

EL FIN DE LAS CERTIDUMBRES

La fin des certitudes



ILYA PRIGOGINE

PRÓLOGO

¿UNA NUEVA RACIONALIDAD?

Según Karl Popper el sentido común tiende a afirmar «que *todo* acontecimiento es causado por un acontecimiento, de suerte que todo acontecimiento podría ser predicho o explicado... Por otra parte, el sentido común atribuye a las personas sanas y adultas la capacidad de elegir libremente entre varios caminos distintos de acción...»¹. En el pensamiento occidental esa tensión al interior del sentido común se traduce en un problema mayor, que William James² denominó «Dilema del determinismo». Dilema en que se juega nuestra relación con el mundo, y particularmente con el tiempo. ¿El futuro está dado o en perpetua construcción? ¿Acaso la creencia en nuestra libertad es una ilusión? ¿Es una verdad que nos separa del mundo? ¿Es nuestra manera de participar en la verdad del mundo? La cuestión del tiempo se sitúa en la encrucijada del problema de la existencia y el conocimiento. El tiempo es la dimensión fundamental de nuestra existencia, pero también se inserta en el centro de la física, ya que la incorporación del tiempo en el esquema conceptual de la física galileana fue el punto de partida de la ciencia occidental.

Desde luego ese punto de partida es un triunfo del pensamiento humano, pero además se sitúa en el origen del problema que trata este libro. Es sabido que Einstein aseveró a menudo que «el tiempo es una ilusión».

Y en efecto, el tiempo —tal como fuera incorporado en las leyes fundamentales de la física desde la dinámica newtoniana clásica hasta la relatividad y la física cuántica— no autoriza ninguna distinción entre pasado y futuro. Todavía hoy y para numerosos físicos la siguiente es una verdadera profesión de fe: en el nivel de la descripción fundamental de la Naturaleza no hay *flecha del tiempo*.

Sin embargo en todas partes —en química, geología, cosmología, biología o ciencias humanas— pasado y futuro desempeñan papeles diferentes. ¿Cómo podría la flecha del tiempo surgir de un mundo al que la física atribuye una simetría temporal? Tal es la *paradoja del tiempo*, que traslada a la física el «Dilema del determinismo». La paradoja del tiempo está en el centro de este libro.

La paradoja del tiempo sólo fue identificada tardíamente, en la segunda mitad del siglo XIX, gracias a los trabajos del físico vienés Ludwig Boltzmann. Este creyó posible seguir el ejemplo de Charles Darwin en biología y dar una descripción evolucionista de los fenómenos físicos. Su intento tuvo por efecto el poner en evidencia la contradicción entre las leyes de la física newtoniana —basadas en la equivalencia entre pasado y futuro— y toda tentativa de formulación evolucionista que afirmara una distinción esencial entre futuro y pasado. En esa época las leyes de la física newtoniana eran aceptadas como la expresión de un conocimiento

ideal, objetivo y completo. Puesto que dichas leyes afirmaban la equivalencia entre pasado y futuro, cualquier tentativa de atribuir una significación fundamental a la flecha del tiempo parecía una amenaza a ese ideal. La situación no ha cambiado hoy. Numerosos físicos consideran la mecánica cuántica (en el ámbito de la microfísica) como la formulación definitiva de la física, tal como en la época de Boltzmann los físicos consideraban definitivas las leyes de la física newtoniana. Perdura por lo tanto la interrogante: ¿cómo incorporar la flecha del tiempo sin destruir esas grandiosas construcciones del intelecto humano?

Así entonces, desde la época de Boltzmann la flecha del tiempo ha sido relegada al dominio de la fenomenología. Nosotros, observadores humanos limitados, seríamos responsables de la diferencia entre pasado y futuro. Esta tesis, que reduce la flecha del tiempo al carácter aproximativo de nuestra descripción de la Naturaleza, es aún sustentada en la mayoría de los libros recientes. Otros autores renuncian a pedir a la ciencia la clave del misterio insoluble que constituiría el surgimiento de la flecha del tiempo. Pero desde Boltzmann la situación ha cambiado profundamente. El desarrollo espectacular de la física de no-equilibrio y de la dinámica de los sistemas dinámicos inestables, asociados a la idea de caos, nos obliga a revisar la noción de tiempo tal como se formula desde Galileo.

En efecto, en el curso de los últimos decenios nació una nueva ciencia: la física de los procesos de no equilibrio. Esta ciencia condujo a conceptos nuevos como la auto-organización y las estructuras disipativas, hoy ampliamente utilizados en ámbitos que van de la cosmología a la ecología y las ciencias sociales, pasando por la química y la biología. La física de no-equilibrio estudia los procesos disipativos caracterizados por un tiempo unidireccional y, al hacerlo, otorga una nueva significación a la irreversibilidad. Antes, la flecha del tiempo se asociaba a procesos muy simples, como la difusión, el frotamiento, la viscosidad. Se podía concluir que esos procesos eran inteligibles con la sola ayuda de las leyes de la dinámica. No sucede lo mismo hoy. La irreversibilidad ya no sólo aparece en fenómenos tan simples. Está en la base de una multitud de fenómenos nuevos, como la formación de torbellinos, las oscilaciones químicas o la radiación laser. Estos fenómenos ilustran el papel constructivo fundamental de la flecha del tiempo. La irreversibilidad ya no se puede identificar con una simple apariencia que desaparecería si accediéramos a un conocimiento perfecto. Es condición esencial de comportamientos coherentes en el seno de poblaciones de miles y miles de millones de moléculas. Conforme a una fórmula que me gusta repetir, la materia es ciega al equilibrio allí donde no se manifiesta la flecha del tiempo, pero cuando ésta se manifiesta lejos del equilibrio, ¡La materia comienza a ver! Sin la coherencia de los procesos irreversibles de no-equilibrio sería inconcebible la aparición de la vida en la Tierra. La tesis según la cual la flecha del tiempo sólo sería fenomenoló-

gica se vuelve absurda. Nosotros no engendramos la flecha del tiempo. Por el contrario, somos sus vástagos.

El segundo desarrollo relativo a la revisión del concepto de tiempo en física fue el de los sistemas dinámicos inestables. La ciencia clásica privilegiaba el orden y la estabilidad, mientras que en todos los niveles de observación reconocemos hoy el papel primordial de las fluctuaciones y la inestabilidad. Junto a estas nociones aparecen también las opciones múltiples y los horizontes de previsibilidad limitada. Nociones como el caos se han popularizado e invaden todos los ámbitos de la ciencia, de la cosmología a la economía. Pero, como mostraremos en este libro, los sistemas dinámicos inestables conducen igualmente a una ampliación de la dinámica clásica y de la física cuántica, y a partir de allí a una formulación nueva de las leyes fundamentales de la física. Esta formulación rompe la simetría entre pasado y futuro que afirma la física tradicional, mecánica cuántica y relatividad inclusive. La física tradicional vinculaba conocimiento completo y certidumbre, que en ciertas condiciones iniciales apropiadas garantizaban la previsibilidad del futuro y la posibilidad de retrodecir el pasado. Apenas se incorpora la inestabilidad, la significación de las leyes de la Naturaleza cobra un nuevo sentido. En adelante expresan posibilidades.

La ambición de este libro es presentar esta transformación de las leyes de la física y, por ende, de toda nuestra descripción de la Naturaleza.

Otras cuestiones se vinculan directamente al problema del tiempo. Una de ellas es el extraño papel que la física cuántica otorga al observador. La paradoja del tiempo hace que nosotros seamos responsables de la rotura de simetría temporal observada en la Naturaleza. Es más, el observador sería responsable de un aspecto fundamental de la teoría cuántica, denominado reducción de la función de onda. Veremos que ese papel atribuido al observador otorgó a la mecánica cuántica su aspecto aparentemente subjetivista y suscitó interminables controversias. En la interpretación habitual, la medición —que en la teoría cuántica impone una referencia al observador— corresponde a una rotura de simetría temporal. En cambio, la introducción de la inestabilidad en la teoría cuántica conduce a una rotura de la simetría del tiempo. ¡A partir de allí el observador cuántico pierde su estatus singular! La solución de la paradoja del tiempo aporta igualmente una solución a la *paradoja cuántica* y lleva a una formulación realista de la teoría.

Aclaremos que ello no nos hace retornar a la ortodoxia clásica y determinista. Por el contrario, nos conduce a afirmar aún más el carácter estadístico de la mecánica cuántica.

Como ya hemos destacado, tanto en dinámica clásica como en física cuántica las leyes fundamentales ahora expresan posibilidades, no certidumbres. No sólo poseemos leyes sino acontecimientos que no son deducibles de las leyes pero actualizan sus posibilidades. En esa perspectiva, estamos obligados a plantear el

problema de la significación del acontecimiento primordial que la física bautizó «Big Bang». ¿Qué significa el Big Bang? ¿Nos libera de las raíces del tiempo? ¿El tiempo debutó con el Big Bang? ¿O el tiempo preexistía a nuestro Universo?

Llegamos así a la frontera de nuestros conocimientos en un ámbito donde razonamiento físico y especulación se delimitan con dificultad. Por cierto es prematuro hablar de demostración o de prueba, pero es interesante analizar las posibilidades conceptuales. Como veremos, podemos concebir hoy el Big Bang como un acontecimiento asociado con una inestabilidad, lo que implica que es el punto de partida de nuestro Universo, mas no del tiempo. Si bien nuestro Universo tiene una edad, el medio cuya inestabilidad produjo ese Universo no la tendría. En esta concepción, el tiempo no tiene principio, y probablemente no tiene fin...

Es satisfactorio que incluso en sus fronteras la física pueda afirmar el carácter primordial de la flecha del tiempo. Pero lo esencial de nuestra tarea sigue siendo la formulación de las leyes de la Naturaleza en el ámbito en que se sitúa principalmente nuestro diálogo experimental, el ámbito de las energías débiles (*basses*), de la física macroscópica, de la química y la biología. También allí se anudan los lazos que unen la existencia humana con la Naturaleza.

La cuestión del tiempo y el determinismo no se limita a las ciencias: está en el centro del pensamiento occidental desde el origen de lo que denominamos racionalidad y que situamos en la época presocrática. ¿Cómo concebir la creatividad humana o cómo pensar la ética en un mundo determinista? La interrogante traduce una tensión profunda en el seno de nuestra tradición, la que a la vez pretende promover un saber objetivo y afirmar el ideal humanista de responsabilidad y libertad. Democracia y ciencia moderna son ambas herederas de la misma historia, pero esa historia llevaría a una contradicción si las ciencias hicieran triunfar una concepción determinista de la Naturaleza cuando la democracia encarna el ideal de sociedad libre. Considerarnos extraños a la Naturaleza involucra un dualismo ajeno a la aventura de las ciencias y a la pasión de inteligibilidad propia del mundo occidental. Según Richard Tarnas, esa pasión es «reencontrar la unidad con las raíces del propio ser»³. Hoy creemos estar en un punto crucial de esa aventura, en el punto de partida de una nueva racionalidad que ya no identifica ciencia y certidumbre, probabilidad e ignorancia.

En este fin de siglo se plantea frecuentemente la cuestión del porvenir de la ciencia. Para algunos, como Stephen Hawking en su *Breve histoire du temps (Breve historia del tiempo)*⁴ estaríamos cerca del fin, del momento en que podríamos descifrar «el pensamiento de Dios». Por el contrario, creo que la aventura recién empieza. Asistimos al surgimiento de una ciencia que ya no se limita a situaciones simplificadas, idealizadas, mas nos instala frente a la complejidad del mundo real, una ciencia que permite que la creatividad humana se vivencie como la ex-

presión singular de un rasgo fundamental común en todos los niveles de la Naturaleza.

He intentado presentar esta transformación conceptual (que implica la apertura de un nuevo capítulo en la historia fecunda de las relaciones entre física y matemáticas) de una manera legible y accesible para cualquier lector interesado en la evolución de nuestras ideas sobre la Naturaleza. Con todo, era inevitable que algunos capítulos, en especial el capítulo V y el VI, recurrieran a desarrollos algo técnicos. Pero los resultados son recuperados de manera más general en los capítulos ulteriores. Toda innovación conceptual exige una justificación precisa y debe delimitar las situaciones donde permite nuevas predicciones. Observemos que dichas predicciones ya fueron verificadas mediante simulaciones en el computador.

Aunque este libro sea fruto de decenios de trabajo, sólo estamos en el umbral de este nuevo capítulo de la historia de nuestro diálogo con la Naturaleza. Pero el tiempo de vida de cada uno de nosotros es limitado y he querido presentar los resultados tal como existen hoy. No invito al lector a visitar un museo arqueológico, sino a excursionar en una ciencia en devenir.

CAPÍTULO 1

EL DILEMA DE EPICURO

I

Las cuestiones estudiadas en este libro —¿el Universo se rige por leyes deterministas? ¿Cuál es el papel del tiempo?— fueron formuladas por los presocráticos en los albores del pensamiento occidental. Nos han acompañado durante más de dos mil quinientos años. Hoy, los desarrollos de la física y las matemáticas del caos y la inestabilidad abren un nuevo capítulo en esa larga historia. Percibimos esos problemas desde un ángulo renovado. En adelante, podremos evitar las contradicciones del pasado.

Epicuro fue el primero que planteó los términos del dilema al que la física moderna otorgó el peso de su autoridad. Sucesor de Demócrito, imaginaba el mundo constituido por átomos moviéndose en el vacío. Pensaba que caían todos con igual velocidad, siguiendo trayectorias paralelas. ¿Cómo podían entonces entrar en colisión? ¿Cómo la novedad —nueva combinación de átomos— podía aparecer? Para Epicuro, el problema de la ciencia, de la inteligibilidad de la Naturaleza, era inseparable del destino de los hombres. ¿Qué podía significar la libertad humana en el mundo determinista de los átomos? Escribía a Meneceo: «En cuanto al destino, que algunos ven como el amo de todo, el sabio se mofa. En efecto, más vale aceptar el mito de los dioses que someterse al destino de los físicos. Porque el mito nos deja la esperanza de reconciliarnos con los dioses mediante los honores que les tributamos, en tanto que el destino posee un carácter de necesidad inexorable».¹ A pesar de que los físicos de que habla Epicuro sean los filósofos estoicos, la cita posee una resonancia asombrosamente moderna... Una y otra vez los pensadores de la tradición occidental, como Kant, Whitehead o Heidegger, defendieron la existencia humana contra una representación objetiva del mundo, que amenazaba su sentido. Pero ninguno logró proponer una concepción que satisficiera las pasiones contrarias, que reconciliara nuestros ideales de inteligibilidad y libertad. Así, la solución propuesta por el propio Epicuro, el *clinamen* que en momentos imprevisibles trastorna imperceptiblemente la caída paralela de los átomos, permaneció en la historia del pensamiento como el paradigma mismo de la hipótesis arbitraria, que salva un sistema mediante la introducción de un *ad hoc*.² ¿Necesitamos acaso un pensamiento de la novedad? ¿No es toda novedad una ilusión? También aquí la cuestión se remonta a los orígenes. Para Heráclito, tal como lo entendió Popper, «la verdad es haber captado lo esencial de la Naturaleza, haberla concebido como implícitamente infinita, como el proceso mismo».³ Por contraste, el célebre *Poema* de Parménides afirma la realidad única del ser que no muere, nace, ni deviene. Y, como se sabe por el *Sofista*, Platón postula la

imprescindibilidad del ser y el devenir, ya que si la verdad está vinculada al ser, a una realidad estable, no podemos concebir la vida o el pensamiento apartando el devenir.

Desde sus orígenes la dualidad del ser y el devenir ha obsesionado el pensamiento occidental, a tal extremo que Jean Wahl pudo caracterizar la historia de la filosofía como una historia desdichada que oscila continuamente entre un mundo autómatas y un Universo gobernado por la voluntad divina.⁴

La formulación de las «Leyes de la Naturaleza» aportó un elemento fundamental a este antiguo debate. En efecto, las leyes enunciadas por la física no tienen por objeto negar el devenir en nombre de la verdad del ser. Por el contrario: pretenden describir el cambio, los movimientos caracterizados por una velocidad que varía con el curso del tiempo. Y, sin embargo, su enunciado constituye un triunfo del ser sobre el devenir. El ejemplo por excelencia de ello es la ley de Newton, que vincula fuerza y aceleración: es determinista y a la vez reversible en el tiempo. Si conocemos las condiciones iniciales de un sistema sometido a esta ley, es decir su estado en un instante cualquiera, podemos calcular todos los estados siguientes así como todos los estados anteriores. Es más, pasado y futuro desempeñan el mismo papel, puesto que la ley es invariante con respecto a la inversión de los tiempos t - $-t$. La ley de Newton justifica perfectamente al célebre demonio de Laplace, capaz de observar el estado presente del Universo y deducir toda evolución futura.

Es sabido que la física newtoniana fue destronada en el siglo XX por la mecánica cuántica y la relatividad. Pero los rasgos fundamentales de la ley de Newton —su determinismo y simetría temporal— sobrevivieron.

Por supuesto que la mecánica cuántica ya no describe trayectorias sino funciones de onda (ver sección IV de este capítulo y el capítulo VI), pero su ecuación de base, la ecuación de Schrödinger, también es determinista y de tiempo reversible. Las leyes de la Naturaleza enunciadas por la física representan por lo tanto un conocimiento ideal que alcanza la certidumbre. Una vez establecidas las condiciones iniciales, todo está terminado. La Naturaleza es un autómatas que podemos controlar, por lo menos en principio. La novedad, la elección, la actividad espontánea son sólo apariencias relativas al punto de vista humano.

En esa formulación de las leyes de la Naturaleza, numerosos historiadores subrayan el papel esencial desempeñado por la figura del Dios cristiano, concebido en el siglo XVII como un legislador todopoderoso. En esa época teología y ciencia convergían, y Leibniz escribió: «... en la más mínima sustancia, ojos tan penetrantes como los de Dios podrían leer la serie completa de cosas del Universo. *Quae sint, quae fuerint, quae mox futura trahantur* (que son, que fueron, que se producirán en el porvenir)».⁵

La sumisión de la Naturaleza a leyes deterministas acercaba así el conocimiento humano al punto de vista divino atemporal.

La concepción de una Naturaleza pasiva sometida a leyes deterministas es una especificidad de Occidente. En China, o en Japón, "Naturaleza" significa «lo que existe por sí mismo». Joseph Needham nos recordó la ironía con que los letrados chinos recibieron la exposición de los triunfos de la ciencia moderna.⁶

Quizá el gran poeta hindú Tagore también sonrió al enterarse del mensaje de Einstein: «Si la Luna, mientras cumple su carrera eterna alrededor de la Tierra, estuviera dotada de conciencia de sí misma, estaría profundamente convencida de que se mueve *motu proprio* en función de una decisión tomada de una vez por todas. También sonreiría un ser dotado de una percepción superior y de una inteligencia más perfecta al mirar al hombre, sus obras y su ilusión de actuar por libre voluntad. Esa es mi convicción, aunque sé que no es plenamente demostrable. Pocos seres humanos —si pensarán hasta sus últimas consecuencias lo que saben y lo que entienden— serían insensibles a esta idea, mientras el amor propio no los irguiera contra ella. El hombre se defiende de la noción de ser un objeto impotente en el curso del Universo. ¿Acaso el carácter legal de los acontecimientos (que se manifiesta de manera más o menos clara en la Naturaleza inorgánica) debería cesar de verificarse ante las actividades de nuestro cerebro?». ⁷

Einstein consideraba que esta posición era la única compatible con las enseñanzas de la ciencia. Pero dicha concepción nos resulta tan difícil de aceptar como lo era para Epicuro. Y tanto más cuanto que desde el siglo XX el pensamiento filosófico se ha interrogado más y más sobre la dimensión temporal de nuestra existencia, como testimonian Hegel, Husserl, William James, Bergson, Whitehead o Heidegger. Si para los físicos que seguían a Einstein el problema del tiempo estaba resuelto, para los filósofos seguía siendo la interrogante por excelencia, en la que se jugaba el significado de la existencia humana.

En uno de sus últimos libros, *L'univers irrésolu (El Universo indeciso)*, Karl Popper escribe: «Considero que el determinismo laplaciano —confirmado como parece estarlo por el determinismo de las teorías físicas y su éxito brillante— es el obstáculo más sólido y más serio en el camino de una explicación y una apología de la libertad, creatividad y responsabilidad humanas». ⁸

Sin embargo, para Popper el determinismo no sólo pone en cuestión la libertad humana. Torna imposible el encuentro de la realidad, vocación misma de nuestro conocimiento. Popper escribe más adelante que la realidad del tiempo y del cambio han sido siempre para él «el fundamento esencial del realismo». ⁹

En *Le possible et le réel*, Henri Bergson pregunta: «¿Para qué sirve el tiempo?... El tiempo es lo que impide que todo sea dado de una vez. Aplaza, o, más bien, es aplazamiento. Por lo tanto debe ser elaboración. ¿No será entonces el vehículo de

creación y elección? ¿Acaso la existencia del tiempo no probaría que hay indeterminación en las cosas?».¹⁰

Para Bergson, igual que para Popper, realismo e indeterminismo son solidarios. Pero esa convicción tropieza con el triunfo de la física moderna, al punto que el más fructuoso y riguroso de los diálogos que hayamos emprendido con la Naturaleza desemboca en la afirmación del determinismo.

La oposición entre el tiempo irreversible y determinista de la física y el tiempo de los filósofos terminó en conflictos abiertos. Hoy, la tentación es más bien hacia un repliegue y se traduce en un escepticismo general acerca de la significación de nuestros conocimientos. Así, la filosofía posmoderna predica la "Deconstrucción". Rorty, por ejemplo, pide transformar en temas de conversación civilizada los problemas que han dividido nuestra tradición. Por supuesto, según él, las controversias científicas, demasiado técnicas, no tienen cabida en esa conversación.¹¹

Pero el conflicto no sólo opone a las ciencias y la filosofía. Opone la física al resto de nuestro saber. En octubre de 1994, la revista *Scientific American* dedicó un número especial a "La vida en el Universo". En todos los niveles, en cosmología, geología, biología o en la sociedad, se afirma cada vez más el carácter evolutivo de la realidad. En consecuencia, debería esperarse que se planteara la pregunta sobre cómo entender ese carácter evolutivo en el marco de las leyes de la física. Un solo artículo (escrito por el célebre físico Steven Weinberg) discute ese aspecto, sin embargo. Weinberg escribe: «Sea cual sea nuestro deseo de poseer una visión unificada de la Naturaleza, no cesamos de tropezar con la dualidad del papel de la vida inteligente en el Universo... Por una parte está la ecuación de Schrödinger que describe de manera perfectamente determinista cómo evoluciona en el tiempo la función de onda de cualquier sistema. Y, en forma independiente, hay un conjunto de principios que nos dice cómo utilizar la función de onda para calcular las probabilidades de los distintos resultados posibles, producidos por nuestras mediciones».¹²

¿Nuestras mediciones? ¿Acaso ello sugiere que somos nosotros, con nuestras mediciones, los responsables de lo que escapa al determinismo universal? ¿Estaríamos por lo tanto en el origen de la evolución cósmica? También Stephen Hawking defiende este punto de vista en su *Breve historia del tiempo*. Allí expone una interpretación puramente geométrica de la cosmología: de alguna manera, el tiempo sólo sería un accidente del espacio.

Pero Hawking entiende que no es suficiente: necesitamos una flecha del tiempo para dar cuenta de la vida inteligente. Así, tal como muchos otros cosmólogos, Hawking se vuelve hacia el principio "Antrópico", principio por lo menos tan arbitrario como el *clinamen* de Epicuro. ¿Cómo entender que tal principio pueda surgir de un Universo geométrico estático? Nos retrotrae directamente al dualismo cartesiano. Mientras Einstein —aceptando reducir al hombre a un autómeta en

nombre de la unidad de la Naturaleza— se refería a Spinoza, los físicos contemporáneos (que quieren conservar a un hombre capaz de ser el observador que requiere la mecánica cuántica) insertan un principio tan ajeno a su propia concepción del Universo como la *res cogitans* de Descartes lo era a la *res extensa*.

En *The Emperor's new mind (La nueva mente del Emperador)*, Roger Penrose escribe que «nuestra comprensión actualmente insuficiente de las leyes fundamentales de la física nos impide expresar la noción de mente (*mind*) en términos físicos o lógicos».¹³

Estoy de acuerdo con Penrose: necesitamos una nueva formulación de las leyes fundamentales de la física, pero ésta no debe necesariamente describir la noción de mente; primero debe incorporar en nuestras leyes físicas la dimensión evolutiva, sin la cual estamos condenados a una concepción contradictoria de la realidad. La respuesta que podemos dar hoy al dilema de Epicuro es enraizar el indeterminismo y la asimetría del tiempo en las leyes de la física. De lo contrario, dichas leyes son incompletas, tan incompletas como si ignorasen la gravitación o la electricidad.

El objetivo de este libro es presentar una formulación de la física que familiarice al lector con una descripción de la Naturaleza capaz de otorgar su lugar a las leyes, pero también a la novedad y la creatividad.

Al comenzar este capítulo mencionamos a los presocráticos. Los antiguos griegos, en efecto, nos legaron dos ideales que han guiado nuestra historia: la inteligibilidad de la Naturaleza o, como escribe Whitehead, «formar un sistema de ideas generales que sea necesario, lógico, coherente, y en función del cual todos los elementos de nuestra experiencia puedan ser interpretados»,¹⁴ y la democracia, cimentada en el supuesto de la libertad, creatividad y responsabilidad humanas. Estamos muy lejos, por cierto, de cumplir ambos ideales, pero por lo menos de ahora en adelante podemos juzgar que no son contradictorios.

II

Acabamos de destacar que los problemas del tiempo y del determinismo crean una división que convalida la idea de las dos culturas de C. P. Snow. Pero la física está lejos de ser un bloque monolítico. En efecto, el siglo XIX nos entregó un doble legado: por una parte las leyes de Newton, que como vimos corresponden a un Universo estático, y por otra una descripción evolutiva asociada con la entropía.

La entropía es el elemento esencial que aporta la termodinámica, ciencia de los procesos irreversibles, es decir orientados en el tiempo. Sabemos lo que es un proceso irreversible. Se puede pensar en la descomposición radioactiva, en la

fricción o en la viscosidad que modera el movimiento de un fluido. Todos esos procesos poseen una dirección privilegiada en el tiempo, en contraste con los procesos reversibles, semejantes al movimiento de un péndulo sin fricción. Una sustancia radiactiva preparada en el pasado desaparece en el futuro, y la viscosidad modera el movimiento del fluido hacia el futuro. En cambio, en el movimiento del péndulo ideal no podemos distinguir futuro y pasado. Si permutamos el futuro, es decir $[+t]$, con el pasado, es decir $[-t]$, obtenemos un movimiento pendular tan plausible como el primero. Mientras los procesos reversibles son descritos mediante ecuaciones de evolución invariantes en relación a la inversión de los tiempos —como la ecuación de Newton en dinámica clásica y la de Schrödinger en mecánica cuántica—, los procesos irreversibles implican una rotura de la simetría temporal.

La Naturaleza nos presenta a la vez procesos irreversibles y procesos reversibles, pero los primeros son la regla y los segundos la excepción. Los procesos macroscópicos, como las reacciones químicas y los fenómenos de traslado, son irreversibles. La irradiación solar resulta de procesos nucleares irreversibles. Ninguna descripción de la ecósfera sería posible sin los innumerables procesos irreversibles que en ella se producen. Los procesos reversibles, en cambio, siempre corresponden a idealizaciones: para atribuir al péndulo un comportamiento reversible debemos descartar la fricción, y ello sólo vale como aproximación.

La distinción entre procesos reversibles e irreversibles la introduce en termodinámica el concepto de entropía, que Clausius asocia ya en 1865 al "Segundo principio de la termodinámica".¹⁵

Recordemos su enunciación de los dos principios de la termodinámica: «La energía del Universo es constante. La entropía del Universo crece hacia un máximo». Contrariamente a la energía que se conserva, la entropía permite establecer una distinción entre los procesos reversibles donde la entropía permanece constante, y los procesos irreversibles, que producen entropía.

El aumento de la entropía indica entonces la dirección del futuro, en el nivel de un sistema local o bien del Universo en su conjunto. Por esa razón, A. Eddington lo asoció con la flecha del tiempo.¹⁶

Pero, curiosamente, esta flecha del tiempo no desempeña papel alguno en la formulación de las leyes fundamentales de la física newtoniana. El siglo XIX nos legó entonces dos visiones conflictivas de la Naturaleza. ¿Cómo reconciliarlas? Fue el problema central del físico vienés Ludwig Boltzmann. Sigue siendo el **Paradigma** de Ludwig Boltzmann el siglo XIX era el de Darwin, el siglo en que se concibió la vida como resultado de un proceso continuo de evolución, cuando el devenir se situó en el centro de nuestra intelección de la Naturaleza. Y, sin embargo, la mayoría de los físicos contemporáneos sigue asociando el nombre de Boltzmann a un resultado asaz diferente: habría mostrado que la irreversibilidad sólo era una ilu-

sión. Esa fue su tragedia: intentó lograr en física lo que Darwin había conseguido en biología, y fracasó.

De hecho, la semejanza entre las investigaciones de esos dos gigantes del siglo XIX es pasmosa. Ambos razonan sobre poblaciones. Darwin mostró que el estudio de las poblaciones —y no el de los individuos—, en dilatados períodos, permite entender cómo la variabilidad individual sometida a un proceso de selección engendra una deriva.

De igual manera, Boltzmann sostuvo que no se puede entender el segundo principio —y el incremento espontáneo de entropía que vaticina— si uno sigue atado a la descripción de trayectorias dinámicas individuales. Las innumerables colisiones en el seno de una población de partículas son responsables de la deriva global que describe el aumento de la entropía.

En 1872 Boltzmann publicó su "Teorema \mathcal{H} ", que propone un análogo microscópico de la entropía: la función \mathcal{H} . El teorema de Boltzmann pone en escena el modo en que las colisiones modifican a cada instante la distribución de las velocidades en el seno de una población de partículas. Demuestra que el efecto de estas colisiones es disminuir el valor de esta función \mathcal{H} a un mínimo, que corresponde a lo que se denomina la distribución de equilibrio de Maxwell-Boltzmann: en este estado las colisiones ya no modifican la distribución de las velocidades en la población, y la magnitud \mathcal{H} permanece constante.

Dicho de otro modo, las colisiones entre las partículas aparecen como el mecanismo microscópico que conduce el sistema al equilibrio.

En nuestras obras, *La nueva alianza* y *Entre el tiempo y la eternidad*, describimos el drama de Boltzmann y la interpretación probabilista a la que debió resignarse. Enunciamos las paradojas de Loschmidt y de Zermelo, que lo obligaron a renunciar al vínculo entre colisiones e irreversibilidad. Tuvo que concluir que el papel de las colisiones sólo es aparente, y se vincula al hecho de que estudiamos la distribución de las velocidades en el seno de una población, y no la trayectoria individual de cada partícula. Consecuentemente, el estado de equilibrio sólo sería el estado macroscópico más probable. Su definición sería relativa a su carácter macroscópico, aproximativo. En otras palabras, la irreversibilidad no traduciría una propiedad fundamental de la Naturaleza; sería sólo una consecuencia del carácter aproximativo, macroscópico, de la descripción boltzmaniana.

No insistiré en esta historia y me contentaré con subrayar un aspecto sorprendente. Después de más de un siglo, durante el cual la física conoció mutaciones extraordinarias, la mayoría de los físicos presenta la interpretación de la irreversibilidad en cuanto aproximación como si fuera algo evidente. Es más, no se aclara que en tal caso seríamos responsables del carácter evolutivo del Universo. Por el contrario: una primera etapa del razonamiento —que debe conducir al lector a aceptar el hecho de la irreversibilidad sólo como una consecuencia de nuestras

aproximaciones— consiste siempre en presentar las consecuencias del segundo principio como evidentes, incluso triviales. Así se expresa, por ejemplo, Murray Gell-Mann en *The quark and the jaguar*¹⁷, «La explicación [de la irreversibilidad] es que existen más maneras de que clavos y monedas estén mezclados que separados. Los potes de mermelada tienen más maneras de contaminarse entre sí que de guardar su pureza. Y hay más maneras de que las moléculas de un gas de oxígeno y de nitrógeno estén mezcladas que separadas. En la medida en que se dejan las cosas al azar, se puede prever que un sistema cerrado, caracterizado por algún orden inicial, evolucionará hacia el desorden, que ofrece muchas más posibilidades. ¿Cómo se deben contar esas posibilidades? Un sistema totalmente cerrado, descrito de manera exacta, puede encontrarse en gran número de estados distintos, frecuentemente denominados “microestados”. En mecánica cuántica éstos son los estados cuánticos posibles del sistema. Se reagrupan en categorías (a veces llamadas macroestados) según propiedades establecidas por una descripción grosera (*coarse grained*). Los microestados correspondientes a un macroestado dado se tratan como equivalentes, lo que resulta en que sólo importa su número». Y Gell-Mann concluye: «La entropía y la información están estrechamente vinculadas. De hecho, la entropía se puede considerar una medida de la ignorancia. Cuando sólo sabemos que un sistema está en un macroestado dado, la entropía del macroestado mide el grado de ignorancia respecto del microestado del sistema, contando el número de bits de información adicional que sería necesario para especificarlo, ya que todos los microestados en el macroestado se consideran como igualmente probables».

He citado ampliamente a Gell-Mann, pero el mismo tipo de presentación de la flecha del tiempo figura en la mayoría de los trabajos. Esta interpretación —que implica que nuestra ignorancia y la tosquedad de nuestras descripciones serían responsables del segundo principio y en consecuencia de la flecha del tiempo— es insostenible, sin embargo. Nos obliga a concluir que el mundo parecería perfectamente simétrico en el tiempo ante los ojos de un observador bien informado (como el demonio imaginado por Maxwell), capaz de observar los microestados. Pero, ¿cómo explicar entonces que las propiedades disipativas, los coeficientes de difusión o los tiempos de relajación tengan una definición precisa, no importando la precisión de nuestras experiencias? ¿Cómo explicar el papel constructivo de la flecha del tiempo, que hemos evocado más arriba?

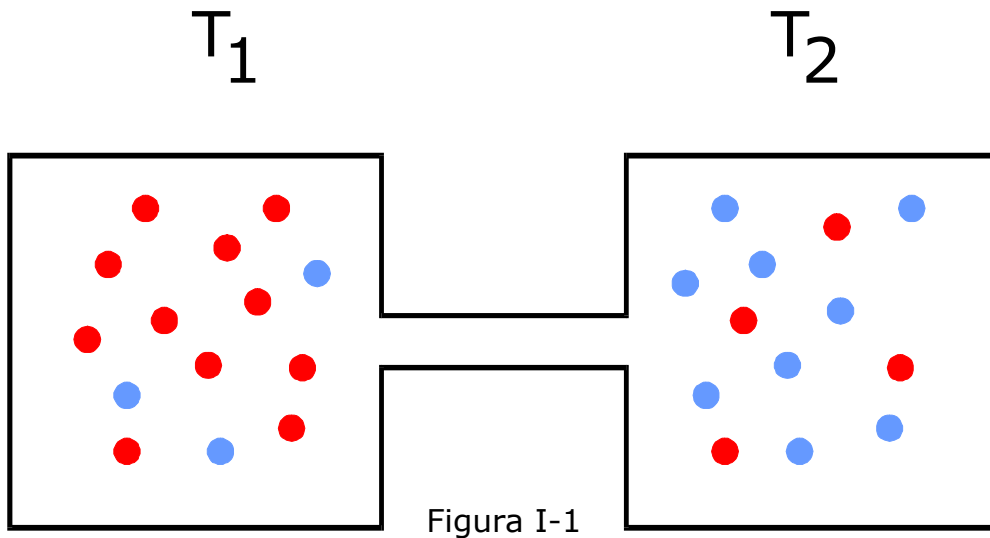
El punto de vista de este libro es diferente. En su formulación tradicional, las leyes de la física describen un mundo idealizado, un mundo estable, y no el mundo inestable, evolutivo, en el que vivimos. Este punto de vista nos obliga a reconsiderar la validez de las leyes fundamentales, clásicas y cuánticas. En primer lugar, nuestro rechazo de la banalización de la irreversibilidad se apoya en el hecho de que incluso en física la irreversibilidad ya no puede asociarse sólo a un aumento

del desorden. Por el contrario, los desarrollos recientes de la física y de la química de no-equilibrio muestran que la flecha del tiempo puede ser fuente de orden. Ya era así en ciertos casos clásicos simples, como la difusión térmica. Por supuesto que las moléculas —de hidrógeno y nitrógeno, digamos, dentro de una caja hermética— evolucionarán hacia una mezcla uniforme. Pero calentemos una parte de la caja y enfriemos la otra. El sistema evoluciona entonces hacia un estado estacionario en que la concentración de hidrógeno es más elevada en la parte caliente y la de nitrógeno en la parte fría. La entropía producida por el flujo de calor (fenómeno irreversible) destruye la homogeneidad de la mezcla. Por lo tanto, se trata de un proceso generador de orden, un proceso que sería imposible sin el flujo de calor. La irreversibilidad conduce a la vez al desorden y al orden.

