

El Tiempo y los Procesos Irreversibles Termodinámicos

por

Mikel Henda Gomez de Segura Abrantes

Licenciado en Filosofía (Universidad de Deusto, Bilbao) 2010

Trabajo Fin de Master presentado en satisfacción parcial de los
requisitos para el grado de
Master

En

Lógica y Filosofía de la Ciencia

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE COMPOSTELA, SANTIAGO DE
COMPOSTELA

Director:

Sebastián Álvarez Toledo

Tribunal al cargo:

Profesor Juan Vázquez, Presidente

Profesor José Miguel, Secretario

Profesor Concepción Martínez Vidal, Vocal

Septiembre 2011

El Trabajo Fin de Master de Mikel Henda Gomez de Segura Abrantes es aprobado:

Presidente

Fecha

Secretario

Fecha

Vocal

Fecha

Universidad de Santiago de Compostela, Santiago de Compostela

Septiembre 2011

El Tiempo y los Procesos Irreversibles Termodinámicos

Copyright 2011

por

Mikel Henda Gomez de Segura Abrantes

Índice

1. ESTADO DE LA CUESTIÓN.....	6
2. LA TERMODINÁMICA Y LA IRREVERSIBILIDAD.....	9
2.1. La termodinámica.....	10
2.2. Fundamentación estadística de la termodinámica.....	14
2.3. Boltzmann y la explicación del tiempo.....	20
3. LA EXPLICACIÓN DE "LA FLECHA DEL TIEMPO" A TRAVÉS DE LA TERMODINÁMICA.....	21
3.1. El problema de la recurrencia y la simetría, y posibles soluciones.....	22
3.2. Nuevas propuestas.....	26
4. CONCLUSIONES.....	40
Bibliografía.....	43

1. ESTADO DE LA CUESTIÓN

Nuestras experiencias nos enseñan, sin género de dudas, que el pasado es diferente del futuro. El futuro parece presentar una riqueza de posibilidades, mientras que el pasado está ligado a una sola cosa, lo ya sucedido. Entre el pasado y el futuro está el escurridizo concepto del ahora, un soporte temporal que se va actualizando constantemente. Nuestro mundo parece atenerse perfectamente a una flecha temporal unidireccional, que nunca se desvía de una regla por la cual las cosas pueden empezar de esta manera y terminar de aquella, pero nunca puede empezar de aquella y terminar de esta. El tiempo parece fluir, parece tener una flecha, parece ir en una dirección. Las cosas suceden en una, y sólo en una, secuencia temporal.

Pero ¿de dónde proviene el tiempo? ¿Cuál es la razón de que su flecha tenga el sentido que observamos?

La naturaleza del tiempo es una incógnita que históricamente el ser humano no ha sido capaz de resolver. Sin embargo, aun hoy, con nuestras precisas teorías de la mecánica clásica, la relatividad general y la mecánica cuántica, resulta que seguimos sin una respuesta aceptable. Ocurre que para las grandes teorías físicas la dirección del tiempo carece de importancia. Por lo que a ellas se refiere, sería indiferente que el tiempo transcurriese hacia atrás o hacia adelante. Sus fórmulas son invariables ante la inversión temporal.

La perplejidad que supone el hecho de que las teorías físicas más avanzadas traten los hechos de un modo simétrico en el tiempo, ha hecho que muchos físicos y filósofos se hayan lanzado a la búsqueda del modo de anclar en los desarrollos de la física nuestra experiencia de un mundo asimétrico en el tiempo.

Se creyó encontrar la respuesta a esta incógnita en los desarrollos de la teoría termodinámica. Más concretamente en la Segunda Ley y en el concepto de entropía. Sin

embargo, Boltzmann con su explicación mecánico estadística de la termodinámica no sólo aportó un gran fundamento a la teoría termodinámica, sino que introdujo un nuevo elemento que entraba en conflicto con la experiencia. Resulta que las ecuaciones de la mecánica estadística son temporalmente simétricas, pero la termodinámica que se explica por ésta resulta ser asimétrica. Por ello, en la termodinámica surgen las paradojas de la recurrencia, formulada por Poincaré y la paradoja de la reversibilidad.

Estos problemas se iniciaron hace 150 años con la disputa entre Boltzmann, Zermelo y Loschmidt. En éstas disputas, Boltzmann fue perfilando su concepción de la termodinámica y anclándola en el saber del momento. De éste modo, en un primer momento, para escapar de las acusaciones de la reversibilidad de su concepción de la termodinámica, Boltzmann hizo de la segunda ley una afirmación estadística. Afirmación que defendió con el primer argumento cosmológico dirigido a tal fin. Así mismo, fue él el primero que pretendió reducir la dirección del tiempo al aumento de entropía.

Después de él, muchos filósofos trataron de seguir con ésta tarea. Reichenbach (1971) reformuló formalmente la concepción de Boltzmann y siguió con el programa de explicar la flecha del tiempo a través de la termodinámica. El camino de Reichenbach fue seguido por Grünbaum (1963) que básicamente desarrollo sus argumentos.

Por otro lado, Earman (1974), realiza una profunda crítica de las afirmaciones de Reichenbach y propone un marco diferente para fundamentar la flecha del tiempo.

Horwich (1992), por su lado, tratará de ofrecer una explicación de los orígenes cósmicos de la asimetría en sistemas derivados, como una tentativa de derivar la asimetría intuitiva de éstos sistemas.

Sklar en sus diferentes publicaciones (1993), (1994), (1995a, b) y (2009) entre otros realiza un análisis y una crítica de los desarrollos en los problemas de la dirección del

tiempo, y de la cosmología y su relación con la asimetría termodinámica. Desarrollos en los que se encuentran abundantes vacíos y postulados arbitrarios.

También es importante el trabajo realizado por los físicos Penrose (1996) y (2006), Greene (2010), para exponer y ofrecer un fundamento al argumento cosmológico de la asimetría termodinámica y temporal.

Así mismo, resulta muy sugerente el intento de Barbour (1999) y (1998) de desterrar el concepto de tiempo de los desarrollos de la física. En ésta línea podríamos incluir a Price (1995), (1996) debido a su negación de la realidad del tiempo.

En la primera parte del texto realizaré una exposición de las bases y las afirmaciones de la termodinámica y el modo en el que en un inicio Boltzmann la relacionó con el tiempo. Tras ello, en la segunda parte, pasaré a la discusión sobre los fundamentos de la asimetría temporal y cosmológica. Haciendo especial hincapié en el argumento cosmológico, por ser uno de los más prometedores.

Finalmente cerraré el trabajo con un apartado de conclusiones.

2. LA TERMODINÁMICA Y LA IRREVERSIBILIDAD

Según la forma habitual de considerar la actuación de las leyes dinámicas, la elección de condiciones iniciales determina qué realización concreta de la dinámica va a darse. Normalmente se piensa en términos de sistemas que evolucionan hacia el futuro a partir de datos especificados en el pasado, y la evolución concreta que tiene lugar está determinada por ecuaciones diferenciales. Por el contrario, no se suele considerar la evolución de estas mismas ecuaciones hacia el pasado, pese al hecho de que las ecuaciones dinámicas de la mecánica clásica y la cuántica son simétricas respecto a una inversión en la dirección del tiempo. Por lo que respecta a las matemáticas, no hay ninguna diferencia en especificar condiciones finales, en un tiempo remoto, futuro y evolucionar hacia atrás en el tiempo (Penrose, 2006).

Sin embargo, observamos en nuestra experiencia diaria que el calor fluye desde un cuerpo más caliente a otro más frío. Pero si, por el contrario, consideramos este proceso en la dirección inversa del tiempo, observaríamos que dos cuerpos de la misma temperatura evolucionan hacia temperaturas desiguales, y sería una imposibilidad práctica decidir qué cuerpo se hará más caliente y cuál se hará más frío, cuánto, y cuándo.

De hecho, esta dificultad se aplicará a la retrodicción de casi cualquier sistema macroscópico que se comporte de acuerdo a la segunda ley. La Segunda Ley se considera un ingrediente esencial para el poder predictivo de la física, ya que elimina aquellos problemas que acabamos de encontrar en la retrodicción.

Ocurre que la termodinámica y el tiempo relacionan algunas ideas acerca de la organización y el azar. El flujo del tiempo se hace aparente porque existe una tendencia inexorable, en cualquier sistema que se deja a su propio curso, a que disminuya la organización y aumente el azar. Si se añade un gas a un recipiente vacío, dicho gas

tenderá a distribuirse uniformemente en el espacio del recipiente. Una vez que el gas alcanza una densidad uniforme en todo el recipiente, diremos que ha alcanzado su estado máximo de entropía para dicho recipiente. Asimismo éste será su estado de equilibrio para ese sistema. Sin embargo, nunca vemos el proceso inverso. No vemos que los gases se concentren espontáneamente dentro de los recipientes vacíos, ni que una barra de hierro con temperatura inferior a otra en contacto con la misma pase su calor a una barra de hierro más caliente (Coveney y Highfield, 1992).

Pero, ¿a qué se debe esta simetría en el tiempo que experimentamos en nuestras observaciones y registros diarios? Puede que la termodinámica tenga la solución.

