Diálogos **75** (2000), pp. 37–56.

LA INTERPRETACIÓN DE LA IRREVERSIBILIDAD: PRIGOGINE VERSUS GIBBS

OLIMPIA LOMBARDI

Introducción

En el ámbito de la física, el objetivo central de Prigogine consiste en brindar una fundamentación objetiva de la irreversibilidad temporal. Su punto de partida es el rechazo de la interpretación gnoseológica de Gibbs del aumento de entropía: Prigogine pretende retomar el camino abierto por Boltzmann en su intento por obtener una termodinámica genuinamente irreversible a partir de la mecánica que rige los procesos microscópicos subyacentes. Para ello, adopta la siguiente estrategia:

En primer lugar, intenta demostrar que, en sistemas dinámicos que presentan un alto grado de inestabilidad, puede definirse una *aleatoriedad intrínseca*, aún cuando sus evoluciones sean descriptas mediante ecuaciones totalmente deterministas.

En segundo lugar sostiene que, en estos casos, es posible un cambio de representación que conduce a una descripción irreductiblemente probabilística con ruptura de la simetría temporal; tal tipo de descripción pondría de manifiesto el carácter *intrínsecamente irreversible* de los procesos involucrados.[1]

En el presente trabajo se brindará un análisis de los elementos centrales de los aportes de Prigogine en este ámbito. El objetivo final con-

[1] En palabras del propio Prigogine: "encontramos tres elementos básicos en la descripción de la irreversibilidad: irreversibilidad intrínseca → aleatoriedad intrínseca → inestabilidad. La irreversibilidad intrínseca es la propiedad más fuerte: ella implica la aleatoriedad y la inestabilidad" (Prigogine y Stengers, 1984, p. 276).

siste en evaluar en qué medida el autor alcanza su meta de fundamentar objetivamente la irreversibilidad temporal. El examen detenido de su formulación teórica pondrá de manifiesto diversos inconvenientes, a través de los cuales el núcleo central de su propuesta no parece alejarse demasiado de la interpretación gnoseológica de Gibbs que Prigogine tanto se empeña por rechazar.

Boltzmann versus Gibbs

El problema de la irreversibilidad constituye, aún hoy, uno de los grandes temas de debate en el ámbito de la física teórica. Lejos de haberse alcanzado un consenso, conviven múltiples interpretaciones, a menudo fuertemente divergentes. No obstante, la mayor parte de ellas puede asociarse a alguna de las dos líneas teóricas inauguradas por dos de los fundadores de la física estadística: Ludwig Boltzmann y Josiah Willard Gibbs.

Para comprender la diferencia entre ambas perspectivas resulta conveniente adoptar un lenguaje cuasi-geométrico, que permite definir el concepto de *espacio de las fases*: para un sistema de N partículas, el espacio de las fases correspondiente es un espacio euclídeo de $6N$ dimensiones, tres por las coordenadas posicionales y tres por las componentes del momento cinético de cada una de las N partículas. De este modo, el microestado del sistema queda representado por un punto en el espacio de las fases correspondiente. Pero un macroestado termodinámico es compatible con –esto es, puede realizarse a través de– una enorme variedad de microestados mecánicos; por lo tanto, el macroestado del sistema queda representado por una región en el espacio de las fases. El problema de la irreversibilidad consiste en explicar la evolución termodinámica de los macroestados de un sistema sobre la base de la evolución mecánica de sus microestados. Los inconvenientes comienzan a aparecer cuando se comprueba la diferencia entre ambos tipos de evoluciones:

Desde el punto de vista termodinámico, las evoluciones son *irreversibles*: si el sistema parte de un macroestado M_0 de no-equilibrio (por ejemplo, un gas confinado en la mitad izquierda de un recipiente al momento de quitar el tabique divisor entre las dos mitades), evolucionará hacia el macroestado M_{eq} de equilibrio (en el mismo ejemplo, el gas distribuido en todo el recipiente); la evolución inversa sólo es posible con una pequeñísima, ínfima probabilidad. En el espacio de las fases esto significa que la evolución conduce desde una región Γ_0 a una región Γ_{eq} de mayor volumen que la original, correspondiente a la región de energía constante (por tratarse de un sistema aislado).

En el ámbito mecánico rige un importante resultado de la mecánica hamiltoniana: según el *teorema de Liouville*, cualquier región del espacio de las fases evoluciona, de acuerdo con las leyes de la mecánica, manteniendo su volumen constante a través del tiempo. Denominando ρ a la densidad de distribución de los puntos representativos de los posibles microestados de un sistema, el teorema demuestra que, si en el instante inicial el soporte de ρ_0 se encuentra confinado en una cierta región Γ_0 del espacio de las fases, en cualquier tiempo t posterior el soporte de ρ_t se encontrará en una región Γ_t de igual volumen que la original[2]: tal evolución es totalmente reversible, en concordancia con las leyes de la mecánica.

Veamos, ahora, cómo difieren las perspectivas de Boltzmann y de Gibbs ante el mismo problema:

a) La perspectiva de Boltzmann consiste en calcular el número de microestados diferentes compatibles con un mismo macroestado. El macroestado más probable será, entonces, aquél al cual corresponda el máximo número de microestados, y hacia él tenderá, con alta probabilidad, la macroevolución del sistema.[3] De aquí surge la idea de Boltzmann de identificar la entropía de cada macroestado con una medida del número de sus microestados compatibles; en el lenguaje del espacio de las fases, la entropía de Boltzmann correspondiente al macroestado M_α se define como $S_B(M_\alpha) = k \log |\Gamma_\alpha|$, donde k es la constante de Boltzmann y $|\Gamma_\alpha|$ expresa el volumen de la región del espacio de las fases asociada a M_α. Dado que la región correspondiente al equilibrio es aquélla a la que corresponde un volumen máximo –esto es, la que posee mayor número de microestados compatibles–, en cualquier evolución que parte de un ma-

[2] Se entiende por *soporte* de una función al subconjunto de su dominio para el cual la función toma valores positivos.

[3] No se pretende aquí reconstruir el pensamiento del propio Boltzmann desde una perspectiva histórica, sino sólo señalar los elementos principales de su enfoque estadístico. El pensamiento de Boltzmann sufrió profundas modificaciones a lo largo de su vida intelectual; para una detallada presentación histórica, *cfr.* Kuhn, 1980.

croestado M_0 y se dirige al equilibrio M_{eq}, la entropía, con alta probabilidad, tiende a aumentar, en concordancia con el segundo principio de la termodinámica.