Lejos del equilibrio, el papel constructivo de la irreversibilidad se torna aún más sorprendente. Crea nuevas formas de coherencia. Volveremos a la física alejada del equilibrio y a los conceptos de autoorganización y de estructura disipativa en el capítulo II. Retengamos por ahora que hoy podemos aseverar que la Naturaleza realiza sus estructuras más delicadas y complejas gracias a los procesos irreversibles asociados a la flecha del tiempo. La vida sólo es posible en un Universo alejado del equilibrio. El notable desarrollo de la física y la química del no-equilibrio durante los últimos decenios refuerza entonces las conclusiones presentadas en *La nueva alianza*:

1. Los procesos irreversibles (asociados a la flecha del tiempo) son tan *reales* como los procesos reversibles descritos por las leyes tradicionales de la física; no pueden interpretarse como aproximaciones de las leyes fundamentales.
2. Los procesos irreversibles desempeñan un papel *constructivo* en la Naturaleza.
3. La irreversibilidad exige una extensión de la dinámica.

¿Una extensión de la dinámica? Enunciado asaz temerario, que fácilmente puede malinterpretarse. No se trata de sugerir que se agreguen nuevos términos a las ecuaciones de la dinámica. La aplicación de la dinámica tal cual existe a situaciones simples —como el movimiento de la Luna en mecánica clásica o el átomo de hidrógeno en mecánica cuántica— ha sido tremendamente exitosa. Por lo tanto, no se trata de agregar simplemente términos que pudieran, como el *clinamen* de Epicuro, romper la simetría de las ecuaciones. Mostraremos que las situaciones donde cabría esperar una rotura de la simetría en el tiempo son asimismo las que requieren una nueva formulación de la dinámica.



Debido a la diferencia de temperatura entre los dos recipientes, las moléculas "rojas" se concentran más en el de la izquierda (difusión térmica).

Como veremos, corresponden a comportamientos dinámicos *inestables*. Mediante la extensión de la dinámica a los sistemas inestables y caóticos se vuelve posible superar la contradicción entre las leyes reversibles de la dinámica y la descripción evolucionista asociada a la entropía. Pero no vayamos demasiado deprisa.

Hace dos siglos Lagrange describió la mecánica analítica, en la que las leyes del movimiento newtoniano encontraban su formulación rigurosa como rama de las matemáticas.¹⁸

Aun hoy se suele hablar de «Mecánica racional», lo que significaría que las leyes newtonianas expresarían las leyes de la "razón", esto es, una verdad inmutable. Sabemos que ello no es cierto, puesto que vimos nacer la mecánica cuántica y la relatividad. Pero hoy se tiende a atribuir esa veracidad inmutable a la mecánica cuántica. Gell-Mann escribe en *The quark and the jaguar* que «la mecánica cuántica no es en sí misma una teoría; es, más bien, el marco en el cual debe insertarse toda teoría física contemporánea».¹⁹

¿Realmente es así? Como mi lamentado amigo León Rosenfeld no cesaba de enfatizar, toda teoría se funda en conceptos físicos asociados a idealizaciones que tornan posible la formulación matemática de esas teorías; por ello, «ningún concepto físico está suficientemente definido si no se conocen los límites de su validez»²⁰, límites procedentes de las mismas idealizaciones que lo fundan.

Lo que comenzamos a percibir son los límites de validez de los conceptos fundamentales de la física, como las trayectorias en la mecánica clásica o las funciones de onda en la mecánica cuántica. Se vinculan a las nociones de inestabilidad y caos que presentaremos someramente en la próxima sección. La consideración de estos conceptos conduce a una nueva formulación de las leyes de la Naturaleza, una formulación que, como he dicho, ya no reposa en certidumbres —como las leyes deterministas—, sino que se postula sobre la base de posibilidades. Además, esta formulación probabilista destruye la simetría temporal, y por lo tanto permite la expresión del carácter evolutivo del Universo en la estructura de las leyes fundamentales de la física. Recordemos el ideal de inteligibilidad formulado por Whitehead (sección I): que todos los elementos de nuestra experiencia puedan incluirse en un sistema coherente de ideas generales. La física dio un paso en esa dirección al progresar en el programa inaugurado por Boltzmann hace más de un siglo.

III

La diferencia entre sistemas estables e inestables nos es familiar. Tomemos un péndulo y estudiemos su movimiento considerando la existencia de una fricción. Supongámoslo primero inmóvil y en equilibrio. Se sabe que su energía potencial presenta su valor mínimo. A una pequeña perturbación seguirá un retorno al equilibrio. El estado de equilibrio del péndulo es estable. Pero, si logramos sujetar un lápiz en su extremo, el equilibrio será inestable. La menor perturbación lo precipitará a un lado u otro. Existe una distinción fundamental entre los movimientos estables e inestables. En pocas palabras, los sistemas dinámicos estables son aquellos en los que pequeñas modificaciones de las condiciones iniciales producen pequeños efectos. Pero para una clase muy vasta de sistemas dinámicos dichas modificaciones se amplían con el tiempo. Los sistemas caóticos son un ejemplo extremo de sistema inestable: en ellos las trayectorias correspondientes a condiciones iniciales tan vecinas como se quiera divergen de manera exponencial con el tiempo. Entonces hablamos de «sensibilidad a las condiciones iniciales», y lo ilustramos con la conocida parábola del "efecto mariposa", que dice que el aleteo de una mariposa en la cuenca amazónica puede afectar el clima de Estados Unidos. Veremos ejemplos de sistemas caóticos en los capítulos III y IV.

Se habla a menudo de «caos determinista». En efecto, las ecuaciones de sistemas caóticos son tan deterministas como las leyes de Newton. ¡Y empero engendran comportamientos de aspecto aleatorio! Este descubrimiento sorprendente renovó la dinámica clásica, que hasta entonces se consideraba un tema cerrado. Los sistemas que describe la ley de Newton no serían todos semejantes. Por supuesto,

se sabía que el cálculo de la trayectoria de una piedra que cae es más fácil que el de un sistema compuesto de tres cuerpos, como el Sol, la Tierra y la Luna. Pero se creía que se trataba de un simple problema técnico. Sólo a fines del siglo XIX Poincaré mostró que los problemas son fundamentalmente diferentes según se trate de un sistema dinámico estable o no. El problema de tres cuerpos ya entra en la categoría de los sistemas inestables.

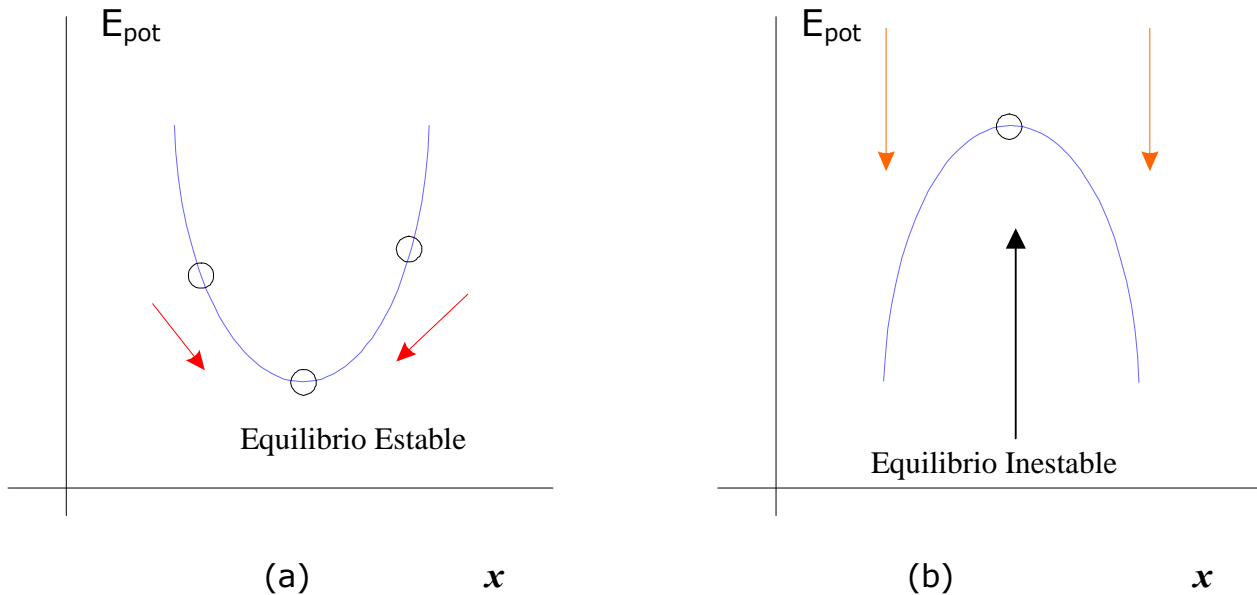


Figura I-2
Gráficos de equilibrios estables (a) e inestables (b).

Con todo, hubo que esperar estos últimos decenios para que el descubrimiento de Poincaré lograra su pleno alcance.

Acabamos de mencionar los sistemas caóticos. Existen otros tipos de inestabilidad; volveremos a ellos. El propósito de esta sección es indicar en términos cualitativos el camino que lleva de la inestabilidad a la extensión de las leyes de la dinámica. Empecemos por la formulación habitual de la dinámica. El estado inicial es representado por las posiciones q y las velocidades v , o los momentos p (para simplificar la notación utilizamos aquí una sola letra, incluso cuando consideramos un sistema formado por un gran número de partículas, cada una detentando posición y velocidad). Cuando se conocen las posiciones y velocidades, la trayectoria se puede determinar a partir de la ley de Newton o de cualquier otra formulación equivalente de la dinámica.

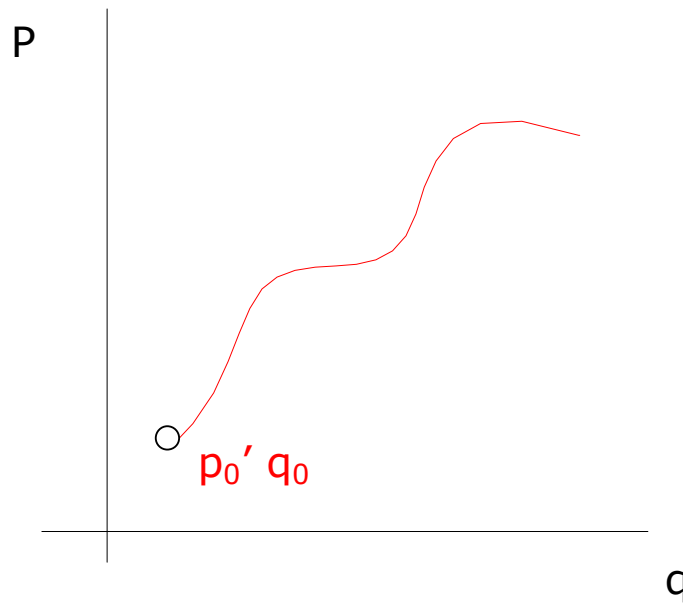


Figura I-3

El estado dinámico se representa con un punto en el espacio de las fases q, p . La evolución en el tiempo se representa por una trayectoria que parte del punto inicial q_0, p_0 .

El estado dinámico inicial se puede representar por un punto de coordenadas q_0, p_0 en el *espacio de las fases*.

En vez de considerar un solo sistema, podemos estudiar una colección, un "conjunto" según el término que se utiliza desde el trabajo pionero de Gibbs y Einstein a comienzos de siglo. Un conjunto se representa mediante una nube de puntos en el espacio de las fases. Esta nube se describe mediante una función $\rho(q, p, t)$ cuya interpretación física es simple: es la *distribución de probabilidad*, que describe la densidad de los puntos de la nube en el seno del espacio de las fases.

El caso particular de un solo sistema corresponde entonces a la situación en la que ρ tiene valor nulo en todo el espacio de las fases excepto en un único punto q_0, p_0 .

Este caso corresponde a una forma especial de ρ : las funciones que poseen la propiedad de anularse en todas partes excepto en un solo punto señalado por x_0 son denominadas "funciones de Dirac" $\delta(x - x_0)$.

Dicha función $\delta(x - x_0)$ es por lo tanto nula para todo punto x diferente de x_0 . Más adelante volveremos a las propiedades de las funciones delta. Ahora destaquemos que pertenecen a una clase de funciones generalizadas o de distribuciones (no confundir con las distribuciones de probabilidad).

Poseen, en efecto, propiedades anormales con respecto a las funciones regulares, ya que cuando $x = x_0$, la función $\delta(x - x_0)$ diverge, es decir, tiende al infinito. Aclaremos inmediatamente que ese tipo de función sólo puede utilizarse en conjunción con funciones regulares: las funciones test $\varphi(x)$.

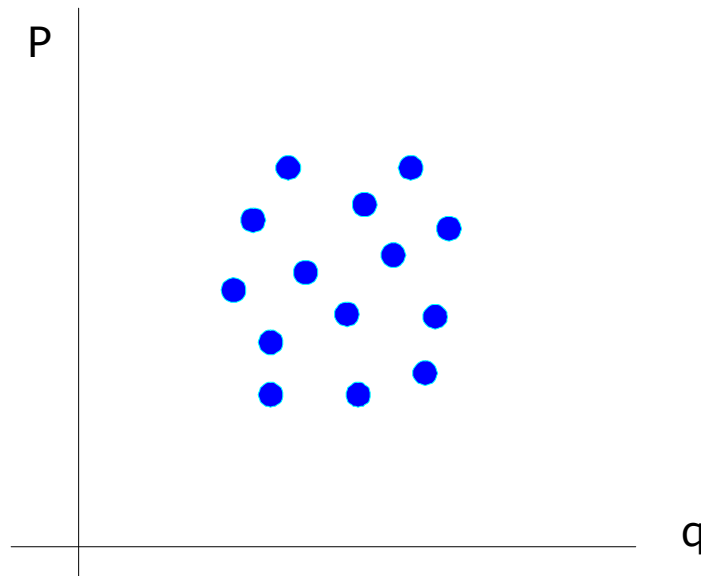


Figura I-4

Conjunto de Gibbs representado por una nube de puntos correspondiente a condiciones iniciales diferentes.

La necesidad de introducir una función test desempeñará un papel crucial en la extensión de la dinámica que describiremos. Limitémonos a subrayar la inversión de perspectiva que estamos esbozando: mientras la descripción de un sistema individual parece intuitivamente la situación primera, cuando se parte de conjuntos deviene un caso particular que implica la introducción de una función δ dotada de propiedades singulares.

Para Gibbs y Einstein, la teoría de los conjuntos sólo era un cómodo instrumento de cálculo, puesto que las condiciones iniciales se desconocían. Desde ese punto de vista las probabilidades traducen nuestra ignorancia, nuestra falta de información. Era evidente que en dinámica el estudio de las trayectorias individuales y el de las distribuciones de probabilidad venían a ser lo mismo. Podemos partir de las trayectorias individuales y obtener la evolución de las funciones de probabilidad, y viceversa. La probabilidad corresponde simplemente a una superposición de trayectorias, y no conduce a ninguna propiedad nueva. Ambos niveles de descrip-

ción, el nivel individual (correspondiente a trayectorias únicas) y el nivel estadístico (correspondiente a probabilidades), serían equivalentes.

¿Siempre es así? Gibbs y Einstein tenían razón en el caso de los sistemas estables, donde la cuestión de la irreversibilidad no se plantea: los puntos de vista individual y estadísticos son equivalentes. Se lo puede verificar fácilmente; lo haremos en el capítulo V. Pero, ¿qué sucede con los sistemas inestables? ¿Cómo es posible que todas las teorías relativas a los procesos irreversibles, como la teoría cinética de Boltzmann, traten de probabilidades y no de trayectorias? ¿Acaso la única razón se refiere a nuestras afirmaciones, a la tosquedad (*coarse grained*) de nuestras descripciones? Y entonces, ¿cómo se explica el éxito de la teoría cinética, sus predicciones cualitativamente verificadas por la experiencia? Porque la teoría cinética permite calcular las propiedades cuantitativas de fenómenos como la conductividad térmica y la difusión de gases diluidos, y esos cálculos son rigurosamente verificados por la experiencia.

El éxito de la teoría cinética impresionó de tal manera a Henri Poincaré que escribió: «Tal vez sea la teoría cinética de los gases la que se desarrollará y servirá de modelo a las otras... La ley física cobraría entonces un aspecto totalmente nuevo... poseería el carácter de una ley estadística».²¹

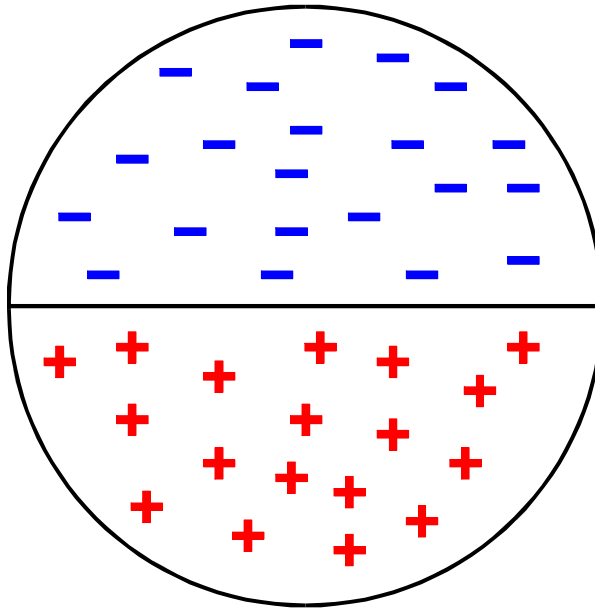


Figura I-5

Sistema dinámico estable: los movimientos marcados + y - pertenecen a regiones distintas del espacio de las fases.

Veremos que su enunciado resultó profético. La noción de probabilidad introducida empíricamente por Boltzmann fue un golpe de audacia muy fecundo. Después de más de un siglo empezamos a entender cómo surge de la dinámica a través de la inestabilidad: ésta destruye la equivalencia entre el nivel individual y el nivel estadístico, al extremo que las probabilidades cobran una significación intrínseca, irreductible a una interpretación en términos de ignorancia o aproximación. Es lo que mi colega B. Misra y yo destacamos al introducir la expresión "intrínsecamente aleatorio".

Para explicar lo que entendemos por "intrínsecamente aleatorio" tomemos un ejemplo simplificado de caos.

Supongamos dos tipos de movimientos marcados $[+]$ y $[-]$ (por ejemplo, un movimiento hacia arriba y otro hacia abajo). Consideremos el espacio de las fases en la figura I-4. Tenemos las dos situaciones representadas por las figuras I-5 y I-6. En la primera, el espacio de las fases comprende dos regiones distintas, una que corresponde al movimiento $[+]$ y otra al movimiento $[-]$. Si desechamos la región fronteriza, cada $[-]$ está rodeado de otros $[-]$, y cada $[+]$ rodeado por otros $[+]$. Este caso corresponde a un sistema estable. Pequeñas modificaciones en las condiciones iniciales no alterarán el resultado. En cambio, en la figura I-6 hay movimientos $[-]$ en el vecindario de cada $[+]$, y recíprocamente. El más mínimo cambio en las condiciones iniciales se amplificará.

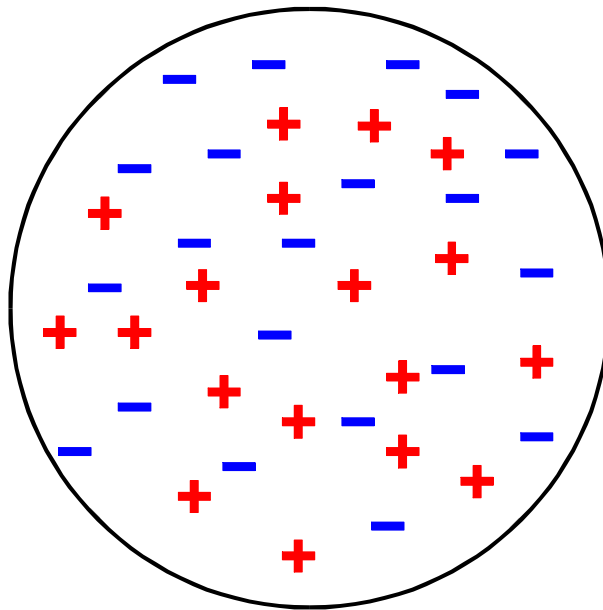


Figura I-6

Sistema dinámico inestable: cada movimiento $+$ está rodeado de movimientos $-$, y recíprocamente.

El sistema es inestable. Una primera consecuencia de esa inestabilidad, y de la sensibilidad a las condiciones iniciales resultante, es que la trayectoria se convierte en una *idealización*. En efecto, nos resulta imposible preparar un sistema de tal suerte que podamos asignarle una trayectoria bien determinada, ya que dicha formulación debería poseer una precisión infinita.

El carácter finito de la preparación del estado inicial de un sistema —el hecho de que sólo podamos preparar sistemas caracterizados por una distribución de probabilidad concentrada en una pequeña región finita del espacio de las fases, y no por una situación inicial representable mediante un punto único— no tiene consecuencias para los sistemas estables. Para los sistemas inestables representados por la figura I-6 tiene por consecuencia la imposibilidad de preparar el sistema de suerte que siga la trayectoria [+] y no la trayectoria [-], o la trayectoria [-] y no la trayectoria [+].

¿Esta imposibilidad sólo tiene un carácter práctico? Sí, si hubiera que limitarse a reconocer que las trayectorias se tornan no calculables. Pero hay más: la distribución de probabilidad nos permite incorporar en el marco de la descripción dinámica la microestructura compleja del espacio de las fases. Contiene entonces una información *adicional*, que se pierde en la descripción de las trayectorias individuales. Lo más importante, como veremos en el capítulo IV, es que la descripción probabilista es más rica que la descripción individual; ésta, empero, siempre se ha considerado la fundamental. Por eso obtendremos, en el nivel de las distribuciones de probabilidad ρ , una descripción dinámica nueva que permite predecir la evolución del conjunto. Podemos así obtener las escalas de tiempo características correspondientes al acercamiento de las funciones de distribución hacia el equilibrio, lo que es imposible en el nivel de las trayectorias individuales. La equivalencia entre el nivel individual y el nivel estadístico se destruye. Para las distribuciones de probabilidad logramos así soluciones nuevas *irreducibles*, es decir, que no se aplican a las trayectorias individuales. Las "leyes del caos" asociadas a una descripción regular y predictiva de los sistemas caóticos se sitúan en el nivel estadístico. A ello nos referíamos en la sección anterior al hablar de «generalización de la dinámica». Se trata de una formulación de la dinámica en el nivel estadístico, que no tiene equivalente en términos de trayectorias. Ello nos conduce a una situación nueva. Las condiciones iniciales ya no pueden asimilarse a un punto en el espacio de las fases: corresponden a una región descrita por una distribución de probabilidad. Se trata, por lo tanto, de una descripción *no local*. Además, como veremos, la simetría con respecto al tiempo se rompe, porque en la formulación estadística el pasado y el futuro desempeñan papeles diferentes. Por supuesto, cuando se consideran sistemas estables, la descripción estadística se reduce a la descripción habitual.

Cabría preguntarse por qué fue necesario tanto tiempo para llegar a una generalización de las leyes de la Naturaleza que incluya la irreversibilidad y las probabilidades. Sin duda, una de las razones es de orden ideológico: el deseo de un punto de vista cuasi divino sobre la Naturaleza. Pero también se interponía un problema de técnica matemática. Nuestro trabajo se fundamenta en los progresos recientes del análisis funcional. Veremos que la formulación ampliada de la dinámica implica un espacio funcional extenso. Una formulación estadística de las leyes de la Naturaleza requiere de un nuevo arsenal matemático en el que las funciones generalizadas, los "fractales" como los denominó Mandelbrot,²² desempeñen un papel importante. Así, este desarrollo constituye un nuevo ejemplo del diálogo fecundo entre la física y las matemáticas.

¿Qué sucede con el demonio de Laplace en el mundo que describen las leyes del caos? El caos determinista nos enseña que sólo podría predecir el futuro si ya conociese el estado del mundo, con una precisión infinita. Pero en adelante es posible ir más lejos, pues existe una forma de inestabilidad dinámica aún más fuerte, en que las trayectorias son destruidas *cualquiera sea la precisión de la descripción*. Veremos que ese tipo de inestabilidad es fundamental, porque se aplica tanto a la dinámica clásica como a la mecánica cuántica. Es uno de los ejes de este libro. Una vez más, el trabajo fundamental de Henri Poincaré a fines del siglo XIX es nuestro punto de partida.²³

Ya vimos que Poincaré había establecido una distinción primordial entre sistemas estables y sistemas inestables. Pero hay más. Introdujo la noción clave de "sistema dinámico no integrable". Mostró que la mayoría de los sistemas dinámicos eran no integrables. En una primera aproximación se trataba de un resultado negativo, durante largo tiempo considerado un simple problema de técnica matemática. Sin embargo, veremos que ese resultado expresa la condición *sine qua non* para toda posibilidad de articular de modo coherente el lenguaje de la dinámica en este mundo en devenir que es el nuestro.

¿Qué es, en efecto, un sistema integrable en el sentido de Poincaré? Todo sistema dinámico puede caracterizarse por una energía cinética, que depende de la sola velocidad de los cuerpos que lo componen, y por una energía potencial, que depende de la interacción entre esos cuerpos, es decir de sus distancias relativas. Un caso particularmente simple es el de las partículas libres, carentes de interacciones mutuas. En su caso no hay energía potencial, y el cálculo de la trayectoria se vuelve trivial. Un sistema así es integrable, en el sentido que le da Poincaré. Es posible mostrar que todo sistema dinámico integrable puede representarse como si estuviera constituido por cuerpos desprovistos de interacciones. En el capítulo V retornaremos al formalismo hamiltoniano, que permite ese tipo de transformación. Ahora nos limitamos a presentar la definición de integrabilidad de Poincaré: un sistema dinámico integrable es un sistema cuyas variables pueden definirse de

manera que la energía potencial sea eliminada, es decir, de manera que su comportamiento se torne isomorfo con el de un sistema de partículas libres, sin interacción. Poincaré demostró que, por lo general, tales variables no pueden obtenerse. En consecuencia, los sistemas dinámicos generalmente no son integrables.

Si la demostración de Poincaré condujera a un resultado diferente, si hubiese podido mostrar que todos los sistemas dinámicos son integrables, no se habría podido tender un puente entre el mundo dinámico y el mundo de los procesos que observamos. En un mundo isomorfo, con un conjunto de cuerpos sin interacción, no hay cabida para la flecha del tiempo, ni para la autoorganización o la vida. Pero Poincaré no sólo demostró que la integrabilidad se aplica únicamente a una clase reducida de sistemas dinámicos, sino que identificó la razón del carácter excepcional de dicha propiedad: *la existencia de resonancias entre los grados de libertad del sistema*. Al hacerlo, identificó el problema a partir del cual se torna posible una formulación ampliada de la dinámica.

La noción de resonancia caracteriza una relación entre frecuencias. Un ejemplo simple de frecuencia es el del oscilador armónico, que describe el comportamiento de una partícula vinculada a un centro por una fuerza proporcional a la distancia: si la partícula es apartada del centro, oscilará con una frecuencia bien definida. Consideremos ahora el tipo más familiar de oscilador, el del resorte que, alejado de su posición de equilibrio, vibra con una frecuencia característica. sometamos dicho resorte a una fuerza externa, también caracterizada por una frecuencia que podamos variar. Observamos entonces un fenómeno de acoplamiento entre dos frecuencias.

La resonancia se produce cuando las dos frecuencias —la del resorte y la de la fuerza externa— corresponden a una relación numérica simple (una de las frecuencias es igual a un múltiplo entero de la otra). La amplitud de la vibración del péndulo aumenta entonces considerablemente. En música se produce el mismo fenómeno, cuando tocamos una nota en un instrumento. Oímos las armónicas. La resonancia "acopla" los sonidos.

Las frecuencias, y en particular la cuestión de su resonancia, resultan capitales en la descripción de los sistemas dinámicos. Cada uno de los grados de libertad de un sistema dinámico se caracteriza por una frecuencia. El valor de las diferentes frecuencias en general depende del punto del espacio de las fases.

Consideremos un sistema con dos grados de libertad, caracterizado por las frecuencias ω_1 y ω_2 . Por definición, en cada punto del espacio de las fases donde la suma $n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2$ se anula para valores enteros, no nulos, de n_1 y n_2 , tenemos resonancia, ya que en tal punto $n_1/n_2 = \omega_2/\omega_1$. Ahora, el cálculo de la trayectoria de tales sistemas hace intervenir denominadores de tipo $1/n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2$, que divergen por tanto en los puntos de resonancia, lo que torna imposible el cálculo. Es el problema de los pequeños divisores, ya destacado por Le Verrier. Lo que

mostró Poincaré es que las resonancias y los denominadores peligrosos concomitantes constituían un obstáculo *ineludible*, opuesto a la integración de la mayoría de los sistemas dinámicos.

Poincaré entendió que su resultado llevaba a lo que llamó «El problema general de la dinámica», pero dicho problema fue descuidado por largo tiempo. Max Born escribió: «Sería verdaderamente notable que la Naturaleza hubiese encontrado la manera de resistir el progreso del conocimiento escondiéndose tras la muralla de las dificultades analíticas del problema con n cuerpos».²⁴

El obstáculo identificado por Poincaré bloqueaba, por cierto, el camino que lleva de las ecuaciones del movimiento a la construcción de trayectorias que constituyen su solución, pero ese obstáculo no parecía cuestionar la estructura conceptual de la dinámica: todo sistema dinámico debe seguir una trayectoria —solución de sus ecuaciones— con independencia del hecho de que podamos o no construirla.

Hoy nuestra perspectiva ha cambiado profundamente. Para nosotros, las divergencias de Poincaré no son un obstáculo que traduzca, parafraseando a Born, una resistencia frustrante por parte de la Naturaleza, sino una oportunidad, la posibilidad de un nuevo punto de partida.

En efecto, de ahora en adelante podemos ir más allá del resultado negativo de Poincaré y mostrar que la no integrabilidad —al igual que los sistemas caóticos— abre la vía a una formulación estadística de las leyes de la dinámica.

Tal resultado fue posible gracias a las investigaciones que ahora se asocian a la renovación de la dinámica que inició, sesenta años después de Poincaré, el trabajo de Kolmogorov, proseguido por el de Arnold y Moser (la teoría KAM).

Las resonancias de Poincaré desempeñan un papel fundamental en física. La absorción y la emisión de la luz se deben a resonancias. En un sistema de partículas en interacción, la aproximación al equilibrio se debe, lo veremos, a resonancias. Los campos en interacción también crean resonancias. Resulta difícil citar un problema importante de física cuántica o clásica en que las resonancias no desempeñen un papel. El hecho de poder superar el obstáculo que oponen a la descripción dinámica de los sistemas se puede considerar, por tanto, y con toda justicia, como una ampliación de la dinámica, una extensión que escapa al modelo estático y determinista aplicable a los sistemas dinámicos integrables. Como veremos, dicha extensión es esencial para desembocar en una concepción realista de los procesos cuánticos (es decir, liberada del problema del observador). Demos un vistazo al camino que lleva de la teoría KAM a esta ampliación de la dinámica.

La teoría KAM estudia la influencia de las resonancias sobre las trayectorias. Como vimos, las frecuencias dependen en general de las variables dinámicas y adquieren valores diferentes en diferentes puntos del espacio de las fases. En consecuencia, ciertos puntos de dicho espacio serán caracterizados por resonancias, y otros no. Correlativamente, observamos dos tipos de trayectorias: trayectorias

normales, deterministas, y trayectorias aleatorias asociadas a las resonancias que erran a través del espacio de las fases. La teoría KAM describe la manera en que se transforma la topología del espacio de las fases para un valor creciente de energía. A partir de un valor crítico, el comportamiento del sistema se torna caótico: trayectorias vecinas divergen en el curso del tiempo. En el caso del caos plenamente desarrollado observamos fenómenos de difusión, esto es, la evolución hacia una dispersión uniforme en todo el espacio de las fases. Ahora bien, los problemas de difusión son fenómenos irreversibles: la difusión corresponde a una aproximación a la uniformidad en el futuro, y produce entropía. ¿Cómo explicar que, partiendo de la dinámica clásica, podamos observar una evolución irreversible, por tanto de simetría temporal rota? ¿Cómo traducir en términos dinámicos la regularidad que caracteriza dicho comportamiento a nivel estadístico, en contraste con el comportamiento aleatorio, caótico, en el nivel individual de las trayectorias? Es el problema clave que debemos resolver para superar la paradoja del tiempo.

Por lo tanto, hay que distinguir el nivel individual (las trayectorias) y el nivel estadístico (los conjuntos) descrito por una distribución de probabilidad ρ . Las divergencias debidas a las resonancias se refieren al nivel individual, pero pueden eliminarse a nivel estadístico (ver capítulos V y VI). Como vimos, las resonancias conducen a un acoplamiento entre acontecimientos (pensemos en el que ocurre entre dos sonidos). Las resonancias eliminadas en el nivel estadístico conducen a la formulación de una teoría no newtoniana, incompatible con la descripción en términos de trayectorias. No es tan sorprendente: resonancia y acoplamiento entre acontecimientos no se producen en un punto y en un instante. Implican una descripción no local, que no puede ser incorporada en la definición dinámica usual en términos de puntos individuales y de trayectorias en el espacio de las fases. Esta formulación permite, en cambio, obtener un movimiento difusivo en el espacio de las fases. Permite, en efecto, asociar a un punto inicial P_0 de ese espacio, no un punto P_t , que podría ser previsto con certidumbre como el estado del sistema después de un tiempo de evolución t , sino un ámbito D en cuyo seno cada punto tiene una probabilidad no nula de representar el sistema. Cada punto se caracteriza por una probabilidad de transición bien definida.

Llegamos así —en un cuadro puramente dinámico— a una representación sorprendentemente análoga a la difusión asociada al movimiento browniano. En el caso más simple, éste corresponde a una partícula operando una transición de una unidad a intervalos de tiempo regulares en una red unidimensional. En el movimiento browniano, en cada transición el desplazamiento puede efectuarse hacia la derecha o hacia la izquierda con una probabilidad de transición $1/2$. En cada transición el futuro es incierto. Sin embargo, en el nivel estadístico, el modelo da un comportamiento regular bien definido, correspondiente a una difusión.

Se trata de un fenómeno orientado en el tiempo, pues, si partimos de una nube concentrada de puntos en el origen, esta nube se dispersará con el tiempo y algunos puntos se encontrarán lejos del origen y otros cerca.

Es impresionante que podamos mostrar que las resonancias hacen aparecer términos difusivos partiendo de ecuaciones deterministas de la dinámica clásica y no de un modelo de movimiento browniano en el cual las probabilidades de transición están dadas. A nivel estadístico, las resonancias ocasionan la ruptura del determinismo: introducen la incertidumbre en el marco de la mecánica clásica y rompen la simetría del tiempo. Por supuesto, no hay término difusivo cuando nos las habemos con un sistema integrable y volvemos a una descripción en términos de trayectorias, pero este tipo de descripción sólo corresponde a un caso particular: en general, las leyes de la dinámica deben formularse en términos de probabilidades. Durante siglos las trayectorias fueron consideradas los objetos fundamentales de la física clásica: ahora aparecen detentando una validez limitada.

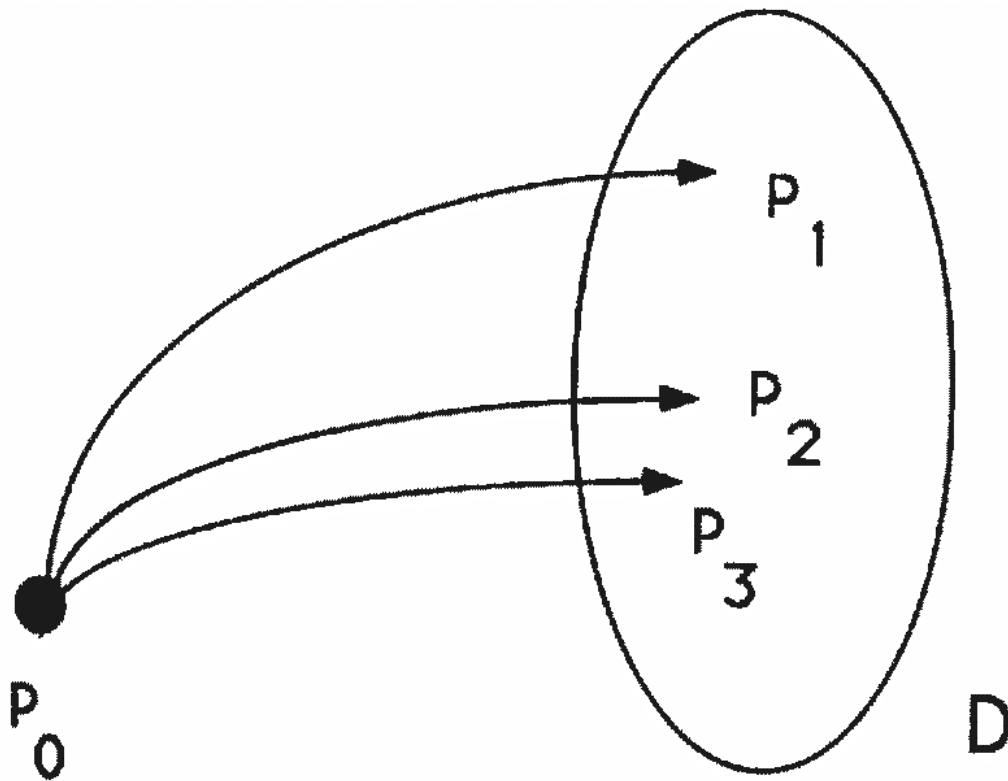


Figura I-7

Movimiento difusivo: después de un tiempo τ el sistema puede encontrarse en cualquier punto P_1 , P_2 , P_3 del ámbito D .

