se actualiza, el criterio actualista no permite decidir acerca de su posibilidad o su imposibilidad, y si se actualiza, no permite decidir acerca de su necesidad o mera posibilidad. Por lo tanto, concluye Lombardi, si nuestro objetivo es investigar el problema del determinismo en el ámbito científico, entonces es necesario tomar en cuenta la posibilidad ontológica. Y el concepto de posibilidad ontológica que resulta pertinente es el que se refiere a las leyes naturales: “posible” es aquello que no se encuentra impedido por las leyes naturales, consideradas como regularidades inscritas en el plano de lo real¹³. Este concepto de posibilidad ontológica es denominado ‘posibilidad física’, sin que ello deba suponerse que las únicas leyes naturales a las cuales nos estemos refiriendo sean las leyes de la física.

En resumen, las leyes naturales separan, entonces, la realidad en dos grandes ámbitos: el ámbito de lo posible y el ámbito de lo imposible. En el ámbito de lo posible (esto es, de lo que puede suceder), las leyes naturales fijan algunos hechos necesarios¹⁴, pero de aquí no se sigue que dicha legalidad deba identificarse como una necesidad en el mundo y mucho menos, como una necesidad fáctica. En otras palabras, si apoyamos la postura de Lombardi de que la ciencia utiliza un concepto de posibilidad ontológica que es irreducible al plano de lo actual, entonces no todo lo que identificamos como físicamente posible se realiza en algún momento: para que un hecho posible efectivamente ocurra deben darse ciertas circunstancias, de otra manera permanecerá en el plano de la posibilidad.

Si aplicamos las consideraciones precedentes al caso del teorema **CPT**, podemos evaluar su relevancia respecto de la t-invariancia o no de las leyes físicas. ¿Sería posible afirmar acaso que el teorema **CPT** nos permite concluir la no t-invariancia de alguna ley física? La respuesta a esta pregunta es claramente negativa: el teorema **CPT** no nos da ninguna razón para esperar, al menos teóricamente, que la invariancia de reflexión o de reversibilidad temporal suceda. Todo lo que este teorema asegura es que si una de las simetrías (las dos ya mencionadas, más la de conjugación de la carga) falla, entonces la otra también debe de hacerlo. En otras palabras, el teorema expresa qué podemos hallar en el ámbito de la posibilidad, y qué queda confinado al ámbito de lo imposible: por ejemplo, es imposible que un fenómeno produzca la ruptura de una de las simetrías y no la de las otras. Pero no nos dice lo que ha de suceder. Podría darse el caso que todas las leyes físicas fueran t-invariantes (y con ello, también **CP**-invariantes) y la conservación **CPT** mantendría su validez.

¹³ Lombardi, O., *El problema del determinismo en la física*, tesis doctoral, Universidad de Buenos Aires, 2001, p. 35.

¹⁴ Esto es, ciertas propiedades elementales como la carga eléctrica mínima, la masa de las partículas subatómicas, la velocidad de viaje de las mismas, etc.

El factor relevante en la discusión acerca de la t-invariancia no es, entonces, el principio de conservación CPT, sino la existencia o no de alguna ley que sea efectivamente no t-invariante.

5.5 El decaimiento del kaón neutro: una ley no t-invariante

Pocos fenómenos físicos observados son conocidos por violar la invariancia **CP**. Un ejemplo típico, poco ordinario y de larga duración (*long-standing*) en el marco de las interacciones débiles, fue anunciado por vez primera por Fitch y Cronin en 1964, al encontrar un decaimiento particular donde se manifestaba la no invariancia de **CP** como un bloque: por lo tanto, para respetar la conservación del teorema **CPT**, era necesario suponer **T** no-invariante¹⁵. Este caso en particular se trataba del decaimiento del mesón K^0 o *kaón neutro*, el cual presentaba una anomalía al invertirse en su antipartícula \bar{K}^0 . El kaón neutro no es más que una superposición de estados según la cual se tiene dos tipos de kaones: uno de vida larga y otro de vida corta. La teoría predice que, si se cumple la asimetría **CP**, el primero de ellos decae en tres piones, y el segundo en dos piones. Sin embargo, en 1964 se descubrió que el kaón de larga vida también decae ocasionalmente en dos piones, lo cual implica que la simetría **CP** no es una simetría perfecta¹⁶. Con esto, una simetría perfecta tendría que incluir también la inversión del tiempo para conservar la simetría **CPT** como bloque¹⁷.