Pero, ¿cómo explicar que nunca se observe la evolución inversa? La respuesta se basa en la relación existente entre probabilidad y volumen en el espacio de las fases. El hecho de que las macroevoluciones se dirijan al equilibrio con una altísima probabilidad –que justifique la no observación de evoluciones anti-termodinámicas– sólo puede explicarse si la probabilidad del macroestado de equilibrio M_{eq} es enormemente superior a la probabilidad de cualquier macroestado inicial de no-equilibrio M_0. Esto supone una enorme disparidad entre los volúmenes de las regiones asociadas: $/\Gamma_{eq}/ >> /\Gamma_0/$. Pero tal desigualdad sólo se cumple en sistemas con un altísimo número de grados de libertad, como es el caso de los gases: para un mol de gas en un recipiente de un litro, la relación entre $/\Gamma_{eq}/$ y $/\Gamma_0/$ es del orden de 2^N, donde N, número de partículas, es del orden de 10^{20}. El orden de magnitud de las probabilidades involucradas en este tipo de sistemas permite explicar la irreversibilidad macroscópica observada en los procesos termodinámicos.

Otro ingrediente esencial de la perspectiva de Boltzmann es la necesidad de algún supuesto adicional acerca de las condiciones iniciales del sistema. El hecho es que, aún al macroestado de equilibrio M_{eq} corresponden algunos microestados cuya posterior evolución temporal conduciría al sistema al macroestado de no-equilibrio inicial M_0, en contradicción con el segundo principio. Desde su enfoque probabilístico, la respuesta de Boltzmann se basa en señalar la bajísima probabilidad de ocurrencia de tales microestados en la efectivización del macroestado de equilibrio;[4] en el lenguaje del espacio de las fases, los microestados que conducen a evoluciones anti-termodinámicas resultan "atípicos", en la medida en que el volumen que ocupan es inferior en muchísimos órdenes de magnitud al volumen de la región correspondiente al macroestado de equilibrio.

El principal desafío al que se enfrenta la línea inaugurada por Boltzmann es el que le plantea el teorema de Liouville. Si los puntos representativos de microestados confinados en una cierta región inicial del espacio de las fases evolucionan manteniendo constante el volumen de tal región, ¿cómo explicar, desde el punto de vista mecánico, el aumento

[4] En este argumento se basó la respuesta de Boltzmann a la objeción de Loschmidt de la inversión de velocidades; *cfr.* Kuhn, 1980, p.68.

de volumen de las regiones asociadas a los macroestados a través de la evolución termodinámica del sistema?

b) La estrategia de Gibbs consiste en abandonar el intento de describir la evolución de un sistema particular; en su lugar, concentra la atención en el comportamiento de lo que denomina "*ensemble representativo*" del sistema: conjunto de sistemas abstractos, conceptualmente construidos, que se encuentran en microestados diferentes pero siempre compatibles con el conocimiento parcial que se posee del sistema, esto es, con su macroestado. El microestado de cada sistema del *ensemble* queda representado por un punto en el espacio de las fases; el *ensemble* como un todo se convierte en una "nube" de puntos, que se describe mediante la función ρ, densidad de distribución. Si el macroestado inicial del sistema determina una densidad ρ_0 cuyo soporte se encuentra confinado en una cierta región Γ_0, ésta podrá deformarse y tornarse tan "filamentosa" como para extenderse hasta zonas distantes en el espacio de las fases; pero, de acuerdo con el teorema de Liouville, su volumen permanecerá siempre constante y, en consecuencia, no podrá cubrir el volumen correspondiente al macroestado de equilibrio. En efecto, la entropía de Gibbs se define como $S_G(\rho) = -k \int_\Gamma \rho \log\rho \, d\Gamma$, donde $\rho \, d\Gamma$ representa la probabilidad de que el punto representativo del microestado del sistema se encuentre en el volumen elemental $d\Gamma$, y la integral es sobre todo el espacio de las fases Γ. Dada la conservación del volumen impuesta por el teorema de Liouville, S_G se mantiene constante a través de toda la evolución.

En el enfoque de Gibbs, lo que en realidad sucede es que la región inicial se ha distribuido y ramificado hasta el punto de cubrir de un modo *aparentemente* uniforme la región correspondiente al macroestado de equilibrio. A fin de dar cuenta de la creciente deformación de la región original, puede definirse una entropía de "grano grueso" (*coarse grain*) S_{cg}: divídase el espacio de las fases en celdas y asígnese una probabilidad P_i a cada una de ellas –probabilidad de que el punto representativo del microestado del sistema se encuentre en la celda *i*–; S_{cg} se define como $-k \Sigma P_i \log P_i$, y puede esperarse que aumente a través de la evolución, a medida que la región original va ingresando en mayor cantidad de celdas. No obstante, si un observador "perfecto" describiera la evolución del sistema inicialmente fuera del equilibrio a través del comportamiento de su *ensemble* representativo, observaría la creciente distorsión y ramificación en el espacio de las fases de la región correspondiente al macroestado inicial, pero podría comprobar la validez del teorema de Liouville: nunca se alcanza una distribución uniforme sobre la región asociada al macroestado de equilibrio, pues el volumen de la región inicial permanece invariante durante toda la evolución.[5]

En consecuencia, desde la perspectiva de Gibbs, el aumento de la entropía que enuncia el segundo principio para 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 preciso del sistema, esto es, respecto de la región del espacio de las fases donde se ubica el punto representativo de tal microestado. En el instante inicial disponemos de muchos datos acerca del sistema, de modo tal de poder localizarlo con bastante precisión en una región limitada del espacio de las fases; pero, 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; la información inicial va perdiendo paulatinamente su relevancia hasta que, finalmente, en el equilibrio lo único que aún se conoce del sistema es la magnitud que ha permanecido invariante durante toda la evolución, esto es, la energía total del sistema. En otras palabras, según esta interpretación gnoseológica, el aumento de entropía indica la disminución de la información disponible para determinar el microestado del sistema, disminución irreversible con el transcurso del tiempo de evolución.