Subsiste la pregunta fundamental: ¿en qué situaciones podemos esperar la aparición de términos difusivos?

En otras palabras, ¿cuáles son los límites de validez de la descripción newtoniana, en términos de trayectorias, o de la descripción cuántica en términos de función de onda? Desarrollaremos la respuesta a esas interrogantes en el capítulo V y, en lo tocante a la mecánica cuántica, en el capítulo VI. Indicamos desde ya el tipo de respuesta que aportaremos. Cuando se trata de interacciones *transitorias* (por ejemplo, un haz de partículas que colisiona con un blanco y prosigue su movimiento libre), los términos difusivos son desdeñables. Caemos nuevamente en la física newtoniana de las trayectorias. Si se trata, en cambio, de interacciones *persistentes* (como el caso de un flujo continuo de partículas cayendo sobre un blanco), los fenómenos difusivos se tornan dominantes. Podemos poner a prueba nuestras predicciones teóricas, puesto que tanto en las simulaciones por computadora como en el mundo real podemos realizar ambas situaciones.

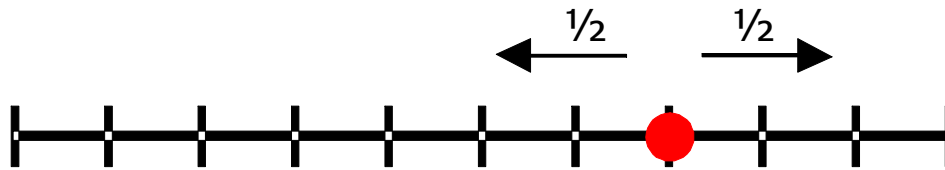


Figura I-8

Movimiento browniano en una red unidimensional: en cada transición las probabilidades respectivas de ir hacia la izquierda o hacia la derecha son iguales a $1/2$.

Los resultados muestran sin ambigüedad la aparición de términos difusivos en el caso de interacciones persistentes y, por ende, el desplome de la descripción newtoniana.

Pero existe un segundo caso, más notable aún. Generalmente se define los sistemas macroscópicos en términos del "límite termodinámico", que corresponde al límite donde a la vez el número N de partículas y el volumen V del recinto tienden al infinito, si bien su relación permanece finita. El límite termodinámico no es una simple aproximación práctica que indica que renunciamos a seguir el comportamiento individual de las partículas. Es una condición esencial de la articulación entre la descripción dinámica en términos de partículas en interacción y las propiedades observables de la materia, como las transiciones de fase. El paso del estado líquido al gaseoso o del estado sólido al líquido sólo queda bien definido en

el límite de la termodinámica. Como veremos, este límite corresponde precisamente a las condiciones de aparición de una descripción probabilista irreductible, lo que concuerda plenamente con la observación: en efecto, en física macroscópica la irreversibilidad y las probabilidades se imponen con más evidencia.

La existencia de transiciones de fase traduce entonces una propiedad emergente, irreductible a una descripción en términos de comportamientos individuales. Ilustra los límites de la actitud reduccionista, que concluiría por negar la posibilidad con el pretexto de una carencia de sentido en el nivel de las partículas individuales. Las partículas individuales no son ni sólidas ni líquidas. Los estados gaseosos, sólidos y líquidos son propiedades de conjunto de las partículas. Es también la significación de la rotura de la simetría temporal: las resonancias deben producirse de manera persistente, y aquí también hay que considerar un conjunto de partículas. Si aislamos ciertas partículas, incluso interactuantes, nos quedamos en el marco clásico. Precisaremos estas observaciones cualitativas en el capítulo V.

Como en el caso del caos determinista, que abordaremos en el capítulo III, la nueva formulación de la mecánica clásica requiere de una extensión de su marco matemático. La situación recuerda la de la relatividad general. Einstein mostró que, para incorporar la gravitación en la métrica espacio-temporal, debíamos pasar de la geometría euclidiana a la geometría riemanniana (ver capítulo VIII). En el cálculo funcional, el espacio de Hilbert —que puede ser concebido como una extensión de la geometría euclidiana a un número infinito de dimensiones— desempeña un papel central: tradicionalmente, las operaciones matemáticas asociadas a la mecánica cuántica y a la mecánica estadística se definen en el seno del espacio de Hilbert. Ahora bien, nuestra formulación —como veremos en los capítulos IV al VI— implica el empleo de funciones singulares y por lo tanto el paso del espacio de Hilbert a espacios funcionales más generales. Es un campo nuevo de las matemáticas, hoy en pleno auge.

Desde comienzos de siglo nos acostumbramos a la idea de que la mecánica clásica debía generalizarse cuando se trataba de objetos microscópicos como los átomos y las partículas elementales, o cuando había que pasar a las escalas astrofísicas. El hecho de que la inestabilidad imponga asimismo una ampliación de la mecánica clásica resulta del todo inesperado. Tanto más inesperado cuanto que esa ampliación atañe igualmente a la mecánica cuántica. En este caso las inestabilidades asociadas a las resonancias también desempeñan un papel primordial. Rematan en una transformación de la formulación misma de la teoría cuántica, y contribuyen a dilucidar la paradoja fundamental de la mecánica cuántica.

IV

Cuando nos volvemos hacia la mecánica cuántica, enfrentamos, en efecto, una situación extraña. Como es sabido, la mecánica cuántica ha obtenido éxitos notables. Y sin embargo, setenta años después de la formulación de sus principios fundamentales, los debates siguen siendo acalorados²⁵ y sus más grandes especialistas comparten un sentimiento de malestar.

¡Richard Feynman confesó un día que nadie "entiende" la teoría cuántica! Es un caso único en la historia de las ciencias. Algunos elementos permitirán entenderlo mejor. La magnitud central es la función de onda Ψ , que desempeña un papel similar al de la trayectoria en mecánica clásica. La ecuación fundamental, la ecuación de Schrödinger, describe la evolución de la función de onda en el curso del tiempo. Transforma la función de onda $\Psi(t_0)$, —dada en el instante inicial t_0 , en función de onda $\Psi(t)$ en el tiempo t , exactamente como, en mecánica clásica, las ecuaciones del movimiento llevan de la descripción del estado inicial de una trayectoria a cualquiera de sus estados en otros instantes.

La ecuación de Schrödinger, como la de Newton, es determinista y de tiempo reversible. Un mismo abismo separa entonces la descripción cuántica y la descripción dinámica clásica de la descripción evolucionista asociada a la entropía. Sin embargo, al contrario de lo que sucede en mecánica clásica, donde es posible observar trayectorias, la función de onda no es observable. Siguiendo su interpretación física, la función de onda Ψ es una *amplitud de probabilidad*.

Ello significa que el cuadrado $|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$ (Ψ tiene una parte imaginaria y una parte real, y Ψ^* es el complejo conjugado de Ψ) corresponde a una probabilidad. La marcaremos ρ . Existen definiciones más generales de la probabilidad cuántica en términos de *conjuntos* obtenidos por superposición de diferentes funciones de onda. A estos conjuntos se los denomina "mezclas", por oposición a los "casos puros", caracterizados por una función de onda única.

La hipótesis fundamental de la teoría cuántica es que todo problema dinámico debe poder resolverse en términos de amplitudes de probabilidad, así como en mecánica clásica todo problema debería resolverse en términos de trayectorias individuales. En el caso cuántico, empero, la atribución de propiedades a la materia implica una operación suplementaria: hay que pasar de las amplitudes a las probabilidades propiamente dichas. Con el fin de entender este problema, consideremos un ejemplo simple, una situación donde la energía puede adoptar dos valores: E_1 y E_2 . Una vez medida la energía del sistema, atribuimos a éste la función de onda u_1 o u_2 conforme al valor observado de la energía. Pero antes de efectuar la medición, la función de onda del sistema corresponde a una superposición lineal $\Psi = c_1 u_1 + c_2 u_2$.

La función está por lo tanto bien definida, y estamos ante un caso puro. En esta situación el sistema no está en el nivel 1 ni en el nivel 2, sino que participa en ambos. Según la mecánica cuántica, una medición efectuada sobre un conjunto de sistemas caracterizados por esta función de onda acabará por medir E_1 o E_2 , con probabilidades dadas respectivamente por el cuadrado de las amplitudes $|c_1|^2$ y $|c_2|^2$. Esto significa que, habiendo partido de un caso puro, es decir de un conjunto de sistemas representados todos por la misma función de onda Ψ , desembocamos en una mezcla, en un conjunto de sistemas representados por dos funciones de onda distintas, u_1 y u_2 .

Este paso del caso puro a la mezcla se denomina "reducción" de la función de onda.

Parece entonces que la mecánica cuántica nos impone el paso de las *potencialidades*, descritas por la función de onda Ψ , a las *actualidades* que medimos. Pero, ¿a qué corresponde dicho paso? Es ajeno a la evolución descrita por la ecuación de Schrödinger, que, como dijimos, describe la transformación de una función de onda en otra y no la de un caso puro en una mezcla. Se sugirió a menudo que esta última transformación resulta de nuestras mediciones. Es el punto de vista que Weinberg expresa en el extracto citado en la primera sección de este capítulo. Con el fin de destacar la analogía entre esta interpretación y la que atribuye la responsabilidad de la flecha del tiempo a la imperfección humana, hablamos de "Paradoja cuántica": ¿de qué manera una acción humana como la observación puede ser responsable de la transición de potencialidades a actualidades? ¿La evolución del Universo sería diferente si estuvieran ausentes los hombres o los físicos?

En su Introducción a *The new physics*, Paul Davies escribe: «En último término la mecánica cuántica propone un procedimiento totalmente satisfactorio para predecir los resultados de la observación de microsistemas, pero, al preguntar lo que de verdad sucede cuando tiene lugar una observación, ¡Desembocamos en sinsentidos! Los intentos para salir de esta paradoja van desde ideas raras, como los Universos múltiples de Hugh Everett, a ideas místicas, como el papel de la conciencia del observador, invocado por John von Neumann y Eugene Wigner. Tras medio siglo de discusiones, el debate sobre la observación cuántica mantiene su vivacidad. Los problemas de la física de lo muy pequeño y de lo muy grande son formidables, pero es posible que esa frontera —la interfase del intelecto y la materia— sea el legado más provocativo de la Nueva Física».²⁶

La cuestión de la interfase entre espíritu y materia ya estaba presente en la física clásica: en la paradoja del tiempo. Si la flecha del tiempo debe atribuirse al punto de vista humano respecto de un mundo regido por leyes temporales simétricas, la adquisición misma del conocimiento se torna paradójica, ya que *cualquier medición supone un proceso irreversible*. Si algo podemos aprender acerca de un obje-

to temporalmente reversible es sólo gracias a los procesos irreversibles que implica toda medición, ya sea en el nivel del aparataje (por ejemplo, una reacción fotoquímica) o en el nivel de nuestros mecanismos sensoriales. Análogamente, en mecánica clásica, cuando preguntamos cómo incluir la observación del mundo en la descripción, desembocamos en un sinsentido, como dice Davies. La única diferencia es que esta intrusión de la irreversibilidad fue percibida como un problema menor por la física clásica, y el éxito de esta física no autorizaba dudas en cuanto a su carácter objetivo. La situación es asaz diferente en mecánica cuántica, puesto que la inclusión de la medición en la descripción fundamental de la Naturaleza es exigida por la estructura misma de la teoría, por su irreductible dualidad: por un lado, la ecuación de Schrödinger; por otro, la reducción de la función de onda. En 1947, en una carta a Markus Fierz, el gran físico Wolfgang Pauli destacaba las extrañas consecuencias de esa estructura dualista: «Algo se produce verdaderamente sólo cuando se efectúa una observación y en conjunción con ella... aumenta la entropía. Entre las observaciones no se produce nada en absoluto».²⁷

Sin embargo, el papel en que escribimos se aja y amarillea, observémoslo o no. ¿Cómo resolver esta paradoja? Además de las posiciones extremas que Davies menciona hay que citar la interpretación llamada de Copenhague, propuesta por Niels Bohr. Sumariamente, Niels Bohr considera que la interrogante sobre qué tipos de procesos dinámicos son responsables de la reducción de la función de onda no se debe plantear. La función de onda carecería de sentido sin un aparato de medición. Según él, debemos tratar de manera *clásica* este aparato de medición que nos sirve de intermediario con el mundo cuántico. Imaginemos un sacerdote o un chamán en comunicación con otro mundo: en la medida en que podemos entenderlos, los mensajes que nos transmiten tienen un sentido para nosotros, pero seríamos incapaces de remontarnos hasta las fuentes que los engendraron en ese otro mundo. De igual modo, Bohr sugería soslayar el conferir un valor explicativo a la función de onda, evitar pensar que rinde cuenta del mundo cuántico: no representa al otro mundo, sino nuestras posibilidades de comunicarnos con él.

La interpretación de Bohr es fascinante, pero su definición del instrumento como intermediario "clásico" no es satisfactoria. ¿Qué prescripciones definen la posibilidad de que un sistema físico o físico-químico pueda ser utilizado como instrumento de medición? ¿Basta que *nosotros* decidamos tratarlo de la manera clásica? ¿Acaso la mecánica cuántica no es universal? ¿Dónde se detienen las reglas cuánticas? El colaborador más cercano de Niels Bohr, León Rosenfeld, era consciente de esa debilidad de la interpretación de Copenhague. Consideraba dicha interpretación como una primera etapa, y pensaba que la siguiente consistiría en una interpretación dinámica realista del papel del instrumento de medición. Hacia el fi-

nal de su vida tal convicción lo llevó a colaborar con nuestro grupo. Las publicaciones resultantes anuncian ya el enfoque descrito en este libro.²⁸

Otros físicos propusieron identificar el instrumento de medición con un dispositivo macroscópico. Según ellos, el concepto de dispositivo macroscópico se asocia al de aproximación. Por razones prácticas seríamos incapaces de localizar las propiedades cuánticas del aparato. Pero la posibilidad misma de la medición depende entonces de nuestras aproximaciones. Si fuéramos capaces de eliminar las aproximaciones, el aparato ya no serviría como instrumento de medición. Se ha sugerido también que el aparato sea definido como un sistema cuántico abierto, en interacción con el mundo.²⁹

Perturbaciones contingentes y fluctuaciones provenientes del entorno destruirían las propiedades cuánticas del sistema y serían por ende responsables de la medición. Pero, ¿qué significa la noción de "entorno"? ¿Quién opera la distinción entre un objeto y su entorno? En último término, dicha distinción es sólo una versión disfrazada de la posición de John von Neumann, según la cual somos *nosotros*, por nuestra acción, quienes procedemos a la reducción de la función de onda.

En su excelente libro *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*,³⁰ J. Bell expresó con energía la necesidad de eliminar el elemento subjetivo así asociado con la mecánica cuántica. Esta necesidad se deja sentir con tanto mayor intensidad cuanto que hoy la mecánica cuántica es una herramienta indispensable para explorar el Universo en sus primeras etapas de existencia, vecinas del Big Bang. ¿Quién mide entonces el Universo? Nos lo recuerda Murray Gell-Mann en su último libro, *The quark and the jaguar*.

Sin embargo, la solución que propone —la introducción de una descripción de trazos gruesos (*coarse grained*) de las historias cuánticas del Universo— vuelve nuevamente a postular una aproximación como solución de un problema fundamental.

La descripción a trazos gruesos suprime los términos de interferencia que dan testimonio de la diferencia entre casos puros —representados por una sola función de onda superpuesta a las amplitudes de probabilidad (en el ejemplo citado más arriba $\Psi = c_1 u_1 + c_2 u_2$)— y mezcla.

Si desdeñamos dichos términos de interferencia, se resuelve el problema: se torna innecesario pasar de la potencialidad a la actualidad. Toda medición se limita a localizar los distintos ingredientes de la mezcla. Pero, ¿por qué razón podrían desdeñarse los términos de interferencia? ¿Cómo justificar la elección de limitarse, especialmente en cosmología, a una descripción grosera?

En numerosas aplicaciones importantes de la mecánica cuántica los términos de interferencia —el hecho de que la función de onda al cuadrado no sea la suma de probabilidades de los diferentes resultados posibles de medición— desempeñan un papel central. ¿Según qué criterio podríamos decidir si se requiere una des-

cripción cuántica exacta o si basta una descripción que suprima los términos de interferencia? ¿Es posible resolver verdaderamente la cuestión de la articulación entre mecánica cuántica y cosmología, y la del papel del observador, recurriendo a aproximaciones? Por lo demás, ¿cómo entender dicha actitud en un autor que afirma, como vimos, que la mecánica cuántica es el marco en el cual debe entrar toda teoría física contemporánea?

Los diferentes intentos de solución al problema de la medición son entonces poco satisfactorios. Y más aún porque no ofrecen perspectiva nueva alguna, ninguna posibilidad de predicción que pudiese ponerse a prueba. Nuestra conclusión se acerca a la de numerosos especialistas de la teoría cuántica, como A. Shimony³¹ y B. Espagnat.³²

Según ellos, sólo una innovación radical, que, no obstante, debería conservar todos los resultados de la mecánica cuántica, podría eliminar las dificultades asociadas a la estructura dualista de la teoría. Señalemos finalmente que el problema de la medición no es un problema aislado. Como destacaba León Rosenfeld, la noción de medición está intrínsecamente asociada a la irreversibilidad. Y ocurre que en mecánica cuántica no hay lugar para procesos irreversibles, estén o no asociados a mediciones. Desde este punto de vista la situación es totalmente similar a la que presentamos para la mecánica clásica (sección III) y, como veremos, también la solución que propondremos será semejante. Otra vez la inestabilidad acapara el papel central.

Sin embargo, el caos determinista —es decir, las trayectorias divergentes de manera exponencial— no se puede trasponer a la mecánica cuántica, donde no hay trayectorias sino funciones de onda. En cambio, la inestabilidad asociada a las resonancias de Poincaré conserva un sentido preciso, tanto en mecánica cuántica como en mecánica clásica.

Nuestro enfoque nos conduce a incorporar las resonancias de Poincaré en la descripción estadística. Obtenemos entonces términos difusivos ajenos a la mecánica cuántica formulada en términos de funciones de onda. Al igual que en mecánica clásica, el objeto central de la mecánica cuántica pasa a ser la probabilidad ρ (denominada también "matriz densidad" en mecánica cuántica) y ya no la función de onda Ψ . Así, gracias a las resonancias de Poincaré, realizamos la transición de las amplitudes de probabilidad a las probabilidades propiamente dichas, y sin recurrir a hipótesis no dinámicas incontrolables.

Al igual que en dinámica clásica, la pregunta fundamental es entonces: ¿Cuándo son observables estos términos difusivos? ¿Cuáles son los límites de la teoría cuántica tradicional? La respuesta es semejante a la que presentamos en el caso clásico (sección III), y análogamente —a la espera de las experiencias de laboratorio—, nuestras predicciones fueron verificadas mediante simulaciones numéricas. Abreviando, los términos difusivos se tornan dominantes en las interacciones

persistentes. En otras palabras, podemos definir de manera rigurosa lo que una hipótesis como la de Gell-Mann dejaba en la sombra: podemos explicitar los criterios que diferencian las situaciones donde la función de onda (y los términos de interferencia que ella implica) debe ser conservada, de aquellas situaciones donde la descripción es irreductiblemente probabilista y ya no puede remitirse a una descripción en términos de función de onda. Correlativamente, la dinámica cuántica así extendida conduce entonces a la destrucción de las interferencias. La cuestión de la medición encuentra por lo tanto su solución, y la mecánica cuántica es interpretada de manera realista: ya no necesitamos la reducción de la función de onda, porque las leyes dinámicas se escriben en términos probabilistas y no en términos de funciones de onda. El observador no juega un papel particular, pero el instrumento de medición debe responder a un criterio preciso: debe presentar una simetría temporal rota. La "interfase" entre intelecto y materia que menciona Davies pierde su misterio: la condición necesaria para nuestra comunicación con el mundo físico, así como para nuestras comunicaciones con otros humanos, es una flecha común de tiempo, una definición *común* de la distinción entre pasado y futuro.

La inestabilidad desempeña entonces una función central tanto en mecánica clásica como en mecánica cuántica. Nos obliga a extender la formulación y el alcance de ambas. Tal vez la posibilidad de una formulación unificada de la teoría cuántica sea la más espectacular, pues interviene en un apasionado debate desde hace más de sesenta años, pero la necesidad de una extensión de la teoría clásica es sin duda el resultado más inesperado. Estoy consciente de que esta extensión constituye una ruptura con una tradición secular, una tradición en la que la noción de trayectoria llegó a confundirse con una evidencia del sentido común. Se entiende que la noción de trayectoria subsiste, pero cobra un nuevo sentido en el seno de una concepción probabilista. El hecho de que la aplicación de técnicas matemáticas recientes a los sistemas inestables lleve a los resultados descritos en este libro no es una coincidencia: es la condición de la incorporación del carácter evolutivo de nuestro Universo en nuestra descripción física fundamental.

V

Llegamos así al término de este capítulo. Lo empezamos con Epicuro y Lucrecio, con el artificio del *clinamen*, requisito de la aparición de novedades. En adelante podemos dar una significación precisa a ese concepto forjado hace dos mil quinientos años. En efecto, una forma de *clinamen* era necesaria para una descripción coherente. Si nuestro mundo tuviera que ser entendido sobre la base del modelo de los sistemas dinámicos estables, no tendría nada en común con el mundo que nos rodea: sería un mundo estático y predecible, pero no estaríamos allí para formular las predicciones. En el mundo que es nuestro descubrimos fluctuaciones, bifurcaciones e inestabilidades en todos los niveles. Los sistemas estables conducentes a certidumbres corresponden a idealizaciones, aproximaciones. Una vez más, la situación en que estamos fue anticipada por Henri Poincaré. En un pasaje donde discute la significación de la ley de la conservación de la energía, desemboca en una conclusión que puede aplicarse también a la segunda ley de la termodinámica, la ley del incremento de entropía.

Poincaré escribe que dicha ley «Sólo puede tener una significación: que existe una propiedad común a todos los posibles; pero en la hipótesis determinista hay un solo posible y consecuentemente la ley ya no tiene sentido. Por el contrario, en la hipótesis indeterminista cobraría un sentido, incluso si se quisiera entenderlo en un sentido absoluto; aparecería como un límite impuesto a la libertad. Pero esa palabra me advierte que me extravió y que voy a salir del campo de las matemáticas y de la física».³³

Hoy no tenemos temor de la "hipótesis indeterminista". Es la consecuencia natural de la teoría moderna de la inestabilidad y el caos. Y otorga una significación física fundamental a la flecha del tiempo, sin la cual somos incapaces de entender los dos rasgos principales de la Naturaleza: su unidad y su diversidad. La flecha del tiempo, común a todas las partes del Universo, da testimonio de dicha unidad. Tu futuro es mi futuro, el futuro del Sol y de cualquier otra estrella. En cuanto a la diversidad, piensa en el cuarto en que escribo: el aire, mezcla de gases, ha logrado un relativo equilibrio térmico y se encuentra en un estado de desorden molecular; pero también existen esas espléndidas flores arregladas por mi esposa, que son objetos alejados del equilibrio, objetos altamente organizados gracias a procesos irreversibles de no-equilibrio. Ninguna formulación de las leyes de la física que ignore el papel constructivo del tiempo podrá jamás satisfacer nuestra necesidad de entender la Naturaleza.

CAPÍTULO II ¿SOLO UNA ILUSION?

I

Los resultados presentados en este libro maduraron lentamente. Hace hoy cincuenta años que publiqué mi primer artículo sobre la termodinámica de no-equilibrio. Ya en dicho trabajo destacaba el papel constructivo de la irreversibilidad.¹

A mi entender era la primera publicación que planteaba el problema de la autoorganización vinculado al distanciamiento del equilibrio. Luego de tantos años, me pregunto a menudo por qué la cuestión del tiempo me sedujo siempre con tal intensidad. Pero también me pregunto por qué demoré tantos años en establecer el vínculo entre irreversibilidad y dinámica. Aquí no corresponde presentar la historia de cincuenta años de termodinámica y mecánica estadística. Sólo intentaré explicar mi motivación e insistir en las dificultades que encontré en el camino. Siempre pensé que la ciencia era un diálogo con la Naturaleza. Como en todo diálogo genuino, las respuestas suelen ser inesperadas. Quisiera compartir con el lector el sentimiento de excitación y de asombro que mis colegas y yo experimentamos en el curso de la exploración de los problemas del tiempo y del determinismo.

En mis años de adolescencia me atraían la arqueología, la filosofía y la música. Mi madre contaba que aprendí a leer partituras antes de aprender a leer textos.

Cuando ingresé en la universidad, ipasaba muchas más horas ante el piano que en las salas de clase! Los temas que me interesaban siempre fueron aquellos donde el tiempo desempeñaba un papel esencial, ya fueran el surgimiento de civilizaciones, los problemas éticos relativos a la libertad humana o la organización temporal de los sonidos en música. Pero acechaba la amenaza de la guerra y pareció más razonable dirigirme a una carrera en las ciencias "duras". Y entonces emprendí el estudio de física y de química en la Universidad libre de Bruselas. Después de tantos años no puedo recordar con exactitud mis reacciones, pero me parece que sentí asombro y frustración. En física, el tiempo era considerado un simple parámetro geométrico. Más de cien años antes de Einstein y Minkowski, en 1796, Lagrange había bautizado la dinámica como "geometría de cuatro dimensiones".²

Einstein aseveraba que el tiempo asociado a la irreversibilidad era una ilusión. Debido a mis primeros intereses me resultaba imposible aceptar esa conclusión, pero incluso hoy sigue viva la tradición de un tiempo espacializado. Stephen Hawking³ por ejemplo, en su célebre libro, para eliminar cualquier distinción entre

tiempo y espacio, introduce un "tiempo imaginario"... Lo examinaremos en el capítulo VIII.

Por supuesto que no soy el primero en sentir que dicha espacialización del tiempo era incompatible con el Universo evolutivo que observamos y con nuestra experiencia humana. Ese fue, por otra parte, el punto de partida del filósofo Henri Bergson, para quien «El tiempo es invención o no es nada en absoluto».⁴

Ya cité el artículo "*Le possible et le réel*", obra bastante tardía, que escribió en 1930 con ocasión de su premio Nobel. En ella Bergson habla del tiempo como «*brote efectivo de novedad imprevisible*»⁵, manifiesto en nuestra experiencia de la libertad humana, pero también en la indeterminación de las cosas. En consecuencia, lo posible es "más rico" que lo real. El Universo que nos rodea debe ser entendido a partir de lo posible, no a partir de un estado inicial cualquiera del cual pudiera de alguna manera deducirse. Al final del capítulo I vimos que la cuestión de lo posible también molestaba a Henri Poincaré. Fue el tema motor de la obra filosófica de A. N. Whitehead y de su principal trabajo: *Procés et réalité*⁶, Whitehead postulaba que en toda cosmología racional lo posible debía convertirse en una categoría primordial; de lo contrario, nada podía evitar la "bifurcación de la Naturaleza", escindida entre experiencia humana y mundo pasivo. La visión del mundo inspirada en la ciencia clásica le parecía un ejemplo del error a que conduce la atribución capciosa de un carácter concreto a una abstracción. Representar la Naturaleza a partir de la abstracción físico-matemática derivada del estudio de los cuerpos en movimiento impide otorgar un sentido a la noción de "creatividad". Para Whitehead la creatividad era, por el contrario, una categoría cosmológica, el principio decisivo de toda novedad.

Podría continuar esta enumeración, citar a Heidegger y a muchos otros. Como escribió el gran físico A. S. Eddington, «El tiempo ocupa la posición crucial en todo intento de construir un puente entre los campos de experiencia que pertenecen a las dimensiones espirituales y a las dimensiones físicas».⁷

Y sin embargo, en vez de ser el emplazamiento para construir ese puente, el punto de encuentro de reflexiones serenas, el tiempo ha sido objeto de polémicas y rivalidades desde los pensadores griegos hasta hoy. Para la ciencia, la cuestión del tiempo fue resuelta con Newton y Einstein, en tanto que para la mayoría de los filósofos la solución de este asunto sólo interesa a la metafísica y escapa a la física.

Mi convicción era diferente. Me parecía que, en lo concerniente al tiempo, negar toda pertinencia de la física era pagar un precio demasiado elevado. Después de todo, la ciencia es un ejemplo único de diálogo fructuoso entre el hombre y la Naturaleza. ¿Tal vez la ciencia había reducido el tiempo a un parámetro geométrico por haberse acantonado en el estudio de problemas simples? Es innecesario ampliar ese concepto del tiempo cuando se trata de un péndulo desprovisto de fric-

ción. Pero al encontrar sistemas complejos, ¿no debería la ciencia modificar su concepción del tiempo? A menudo me venía a la mente un ejemplo relacionado con la arquitectura: no hay gran diferencia entre un ladrillo iraní del siglo V a.C. y un ladrillo neogótico del siglo XIX; pero, ¡Qué diferencia entre los edificios construidos con esos ladrillos, entre los palacios de Persépolis y la Gedächtniskirche de Berlín! ¿No sería el tiempo una propiedad emergente? Pero entonces había que descubrir sus raíces. Jamás la flecha del tiempo surgirá de un mundo regido por leyes temporales simétricas. Adquirí la convicción de que la irreversibilidad macroscópica era la expresión de un carácter aleatorio del nivel microscópico. ¿Cuál era el origen de ese carácter aleatorio? Estaba entonces muy lejos de las conclusiones resumidas en el capítulo anterior, donde la inestabilidad impone una reformulación de las leyes fundamentales clásicas y cuánticas, incluso en el nivel microscópico. En resumen, mi pregunta primordial era: ¿cuál es, en física, el papel del tiempo en tanto vector de la irreversibilidad?

II

En ese estado de ánimo, era natural que me volviese hacia la termodinámica, especialmente porque había en Bruselas una escuela de termodinámica activa, fundada por Théophile de Donder (1870-1957).

En el capítulo anterior mencioné la formulación clásica del segundo principio, debida a Clausius. Se funda en una desigualdad: la entropía de un sistema *aislado* aumenta de manera monótona en el curso del tiempo hasta alcanzar su máximo valor, correspondiente al equilibrio termodinámico. Así, la variación de la entropía en el curso del tiempo se puede escribir $dS > 0$ (donde S es la entropía). ¿Cómo extender dicho enunciado para incluir los casos donde los sistemas no están aislados sino que intercambian energía y materia con el mundo circundante? Debemos distinguir entonces dos términos en la variación de entropía dS : el primero, $d_e S$, describe la transferencia de entropía a través de las fronteras del sistema y puede ser positivo o negativo según el tipo de intercambio; el segundo, $d_i S$, es la entropía producida al interior del sistema.

En consecuencia, podemos escribir $dS = d_e S + d_i S$. El segundo principio de la termodinámica afirma que, sean cuales sean las condiciones en los límites, la producción de entropía $d_i S$ es positiva (o nula en equilibrio). Los procesos irreversibles crean entropía. De Donder fue más lejos: expresó la producción de entropía por unidad de tiempo, $P = d_i S/dt$, en función de las velocidades y fuerzas de los diferentes procesos irreversibles (reacciones químicas, difusión, etc.) al interior del sistema. De hecho, sólo consideró las reacciones químicas,⁸ pero la generalización era fácil.⁹

Sin embargo, el mismo De Donder no avanzó mucho en esa dirección. Se limitó al equilibrio y a la vecindad del equilibrio. Con todo, su trabajo fue un paso importante hacia la formulación de una termodinámica de no equilibrio, aunque esa pesquisa permaneciera largo tiempo sin frutos. Todavía recuerdo la hostilidad que generó ese trabajo. La gran mayoría de los científicos juzgaba que la termodinámica debía limitarse de manera *estricta* al equilibrio. En opinión de W. Gibbs y G.N. Lewis —el más célebre de los termodinamistas de la época—, la irreversibilidad asociada a un tiempo unidireccional era una herejía. Lewis hasta llegó a escribir que «veremos que casi en todas partes el físico logra depurar su ciencia del empleo de un tiempo unidireccional... ajeno al ideal de la física».¹⁰

Muy pronto tuve la oportunidad de padecer esa hostilidad. En 1946 organicé el primer encuentro de *Statistical Mechanics and Thermodynamics*, bajo los auspicios de la IUPAP (International Union for Pure and Applied Physics). Esos encuentros se sucedieron con regularidad y cuentan hoy con una participación numerosa, pero en esa época éramos un pequeño grupo, alrededor de treinta o cuarenta personas. Presenté un informe sobre la termodinámica irreversible.

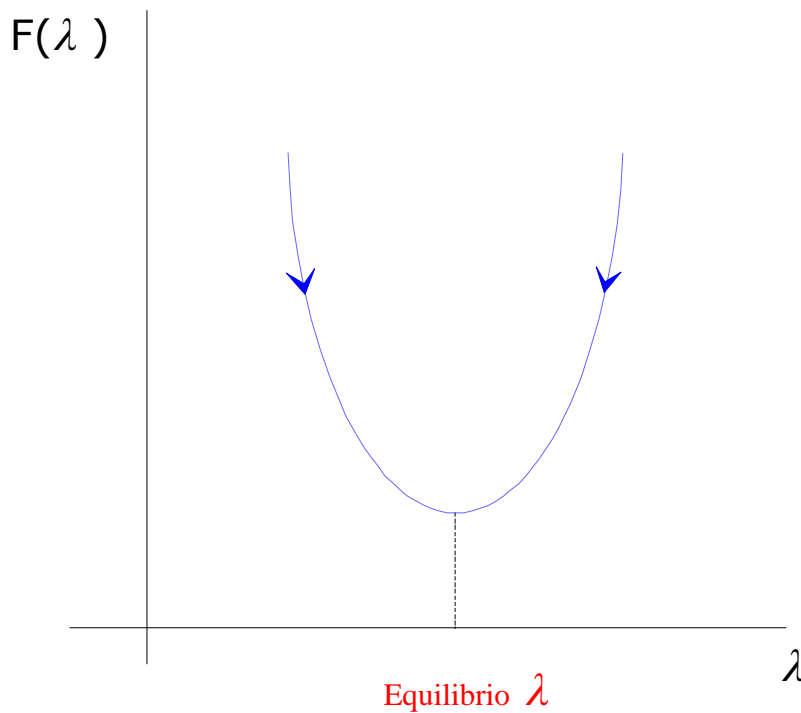


Figura II-1

La energía libre como función de un parámetro λ puede ser la concentración de un reactivo del sistema. El mínimo de energía libre define el estado de equilibrio.

Después de mi exposición, el mayor experto en la materia hizo el siguiente comentario:

«—Me asombra que este joven esté tan interesado en la física de no-equilibrio. Los procesos irreversibles son transitorios. ¿Por qué no esperar y estudiar el equilibrio, como todo el mundo?»

Quedé tan sorprendido que no tuve la presencia de ánimo para contestarle:

«—Pero nosotros también somos seres transitorios. ¿No es natural interesarse en nuestra humana condición común?» Toda la vida he sido blanco de la hostilidad que el tiempo unidireccional suscita entre los físicos. En el capítulo anterior, mencioné como se puede procurar la banalización del segundo principio: ello forma parte del "credo" de un gran número de físicos de renombre, actitud que me sorprende siempre.

En derredor nuestro vemos por doquier el surgimiento de estructuras que manifiestan la creatividad de la Naturaleza, para utilizar el término de Whitehead. Mi convicción era que, de un modo u otro, dicha creatividad estaba vinculada a los procesos irreversibles.

Comparemos un cristal y una ciudad. El primero es una estructura de equilibrio y puedes conservarlo en el vacío. La segunda también tiene una estructura muy definida, pero ésta depende de su funcionamiento.

Un centro religioso y un centro comercial no tienen la misma función ni igual estructura. En estos casos la estructura resulta del tipo de interacción con el entorno. Una ciudad moriría si la aisláramos. Estructura y función son inseparables.

También fui influido por el bello libro de Erwin Schrödinger, *What is life?*¹¹

Schrödinger delibera sobre el metabolismo del organismo viviente en términos de producción y flujo de entropía. Cuando un organismo se encuentra en estado estacionario, la entropía permanece constante a lo largo del tiempo. En tal caso, la producción de entropía $d_i S$ debe ser compensada por el flujo de entropía. Podemos por lo tanto escribir:

$$dS = 0 = d_e S + d_i S, \text{ o } d_e S = - d_i S < 0$$

La vida, concluye Schrödinger, se nutre de un «flujo entrópico negativo», pero también se puede decir —y para mí era lo más importante— que la vida está asociada a la producción de entropía y por lo tanto a los procesos irreversibles.

¿De qué manera una estructura —la del organismo viviente o de una ciudad— puede surgir en condiciones de no-equilibrio?