¿Qué es lo que nos dice entonces el fenómeno del kaón neutro? ¿Podríamos interpretar esto a la manera de Feynman, como la flecha del tiempo que se manifiesta microscópicamente? Es importante señalar que no se trata de sostener que la flecha del tiempo microscópica definida por la ley t-invariante de decaimiento del kaón neutro sea la responsable de los fenómenos temporalmente asimétricos que percibimos en el mundo macroscópico. Lo que aquí pretendemos señalar es que, puesto que dicho decaimiento es una ley no t-invariante fundamental de la física, dicha ley sería suficiente para establecer la diferencia sustancial entre las dos direcciones del tiempo aun a nivel global, e incluso en universos carentes de tiempo global, tal como fue explicado en la sección 5.3. En otras palabras, en el marco del enfoque global de la flecha del tiempo, el hecho de que exista una ley efectivamente no t-invariante como la que rige el decaimiento del kaón neutro permite prescindir del requisito de existencia de un tiempo global para todo el universo, relajándose aún más una de las condiciones impuestas por el enfoque global geométrico para la definición de la flecha del tiempo.

¹⁵ Christenson, Cronin, Fitch y Turlay, "Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson", *Physical Review Letters*, 13, 4, 1964, 138-140.

¹⁶ Este modelo es llamado ahora teoría V-A y fue desarrollado entre 1957 y 1958. La evidencia experimental mostró que el π decaía mostrando una violación a la conservación de P y de C; in embargo, CP permanecía perfectamente.

¹⁷ Hacyan, S., *op. cit.*, pp 79-81.

5.6 Orientabilidad temporal y el carácter global del enfoque

Hasta aquí, hemos podido prescindir de las siguientes condiciones que proponía el enfoque global geométrico para la definición de la flecha global del tiempo:

- i) La existencia de un tiempo cósmico.
- ii) La existencia de un tiempo global, que tiene como consecuencia la imposibilidad de distinguir entre las dos direcciones sobre una curva temporal cerrada en términos geométricos de asimetría. Lo cual, a su vez, implica la necesidad de considerar leyes no t-invariantes.

Así, la única de las condiciones que sigue vigente hasta aquí es la de la orientabilidad temporal. El análisis de este aspecto nos permitirá esclarecer qué es lo que permanece del carácter de global del enfoque si se prescinde también de esta condición. ¿Qué sucedería si prescindiéramos de la orientabilidad temporal? ¿Afectaría esto el carácter global de la flecha del tiempo resultante? ¿Retornaríamos a las posiciones locales tradicionales?

Un ejemplo de este rechazo de la orientabilidad temporal es el que propone Geoffrey Matthews¹⁸, quien argumenta que la importancia de la estructura global del universo para la solución del problema de la flecha del tiempo ha sido, en gran medida, sobreestimada. Matthews admite que nosotros debemos considerar la no orientabilidad del espacio-tiempo si queremos definir la flecha del tiempo para el universo como un todo. Sin embargo, considera que el problema puede ser formulado en términos exclusivamente locales; por ello, resta importancia a las consideraciones acerca de la relatividad general. El argumento de Matthews está basado en la distinción entre las direcciones global, local y regional del tiempo, lo que le permite argumentar contra el principio de precedencia de Earman, quien asume que si hay una dirección del tiempo en todo el espacio-tiempo, la dirección debe ser una dirección global.

Definición 5.1. Un espacio-tiempo (M, g) tiene una *dirección global del tiempo* (*global direction of time*) si y sólo si:

- (i) (M, g) es temporalmente orientable.
- (ii) Para algún $x \in M$, (M, g) tiene una dirección del tiempo en x , esto es, hay una forma no arbitraria de escoger el lóbulo futuro de C_x^+ ; del cono nulo C_x en x .

¹⁸ Matthews, G. "Time's arrow and the structure of space-time", *Philosophy of Science* **46**, No. 1, 1979, 82-97

- (iii) Para todos los $x, y \in M$ tal que (M, g) tiene una dirección del tiempo en ambos, x e y , si el vector temporal u se encuentra dentro de C_x^+ y el vector v dentro de C_y^+ , entonces u y v tienen la misma dirección, esto es, el vector resultante del transporte paralelo de v a x permanece dentro de C_x^+ .