Es importante señalar que, a diferencia de la perspectiva de Boltzmann, este enfoque no requiere un elevado número de grados de libertad en el sistema. En principio, el comportamiento irreversible podría manifestarse en sistemas mecánicos simples, definidos por pocas variables de estado. Otro aspecto importante de esta interpretación consiste en que, para producirse el aumento de la entropía de grano grueso S_{cg}, es necesario que se trate de un sistema *mezclador*, esto es, que la región inicial *se deforme* a través de la evolución; a su vez, ello implica que el

[5] Para ilustrar esta situación, el propio Gibbs sugirió una analogía, conocida como "la gota de Gibbs": si mezclamos una gota de tinta negra en agua pura, el agua rápidamente se vuelve gris; sin embargo, un observador con los sentidos suficientemente desarrollados como para percibir las moléculas individuales, nunca vería el color gris, pues podría seguir las trayectorias cada vez más deslocalizadas de las partículas de tinta inicialmente concentradas en una pequeña región del sistema. La idea de que el medio heterogéneo se ha convertido irreversiblemente en homogéneo sería, entonces, una ilusión debida a la limitada precisión de nuestros medios de observación.

sistema sea *ergódico*, es decir, que el punto representativo de su microestado recorra a través del tiempo prácticamente toda la región del espacio de las fases correspondiente al macroestado de equilibrio.[6]

El principal inconveniente al que se enfrenta esta interpretación del segundo principio consiste en que no logra romper la simetría temporal entre pasado y futuro. En efecto, el aumento de entropía resulta de la progresiva deformación y ramificación de la región asociada al macroestado inicial a medida que transcurre el tiempo. El problema es que a tal aumento de entropía "hacia el futuro" corresponde un aumento de entropía análogo "hacia el pasado": si se describe la evolución dinámica del sistema partiendo de una situación de no-equilibrio hacia el pasado, la región inicial sufrirá la misma progresiva deformación y ramificación. En otras palabras, si bien el sistema aumenta su entropía en su evolución futura, proviene de macroestados pasados de mayor entropía que el macroestado de no-equilibrio presente. Por lo tanto, la interpretación de Gibbs no logra responder adecuadamente al problema de la anisotropía temporal, esto es, no consigue establecer una diferencia entre los dos sentidos temporales, siquiera en el sentido gnoseológico que adopta como lectura del segundo principio.[7]

Cambio de representación

Como ya fue señalado, el punto de partida de Prigogine es el rechazo de la interpretación gnoseológica de Gibbs del segundo principio: "esta interpretación se convierte en absurda tan pronto como se dejan de lado las asociaciones irrelevantes con problemas tecnológicos. [...] ¡La afinidad química, la conducción calorífica, la viscosidad y todas las propiedades asociadas a la producción irreversible de entropía dependerían, de esta manera, del observador! La combustión que tiene lugar en el horno, ¿no se debería al aumento de nuestra ignorancia?" (Prigogine y Stengers, 1990, p. 240). Su intención es adoptar la línea de Boltzmann, completando el programa original pero superando sus inconvenientes: "así llegaremos a realizar la ambición de Boltzmann: proporcionar un sentido di-

6 Para una clara presentación de la jerarquía de propiedades ergódicas, *cfr.* Lebowitz y Penrose, 1973.

7 Esta objeción, entre otras, fue formulada por P. y T. Ehrenfest (1959) en una famosa revisión crítica del estado de la teoría cinética y de la mecánica estadística del momento, publicada en la *Encyclopedia of Mathematical Sciences* en 1912. Para una detallada presentación de tales objeciones, *cfr.* Sklar, 1993.

námico preciso al segundo principio de la termodinámica" (Prigogine y Stengers, 1990, p. 286).

El estado de un sistema mecánico en todo instante queda determinado unívocamente por las condiciones iniciales de las cuales partió la evolución. Un sistema termodinámico aislado, por el contrario, evoluciona hacia el equilibrio desde cualquier condición inicial, "olvidando" su pasado; ésta es la idea implícita en el concepto de estado atractor: "la irreversibilidad es la expresión de tal *atracción*" (Prigogine, 1980, p. 8). Prigogine asocia esta "pérdida de memoria" de los sistemas termodinámicos aislados con las propiedades de ciertos procesos probabilísticos conocidos como *procesos de Markov*, cuya característica general es la existencia de probabilidades de transición *independientes de la historia previa del sistema*. En un proceso de Markov, la probabilidad de transición entre dos estados v y w involucra únicamente dichos estados, no depende en absoluto de los estados previos a la ocurrencia del estado v; "en este sentido, el sistema no tiene memoria" (Prigogine, 1980, p. 135). La estrategia general de Prigogine consiste en demostrar la equivalencia entre algunas evoluciones dinámicas deterministas –en particular, evoluciones que manifiestan alta inestabilidad– y cierto tipo de procesos de Markov, cuyo carácter probabilístico asegura su irreversibilidad. Tal equivalencia se manifiesta en la posibilidad de efectuar un *cambio de representación dinámica* del sistema, que convierte la tradicional descripción determinista en la descripción esencialmente probabilística que caracteriza a los procesos de Markov.

La evolución dinámica de un sistema determinista y conservativo[8] puede describirse mediante un operador U_t que actúa sobre la función de distribución ρ, de modo tal que la distribución en un instante t resulta de la aplicación de U_t sobre la distribución en el instante inicial $t=0$: $\rho(t)=U_t\,\rho(0)$.[9] La nueva representación propuesta por Prigogine reemplaza la tradicional función de distribución ρ, que evoluciona según un proceso determinista y conservativo, por una nueva función de distribución ρ^*, que evoluciona según un proceso de Markov asociado a un operador

[8] Un sistema es conservativo si cumple el teorema de Liouville de conservación de la medida en el espacio de las fases.

[9] En realidad, la formulación teórica de Prigogine se basa en los métodos suministrados por los espacios de Hilbert. Un teorema de B.O. Koopman del año 1931 demuestra la posibilidad de utilizar tales métodos para el estudio de sistemas clásicos conservativos. *Cfr.* Batterman, 1991.