2.1. La termodinámica

El fenómeno del calor nos es familiar por nuestra experiencia diaria, es por eso que la física trata de comprenderlo. Tal y como relata Sklar (1994), con un gran esfuerzo intelectual se consiguió realizar la distinción entre grado de temperatura y cantidad de calor, siendo lo primero una cantidad "intensiva" y lo segundo "extensiva" (análogo a la distinción "densidad" y "cantidad de materia". Pronto se empezó a concebir el calor como una suerte de movimiento de minúsculos componentes del sistema, demasiado pequeños como para ser detectados.

La teoría de la termodinámica tomó forma con la llegada de la energía del vapor en la Revolución Industrial de Inglaterra a principios del siglo XIX. Con el objeto de calcular la máxima eficiencia de un motor, resultaba vital entender toda la teoría que había detrás de dicho mecanismo. De este modo es como nació la termodinámica, pasando a ocuparse de las cantidades macroscópicas como el volumen, la temperatura y la presión del flujo energético (Coveney y Highfield, 1992).

En 1822 Carnot realizó un análisis termodinámico del funcionamiento de un motor de calor idealizado. Dicha idealización consistía en un motor perfectamente reversible, esto es, sin pérdidas irreversibles de calor. Carnot mostró cómo su eficiencia dependía del hecho de que el calor fluye de un cuerpo caliente hacia uno frío. Por lo tanto la diferencia de temperatura entre las dos cámaras del motor era lo que determinaba el buen funcionamiento de éste. Sin embargo, ni tan siquiera en esta máquina ideal la eficiencia podía alcanzar el cien por cien debido al calor que se escapaba por el tubo de escape (Coveney y Highfield, 1992). Esto condujo inmediatamente a la idea del cero absoluto de temperatura, la del calor extraído de un motor que podía transformar todo el calor introducido en trabajo mecánico útil (Sklar, 1994). Esto a su vez condujo a la inclusión del calor como una energía más y a la formulación de las dos leyes de la termodinámica.

Tal y como expone Callender (2006), en la aproximación tradicional la termodinámica clásica cuenta con dos leyes. La primera ley es la de la Conservación de la Energía. Ésta usa el concepto de energía interna de un sistema, U , que es una función de variables como el volumen. Para sistemas térmicamente aislados la ley afirma que esta función, U , es tal que el trabajo, W , producido por un sistema circundante es compensado por una pérdida de energía interna, esto es: $dW = -dU$. Cuando Joule y otros mostraron que el trabajo mecánico y el calor podían ser transformados el uno en el otro, la consistencia con el principio de conservación de la energía exigía que el calor, Q , considerado como un tipo diferente de energía, fuese tenido en cuenta. Así para un sistema no aislado extendemos la ley del siguiente modo: $dQ = dU + dW$, donde dQ es el diferencial de la cantidad de trabajo añadido al sistema (de un modo reversible).

Por otro lado, siguiendo a Coveney y Highfield (1992), Clausius se percató de que, a pesar de que el calor y el trabajo eran transformables el uno en el otro, tal y como

mostró Joule, la disipación generaba una asimetría fundamental en ellos. Así, en principio, cualquier forma de trabajo podría convertirse por entero en calor, pero la disipación trae consigo que la energía calorífica no se pueda convertir por completo en trabajo, dado que en este proceso parte del calor se desperdicia. De este modo, Clausius estableció que tal cosa significaba que la pérdida de calor reversible, una vez había ocurrido, la energía gastada no podía volver a ser puesta a trabajar de nuevo. Más tarde, Lord Kelvin cambió esta primera afirmación por una universal, la Segunda Ley de la termodinámica. Este principio establece la existencia de una tendencia inexorable hacia la degradación del trabajo mecánico en calor, pero no al revés.

En 1865 Clausius perfiló la Segunda Ley al distinguir los procesos reversibles e irreversibles a base de introducir el concepto *entropía*, una cantidad que crece inexorablemente con la disipación y alcanza su máximo valor cuando se ha gastado todo el potencial para realizar más trabajo. Según esta versión de la ley, el cambio de entropía en un proceso reversible es cero, mientras que la entropía siempre aumenta durante los procesos irreversibles. Veamos el ejemplo de Sklar:

Sea un sistema energéticamente aislado. Supongamos que algún calor en él se transforma en trabajo mecánico. Supongamos que el sistema parte de un estado dado. Entonces, al final del proceso no puede encontrarse en su estado inicial. Podría suceder que al final del proceso hubiésemos transformado el trabajo obtenido de nuevo en calor, pero el resultado neto del proceso entero será que, si bien el calor total es el mismo que cuando comenzamos, estará ahora a una temperatura menor y por lo tanto, menos “dispuesto” a ser convertido en trabajo (Sklar, 1994: 165).

Para comprender la entropía consideremos un sistema aislado ideal, un sistema que no tiene ningún contacto con el mundo externo. Cualesquiera procesos que ocurren naturalmente en un sistema aislado deben estar acompañados por un incremento en la

entropía del sistema conforme a la Segunda Ley. De este modo, la entropía proporciona una flecha de tiempo para todos los sistemas aislados. La evolución temporal de un sistema aislado se detiene cuando la entropía alcanza su valor máximo y el sistema se encuentra en su máximo estado de desorden. El sistema ha agotado entonces toda su capacidad de cambio: ha alcanzado el equilibrio termodinámico (Coveney y Highfield, 1992).

Por otro lado, tal y como Sklar (1994) expone, una ley “Cero” de la termodinámica (La Transitividad) nos pide considerar tres sistemas A, B y C, cada uno en su estado de equilibrio, y donde A y B cuando se les pone en contacto energético, permanecen en el mismo estado de equilibrio. Lo mismo ocurre con B y C. Entonces, A y C permanecen en sus estados de equilibrio originales cuando se ponen en contacto. Finalmente, es necesario introducir el nuevo concepto de entropía. La entropía sigue de cerca la “utilidad” del calor para ser convertido en trabajo mecánico. Mientras la *cantidad* de calor de un cuerpo con temperatura alta y la de otro con baja puede ser la misma, la primera tiene una mayor utilidad como fuente de trabajo mecánico. Se dice entonces que tiene una entropía *menor*. Los estados de equilibrio de un sistema tienen una temperatura absoluta definida y tienen una entropía definida.

Por otro lado, la cantidad de trabajo que se puede obtener en una transición de un estado de equilibrio a otro depende de la temperatura de los estados. Sólo si el estado final tiene un cero absoluto de temperatura, se habrá transformado todo el calor disponible en trabajo mecánico. La transformación de calor en trabajo es, en máquinas no ideales, irreversible: esto es, no se puede transformar calor en trabajo en un sistema aislado y hacer a continuación algo más de forma que se termine donde se había empezado con todo el calor tan disponible como al principio para hacer todavía más trabajo. Se terminará con la misma cantidad de energía, en forma de calor, con la que se empezó,

pero ya no estará disponible en la misma forma para ser convertida en trabajo mecánico. De este modo, la entropía de un estado indica la disponibilidad de su energía de calor interno a ser convertida en trabajo, siendo una baja entropía indicativa de una alta disponibilidad.

Por lo tanto, las leyes básicas de la teoría termodinámica son la Transitividad del Equilibrio (la Ley Cero), la Conservación de la Energía (la Primera Ley) y la Ley de Irreversibilidad (la Segunda Ley). Algunas veces se añade una Tercera Ley, la Imposibilidad de alcanzar el Cero Absoluto (Sklar, 1994).

2.2. Fundamentación estadística de la termodinámica

Muchos físicos afirmaban que la teoría necesitaba una explicación más profunda. Tal y como afirma Sklar (1994), aún quedan muchas cuestiones que explicar: ¿qué era el calor, esa cosa convertible en y a partir de la energía mecánica? ¿Cuál era la característica de los sistemas por la que éstos poseían una temperatura específica? ¿Por qué existían los estados de equilibrio de los sistemas y por qué, admitiendo que existen, tenían la estructura particular que mostraban tener? Y lo más importante de todo, ¿cuál era el origen de la extraña asimetría en el tiempo del mundo, la asimetría revelada en el hecho de que los sistemas fuera del equilibrio, dejados a su suerte, se movían uniformemente hacia la condición de equilibrio, siempre en la dirección futura del tiempo, y una vez obtenido el equilibrio, permanecían en él?

La idea de que el calor era un tipo de energía en movimiento de pequeños componentes del sistema macroscópico, componentes tan pequeños que sus movimientos individuales no eran detectables directamente a gran escala, logró imponerse en el siglo XIX. Pero, aun cuando el calor fuese movimiento, ¿qué tipo de movimiento era? Herepath y Waterson afirmaron que al menos en los gases la cuestión era simple. Éstos estaban

formados por partículas minúsculas que pasaban la mayor parte de su tiempo en movimiento libre, interaccionando sólo por colisión unas con otras y con las paredes del recipiente. Así, el contenido de calor de un sistema era meramente la energía de este movimiento de sus partes microscópicas (Sklar, 1994).

Es de este modo como llegamos a la mecánica estadística. A nivel microscópico el gas consiste en un enorme número de moléculas en movimiento, se necesitaría una cantidad inabarcable de información para una descripción completa de su comportamiento. Pero a nivel macroscópico, sabemos que se necesita una cantidad diminuta de información para describir las propiedades generales del gas. Lo cual implica una tremenda reducción de la información. De este modo la tarea de la mecánica estadística será la de mostrar cómo se puede conseguir esta concentración.