Sin embargo, según Matthews, la definición clásica de flecha del tiempo no satisface esta definición, ya que muchos de los mejores criterios conocidos para determinar la dirección el tiempo dependen de su aplicabilidad sobre el sistema de un cierto tamaño finito¹⁹. Por esta razón, propone la siguiente definición, diseñada para este tipo de casos.

Definición 5.2. Un espacio-tiempo (M, g) tiene una *dirección regional del tiempo* (*regional direction of time*) si y sólo si existe un subconjunto abierto U de M tal que:

- (i) U tiene un cierre compacto U^- .
- (ii) $(U, g|U)$ tiene una dirección global del tiempo, donde $g|U$ es la métrica g restringida a U .
- (iii) El complemento de U^- , $M - U^-$, no es vacío.

Frente a la posición de Earman²⁰, Matthews sostiene como plausible la posibilidad de que un espacio-tiempo tenga una dirección regional del tiempo, pero no global. Este tipo de situación puede esperarse si utilizamos un criterio que señale la dirección del tiempo en diferentes regiones pero no en el universo como un todo²¹. De acuerdo con Matthews, éste es precisamente el caso cuando el método para definir la dirección del tiempo está basado en condiciones de frontera locales o en leyes físicas no-gravitacionales. Es justamente este argumento el que conduce a Matthews a coincidir con Reichenbach, quien admite que únicamente ciertas secciones del tiempo tienen dirección y estas direcciones pueden no ser las mismas. Así, el espacio-tiempo tiene flecha regional pero no global únicamente si la

¹⁹ Un caso conflictivo sería el intento de determinar el futuro como la dirección del aumento de la entropía en un recipiente cerrado tan pequeño que puede admitir únicamente unas cuantas moléculas de un gas; en este caso, la dirección del tiempo no podría ser definida en términos entrópicos. Sin embargo, si el espacio-tiempo tiene una dirección local del tiempo, dicha “flecha” debería ser definible sin importar qué tan pequeña fuera la región que tomáramos. Frente a esta objeción podría contraargumentarse que la división de un sistema en partes cada vez más pequeñas cada vez acaba por destruir los rasgos del sistema que queremos examinar.

²⁰ Earman, J., “An attempt to Add a Little Direction to ‘The Problem of the Direction of Time’”, *Philosophy of Science*, **41**, 1974, 15-47.

²¹ Matthews trata de argumentar que lo que está detrás de este tipo de consideraciones es que es posible definir en forma física una dirección del tiempo. Para el caso de la entropía de nuestro gas, un laboratorio físico sobre el curso de unas cuantas horas constituye un subconjunto del espacio-tiempo con cierre compacto, por lo que la entropía de un recipiente cerrado conteniendo un gas da una base física para una dirección del tiempo de forma regional, tal y como lo desea el autor.

flecha del tiempo está definida a través de consideraciones locales. En otras palabras, esto trae como consecuencia que, si apelamos exclusivamente a consideraciones locales, admitimos la posibilidad de definir una flecha del tiempo en términos de las leyes no-gravitacionales, lo que equivale inmediatamente a rechazar la flecha del tiempo definida como un rasgo intrínseco del espacio-tiempo, en particular, como un rasgo temporal de todo el espacio-tiempo. Y, aunque Matthews no rechaza explícitamente la aproximación global, su argumento tiende a asumir que el criterio local ofrece una solución apropiada al problema. Así, un criterio puramente local admitiría diversas flechas del tiempo además de la flecha global, en particular, la de la entropía, considerada como una ley fenomenológica local en su incremento.

Sin embargo, Matthews parece no advertir las dificultades que involucra su perspectiva. En efecto, si en dos regiones diferentes las flechas introducidas por una ley no t-invariante apuntaran en direcciones diferentes, en la frontera entre ambas regiones la ley dejaría de ser válida; pero esto contradice el principio metodológico de *universalidad*, según el cual las leyes físicas son válidas en todos los puntos del espacio-tiempo. Esta estrategia podría únicamente ser aceptable si se considerara que las regiones con diferentes flechas están físicamente aisladas, es decir, que existe una “desconexión” entre ambas regiones del espacio-tiempo; pero esto contradice el principio metodológico de la *unicidad* de universo, de acuerdo al cual hay únicamente un universo y, por lo tanto, los espacio-tiempos desconectados no están permitidos. Por lo tanto, la posibilidad de flechas temporales apuntando en direcciones opuestas en regiones diferentes del espacio-tiempo no sólo requiere una definición local de tales flechas, sino que atenta contra los principios básicos de la cosmología contemporánea