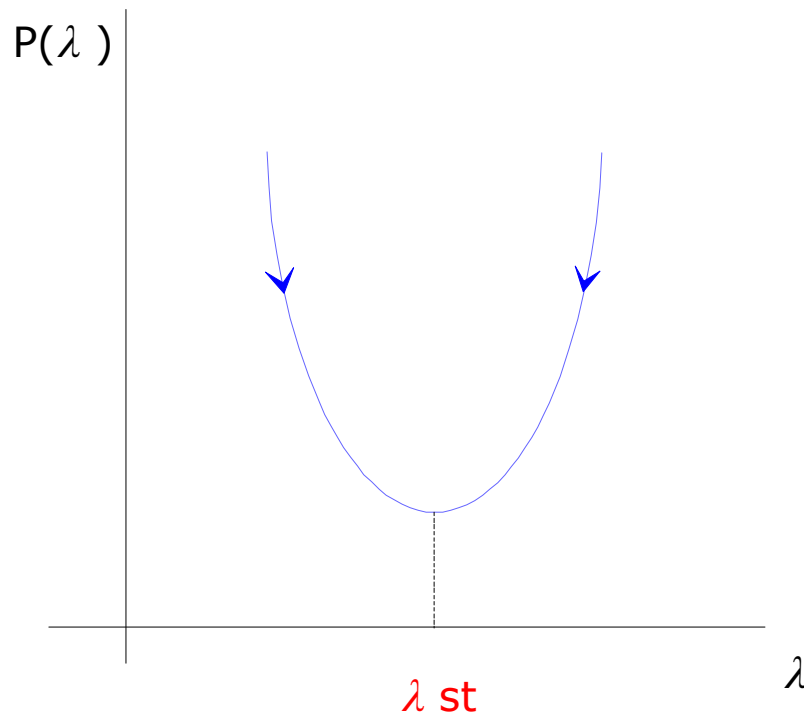


Figura II-2

La producción de entropía por unidad de tiempo $P = d_i S/dt$ como función de un parámetro λ que puede ser la concentración de un reactivo del sistema. El mínimo de P define el estado estacionario.

Al igual que en dinámica, aquí también es crucial la *estabilidad*. En estado de equilibrio termodinámico la entropía alcanza su valor máximo cuando el sistema está aislado. Para un sistema conservado a una temperatura dada, T , tenemos un enunciado similar: en condición de equilibrio la "energía libre" $F = E - TS$ (donde E es la energía y S la entropía) alcanza su valor mínimo. En ambos casos, el valor extremo de la entropía o de la energía libre garantiza que las perturbaciones o las fluctuaciones carezcan de efecto, pues son seguidas de un retorno al equilibrio. La situación recuerda la del péndulo estable (figura 1-2a).

¿Qué sucede en un estado estacionario de no equilibrio? Ya mencionamos un ejemplo: la difusión térmica (sección II, capítulo 1). ¿Es estable el estado estacionario de difusión térmica al igual que el estado de equilibrio? En las situaciones cercanas al equilibrio (el campo de lo que se denomina la termodinámica de no equilibrio *lineal*) la respuesta es afirmativa, pues, como lo mostré en 1945, el es-

tado estacionario corresponde entonces a un mínimo de la producción de entropía $P = d_i S/dt$.¹²

En equilibrio la producción de entropía es nula y en el régimen lineal alcanza su valor mínimo. Esta propiedad garantiza nuevamente la regresión de las fluctuaciones. Sin embargo, como lo muestra el ejemplo de la difusión térmica, aparece un nuevo rasgo notable: el estado estacionario de no-equilibrio hacia el cual un sistema evoluciona espontáneamente puede ser uno de mayor complejidad que el estado de equilibrio correspondiente. En el ejemplo de la difusión térmica, esa mayor complejidad corresponde a una separación parcial, a una selección —por decirlo así— de los constituyentes. Hay muchos otros ejemplos que, como la difusión térmica, asocian a procesos irreversibles la formación de un orden que no podría realizarse en equilibrio. Fue el punto de partida que determinó el eje rector de mis investigaciones.

¿Cómo pasar empero de los resultados establecidos en la vecindad del equilibrio a situaciones distantes del equilibrio? Mi colega Paul Glansdorff y yo trabajamos en ese problema durante años.¹³

Llegamos a un resultado sorprendente: contrariamente a los sistemas en equilibrio o vecinos al equilibrio, los sistemas alejados del equilibrio ya no conducen a un *extremum* de una función como la energía libre o la producción de entropía. En consecuencia, ya no es seguro que las fluctuaciones sean mitigadas. Sólo es posible formular las condiciones *suficientes* de estabilidad que bautizamos "criterio general de evolución". Este criterio pone en juego el mecanismo de los procesos irreversibles cuya sede es el sistema. Mientras que, en equilibrio y cerca del equilibrio, las leyes de la Naturaleza son *universales*, lejos del equilibrio se tornan específicas y dependen del tipo de procesos irreversibles. Esta observación es coherente con la variedad de comportamientos de la materia que observamos en derredor nuestro. Lejos del equilibrio, la materia adquiere nuevas propiedades en que las fluctuaciones y las inestabilidades desempeñan un papel esencial: la materia se vuelve más activa. Hoy existe una abundantísima literatura dedicada a este tema.¹⁴

Me limitaré aquí a un ejemplo simple. Supongamos una reacción química de la forma $\{A\} \rightleftharpoons \{X\} \rightleftharpoons \{F\}$ en la cual $\{A\}$ es un conjunto de productos iniciales, $\{X\}$ un conjunto de productos intermedios y $\{F\}$ un conjunto de productos finales. En equilibrio, tenemos igual número de transiciones de $\{A\}$ hacia $\{X\}$ que de $\{X\}$ hacia $\{A\}$. Igual cosa para $\{X\}$ y $\{F\}$. Es lo que se llama "balance detallado". La relación entre los productos iniciales y finales $\{A\}/\{F\}$ adquiere entonces un valor bien definido que corresponde al máximo de entropía. Consideremos ahora un sistema abierto, un reactor químico. Gracias a un control adecuado de los flujos de materia, podemos fijar los valores de $\{A\}$ y de $\{F\}$. Si apartamos progre-

sivamente la relación $\{A\}/\{F\}$ de su valor de equilibrio, distanciamos del equilibrio al sistema. ¿Qué sucederá entonces con los productos intermedios $\{X\}$? Las reacciones químicas generalmente son no lineales. Para cada valor dado de $\{A\}$ y de $\{F\}$ existen así múltiples soluciones posibles para la concentración de los productos intermedios $\{X\}$. Entre esas soluciones, sólo una corresponde al estado de equilibrio termodinámico y a la entropía máxima. Esta solución se puede prolongar en el campo de no-equilibrio: es la "rama termodinámica". Pero el resultado inesperado es que en general los estados estacionarios pertenecientes a la rama termodinámica se vuelven inestables a partir de una distancia crítica del equilibrio. Allende el primer punto de bifurcación se produce un conjunto de fenómenos nuevos: podemos obtener reacciones químicas oscilantes, estructuras espaciales de no-equilibrio, ondas químicas.

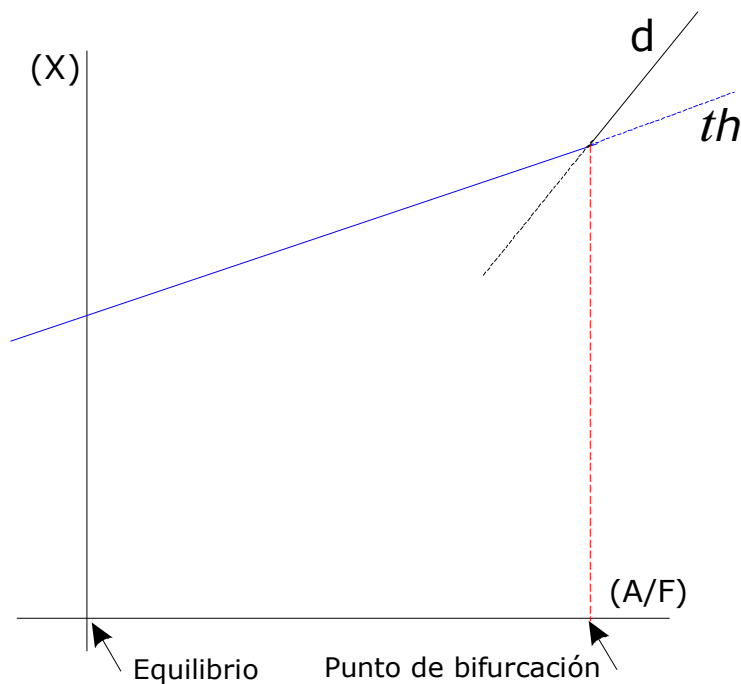


Figura II-3

En el punto de bifurcación definido por un valor determinado de $\{A/F\}$, la rama termodinámica (*th*), caracterizada a partir de la concentración del producto intermedio *X* que le corresponde, se torna inestable cuando una nueva solución (rama *d*) deviene estable.

Hemos designado estas nuevas organizaciones espacio-temporales con el término "estructuras disipativas". A diferencia de la rama termodinámica relacionada en la vecindad del equilibrio con una producción de entropía mínima, las estructuras disipativas generalmente aumentan la producción de entropía.

En química, la termodinámica permite formular las condiciones necesarias para la aparición de estructuras disipativas. Son de dos tipos.

En las estructuras disipativas que se producen en condiciones lejanas al equilibrio hay siempre una distancia crítica más acá de la cual la rama termodinámica es estable.

Las estructuras disipativas implican la existencia de etapas catalíticas. Ello significa que existe, en la cadena de las reacciones químicas, una etapa donde un producto intermedio Y se obtiene a partir de un producto intermedio X, mientras en otra etapa X se produce a partir de Y.

Notemos que estas condiciones son satisfactorias para todo organismo viviente. Las enzimas codificadas en el material genético aseguran una riqueza y multiplicidad de reacciones catalíticas sin equivalente en el mundo inorgánico. Sin ellas el material genético sería letra muerta.

Tuvimos mucha suerte: poco después de nuestra conclusión teórica, los resultados experimentales confirmaron nuestra predicción de las múltiples posibilidades que surgen en la cinética química lejos del equilibrio. Pienso especialmente en la reacción de Belousov-Zhabotinski, ejemplo espectacular de oscilaciones químicas producidas en fase líquida lejos del equilibrio. No describiré aquí dicha reacción. Sólo quiero evocar nuestra admiración cuando vimos que esa solución reactiva se tornaba azul, y luego roja, y nuevamente azul... Hoy se conoce un buen número de otras reacciones oscilantes,¹⁵ pero la reacción de Belousov-Zhabotinski conserva su importancia histórica. Fue la prueba de que lejos del equilibrio la materia adquiere nuevas propiedades. Miles de millones de moléculas evolucionan conjuntamente y esta coherencia se manifiesta por el cambio de color de la solución. Ello indica que en condiciones de no equilibrio aparecen correlaciones de largo alcance que no existen en estado de equilibrio. Metafóricamente, es lícito decir que en estado de equilibrio la materia es *ciega*, en tanto que lejos del equilibrio empieza a *ver*. Y esta nueva propiedad, esta sensibilidad de la materia a sí misma y a su entorno, está vinculada a la disipación asociada con los procesos irreversibles.

Los progresos de la química lejos del equilibrio han sido espectaculares. Durante estos últimos años se observaron estructuras espaciales de no equilibrio.¹⁶

Las había anunciado el gran matemático Alan Turing en el contexto de la morfogénesis.¹⁷

Sabemos también que al apartar aún más el sistema del equilibrio se pueden producir nuevas bifurcaciones asociadas al caos. Como en el caso del caos determi-

nista de los sistemas dinámicos (capítulo 1, sección III), el comportamiento del sistema se torna entonces errático, sensible a las condiciones iniciales. En pocas palabras, la distancia respecto del equilibrio es un parámetro esencial para describir el comportamiento de la materia, tal como la temperatura lo es para los sistemas en equilibrio. Cuando bajamos la temperatura, observamos una sucesión de transiciones de fase que escenifican los diferentes estados físicos de la materia. De igual modo, en el no-equilibrio podemos observar una sucesión de regímenes de actividad de la materia cuya variedad es mucho mayor que la de los estados físicos gaseoso, líquido y sólido. Nos hemos limitado aquí a la química, pero las estructuras disipativas de no equilibrio se han estudiado en muchos otros campos, por ejemplo en hidrodinámica, en óptica o en los cristales líquidos. Examinemos con mayor detalle el efecto de las fluctuaciones. Es un punto importante, pues, como vimos, cerca del equilibrio las fluctuaciones carecen de consecuencia, en tanto que lejos del equilibrio desempeñan un papel central. Las fluctuaciones son esenciales para los puntos de bifurcación. Nos obligan a abandonar la descripción determinista que se aplica a la termodinámica de equilibrio.

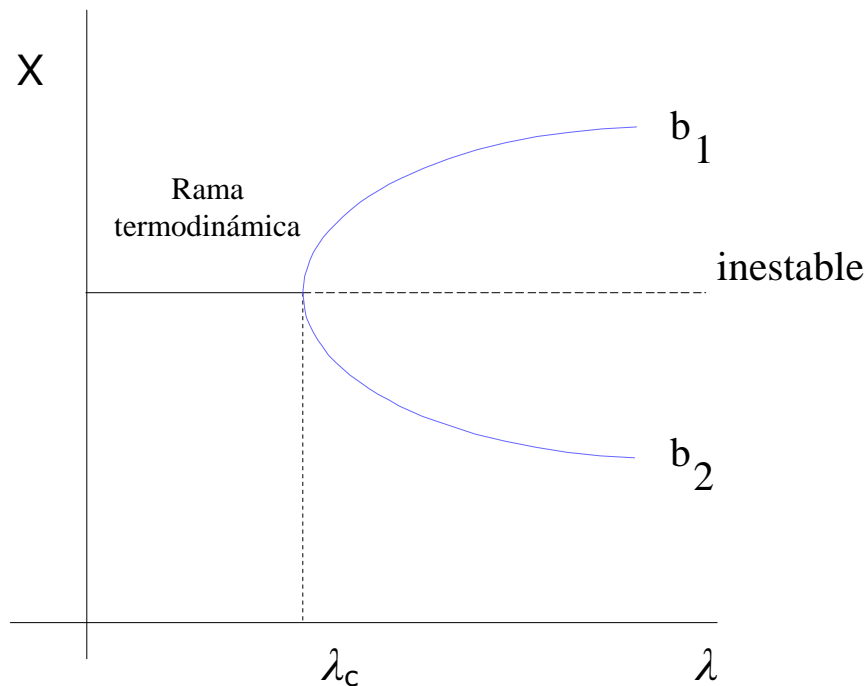


Figura II-4

Bifurcación en horquilla: la concentración del producto intermedio X se representa en función del parámetro λ , que mide la distancia respecto del equilibrio. En el punto de bifurcación λ_c , la rama termodinámica se torna inestable y emerge un par de nuevas soluciones.

El sistema elige, por decirlo así, uno de los regímenes de funcionamiento posibles lejos del equilibrio. El término "elección" significa que nada en la descripción macroscópica permite privilegiar una de las soluciones. Así, se introduce un elemento probabilista irreductible. El ejemplo más simple es la bifurcación en horquilla. En la figura II-4, λ es el parámetro que mide la distancia respecto del equilibrio (la situación de equilibrio es $\lambda = 0$).

La rama termodinámica es estable desde $\lambda = 0$ hasta $\lambda = \lambda_c$. Más allá de λ_c se torna inestable y aparece un par simétrico de soluciones estables nuevas. Las fluctuaciones deciden cuál será elegida. Si suprimiésemos toda fluctuación, el sistema se mantendría en la rama termodinámica inestable. Por otra parte, se han efectuado experimentos para disminuir la fluctuación con el fin de penetrar en la región inestable, pero tarde o temprano se producen fluctuaciones de origen externo o interno y llevan al sistema hacia la rama b_1 o bien hacia la rama b_2 .

Las bifurcaciones son una fuente de rotura de simetría. En efecto, allende λ_c las soluciones de la ecuación poseen generalmente una simetría más débil que las de la rama termodinámica: se rompe la homogeneidad del tiempo (como en las oscilaciones químicas) o del espacio (como en las estructuras de no-equilibrio de Turing), o de tiempo y espacio simultáneamente (como en las ondas químicas). De manera análoga, las estructuras disipativas se diferencian intrínsecamente de su entorno.

En general, observamos una sucesión de bifurcaciones, representadas de manera esquemática en la figura II-5. Dicho esquema hace coexistir zonas deterministas (entre las bifurcaciones) y puntos con comportamiento probabilista (los puntos de bifurcación). Imaginemos un sistema que se hubiera alejado progresivamente del equilibrio en el curso del tiempo. Su evolución tendría un elemento histórico. Por ejemplo, el hecho que observemos el sistema en el estado d_2 implica que atravesó los estados b_1 y c_1 .

A propósito de las estructuras disipativas, podemos hablar de "autoorganización". Incluso si conocemos el estado inicial del sistema, los procesos de los cuales es sede y las condiciones en los límites, no podemos prever cuál de los regímenes de actividad va a elegir este sistema. El alcance de esta observación me sorprendió. ¿Pueden las bifurcaciones ayudarnos a entender la innovación y la diversificación en campos que no sean los de la física y la química?¹⁸

¿Cómo resistir la tentación de aplicar esas nociones a problemas relevantes de la biología, la sociología o la economía? Hemos dado algunos pasos en esa dirección, y en la actualidad numerosos equipos de investigación recorren ese camino en todo el mundo. Sólo en Europa se han establecido durante los últimos diez años más de cincuenta centros interdisciplinarios especializados en el estudio de los procesos no lineales.

Sigmund Freud escribió que la historia de la ciencia es la historia de una progresiva alienación. Copérnico mostró que la Tierra no está en el centro del Universo; Darwin, que somos animales entre otros animales. Y el mismo Freud, que nuestra vida intelectual es consciente sólo en parte. La ciencia, entonces, sería fuente de sucesivas heridas narcisistas.

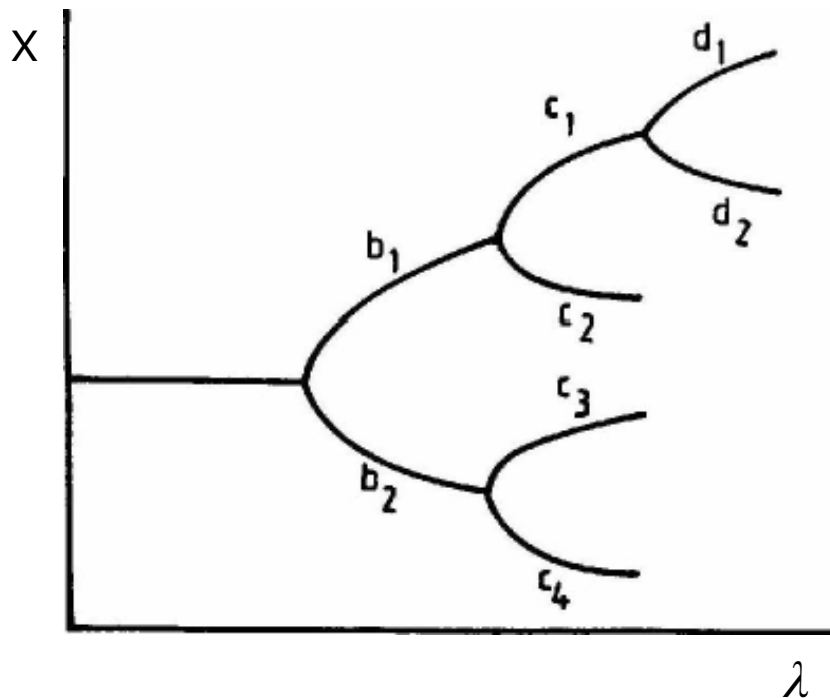


Figura II-5

Bifurcaciones sucesivas en un sistema de no-equilibrio.

Me parece que la física lejos del equilibrio invierte esa perspectiva. La actividad humana, creativa e innovadora, no es ajena a la Naturaleza. Se la puede considerar una ampliación e intensificación de rasgos ya presentes en el mundo físico, que el descubrimiento de los procesos alejados del equilibrio nos ha enseñado a descifrar.

III

Concluamos este capítulo con algunas observaciones generales. Los resultados que hemos presentado muestran que los intentos de trivializar la irreversibilidad, de reducirla a una simple evolución hacia el desorden (ver capítulo I) están necesariamente condenados al fracaso.

En física y en química la flecha del tiempo desempeña un papel esencial en la formación de las estructuras. Pero estamos sólo al comienzo. Hay todavía una gran distancia entre las estructuras más complejas que podemos producir en química —incluso en las situaciones de no-equilibrio— y la complejidad de las estructuras que encontramos en biología. Esta observación debe orientar nuestras investigaciones futuras. En un informe reciente a las comunidades europeas, escribieron C.K Biebracher, G. Nicolis y P. Schuster: «El mantenimiento de la organización en la Naturaleza no es —y no puede ser— asunto que realice una gestión centralizada; el orden sólo puede mantenerse mediante una autoorganización. Los sistemas autoorganizadores permiten la adaptación a las circunstancias ambientales; por ejemplo, reaccionan ante modificaciones del entorno gracias a una respuesta termodinámica que los torna extraordinariamente flexibles y robustos ante las perturbaciones externas. Queremos destacar la superioridad de los sistemas autoorganizadores con respecto a la tecnología humana habitual, que evita cuidadosamente la complejidad y administra de manera centralizada la mayor parte de los procesos técnicos. Por ejemplo, en química sintética las diferentes etapas reaccionales en general se separan cuidadosamente unas de otras, y las contribuciones vinculadas a la difusión de los reactivos son evitadas por remoción. Habrá que desarrollar una tecnología enteramente nueva para explotar el gran potencial de ideas y de reglas de los sistemas autoorganizadores en materia de procesos tecnológicos. Los sistemas biológicos, en que se forman productos complejos con una precisión, una eficacia y una velocidad sin igual, son un buen ejemplo de la superioridad de los sistemas autoorganizadores».¹⁹

Quisiera subrayar la convergencia entre los resultados de la termodinámica de no-equilibrio y la filosofía de Bergson o Whitehead. Lo posible es más rico que lo real. En efecto, la Naturaleza nos presenta la imagen de la creación, de la novedad imprevisible. Nuestro Universo siguió un camino de bifurcaciones sucesivas: habría podido seguir otros. Quizá podamos decir lo mismo de la vida de cada uno de nosotros.

Pero la física de no-equilibrio sólo fue una etapa en el camino que seguí. Los resultados que acabo de presentar me alentaron a plantear una pregunta más fundamental: «¿Cuáles son las raíces del tiempo a nivel microscópico?». En este capítulo hemos recordado el papel de las fluctuaciones. ¿Pero, cómo entender estas

fluctuaciones? ¿Cómo reconciliar su papel con la descripción determinista y reversible, inherente en la formulación tradicional de las leyes de la Naturaleza? Aquí pierde pertinencia la distinción entre procesos disipativos en condición de equilibrio o alejados del equilibrio: está en cuestión la noción misma de proceso disipativo. Retornamos así al tema principal de este libro, presentado en el capítulo anterior: la extensión de las leyes de la Naturaleza que permita incorporar las probabilidades y la irreversibilidad. También este camino fue largo, y los resultados, inesperados. Tal vez la mayor dificultad haya sido de orden psicológico: ¿Cómo osar poner en tela de juicio la mecánica clásica y la mecánica cuántica, construcciones únicas del intelecto humano? ¿Cómo no sospechar a cada paso la existencia de un error de lógica o de matemáticas? Debo confesar que estas dudas me costaron muchas noches en blanco. Sin el apoyo de algunos colegas y la ayuda de jóvenes investigadores apasionados y dedicados, sin duda habría abandonado el proyecto. Henos aquí entonces en el umbral de los problemas a los cuales se consagra este libro.

CAPÍTULO III

DE LAS PROBABILIDADES A LA IRREVERSIBILIDAD

I

Como acabamos de ver, los procesos irreversibles describen propiedades fundamentales de la Naturaleza. Nos permiten entender la formación de estructuras disipativas de no-equilibrio. Estos procesos no serían posibles en un mundo regido por las leyes reversibles de la mecánica clásica o cuántica. Las estructuras disipativas exigen la introducción de una flecha del tiempo, y su aparición sería imposible de entender mediante aproximaciones que introdujéramos en leyes reversibles con respecto al tiempo.

Siempre estuve convencido de que profundizar el origen microscópico de las propiedades disipativas —y, más generalmente, de la complejidad— era uno de los problemas conceptuales más fascinantes de la ciencia contemporánea. La solución presentada en este libro ya fue esbozada en el capítulo I: cuando encaramos sistemas inestables, debemos formular las leyes de la dinámica en el nivel *estadístico*. Ello transforma de manera radical, por cierto, nuestra descripción de la naturaleza, ya que los objetos fundamentales de la física ya no son trayectorias o funciones de onda sino probabilidades. Por largo tiempo vacilé ante esta conclusión radical. La cuestión era saber si debía abandonar la descripción tradicional o si los sistemas inestables exigían sencillamente otra descripción, equivalente a la descripción usual, que así conservaría su validez. De este modo, los sistemas dinámicos inestables habrían conducido a un nuevo tipo de complementariedad. En mi libro *From being to becoming*, escribí: «... en mecánica cuántica existen magnitudes cuya medición no puede efectuarse simultáneamente, por ejemplo las coordenadas y los momentos. (Es el contenido de la relación de incertidumbre de Heisenberg y del principio de complementariedad de Bohr). Aquí también tenemos una complementariedad, esta vez entre la descripción dinámica y la descripción termodinámica».¹

Retrospectivamente, lamento ese enunciado, aunque corresponde a una solución mucho menos radical que la propuesta aquí. En efecto, si existiera más de una descripción posible, ¿quién elegiría la correcta? La existencia de una flecha del tiempo no es una cuestión de conveniencia. Es un hecho impuesto por la observación. Sin embargo, sólo en el curso de estos últimos años hemos podido mostrar que los sistemas dinámicos inestables nos obligaban a una reformulación de la dinámica que constituye ni más ni menos que una extensión de las mecánicas clásica y cuántica. Este capítulo estará dedicado a la descripción de algunos aspectos cruciales que implica este paso.

Desde hace más o menos un siglo sabemos que hasta los procesos probabilistas más simples están orientados en el tiempo. En el capítulo I mencionamos el movimiento browniano asociado al modelo de marcha aleatoria (*random walk*). Otro ejemplo simple es el modelo de las urnas propuesto por P. y T. Ehrenfest.²

Tomemos N objetos (por ejemplo, balotas) distribuidas entre dos urnas A y B. A intervalos regulares (por ejemplo, cada segundo) una balota es elegida al azar y transferida de una urna a la otra. Supongamos que en el instante n haya k balotas en A y, por ende, $N - k$ balotas en B. En el instante $n + 1$ puede haber en A ya sea $k - 1$ balotas, ya sea $k + 1$ balotas.

Las probabilidades de transición están bien definidas. Continuemos el juego. Es legítimo esperar que la transferencia de balotas termine por conducir a una situación donde hay alrededor de $N/2$ balotas en cada urna. Esta distribución estará sujeta a fluctuaciones. Hasta podría suceder que retornásemos a la situación del instante n , cuando había k balotas en la urna A. Sólo podemos describir la aproximación irreversible hacia el equilibrio en el nivel de la distribución de las probabilidades. Sea cual sea el punto de partida, se puede mostrar que la probabilidad $\rho_n^{(k)}$ de encontrar k balotas en una urna luego de n transferencias tiende, para $n \rightarrow \infty$, hacia la distribución binómica $N!/k!(N-k)!$

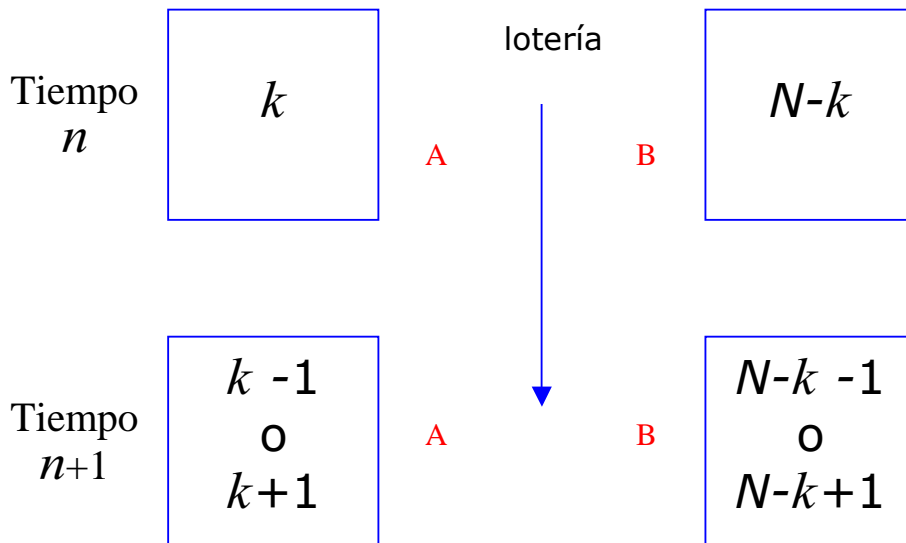


Figura III-1

El modelo de las urnas de Ehrenfest: N balotas están distribuidas entre las urnas A y B. En el instante n , hay k balotas en A, y $n-k$ en B. En el instante siguiente, una balota tomada al azar pasa de la urna donde estaba a la otra.

Esta magnitud adquiere su valor máximo para $k = N/2$, pero permite igualmente describir las fluctuaciones de la distribución.

El modelo de Ehrenfest es un ejemplo de *proceso o cadena de Markov* (gran matemático ruso, el primero que estudió este tipo de proceso probabilista). Acabamos de ver que es fácil deducir la irreversibilidad cuando estamos ante este tipo de proceso probabilista. Pero nuestro problema fundamental es cómo ligar las probabilidades con la dinámica.

Consideremos un sistema regido por la dinámica clásica. ¿Cómo definir el equilibrio que puede alcanzar? ¿Cuál será la forma de la distribución de probabilidad correspondiente? Sean $q_1 \dots q_s$ las coordenadas, y $p_1 \dots p_s$ los momentos de las partículas que constituyen el sistema. Como en el capítulo I, sección III, donde introdujimos el espacio de las fases —cuyas dimensiones son las coordenadas y los momentos—, utilizaremos q para designar todas las coordenadas y p para todos los momentos. Podemos introducir la distribución de probabilidad $\rho(q, p)$ y definir el equilibrio como el estado donde dicha distribución es independiente del tiempo. El lector podrá encontrar en cualquier manual la demostración de que ρ es *independiente del tiempo cuando depende solamente de la energía total del sistema*, vale decir de la suma de la energía cinética, ligada al movimiento de las partículas, y de la energía potencial, ligada a sus interacciones. La energía total expresada en términos de q y de p se denomina *el hamiltoniano* $H(q, p)$. Por definición, la evolución dinámica de un sistema conserva su energía total y por ende su hamiltoniano. Así, es natural que en equilibrio ρ sea función sólo del hamiltoniano.

Un caso particular importante es el de los conjuntos cuyos sistemas poseen la misma energía total E . En este caso, la distribución ρ es nula en todo el espacio de las fases excepto en la superficie $H(q, p) = E$, donde es constante. Dichos conjuntos se denominan "microcanónicos".

Gibbs mostró que satisfacen las leyes de la termodinámica de equilibrio para los sistemas aislados. Estudió igualmente otros conjuntos, como el conjunto canónico donde todos los sistemas interactúan con un tanque a temperatura T (por ejemplo, los sistemas en equilibrio térmico con el entorno).

En este caso, la función de distribución ρ depende exponencialmente del hamiltoniano, es proporcional a $\exp(-H/kT)$, donde k es la constante universal de Boltzmann (que hace del exponente un número sin dimensión).

Cuando se conoce la distribución de equilibrio, podemos calcular todas las propiedades termodinámicas de equilibrio, como presión, calor específico, etc. Incluso podemos ir más allá de la termodinámica macroscópica e incorporar las fluctuaciones. Se suele aceptar que el vasto campo de la termodinámica estadística de equilibrio ya no plantea problemas conceptuales, sino solamente problemas de cálculo que se pueden resolver por simulación numérica. La aplicación de la teoría

de los conjuntos a las situaciones de equilibrio se ha visto entonces coronada por el éxito. Pero, ¿cómo describir *la aproximación al equilibrio* en los sistemas dinámicos?

Si bien se puede considerar bien establecida la mecánica estadística de equilibrio, no sucede lo mismo con la mecánica estadística de no-equilibrio.

Este ámbito sigue siendo el campo de confrontaciones entre la mecánica clásica o la cuántica —que ignoran la irreversibilidad— y la termodinámica, con su segundo principio asociado al incremento de la entropía. ¿Cómo obtener la evolución irreversible de la distribución de probabilidad en circunstancias que se la define en términos de variables dinámicas, regidas por ecuaciones simétricas en relación al tiempo? Nos hallamos en el núcleo del problema resuelto por nuestra extensión de la dinámica. Para precisarlo, presentaré primero algunos resultados que se conocen hace mucho tiempo.³

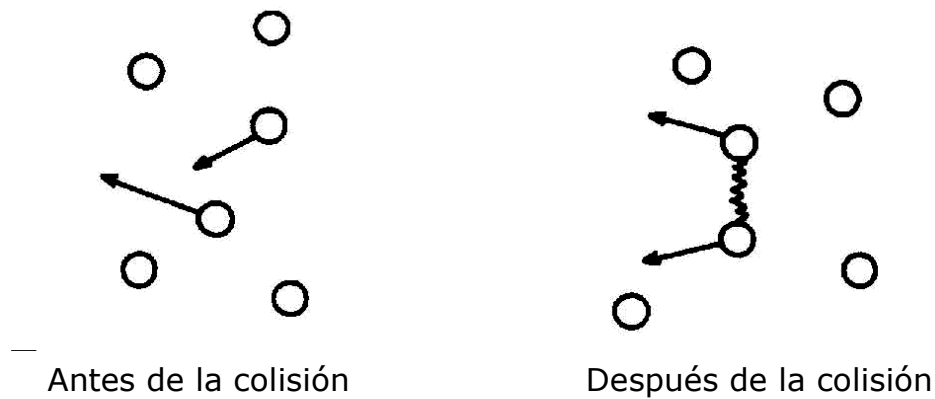


Figura III-2

La colisión entre dos partículas crea una correlación entre ellas (representada por una línea ondulada).

Consideremos un vaso de agua. En el vaso hay un número gigantesco de moléculas (del orden de 10^{23} , escala correspondiente al número de Avogadro). Desde un punto de vista dinámico, se trata de un sistema no integrable en el sentido de Poincaré, pues las colisiones entre las moléculas constituyen resonancias que obstaculizan su representación isomórfica con la de una población de partículas sin interacciones (ver capítulo I). Estas colisiones serán definidas de manera más precisa en el capítulo V, pero aquí las enfocaremos desde una perspectiva intuiti-

va. Podemos describir el agua —constituida por ese número gigantesco de moléculas— en términos de conjuntos, es decir, representarla mediante una distribución de probabilidad ρ . ¿Envejece el agua? Por cierto que no, si consideramos las moléculas individuales, estables en períodos geológicos de tiempo. Sin embargo, a nivel estadístico, podemos hacer manifiesto un orden temporal natural estudiando la *evolución de la distribución de probabilidad por efecto de colisiones*. Aquí la noción central es la de correlación. En el curso del tiempo nacen y se propagan correlaciones. Procuremos primero precisar este mecanismo.

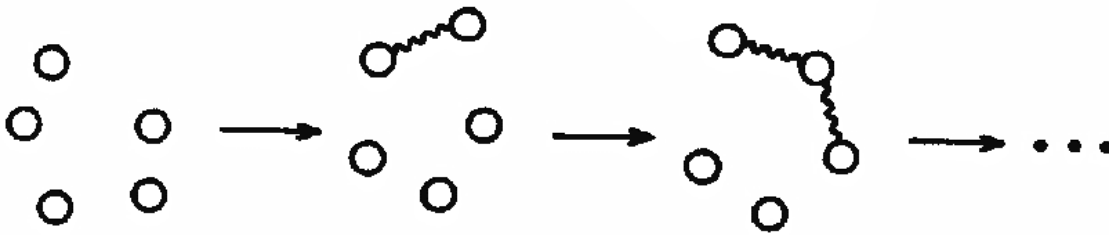


Figura III-3

Flujo de correlaciones: las colisiones sucesivas crean correlaciones binarias, ternarias...

Tomemos una distribución de probabilidad $\rho(x_1, x_2)$ que depende de dos variables: x_1 y x_2 . Si estas variables son independientes, podemos factorizar la distribución, es decir escribir $\rho(x_1, x_2) = \rho(x_1) \rho(x_2)$. La probabilidad $\rho(x_1, x_2)$ es entonces el producto de dos probabilidades. Cuando esta factorización no es posible, las magnitudes x_1 y x_2 están *correlacionadas (corrélées)*. Retornemos a las moléculas del vaso de agua. Las colisiones entre las moléculas tienen dos efectos: tornan más simétrica la distribución de las velocidades y crean correlaciones entre estas moléculas. (Ver figura III-2.)

Pero una partícula correlacionada con otra encontrará seguidamente una tercera. Las correlaciones binarias se transforman entonces en correlaciones ternarias, etc. En consecuencia, tenemos un flujo de correlaciones *ordenado en el tiempo*. La analogía más próxima de ese flujo sería la comunicación entre humanos. Cuando dos personas se encuentran, se comunican. Al separarse recuerdan el encuentro, y reencuentros ulteriores terminarán por diseminar esos efectos. Se puede hablar de flujo de comunicación en una sociedad, tal como hay un flujo de correlaciones en la materia.