El paso clave es completar las leyes de la mecánica con la teoría de la probabilidad, que nos permite basar nuestros cálculos en porcentajes. Existen dos pilares fundamentales: a) tiene que utilizarse una descripción probabilística incluso para un modelo newtoniano, dado que nunca se tendrá una información precisa de las velocidades y las posiciones de todas las moléculas (esto daría un carácter estadístico a todas nuestras afirmaciones subsiguientes); b) debido a que los sistemas macroscópicos están compuestos de un número abrumador de moléculas, los promedios calculados en mecánica estadística suelen dar una descripción excelente (Coveney y Highfield, 1992).

Boltzmann

Fue el físico austriaco Ludwig Boltzmann quien, en 1877, hizo clara la definición de entropía. Para entender la idea necesitamos la noción de *espacio de fases* (variedad diferenciable de dimensión par, tal que las coordenadas de cada punto representan tanto las posiciones generalizadas como sus momentos conjugados correspondientes), para un sistema clásico de n partículas en un espacio, P , de $6n$ dimensiones, cada uno de cuyos

puntos representa el conjunto de posiciones y momentos de todas las n partículas. Para hacer precisa la noción de entropía, necesitamos una idea de lo que se denomina *granulado grueso*. Para ello dividimos el espacio de fases P en un número de subregiones que llamaremos “cajas” (Fig. 2.1.).

Los conjuntos de puntos P que representan estados del sistema que son indistinguibles unos de otros mediante observaciones macroscópicas están agrupados en la misma caja, pero los puntos de P que pertenecen a cajas diferentes se consideran macroscópicamente distinguibles. La entropía de Boltzmann S para el estado del sistema representado por

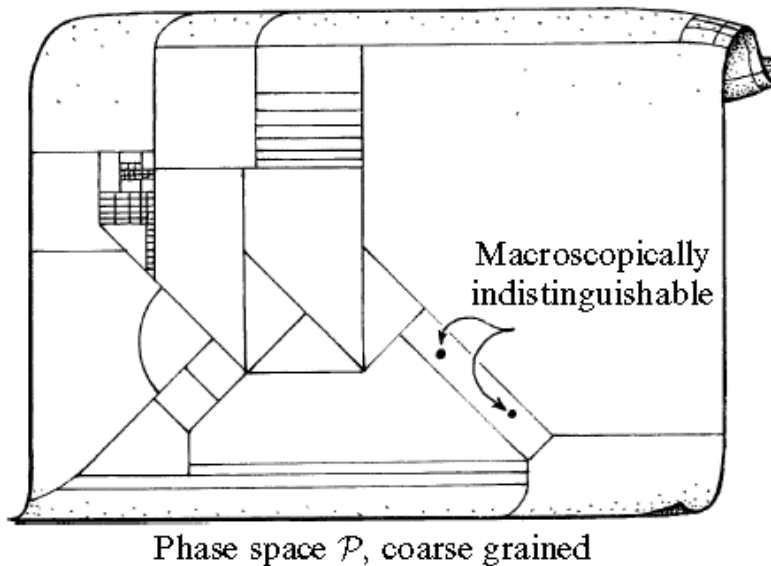


Fig. 2.1. Entropía de Boltzmann. Esto implica la división del espacio en fases P en subregiones, lo que se denomina un "granulado grueso" de P . Los puntos de una caja dada representan estados físicos que son macroscópicamente indistinguibles. Imagen tomada de Penrose (2006).

cierto punto x de P es

$$S = k \log V,$$

V es el volumen de la caja V que contiene a x , k es la *constante de Boltzmann*, que tiene el valor

$$k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$$

(Donde J significa julios y K^{-1} significa "por grado kelvin").

El logaritmo en la fórmula de Boltzmann tiene una finalidad importante, además de hacer que parezcan tratables estos números enormemente grandes. Ésta es que la definición de entropía resultante sea *aditiva* para sistemas independientes. Así, si las entropías asignadas a dos sistemas independientes son S_1 y S_2 , entonces la entropía asignada al sistema total, sería S_1+S_2 (Penrose, 2006).

En ejemplos normales de sistemas físicos existe una caja concreta \mathcal{E} (Fig. 2.2.) del granulado grueso cuyo volumen E supera con mucho el volumen de cualquiera de las otras cajas. Ésta representa el estado de *equilibrio térmico*. De hecho, normalmente E será prácticamente igual al volumen \mathcal{P} del espacio de fases entero. Para un gas ordinario, que consideraremos formado por bolas idénticas con simetría esférica en equilibrio térmico, la distribución de velocidades adopta una forma particular conocida como *distribución de Maxwell*. Tiene la forma

$$Ae^{-\beta v^2}$$

donde v es el módulo de la 3-velocidad de la partícula de gas en cuestión, β es una constante relacionada con la temperatura y A es una constante tal que la integral de la probabilidad sobre el espacio de todas las velocidades posibles es 1; el equilibrio térmico, que representa la máxima entropía posible del sistema, es el estado en que uno esperaría que se asiente un sistema si se le deja aislado un tiempo suficientemente largo, de acuerdo con la Segunda Ley (Penrose, 2006).

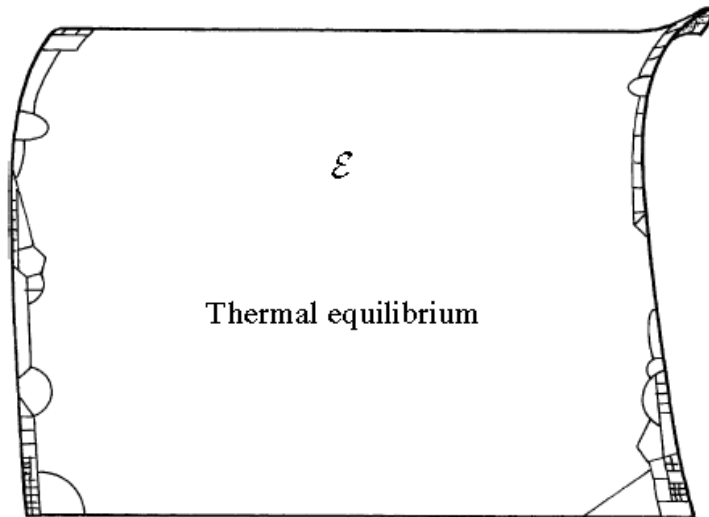


Fig. 2.2. La caja particular ε , que representa el equilibrio termodinámico, tiene un volumen E , que es normalmente casi igual al volumen P del espacio de fases entero \mathcal{P} , y por lo tanto supera con mucho los volúmenes de todas las demás cajas juntas. Imagen tomada de Penrose (2006).

Otra forma de llegar a la distribución de Maxwell consiste en apartarse del equilibrio térmico exacto y preguntar cómo cabe esperar que se mueva un gas en su aproximación al equilibrio (Segunda Ley). Para ello se utiliza una ecuación conocida como *ecuación de Boltzmann* para describir la evolución.

Tratemos ahora de entender lo que hay tras la segunda ley. Un sistema físico representado por un punto x en un espacio de fases de granulado grueso apropiado \mathcal{P} (Fig. 2.3.). x empieza AHORA en alguna pequeña caja de grano grueso \mathcal{V} de volumen V . x se moverá por \mathcal{P} de acuerdo con las ecuaciones dinámicas apropiadas a la situación física en consideración, y en la aplastante mayoría de los casos x se paseará por cajas de volumen cada vez mayor. En otras palabras, la entropía del sistema se hará cada vez mayor a medida que avanza el tiempo. Alcanzar una entropía significativamente menor supondría encontrar un volumen absurdamente más minúsculo, y las probabilidades en contra de ello son inmensas (al menos dentro de una escala de tiempo que no sea “ridículamente larga”) (Penrose, 2006).

Este argumento contiene la razón esencial para esperar que sea válida la segunda ley.

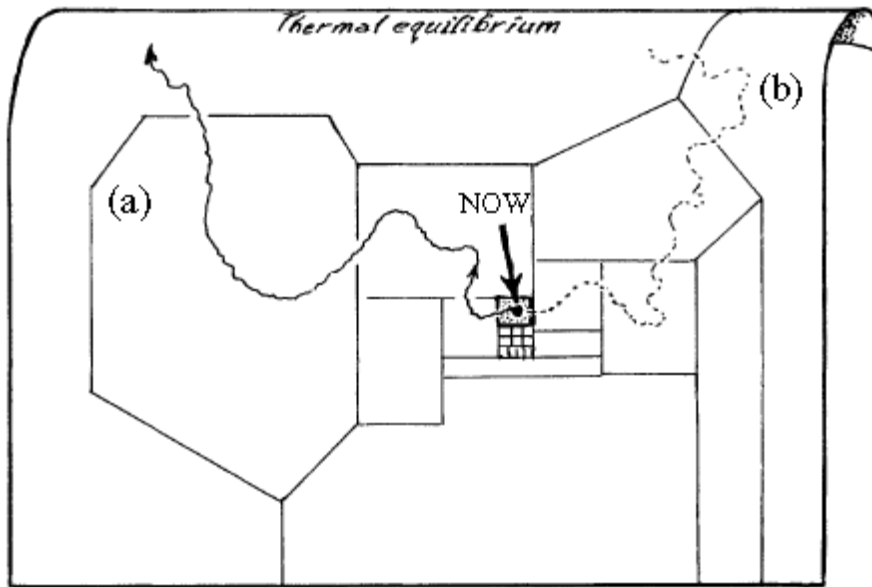


Fig. 2.3. La evolución un sistema físico está representada por una curva en el espacio de fases. (a) si sabemos que en el instante AHORA nuestro sistema está representado por un punto X en una caja \mathcal{V} De volumen muy pequeño V y tratamos de ver cuál sería su probable comportamiento futuro, concluimos, debido a las enormes discrepancias en los volúmenes de cajas, que en ausencia de cualquier sesgo grande en su movimiento entrará casi con certeza en cajas cada vez más grandes, de acuerdo a la segunda ley. Imagen tomada de Penrose (2006).