En resumen, la posición de Matthews no se sostiene ya que mediante leyes locales no es posible construir un escenario que nos permita coordinar la dirección temporal de todos los procesos irreversibles. Por lo tanto, en definitiva la única condición geométrica del espacio-tiempo que permanece y que hace al enfoque global es la orientabilidad temporal. Como señalan Castagnino *et al*, la no t-orientabilidad del universo parece poco plausible sobre la base de cierta evidencia empírica provista por las observaciones astronómicas. En particular, la evidencia observacional en favor de los modelos estándar del tipo Friedmann-Lemâitre-Robertson-Walker (FLRW) juega un papel de evidencia indirecta para la orientabilidad temporal, dado que todo espacio-tiempo con la métrica de FLRW es temporalmente orientable. Por supuesto, esto no garantiza que vivamos en un universo temporalmente orientable, ya que es lógicamente posible que la distribución de materia y radiación de la parte no-observable del universo y la curvatura con la que está correlacionada fueran tales que los modelos FLRW perdieran su aplicabilidad. Sin embargo, esta no es una alternativa considerada con seriedad dentro de la cosmología contemporánea.

En resumen, podemos concluir que *de todas las condiciones previamente formuladas por el enfoque global geométrico, la única que no podemos abandonar es la de la orientabilidad del enfoque, que conduce a su carácter global.*

5.7 Una aproximación global genérica

Como hemos visto, la discusión tradicional del problema de la flecha del tiempo se ha enfocado en buscar criterios físicos que nos permitan distinguir entre una dirección hacia el pasado y otra hacia el futuro, particularmente, buscando esta asimetría en la irreversibilidad o en la no t-invariancia de las leyes. Sin embargo, las leyes de física fundamental, en general, son t-invariantes. En estos casos, sólo es posible hacer una distinción convencional entre ambas direcciones temporales de las soluciones de las ecuaciones. Así, la necesidad de adoptar un nuevo enfoque, basado en una perspectiva atemporal, hace que el problema de la flecha del tiempo se convierta en el problema de distinguir entre las dos direcciones del tiempo en términos de argumentos puramente físicos, en los cuales no estén involucradas nuestras intuiciones.

El enfoque global geométrico lleva a cabo la mitad de este proyecto, al proponer ciertas condiciones y una definición de la flecha del tiempo en caso de que las leyes fundamentales sean t-invariantes. Sin embargo, una vez que hemos analizado este enfoque, ha sido posible señalar una ruta alternativa para el problema, que consiste en considerar que las leyes fundamentales son no t-invariantes, así como la justificación de esta posición. Con el examen anterior, se ha identificado el requisito básico que no puede ser abandonado al definir una flecha del tiempo: la t-orientabilidad del espacio-tiempo, que garantiza el carácter global de la flecha resultante.

Dicho programa, en términos de consideraciones globales, podría llamarse “enfoque global generalizado”, ya que toma en consideración ambos tipos de situaciones, de la siguiente manera:

- a) Para el caso de las leyes t-invariantes, supone el enfoque global geométrico, adoptando la orientabilidad temporal y la existencia de un tiempo global (y no cósmico) como condiciones para definir una dirección temporal.
- b) En el caso de leyes no t-invariantes, como es el caso de la ley de decaimiento del kaón neutro, se propone un enfoque global nomológico, ya que la asimetría temporal está contenida en las mismas leyes fundamentales de la física.

El problema de la flecha del tiempo es un tema abierto. El siguiente paso en este programa consistiría en desarrollar las implicaciones del enfoque global desde el punto de vista y con el formalismo de la cosmología contemporánea. Sin embargo, estamos de acuerdo con los autores del enfoque global geométrico en que, cualquiera sea el tipo de ley que regule los fenómenos de la naturaleza, no pueden abandonarse las consideraciones

globales. Y cualquier tipo de flecha que se desee establecer no debe ser exclusivamente convencional y debe estar basada en argumentos puramente físicos, independientemente de nuestras intuiciones cotidianas sobre el pasado y el futuro.