W_t: $\rho^*(t)=W_t\,\rho^*(0)$. W_t debe cumplir con ciertas propiedades: (i) debe preservar positividad (si $\rho^*\geq 0$, entonces $W_t\rho^*\geq 0$), es decir, debe convertir distribuciones no negativas –físicamente posibles– en otras distribuciones no negativas; (ii) la distribución de equilibrio ρ^*_{eq} debe ser estacionaria para el proceso de Markov ($W_t\rho^*_{eq}=\rho^*_{eq}$) (*cfr.* Misra, Prigogine y Courbage, 1979, p. 9).

A fin de conectar ambas representaciones, es necesario construir una transformación Λ tal que, para una dada función de distribución ρ que evoluciona determinísticamente según U_t, permita definir una función de distribución $\rho^*=\Lambda\rho$ que evoluciona probabilísticamente según W_t. La transformación Λ debe cumplir ciertas condiciones para asegurar la equivalencia entre ambas representaciones y para que la nueva distribución ρ^* resulte físicamente posible: (i) Λ debe preservar positividad (si $\rho\geq 0$, entonces $\rho^*=\Lambda\rho\geq 0$) a fin de convertir distribuciones ρ físicamente posibles en distribuciones ρ^* que también lo sean; (ii) Λ debe tener inversa Λ^{-1}; (iii) Λ debe mantener invariante la distribución de equilibrio ($\rho^*_{eq}=\Lambda\rho_{eq}=\rho_{eq}$), es decir, la descripción del macroestado de equilibrio debe ser la misma en ambas representaciones; (iv) Λ debe mantener invariante el valor de la medida de ρ en el espacio de las fases ($\int_\Gamma \rho\, d\Gamma = \int_\Gamma \Lambda\rho\, d\Gamma$) (*cfr.* Misra, Prigogine y Courbage, 1979, p. 10). Si tales condiciones se cumplen, puede demostrarse que $W_t=\Lambda U_t\Lambda^{-1}$ y $U_t=\Lambda^{-1}W_t\Lambda$, dado que $\rho^*(t) = \Lambda\rho(t) = \Lambda U_t\,\rho(0)$ y, al mismo tiempo, $\rho^*(t) = W_t\,\rho^*(0) = W_t\,\Lambda\rho(0)$. Según Prigogine, estas identidades que permiten obtener W_t a partir de U_t y viceversa, expresan la equivalencia entre ambas representaciones: "desde este punto de vista, la teoría probabilística es una 'imagen' de la dinámica mediada por la transformación Λ. Inversamente, la dinámica subyacente al proceso de Markov se recobra una vez que somos capaces de identificar Λ" (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 200).

¿Cómo se manifiesta formalmente la irreversibilidad en esta nueva representación? El operador W_t no se comporta de igual manera para $t\geq 0$ que para $t<0$. Para $t\geq 0$, W_t preserva positividad, es decir, aplicado a distribuciones $\rho^*(0)$ positivas –físicamente posibles– da como resultado distribuciones $\rho^*(t)$ también positivas; esto significa que, para $t\geq 0$, W_t representa una evolución físicamente posible. Por el contrario, W_t no preserva positividad para $t<0$; en otras palabras, W_{-t}, que resulta de la inversión temporal sobre W_t, no representa una evolución físicamente posible. Para Prigogine, la ruptura de la simetría temporal se ubica, precisamente, en el hecho de que W_t preserva positividad sólo para $t \geq 0$ y no para $t<0$.[10]

Pero, además, los procesos de Markov que interesan a Prigogine son aquéllos que manifiestan la irreversibilidad expresada por el segundo principio: W_t debe describir un acercamiento irreversible al equilibrio; es decir, la distribución correspondiente al equilibrio ρ^*_{eq} debe ser un macroestado atractor para el proceso; en términos matemáticos $\| W_t \rho^* - \rho^*_{eq} \|^2 \rightarrow 0$, decreciendo monótonamente con t, para $t \rightarrow +\infty$. Si esta condición se cumple, se demuestra que puede construirse una función entropía $S^*(\rho^*) = -k \int_\Gamma \rho^* \log\rho^* \, d\Gamma$ que, a diferencia de la función $S(\rho) = -k \int_\Gamma \rho \log\rho \, d\Gamma$ original, aumenta monótonamente con el tiempo hasta alcanzar su valor de equilibrio, tal como afirma el segundo principio: $S^*(\rho^*(t)) - S^*(\rho^*(0)) \leq 0$.[11] Según Prigogine, "la existencia de una transformación Λ que conecta el grupo dinámico U_t con el semigrupo fuerte de Markov W_t parece expresar el carácter inherentemente estocástico e irreversible de la evolución dinámica original" (Misra, Prigogine y Courbage, 1979, pp. 11-12).

En particular, la transformación Λ puede construirse para sistemas que manifiestan una alta inestabilidad. Este es el caso de la transformación del panadero: transformación discreta en un espacio de las fases de dos dimensiones, x e y, tales que $0 \leq x \leq 1$ y $0 \leq y \leq 1$; la transformación queda definida por las siguientes ecuaciones: $x' = 2x$ e $y' = y/2$ para $0 \leq x < 1/2$; $x' = 2x - 1$ e $y' = (y+1)/2$ para $1/2 \leq x \leq 1$.[12] La evolución resultante es

[10] La transformación Λ es no unitaria. Batterman (1991) analiza desde el punto de vista matemático la relevancia de que Λ sea no unitaria para la ruptura de la simetría temporal.

[11] Dado que la evolución bajo U_t es reversible y cumple el teorema de Liouville, la función $S(\rho) = -k \int_\Gamma \rho \log\rho \, d\Gamma$ es invariante en el tiempo. La nueva función $S^*(\rho^*) = -k \int_\Gamma \rho^* \log\rho^* \, d\Gamma$, en cambio, aumenta monótonamente con el tiempo hasta que se alcanza la distribución de equilibrio.