Por supuesto, la dinámica impone concebir la posibilidad de procesos inversos que, *destruyendo* las correlaciones, tornan *menos* simétrica la distribución de las velocidades. Este proceso no posee analogía social, pues resulta de la simetría de

las ecuaciones de la dinámica. Necesitamos por lo tanto un elemento que privilegie los procesos que tornan más simétrica la distribución de velocidades.

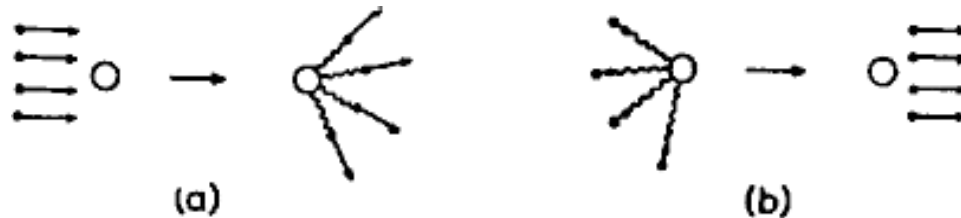


Figura III-4

(a) Las partículas (puntos negros) interactúan con un obstáculo (círculo). Después de la colisión, las velocidades difieren (su distribución se tornó más simétrica) y las partículas están correlacionadas con el obstáculo.

(b) Proceso producido por la inversión de las velocidades del caso (a): luego de una colisión con el obstáculo, se destruyen las correlaciones y todas las partículas adquieren la misma velocidad (distribución menos simétrica).

Como veremos, éste es precisamente el papel de las resonancias de Poincaré. Empezamos a concebir el modo como la irreversibilidad puede aparecer en el nivel estadístico. Se trata de construir una *dinámica de las correlaciones* y ya no una dinámica de las trayectorias. Una condición necesaria es la no integrabilidad en el sentido de Poincaré, ya que si el sistema puede reducirse a un sistema de partículas sin interacciones, no habrá colisiones ni flujo de correlaciones.

La existencia de un flujo de correlaciones orientado en el tiempo, tal como lo representa la Figura III-3, se ha verificado a través de simulaciones numéricas en computadores.⁴

Estas muestran, asimismo, que es posible producir procesos semejantes a la Figura III-4 por inversión simultánea de la velocidad de todas las partículas. Sin embargo, esta inversión del tiempo sólo se puede efectuar por breves períodos, después de lo cual se observa un nuevo flujo de correlaciones que involucra a un número creciente de partículas y conduce el sistema al equilibrio.

Hasta estos últimos años seguían pendientes algunas interrogantes vinculadas a la dinámica de las correlaciones. ¿Cómo justificar que esta formulación manifieste la irreversibilidad en el nivel estadístico, cuando la misma está ausente en las descripciones en términos de trayectorias? ¿No es el resultado de aproximaciones? Y el que no podamos invertir el tiempo por largos períodos en el ordenador, ¿no se debe sencillamente a la limitada potencia de cálculo de nuestros computadores? Es obvio que resulta más sencillo —desde el punto de vista experimental y de la escritura del programa— preparar partículas no correlacionadas que produ-

cirán correlaciones durante sus colisiones que preparan partículas correlacionadas que serán ulteriormente destruidas por colisiones.

También es posible preguntarse por qué es necesario empezar por distribuciones de probabilidad. Después de todo, describen el comportamiento de conjuntos, de haces de trayectorias. ¿Acaso utilizamos los conjuntos debido a nuestra ignorancia o existe, como ya se ha sugerido en el capítulo I, una razón más profunda? Intentemos contestar estas preguntas a partir de un ejemplo simple, el de las aplicaciones caóticas (*chaotic maps*).

II

Las aplicaciones caóticas suministran un ejemplo de caos determinista. En dinámica clásica o cuántica, el tiempo actúa de manera continua.

A la inversa, en el caso de las aplicaciones que estudiaremos —y como en las urnas de Ehrenfest— la transformación se verifica a intervalos regulares. Dicha discretización del tiempo conduce a una forma simplificada de ecuaciones del movimiento, lo que permite una comparación más fácil entre el nivel individual de descripción (las trayectorias) y el nivel estadístico.

Tomemos primero un ejemplo simple de aplicación, conducente a un comportamiento periódico.

La ecuación de movimiento de la aplicación es $x_{n+1} = x_n + 1/2$ (módulo 1).

Módulo 1 significa que sólo consideramos los números comprendidos entre 0 y 1. Si el número resultante de la aplicación excede 1, lo retrotraemos a dicho intervalo substrayendo la unidad.

Empecemos por $x_0 = 1/4$.

La aplicación da sucesivamente $x_1 = 3/4$ y $x_2 = 5/4$ (módulo 1), es decir $1/4$. Así, luego de dos operaciones, hemos retornado al punto de partida.

En vez de considerar puntos individuales asociados a trayectorias, consideremos ahora el conjunto descrito por la distribución de probabilidad $\rho(x)$. Recordemos que la trayectoria corresponde entonces a un caso especial de conjunto, puesto que la distribución de probabilidad se reduce a un punto. Si la coordenada tiene un valor x_n , la función de distribución tiene la forma $\rho_n(x) = \delta(x - x_n)$, como ya mencionamos en el capítulo I, sección III. La expresión $\delta(x - x_n)$ corresponde a una función generalizada o singular que se anula para todos los valores del argumento x con excepción de $x = x_n$.

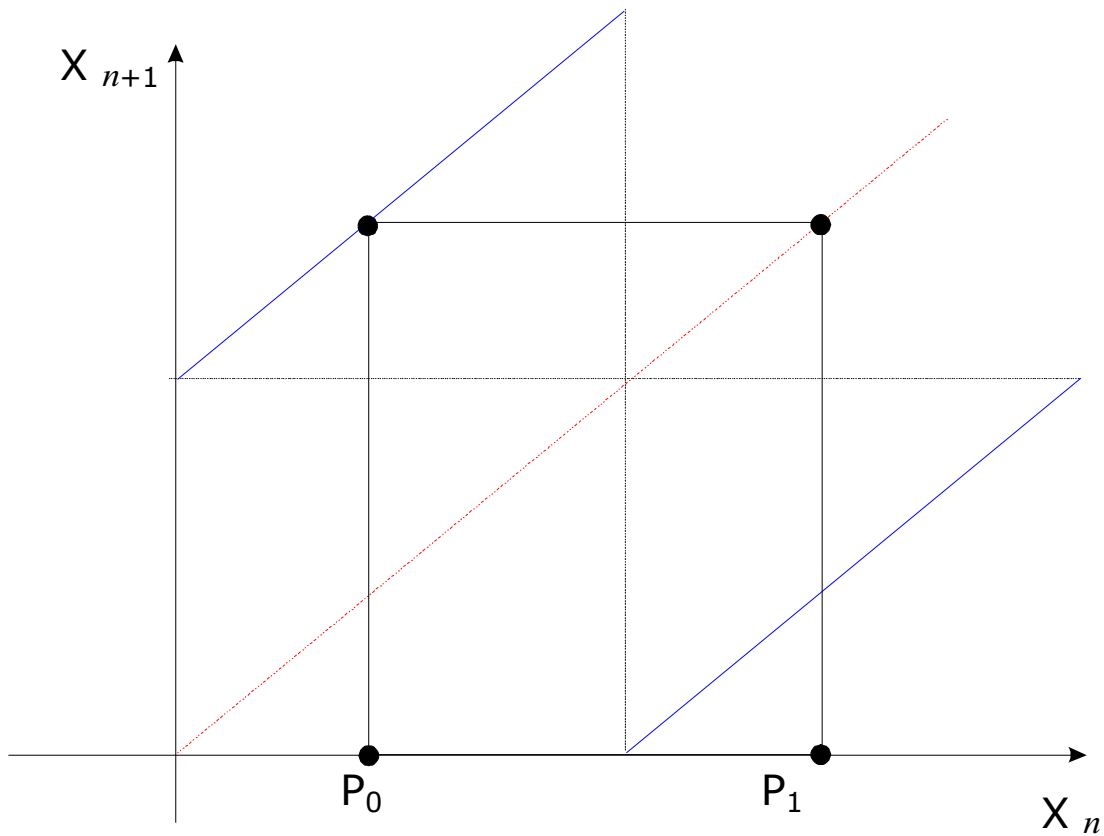


Figura III-5

Aplicación periódica. Cada punto de las líneas continuas representa una pareja (x_t, x_{t+1}) definida por la aplicación. La aplicación transforma P_0 en P_1 .

Utilizar la distribución de probabilidad significa que la aplicación se definirá por la relación entre $\rho_{n+1}(x)$ y $\rho_n(x)$. Formalmente, $\rho_{n+1}(x)$ es obtenido por un operador U que actúa sobre $\rho_n(x)$: $\rho_{n+1}(x) = U\rho_n(x)$. Es el *operador de Perron-Frobenius*.⁵ En esta etapa carece de importancia la forma explícita de dicho operador.

Baste destacar que en su definición no entra ningún elemento nuevo en relación a la ecuación del movimiento. Por supuesto, la descripción en términos de conjuntos debe restituir la descripción individual como caso particular, lo que significa que $\delta(x - x_{n+1}) = U\delta(x - x_n)$. Es simplemente una manera de escribir que después de un paso x_n se convierte en x_{n+1} .

Nuestra pregunta central se puede formular así: *¿existe sólo una solución para la evolución de conjuntos descritos por el operador de Perron-Frobenius, o nuevas soluciones —no expresables en términos de trayectorias— aparecen en el nivel estadístico?* En el ejemplo de la aplicación periódica que acabamos de presentar,

la respuesta es *no*. Ello no es sorprendente, ya que se trata de un conjunto de comportamiento dinámico estable que corresponde a un sistema integrable.

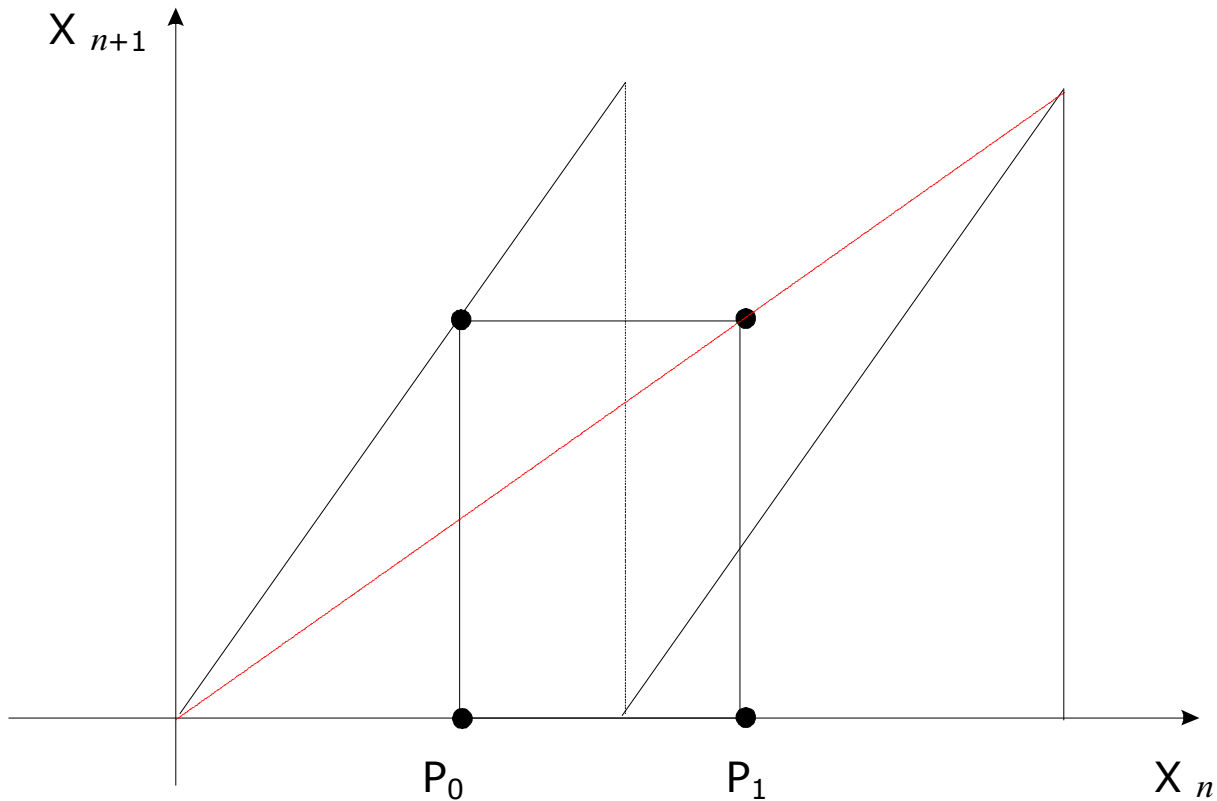


Figura III-6

Aplicación de Bernoulli. La aplicación transforma el punto P_0 en P_1 .

En ese caso existe una equivalencia entre el punto de vista individual (correspondiente a las trayectorias) y el punto de vista estadístico (correspondiente a los conjuntos). Para romper dicha equivalencia, debemos volvernos hacia un modelo de sistema dinámico inestable, y en particular, a un ejemplo muy sencillo de aplicación caótica, *la aplicación de Bernoulli*. La ecuación de movimiento que corresponde a la aplicación de Bernoulli es $x_{n+1} = 2x_n$ (módulo 1). Es decir que se duplica el valor de x con cada paso, módulo 1. Dicha aplicación está representada en la Figura III-6.

Destaquemos que nuevamente la ecuación del movimiento es determinista. Si conocemos x_n , el número x_{n+1} está determinado. Este es un ejemplo de caos determinista. En efecto, trayectorias calculadas a partir de puntos iniciales vecinos divergen en el curso del tiempo. Como la coordenada se duplica en cada paso, después de n pasos la divergencia es proporcional a 2^n , es decir $\exp(n \lg 2)$. Si pasamos al límite de los tiempos continuos, la divergencia se vuelve proporcional a $\exp(\lambda t)$ con $\lambda = \lg 2$; posee entonces claramente el carácter de una divergencia exponencial en el curso del tiempo; λ se denomina exponente de Lyapounov (un sistema caótico tiene por lo menos un exponente *positivo* de Lyapounov). La figura III-7 muestra el carácter errático de las trayectorias engendradas: en el curso del tiempo la trayectoria se aproxima tanto como se quiere a todo punto comprendido entre 0 y 1.

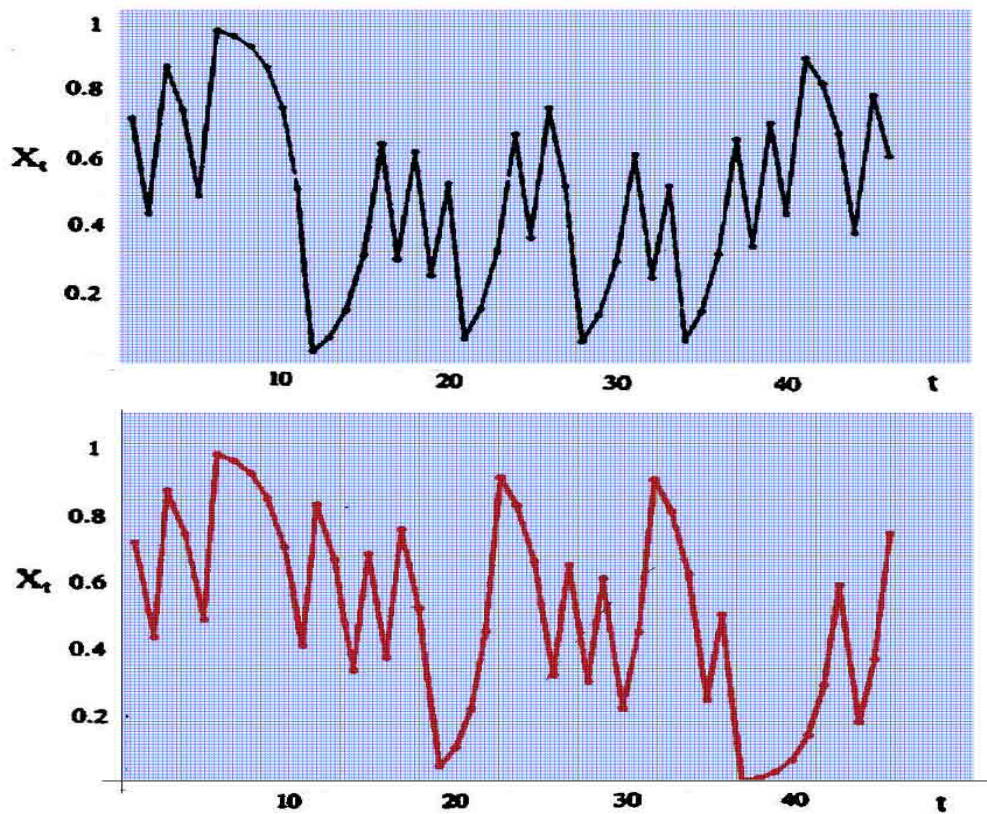


Figura III-7

Dos simulaciones numéricas de trayectoria engendrada por la aplicación de Bernoulli. Las condiciones iniciales de (a) y de (b) son ligeramente diferentes, y las trayectorias concomitantes divergen en el curso del tiempo.

Volvamos ahora hacia la descripción estadística en términos de operador de Perron-Frobenius. La figura III-8 muestra el resultado de la aplicación de este operador sobre una función de distribución. El contraste es sorprendente. La trayectoria se mantiene errática, pero la función $\rho_n(x)$ tiende rápidamente hacia un valor constante.

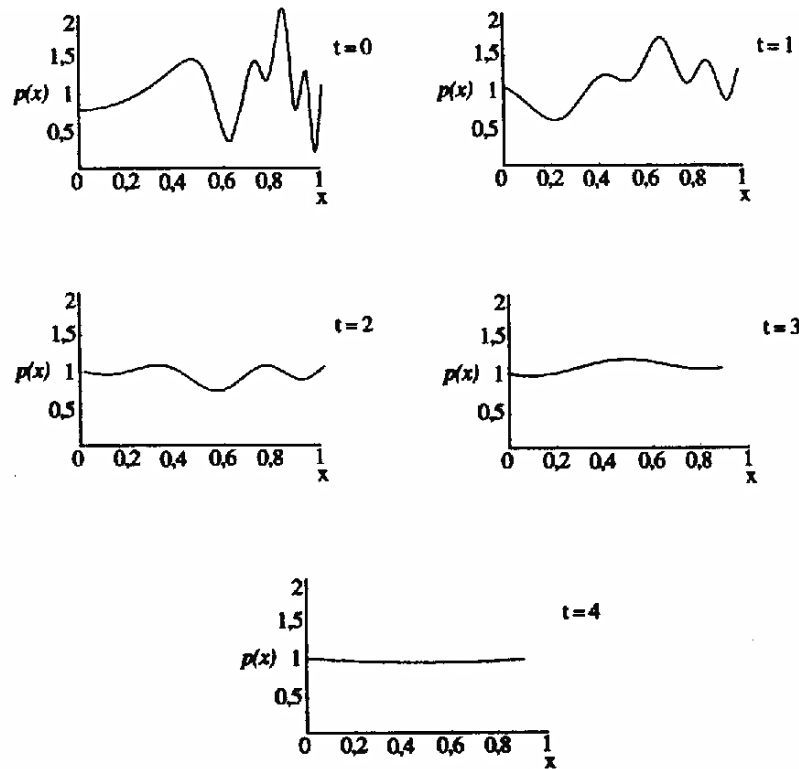


Figura III-8

Simulación numérica de la evolución de la distribución de probabilidad para la aplicación de Bernoulli. En contraste con la descripción en términos de trayectoria, la distribución de probabilidad converge rápidamente hacia su valor de equilibrio.

Vemos entonces que debe existir *una diferencia fundamental entre la descripción en términos de trayectorias, por una parte, y la descripción en términos de conjunto, por otra*. La inestabilidad a nivel de la trayectoria conduce a un comportamiento estable en el nivel de la descripción estadística.

¿Cómo es posible? El operador de Perron-Frobenius admite aún una solución que corresponde a la trayectoria: $\delta(x - x_{n+1}) = U\delta(x - x_n)$.

Pero el hecho nuevo e inesperado es que además admite *nuevas soluciones* que sólo son aplicables a los conjuntos estadísticos y no a las trayectorias indivi-

duales. Se rompe la equivalencia entre el punto de vista individual y el punto de vista estadístico. Este hecho notable abre un nuevo capítulo en las relaciones entre matemáticas y física teórica.⁶

Permite atribuir un sentido a lo que podemos llamar "las leyes del caos",⁷ y ello en el nivel estadístico. Como veremos en el capítulo IV, hasta se vuelve posible determinar la velocidad con que la distribución ρ se aproxima al equilibrio (es decir, un valor constante en el caso de la aplicación de Bernoulli) y establecer la relación entre esa velocidad de aproximación y el exponente de Lyapounov.

¿Cómo entender la diferencia entre descripción individual y descripción estadística? Analizaremos la cuestión con más detalle en el capítulo siguiente. Veremos que las nuevas soluciones exigen que las funciones de distribución sean *lisas*, razón por la cual no son aplicables al caso de las trayectorias individuales que, como vimos, se representan mediante funciones singulares $\delta(x - x_n)$.

Recordemos que la función delta es diferente a cero sólo por $[x = x_n]$ y se anula por poco que x difiera de x_n .

La descripción en términos de distribución es entonces más rica que en términos de trayectorias individuales. Ya lo habíamos advertido en el capítulo I, sección III. La consideración, de los conjuntos estadísticos no corresponde a una (descripción aproximada; por el contrario, permite incorporar el carácter caótico de las transformaciones. Por ello podemos decir que las leyes de la dinámica deben expresarse ahora en términos de conjuntos. Las trayectorias son las únicas soluciones de la ecuación de Perron-Frobenius para las aplicaciones estables. Pero las nuevas soluciones abren el camino para la descripción de sistemas caracterizados por las resonancias de Poincaré (ver capítulos V y VI) y a ellas preguntaremos la significación dinámica del flujo de correlaciones, que carecería de sentido en el nivel de las trayectorias individuales.

La ruptura de la equivalencia entre la descripción individual y la descripción estadística es el punto central de nuestro enfoque. En el capítulo siguiente discutiremos con mayor profundidad estas nuevas soluciones que aparecen en el nivel estadístico. Destaquemos, antes de concluir esta primera presentación, que la situación que acabamos de descubrir recuerda la de la termodinámica (capítulo II). El éxito de la termodinámica de equilibrio retrasó el descubrimiento de nuevas propiedades de la materia —como la autoorganización de las estructuras disipativas— asociadas con el no-equilibrio. Análogamente, el éxito de la teoría clásica de las trayectorias y de la teoría cuántica de las funciones retrasó la extensión de la dinámica al nivel estadístico que permite incorporar la irreversibilidad en la descripción fundamental de la naturaleza.

CAPÍTULO IV

LAS LEYES DEL CAOS

I

Acabamos de presentar el elemento esencial que nos conducirá a la ampliación de las mecánicas clásica y cuántica para incluir los sistemas dinámicos inestables: la ruptura de la equivalencia entre descripción individual en términos de trayectorias y descripción en términos de conjuntos estadísticos. En el presente capítulo analizaremos con mayor precisión esta extensión en las aplicaciones caóticas simples introducidas en el capítulo anterior, y mostraremos la relación que existe entre este resultado y desarrollos matemáticos recientes.¹

Comenzaremos volviendo a la aplicación de Bernoulli.

Recordemos que esta aplicación es determinista: a partir de las ecuaciones de movimiento $x_{n+1} = 2x_n$ (módulo 1), es posible calcular x_n para todo instante n cuando conocemos la condición inicial x_0 .

El aspecto aleatorio de esta aplicación —que la convierte en un modelo de caos determinista— se puede entender fácilmente mediante una representación binaria. Como vimos, la aplicación se limita a números x comprendidos entre 0 y 1. En representación binaria dichos números pueden escribirse:

$$x = u_0/2 + u_{-1}/4 + u_{-2}/8 + \dots \quad \text{donde } u_i = 0 \text{ ó } 1$$

(Empleamos índices negativos con el fin de esclarecer la conexión con la transformación del panadero que analizaremos en la sección III). Por lo tanto, cada número es representado por una serie de decimales que son términos binarios. Observemos que $x = 1$ corresponde aquí a una serie infinita 0,11111... donde todos los u_i son iguales a 1. Se puede mostrar entonces sin dificultad que la aplicación de Bernoulli corresponde a un *desplazamiento (décalage)* experimentado por cada término de la serie.

Tomemos por ejemplo $x = 0,25$, que se escribe $x = 0,0100...$ en representación binaria. El término u_{-1} es igual a 1, ya que todos los demás son nulos. La aplicación que duplica el valor de x dará $x' = 0,5$. Esta vez el término binario u_0' es igual a 1, porque son nulos todos los demás. Se puede entonces concluir que la aplicación transformó u_0 en $u_0' = u_{-1}$. En general, en la nueva coordenada resultante de la aplicación de Bernoulli, el valor de cada término u_n' , es igual al que detentaba, en la coordenada original, el término u_{n-1} .

Por ejemplo: $u_{-3}' = u_{-4}$. Así, la aplicación de Bernoulli *desplaza los términos* u_i .

Como los valores de los diferentes términos de la serie son independientes entre sí, el resultado de cada desplazamiento sucesivo es un proceso tan aleatorio como el resultado de un juego de cara o cruz. Por ello se habla de "decalaje de Bernoulli", en memoria de Jacob Bernoulli, gran pionero de la teoría de los juegos de

azar en el siglo XVIII. Además, la representación binaria evidencia la sensibilidad a las condiciones iniciales: dos números que difieren poco, por ejemplo por el valor de u_{-40} (es decir, ¡Por un número menor que 2^{-39} !), difiere en $1/2$ después de 40 pasos.

Como ya explicamos, esta sensibilidad a las condiciones iniciales corresponde a un valor positivo del exponente de Lyapounov —sello del caos— que aquí es igual a $\log 2$.

Desde el principio, la aplicación de Bernoulli introduce una dirección privilegiada del tiempo. Si, en lugar de $x_{n+1} = 2x_n$ (módulo 1), tomamos la aplicación inversa $x_{n+1} = x_n/2$ obtenemos un punto atractor único que corresponde a $x = 0$, hacia el cual convergen todas las trayectorias, cualquiera sea su condición inicial. Por lo tanto, la simetría del tiempo ya está rota en el nivel de la ecuación del movimiento. No se trata de un modelo de ecuaciones dinámicas reversibles. En la sección III de este capítulo introduciremos un modelo de aplicación reversible: la transformación del panadero.

A pesar de esta limitación, la aplicación de Bernoulli muestra claramente por qué la descripción en términos de trayectorias resulta inadecuada en el caso de la evolución temporal de sistemas caóticos, incluso si éstos se rigen por ecuaciones deterministas. Como lo destacó Duhem en 1906, la noción de trayectoria es una modalidad de representación adecuada sólo cuando la trayectoria permanece más o menos invariable, aun si modificamos ligeramente las condiciones iniciales.²

Las preguntas que planteamos en física deben tener una respuesta contundente, que rechace la aproximación. La descripción de los sistemas caóticos en términos de trayectorias carece de esa robustez. Es lo que implica la sensibilidad a las condiciones iniciales.

Por el contrario, la descripción en el nivel estadístico no presenta esta dificultad. De ello se desprende que debemos formular las leyes del caos en el nivel estadístico.

También en ese nivel, como vimos en el capítulo anterior, el operador de Perron-Frobenius U , que transforma la distribución de probabilidad $\rho(x)$ en $\rho_{n+1}(x)$, admite nuevas soluciones. El estudio de esas nuevas soluciones en el nivel estadístico pertenece a un campo físico y matemático reciente y de rápida expansión. Dicho estudio posee un interés muy particular para nosotros, pues, probablemente, las aplicaciones caóticas correspondan al caso más simple que plantea la cuestión de la irreversibilidad. Piensa en el gas a partir del cual Boltzmann propuso su interpretación de la entropía. Se trataba de un sistema que contenía un número considerable de partículas (¡Del orden de 10^{23} !). Por contraste, tenemos aquí un sistema definido por un pequeño número de variables independientes (sólo una para la aplicación de Bernoulli, dos para la transformación del panadero que ya estudiaremos). En este caso, no es válido recurrir a aproximaciones o a nuestra igno-

rancia, y sin embargo ya aparece la propiedad esencial que se encuentra en el origen de la irreversibilidad. Explicaremos esa propiedad, que es la aparición de una nueva clase de soluciones asociada a la descripción estadística.

II

Enfrentamos aquí el núcleo de este libro: la solución del problema dinámico en el nivel estadístico. En el capítulo III, sección II, vimos que este problema se formula en términos de relación de recurrencia: $\rho_{n+1}(\mathbf{x}) = U\rho(\mathbf{x})$. La función de distribución $\rho_{n+1}(\mathbf{x})$, después de $n + 1$ aplicaciones, resulta de la acción del operador U sobre $\rho(\mathbf{x})$, función de distribución luego de n aplicaciones.

La noción de operador se introdujo originalmente en física en el marco de la teoría cuántica, por razones que recordaremos en el capítulo VI. La mecánica cuántica no podía formularse sin operadores, y el empleo de operadores poco a poco se extendió a otros campos de la física, especialmente a la mecánica estadística. De hecho, un operador sólo es una prescripción que expresa una manera de ejercer una acción sobre una función dada: puede multiplicarla, diferenciarla o someterla a una operación matemática. Pero la definición de un operador implica también especificar el ámbito en que actúa. ¿Sobre qué tipo de funciones actúa el operador? ¿Se trata de funciones regulares? ¿Limitadas? ¿Qué propiedades deben tener? Las propiedades de las funciones así precisadas definen el espacio de las funciones.

La acción de un operador por lo general transforma una función en otra diferente. Por ejemplo, si el operador \mathcal{O} corresponde a una derivación d/dx , transformará la función x^2 en $2x$. Sin embargo, existen para cada operador funciones particulares, que permanecen invariantes a su acción con una precisión cercana a un multiplicador.

Así, en nuestro ejemplo la función e^{kx} es invariante con respecto a la derivación, y sólo se ve multiplicada por k . Estas funciones se denominan *funciones propias* del operador; los números que las multiplican se llaman *valores propios*. Un teorema fundamental establece que podemos escribir un operador en términos de sus funciones propias y de sus valores propios. Con todo, funciones propias y valores propios dependen del espacio de las funciones.

Un espacio de las funciones que reviste una importancia excepcional es el espacio de Hilbert, tradicionalmente asociado con la mecánica cuántica. Sólo contiene funciones normales, regulares, por oposición a las funciones singulares, generalizadas, cuyo ejemplo hemos encontrado en la función δ . Pero veremos que tendremos necesidad de este último tipo de función para introducir la irreversibilidad en la descripción estadística. Toda nueva teoría física requiere de instrumentos

matemáticos nuevos. Desde este punto de vista, la novedad esencial aquí será ir más allá del espacio de Hilbert para poder tratar los sistemas dinámicos inestables.

Después de estas consideraciones preliminares, retornemos a la aplicación de Bernoulli. En este caso, resulta fácil obtener la forma explícita del operador de evolución U .

El resultado es $U\rho_n(x) = \rho_{n+1}(x) = 1/2 [\rho_n(x/2) + \rho_n(x/2 + 1/2)]$. Esta ecuación significa que, después de $n+1$ iteraciones, la probabilidad $\rho_{n+1}(x)$ en el punto x es determinada por los valores de $\rho_n(x)$ en los puntos $x/2$ y $x/2 + 1/2$.

Vemos que si ρ_n es una constante, digamos α , ρ_{n+1} también será igual a esa misma constante α , pues $U\alpha = 1/2 (\alpha + \alpha) = \alpha$.

La distribución uniforme $\rho = \alpha$ corresponde al equilibrio. Es la función de distribución que se alcanza por iteración para $n \rightarrow \infty$.

Por otra parte, si $\rho_n = x$, obtenemos $\rho_{n+1}(x) = x/2 + 1/4$.

En otros términos, $Ux = 1/2 x + 1/4$.

La función x no es una función propia. El operador U la transforma en otra función. Pero U posee funciones propias que podemos construir fácilmente.

Así, $U(x - 1/2) = 1/2 (x - 1/2)$.

La función $x - 1/2$ es por lo tanto una función propia del operador U , y $1/2$ es un valor propio.

Si repetimos n veces la aplicación de Bernoulli, obtenemos:

$U^n(x - 1/2) = [1/2^n (x - 1/2)]$, que tiende hacia cero para $n \rightarrow \infty$.

Una contribución a ρ de la forma $(x - 1/2)$ se amortigua entonces con el curso del tiempo. La velocidad de amortiguamiento se vincula al exponente de Lyapounov, que es, como vimos, $1/2$.

La función $x - 1/2$ pertenece a una familia de polinomios denominada "polinomios de Bernoulli" y escritos $B_m(x)$. Son las funciones propias de U , y poseen valores propios $1/2^m$ donde m es el grado del polinomio.³

Síguese que, cuando la probabilidad ρ se representa como una superposición de polinomios de Bernoulli, se convierte en una suma de contribuciones cuyos diferentes términos se amortiguan, y ello tanto más rápido cuanto más elevado sea su grado m , ya que su coeficiente de amortiguamiento es de $1/2^m$.

Finalmente, ρ tiende hacia una constante: sólo sobrevive la contribución $B_0(x)$, que es igual a 1.

Debemos por lo tanto expresar el operador de Perron-Frobenius U en términos de los polinomios de Bernoulli.

Es lo que se llama *representación espectral* del operador. Su construcción corresponde aquí a la integración de un sistema dinámico. En efecto, una vez conocida esta representación podemos utilizarla para expresar $U\rho$ en términos de funciones

propias, es decir, explicitar el efecto del operador de Perron-Frobenius sobre la función de distribución.

Sin embargo, antes de proceder a ello, debemos destacar nuevamente la distinción entre funciones normales y funciones singulares, que aquí resulta decisiva. Retomemos la más simple de esas funciones singulares: la función $\delta(x)$. Hemos destacado desde el capítulo I, sección III, que esta función se debe utilizar en conjunción con una función normal. Si $f(x)$ es una función test, una función normal, como x , $\sin x$ o $\cos x$, la integral $\int dx f(x) \delta(x - x_0)$ se torna igual a $f(x_0)$, lo que posee una significación muy precisa. En cambio, la integral que contuviera un producto de dos funciones singulares, como por ejemplo $\int dx \delta(x - x_0) \delta(x - x_0)$, divergiría y estaría desprovista de significación.

Ahora bien, la situación notable que caracteriza al caos determinista es que el conjunto de los polinomios de Bernoulli $B_m(x)$ que presentamos más arriba no es el único conjunto de funciones propias del operador de Perron-Frobenius. Existe un segundo conjunto, $\tilde{B}_m(x)$, que, contrariamente al primero, no se compone de funciones normales sino de funciones singulares vinculadas a las funciones δ . Pero para obtener la representación espectral de U (y por ende de $U\rho$) necesitamos los dos conjuntos de funciones propias. Por esta razón se produce *la ruptura de la equivalencia entre el nivel individual y el nivel estadístico*: la formulación estadística de la aplicación de Bernoulli sólo atañe a las funciones normales de distribución ρ y no a las trayectorias individuales que, como vimos, corresponden a funciones singulares δ .

La expresión $U\delta$ contiene productos de funciones singulares que divergen y carecen de significación. En cambio, para una distribución regular ρ , obtenemos resultados nuevos que van más allá de la descripción en términos de trayectorias. Llegamos así a una primera formulación dinámica explícita de los procesos irreversibles que conducen el sistema al equilibrio, y ello con tiempos de relajación bien definidos, vinculados al exponente de Lyapounov. Como ya lo destacamos en el capítulo I, sección III, el que este resultado sea más completo que el obtenido en términos de trayectorias traduce la incorporación de la microestructura compleja del espacio de las fases en la función de distribución.

El problema central de la mecánica cuántica (y de la mecánica estadística) es obtener la representación espectral de un operador en términos de sus funciones propias y de sus valores propios. En ambos casos el problema queda resuelto cuando la representación espectral se puede construir (así como se resuelve el problema de la integración en dinámica clásica si se logra representar el sistema bajo una forma isomorfa con un sistema de partículas sin interacción). En la versión tradicional de la mecánica cuántica, la representación espectral se construye sólo a partir de funciones normales. En tal caso, y por razones históricas, se habla de «Representaciones espectrales en el espacio de Hilbert». Acabamos de ver

(para el caso de las aplicaciones caóticas) que debemos *salir* del espacio de Hilbert, puesto que necesitamos a la vez de las funciones normales $B_m(x)$ y de las funciones singulares $\tilde{B}_m(x)$. Se habla entonces de espacios generalizados de Hilbert o, de manera más gráfica, "enjarciados" (*rigged Hilbert spaces*), o de espacios de Gelfand.⁴

La representación espectral que hemos obtenido por el operador de Perron-Frobenius es irreducible, en el sentido que se aplica a distribuciones de probabilidad que corresponden a funciones "normales" y no a las trayectorias que corresponden a funciones singulares. Esta representación espectral vive, por así decirlo, en un espacio generalizado de Hilbert e implica funciones singulares. Estos resultados son fundamentales, pues son típicos para sistemas inestables. Los encontraremos nuevamente en nuestra generalización de la dinámica clásica (capítulo V) y de la mecánica cuántica (capítulo VI).