Conclusiones y perspectivas

El problema de la flecha del tiempo nace con el de la irreversibilidad de Boltzmann, al insistir en la importancia de la perspectiva probabilística ante las objeciones de Zermelo y Poincaré; con esto, surge la inquietud de entender la aparente tendencia hacia el estado de equilibrio del universo a partir de condiciones iniciales que incluso, fuesen improbables. Más aún, Boltzmann señaló las implicaciones de su argumento a nivel cosmológico aplicándolo a las condiciones iniciales del universo. Estas objeciones restablecían los derechos del determinismo clásico, válido en el plano abstracto, el teorema de recurrencia dejaba intacto el hecho universalmente aceptado de los procesos irreversibles; sin embargo, afectaba también la pretensión de una demostración física de tal hecho, lo cual se afirmaba como verdadero sólo a espaldas del segundo principio. Ante esto, el mismo Boltzmann insistió sobre la importancia de las perspectivas probabilística donde la tendencia hacia el estado de equilibrio había que entenderla en el contexto de situaciones iniciales altamente improbables, y que se representa como una realidad fáctica de la naturaleza.

La cosmología contemporánea ha retomado este problema e incluso, el direccionamiento temporal ha sido usualmente relacionado con la dirección del gradiente de entropía del universo; no obstante, ante la imposibilidad de definir una función entrópica del universo es una cuestión sumamente discutida en la actualidad. Sin embargo, en los últimos años han surgido nuevas soluciones al problema de la direccionalidad temporal que pretenden superar las dificultades entrópicas. Es así que, Castagnino *et al.*, han señalado un esquema de trabajo con el que se define una flecha del tiempo a partir de las propiedades fundamentales del universo en el marco de criterios topológicos específicos. En nuestra discusión, hemos apuntalado la posibilidad de definir una flecha del tiempo para un universo como un todo, a partir únicamente de los rasgos intrínsecos del espacio tiempo. Y desde la perspectiva atemporal, el problema consiste entonces en establecer si y bajo qué condiciones estos modelos son posibles de construir y resulten entonces modelos del universo temporalmente asimétricos. Esto nos permite concluir en primer lugar, que la *t*-invariancia de las leyes físicas no es un obstáculo para definir una flecha global del tiempo, con la que incluso, los compromisos iniciales acerca del estatus ontológico del espacio-tiempo se han reducido al mínimo por los compromisos más débiles: la orientabilidad temporal y la existencia de un tiempo global. En consecuencia, mientras se satisfaga la condición de foliabilidad del espacio-tiempo (es decir, que el espacio-tiempo posea un tiempo global) puede definirse una flecha del tiempo. Lo que significa a su vez, que la gama de los posibles universos descritos por la relatividad general en los que puede surgir la flecha del tiempo es amplia, al no encontrarse estrictamente restringida por la existencia de un tiempo cósmico. Un ejemplo en particular que cumple con este requisito, es el modelo estándar de la cosmología contemporánea, el cual además se considera como un modelo que se aproxima al universo actual, y a partir del cual es posible concluir que la

estructura del universo en que nosotros habitamos introduce una intrínseca distinción entre ambas direcciones temporales.

Más aún, hemos relajado las condiciones del enfoque global hasta el mínimo, donde la flecha del tiempo puede definirse entonces sobre un espacio-tiempo que carezca de un tiempo global, incluso susceptible a curvas temporales cerradas, pero donde es requisito la condición de que exista alguna ley no t-invariante que permita distinguir entre las dos direcciones temporales sobre la curva. Este argumento fue considerado mucho más allá que una mera posibilidad conceptual, lo cual nos permite concluir entonces que la existencia de un caso que cumpla la no t-invariancia de las leyes (como es el fenómeno del kaón neutro) no nos da ninguna razón para esperar, al menos teóricamente, que la invariancia de reflexión o de reversibilidad temporal suceda, simplemente nos permite ceñir el ámbito de lo imposible, relajando compromisos sobre la factibilidad del fenómeno. Con esto entonces, el factor relevante en la discusión acerca de la t-invariancia no es, entonces, el principio de conservación, sino la existencia o no de alguna ley que sea efectivamente no t-invariante. Con esto, emerge entonces la necesidad de incluir las interacciones débiles en el marco de este escenario, ya que la mayoría de ellas solamente dan una explicación local completa de la asimetría temporal, pero como hemos visto para el caso del kaón neutro, esto no aminora la posibilidad de una explicación global genérica completa dada en términos de la cosmología. Por supuesto, esto implica un tratamiento matemático que rebasa los alcances de este trabajo pero que podría combinarse con los diferentes esfuerzos hacia un formalismo unificado, y que es bien conocido produce grandes avances en la física teórica.