[12] En cada iteración, la región cuadrada original se estira al doble de su tamaño en la dirección horizontal y se contrae a la mitad de su tamaño en la dirección vertical; luego, la mitad derecha del rectángulo resultante se "corta" y se ubica sobre la mitad izquierda. Si las condiciones iniciales quedan representadas por una región de superficie finita, puede demostrarse que, tras un número suficiente de repeticiones de la transformación, tal región, cualquiera sea su superficie y su localización, se encontrará fragmentada por la operación de "corte" del rectángulo, y sus fragmentos sufrirán a su vez el mismo tipo de fragmentación. Es decir, con el transcurso del tiempo cualquier

totalmente *determinista* puesto que, a partir de cada punto, conduce a un nuevo punto unívocamente determinado. Las ecuaciones que definen la transformación son *reversibles*: si la transformación se aplica en sentido inverso, vuelve a obtenerse la distribución original.[13] Además, se trata de una evolución *conservativa*: se cumple el teorema de Liouville de conservación de la medida en el espacio de las fases, medida que aquí corresponde a una superficie. Prigogine construye explícitamente la transformación Λ para el caso de la transformación del panadero, y obtiene la nueva función de distribución ρ^*: mediante ρ^* demuestra la posibilidad de definir la entropía $S^*(\rho^*)$ monótonamente creciente con el tiempo (Nicolis y Prigogine, 1989, pp. 205-209). Según Prigogine, de este modo es posible "establecer una genuina irreversibilidad mediante la construcción, sin la introducción de aproximación alguna, de una descripción más adecuada" (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 203).

"Sin la introducción de aproximación alguna": según Prigogine, la equivalencia entre la evolución dinámica original y el proceso probabilístico de Markov pone de manifiesto que el comportamiento aleatorio e irreversible puede surgir a partir de una dinámica determinista y reversible sin necesidad de introducir supuestos acerca del grano grueso de la descripción ni consideraciones relacionadas con la mecánica cuántica.

región finita se irá convirtiendo en un conjunto de franjas horizontales cada vez más delgadas, hasta parecer distribuida de un modo prácticamente uniforme sobre el espacio de las fases. La analogía correspondiente a la transformación del panadero es algo así como la versión cubista de la gota de Gibbs –metáfora sugerida por el físico argentino Mario Castagnino–. Supóngase un panadero que decide amasar su bollo de la siguiente manera: en primer lugar, estira la masa de modo que su ancho se duplique y su espesor se reduzca a la mitad; luego separa la mitad derecha de la masa y la coloca exactamente sobre la otra mitad, obteniendo un bollo de iguales dimensiones que el original; a continuación, repite indefinidamente la misma operación. Si se considera un punto preciso de la masa, en teoría puede determinarse qué posición ocupará luego de n operaciones. Sin embargo, si se tiñe una pequeña porción de masa y se inicia el proceso de amasado, la mancha irá fracturándose progresivamente hasta que, finalmente, el color se diluya repartiéndose en toda la masa. No importa qué tan pequeña sea la mancha original: llegará el momento en que se fragmentará y su color inevitablemente se difundirá luego de un número suficiente de iteraciones.

[13] Las ecuaciones que definen la transformación del panadero son reversibles, pues al ser resueltas para x e y se obtiene $x=x'/2$ e $y=2y'$ para $0\leq y<1/2$; $x=(x'+1)/2$ e $y=2y'-1$ para $1/2\leq y\leq 1$. Estas últimas son idénticas a la versión invertida en el tiempo de las ecuaciones originales, dado que x e y se han intercambiado. Tal intercambio es análogo a la inversión de las velocidades, manteniendo invariantes las coordenadas espaciales, cuando se invierte el signo de la variable t en las ecuaciones de la mecánica clásica.

Desde su perspectiva, aleatoriedad e irreversibilidad son propiedades intrínsecas e irreductibles, generadas por la dinámica propia del sistema y no el resultado de la introducción de la ignorancia por parte del observador: "históricamente, la ecuación cinética de Boltzmann representa el primer ejemplo de una evolución de entropía creciente. Para llegar a esta ecuación, Boltzmann tuvo que introducir la probabilidad en la dinámica desde afuera. En este trabajo hemos demostrado que las evoluciones de entropía creciente pueden surgir a partir de dinámicas deterministas simplemente como resultado de un "cambio de representación" [...] a través de una transformación que *no involucra pérdida de información*" (Misra, Prigogine y Courbage, 1979, p. 24).

¿Hemos llegado, así, a la solución definitiva del problema? ¿Cómo el cambio en la representación de un fenómeno puede afectar sus propiedades "intrínsecas"? No obstante la riqueza teórica del planteo de Prigogine, el fantasma de la simetría temporal vuelve a aparecer, ahora bajo una nueva forma. En efecto, se demuestra que, así como puede construirse ρ^* a través de la transformación Λ, la reversibilidad de la dinámica subyacente permite análogamente construir otra transformación Λ^- tal que la función de distribución $\rho^-=\Lambda^-\rho$ resultante evoluciona según un proceso de Markov asociado al operador W_t^-, proceso que conduce al equilibrio para $t \rightarrow -\infty$. A partir de esta representación "invertida", puede definirse una nueva entropía microscópica $S^-(\rho^-)$ que, en este caso, decrece monótonamente con el sentido positivo del tiempo, alcanzando su valor máximo para $t \rightarrow -\infty$. En otras palabras, Λ^- es la imagen especular de Λ bajo la inversión temporal: Λ^- describe la evolución del sistema hacia el equilibrio en el pasado sobre la base de *la misma dinámica subyacente*. En definitiva, la evolución reversible U_t original puede ser representada por cualquiera de los dos procesos de Markov asociados con W_t^+ y W_t^- a través de las dos transformaciones Λ^+ y Λ^- temporalmente simétricas entre sí, que dan como resultado las distribuciones ρ^+ y ρ^-; dichos procesos de Markov conducen al equilibrio para $t \rightarrow +\infty$ y $t \rightarrow -\infty$ respectivamente. Por lo tanto, la reversibilidad microscópica implica que, si la ruptura de la simetría es posible para uno de los sentidos temporales, también es posible para el sentido inverso.

¿Por qué la posibilidad de dos transformaciones temporalmente simétricas constituye un escollo para la solución del problema de la irreversibilidad? Pues porque ahora el núcleo de la cuestión se traslada a determinar si existe alguna distinción física intrínseca entre ambas formas de ruptura de la simetría temporal, que permita escoger una representación respecto de la otra. Frente a este problema, reaparece la estrategia teórica de Boltzmann: a fin de brindar un criterio de elección entre las dos posibles representaciones Prigogine invoca nuevamente las características propias de las condiciones iniciales. En primer lugar, debe tratarse de condiciones iniciales *singulares*, es decir, el macroestado inicial debe quedar representado por una región de *medida nula*: según Prigogine, sólo de este modo es posible "escapar" a la conservación de la medida en el espacio de las fases que impone el teorema de Liouville (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 205). Pero no toda condición inicial de medida nula conduce al equilibrio en el futuro; por ello, Prigogine postula que las dos transformaciones Λ^+ y Λ^- no operan "sobre el mismo conjunto temporalmente simétrico de estados, sino sobre dos conjuntos distintos de estados" (Courbage y Prigogine, 1983, p. 2413): Λ^+ actúa sobre los macroestados iniciales que conducen al equilibrio en el futuro y Λ^- sobre aquéllos que conducen al equilibrio en el pasado.