De este modo Boltzmann nos dejó su mayor contribución al preguntarse cómo esperaríamos que evolucionase un gas que no estuviera en equilibrio. Según éste, la evolución tendría lugar debido al movimiento de las moléculas y, en particular, al intercambio de energía entre unas y otras por colisión.

Boltzmann fue capaz de derivar una ecuación para la evolución de la función de velocidades. Fue capaz de definir una función distribución de velocidades y de mostrar que, hasta que esta función no alcanzase su valor mínimo, la distribución de velocidades no sería estacionaria. En conjunto, esto parecía explicar por qué un gas fuera del equilibrio evolucionaría hacia el equilibrio y por qué una vez alcanzado el equilibrio, permanecería en él.

2.3. Boltzmann y la explicación del tiempo

Algunos autores creyeron que los desarrollos de la termodinámica aportaban una fundamentación física a nuestra experiencia del tiempo y de los procesos que en él ocurren. Entre ellos podemos encontrar a Mach (1949), Boltzmann, Reichenbach (1971), Grünbaum (1963), entre otros.

Afirmaron que todas las características intuitivamente asimétricas de la temporalidad eran reducibles a/o justificables por la simetría de los sistemas físicos. De este modo, el paso del tiempo y su consiguiente flecha se convierten en el incremento inexorable de entropía en un sistema aislado. Si en la experiencia diaria no es posible la inversión temporal, ni observamos sistemas que tras haberse descompuesto espontáneamente se recomponen, es porque la segunda ley de la termodinámica establece que todo sistema que se halle fuera del equilibrio avanzará hacia este. Y una vez alcanzado el equilibrio no se apartará de él.

La cuestión crucial para Boltzmann es defender que nuestra distinción intuitiva entre pasado y futuro puede “fundamentarse” en la asimetría entrópica. Vindicar que si hay partes locales del universo donde la entropía “corre hacia atrás”, los recuerdos de la gente lo serían también de sucesos acontecidos en lo que denominamos la dirección futura del tiempo, como lo serían sus registros. Y ellos pensarían que la causalidad discurre desde esa dirección del tiempo que consideramos el futuro a esa dirección del tiempo que consideramos el pasado. Pensarían en los sucesos que llamamos futuro como fijos y determinados, y en los sucesos que llamamos pasado como abiertos. Afirmarían recordar el pasado y tener registros del mismo y pensarían en la causalidad como algo que discurre del pasado al futuro (Sklar, 1995b).

Siguiendo a Sklar (1994), el tipo de reducción que Boltzmann trata de realizar, está más cerca de lo que el científico tiene presente al afirmar que la teoría de la luz se reduce a

la teoría del electromagnetismo, que reducciones de tipo filosófico como decir que hablar sobre objetos materiales se reduce a hablar sobre datos sensoriales en la mente. La reducción que pretende realizar Boltzmann es más bien del tipo que afirma "las ondas luminosas son ondas electromagnéticas". Es algo de este estilo lo que Boltzmann quiere decir cuando afirma que la asimetría futuro-pasado del tiempo es justamente la dirección temporal fijada por los resultados del aumento de entropía.

Por lo tanto, donde no hay una simetría entrópica local, no hay una distinción futuro-pasado, aunque, por supuesto, hay todavía dos direcciones opuestas de tiempo. Y donde los aumentos de entropía tienen direcciones opuestas en el tiempo, sucede igual con la distinción pasado-futuro.

3. LA EXPLICACIÓN DE "LA FLECHA DEL TIEMPO" A TRAVÉS DE LA TERMODINÁMICA

Parecía que con los desarrollos realizados por Boltzmann la termodinámica daba cuenta de los procesos irreversibles y con ello, según sostenían algunos, del tiempo mismo. Sin embargo, aún deberían enfrentarse a cuestiones fundamentales: dado que Boltzmann había basado su explicación de la termodinámica en la mecánica clásica. Por ello era necesario responder a una cuestión crucial: ¿cómo se podía fundamentar una teoría asimétrica, como la termodinámica, sobre una teoría de naturaleza simétrica?

Por otro lado se encontraba el problema de la recurrencia, herencia de las leyes de la dinámica clásica y de la concepción del universo como un sistema aislado y con un tiempo infinito en el que se conserva la energía, tal y como estipula la Primera Ley de la termodinámica.

Ocurre, que si reducimos el tiempo a los procesos de adquisición de entropía, tal y como la termodinámica lo describe; resulta que si surgen problemas y paradojas en los

fundamentos de la termodinámica, estos repercutirán especialmente en el supuesto comportamiento temporal. De este modo es cómo nace el problema de "la flecha del tiempo".

3.1. El problema de la recurrencia y la simetría, y posibles soluciones

El problema "de la dirección del tiempo" tiene su origen en los debates sobre la condición de la segunda ley de la termodinámica entre Boltzmann, Zermelo, Loschmidt y Culvert.

Antes de que Boltzmann hubiese explicado, tal y como se ha expuesto, el incremento en entropía, propuso una prueba conocida como el "teorema H", según la cual la entropía debía siempre aumentar. Sin embargo, Loschmidt y Zermelo criticaron duramente esta prueba. Básicamente, debido a que los sistemas estaban supuestamente compuestos por moléculas que obedecían a las leyes de la dinámica clásica y en tanto que un sistema cualquiera que esté aislado en un tiempo infinito y en el que la energía se conserve, debería evidenciar el resultado Poincaré.

El problema de la reversibilidad

Según Poincaré, cualquier sistema clásico que esté confinado en cualquier región finita un espacio de fases (el universo en caso de ser cerrado), durante un tiempo infinito, deberá retornar a su condición inicial, o a cualquier otra arbitrariamente cercana a sus condiciones iniciales (Albert, 2000).

De modo que cualquier sistema mecánico-clásico que se halle en una región finita de un espacio de fases volverá, con probabilidad uno, una y otra vez hasta el infinito a su estado inicial arbitrariamente cerca de todos los puntos del espacio que alguna vez haya ocupado. Veamos qué es lo que esto implica:

1. Una gota de leche vertida en una taza repleta de café, en una habitación cerrada, en último término se recogerá y saltará de nuevo fuera con probabilidad uno.
 2. Un vaso lleno de agua, el cual se nos caiga de la mesa y se rompa contra el suelo en una habitación cerrada, acabará por recomponerse y volver a su estado inicial en la mesa entero y con agua con probabilidad uno.
 3. Dos barras de hierro con diferentes temperaturas y en contacto térmico la una con la otra, en una habitación cerrada, acabarán por volver cada una a su estado térmico inicial de diferentes temperaturas, con probabilidad uno.
- N. Todo proceso irreversible que ocurra en un espacio cerrado, con volúmenes finitos del espacio de fases, acabará por volver con probabilidad uno, una y otra vez hasta el infinito, e invertirá su estado para volver al inicio (Albert, 2000).

De las leyes newtonianas de la cinética y del mejor postulado sobre la estadística se sigue que: (1) la entropía de cualquier sistema termodinámico tiene la misma probabilidad de que su entropía crezca o disminuya; y que (2) el número de segmentos cuya entropía disminuye y el número de segmentos cuya entropía crece de un sistema termodinámico individual, durante toda su historia, que esté permanentemente aislado en una región particular del espacio de fases será igual, con probabilidad uno (Albert, 2000).

Pero en realidad ¿qué significa el problema de la reversibilidad? La consecuencia directa es que una teoría que trata el tiempo de modo asimétrico como la termodinámica al estar basada en una teoría que trata el tiempo de modo simétrico, resulta que en última instancia deviene a su vez simétrica. De modo que, extrapolando el resultado a la concepción del tiempo, resulta que de nuevo nos hemos quedado sin explicación para la flecha del tiempo (estaríamos hablando de aceptar un tiempo cíclico, por así decir, el eterno retorno de Nietzsche).

El problema de la simetría

Parecería que de los desarrollos de Boltzmann se haya deducido una ley con *asimetría* temporal cuando la física subyacente puede considerarse *simétrica* en el tiempo. ¿Es esto posible? Siguiendo a Penrose (2006), podríamos imaginar que aplicamos el mismo argumento en la dirección del tiempo *pasado*.

Parece que si en el instante AHORA (Fig. 2.3.) situamos nuestro punto x del espacio de fases en la misma caja y examinamos la evolución en dirección al pasado anterior a AHORA, entonces concluimos que es abrumadoramente probable que x haya entrado en esta caja procedente de cajas que se hacen cada vez mayores a medida que nos vamos hacia el pasado cada vez más lejano. Por consiguiente, lo que se afirma es que la *inversa* de la Segunda Ley es válida en el pasado, con entropía creciente en la dirección de *pasado*. Manifiestamente esta conclusión está en abierto conflicto con las observaciones del modo en que realmente se comportó nuestro universo en el pasado. En palabras de Penrose:

...lo que parece que hemos obtenido como “evolución más probable” es que el gas empezó disperso por todo el recipiente, efectivamente en equilibrio térmico, en algún instante anterior a t_0 , y luego se concentró espontáneamente cada vez más... (Penrose, 2006: 939).