Así mismo, los rasgos particulares del universo que hemos señalado, afirman resultados inevitables si tomamos como punto de partida la relatividad general, arrojando entonces un nuevo esquema de compromisos que oscilan entre la naturaleza geométrica y nomológica de la flecha del tiempo. Por supuesto, romper con los esquemas tradicionales exige responder si la flecha del tiempo es sólo una propiedad emergente del espacio tiempo y si entonces está indeterminada objetivamente. La respuesta a esta interrogante es negativa desde el enfoque global genérico: para leyes t-invariantes se conservan las propiedades objetivas que implican la globalidad del tiempo de nuestro universo; y, para leyes no t-invariantes, las consideraciones no son meramente conceptuales, ya que, la dirección temporal, aunque surge de la naturaleza nomológica, no significa que no sea un rasgo objetivo, que sea una ilusión o que no sea una consecuencia de las leyes de la física, ya que rescata la orientabilidad temporal como un rasgo de nuestro universo. Con esto, se rescatan consideraciones objetivas del enfoque, esto es, propiedades que no dependen del significado de nuestro acceso empírico a la realidad o de nuestra posición como observadores.

Por supuesto, estas conclusiones dejan abiertas cuestiones sobre la relación entre la flecha global del tiempo y otras flechas físicas. En este sentido, un punto interesante es

como las flechas locales pueden ser conectadas entre si mismas: si hay diferentes formas de ver las flechas locales pueden ser coordinadas en una estructura global, el siguiente paso es examinar cual es la estructura global aceptable para el caso de ambas leyes, todo esto desde el punto de vista de la cosmología. No obstante, esta es una cuestión que también tiene que tratarse en términos de la física, pero sin olvidarnos que, cualquiera que sea la flecha (o tipo de flecha) del tiempo que nos interese definir, el problema consiste en encontrar una diferencia no convencional entre los dos sentidos del tiempo desde una perspectiva atemporal.

Más aún, es importante resaltar que otra de las consecuencias de la nueva conceptualización del tiempo que propone el enfoque global genérico, con respecto a nuestra noción de causalidad son profundas, puesto que alteran de manera significativa la relación entre asimetría temporal y asimetría causal. Y es más dudoso que la asimetría temporal venga determinada por la asimetría causal como pensó Reichenbach. Las consecuencias acerca de la relación entre probabilidad y causalidad es, por lo tanto, otra de las cuestiones plenamente abiertas.

Finalmente, es importante resalta que, la propuesta genérica reestructure la parametrización del espacio tiempo, y tiene claras conexiones con aplicaciones a la gravedad cuántica y, por lo tanto, al inicio del universo. Con esto, surgen inquietantes interrogantes con respecto al marco teórico de la cosmología actual tales como si en verdad el tiempo existe cuando no hay una parametrización preferente (como hemos visto en ambos casos de leyes) y cómo entonces interpretar la variable t de las ecuaciones de Einstein en tales casos. El panorama entonces no está cerrada: exige un desarrollo formal que reivindique una interpretación relacional de la estructura del espacio tiempo, una cuestión de primer orden y de relevancia actual, que pueden ser abordados en un programa de investigación posterior.