Pero, nuevamente, ¿cómo escoger entre los dos tipos de macroestado inicial y, con ello, entre las dos transformaciones Λ^+ y Λ^-? Según Prigogine, es aquí donde el segundo principio de la termodinámica, en su aplicación al nivel dinámico microscópico, se convierte en un *principio de selección de las condiciones iniciales*: sólo las condiciones iniciales que conducen al equilibrio para $t \rightarrow +\infty$ corresponden a la clase de estados físicamente realizables (Prigogine y George, 1983, p. 4590). De este modo queda determinada la elección en favor de Λ^+ como única representación físicamente significativa.

No obstante el sofisticado andamiaje matemático sobre el que se basa, la propuesta de Prigogine esconde una seria falencia conceptual (*cfr.* Karakostas, 1996). ¿Por qué las condiciones iniciales que conducen al equilibrio en el pasado deben ser excluidas como representación del macroestado inicial de un sistema físico?; pues porque implican la violación del segundo principio. Pero aquí conviene volver al punto de partida y recordar el núcleo del problema de la irreversibilidad: el problema consiste, precisamente, en explicar la irreversibilidad macroscópica expresada en el segundo principio sobre la base de una dinámica microscópica reversible. La interpretación del segundo principio como principio de selección equivale a adoptarlo como premisa de la explicación y, por lo tanto, convierte la solución en un argumento circular: en lugar de inferirse la asimetría temporal, se asume el sentido privilegiado del tiempo y, con ello, se supone desde el comienzo la correcta respuesta del problema. Tal conclusión no hace más que confirmar una intuición que surge al enfrentar por primera vez la formulación teórica de Prigogine: un mero cambio de representación no puede modificar los caracteres objetivos de un fenómeno físico.

Pero tal vez el mayor escollo al que debe enfrentarse esta propuesta es la existencia de ciertos experimentos, como los de *eco-spin*, que muestran la evolución anti-entrópica de un sistema (*cfr.* Sklar, 1993, pp. 219-222): las condiciones iniciales "conflictivas" no se encontrarían, por tanto, físicamente prohibidas, en la medida en que pueden ser generadas en laboratorio dando lugar a la disminución de la entropía del sistema.

El significado físico de los macroestados de medida nula

No obstante las objeciones mencionadas, los problemas que plantea la propuesta de Prigogine no se detienen aquí. Las dificultades reaparecen cuando se intenta elucidar el significado físico de los macroestados iniciales de medida nula que exige la teoría para obtener la deseada ruptura de la simetría temporal.

A fin de analizar este punto, es conveniente tomar el caso de la transformación del panadero, ejemplo preferido por Prigogine para ilustrar sus tesis (*cfr.* Lombardi, 1999). En la transformación del panadero los macroestados iniciales de medida nula quedan representados mediante líneas, que poseen una dimensión inferior a la del espacio de las fases: una línea vertical se contraerá en un factor 2 en cada transformación, tendiendo hacia un punto para $n \to +\infty$, pero se dilatará para $n \to -\infty$; una línea horizontal se dilatará en un factor 2 en cada transformación, cubriendo –en sentido de grano grueso– el espacio de las fases para $n \to +\infty$, pero se contraerá hasta un punto para $n \to -\infty$. Debido a estas propiedades, Prigogine denomina a estos dos tipos de líneas "*fibras que se contraen*" (*contracting fibers*) y "*fibras que se dilatan*" (*dilating fibers*) respectivamente. Según Prigogine, "la definición de las condiciones iniciales como fibras y no como superficies, nos permite 'evitar' la condición fundamental de conservación que expresa el teorema de Liouville" (Prigogine y Stengers, 1990, p. 332). Por lo tanto, al aplicarse al nivel microscópico el segundo principio juega el papel de recurso teórico que permite distinguir entre fibras que se contraen y fibras que se dilatan en lo que se refiere a su posibilidad física: "el segundo principio, en su interpretación dinámica, se convierte en un principio de *selección de condiciones iniciales*, que niega la existencia física y la posibilidad de una preparación de sistemas que podrían ser representados mediante una fibra contractante" (Prigogine y Stengers, 1990, p. 335).

La pregunta que surge de inmediato es: ¿qué son, desde el punto de vista físico, las fibras de las que nos habla Prigogine?, ¿cómo deben interpretarse esos peculiares objetos geométricos que permiten violar el teorema de Liouville? Si se recuerda el papel que la idealización cumple en la física, resulta claro que algunos sistemas reales pueden modelarse de modo tal que su macroestado inicial quede aproximadamente representado por medio de objetos geométricos análogos a las fibras en cuanto a su medida nula. En efecto, un haz de partículas en movimiento inicialmente paralelo sería representable mediante una fibra que se dilata; a medida que transcurre el tiempo, el haz pierde su gran coherencia original para convertirse en un conjunto de partículas con velocidades aleatoriamente distribuidas: tal evolución correspondería a la dilatación progresiva de la fibra hasta cubrir densamente el espacio de las fases. La situación inversa –un conjunto de partículas con una distribución aleatoria de velocidades, convergiendo a un haz paralelo– se representaría mediante la evolución de una fibra que se contrae. Podemos preparar el primer tipo de sistemas pero no el segundo, y tal vez sea esto lo que tiene en mente Prigogine cuando se refiere a la diferencia "intrínseca" entre fibras que se dilatan y fibras que se contraen.