Los principios de la termodinámica exigen un mundo en el cual los procesos físicos sean asimétricos en el tiempo. De este modo la entropía de un sistema cerrado debe incrementar espontáneamente en la dirección futura del tiempo, pero no la del pasado. Sin embargo, las leyes dinámicas que gobiernan el movimiento de los microconstituyentes de los sistemas son invariables respecto a una inversión en el tiempo. Y aún introduciendo elementos probabilísticos en la teoría subyacente, no explicará por sí

misma en qué momento se ha introducido la simetría temporal dentro de la explicación. Aunque siguiésemos a Maxwell, y tomásemos la segunda ley de la termodinámica meramente como una afirmación estadística, ésta seguiría siendo asimétrica en el tiempo. (Sklar, 2009).

Dicho brevemente, el problema es que dado un estado de no-equilibrio en un tiempo t_2 , es inmensamente probable que:

(1) el estado de no equilibrio en t_2 evolucionará hacia otro estado más cercano al equilibrio en t_3 ;

pero debido a la reversibilidad de la dinámica, también es enormemente probable que

(2) el estado de no equilibrio en t_2 haya evolucionado desde otro estado más cercano al equilibrio en t_1 ;

por lo tanto tenemos $t_1 < t_2 < t_3$. Sin embargo, las transiciones descritas por (2) no parece que ocurran, o al menos no parece que ocurran ambas (1) y (2) al mismo tiempo (Callender, 2006).

Veamos ahora de la mano de Albert (2000) qué es lo que esto supone en la práctica. Supongamos, por ejemplo, que en $t = 0$ ponemos un gran conjunto de grandes bloques de hielo, completamente congelados, en un conjunto del mismo tamaño de habitaciones. Y supongamos que este conjunto compuesto es inicialmente bien descrito por nuestro reciente postulado sobre la estadística. Este postulado, junto con las leyes cinéticas newtonianas, van a implicar que la inmensa mayoría de estos bloques de hielo están parcialmente derretidos en, digamos, $t = 5$ minutos. Pero supongamos que ahora aplicamos el postulado de nuevo a la macro condición del conjunto compuesto:

- lo que esto conllevaría, junto con las leyes newtonianas del movimiento, tal y como se ha visto, es que al volver a $t = 0$ la inmensa mayoría de los bloques de

hielo estaban aún más derretidos. Lo cual, evidentemente, contradice uno de los postulados con los que habíamos empezado.

Es más, dejando de lado la cuestión de la compatibilidad lógica, después del ejemplo expuesto queda claro que nuestra versión del postulado estadístico es empíricamente falsa en nuestro mundo de bloques de hielo semi-derretidos, ya que de hecho, estos sistemas siempre se originan a partir de bloques completamente congelados.

El problema tradicional no es simplemente que legalmente sea posible un comportamiento anti-termodinámico y que éste, de facto, no ocurra cuando debería. Éste no es exactamente un problema: y es que no todos los procesos legalmente permitidos ocurren. Más bien, el problema es que la mecánica estadística parece realizar predicciones que son falsadas, lo cual es un problema con cualquier teoría de la confirmación que se posea (Callender, 2006: Cap. 2).

3.2. Nuevas propuestas

El problema tradicional a resolver lo describe Reichenbach en su clásica obra *The Direction of Time*:

Los procesos elementales de la termodinámica estadística, el movimiento y las colisiones de las moléculas, supuestamente están controladas por las leyes de la mecánica clásica y por ello son reversibles. Por lo que sabemos, los macro-procesos son irreversibles. ¿Cómo puede reconciliarse la irreversibilidad de los macro-procesos con la reversibilidad de los micro-procesos? Esta paradoja es la que tiene que resolver el físico cuando pretende dar cuenta de la dirección de los procesos termodinámicos de la dirección del tiempo (Reichenbach, 1971: 109).

Generalmente hablando, existen dos modos para solucionar estos problemas: eliminar las transiciones de tipo (2), bien con condiciones limitantes especiales o con leyes

naturales. El primer método funciona si asumimos que en los estados más tempranos del universo los estados de entropía son más bajos, mientras que los estados posteriores son de entropía mayor o igual. De este modo, no existen transiciones de estados de alta entropía a estados de baja entropía simplemente porque la entropía inicial era muy baja. Alternativamente, funcionaría si de algún modo pudiésemos restringir el dominio de los mundos físicamente posibles a aquellos que únicamente admiten transiciones de estados de entropía baja a estados de entropía alta. Las leyes de la naturaleza son las que restringen lo que nosotros consideramos físicamente posible. Dado que debemos eliminar el tipo de transición (2) mientras mantenemos las de tipo (1), una condición necesaria de las leyes que realicen este trabajo será que sean temporalmente asimétricas. Tal y como afirma Callender (2006: Cap. 2) “la elección de la estrategia se reduce, bien a asumir condiciones límite temporalmente asimétricas o a añadir leyes naturales temporalmente asimétricas que hagan probable el incremento de la entropía”.

Solución cosmológica

Boltzmann fue el primero en intentar una solución cosmológica para el problema de la entropía. Para su solución Boltzmann se basaría en los resultados de la cosmología de la época. Para el autor, en primer lugar, el universo es extenso en el espacio y en el tiempo. Éste se encontraría en la mayoría de las regiones del espacio y en la mayoría de los períodos de tiempo cerca del equilibrio. Sin embargo, habría pequeñas regiones que se desviarían del equilibrio durante breves instantes de tiempo. Por otro lado, podemos esperar encontrarnos a nosotros mismos en una de dichas regiones fluctuantes, puesto que solamente en una región semejante podrían evolucionar y sobrevivir observadores. Además, la entropía aumenta en la dirección futura del tiempo en nuestra región porque por dirección futura del tiempo entendemos la dirección del tiempo en la que aumenta la

entropía de los sistemas, es decir, en la que localmente estos se mueven en paralelo unos con otros hacia el equilibrio.

Sin embargo, siguiendo a Greene (2010), si el estado normal del universo es de alta entropía, altamente probable y totalmente desordenado, entonces todo lo que conocemos, no sería nada más que una rara pero ocasionalmente esperable fluctuación estadística que interrumpe momentáneamente una casi eternidad de desorden.

No se trata únicamente de que esta explicación del universo contradiga la verdad de todo lo que mantenemos que es real. También deja cuestiones críticas sin responder. Por ejemplo, cuanto más ordenado es hoy el universo más sorprendente e improbable es la fluctuación estadística necesaria para que nazca. Sin embargo, tenemos numerosos indicios sobre un pasado remoto en forma de fósiles que registran la evolución, el *fondo de microondas* que parece un vestigio del Big Bang..., entre otros muchos.

Sin embargo lo más importante es, en palabras de Greene:

...si usted no puede confiar realmente en sus recuerdos y registros, entonces tampoco puede confiar en las leyes de la física. Su validez se asienta en numerosos experimentos cuyos resultados positivos están atestiguados solamente por esos mismos recuerdos y registros. Así que todo razonamiento basado en la simetría bajo inversión temporal de las leyes aceptadas de la física quedaría totalmente destruido, minando con ello nuestra comprensión de la entropía y la base entera de la discusión actual. [...] La desconfianza en los recuerdos de registros no tiene sentido. En segundo lugar, al llegar a un punto donde todo nuestro andamiaje analítico está a punto de colapsar, nos damos cuenta de que debemos de habernos dejado algo crucial fuera de nuestro razonamiento (Greene, 2010: 221).

Por otro lado, la propuesta de Boltzmann falla debido a que nunca observamos otras porciones del universo que posean una flecha del tiempo invertida, esto es, en la que la

entropía discurra de estados de la entropía a estados de menor entropía. Además, la astronomía y la cosmología modernas muestran que todo el universo se está expandiendo de modo que no puede estar en equilibrio termodinámico.

Penrose (2006) al igual que Albert (2000), considera que el único modo de evitar las paradojas de la simetría es estableciendo el inicio del universo en un punto de entropía extremadamente baja. Los problemas, según estos autores, se derivan de considerar posibles estados previos para los sistemas de entropía baja. Cuando consideramos la procedencia de la baja entropía de un sistema determinado, un gas por ejemplo, el argumento nos dice solo cómo tendría que comportarse dicho gas que se mueve aleatoriamente si llegáramos a encontrar todo el gas *espontáneamente* en un estado de entropía baja. Sin embargo, nunca encontramos los gases en ese estado a no ser que deliberadamente hayan sido dispuestos de ese modo. Así, llegamos a que si establecemos el punto de entropía baja como el inicio no habría paradoja alguna. Por lo tanto, se establece el Big Bang como el primer punto de baja entropía y que dará fundamento al comportamiento asimétrico del mundo descrito por la termodinámica.