Bibliografía

- Boltzmann, L., “Weitere Studien über Wärmegleichgewicht unter Gasmolekülen”, *Wiener Berichte*, **66**, 275-370, 1872. Repr. en *Boltzmann's Wissenschaftliche Abhandlungen*, Leipzig, 1909; New York, 1968, I, 316-402. Trad. “Further Studies on the Thermal Equilibrium of Gas Molecules”, en *Kinetic Theory*, ed. S. G. Brush, 2 vols., II, Oxford: Pergamon, 1966, 88-175.
- Callender, C., “The View from No-When”, *British Journal for the Philosophy of Science*, **49**, 1998, 135-159.
- Carnot, S., *Réflexions sur la Puissance Motrice du Feu et sur les Machines Propres à Développer cette Puissance* (1824) trad. *Reflections on the Motive Power of Heat and on Machines Fitted to Develop that Power*, R.H. Thurston, Steam Engine Library New York, 1890.
- Castagnino M., Gadella M., Gaioli F. y Laura R., “Gamow vectors and time asymmetry”, *Int. Jour. Theo. Phys.*, **38**, 2823-2865, 1999.
- Castagnino, M., Gadella M. y Lombardi O., “Time’s Arrow and Irreversibility in Time-Asymmetric Quantum Mechanics”, *International Studies in the Philosophy of Science*, **19**, 2005, 223-243
- Castagnino M., y Gunzig E., “Minimal irreversible quantum mechanics: an axiomatic formalism”, *Int. Jour. Theo. Phys.*, **38**, 1999, 47.
- Castagnino M., Laciana C., “The global thermodynamic arrow of time”, *Class. Quant. Grav.*, **19**, 2002, 2657-2670.
- Castagnino M., Lara L. y Lombardi O., “The Cosmological Origin of Time-Asymmetry”, *Classical and Quantum Gravity*, **20**, 2003, 369-391
- Castagnino, M., Lara, L. y Lombardi, O., “The direction of time: from the global arrow to the local arrow”, *International Journal of Theoretical Physics*, **42**, 2003, 2487-2504.
- Castagnino M., Lara L, Lombardi O., “The Global Arrow of Time as a Geometrical Property of the Universe”, *Foundations of Physics*, **33**, 2003, 888
- Castagnino, M., Lombardi, O., “A global and non-entropic approach to the problem of the arrow of time”, en: A. Reimer (ed.), *Spacetime Physics Research Trends. Horizons in World Physics*, Nova Publishers, Hauppauge NY, **248**, 2005, 73-108.

- Castagnino, M., Lombardi, O., “The Generic Nature of the Global and Non-Entropic Arrow of Time and the Double Role of the Energy-Momentum Tensor”, *Journal of Physics A*, **37**, 2004, 4445-4463.
- Castagnino, M., Lombardi, O., “The global non-entropic arrow of time: from global geometrical asymmetry to local energy flow”, *Synthese*, 2006.
- Castagnino M., Sanguineti J. M., *Tempo e Universo. Un approccio filosofico e scientifico*, Roma: Armando Editore
- Christenson, Cronin, Fitch y Turlay, “Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson”, *Physical Review Letters*, 13, **4**, 1964, 138-140.
- Clausius, R., “On the Second Fundamental Theorem of the Mechanical Theory of Heat”, *Philosophical Magazine*, Serie 4, **35**, 1868
- Clausius, R., "Ueber die Art der Bewegung welche wir Wärme nennen", *Annalen der Physik*, 100, 353-380, 1857. Trad. “On the nature of the motion which we call heat”, *Philosophical Magazine*, 14, 108-127, 1857, en Stephen G. Brush, *Kinetic Theory* vol. 1, Oxford: Pergamon, 1965
- Clausius R., “Ueber verschiedene für die Anwendung bequeme Formen der Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie”, *Annalen der Physik und Chemie*. Trad. William Francis Magie, en *A Source Book in Physics*, New York: McGraw-Hill, 1935
- Davies, P., “Stirring up trouble” en *Physical Origins of Time Asymmetry*, Halliwell J., Perez-Mercader J., y Zurek W. eds., Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- Davies, P., *The Physics of Time Asymmetry*, Berkeley: University of California Press, 1997
- Earman J., “An Attempt to Add a Little Direction to «The Problem of the Direction of Time»”, *Philosophy of Science*, **41**, 1974, 15-47
- Earman J., *A Primer on Determinism*, D. Reidel, Dordrecht, 1986
- Earman, J., “What time reversal invariance is and why it matters”, *International Studies in the Philosophy of Science*, **16**, 2002, 245-264.
- Earman, J., *World Enough and Space-Time: Absolute versus Relational Theories of Space and Time*. MIT Press, Cambridge MA, 1989
- Earman J., Norton J., “What price substantivalism? The hole history”. *The British Journal for the Philosophy of Science*, **38**, 1987, 515-525.