Pero, ¿por qué la representación mediante fibras debe considerarse de aplicación general como supone Prigogine?, ¿qué nos impide representar el macroestado inicial de un sistema como una región de volumen no nulo? Las coordenadas del espacio de las fases representan todo el espectro de los posibles valores de las variables de estado; ¿por qué, entonces, debe suponerse que existe una cierta asimetría que permite reducir a un mínimo el intervalo de valores que adoptan inicialmente ciertas variables, pero no en el caso de las restantes? De hecho, tal asimetría no existe, y si bien algunos macroestados iniciales pueden ser adecuadamente representados mediante fibras, los casos más usuales no permiten tal idealización. Supóngase un sistema en equilibrio en una dada situación macroscópica; cuando ésta se modifica, el sistema evoluciona hacia el nuevo estado de equilibrio correspondiente a las magnitudes macroscópicas que definen la nueva situación. Este es el caso, por ejemplo, de un gas confinado en la mitad izquierda de un recipiente, cuando se elimina el tabique divisor entre las dos mitades. Aquí la distribución inicial al momento de remover la división no cubre el espacio de las fases accesible al sistema, pero tampoco está restringida a una fibra de medida nula; las condiciones iniciales corresponden a una distribución confinada a una región de medida no nula, que representa el macroestado inicial de no-equilibrio. El hecho de que muchas situaciones físicas concretas no puedan representarse adecuadamente mediante fibras no resulta en absoluto irrelevante si se considera que sólo las condiciones iniciales correspondientes a regiones de medida nula conducen a la ruptura de la simetría temporal que persigue Prigogine.

¿Boltzmann o Gibbs?

Dejando ahora de lado por un momento los inconvenientes señalados, la propuesta de Prigogine nos genera un nuevo interrogante: ¿logra el autor su meta de abandonar la interpretación gibbsiana del aumento de entropía, completando así el programa de Boltzmann?

Como ya fue señalado, la interpretación boltzmanniana de la irreversibilidad requiere que el sistema macroscópico posea un elevado número de grados de libertad: sólo de este modo puede afirmarse que el macroestado de equilibrio es altamente más probable que cualquier macroestado de no-equilibrio en el que se inicie la evolución. Por el contrario, desde la perspectiva teórica de Prigogine y sus colaboradores, "los procesos irreversibles se observan claramente en sistemas de pocos grados de libertad, como la transformación del panadero. Por lo tanto, la presencia de muchos grados de libertad no es una condición necesaria para el comportamiento irreversible" (Driebe, 1994, p. 15). Pero desde la perspectiva de Boltzmann, en un sistema de pocos grados de libertad pierde todo sentido la distinción micro/macro: así como carece de sentido físico hablar de la temperatura de una única partícula, tampoco parece posible definir variables macroscópicas análogas en una evolución del tipo de la determinada por la transformación del panadero.

Otra característica de la propuesta de Prigogine es la que se refiere al grado de inestabilidad requerido para que un sistema manifieste un comportamiento irreversible. En la transformación del panadero, para que la fibra que se dilata se extienda y acabe "cubriendo" el espacio de las fases, es indispensable que se trate de una evolución *caótica*: en una evolución caótica, a partir de dos puntos cualesquiera arbitrariamente próximos se originan trayectorias que divergen exponencialmente con el tiempo.[14] Ahora bien, la propiedad de caoticidad implica un nivel de inestabilidad superior a la ergodicidad e incluso a la propiedad de mezcla; la cadena de implicaciones se da en el siguiente sentido: si un sistema es caótico, es mezclador, y si es mezclador, es ergódico. En consecuencia, a diferencia del programa de Boltzmann –que no impone exigencia alguna relativa a la estabilidad de la dinámica subyacente–, la propuesta de Prigogine requiere condiciones de inestabilidad dinámica que cumplen un papel análogo al que cumplen en la interpretación de Gibbs: asegurar que la región del espacio de las fases correspondiente al macroestado inicial se extienda lo suficiente como para ocupar toda la región asociada al macroestado de equilibrio. Incluso la condición de inestabilidad es aún más exigente que en el caso de Gibbs: la dinámica del sistema no sólo debe ser mezcladora, sino también caótica.

Estas características ponen ya de manifiesto que, en contra de las intenciones del propio Prigogine, su posición mantiene fuertes puntos de contacto con la interpretación gibbsiana de la irreversibilidad. En este sentido, es interesante notar que los defensores actuales de la línea interpretativa inaugurada por Boltzmann dirigen críticas análogas a la posición de Gibbs y a la propuesta de Prigogine. Por ejemplo, J. Lebowitz (1993, p. 38) desacredita la entropía de Gibbs como magnitud física relevante, en la medida en que permanece constante durante la evolución del sistema; al mismo tiempo, y en explícita polémica con la escuela de Prigogine, señala la necesidad de que el sistema posea un elevado número de grados de libertad para manifestar un comportamiento irreversible (Lebowitz, 1994, p. 116). Desde una perspectiva similar, J. Bricmont insiste en la imposibilidad de brindar sentido físico a la distinción micro/macro en sistemas de pocos grados de libertad (Bricmont, 1997, pp. 16-17). Respecto del grado de inestabilidad requerido, Bricmont afirma que la ergodicidad no es condición para la irreversibilidad, en la medida en que puede comprobarse la existencia de evoluciones que, sin ser ergódicas, manifiestan un carácter inequívocamente irreversible (Bricmont, 1997, pp. 21-22). Este argumento, compartido por otros autores (*cfr.* Earman y Rédei, 1996, p. 69), ataca a la vez tanto a la interpretación de Gibbs del aumento de entropía como a la nueva formulación teórica propuesta por Prigogine.

[14] En efecto, en la transformación del panadero pueden definirse dos coeficientes de Lyapounov, $h_+ = ln2$ y $h_- = -ln\ 2$, lo cual es una propiedad característica de los sistemas caóticos.

Si bien estas observaciones ponen al descubierto los puntos de contacto entre ambas posiciones, el aspecto más importante de la cuestión reside en el hecho de que tales similitudes se fundan en una característica que comparten las interpretaciones de Gibbs y de Prigogine. Como fue señalado, desde la perspectiva gnoseológica de Gibbs, sólo puede hablarse de un aumento de entropía de grano grueso basada en una partición finita del espacio de las fases: según Prigogine, esto es lo que brinda a la interpretación de Gibbs su carácter inaceptablemente "subjetivo". Pero, ¿qué decir de la propuesta de Prigogine? Sostener que la definición del macroestado inicial como una fibra permite evitar la condición de conservación de la medida expresada por el teorema de Liouville (Prigogine y Stengers, 1990, p. 332) es, al menos, discutible: durante toda la evolución las fibras conservan su medida nula inicial. Por lo tanto, en su dilatación progresiva, la fibra que se dilata –de dimensión uno– no puede cubrir efectivamente la totalidad del espacio de las fases, dado que éste posee una dimensión superior –dimensión dos–. ¿En qué sentido, entonces, puede hablarse del comportamiento irreversible del sistema? Sólo si decidimos renunciar a una descripción "puntual" del espacio de las fases y nos limitamos a representar las evoluciones considerando la discriminación finita de nuestro modo de acceso a la realidad física: "en el mundo de los sistemas dinámicos inestables sólo podemos mirar a través de una «ventana» hacia el mundo exterior" (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 197).