Veamos ahora cómo debe situarse nuestra curva parametrizada ξ , que representa una posible historia del universo, en el espacio de fases Pu (Fig.3.1bc) donde se obliga a que el punto x en ξ esté, en un instante concreto t_0 que representa AHORA, en una región V de tamaño razonable. Esto corresponde a un universo cuya entropía aumenta en el futuro de AHORA, pero también aumenta en el pasado de AHORA (violando la Segunda Ley). Lo que realmente encontramos para un universo con la Segunda Ley es algo como la fig.3.1,bd: aquí ξ tiene un extremo ($t=0$) en una región extraordinariamente minúscula β dentro de Pu a partir del cual serpentea, encontrando volúmenes muchísimo mayores a medida que t aumenta.

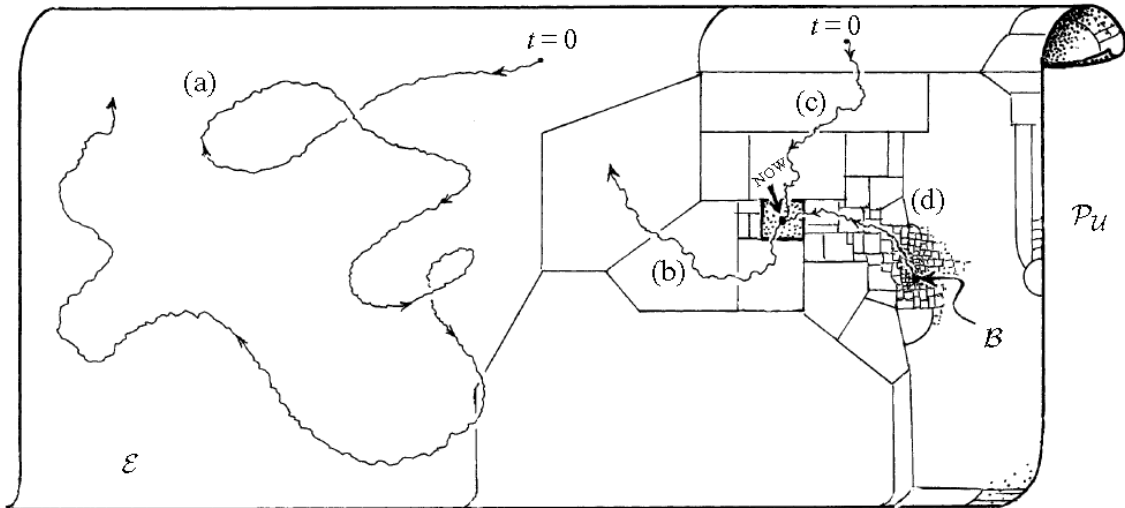


Fig. 3.1. Diferentes evoluciones posibles del universo, descritas por una curva parametrizada ξ en el espacio de fases P_u de los posibles estados del universo. (a) si la curva ξ se arroja aleatoriamente en P_u , pasa casi toda su vida en ε , y, aparte de fluctuaciones menores, el universo apenas difiere del "equilibrio térmico". Imagen tomada de Penrose (2006).

Tal y como observa Penrose (2006), visto desde una perspectiva de tiempo invertido, “partiendo” de t , con x en V , da la impresión de que el punto x está guiado a propósito, hacia atrás en el tiempo, hacia la región absurdamente minúscula del espacio de fases que ha etiquetado como β .

La explicación que Penrose (2006) da, es que sucede simplemente que β está rodeado por cajas que se hacen sucesivamente más pequeñas de modo que si ξ va a llegar a β , cuando t se acerca a 0 “tiene” que “encontrar” cajas cada vez menores en el camino. “¡El enigma reside simplemente en el hecho de que un extremo de ξ tiene que estar en β ! (Penrose, 2006: 945)”. Esto es lo que debemos entender si queremos comprender la fuente de la Segunda Ley. La región β representa el Big Bang, el origen del universo.

Por otro lado, existen buenas razones para pensar en un origen explosivo del universo. En primer lugar, un estudio teórico de la ecuación de Einstein en un contexto cosmológico, por Alexander Friedmann. En segundo lugar, en 1929, Edwin Hubble descubrió que las galaxias lejanas se están alejando, desplazándose hacia el rojo debido

al *efecto doppler*. Pero la prueba directa más impresionante de apoyo observacional para el Big Bang es la presencia universal de una radiación que llena el espacio y que tiene una temperatura de unos 2,7 K. Se cree que esta radiación es realmente el “destello” del Big Bang. Se la conoce como el “fondo (cósmico) de microondas”. Es extraordinariamente uniforme, lo que indica que el propio universo primitivo era extraordinariamente uniforme inmediatamente después del Big Bang (Penrose, 2006).

Por otro lado, ocurre que la gravitación es algo confusa, en relación con la entropía, a causa de su naturaleza universalmente atractiva. Estamos acostumbrados a pensar en la entropía en términos de un gas ordinario; en este caso, tener el gas concentrado en pequeñas regiones representa *baja* entropía y el estado de alta entropía de equilibrio térmico corresponde al gas uniformemente disperso. Pero con la gravedad las cosas tienden a ser de otra manera. Mientras que para un gas el estado de máxima entropía de equilibrio térmico corresponde al gas uniformemente disperso en la región en cuestión, en el caso de grandes cuerpos *gravitantes* la entropía máxima se consigue cuando toda la masa se concentra en un lugar, en la forma de una entidad conocida como un *agujero negro* (Penrose, 2006).

Pero, ¿Qué es exactamente un *agujero negro*? Una región del espacio-tiempo que ha resultado de un colapso gravitatorio de materia, donde la atracción gravitatoria se ha hecho tan fuerte que ni siquiera la luz puede escapar. Se espera que resulte un agujero negro cuando un gran cuerpo masivo alcanza una etapa en la que las fuerzas de presión interna son insuficientes para mantener el cuerpo contra el implacable tirón hacia dentro de su propia influencia gravitatoria.

La naturaleza de los agujeros negros, que absorben todo tipo de material para convertirlo en una simple configuración describable por solo diez parámetros, es una manifestación poderosa de la Segunda Ley. Aunque un agujero negro no se parece a la

materia ordinaria en equilibrio térmico, comparte con ella la propiedad clave de que números enormes de estados microscópicamente distintos llevan a algo que puede describirse con muy pocos parámetros. Por esta razón, la caja de grano grueso en el espacio de fases correspondiente es realmente inimaginable, y los agujeros negros, en consecuencia, tienen entropías enormes (Penrose, 2006).

Parece ser que en el centro de las galaxias, en su centro de gravedad, hay enormes agujeros negros. Una hipótesis que se baraja (si es que el universo resulta ser cerrado), es que el universo en el futuro alcanzará su entropía máxima cuando toda la materia se halle en agujeros negros y estos acaben por confluir en un masivo agujero negro, alcanzando de este modo el máximo de entropía para nuestro universo.

Price critica este punto de vista en el que se establece una diferencia radical entre la singularidad inicial, el Big Bang, y la singularidad final, el Big Crunch. La singularidad inicial tendrá una entropía extremadamente baja y la singularidad final tendrá una entropía extremadamente alta. Sólo de este modo se explica la simetría termodinámica.

Sin embargo, Price (1996) afirma, que la concepción del tiempo no es otra cosa que una ilusión subjetiva del ser humano, resultado de nuestro modo de desenvolvernos en la naturaleza. Desde su perspectiva atemporal va a criticar los esfuerzos de los físicos por explicar el por qué los sistemas físicos se dirigen hacia el equilibrio. Según Price, el aumento entrópico en una dirección temporal es equivalente a una disminución de entropía vista en la dirección temporal opuesta. Lo que es objetivo es el cambio de entropía o la diferencia; dado que el equilibrio en algún sentido es el estado natural de los sistemas, lo que debe ser explicado es el estado de baja entropía.

A la baja entropía de los primeros momentos del universo Price la llama "el gran puzzle de la simetría temporal". Una pieza fundamental de este puzzle, según Price, es la enorme improbabilidad de que el universo en su inicio tuviese una entropía tan baja.

Ciertamente sería necesaria una explicación para esta fantástica improbabilidad, pero consideremos el argumento de Price:

1. Consideramos el proceso de colapso gravitacional como la condición natural del universo en su etapa final. Nos preguntamos a qué debería parecerse el universo en su etapa final, cuando colapse bajo su propio peso. La respuesta que nos da la física es que sería más bien grumoso antes que liso.
2. Reflexionamos sobre el hecho de que siguiésemos la historia del universo del revés, lo que deberíamos ver es un universo colapsando bajo su gravedad, acelerando hacia el crunch final.
3. Nos percatamos de que no hay un sentido objetivo en el que este modo invertido de ver el universo sea menos válido que el modo habitual de verlo. No hay nada en la física que nos diga que haya un modo erróneo o correcto para elegir la orientación temporal de las coordenadas. No hay nada en la física que nos diga que un extremo del universo es objetivamente su principio y que el otro extremo sea su final. En otras palabras, la perspectiva adoptada (2) es tan válida para determinar la condición natural de lo que habitualmente llamamos etapa temprana del universo, como la concepción standard para determinar la provabilidad del estado de lo que llamamos universo tardío (Price, 1996: 88).

Por lo tanto, cualquier argumento para justificar la alta entropía del universo en su fase final, debería servir igualmente para argumentar la alta entropía del universo en su fase inicial. Del mismo modo, cualquier argumento para la baja entropía del universo temprano debería igualmente servir para argumentar la baja entropía del fin del universo, teniendo de este modo un modelo de universo simétrico como el modelo de Gold. El fallo en aplicar los argumentos igualmente en ambos extremos del universo es una manifestación de un doble estándar temporal injustificable. De hecho, Price afirma

que hay mucho menos alcance para diferenciar el inicio y el fin del universo de lo que se tiende a asumir (Price, 1995).