- Eddington A., *La Naturaleza del Mundo Físico*, Buenos Aires: Ediciones Sur, 1938
- Ehrenfest, P y Ehrenfest T., *The Conceptual Foundations of the Statistical Approach in Mechanics*, Ithaca: Cornell University Press, 1959
- Gibbs, J., *Elementary Principles of Statistical Mechanics*, New York: Dover, 1960
- Grünbaum, A., *Philosophical Problems of the Space and Time*, New York: Alfred A. Knopf, 1963.
- Hacyan, S., *Física y Metafísica del Espacio y el Tiempo: La Filosofía en el Laboratorio*, Fondo de Cultura Económica, México, 2004
- Halliwell, J., “Quantum Cosmology and Time Asymmetry”, en J. J. Halliwell, J. Perez-Mercader y W. H. Zurek eds., *Physical Origins of Time Asymmetry*, Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- Hawking, S., Ellis G., *The Large Structure of Space-Time*, Cambridge: Cambridge University Press, 1974
- Hawking S., Laflamme R., Lyons G. “The Origen of time asymmetry”, *Phys. Rev. D.* 47, **12**, 1993, 5342-5356
- Heller, M., *Theoretical Foundations of cosmology: An Introduction to the Global Structure of Space-Time*, World Scientific Publishing, Singapore, 1992
- Lax P., Phillips R., *Scattering Theory*, New York: Academic Press, 1979
- Lombardi O, *El Problema del Determinismo en la Física*, Tesis Doctoral, Universidad de Buenos Aires, 2001.
- Lombardi O., “La construcción del tiempo en Russell”, *Revista Latinoamericana de Filosofía*, **XXIII**, 1997, 211-237.
- Loschmidt J., “Über den Zustand des Wärmegleichgewichtes eines Systems von Körpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft”, *I, Sitzungsber. Kais. Akad. Wiss. Wien, Math. Naturwiss. Classe, II. Abteilung* **73**, 128-142, 1876. Trad. “On the state of thermal equilibrium in a system of bodies with considerations of gravity”, version electrónica en www.loschmidt.cz
- Montague R., “Deterministic Theories”, en Thomason R. H. ed., *Formal Philosophy*, New Haven: Yale University Press, 1974.

- Maxwell, J. C., "Illustrations of the Dynamical Theory of Gases", *Philosophical Magazine*, **19**, 19–32; 20: 21–37, 1860; en Garber, Brush, & Everett, Ciudad: Editorial, 1995, pp. 285–318.
- Maxwell, J. C., "Limitation of the Second Law of Thermodynamics", en *Theory of Heat*, New York: D. Appleton & Co., 1872, pp. 308-309
- Maxwell, J. C., "Tait's «Thermodynamics»", *Nature*, **17**, pp. 257-259, 278-280, 1877-78
- Matthews, G., 'Time's Arrow and the Structure of Spacetime', *Philosophy of Science*, **46**, 1979, 82
- Nagel T., *The View from Nowhere*, New York: Oxford University Press, 1986
- Penrose, R., "Singularities and Time-asymmetry" en *General Relativity an Einstein Centenary Survey*, S. Hawking y W. Israel eds., Cambridge: Cambridge University Press, 1979.
- Penrose R., *The Road to Reality: a Complete Guide to the Laws of Universe*. New York: Alfred A. Knopf, 2005, 638-639
- Popper, K., "The arrow of time", *Nature*, **177**, 1956, 538.
- Price H., *Time's Arrow and Arquimedes's Point: New Directions for the Physics of Time*, Oxford: Oxford University Press, 1996
- Reichenbach H., *The Direction of Time*, New York: Dover, 1989
- Sachs, R., *The Physics of Time-Reversal*, Chicago: University of Chicago Press, 1987
- Savitt, S., *Time's Arrow Today: Recent Physical and Philosophical Work on the Direction of Time*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995
- Sklar, L. *Philosophy and Spacetime Physics*, University of California Press, Berkeley, 1985
- Sklar L., *Physics and Chance: Philosophical issues in the foundations of statistical mechanics*, Cambridge: Cambridge University Press, 1995
- Sklar, L., *Space, Time and Spacetime*, University of California Press, Berkeley, 1974
- Smart J.J., "Time" en *Encyclopedia of Philosophy*, New York: McMillan.
- Tolman R., *The Principles of Statistical Mechanics*, Oxford: Clarendon Press, 1938
- Torretti, R., *Relativity and Geometry*, Dover, New York, 1983

Van Fraassen, B., *Introducción a la Filosofía del Espacio y del Tiempo*, Editorial Labor, Barcelona, 1978

Visser, M., *Lorentzian Wormholes. From Einstein to Hawking*, Springer-Verlag, New York, 1995

Zeh H., *The Physical Basis of the Direction of Time*, New York: Springer, 2001.

Zermelo, E., “Über einen Satz der Dynamik un die mechanische Warmetheorie”, *Ann. Physik*, **57**, 485-494, 1986. Trad. en *Kinetic Theory*, ed. S. G. Brush, 2 vols., II, Pergamon: Oxford, 1966, 208-217