Un argumento como el precedente, que alude a cuestiones típicamente gnoseológicas como las referidas a la limitada precisión de nuestros medios de observación, resulta, al menos, bastante curioso cuando proviene de quien rechaza la interpretación gnoseológica del segundo principio y prefiere conferir un contenido totalmente objetivo al concepto de irreversibilidad. El hecho central es que este modo de considerar la evolución dinámica de un sistema también introduce una partición finita en el espacio de las fases; por lo tanto, sólo puede hablarse de un comportamiento irreversible desde una perspectiva de grano grueso. En definitiva, la propuesta que nos ofrece Prigogine no parece alejarse demasiado de la interpretación de Gibbs que tanto se empeña por rechazar: también aquí la irreversibilidad se presenta como una mera "apariencia" debida exclusivamente a nuestros poderes finitos de observación. Este punto central común a las dos interpretaciones es el origen de las características que ambas comparten y que son objeto de críticas análogas por parte de los defensores de la línea de Boltzmann.

Conclusiones

El presente análisis pone de manifiesto que el programa teórico de Prigogine, basado en un cambio de representación de las evoluciones de sistemas altamente inestables, no brinda una adecuada respuesta al problema de la irreversibilidad temporal. En primer lugar, la existencia de dos formas simétricas de ruptura de la simetría temporal sobre una misma dinámica subyacente conduce a la interpretación del segundo principio como principio de selección de las condiciones iniciales; pero ello presenta graves inconvenientes, tanto teóricos –la circularidad de la argumentación– como empíricos –la observación de fenómenos antientrópicos–. En segundo lugar, los intentos de interpretar los macroestados iniciales correspondientes a regiones de medida nula en el espacio de las fases, generan más interrogantes que soluciones: la representación mediante "fibras" no parece ser de aplicación general como supone Prigogine.

En cuanto a su explícito rechazo de la interpretación de Gibbs del aumento de entropía, el presente análisis ha permitido mostrar que la nueva formulación teórica no se aparta de tal interpretación en su aspecto central: el carácter gnoseológico de la irreversibilidad. Con ello no se pretende aquí adherir a la línea teórica iniciada por Boltzmann. Sólo se intenta señalar que Prigogine no logra alcanzar su propia meta: completar el programa de Boltzmann, brindando una fundamentación objetiva de la irreversibilidad temporal.

Universidad de Buenos Aires

Bibliografía

Batterman, R. (1991), "Randomness and Probability in Dynamical Theories: on the Proposals of the Prigogine School", *Philosophy of Science*, Vol. 58, pp. 241-263.

Bricmont, J. (1997), "Science of Chaos or Chaos in Science?", preprint a aparecer en *Physicalia Magazine* y en los *Proceedings of the New York Academy of Science*.

Courbage, M. y Prigogine, I. (1983), "Intrinsic Randomness and Intrinsic Irreversibility in Classical Dynamical Systems", *Proceedings of the National Academy of the Sciences of the United States of America*, Vol. 80, pp. 2412-2416.

Driebe, D. J. (1994), "Letters" (respuesta a Lebowitz, 1993), *Physics Today*, noviembre, pp. 14-15.

Earman, J. y Rédei, M. (1996), "Why Ergodic Theory Does Not Explain the Success of Equilibrium Statistical Mechanics", *The British Journal for the Philosophy of Science*, Vol. 47, pp. 63-78.

Ehrenfest, P. y Ehrenfest. T. (1959), *The Conceptual Foundations of the Statistical Approach in Mechanics*, Cornell University Press, Ithaca NY (Original 1912).

Karakostas, V. (1996), "On the Brussels School's Arrow of Time in Quantum Theory", *Philosophy of Science*, Vol. 63, pp. 374-400.

Kuhn, T. S. (1980), *La Teoría del Cuerpo Negro y la Discontinuidad Cuántica*, 1984-1912, Alianza Editorial, Madrid (1º Ed. 1978).

Lebowitz, J. L. (1993), "Boltzmann's Entropy and Time's Arrow", *Physics Today*, septiembre, pp. 32-38.

Lebowitz, J. L. (1994), "Lebowitz Replies", *Physics Today*, noviembre, pp. 115-116.

Lebowitz, J. L. y Penrose, O. (1973), "Modern Ergodic Theory", *Physics Today*, febrero, pp. 23-29.

Lombardi, O. (1999), "El Problema de la Irreversibilidad: Prigogine y la Transformación del Panadero", *Revista Latinoamericana de Filosofía*, Vol. XXV, Nº 1, pp. 69-86.

Misra. B., Prigogine, I. y Courbage, M. (1979), "From Deterministic Dynamics to Probabilistic Descriptions", Physica A, Vol. 98A, pp. 1-26.

Nicolis, G. y Prigogine, I. (1989), *Exploring Complexity. An Introduction*, W. H. Freeman and Company, New York.

Prigogine, I. (1980), *From Being to Becoming. Time and Complexity in the Physical Sciences*, W. H. Freeman and Company, New York.

Prigogine, I. y George, C. (1983), "The Second Law as a Selection Principle: the Microscopic Theory of Dissipative Processes in Quantum Systems", *Proceedings of the National Academy of the Sciences of the United States of America*, Vol. 80, pp. 4590-4594.

Prigogine, I. y Stengers, I. (1984), *Order Out of Chaos. Man's New Dialogue with Nature*, Bantam Books, New York.

Prigogine, I. y Stengers, I. (1990), *La Nueva Alianza. Metamorfosis de la Ciencia*, Alianza Editorial, Madrid, (1º Ed. 1979. 1º Ed. castellana 1983).

Sklar, L. (1993), *Physics and Chance*, Cambridge University Press, Cambridge.