De modo que Penrose puede haber dado un sistema cosmológico coherente, a través del cual se podría dar una solución al problema filosófico de la asimetría temporal, dar respuesta al “cómo es posible”. Pero para Price lo que sigue sin ser respondido es el por qué debemos considerarlo probable.

Penrose (2006) justifica su hipótesis afirmando el “carácter especial” del Big Bang. Una propiedad especialmente chocante del Big Bang procede de una excelente evidencia observacional a favor de que el universo muy primitivo estaba en un *estado térmico*. Parte de esta evidencia es la excepcional proximidad a la curva teórica de “cuerpo negro” de Planck que muestra la radiación de fondo de microondas de 2,7 K que representa el “destello” real del Big Bang. Otra evidencia procede del acuerdo notablemente detallado entre lo que nos dice la teoría y la observación acerca de los procesos nucleares en el universo primitivo. Estos cálculos teóricos dependen crucialmente de suponer el *equilibrio térmico* de la materia en el universo primitivo. ¿Pero el equilibrio térmico no implica entropía alta?

La resolución correcta de la aparente paradoja está en el hecho de que los grados de libertad gravitatorios no se han “termalizado” junto con todos aquellos grados de libertad materiales y electromagnéticos que definen los parámetros implícitos en el “estado térmico” del universo instantes después del Big Bang. Según el propio Penrose:

En lugar de compartir la termalización que en el universo primitivo se aplica a todos los demás campos, la gravedad permaneció aparte, con sus grados de libertad a la espera, de modo que la segunda ley entraría en juego a medida que estos grados de libertad empiezan a asumirse. Esto no solo nos da una Segunda Ley, sino que nos da una de las

formas concretas que observamos en la naturaleza. ¡La gravedad parece haber sido diferente! (Penrose, 2006: 981)

De este modo, se explica la baja entropía en el Big Bang, lo que nos dio la Segunda Ley. Y si invirtiéramos en el tiempo la imagen del Big Crunch que obtuvimos antes, obtendríamos un Big Bang con una entropía enormemente alta, y no habría existido segunda ley (Penrose, 1996).

Sin embargo, Sklar (1993) opina que esta invocación de una nueva ley tiene un cariz muy ad hoc. Si hubiesen muchos agujeros blancos en el universo, esto es, pequeños Big Bangs dentro del espacio tiempo generados por el Big Bang cósmico, sería posible comprobar si, efectivamente, todos ellos se ajustan a la ley de uniformidad inicial de Penrose. Sin embargo, está lejos de ser clara la existencia de dichos agujeros blancos, los teóricamente permitidos inversos de los agujeros negros predichos por la relatividad general. Por lo tanto, ¿cómo de razonable es metodológicamente esta afirmación? Es necesario notar, según Sklar, que esta aproximación toma la distinción pasado-futuro como dada y simplemente invoca una ley no-invariable en la reversión temporal (Sklar, 1993).

Intervencionismo

El intervencionismo es la afirmación de que resulta imposible aislar un sistema termodinámico, y que aun suponiendo que pudiésemos, no sería por mucho tiempo. El ejemplo más obvio es que no podemos aislar un sistema de la influencia de la gravedad. En el mejor de los casos, podemos mover sistemas a lugares en los que cada vez padezcan menos la influencia del campo gravitatorio. No sólo ignoramos la débil fuerza gravitacional cuando realizamos termodinámica clásica, sino que también ignoramos cuestiones menos exóticas como las paredes del recipiente en el que confinamos un gas.

Podemos hacer esto porque el tiempo que tarda un gas en alcanzar su estado de equilibrio es mucho menor que el que tarda el gas más las paredes del recipiente en alcanzar el equilibrio. Es por esta razón, que normalmente se descuenta el efecto que tienen las paredes de la caja sobre el gas.

La idea es la de aprovechar lo que una perturbación aleatoria del punto de fase representativo le haría a la evolución de un sistema. En el espacio de fases hay una tremenda asimetría entre el volumen de puntos que se dirigen hacia el equilibrio y los puntos que dejan los estados de equilibrio. Si el punto representativo de un sistema fuese golpeado aleatoriamente, entonces de acuerdo con esta asimetría, sería muy probable que el sistema se dirigiese en dirección al equilibrio en cualquier momento dado. De este modo, si se pudiese argumentar que el anterior tratamiento de la mecánica estadística de sistemas ideales ignoraba las perturbaciones aleatorias del entorno del sistema, entonces parecería que se haya encontrado una solución al problema. Aunque la perturbación fuese débil aún tendría el efecto deseado. Los antes ignorados débiles choques aleatorios del entorno es la búsqueda de una causa de la aproximación al equilibrio (Callender, 2006).

Sin embargo, se ha criticado esta maniobra. La objeción más contundente observa que si la mecánica clásica pretende ser una teoría universal, entonces el entorno también debe estar gobernado por las leyes de la mecánica. El entorno no es un tipo de mecanismo fuera del alcance de las leyes físicas, después de todo, cuando también se tiene en cuenta el “deus ex machina” (la perturbación aleatoria) desaparece (Callender, 2006).

La eliminación del tiempo

Podríamos, de algún modo, decir que los pioneros de esta vía son Leibniz y Mach. Ambos negaron la idea de tiempo absoluto de Newton. En concreto Mach (1949) afirmó

que el tiempo era más bien una abstracción a la cual llegábamos por la variación de las cosas, debido a que no está señalada ninguna medida determinada, por estar todas las cosas vinculadas entre sí. Según Mach, no tendría sentido hablar de un tiempo absoluto dado que este no se pudiese medir por ningún movimiento. Por ello no tiene ningún valor práctico y científico; no es sino un ocioso concepto metafísico.

Barbour (1996) parece ser deudor de esta escuela relacionista. De hecho opina que una teoría del mundo en la cual el tiempo sea verdaderamente eliminado como concepto fundamental tendrá sorprendentes consecuencias.

Según Barbour, en la teoría del mundo el tiempo es un concepto redundante. Lo único que se necesita son las configuraciones relativas posibles del mundo. Ellas forman la *configuración relativa espacial* del universo, cada punto del cual es una definida totalidad estructurada. Así pues, la esencia de esta aproximación es la estructura. No hay nada más a parte de estas totalidades estructuradas.

Para Barbour, nuestra primitiva idea del paso del tiempo deriva del cambio. Lo que Barbour pretende es explorar sistemáticamente un mundo conceptual en el que el tiempo ha sido totalmente eliminado como concepto básico y tras lo cual sea recuperado como un concepto efectivo de diferencias entre configuraciones o de estructuras dentro de una configuración singular.

La historia del mundo es una curva en una configuración relativa del espacio. Podemos definir una acción entre los puntos A y B de esta historia usando únicamente los datos intrínsecos a los puntos de la historia. Se cogen dos configuraciones cualesquiera que difieran un poco. Se ajustan todos los puntos de una con las de la otra. Se escoge una cantidad que mida la diferencia entre los dos pares de puntos de las correspondientes imágenes. Entonces se suman todas estas cantidades de los pares de puntos. El resultado es una diferencia global para esta prueba de ajuste. Se hace esto para todas las posibles

pruebas de ajuste y se escoge la que mejor se acomode, esto es, la que haga extrema la diferencia global.

Esto define una acción entre puntos colindantes. Moviéndonos a lo largo de la historia y añadiendo las diferencias que mejor se ajustan, podemos determinar la acción de la historia entre los puntos de A y B. Si cogemos estas imágenes y las mezclamos, no se habrá perdido información. Las imágenes siguen contando la misma historia, y fácilmente podríamos volver a ponerlas en el orden correcto.

Tal y como Barbour afirma, existe una razón dinámica del por qué una imagen sigue a la otra. Podríamos empezar con una imagen de un extremo, llamándola "primera". Entonces cogeríamos otra y la moveríamos alrededor de la primera hasta que encontrásemos la posición en la que mejor encajasen y continuaríamos así hasta el otro extremo de las imágenes.

Entonces podríamos pegar las imágenes en una barra, espaciando las imágenes a lo largo de la barra. Al mover la barra parecería que las imágenes cambian de modo continuo. Si hiciésemos esto adecuadamente con las ecuaciones matemáticas existiría un determinado espaciado que sería el único conveniente, estableciendo así diferentes espacios entre las sucesivas imágenes.

Newton llamó a estos espacios los intervalos del tiempo absoluto, pero en esta aproximación el tiempo no existe en absoluto. Newton también supuso que las diferentes configuraciones del mundo se realizan en diferentes instantes del tiempo. Sin embargo, ahora, las configuraciones del mundo son los instantes de tiempo. A lo que se ha llamado "barra", Newton lo llamó espacio absoluto. Ahora se le llama marco de referencia inercial base.

Barbour considera que se puede representar todo el mundo de este modo atemporal y sin marco. La consecuencia de esto sería que la teoría clásica no tendría el sentido de la

dirección codificada en ella. De este modo, las curvas son curvas, no tienen flecha. No tenemos ni un Big Bang ni un Big Crunch, ni tan siquiera su superposición.