La extensión del espacio de Hilbert usual a espacios generalizados o enjarciados (*rigged*) es entonces un resultado esencial. La aplicación de Bernoulli es un ejemplo interesante, debido a su simplicidad matemática. Como veremos en los capítulos V y VI, por razones muy precisas debemos abandonar el espacio de Hilbert cuando consideramos los sistemas más realistas que describen la dinámica clásica y la cuántica. Como lo habíamos anunciado en el capítulo I, sección III, estas razones se vinculan al problema de las *interacciones persistentes* que requieren una descripción *holística*, es decir, no local. Al pasar a los espacios de Hilbert generalizados se rompe la equivalencia entre descripciones individuales y estadísticas: en ese momento las leyes de la naturaleza pueden incorporar la irreversibilidad. Pero antes volvámonos a otro ejemplo de aplicación que, contrariamente a la de Bernoulli, comparte con la dinámica la propiedad de corresponder a ecuaciones reversibles del movimiento.

III

La aplicación de Bernoulli ya introduce una flecha del tiempo en la ecuación de movimiento. No puede, por lo tanto, permitirnos seguir el surgimiento de esta flecha del tiempo. Para seguirlo nos volveremos hacia el ejemplo más simple de aplicación reversible, la aplicación del panadero. En *La nueva alianza* y en *Entre el tiempo y la eternidad*, la aplicación, o transformación del panadero desempeñaba ya un papel importante como ejemplo de sistema caótico inestable. Retomamos aquí este problema en la perspectiva más general que hoy adoptamos. La transformación del panadero es una generalización de la aplicación de Bernoulli.

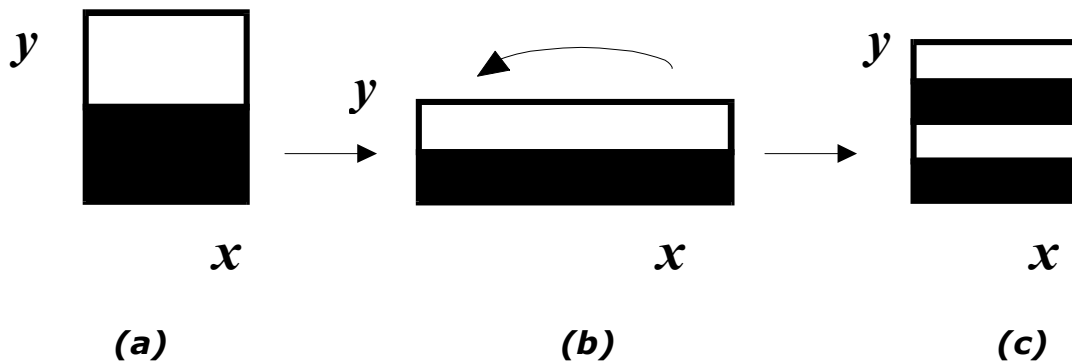


Figura IV-1
La transformación del panadero.

En vez de considerar una sola variable x comprendida en un intervalo $[0,1]$, consideramos dos variables, x, y , definidas en un cuadrado unidad. La transformación consiste en achatar el cuadrado hasta formar un rectángulo, que después es cortado en dos para reconstituir el cuadrado. A lo largo de la coordenada horizontal x , el principio de la transformación es el mismo que el de la aplicación de Bernoulli. Se dice que x es la coordenada dilatante, ya que la distancia entre dos puntos se duplica (módulo 1) en cada transformación. Por el contrario, la coordenada y es contractante: la distancia entre dos puntos disminuye en la mitad con cada transformación. En consecuencia, se conserva la superficie del cuadrado.

Se puede invertir la transformación del panadero. Basta intervertir el papel de las coordenadas x (que se torna contractante) e y (que se torna dilatante). Entonces el cuadrado ya no se achata a rectángulo sino que se estira verticalmente. Una transformación inversa hace retornar a su punto inicial cada punto del cuadrado transformado por la transformación directa. Por lo tanto, la transformación es reversible con respecto al tiempo. Además, es determinista. Permite calcular la posición de cualquier punto en el espacio después de n transformaciones.

Tal como la aplicación de Bernoulli, la del panadero es un ejemplo de caos determinista caracterizado por un exponente positivo de Lyapounov. Este determina la coordenada dilatante x : como en cada transformación la distancia entre dos puntos se multiplica por 2, se multiplicará por 2^n después de n transformaciones.

Podemos escribir 2^n como $e^{n \log 2}$. El número n de transformaciones mide el tiempo, y el exponente de Lyapounov es por lo tanto igual a $\log 2$, exactamente como en la aplicación de Bernoulli. Pero aquí tenemos un segundo exponente de Lyapounov, de valor negativo $-\log 2$, que caracteriza a la coordenada contractante y .

Es interesante observar el efecto de iteraciones sucesivas de la transformación del panadero como lo hicimos con la aplicación de Bernoulli (figura III-7). En la figura IV-2 partimos de puntos localizados en una pequeña región del cuadrado. Se ob-

serva claramente el efecto de dilatación que traduce un exponente positivo de Lyapounov. Como las coordenadas están limitadas al intervalo $[0,1]$, los puntos son reinyectados, lo que lleva finalmente a una distribución uniforme en todo el cuadrado. Podemos igualmente verificar por simulación numérica que si partimos de la probabilidad $\rho(x, y)$ ésta evoluciona con rapidez hacia un valor constante, como en la aplicación de Bernoulli.

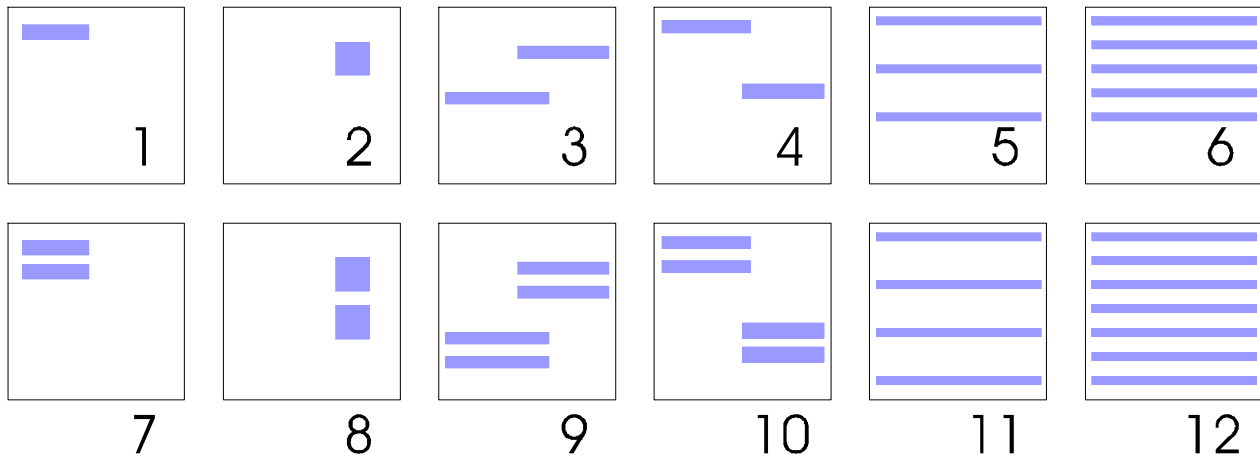


Figura IV-2
 Simulación numérica de la transformación del panadero para tiempos
 (número de transformaciones) crecientes.

Aquí también la representación binaria permite poner de manifiesto la dimensión caótica, aleatoria, de la transformación, el *decalaje de Bernoulli* (ver sección I de este capítulo) que afecta a las coordenadas de cada punto.

Vimos que en la aplicación de Bernoulli la coordenada de cada punto corresponde, en representación binaria, a una serie (infinita, excepto para los números racionales) de términos 0 ó 1 que escribimos $u_0, u_{-1}, u_{-2}, u_{-3} \dots$

Conservaremos esa notación para la coordenada dilatante y representaremos la coordenada contractante y por la serie $u_1, u_2, u_3 \dots$, caracterizada por índices positivos. Esta notación permite representar un punto mediante una doble serie:

$$\dots u_{-n} \dots u_{-1} \dots u_0 \dots u_1 \dots u_n \dots$$

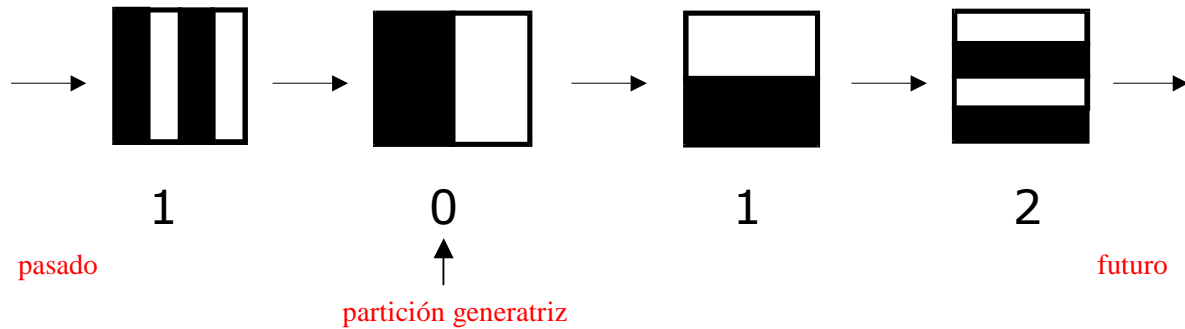


Figura IV-3

Partiendo de lo que se denomina "partición generatriz", una sucesión de transformaciones del panadero genera bandas horizontales cada vez más estrechas y numerosas. Partiendo de la misma partición, una sucesión de transformaciones inversas generaría bandas verticales.

Así, el punto definido por las coordenadas $x = 0,25$, $y = 0,25$ estará representado por una doble serie donde únicamente los términos u_{-1} , y u_2 son diferentes a cero. El efecto de la transformación aparece entonces como un decalaje que afecta a esta doble serie: después de una transformación, cada término binario adopta el valor del que lo precedía a la izquierda: $u'_n = u_{n-1}$. Así, en nuestro ejemplo, el nuevo punto será definido por $x' = 0,5$ e $y' = 0,125$, es decir, por una doble serie donde únicamente los términos u_0' y u_3' son diferentes a cero.

Después de una serie de transformaciones, los valores que caracterizan a la coordenada dilatante remontan progresivamente y determinan, de transformación en transformación, los de la serie de la coordenada contractante.

Como en el caso de la aplicación de Bernoulli, la serie de términos binarios se puede asimilar al resultado de una sucesión de tiros a cara o cruz, y el destino de u_1 por ejemplo, $u_1' = u_0$, $u_1'' = u_{-1}$, etc., posee el carácter errático de dicho juego de azar. Conviene también tomar nota de que esta representación escenifica la fragmentación sucesiva de todas las regiones del cuadrado, producida por las transformaciones. El valor del punto u_0 determina en efecto si el punto está en la parte izquierda ($u_0 = 0$) o derecha ($u_0 = 1$) del cuadrado, es decir si será o no reinyectado en la parte superior del cuadrado por la transformación siguiente (donde el valor de u_0 se convertirá en u_1).

La transformación del panadero comparte también una propiedad importante de los sistemas dinámicos: la propiedad de recurrencia.

Cuando las coordenadas (x, y) de un punto son números racionales, este punto se caracteriza por una doble serie binaria, finita o infinita, pero periódica. En este

último caso, es evidente que luego de algún tiempo los puntos presentarán un comportamiento cíclico que repetirá indefinidamente la misma secuencia de transformaciones.

Esta propiedad se extiende a los puntos irracionales como $\sqrt{2}$ o π . Para entenderlo, consideremos la representación binaria de un número irracional: en ella la serie está constituida por una infinidad de términos que forman una serie aperiódica. La teoría de los números permite mostrar que en esa representación los números irracionales contienen cualquier secuencia finita de términos. Así, una secuencia dada de $2m$ términos alrededor de la posición u_0 , (secuencia que determina la posición del punto con un error de 2^{-m}) reaparecerá con infinita frecuencia por efecto de la iteración de la transformación. En la medida en que sea posible atribuir a m no importa qué tamaño (pero finito), ello significa que cualquier condición inicial genera una trayectoria que pasa un número infinito de veces tan cerca como se quiera de cualquier punto del cuadrado (incluso, del punto inicial). En otras palabras, las trayectorias que tienen como punto de partida un número irracional recorrerán la totalidad del espacio de las fases. Es el famoso teorema de recurrencia, que Poincaré estableció en dinámica. Durante muchos años, debido a un argumento planteado por Zermelo, esta recurrencia se esgrimió contra la existencia posible de procesos temporales unidireccionales. Ahora podemos refutarlo, con el simple ejemplo de la transformación del panadero.

En resumen: la dinámica que describe la transformación del panadero es *invertible, reversible con respecto al tiempo, determinista, recurrente y caótica*. Estas propiedades la convierten en un modelo muy interesante, pues sus rasgos caracterizan numerosos sistemas dinámicos reales. Es sorprendente que (a pesar de la reversibilidad y la recurrencia) la propiedad de caoticidad nos permita, como veremos, desembocar en una descripción irreversible de simetría temporal rota, y ello en el nivel estadístico. Pero hagamos todavía algunas observaciones preliminares.

La descripción dinámica implica las leyes del movimiento y las condiciones iniciales. Aquí las leyes del movimiento son simples, pero el concepto de condición inicial merece un análisis más detallado.

La condición inicial de una trayectoria individual corresponde a un conjunto infinito de términos $\dots u_{-n} \dots u_{-1} \dots u_0 \dots u_1 \dots u_n \dots (n = \infty)$.

Ahora bien, nunca tenemos más de una ventana finita. En nuestro caso, ello significa que sólo podemos controlar o preparar el valor de un número arbitrariamente grande, pero finito, de términos u_i .

Supongamos que nos limitamos a $n = 3$. La condición inicial se representa entonces por $u_{-2}, u_{-1}, u_0; u_1, u_2, u_3$ (el punto y coma recuerda la separación entre las series correspondientes a x y a y). El decaje de Bernoulli implica que en la

transformación siguiente el punto estará representado por los valores de la doble serie: $u_{-3}, u_{-2}, u_{-1}; u_0, u_1, u_2$, que contiene el término desconocido u_{-3} .

De manera más general, a causa de la existencia de un exponente positivo de Lyapounov, debemos conocer la posición inicial con una precisión de $N + s$ términos con el fin de poder determinar la posición con una precisión de N términos después de s iteraciones.

En mecánica estadística, la manera tradicional de enfrentar una situación de este tipo era introducir una distribución de probabilidad aproximada (*coarse grained*), es decir no tocante a puntos individuales sino a regiones: es la solución que proponen Paul y Tatiana Ehrenfest.⁵

Pero en el caso de una dinámica caótica, dos puntos pertenecientes originalmente a la misma región, que por lo tanto no se pueden distinguir por la medición en el tiempo inicial, terminarán por distinguirse bajo el efecto de la coordenada dilatante. El procedimiento tradicional, que consiste en considerar una distribución gruesa, no se aplica a la evolución dinámica. Es interesante analizar con más detenimiento lo que significa la aproximación al equilibrio para la transformación del panadero.⁶

A despecho de que ésta admite una transformación inversa, las evoluciones correspondientes, respectivamente $t \rightarrow \infty$ y $t \rightarrow -\infty$, son diferentes. Para $t \rightarrow \infty$ obtenemos bandas *horizontales* cada vez más estrechas y más numerosas (ver figura IV-3). En última instancia, *en conjunción con observables continuas en la coordenada y* , podemos reemplazar ρ por una constante en todo el cuadrado. Ello corresponde al equilibrio. Asimismo, para $t \rightarrow -\infty$ obtenemos bandas *verticales* cada vez más estrechas y más numerosas, y esta vez podemos definir la distribución ρ que corresponde al equilibrio *en conjunción con observables continuas en la coordenada x* . Estas condiciones distintas en las observables anuncian el resultado que presentaremos: la posibilidad de construir, en el nivel estadístico, dos representaciones espectrales irreductibles, una aplicable al futuro y otra al pasado.

Nuestra tarea consistirá entonces en separar las dos evoluciones temporales distintas comprendidas en las ecuaciones del movimiento. Para ello hay que ir más allá de la formulación inicial del problema. Debemos mostrar que para este sistema caótico obtenemos dos descripciones diferentes en el nivel estadístico, que corresponden respectivamente a la aproximación al equilibrio en nuestro futuro (para $t \rightarrow \infty$) y en nuestro pasado (para $t \rightarrow -\infty$).

Llegados a este punto, podemos recurrir a un principio de selección. Conservamos la primera, que corresponde a la aproximación al equilibrio en nuestro futuro, y excluimos la segunda. Este paso va más allá de la dinámica propiamente dicha. Implica la consideración de la *universalidad* característica de la irreversibilidad. Todos los procesos naturales irreversibles se caracterizan por una *misma* dirección de su flecha del tiempo. Todos producen entropía en la *misma* dirección del

tiempo. Por esta razón sólo conservaremos la descripción que corresponde a un equilibrio alcanzado en *nuestro* futuro (para $t \rightarrow \infty$).

En los capítulos siguientes mostraremos que igual situación se produce para las clases de sistemas dinámicos inestables, clásicos y cuánticos. La necesidad de recurrir a este principio de selección es consecuencia inevitable de la simetría de las ecuaciones del movimiento. Encontramos aquí un aspecto de la disipación, su carácter universal, al que retornaremos pues nos lleva a plantear la cuestión de la relación entre esta universalidad y el problema cosmológico (ver capítulo VIII).

Describamos ahora de manera más detallada el nivel estadístico de la aplicación del panadero. Enfrentamos aquí la paradoja del tiempo (ver capítulo I), porque la dinámica que corresponde a esta aplicación es reversible con respecto al tiempo y sin embargo aparecen procesos irreversibles en el nivel estadístico. Como en la aplicación de Bernoulli, deberemos introducir el operador de Perron-Frobenius U , definido aquí por $\rho_{n+1}(x, y) = U\rho_n(x, y)$.

Un teorema general⁷ enuncia que, para los sistemas dinámicos que admiten una transformación inversa, existe una representación espectral que implica exclusivamente funciones normales. Esta representación se define entonces en el espacio de Hilbert. Tal representación es conocida para la aplicación del panadero,⁸ pero no presenta interés alguno para nosotros. No contiene ninguna información nueva con respecto a las trayectorias ni ningún término de amortiguamiento (los valores propios son módulo 1). Por ende, no aporta ninguna información respecto a la aproximación al equilibrio. En el límite de la descripción en términos de trayectoria, se reduce a la solución $\delta(x - x_{n+1}) \delta(y - y_{n+1}) = U\delta(x - x_n) \delta(y - y_n)$.

Para obtener informaciones adicionales debemos salir del espacio de Hilbert, tal como lo hicieramos para la aplicación de Bernoulli. La representación espectral en los espacios generalizados se obtuvo recientemente.⁹

Los valores propios son los mismos que para la aplicación de Bernoulli: $1/2^m$.

Las funciones propias son funciones singulares (del mismo tipo que las $B_m(x)$ de la aplicación de Bernoulli). Estas representaciones son nuevamente *irreductibles*, y sólo se aplican a *funciones tests* apropiadas. Ello significa que otra vez debemos limitarnos a funciones normales, continuas. Las trayectorias individuales, que corresponden a funciones δ singulares, se excluyen. Nuevamente se rompe entonces la equivalencia entre las descripciones individual y estadística. Sólo la descripción estadística incluye la aproximación hacia el equilibrio.

Hay un elemento nuevo importante en relación a la aplicación de Bernoulli. En el caso de la aplicación del panadero, el operador de Perron-Frobenius tiene una inversa, U^{-1} , con $\rho_{n-1} = U^{-1}\rho_n$. En el marco del espacio de Hilbert ello no implica diferencia alguna, ya que $U^{i+j} = U^i U^j$ cualesquiera sean los signos de i y de j (el signo positivo corresponde al futuro y el negativo al pasado). El espacio de Hilbert conduce a un *grupo dinámico*. En cambio, para las representaciones espectrales

irreductibles hay una diferencia esencial entre el futuro y el pasado. Los valores propios de U^l son de la forma $(1/2m)^l = e^{-lm \log 2}$

Esta expresión corresponde a un amortiguamiento en el futuro ($l > 0$), pero diverge para el pasado ($l < 0$). Existen ahora *dos* representaciones espectrales distintas, una aplicable al futuro, otra al pasado.

Las dos direcciones del tiempo que se están presentes en la descripción en términos de trayectoria (y en el espacio de Hilbert) están ahora separadas. En los espacios generalizados el grupo dinámico se rompe en dos *semigrupos*. Como ya destacamos, debemos seleccionar el semi-grupo en el cual el equilibrio se alcanza en *nuestro* futuro.

Resumamos nuestras conclusiones. Mientras estudiamos trayectorias, hablar de "leyes del caos" parece paradójico. Describimos entonces los aspectos *negativos* del caos, como la divergencia exponencial de las trayectorias. La situación cambia de manera radical cuando pasamos a la descripción probabilista: permanece variable por períodos de tiempo tan dilatados como se quiera. Así entonces, *las leyes de la dinámica deben ser formuladas en términos probabilistas cuando conciernen a sistemas caóticos*. Pero para ello debemos salir del espacio de Hilbert usual, que sólo es definido para funciones "normales". Esa extensión nos permite incluir los procesos irreversibles en la descripción dinámica. En los ejemplos simples que acabamos de estudiar, la irreversibilidad sólo se vincula al exponente positivo de Lyapounov, pero recientemente esas consideraciones se han extendido a aplicaciones más generales que derivan de otros procesos irreversibles, como la difusión y otros aspectos de transporte.¹⁰

IV

Como ya mencionamos en el capítulo I, el éxito de la descripción estadística aplicada al caos determinista proviene de que considera la microestructura compleja del espacio de las fases. En cada región finita de dicho espacio existen trayectorias que divergen exponencialmente. La definición misma del exponente de Lyapounov implica la *comparación* de trayectorias vecinas.

Los resultados expuestos en este capítulo son notables en tanto se relacionan con sistemas caracterizados por un pequeño número de grados de libertad. Permiten entonces refutar las interpretaciones antropocéntricas de la irreversibilidad según las cuales esta última provendría de aproximaciones introducidas por *nosotros*. Desgraciadamente, estas interpretaciones, que nacieron de la derrota de Boltzmann, siguen propagándose hoy en día. Es verdad que la descripción en términos de trayectorias conserva su validez si las condiciones iniciales se conocen con una precisión infinita. Pero ello no corresponde a situación realista alguna. Cada vez

que efectuamos un experimento, en ordenador o de cualquier otro modo imaginable, tenemos situaciones en que las condiciones iniciales están dadas con una precisión finita y conducen a romper la simetría temporal. También podríamos sostener, en principio, que velocidades infinitas son imaginables y que por ende no necesitamos la relatividad, que se basa en la existencia de una velocidad máxima, la de la luz en el vacío. Pero la existencia de una velocidad superior a la de la luz no corresponde a ninguna situación que hoy se conozca.

Las aplicaciones de que acabamos de estudiar dos ejemplos corresponden a situaciones idealizadas, puesto que el tiempo actúa en realidad de manera continua y no siguiendo intervalos discretos. Hacia estas situaciones más realistas nos volveremos ahora. Los sistemas no integrables de Poincaré cobrarán aquí una importancia considerable. En este caso, la ruptura entre la descripción individual (trayectorias o funciones de onda) y la descripción estadística será aún más espectacular. Para tales sistemas, como veremos, el demonio de Laplace es impotente, sin que importe su sapiencia, finita o incluso infinita. El futuro ya no está dado. Como escribiera el poeta Paul Valéry, se convierte en una «Construcción».

MAS ALLÁ DE LAS LEYES DE NEWTON

I

Henos aquí en el centro de nuestro problema. ¿Cuál es el papel de la inestabilidad en la mecánica clásica, ciencia que fundamenta nuestra visión de una naturaleza regida por leyes deterministas, reversibles respecto del tiempo? En el capítulo anterior estudiamos modelos simplificados. Ahora partimos de las leyes de Newton, que han dominado la física teórica durante tres siglos.

Es verdad que la mecánica cuántica implica límites a la validez de la mecánica clásica cuando se trata de átomos o de partículas elementales. También la relatividad muestra que la mecánica clásica debe ser modificada para describir fenómenos relativos a energías altas, especialmente en cosmología.

Cualquiera sea la situación, coexisten una descripción individual (en términos de trayectorias, funciones de onda o campos) y una descripción estadística. Y en todos los niveles, inestabilidad y no integrabilidad rompen la equivalencia entre estas dos descripciones. La formulación de las leyes físicas debe ser modificada en todos los niveles con el fin de estar de acuerdo con el universo abierto y evolutivo en que viven los humanos.

En este capítulo nos concentraremos en la mecánica clásica. Como ya lo anunciamos, veremos que la incorporación de la inestabilidad y la no integrabilidad permite otorgar su lugar a los procesos irreversibles asociados a una generación de entropía. Recordemos también que los sistemas integrables constituyen la excepción. La mayoría de los sistemas dinámicos (empezando por el sistema de tres cuerpos) son no integrables. Mostraremos que en una clase importante de sistemas integrables (*los grandes sistemas de Poincaré [GSP]*, que definiremos en la sección II) puede superarse el obstáculo a la integración, y que la operación que permite hacerlo incorpora la irreversibilidad a la dinámica. Como en el caso de las aplicaciones caóticas que estudiamos en los dos capítulos anteriores, el punto esencial es que los *GSP* rompen la equivalencia entre las dos descripciones, en términos de trayectorias y de conjuntos estadísticos. Aparecen elementos no newtonianos que sólo en el nivel estadístico pueden ser incorporados de manera consistente en las ecuaciones dinámicas. Como resultado, obtenemos una descripción probabilista irreductible, caracterizada por una rotura de la simetría temporal. Queda resuelto así —sin aporte de elementos extrínsecos, aproximaciones o términos *ad hoc* agregados a las ecuaciones— el conflicto entre el tiempo reversible de la dinámica y el tiempo orientado de la termodinámica. La descripción estadística introduce los procesos irreversibles y el incremento de la entropía y esta descripción nada debe a nuestra ignorancia o a rasgo antropocéntrico alguno. Resulta de la naturaleza de los procesos dinámicos.

Retrospectivamente, no sorprende que debamos abandonar la descripción en términos de trayectorias. Como viéramos en el capítulo I, la no integrabilidad se debe a las resonancias. Ahora bien, las resonancias expresan condiciones que las frecuencias deben satisfacer: no son acontecimientos locales que se producen en un punto determinado del espacio, y en un momento dado. Introducen por lo tanto un elemento ajeno a la noción de trayectoria que corresponde a una descripción local de espacio-tiempo. Tengo plena conciencia de que el abandono de la noción de trayectoria supone una ruptura radical con el pasado. A las trayectorias siempre se las consideró los objetos primordiales. Ello ya no es válido aquí. Incluso veremos situaciones donde las trayectorias colapsan, así como a veces se habla de «colapso» (*"collapse"*) de la función de onda. Este colapso significa que las trayectorias ya no son objetos sometidos a leyes deterministas como las de Newton. Se convierten en objetos probabilistas, estocásticos, como en el movimiento browniano.

En adelante el indeterminismo —defendido por Whitehead, Bergson o Popper (ver capítulo I)— se impone en física. Pero no debe confundirse con la ausencia de previsibilidad, que tornaría ilusoria toda acción humana. Nos referimos a un límite de la previsibilidad. Volveremos sobre ello. De todos modos, el indeterminismo no traduce aquí una opción metafísica: es consecuencia de la descripción estadística que exigen los sistemas dinámicos inestables. Además, no sólo afecta a la mecánica clásica sino también a la mecánica cuántica. Vimos, en el capítulo I, que jamás cesaron las discusiones respecto de los fundamentos de la mecánica cuántica. En el curso de los últimos decenios numerosos autores propusieron reformulaciones o ampliaciones de la mecánica cuántica. En cambio, el hecho de proceder a una ampliación de la mecánica clásica es inesperado. Y más inesperado aún es que esta ampliación pueda guiarnos en la manera como debemos proceder a ampliar la mecánica cuántica para permitirle superar sus dificultades. Pero primero volvamos a la formulación tradicional de la mecánica clásica en términos de trayectorias.

II

Partamos del movimiento de una masa puntual m . Su trayectoria es descrita por su posición $r(t)$, función del tiempo, por su velocidad $v(t) = dr/dt$, y por su aceleración $a(t) = dv/dt = d^2r/dt^2$.

La ecuación fundamental de Newton vincula la aceleración a la fuerza F mediante la fórmula $F = ma$. Si no hay fuerza no hay aceleración y la velocidad permanece constante, principio clásico de la inercia. La ecuación de Newton se mantiene invariable para observadores que se mueven a velocidades relativas constantes. Es

el principio de invariancia galileano, generalizado por la relatividad, como veremos en el capítulo VIII.

En la medida en que la fuerza determina el cambio de trayectoria en una derivada *segunda* con respecto del tiempo, la ley de Newton es reversible en relación al tiempo, pues es invariante respecto de la inversión futuro / pasado ($t \rightarrow -t$).

Examinemos ahora el caso general de un sistema constituido por N masas puntuales.

En el espacio tridimensional tenemos entonces $3N$ coordenadas, q_1, \dots, q_{3N}

Y tres velocidades correspondientes v_1, \dots, v_{3N}

En las formulaciones modernas de la dinámica, las coordenadas y las velocidades (o, mejor dicho, los momentos p_1, \dots, p_{3N} , con $p = mv$) se definen como variables independientes. El estado de un sistema dinámico en un instante dado se puede asociar a un punto en el espacio de las fases de $6N$ dimensiones, y su movimiento, a una trayectoria en este espacio. Cuando las coordenadas y los momentos se definen como variables independientes, la magnitud central en mecánica clásica es el hamiltoniano $H(p, q)$.

Como lo hemos hecho hasta ahora, representaremos las $3N$ coordenadas por q y los $3N$ momentos por p .

El hamiltoniano es la energía del sistema expresada en términos de las variables q y p . Por ejemplo, para una partícula aislada, libre, H sólo depende del momento y es entonces igual a $p^2/2m$. Más generalmente, H es la suma de la energía cinética, que depende sólo de los momentos, $E_{cin}(p)$, y de la energía potencial, que depende sólo de las coordenadas $V(q)$.

Una vez obtenido el hamiltoniano $H(p, q)$, podemos escribir las ecuaciones del movimiento, que determinan la evolución de las coordenadas y de los momentos en el curso del tiempo. Lo explica cualquier manual de mecánica. Estas ecuaciones del movimiento derivadas del hamiltoniano se denominan ecuaciones *canónicas* del movimiento.

Retornemos al ejemplo de la partícula aislada, libre. Las ecuaciones canónicas permiten verificar que el momento p permanece constante mientras que la coordenada varía linealmente en el curso del tiempo, $q = q_0 + p/mt$.

Como vimos en el capítulo I, los sistemas integrables pueden adoptar, por definición, una forma isomorfa a la de un conjunto de partículas libres sin interacción unas con otras. Poincaré planteó el problema de la integrabilidad de los sistemas dinámicos considerando hamiltonianos de forma $H = H_0(p) + \lambda V(q)$.

En otras palabras, consideramos sistemas dinámicos descritos por el hamiltoniano "libre H_0 " (es decir, independiente de las coordenadas), al que se agrega una energía potencial $V(q)$ debida a las interacciones. Esta última diferencia el sistema estudiado del sistema de referencia integrable H_0 .

Poincaré mostró que la mayoría de los sistemas eran no integrables, es decir, que las interacciones no se podían eliminar por un cambio adecuado de variables. Por lo tanto, no podemos reemplazar el hamiltoniano H por un nuevo hamiltoniano libre. Correlativamente, cuando hablemos en el texto de un sistema "sin interacción" designaremos con ello un sistema integrable. El factor λ (denominado constante de acoplamiento) es un factor de escala que mide la importancia de las interacciones. Sólo conocemos las soluciones a las ecuaciones del movimiento en pocos sistemas dinámicos (esencialmente, en los sistemas integrables). En general, debemos recurrir a métodos de perturbación, por ejemplo desarrollando la solución en potencias del coeficiente de acoplamiento λ . Pero ello provoca dificultades, pues, debido a resonancias entre los grados de libertad, aparecen divergencias en el cálculo de perturbación.

En este libro nos interesaremos sobre todo en una clase particular de sistemas no integrables en el sentido de Poincaré: *los grandes sistemas de Poincaré (GSP)*. Como dijimos, las resonancias implican frecuencias asociadas a las diferentes modalidades del movimiento. Ahora bien, una frecuencia ω_k depende de la longitud de onda k . Considera el ejemplo de la luz: la luz ultravioleta posee una frecuencia más elevada y una longitud de onda más corta que la luz infrarroja. Consideraremos sistemas no integrables cuya frecuencia varíe *de manera continua* con la longitud de onda. Es la definición de los *GSP*. Esta condición es satisfecha si el volumen V , donde está situado el sistema, es lo suficientemente grande para que se puedan desdeñar los efectos en los bordes. Por ello se habla de *grandes sistemas de Poincaré*.

Consideremos un ejemplo simple, el de la interacción entre un oscilador de frecuencia ω_l acoplado a un campo. En el siglo de la radio y la televisión, todos hemos oído hablar de ondas electromagnéticas. La amplitud de estas ondas determina un campo que describe una función $\varphi(x, t)$ de las coordenadas y del tiempo. Desde comienzos de siglo se sabe que un campo puede describirse como una superposición de oscilaciones de frecuencia ω_k , cuya longitud de onda va del tamaño del sistema a las dimensiones de las partículas elementales. En la interacción oscilador-campo que consideramos, las resonancias aparecen cada vez que una frecuencia ω_k del campo es igual a la frecuencia ω_l del oscilador. Cuando intentamos resolver las ecuaciones del movimiento del oscilador en interacción con el campo, encontramos denominadores de forma $1/(\omega_l - \omega_k)$ que divergen cuando $\omega_l = \omega_k$.

Entonces la pregunta es: ¿podemos eliminar estas divergencias cuando pasamos al nivel estadístico?

Las resonancias de Poincaré conducen a una forma de caos. En efecto, las simulaciones numéricas muestran que estas resonancias inducen la aparición de trayectorias erráticas, como sucede en el caos determinista. Nuestro método confir-

mará la estrecha analogía que existe entre no integrabilidad (en el sentido de Poincaré) y caos determinista.

III

Tal como hiciéramos en capítulos anteriores, introduciremos una distribución de probabilidad $\rho(q, p, t)$. Su evolución en el tiempo se deduce de las ecuaciones canónicas del movimiento. Nos encontramos entonces en la misma situación que en el capítulo IV, cuando pasamos de las ecuaciones de una aplicación al operador de Perron-Frobenius correspondiente a una descripción estadística. Aquí el operador de evolución se designa con el nombre de operador de Liouville L .

La ecuación de evolución de probabilidades ρ se escribe entonces $i \partial \rho / \partial t = L \rho$.

El cambio en el curso del tiempo de ρ resulta de la acción del operador L sobre ρ . La forma explícita del operador de Liouville es innecesaria en esta etapa. En cambio, hay que destacar que si la distribución de probabilidad es independiente del tiempo, $\partial \rho / \partial t = 0$, obtendremos también $L \rho = 0$. Es lo que ocurre en el equilibrio termodinámico. En este caso, como ya dijimos en el capítulo III, sección I, la distribución de probabilidad depende solamente de la energía (o hamiltoniano) que es una invariante del movimiento.

La solución de los problemas en el nivel estadístico exige la construcción de la representación espectral de L . Es un problema análogo al que presentamos en el capítulo IV en relación con los sistemas caóticos. Se trata de determinar las funciones propias y los valores propios de L . Vimos que la representación espectral depende del espacio de las funciones, que tradicionalmente es el espacio de Hilbert, el espacio de las funciones normales. Ahora bien, un teorema fundamental, que aparece en todos los manuales, enuncia que en el espacio de Hilbert el operador L sólo posee números reales l_n como valores propios. Esto resulta de que el operador pertenece a la clase de operadores denominados "hermitianos".

En este caso, la evolución en el tiempo de la distribución de probabilidad se convierte en una superposición de términos periódicos. La solución formal de la ecuación de Liouville es $\rho(t) = \exp(-iL) \rho_0 \exp(-iLt) \rho_0$.

A cada valor propio l_n , corresponde un término oscilante:

$$\exp(-il_n t) = \cos(l_n t) - i \sin(l_n t).$$

Futuro y pasado desempeñan el mismo papel. Queda claro que para incorporar la irreversibilidad necesitamos valores propios complejos: $l_n = \omega_n - i \gamma_n$

En efecto, ello conduce a contribuciones exponenciales $\exp(-\gamma_n t)$ a la evolución temporal de la distribución de probabilidad, contribuciones que desaparecerán

progresivamente en el futuro ($t > 0$), mientras que en el pasado se amplificarán ($t < 0$). Por lo tanto, se rompe la simetría del tiempo.