¿Entonces, cómo es que tenemos la firme convicción de que el universo se expande y de que el tiempo pasa? Ocurre que no sólo la dinámica sino que también el sentido del paso del tiempo debe surgir de la simple idea de configuración. Para explicar esto Barbour introduce el concepto de "cápsula temporal":

Una cápsula temporal es una configuración singular que parece ser el resultado de un proceso dinámico de evolución a través del tiempo de acuerdo con determinadas leyes. Parece contener grabaciones del pasado, y esas grabaciones son mutuamente consistentes. Por el significado de esas grabaciones contenidas dentro de una configuración, es posible fechar la configuración (Barbour, 1996: 408).

Estas cápsulas temporales pueden ser fotografías, fósiles, rocas, planetas, el fondo de microondas, etc. la creencia en el tiempo y en su paso es simplemente una consecuencia del hecho de que, en cualquier instante, nos vemos dentro de una cápsula temporal. Si no hubiesen cápsulas temporales, no habría noción de tiempo (Barbour, 1999).

De hecho, resulta plausible que lo que nosotros tenemos por percepción directa del movimiento, en realidad sean imágenes creadas en nuestra mente por una yuxtaposición de diferentes imágenes, como sucesivos fotogramas de una película de cine. De este modo un mundo completamente atemporal podría ser percibido temporalmente.

Barbour (1996) introduce la *hipótesis del montón*, la cual afirma que hay dos montones: el montón de todas configuraciones posibles y el montón de las configuraciones realizadas. Los constituyentes de los montones son entidades individuales, se pueden recoger y examinar y tienen una estructura intrínseca. Lo que afirma esta hipótesis es que nuestras teorías científicas básicas son simples reglas para establecer qué configuraciones del montón de posibilidades van al montón de actualidades.

Finalmente Barbour afirma, que en último término el origen de la flecha del tiempo es la estructura asimétrica del espacio de configuración del mundo. Este espacio tiene límites naturales, en el contexto cósmico estos son el límite de tamaño cero del mundo de intensidad cero de los campos. Por el otro lado, tenemos las fronteras del tamaño infinito y del poder infinito de los campos.

La objeción que se pueden sacar a esta aproximación, es que se trata de un simple formalismo. Dado que el tiempo no es una entidad observable, encuentro extraordinariamente complicado llegar a contrastar, o por lo menos evaluar la adecuación de la no existencia del tiempo a la realidad física.

Ciertamente esta concepción aún se halla en su fase de desarrollo, pero si efectivamente logra una descripción funcional y fructífera del mundo, se habrá conseguido un gran avance teórica y conceptualmente.

4. CONCLUSIONES

Tras éste análisis de la naturaleza de algunos de los problemas más prominentes de la termodinámica, ciertamente constato que la relación que se da entre la termodinámica y la mecánica clásica es, como poco, complicada. Claramente no se puede afirmar que la primera se haya reducido a la segunda. De hecho, de ahí es de donde emanan los subsiguientes problemas.

En cuanto a las propuestas para solucionar el problema de la simetría, considero, de acuerdo con Sklar (1993), que en lo que a la solución cosmológica respecta, ésta demanda una explicación de las condiciones iniciales que se atribuyen a la naturaleza del universo temprano, que no tenga el carácter *ad hoc* que posee actualmente. Y es que como se ha podido ver, la mecánica estadística afirma que esa situación resulta absurda por improbable.

Asimismo, también estoy de acuerdo con Sklar (1995a), y es que no podremos completar la imagen del mundo sin una comprensión de qué condiciones iniciales están permitidas con alta probabilidad en el mundo y cuáles no. Es esto lo que encabeza el problema del conjunto inicial, y creo que es una de las cosas que hace tan difícil de resolver el problema del paralelismo del comportamiento entrópico de los sistemas en el tiempo.

Aunque ciertamente, como bien dice Callender (2004), el problema de la justificación de los postulados iniciales no es un problema únicamente de la cosmología o de la física. Indudablemente, toda ciencia necesita unos supuestos que no puede contrastar directamente. Puede que la situación no guste a algunos, pero es el único método de conocimiento que poseemos.

Por otro lado, cabría la posibilidad de criticar la atribución de probabilidades a los diferentes estados del universo. Y es que la atribución de probabilidad depende de las frecuencias relativas observadas en el mundo, a partir de las cuales se infieren las probabilidades. De modo que para hablar de la probabilidad del universo deberíamos disponer de experiencia y datos de las características de otros universos. Sin embargo, sólo conocemos un universo, por lo que no hay una colección real de sistemas entre los que se escoge este universo. Es por ello que dudo de la fundamentación de estas afirmaciones estadísticas.

En cuanto al problema del tiempo, muy bien podría ser que su explicación pudiera ser realizada en otros ámbitos de la física, como en la Relatividad General tal y como propone Earman (1974). Es más, incluso podría ser necesaria la introducción de estudios sobre percepción sensorial y neurología.

En cualquier caso, parece que estemos muy lejos de alcanzar una teoría aceptable que sea capaz de explicar la asimetría del tiempo. Sin embargo, a pesar de que no esté bien

fundamentada y aun necesite el desarrollo de la teoría de la gravedad cuántica, ya que según los desarrollos de la mecánica cuántica la realidad microscópica es cuántica, los desarrollos en esa dirección parecen ser muy prometedores.

Finalmente, creo que una vía posible de avanzar en el conocimiento sobre éste tema sería el de realizar una investigación conceptual y neurológica. Con ello se podría intentar establecer dónde comienza el concepto de tiempo físico y cuál es su alcance. Por otro lado a través del conocimiento neurológico se podría intentar delimitar hasta qué punto nuestra experiencia y nuestra percepción/concepción del tiempo se mezcla con el concepto temporal de la física. Si consiguiésemos delimitar claramente ésta diferencia, podría resultar más fácil encontrar una explicación a ambos conceptos de tiempo.

Bibliografía:

Albert, D. Z. (2000). *Time And Chance*. Harvard University Press: USA.

Barbour, J. (1996). The Emergence of Time and Its Arrow from Timelessness. In: J. J. Halliwell, J. Pérez-Mercader, W. H. Zurek, eds. *Physical Origins Of Time Asymmetry*. Cambridge University Press: Cambridge, pp. 405-414.

Barbour, J. (1999). *The End Of Time*, Weidenfeld & Nicolson: London.

Callender, C., 1997. What is “The Problem of the Direction of Time”? *Philosophy of Science* (Supplement), 64: S223–34.

Callender, C. (2003). Is There is a Puzzle about the Low Entropy Past?. In: C. Hitchcock, ed. *Contemporary Debates in the Philosophy of Science*. Chapter 12. Blackwell.

Callender, C. (2006). Thermodynamic Asymmetry in Time. *Stanford Encyclopedia of Philosophy*: <http://plato.stanford.edu/entries/time-thermo/>

Coveney, P. y Highfield, R. (1992). *La Flecha del Tiempo*. Plaza & Janes: Barcelona.

Earman, J. (1974). An Attempt to Add a Little Direction to “The Problem of the Direction of Time”. *Philosophy of Science*, 41, 15-47.

Greene, B. (2010). *El Tejido del Cosmos*, Drakontos: Barcelona.

Grünbaum, A. (1963). *Philosophical Problems Of Space And Time*. Alfred A Knopf: New York.

Horwich, P. (1992). *Asymmetries In Time*. The MIT Press: Cambridge.

Mach, E. (1949). *Desarrollo Histórico Crítico de la Mecánica*. Espasa Calpe: Buenos Aires.

Penrose, R. (1996). La Cosmología y la Flecha del Tiempo. En: R. Penrose. *La mente nueva del emperador*. Fondo de Cultura Económica: México, pp. 271-311.

Penrose, R. (2006). El Big Bang y su legado termodinámico. En: R. Penrose. *El Camino a la Realidad*. Debate: Madrid, pp. 923-986.

Price, H. (1995). Cosmology, time's arrow, and that old double standard. In: S. F. Savitt (ed.), *Time's Arrows Today*. Cambridge University Press: Cambridge, pp. 66-94.

Price, H. (1996). *Time's Arrow and Archimedes' Point: New Directions for the Physics of Time*. Oxford University Press: Oxford and New York.

Reichenbach, H. (1971). *The Direction of Time*. M. Reichenbach and University of California Press: Los Angeles, London.

Savitt, S. F. (1996). The Direction of Time. *The British Journal for the Philosophy of Science*, 47(3), 347-370.

Sklar, L. (1993). *Physics and Chance: Philosophical Issues in the Foundations of Statistical Mechanics*. Cambridge University Press: Cambridge.

Sklar, L. (1994). La introducción de la probabilidad en la física. In: L. Sklar, *Filosofía de la Física*. Alianza Universidad: Madrid, pp. 141-229.

Sklar, L. (1995a). The elusive object of desire: in pursuit of the kinetic equations and the Second Law. In: S. F. Savitt (ed.), *Time's Arrows Today*, Cambridge University Press, Cambridge, pp. 191-216.

Sklar, L. (1995b), “Time in experience and in theoretical description of the world”, in S. F. Savitt (ed.), *Time’s Arrows Today*, Cambridge University Press, Cambridge, pp. 217-229.

Sklar, L. (2009). Philosophy of Statistical Mechanics. In: *Stanford Encyclopedia of Philosophy*: <http://plato.stanford.edu/entries/statphys-statmech/>

Tipler, P. A., Mosca, G. (2010). *Física para la ciencia y la tecnología*. Vol. 1. Editorial Reverté: Barcelona.