Pero esto sólo es posible si abandonamos el espacio de Hilbert. La cuestión es comprender por qué razones físicas debemos abandonar las funciones "normales" que forman el espacio de Hilbert e introducir funciones generalizadas o singulares. Como veremos, esta necesidad proviene de que nuestro mundo presenta interacciones *persistentes*.¹

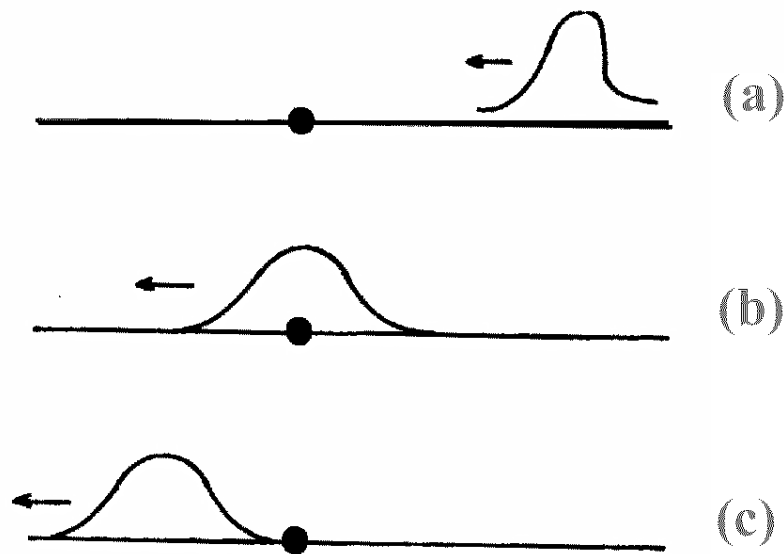


Figura V-1

Las tres etapas de la difusión (*scattering*): [a] el haz se aproxima al blanco; [b] el haz interactúa con el blanco; [c] el haz se aleja nuevamente, con movimiento libre.

Así, las moléculas en la atmósfera están continuamente en colisión. Ahora bien, no podemos entender este proceso continuo de colisiones a partir de una idealización que consiste en considerar sólo algunas moléculas en el vacío. Esta idealización correspondería a interacciones *transitorias*. La distinción entre interacciones persistentes y transitorias adquiere por lo tanto una importancia crucial en el paso de la dinámica reversible de trayectorias a la termodinámica. La mecánica clásica considera movimientos aislados en tanto que la irreversibilidad sólo adquiere sentido cuando consideramos partículas sumergidas en un medio donde las interacciones son persistentes. Precisaremos esta distinción y mostraremos por

qué conduce a distribuciones singulares de probabilidad que nos obligan a abandonar el espacio de Hilbert.

La distinción entre interacciones transitorias y persistentes exige una distinción entre distribuciones de probabilidad *localizadas* y *deslocalizadas*. Consideremos un ejemplo simple: el de un sistema de una sola dimensión. La coordenada x se extiende desde $-\infty$ hasta $+\infty$.

Las funciones localizadas de distribución se concentran sobre un segmento finito de la recta. La trayectoria es un caso particular de distribución localizada, aquel donde la función de distribución se localiza en un solo punto y se desplaza en el curso del tiempo. A la inversa, las funciones de distribución deslocalizadas se extienden sobre toda la recta. Estas dos clases de funciones corresponden a situaciones diferentes. Tomemos por ejemplo la difusión (*o scattering*, término anglosajón frecuentemente empleado en francés). En los experimentos usuales de *scattering*, un haz de partículas se prepara y dirige contra un obstáculo, el blanco. Tendremos entonces tres etapas, representadas en la figura V-1.

Primero el haz se aproxima al blanco. Luego interactúa con él. Finalmente, sus partículas están otra vez en movimiento libre. El punto importante es que el proceso de interacción es *transitorio*. En cambio, si el *scattering* no tiene principio ni fin (interacción *persistente*), debemos introducir una distribución deslocalizada, que se extiende a lo largo de todo el eje de los x .

Los experimentos de *scattering* transitorio han desempeñado un papel importante en la historia de la física: permiten estudiar las interacciones entre partículas elementales, por ejemplo entre protón y electrón. Sin embargo, en la mayoría de las situaciones físicas, y especialmente en los sistemas macroscópicos como gases y líquidos, tenemos interacciones persistentes ya que las colisiones jamás se detienen. El punto crucial es que la descripción de interacciones persistentes no puede confundirse con la descripción de interacciones transitorias: la primera se asocia a distribuciones de probabilidad localizadas y la segunda a distribuciones deslocalizadas.

Todos los sistemas termodinámicos se caracterizan por interacciones persistentes y se los debe describir mediante distribuciones deslocalizadas. Para ello, frecuentemente se recurre al *límite termodinámico*. Expresa el hecho que el número N de partículas y el volumen V aumentan mientras que la relación N/V permanece constante. Formalmente, se consideran los límites $N \rightarrow \infty$ y $V \rightarrow \infty$.

Por supuesto que no existe sistema alguno (ni siquiera el universo) en que el número de partículas sea infinito. El paso al límite significa simplemente que los efectos de bordes, descritos mediante términos en $1/N$ o en $1/V$, se pueden desdiseñar. Este límite termodinámico desempeña un papel central en toda la física macroscópica. Sin él no sería posible introducir estados bien definidos de la materia, como los estados gaseoso, sólido o líquido, ni las transiciones de fase entre

estos estados. Tampoco se podría establecer la diferencia entre los regímenes vecinos o alejados del equilibrio, cuya importancia recordamos en el capítulo II. Ahora quisiéramos explicar por qué la introducción de funciones de distribución deslocalizadas nos obliga a abandonar la clase de funciones normales y por ende el espacio de Hilbert. Para proceder, debemos recurrir a algunas nociones matemáticas elementales.

Todos saben qué es una función periódica del tipo $\sin 2\pi x/\lambda$.

Esta función permanece invariante si agregamos a la coordenada x la longitud de onda λ [$\sin 2\pi x/\lambda = \sin 2\pi (x + \lambda)/\lambda$]. Hay otras funciones periódicas, como $\cos 2\pi x/\lambda$ o $e^{i2\pi x/\lambda} = \cos 2\pi x/\lambda + i \sin 2\pi x/\lambda$.

En vez de la longitud de onda λ , se utiliza a menudo el vector de onda $k = 2\pi/\lambda$.

La onda descrita por $e^{i2\pi x/\lambda} = e^{ikx}$ es una *onda plana*. Ahora bien, la teoría de las series de Fourier (o de las integrales de Fourier) muestra que una función de la coordenada x , por ejemplo $f(x)$, puede escribirse como una superposición de funciones periódicas correspondientes al vector de onda k , y en particular como una superposición de ondas planas e^{ikx} . En esta superposición, cada onda plana es multiplicada por una amplitud $\varphi(k)$, que es una función de k .

Esta función $\varphi(k)$ se denomina la transformada de Fourier de $f(x)$.

Lo que acabamos de describir es la operación de paso de una función $f(x)$, en la que la variable es la coordenada x , a una descripción en términos de $\varphi(k)$ cuya variable es el vector de onda k .

Por supuesto, la transformación inversa también es posible. Lo importante es que hay una suerte de *dualidad* entre $f(x)$ y $\varphi(k)$. Si $f(x)$ se extiende en el intervalo Δx y se anula fuera de este intervalo, $\varphi(k)$ se extiende en el intervalo espectral $\Delta k = 1/\Delta x$. Cuando el intervalo espacial Δx aumenta, disminuye el intervalo espectral Δk , y viceversa.

En el caso particular de la función singular $\delta(x)$, que sólo está localizada en el punto $x = 0$ (lo que implica $\Delta x = 0$), el intervalo espectral Δk es infinito. Inversamente, las funciones deslocalizadas (en las cuales $\Delta x \rightarrow \infty$) conducen a funciones *singulares en k* , de tipo $\delta(k)$. Pero vimos que las distribuciones de probabilidad deslocalizadas corresponden al caso de interacciones persistentes. También observamos que la distribución de equilibrio de la función p es una función del hamiltoniano H únicamente. Pero el hamiltoniano contiene un término de energía cinética que es una función de los únicos momentos p , no de las coordenadas q . Contiene por lo tanto una parte deslocalizada que posee una transformada singular de Fourier. Se observa entonces que no es nada sorprendente que las funciones singulares desempeñen un papel crucial en la descripción dinámica.

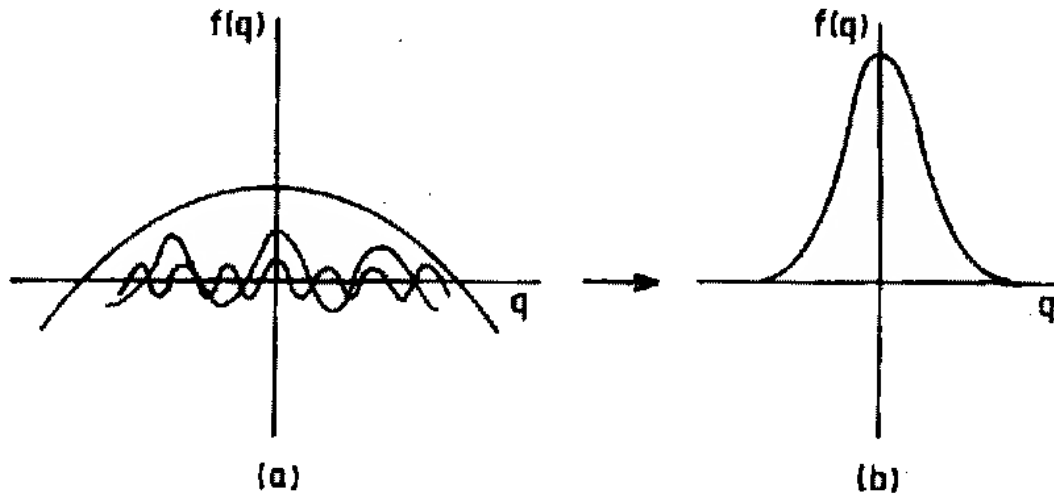


Figura V-2

Las trayectorias consideradas como resultado de una interferencia constructiva de ondas planas. La superposición de las diferentes ondas planas lleva a una función caracterizada por un máximo agudo en $q=0$.

V

Comparemos ahora la descripción estadística, en términos de operador de Liouville (ver sección III), con la descripción en términos de trayectorias. Una sorpresa nos espera, pues la descripción estadística introduce herramientas diferentes desde el comienzo. Esto ya puede percibirse en el ejemplo más simple: el movimiento de una partícula libre en un espacio unidimensional. Como vimos, la coordenada q de la partícula varía de manera lineal con el tiempo, y el momento p permanece constante. Ahora bien, la descripción estadística se hace en términos del momento y de k , la transformada de Fourier de x . Si bien tenemos el hábito de los vectores de onda cuando tratamos problemas acústicos u ópticos, aquí aparecen en un problema de mecánica.

La razón es que, en el caso de una partícula libre, el operador de Liouville L se reduce a un operador de derivación: $L = ip/m \partial/\partial x$. Esto significa que sus funciones propias (ver capítulo IV, sección I) son exponenciales e^{ikx} y sus valores propios pk/m . La solución de la ecuación de movimiento para una partícula libre es entonces una superposición de ondas planas. Estas ondas, que son las funciones

propias, se extienden en todo el espacio, en contraste con la trayectoria, localizada en un punto. Por supuesto, en este caso simple ambas descripciones son equivalentes: utilizando la teoría de Fourier podemos reconstruir la trayectoria (ver figura V-2). Pero éste ya no es un concepto *elemental* en la descripción estadística. En este caso, para obtener una trayectoria debemos concentrar la distribución de probabilidad en un solo punto. Para ello debemos superponer ondas planas de vector de onda k que se extienden en todo el intervalo espectral ($\Delta k \rightarrow \infty$).

En $q = q_0$ las amplitudes de ondas planas producen una interferencia *constructiva*, en tanto que en $q \neq q_0$ se anulan por interferencia *destruktiva*.

Cuando se trata de un sistema integrable, como la partícula libre, el vector de onda k es constante en el tiempo. A partir de ondas planas es posible reconstruir la trayectoria en cada instante. Pero lo importante, repitámoslo, es que en adelante se trata de un concepto derivado, correspondiente a un caso particular, y no de un concepto primario. La trayectoria se convierte en el resultado de una construcción físico-matemática. Se puede concebir entonces que las resonancias de Poincaré destruyan las interferencias constructivas que llevan a la trayectoria, lo que no era el caso en la descripción tradicional de la mecánica clásica, donde la trayectoria se considera un concepto primitivo, irreductible.

Es igualmente interesante destacar que los valores *proprios* kp/m del operador de Liouville corresponden a frecuencias que aparecen en las resonancias de Poincaré. Dependen a la vez de k y de p , y no de las coordenadas. La utilización de vectores de onda es entonces el punto de partida natural para discutir las resonancias de Poincaré, como haremos.

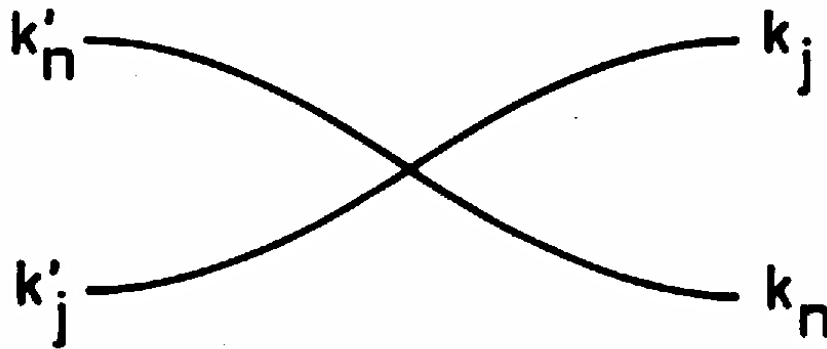


Figura V-3

Diagrama de propagación: representación de un acontecimiento dinámico correspondiente a la interacción de dos partículas, que transforma los valores de sus vectores de onda k_j, k_n en k'_j, k'_n .

Las ondas planas no sólo nos permiten describir las trayectorias (que corresponden a interacciones transitorias), sino también las situaciones deslocalizadas en que la función de distribución p sea independiente de la coordenada q . Tal como lo explicamos en la sección IV, ello conduce a funciones singulares en el vector de onda k . El terreno está así preparado para discutir acerca del efecto de las interacciones en el nivel estadístico, y ello en el lenguaje de los vectores de onda.

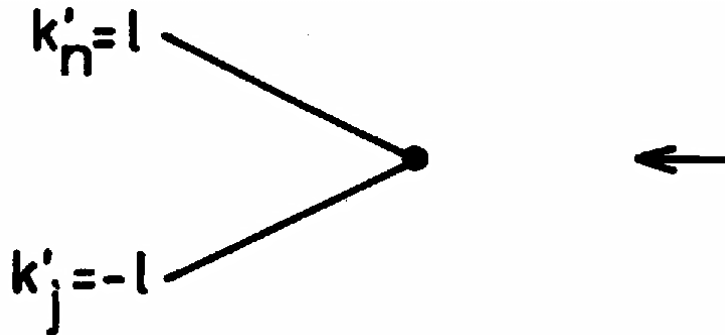


Figura V-4

Fragmento de creación: un acontecimiento dinámico transforma el vacío de correlación en una correlación binaria $1, -1$

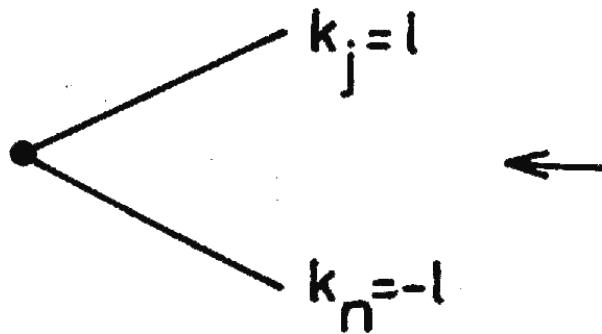


Figura V-5

Fragmento de destrucción: un acontecimiento dinámico transforma la correlación binaria $1, -1$ en vacío de correlación.

VI

Supongamos que la energía potencial V del hamiltoniano corresponde a la suma de interacciones binarias. Ello conduce al teorema siguiente: en la interacción entre las partículas j y n , los dos vectores de onda k_j y k_n se modifican, pero su suma se conserva: $k_j + k_n = k_j' + k_n'$.

Donde k_j' y k_n' son los vectores de onda después de la interacción. No demostraremos aquí este teorema archiconocido,² pero lo utilizaremos para dar una imagen de la evolución dinámica en el formalismo estadístico. Esta imagen consiste en una sucesión de *acontecimientos* separados por movimientos libres. Con cada acontecimiento se modifican los vectores de onda k y los momentos p , en circunstancias que permanecen constantes entre los acontecimientos. Examinemos con mayor detalle la naturaleza de los acontecimientos. Introdujimos en el capítulo III, sección I, la noción de correlación. Ahora podemos precisarla. La distribución de probabilidad $\rho(q, p, t)$ depende a la vez de las coordenadas y los momentos. Si la integramos en las coordenadas, perdemos toda la información espacial. Obtenemos una función $\rho_0(p, t)$ que sólo contiene informaciones sobre los momentos y no sobre la posición de las partículas.

Denominamos ρ_0 al "vacío de correlación". En cambio, si integramos en todas las coordenadas, excepto en las coordenadas q_i, q_j partículas i y j , conservamos la información sobre las correlaciones entre estas partículas. Designamos esta función como una "correlación binaria". De la misma manera podemos definir correlaciones ternarias, etc.

En la descripción estadística, es más cómodo reemplazar las coordenadas por su transformada de Fourier k . Ahora consideramos la ley de conservación de los vectores de onda $k_j + k_n = k_j' + k_n'$.

Cada acontecimiento estará representado por un punto, con dos líneas entrantes que simbolizan a k_j y k_n , y dos líneas salientes que simbolizan a k_j' y k_n' . Por otra parte, los momentos de las partículas en interacción se modifican en cada punto (el operador derivado $\partial/\partial p$ figura en el operador de Liouville desde que existe interacción).

El acontecimiento más simple se representa en el diagrama de la figura V-3. Designamos este diagrama "acontecimiento de propagación", o "diagrama de propagación". Corresponde a una modificación de la correlación binaria ρ_2 entre las partículas j y n . Pero también podemos partir del vacío de correlación ρ_0 para el cual $k_j = k_n = 0$ y producir una correlación binaria (ver figura V-4). Obtenemos entonces lo que llamamos un diagrama de "creación de correlación" o "fragmento de creación".

También tenemos "fragmentos de destrucción", como los representados en la figura V-5, que transforman una correlación binaria en vacío de correlación.

Empezamos a ver perfilarse una *historia de correlaciones* que es resultado de acontecimientos sucesivos.³

Ahora podemos introducir en esta descripción el efecto de las *resonancias de Poincaré*. En la sección III del capítulo I vimos que éstas conducen a divergencias asociadas a pequeños denominadores.

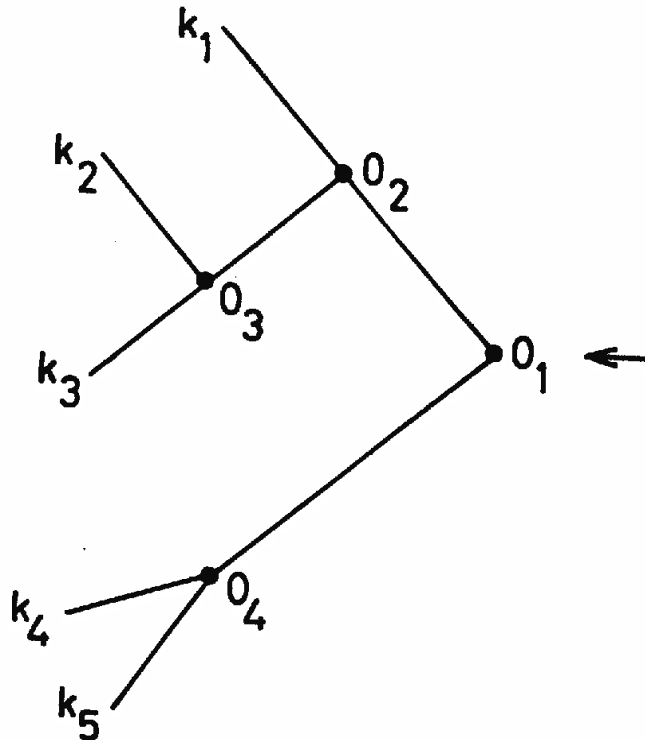


Figura V-6

Ejemplo de historia de correlaciones. Cuatro acontecimientos $0_1, 0_2, 0_3, 0_4$, transforman el vacío de correlación en una correlación de cinco partículas.

Aquí, la frecuencia asociada a un momento p es kp/m . En los grandes sistemas de Poincaré, donde k es una variable continua, las divergencias se pueden evitar en el nivel estadístico y las resonancias expresarse en términos de función δ . Esto implica la noción matemática de prolongación analítica, que no abordaremos aquí.⁴

Señalemos simplemente que para una interacción en dos cuerpos el argumento de la función δ es $k/m (p_1 - p_2)$. Si recordamos que tal función es nula salvo

cuando $k/m p_1 = k/m p_2$, entenderemos que el vector de onda $k = 0$ desempeña un papel particularmente importante. Ahora bien, un vector de onda nulo corresponde a una longitud de onda infinita y por ende a un proceso *deslocalizado*. Así, las resonancias de Poincaré no se pueden incluir en la descripción en términos de trayectorias, que son objetos localizados.

Podemos dar aquí una idea cualitativa del efecto de las resonancias en el nivel estadístico. Estas resonancias acoplan los procesos dinámicos exactamente como acoplan los armónicos en música. En la descripción diagramática que introducimos, acoplan fragmentos de destrucción y de creación (ver figura V-7). Esto lleva a *nuevos* procesos dinámicos que parten de un estado dado de correlación (por ejemplo, el vacío de correlación) y retornan al *mismo* estado de correlación. En nuestros diagramas estos procesos dinámicos constituyen *burbujas*. Así, las burbujas son procesos dinámicos de un tipo nuevo, cuyo origen son las resonancias de Poincaré. Corresponden a acontecimientos que se deben considerar *como un todo*, e introducen elementos no newtonianos en la evolución de la distribución de probabilidad. Estos elementos carecen de análogos en la teoría de las trayectorias. Tienen un efecto dramático: rompen la simetría del tiempo, tal como siempre había postulado la teoría fenomenológica de los procesos irreversibles. Realizan la idea de Boltzmann según la cual un proceso como la colisión debe permitir interpretar, en el nivel estadístico, el incremento de entropía. Pero la realizan permaneciendo en el marco de la dinámica mediante la consideración de las resonancias de Poincaré.

Con el fin de marcar la analogía con la descripción cinética, hemos llamado "operador de colisión" al operador que actúa en la función de distribución que corresponde a estas burbujas, a estos elementos nuevos resultantes del acoplamiento por resonancia.

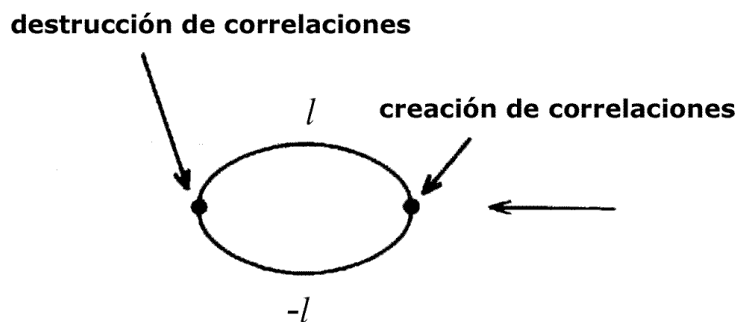


Figura V-7

Burbuja debida a las resonancias de Poincaré.
Las resonancias acoplan los fragmentos de creación y de destrucción.

Al igual que en la descripción cinética, estos operadores de colisión llevan a fenómenos de difusión. Hacen aparecer un movimiento browniano en la descripción dinámica. Ya hemos señalado que, por analogía con la mecánica cuántica, se puede hablar de "colapso" de la trayectoria (*collapse*). Esto significa que la trayectoria, en lugar de ser un objeto ligado a una descripción determinista, se convierte en un objeto probabilista. En la teoría fenomenológica del movimiento browniano se suele hablar de "fuerzas de Langevin". Son "fuerzas" que traducen el carácter aleatorio de la agitación térmica, y conducen a movimientos difusivos. Estas fuerzas de Langevin también aparecen aquí, pero resultan de las resonancias de Poincaré y no de la ignorancia respecto de los movimientos exactos que describen la agitación térmica de las moléculas.

VII

Ahora nos es posible lograr nuestro objetivo principal, la solución del problema dinámico en el nivel estadístico. Igual que en el caos determinista, esta solución implica la representación espectral del operador de evolución, en este caso, el operador de Liouville.

Dos elementos son esenciales: primero, consideremos funciones de distribución deslocalizadas, asociadas con interacciones *persistentes* (ver secciones II y IV). Conducen a funciones singulares. Una vez más debemos abandonar el espacio de Hilbert, asociado con las solas funciones normales. Enseguida, en la descripción de las interacciones, debemos considerar las resonancias de Poincaré que instauran nuevos tipos de procesos dinámicos asociados a la noción de difusión.

Al tomar en consideración estos dos puntos, obtenemos (como en el capítulo IV) una representación espectral irreductible y compleja del operador de evolución (en este caso, el operador de Liouville). Tal como en el caso del caos determinista, "complejo" significa que esta representación rompe la simetría temporal, e "irreductible" significa que no se aplica a trayectorias, que corresponden a interacciones transitorias. Las leyes de la dinámica cobran entonces una nueva significación: incorporan la irreversibilidad y expresan posibilidades, ya no certidumbres. Si una de las condiciones no se cumple —por ejemplo si consideramos funciones de distribuciones localizadas (interacciones transitorias)—, caemos nuevamente en la descripción newtoniana en términos de trayectorias.

Estas condiciones se cumplen en un gran número de situaciones. Podemos esperar desviaciones con respecto a la física newtoniana, predicción nuestra que simulaciones numéricas han confirmado.

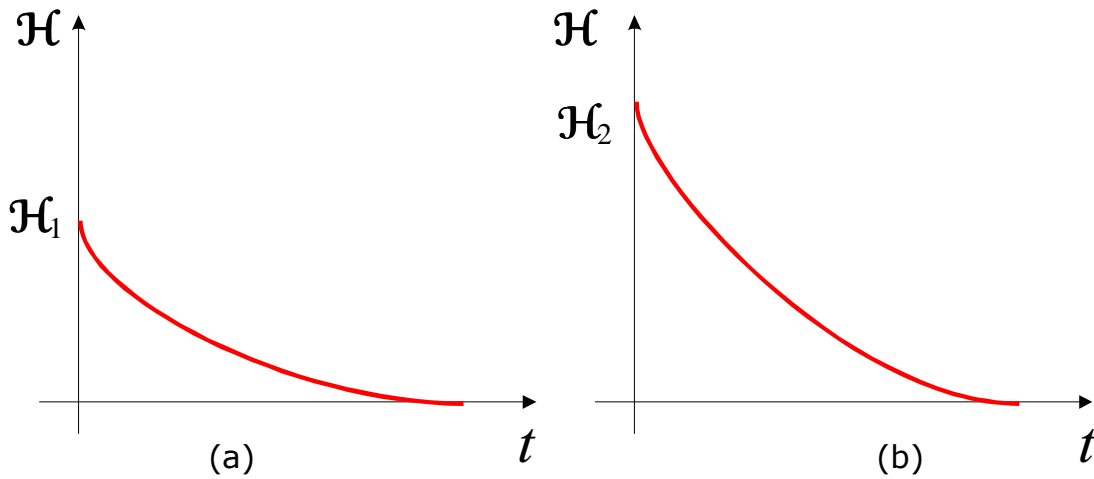


Figura V-8

Decrecimiento monótono de la función \mathcal{H} en el tiempo. La escala se ha elegido de manera que en estado de equilibrio $\mathcal{H} = 0$, y por ende en (a) el sistema parte de un estado más cercano al equilibrio que en (b), pues $\mathcal{H}_1 < \mathcal{H}_2$.

Ya mencionamos el límite termodinámico, donde el número N de partículas y el volumen V que ocupan tienden al infinito cuando su relación N/V (es decir, la concentración) permanece constante. Los sistemas descritos por este paso al límite responden a nuestras condiciones: son sistemas donde las interacciones jamás se detienen. Es incluso posible mostrar que aun si partimos de una descripción en términos de trayectorias (y pasamos al límite $N \rightarrow \infty$), los procesos difusivos vencerían y la trayectoria colapsaría: con el tiempo se transformaría en función de distribución singular deslocalizada. Esta conclusión ha sido verificada por simulación numérica.⁵

¿Qué sucede con el segundo principio en esta formulación? Si consideramos una propiedad dinámica A , por ejemplo una función del momento p de una partícula, su valor promedio $\langle A \rangle$, evaluado con la probabilidad ρ , tenderá al equilibrio en el curso del tiempo (en ausencia de coerciones). En general, no se alcanza el equilibrio de manera monótona. Según el período considerado, el valor medio puede aumentar o disminuir con el tiempo. Sin embargo, como ahora tenemos procesos irreversibles, podemos realizar el programa de Boltzmann y construir funciones \mathcal{H} (ver capítulo 1, sección III) que son análogos dinámicos de la entropía: estas funciones sólo pueden disminuir en un sistema aislado (ver Figura V-8).

La existencia de funciones es decir, de una entropía definida en el nivel microscópico, no tiene relación alguna con nuestra ignorancia. Expresa la rotura de simetría temporal.

Observemos asimismo que en la concepción clásica existe una distinción fundamental entre condiciones iniciales y ley dinámica. Una vez dada la ley, todas las condiciones iniciales son equivalentes y ninguna característica intrínseca permite distinguirlas. No es así en este caso. Funciones de distribución diferentes llevan a diferentes valores \mathcal{H} por ejemplo, en la figura V-8, la situación inicial en (a) es más cercana al equilibrio que en (b). Es tentador postular que únicamente son posibles funciones de distribución que otorguen un valor *finito* a \mathcal{H} .

Un valor infinito requeriría una cantidad infinita de información. Así, el segundo principio, tal como lo expresa el comportamiento de \mathcal{H} , se convierte en un principio de selección respecto de estados que podemos preparar en el laboratorio o que se verifican en la naturaleza. Permite, por ejemplo, eliminar las "soluciones avanzadas"⁶ cuya posibilidad admiten las ecuaciones de la dinámica y que corresponden a situaciones como aquellas donde ondas múltiples convergerían en un estanque de modo que hicieran brotar al exterior un piedra que reposara en el fondo.

Nuestra descripción realiza entonces lo que era imposible en la descripción en términos de trayectorias: la unificación de la dinámica y la termodinámica. Reencontramos de manera rigurosa todos los resultados obtenidos hasta ahora con la ayuda de los métodos fenomenológicos en la descripción de los procesos irreversibles, pero podemos ir más allá de los resultados conocidos. Demos un ejemplo. Debido a las resonancias, los procesos dinámicos descritos en la sección VIII conducen a *correlaciones de largo alcance*, aunque las fuerzas entre las moléculas sean de corto alcance. La única excepción es el estado de equilibrio donde el alcance de las correlaciones es determinado por el de las fuerzas entre las partículas. Como recordamos en el capítulo II, este resultado explica que el no equilibrio haga aparecer una nueva coherencia, que las oscilaciones químicas o los torbellinos hidrodinámicos ilustran. *Síguese que la física del equilibrio nos ha inspirado una imagen falsa de la materia*. Reencontramos ahora la significación dinámica de lo que habíamos verificado en el nivel fenomenológico: la materia en equilibrio es ciega; en las situaciones de no equilibrio comienza a *ver*.

Ha llegado el momento de concluir este capítulo. Espero haber dado al lector una idea de los ingredientes requeridos para ir más allá de la mecánica de Newton.

La validez de las ecuaciones utilizadas en mecánica clásica resulta extremadamente limitada. La mayoría de los sistemas dinámicos correspondientes a los fenómenos que nos rodean son no integrables en el sentido de Poincaré y son GSP que presentan interacciones persistentes. Estos fenómenos admiten una descripción termodinámica incompatible con una descripción en términos de trayectorias. Las interacciones dinámicas transitorias, como el *scattering*, no son representativas de las situaciones que encontramos en la naturaleza. Corresponden a situaciones simplificadas que se pueden verificar en laboratorio. Pero son idealizacio-

nes, ya que en la naturaleza las interacciones son persistentes y los procesos de colisión que corresponden a las resonancias de Poincaré son la norma. Rompen la simetría temporal e implican una descripción evolutiva acorde con la descripción termodinámica.

Por lo tanto, la descripción de la naturaleza circundante tiene poca relación con la descripción regular, simétrica en relación al tiempo, tradicionalmente asociada con el mundo newtoniano. Nuestro mundo es fluctuante, ruidoso, caótico, más semejante al que los atomistas griegos habían imaginado. El clinamen (que fuera introducido para resolver el dilema de Epicuro; ver capítulo I) deja de ser un elemento ajeno: es la expresión de la inestabilidad dinámica.

Por supuesto, la dinámica sólo nos proporciona las condiciones necesarias para la inteligibilidad de los modos de evolución. La dinámica otorga significación a la entropía. Como vimos en el capítulo II, al interior mismo de la termodinámica se precisa de algunas condiciones adicionales para observar el surgimiento de estructuras disipativas y de los demás comportamientos complejos asociados al distanciamiento del equilibrio. Y a su vez estos comportamientos de autoorganización física sólo constituyen condiciones necesarias, mas no suficientes, de surgimiento de una autoorganización adecuada para la vida. La distinción entre condiciones necesarias y suficientes es esencial para describir la dimensión narrativa de la naturaleza. Pero desde ahora esta dimensión narrativa armoniza con nuestra descripción de los procesos dinámicos o cuánticos. El mundo de los GSP y de las interacciones persistentes se convierte en el punto de partida de nuestros intentos por descifrar las múltiples historias de autoorganización física y biológica que la naturaleza nos ofrece.

CAPÍTULO VI

UNA NUEVA FORMULACIÓN DE LA TEORÍA CUÁNTICA

I

Examinemos ahora los sistemas cuánticos. Existen diferencias fundamentales entre la dinámica clásica newtoniana y la teoría cuántica. Con todo, en ambos casos hay una descripción *individual* (esta vez en términos de funciones de onda), y una descripción estadística en términos de distribuciones de probabilidad. Como vimos, las resonancias de Poincaré aparecen en mecánica clásica y cuántica. Podemos esperar entonces que nuestros resultados incluyan la mecánica cuántica. En el caso de los GSP cuánticos obtenemos, en efecto, una nueva formulación estadística de la mecánica cuántica, válida fuera del espacio de Hilbert. Esta descripción incluye la rotura de la simetría temporal y es irreductible a la descripción individual en términos de funciones de onda.

Ya mencionamos en el capítulo I la curiosa situación de la mecánica cuántica. A pesar de sus asombrosos éxitos, no ha cesado de suscitar debates sobre sus fundamentos conceptuales. La reducción de la función de onda implica una formulación dualista de la teoría cuántica.

Por una parte, tenemos la ecuación de Schrödinger que rige la función de onda y que (al igual que la ecuación de Newton) es determinista y simétrica en relación al tiempo. Por otra parte tenemos la reducción de la función de onda, que transforma un caso puro en una mezcla y que, asociada al proceso de medición, es irreversible.

En su famoso libro *The Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (1932), John von Neumann instaló esta estructura dualista en la base de su presentación de la teoría cuántica, formulada cinco años antes.

Es una curiosa estructura. Si queremos escapar a la irreductibilidad de la operación de medición, es decir, a la intrusión de un elemento subjetivo en la teoría, la estructura dualista de la mecánica cuántica parece exigir un segundo tipo de proceso dinámico asociado a la reducción de la función de onda e irreductible a la ecuación determinista de Schrödinger.

Pero hasta ahora nadie había podido dar una interpretación realista de este segundo proceso, ni precisar los criterios que determinan las situaciones en que deberíamos abandonar la ecuación de Schrödinger para la reducción de la función de onda. Existen otros rasgos inhabituales en mecánica cuántica.¹

Numerosos textos discuten su característica "no localidad". No abordaremos esa cuestión. La localidad es una propiedad asociada a la descripción newtoniana en términos de trayectorias. No es tan sorprendente que una teoría como la mecánica cuántica, que incorpora el aspecto ondulatorio de la materia, conduzca a una

forma de no localidad. En su último libro², Roger Penrose distingue dos tipos de «misterios» cuánticos. Los denomina «Misterios Z» (por la palabra "fuzziness") y «Misterios X» (por la palabra "paradox"). Según él, el primer tipo es intrigante pero puede interpretarse. El segundo tipo presenta los problemas más difíciles. La estructura dualista de la teoría cuántica es un «Misterio X».

Efectivamente, nos interesa aquí la paradoja cuántica asociada a la estructura dualista de la teoría cuántica. Como veremos, esta paradoja está estrechamente vinculada a otro problema, compartido por la teoría clásica de las trayectorias: opinamos que, al igual que esta última, la teoría cuántica es *incompleta*. Por su simetría temporal, es incapaz de describir los procesos irreversibles, por ejemplo la aproximación al equilibrio. Sin embargo, necesariamente forma parte de nuestra descripción de la naturaleza.

En derredor nuestro abundan los sistemas en equilibrio, desde la famosa radiación residual de cuerpo negro a 3° K —cuyo origen se remonta a una época cercana al big bang— hasta los sistemas gaseosos, líquidos y sólidos de que trata la física macroscópica.

Un aspecto inesperado de la solución que obtuvimos permite resolver a la vez la paradoja que caracteriza la mecánica cuántica y el conflicto con la termodinámica, que hace participar la mecánica cuántica en el legado newtoniano. Obtenemos así una formulación de la teoría cuántica que se puede caracterizar de realista en dos planos. Por una parte, esta formulación otorga una significación dinámica al rasgo esencial del mundo: su aspecto evolutivo, *ejemplificado* por la termodinámica. Por otra parte, permite interpretar en términos dinámicos la reducción de la función de onda. La transición de las funciones de onda a los conjuntos puede ser interpretada como el resultado de las resonancias de Poincaré, y esto sin intervención misteriosa del observador ni recurso a alguna hipótesis incontrolable.

En el capítulo I recordamos varias propuestas de ampliación de la teoría cuántica. A diferencia de esas propuestas, nuestra teoría lleva a predicciones precisas y puede, por lo tanto, ponerse a prueba. En la actualidad, ha sido verificada en todas nuestras simulaciones numéricas.³

El retorno al realismo propio de nuestro enfoque no es un retorno al determinismo. Por el contrario: acentúa la dimensión probabilista presente en mecánica cuántica.

Estoy de acuerdo con Popper cuando escribe: «Mi punto de vista personal es que el indeterminismo es compatible con el realismo, y que aceptar ese hecho nos permite adoptar una concepción epistemológica coherente de la teoría cuántica en su conjunto, como también una interpretación objetivista de la probabilidad».⁴ Lo que Popper denominaba su "fantasía metafísica" —es decir, «que el mundo sería quizá igualmente indeterminista en ausencia de "sujetos observadores" que hacen experimentos e interfieren con él»— ahora forma parte del ámbito de la

física propiamente dicha. Mostraremos que la teoría cuántica de los sistemas inestables conduce, al igual que la teoría clásica, a una descripción a la vez realista y estadística. Pero en esta nueva formulación la magnitud fundamental no es la amplitud de probabilidad: es la probabilidad misma.

II

El punto de partida de la mecánica cuántica fue la verificación experimental de que la interacción entre átomos y luz implica frecuencias bien definidas de absorción y de emisión. El modelo de átomo que construyó Bohr se caracteriza por niveles discretos de energía.

Conforme a los datos experimentales (el principio de Ritz-Rydberg), la frecuencia de las líneas espectrales de emisión y absorción es *la diferencia entre dos niveles energéticos*. Punto muy importante, que marcó profundamente la historia de la teoría cuántica. El problema fue reconciliar el átomo de Bohr con el concepto de hamiltoniano que, como vimos en el capítulo anterior, está en el centro de la teoría clásica del movimiento. El hamiltoniano clásico expresa la energía de un sistema dinámico en términos de coordenadas y de momentos. Puede por lo tanto abarcar un conjunto continuo de valores. No puede otorgar significación a niveles de energía *discretos*. En consecuencia necesitamos otro punto de partida: en física cuántica el hamiltoniano clásico H ha sido reemplazado por el operador hamiltoniano H_{op} .

En este libro ya hemos utilizado varias veces el formalismo de los operadores: introdujimos el operador de Perron-Frobenius en el capítulo IV y el operador de Liouville en el capítulo V. Pero los operadores ingresaron por primera vez en la física, física cuántica. En las situaciones previas necesitábamos de operadores para introducir la descripción estadística.

Aquí, incluso en el nivel individual —correspondiente a la función de onda— debemos introducir operadores.

El problema central de la mecánica cuántica es la determinación de las funciones propias u_a y los valores propios E_α del hamiltoniano H (no escribiremos el índice *op* cuando no existe riesgo de confusión). Los valores propios de E_α se identifican con los *valores observables* de los niveles de energía. Forman el espectro de H . Se habla de espectro discreto cuando los valores propios sucesivos están separados por una distancia finita. Si la distancia tiende a cero, se habla de "espectro continuo". Para una partícula libre en una caja de una dimensión de largo L , la distancia entre niveles energéticos es inversamente proporcional a L^2 . En consecuencia, cuando L tiende al infinito, la distancia tiende a cero y estamos frente a

un espectro continuo. En el concepto de gran sistema de Poincaré (GSP), introducido en el capítulo V, sección III, "grande" significa precisamente que los GSP presentan un espectro continuo.

El hamiltoniano (igual que en teoría clásica) es una función de las coordenadas y los momentos. Puesto que ahora el hamiltoniano es un operador, desde ahora estas magnitudes —y junto con ellas todas las variables dinámicas— deben ser consideradas como operadores.

A los físicos actuales les parece natural la transición hacia los operadores que ha efectuado la mecánica cuántica. Se habituaron a manipular los operadores, tal como los niños aprenden a manipular números. Sin embargo, para los físicos clásicos, como el eminente físico holandés H. A. Lorentz, la introducción de operadores era difícil de aceptar, acaso repugnante. En todo caso, fue un decurso audaz y quienes lo realizaron (Werner Heisenberg, Max Born, Pascual Jordan, Erwin Schrödinger y Paul Dirac) merecen nuestra mayor admiración.

En gran medida, nos situamos en la prolongación de ese decurso. En efecto, la introducción de operadores crea una diferencia conceptual entre una magnitud física, representada por un operador, y los valores numéricos que esta magnitud puede tomar, i. e., los valores propios de este operador. Esto nos aleja decisivamente de lo que podemos denominar "realismo ingenuo" de la física clásica, es decir, de la idea que las magnitudes construidas por la teoría física corresponden directamente a lo que observamos en la naturaleza, a lo que atribuimos de manera directa valores numéricos. El éxito de la noción de trayectoria fue favorecer esta identificación directa de lo que observamos (por ejemplo, la luna que se desplaza y posee a cada instante una posición mensurable) con la representación teórica que fabricamos. Como vimos, la ampliación de la dinámica conduce a retirar su estatus primitivo de grandeza a la trayectoria, arruinando con ello esta identificación intuitiva. La trayectoria se convierte en una magnitud probabilista, análoga al movimiento browniano. El formalismo de los operadores en mecánica cuántica desemboca entonces en el cuestionamiento de la trayectoria. Podemos medir el momento de una partícula así como su coordenada, mas no podemos atribuir —como exige la noción de trayectoria— un valor bien definido a la vez a su coordenada y a su momento. Es la lección de las famosas relaciones de incertidumbre de Heisenberg.

Estas relaciones provienen de que los operadores correspondientes, respectivamente, al momento p y a la posición q no conmutan, lo que significa que el resultado de su aplicación sucesiva en una función depende del orden de sucesión de las aplicaciones. Pero, como lo muestra cualquier manual, cuando los operadores no conmutan *no tienen las mismas funciones propias*. No existe, por lo tanto, función de onda donde coordenadas y momentos puedan poseer a la vez valores bien determinados. Hay que elegir entre una "representación en coordenadas" y

una "representación en momentos". Tal es el contenido de las relaciones de incertidumbre de Heisenberg. Ninguna definición del objeto cuántico permite atribuir a este objeto un momento y una posición bien determinados.

Hace ya sesenta años que Heisenberg, Born y otros formularon este resultado, pero no han cesado las discusiones en torno al tema. Algunos no abandonan todavía la esperanza de restaurar el realismo determinista tradicional, cuyo modelo es la trayectoria.⁵

Nuestra actitud se sitúa en las antípodas de ese predicamento. Ya en el estudio de las aplicaciones caóticas y de la dinámica encontramos limitaciones a la noción de trayectoria. Nuestra investigación se inscribe en la tradición de la mecánica cuántica. El objeto de la física ya no corresponde a una intuición ingenua. Toda definición, comprendida la del objeto "trayectoria", surge de una construcción físico-matemática sometida a las exigencias de nuestro diálogo experimental con la naturaleza. Tanto la física cuántica como la noción de inestabilidad nos conducen a circunscribir los límites de validez de la noción de trayectoria y a introducir una descripción más general.

Volvamos ahora a las nociones de estado y evolución temporal de un sistema cuántico. Como vimos, en mecánica clásica el estado es un punto en el espacio de las fases donde la evolución se describe mediante una trayectoria. En mecánica cuántica el estado es descrito por una función de onda, y su evolución mediante la ecuación de Schrödinger $i\hbar/2\pi\partial\Psi(t)/\partial t = H_{op}\Psi(t)$

Esta ecuación identifica la derivada respecto al tiempo de la función de onda Ψ con la acción del operador hamiltoniano sobre Ψ . Notemos la analogía formal con la ecuación de Liouville introducida en el capítulo V, sección III. La diferencia esencial es que el operador de Liouville L actúa sobre las funciones de probabilidad ρ , en tanto que el operador hamiltoniano actúa sobre las funciones de onda. Otra diferencia: la ecuación de Schrödinger no se deduce de otras leyes, sino que es postulada desde la partida. Así, sólo la experiencia puede verificarla. Es la ley fundamental de la mecánica cuántica. (Existen generalizaciones de la ecuación de Schrödinger, por ejemplo la ecuación relativista de Dirac, pero no las necesitamos aquí.)

Ya mencionamos la significación física de la función de onda: corresponde a una *amplitud* de probabilidad. La amplitud es una noción que proviene de la física de los fenómenos ondulatorios. Schrödinger construyó su ecuación sobre la base de una analogía con la óptica clásica. A diferencia de las ecuaciones de trayectoria en mecánica clásica, la ecuación de Schrödinger es una ecuación de onda. Es una ecuación con derivadas parciales, porque, además de la derivada relativa al tiempo, aparecen, en H_{op} , derivadas con respecto a las coordenadas (en la representación en coordenadas, el operador "momento" es una derivada con respecto a la coordenada). Pero las ecuaciones cuánticas y las ecuaciones canónicas clásicas

(i.e. formuladas en el marco de la dinámica hamiltoniana) poseen un elemento común: son de primer orden con respecto al tiempo.

Cuando Ψ es conocido en un instante cualquiera t_0 y las condiciones en los límites están dadas (por ejemplo $\Psi \rightarrow$ al infinito), podemos calcular Ψ en cualquier instante futuro o pasado. Reencontramos así la concepción determinista de la mecánica clásica, referida esta vez a la función de onda, no a la trayectoria.

Por lo demás, la ecuación de Schrödinger es reversible con respecto al tiempo, exactamente como las ecuaciones clásicas del movimiento. Cuando reemplazamos t por $-t$, la ecuación conserva su validez. Sólo debemos reemplazar Ψ por su complejo conjugado Ψ^* . En consecuencia, a una transición de Ψ_1 a Ψ_2 entre los instantes t_1 y t_2 (superior a t_1) corresponde una transición de Ψ_2^* hacia Ψ_1^* .

Es interesante recordar una observación formulada por Eddington en los comienzos de la mecánica cuántica: las probabilidades cuánticas se «obtienen introduciendo dos sistemas simétricos de onda desplazándose en direcciones opuestas de tiempo».⁶

En efecto, como acabamos de ver, Ψ^* puede ser interpretada como una función de onda viajando hacia el pasado. Pero, como dijimos en el capítulo I, la probabilidad propiamente dicha $|\Psi|^2$ se obtiene al multiplicar Ψ por su complejo conjugado Ψ^* . La definición de la probabilidad podría así interpretarse como un *encuentro* entre dos tiempos, uno surgido del pasado, otro del porvenir. Esto significa que la probabilidad definida por la mecánica cuántica es esencialmente simétrica con respecto al tiempo.

En conclusión, a pesar de diferencias fundamentales, tanto la mecánica cuántica como la clásica conducen a leyes deterministas y reversibles con respecto al tiempo. Su formulación no admite diferencia alguna entre pasado y futuro y desemboca por lo tanto (como vimos en el capítulo I) en la paradoja del tiempo. No tenemos otro rasgo común: el doble papel que desempeña el hamiltoniano. En mecánica clásica expresa la energía; por ende es una magnitud conservada por el movimiento. Pero el hamiltoniano también permite obtener (mediante las ecuaciones canónicas) la evolución temporal de las coordenadas y los momentos. En mecánica cuántica, los valores propios del operador hamiltoniano determinan, como lo vimos en la sección II, los niveles de energía, y el hamiltoniano determina asimismo la evolución en el tiempo de la función de onda. La solución formal de la ecuación de Schrödinger es $\Psi(t) = U(t) \Psi(0)$ con $U(t) = \exp(-iHt)$.

$U(t)$ es el operador de evolución que vincula el valor de la función de onda en el tiempo t al valor que tenía en el instante inicial $t = 0$. Pasado y futuro desempeñan igual papel, ya que $U(t_1 + t_2) = U(t_1) U(t_2)$, cualesquiera sean los signos de t_1 y de t_2 .

Se dice que el operador de evolución $U(t)$ corresponde a un "grupo dinámico" (ver también el capítulo IV).

Como en el caso de los sistemas clásicos, nos interesaremos en aquellos sistemas donde el hamiltoniano es la suma de un hamiltoniano libre H_0 y de un término determinado por interacciones λV , que se escribe por lo tanto $H = H_0 + \lambda V$.

Entonces es posible describir la historia temporal de un sistema de este tipo por las transiciones (inducidas por las interacciones) entre los valores propios de H_0 . En lo que concierne a un sistema cuántico descrito sólo por un hamiltoniano de tipo H_0 —es decir, cuyas funciones y valores propios pertenezcan al espacio de Hilbert—, no se puede hablar de "historia". Su situación es análoga a la de los sistemas integrables de Poincaré, cuyo isomorfismo con un conjunto de partículas libres están desprovistas de interacción, como ya vimos.

En efecto, mientras permanecemos en el espacio de Hilbert, los valores propios E_α de H son *reales* (tal como el operador de Liouville, el operador hamiltoniano H es hermitiano, y los operadores hermitianos poseen valores propios reales en el espacio de Hilbert). La evolución definida por $U(t)$ corresponde a una superposición de términos oscilantes $\exp(-iE_\alpha t)$. Esta forma excluye cualquier proceso irreversible. Con todo, hay procesos irreversibles en mecánica cuántica, e incluso desempeñan un papel primordial. Basta pensar en los saltos cuánticos del modelo de Bohr, en los átomos excitados cayendo al estado fundamental con emisión de fotones (ver figura VI-1), o en la desintegración de partículas inestables.

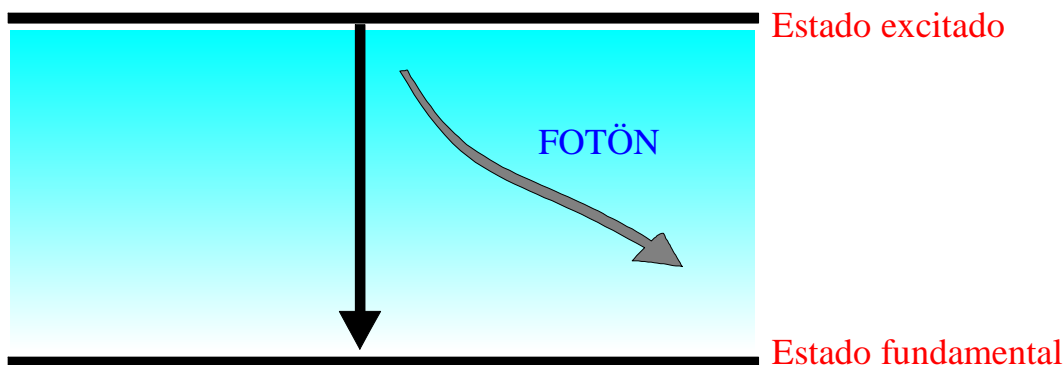


Figura VI-1

Desexcitación de un átomo excitado: al emitir un fotón el átomo cae del estado excitado al estado fundamental.

¿Cómo pueden insertarse procesos de este tipo en el marco de la teoría cuántica tradicional utilizando el espacio de Hilbert? Señalemos que estos casos corresponden a grandes sistemas. El átomo está encerrado en un volumen suficientemente grande. La superposición de los modos oscilantes se convierte entonces en una integral. En consecuencia, es posible calcular la evolución de las probabilidades

$|\Psi|^2$ y obtener una evolución correspondiente a un proceso de desexcitación. A primera vista, esto parece satisfactorio. Los procesos de desexcitación parecen estar incluidos en la mecánica cuántica tradicional. Pero subsiste una dificultad. La teoría de Bohr preveía transiciones sometidas a una ley exponencial. Aquí se obtiene una evolución "casi" exponencial: se ha podido mostrar que mientras permanecemos en el espacio de Hilbert hay desviaciones respecto de la ley exponencial, tanto para los tiempos cortos (del mismo orden que la frecuencia de la oscilación del electrón alrededor del núcleo $\sim 10^{-16}$ s) como para los tiempos largos (por ejemplo, de diez a cien veces el período de vida del estado excitado, del orden de 10^{-9} s).

Sin embargo, la ley exponencial resistió, a pesar de numerosos estudios experimentales: no pudo constatararse desviación alguna. En buena hora, ya que si existieran, estas desviaciones opondrían serias dificultades a los fundamentos de la física de partículas. Imaginemos la preparación de un haz de partículas inestables, cuya descomposición es permitida durante algún tiempo, y la preparación posterior de un segundo haz: los dos haces preparados en momentos diferentes poseerían diferentes leyes de descomposición y podríamos distinguirlos, tal como discernimos las personas de edad de las personas más jóvenes! Sería una violación del principio de indiscernibilidad de las partículas elementales, principio que permitió algunos de los mayores éxitos de la teoría cuántica (por ejemplo, la explicación de la superfluidez del helio líquido, o la teoría del estado sólido). Por lo tanto, incluso en este caso simple, debemos ir más allá del espacio de Hilbert.

III

El problema central de la mecánica cuántica es la solución del "problema de valores propios", es decir, la definición de los valores propios del hamiltoniano. Tal como en mecánica clásica, este problema sólo fue resuelto de manera exacta en un reducido número de sistemas cuánticos. En general se recurre a un enfoque perturbacional. Igual que en mecánica clásica, se parte de un hamiltoniano de forma $H = H_0 + \lambda V$, donde H_0 corresponde al operador hamiltoniano de un sistema para el cual el problema de valores propios ha sido resuelto y donde V —considerada como perturbación—, diferencia el sistema tratado del sistema de referencia. La magnitud λ es la constante de acoplamiento. La situación es por tanto del todo análoga al problema de la integración de los sistemas clásicos.

Suponemos que conocemos la solución del problema $H_0 u_n^{(0)} = E_n^{(0)} u_n^{(0)}$ y que queremos resolver el problema de valores propios $H u_n = E_n u_n$

El procedimiento canónico consiste en desarrollar a la vez los valores propios y las funciones propias en potencias crecientes de la constante de acoplamiento λ . El enfoque perturbacional sigue un procedimiento de recurrencia que hace intervenir ecuaciones en cada orden de λ . La solución de estas ecuaciones implica términos que poseen (por así decirlo) la forma peligrosa $1/(E_n^{(0)} - E_m^{(0)})$: pierden definición cuando se anula el denominador. Obtenemos otra vez resonancias (como en el caso clásico, acoplan frecuencias, ya que la energía en mecánica cuántica corresponde a una frecuencia: $E = h\omega/2\pi$). Nuevamente encontramos el problema de las divergencias que está en el centro del teorema de Poincaré relativo a los sistemas no integrables.

Sin embargo, existe una diferencia esencial. Ya introdujimos la distinción entre espectro directo y espectro continuo. En mecánica cuántica, esta distinción se torna crucial. En efecto, cuando el sistema es descrito por un espectro directo, en general es posible evitar el problema de las divergencias gracias a una elección apropiada del hamiltoniano no perturbado (en términos técnicos: se despeja previamente la "degenerescencia" mediante una transformación apropiada). Como los sistemas cuánticos *finitos* poseen un espectro discreto, se puede concluir que todos los sistemas cuánticos finitos son integrables. Pero la situación cambia radicalmente cuando volvemos a los grandes sistemas cuánticos. El espectro de estos sistemas es continuo, y nos encontramos entonces frente al análogo cuántico de los GSP. El ejemplo de la partícula acoplada a un campo (que introdujimos en el capítulo V, sección V) se aplica también en mecánica cuántica. Obtenemos resonancias cada vez que la frecuencia ω_l asociada a la partícula es igual a la frecuencia ω_k asociada al campo.

El ejemplo representado en la figura VI-1 (la desexcitación de un átomo excitado) también corresponde a un GSP. Tenemos una resonancia cada vez que la energía correspondiente a la diferencia entre dos niveles energéticos es igual a la energía del fotón emitido.

Tal como en el caso del caos determinista estudiado en el capítulo 1V, podemos extender el problema de los valores propios a funciones *singulares* fuera del espacio de Hilbert. Nuevamente el grupo dinámico se divide en dos semigrupos. Hay entonces dos funciones que corresponden al átomo excitado: una, digamos φ_l , describe una desexcitación exponencial en el futuro ($\varphi_l \sim e^{-t/\tau}$), en tanto que la otra, $\tilde{\varphi}_l$, describe una desexcitación en el pasado ($\tilde{\varphi}_l \sim e^{-t/\tau}$). En la naturaleza sólo se verifica uno de estos dos semi-grupos. Por lo demás, es el primer caso estudiado en la literatura: en especial por A. Böhm⁷ y G. Sudarshan⁸, que reconocieron la necesidad de abandonar el espacio de Hilbert para obtener una ley exponencial exacta. Sin embargo, en este enfoque la magnitud central sigue siendo la amplitud de probabilidad, y no se resuelve la paradoja fundamental de la mecánica cuántica, vinculada a su estructura dualista.

De hecho, no hay aproximación al equilibrio cuando, en la desexcitación de átomos excitados, la descomposición de partículas inestables corresponde sólo a una transferencia de energía de un sistema (el átomo excitado o la partícula inestable) a otro (por ejemplo los fotones emitidos). Ahora enfocaremos este problema. Requiere una modificación fundamental de la teoría cuántica: tal como en mecánica clásica debemos pasar de la descripción individual —en términos de función de onda— a una descripción estadística en términos de conjuntos.

IV

En mecánica cuántica, la transición del nivel de descripción individual al nivel estadístico presenta ciertos rasgos específicos en comparación con el caso clásico; en éste, la distribución de probabilidad $\rho(q, p)$ es una función a la vez de las coordenadas y de los momentos. Como vimos, una trayectoria corresponde a una función singular de tipo función δ . En mecánica cuántica, una función *continua* de las variables independientes describe el estado asociado a la función de onda. Podemos tomar como variables independientes las coordenadas, y estudiar $\Psi(q)$, o bien los momentos, y estudiar $\Psi(p)$. Pero las relaciones de incertidumbre nos prohíben introducir coordenadas y movimientos a la vez. La definición del estado cuántico hace intervenir *la mitad de las variables* que entran en la definición del estado clásico.

El estado cuántico Ψ representa una amplitud de probabilidad. La probabilidad correspondiente ρ es dada por el producto de las amplitudes $\Psi(q) \Psi(q')^*$.

Por lo tanto, es una función de los *dos* conjuntos de variables q y q' (o p y p'). Podemos escribir $\rho(q, q')$ ó $\rho(p, p')$; la primera expresión corresponde a la representación en coordenadas; la segunda, a la representación en momentos. La segunda es la que nos será útil en adelante. En mecánica cuántica la probabilidad ρ también se denomina "matriz densidad".

Es fácil escribir la ecuación de evolución de ρ , porque la ecuación para Ψ es conocida (es la ecuación de Schrödinger). La forma cuántica de la ecuación de Liouville (que se escribe $i\hbar/2\pi \partial\rho/\partial t = L\rho = H\rho - \rho H$) da la evolución de ρ .

El último término de la ecuación de Liouville es el conmutador de ρ con H . Es fácil deducir que, cuando ρ es una función de H , tenemos equilibrio.

En efecto, en este caso el conmutador es nulo puesto que H conmuta con una función de sí mismo $\rho(H)$ y por lo tanto $\partial\rho/\partial t$ es igual a cero: la función de distribución permanece entonces constante en el curso del tiempo.

Hemos considerado el caso de la función de distribución ρ correspondiente a una sola función de onda. Podemos igualmente considerar el caso en que ρ corres-

ponda a una mezcla de las diferentes funciones de onda. La ecuación de Liouville permanece igual.

La formulación estadística no introduce nada nuevo en el caso de los sistemas integrables. Supongamos que conocemos las funciones propias $\varphi(p)$ y los valores propios E_α de H .

En tal caso las funciones propias de L son los productos $\varphi_\alpha(p) \varphi_\beta(p')$ y los valores propios son las diferencias $E_\alpha - E_\beta$.

Entonces, los problemas que plantea la construcción de la representación espectral de H y L son equivalentes.

Los valores propios $E_\alpha - E_\beta$ de L corresponden directamente a las frecuencias que mide la espectroscopia. La evolución en el tiempo de la función p es una superposición de términos oscilantes $\exp[-i(E_\alpha - E_\beta) t]$.

Tampoco puede existir aproximación al equilibrio.

Podemos observar por qué no basta extender la definición de las funciones de onda más allá del espacio de Hilbert. En efecto, como indicamos en el capítulo III, ello conduciría a energías complejas de forma $E_\alpha = \omega_\alpha - i\gamma_\alpha$ lo que es adecuado para la desexcitación de átomos o la descomposición de partículas inestables, pero *no lo es para los procesos irreversibles* tal como aparecen en la aproximación al equilibrio. Tomemos por ejemplo un gas cuántico cuya aproximación al equilibrio implique términos de relajación. Contrariamente a las frecuencias espectroscópicas (principio de Ritz-Rydberg), los tiempos de relajación no son diferencias entre los números γ_a y γ_b . Sin embargo, deberían serlo en un formalismo de onda, incluso extendido. Una solución así concitaría contradicciones: en efecto, a pesar de la parte compleja de E_α , todos los elementos diagonales (cuyos dos índices poseen igual valor) de ρ , es decir todas las funciones propias de L que poseen la forma $\varphi_\alpha(p) \varphi_\alpha(p')$, corresponderían a invariantes. En tal caso, el valor propio de $E_\alpha - E_\alpha$ es nulo. Por lo tanto, no podría existir aproximación al equilibrio. Apenas se consideran soluciones factorizadas surgen dificultades. Por cierto, hay que abandonar el espacio de Hilbert, pero hay que hacerlo en el nivel de las probabilidades, no de las funciones de onda.

Seguiremos esta dirección. Resolveremos el problema de valores propios asociado a la ecuación cuántica de Liouville para los GSP en espacios más generales que el de Hilbert. Ello nos conducirá a descripciones irreducibles a funciones de onda, es decir, que ya no serán productos de funciones de onda, como en los sistemas integrables. Como en el caso clásico, esto implicará dos ingredientes fundamentales: la consideración de interacciones persistentes asociadas a funciones de distribución *deslocalizadas* que implican singularidades, y la consideración de las resonancias de Poincaré que conducen a procesos dinámicos nuevos, asociados a evoluciones de tipo difusivo. Estas nuevas soluciones en el nivel estadístico per-

miten una descripción cuántica realista en dos sentidos, pues la descripción puede rendir cuenta de la aproximación al equilibrio, y la reducción de la función de onda se encuentra asociada a procesos dinámicos bien definidos.

V

Podemos retomar nuestra presentación del capítulo V para los sistemas clásicos. La solución formal de la ecuación de Liouville ($i \partial \rho / \partial t$) = $L\rho$, donde $L\rho$ es el conmutador del hamiltoniano con ρ , $H\rho - \rho H$ puede escribirse $\rho(t) = e^{-iLt} \rho(0)$, o bien $\rho(t) = e^{-iHt} \rho(0) e^{+iHt}$. La segunda formulación confirma la observación de Eddington (sección II): todo sucedería como si tuviésemos dos evoluciones dinámicas independientes, una asociada a e^{-iHt} y la otra a e^{+iHt} , una yendo hacia el futuro y la otra hacia el pasado (t reemplazado por $-t$). Si así fuera, es claro que no podría existir una rotura en la simetría del tiempo. La descripción estadística conservaría la simetría de la ecuación de Schrödinger. Pero no es el caso cuando aparecen las resonancias de Poincaré, que acoplan, como veremos, las dos evoluciones temporales (e^{-iHt} y e^{+iHt}).

Partiremos por lo tanto de la expresión $\rho(t) = e^{-iLt} \rho(0)$ que describe una secuencia temporal *única* en el espacio de Liouville. En otras palabras, con el fin de incorporar los efectos de las resonancias debemos ordenar los acontecimientos dinámicos conforme a *una sola* secuencia temporal.

Podemos entonces describir las interacciones como en el capítulo V: una sucesión de acontecimientos separados por movimientos libres. En mecánica clásica estos acontecimientos modifican los valores de los vectores de onda k y de los momentos p . En el capítulo V describimos los acontecimientos de creación y de destrucción de las correlaciones, y vimos que el factor crucial y nuevo era la aparición (en el caso de los GSP) de nuevos acontecimientos: las *burbujas* (ver figura V-7), que acoplan acontecimientos de creación y destrucción. Estos acontecimientos, que traducen las resonancias de Poincaré, poseen efectos dinámicos que transforman radicalmente la descripción dinámica, pues introducen una difusión, rompen la simetría del tiempo y destruyen el determinismo. Podemos identificar este mismo tipo de acontecimiento en mecánica cuántica.

Para ello, debemos introducir variables que desempeñen el mismo papel que los vectores de onda k , asociados en mecánica clásica a la representación de Fourier. En el caso clásico, habíamos partido de una formulación estadística donde la función de distribución $\rho(p, q)$ fue expresada en función de las coordenadas q y de los momentos p . Eliminamos las coordenadas pasando a las transformadas de Fourier $\rho_k(p)$, que se escriben en términos de vectores de onda k y de momentos.

Esta transformación es necesaria para expresar la deslocalización de las funciones de distribución asociadas con interacciones persistentes. Podemos seguir un procedimiento similar en mecánica cuántica.⁹

Partimos de la matriz densidad $\rho(p, p')$ en la representación en momentos.

Es una función de dos conjuntos de variables: p y p' .

Gracias a las relaciones $k = p - p'$ y $P = 1/2 (p + p')$, introducimos nuevas variables. Podemos entonces, igual que en mecánica clásica, introducir $\rho_k(P)$.

Por supuesto, el significado físico de k es totalmente diferente. Ahora no es la transformada de Fourier de la coordenada sino una diferencia entre dos momentos. A pesar de esta diferencia, podemos mostrar que $k = p - p'$ desempeña en mecánica cuántica el mismo papel que el vector de onda en mecánica clásica (ver capítulo V, sección V). Por ejemplo, en las interacciones se conserva la suma de los k . En cuanto a P , hay que notar una pequeña diferencia con su análogo clásico, el momento p : cuando hay interacciones, las modificaciones de P implican la constante h de Planck.

En el caso de $h \rightarrow 0$, reencontramos sin embargo la fórmula clásica. Esta diferencia no tiene efectos importantes en el desarrollo formal y no nos detendremos en ella.

Las formulaciones dinámicas de los GSP clásicos y cuánticos se tornan así muy similares. En ambos casos las resonancias de Poincaré introducen acontecimientos dinámicos nuevos, que acoplan creación y destrucción de correlaciones y describen procesos difusivos. En ambos casos estas resonancias implican que la probabilidad se torna irreductible y, por ende, la dimensión probabilista de la teoría cuántica se ve acentuada con respecto a la formulación canónica.

En el capítulo V introducimos una diferencia fundamental entre interacciones transitorias y persistentes. Las interacciones persistentes desempeñan un papel esencial pues caracterizan todas las situaciones en que la termodinámica es pertinente en el nivel fenomenológico (ver capítulo V, sección VIII). Como en el caso clásico, el *scattering* persistente es típico en un gran número de situaciones que describen la mecánica estadística o la cosmología. Pensemos nuevamente en el caso más trivial: las moléculas de la atmósfera, que entran en colisiones continuas, se dispersan, entran otra vez en colisión... Como en mecánica clásica, las funciones de distribución cuánticas ρ , correspondientes a interacciones persistentes, son *deslocalizadas*. Esto conduce a *funciones singulares en las variables k* , y nos obliga a salir del espacio de Hilbert.

Las dos propiedades fundamentales que acabamos de recordar, i.e., las distribuciones de probabilidad singulares y deslocalizadas y las resonancias de Poincaré son, como en mecánica clásica, las condiciones de representación espectral irreductible del operador de Liouville L . Desde el punto de vista de la teoría cuántica, los dos elementos nuevos, esenciales, son: que en estas nuevas representaciones

los valores propios ya no son diferencias de valores propios (que podrían en tal caso obtenerse mediante la ecuación de Schrödinger), y que las funciones propias no se expresan en términos de amplitudes de probabilidad: las magnitudes de base son las probabilidades mismas. Nuestras predicciones ya fueron verificadas en situaciones simples.¹⁰

Un caso particularmente simple es el de una situación inicial correspondiente a una onda plana $\varphi(\mathbf{x}) \sim e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$ que interactúa de manera persistente con un conjunto de blancos. La matriz densidad correspondiente en la representación en coordenadas es $\rho(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \approx e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}$. Para $\mathbf{x} = \mathbf{x}'$, tenemos una magnitud independiente de los \mathbf{x} , es decir, deslocalizada. Las colisiones con los blancos conducen a resonancias.

Así, se ven realizadas nuestras dos condiciones: deslocalización y resonancias de Poincaré. Esta situación no puede ser tratada en el marco de la mecánica cuántica usual, asociada con el espacio de Hilbert. En un ordenador podemos seguir la reducción progresiva de la función de onda inicial. Este proceso resulta de la evolución dinámica, sin que sea necesario recurrir a elementos ajenos. La noción confusa de reducción de la función de onda queda entonces aclarada. La función de onda no desaparece: se transforma en una magnitud aleatoria que no satisface más la ecuación determinista de Schrödinger. Este proceso es análogo al que describimos en el capítulo V, en que la trayectoria se convierte en una magnitud probabilista, como si fuera una partícula browniana.

VI

El debate histórico que opuso durante decenios a Einstein y Bohr acerca de la interpretación del formalismo cuántico empezó en el quinto consejo de física Solvay, realizado en Bruselas en 1927. Según Bohr: «Para prologar la discusión sobre este tema, se me solicitó en la conferencia que elaborara un informe sobre los problemas epistemológicos que nos plantea la física cuántica. Aproveché la ocasión para concentrarme en la cuestión inevitable de una terminología apropiada, y para defender el punto de vista de la complementariedad. El argumento principal era que una comunicación de datos físicos desprovista de ambigüedad exige que el dispositivo experimental y el registro de las observaciones se exprese en el lenguaje común tal como lo ha precisado de manera adecuada la física clásica».¹¹ ¿Cómo, empero, describir un aparato en términos clásicos en un mundo regido por leyes cuánticas? Este sigue siendo el punto débil de la llamada "interpretación de Copenhague". Pero esta interpretación detenta sin embargo un elemento esencial de verdad: la medición es un modo de comunicación. Ello porque, según la expresión de Heisenberg, podemos aprender algo de la naturaleza ya que so-

mos a la vez "actores" y "espectadores". Esta comunicación, sin embargo, exige un tiempo común. Ese tiempo común es el que introduce nuestro enfoque en mecánica cuántica y clásica.

El aparato que efectúa las mediciones, ya sea un dispositivo físico o nuestro propio dispositivo sensorial, debe seguir las leyes ampliadas de la dinámica clásica, que incluyen la rotura de la simetría temporal. Existen sistemas dinámicos integrables, en el sentido clásico y cuántico. Pero no son observables aisladamente. La observación presupone una interacción con un instrumento de medición o con nuestros sentidos. A causa de ello la teoría cuántica usual, centrada en los sistemas integrables, debía incluir una referencia suplementaria relativa a la medición. Por esta razón Bohr quería, como hemos señalado, a la vez la ecuación de Schrödinger y la reducción de la función de onda. Una teoría física sólo puede estar completa si incluye la posibilidad de mediciones. Es precisamente lo que nuestro enfoque permite, sin implicar la dualidad que postuló Bohr. El instrumento debe ser un GSP con simetría temporal rota. La dirección del tiempo es común para el observador y el aparato de medición. Ya no es necesario introducir una referencia específica de la medición en la interpretación del formalismo. Los GSP se miden a sí mismos, por decirlo así. La actualización de las potencialidades contenidas en las funciones de onda se logra gracias a los GSP.

Lo que atormentaba a Einstein era, ante todo, el aspecto subjetivista de la mecánica cuántica, el papel no razonable que atribuía al observador. En nuestro enfoque, el observador y sus mediciones ya no desempeñan un papel activo en la evolución de los sistemas cuánticos, en cualquier caso no más que en mecánica clásica. En ambos casos, transformamos en acción la información que recibimos del mundo circundante. Pero este papel, tan importante a escala humana, no tiene relación alguna con el rol demiúrgico que la teoría cuántica tradicional asignaba al hombre, al que consideraba responsable de la actualización de las potencialidades de la naturaleza. En este sentido, nuestro enfoque restaura el sentido común. Elimina los rasgos antropocéntricos implícitos en la formulación tradicional de la teoría cuántica y reencuentra el camino del realismo físico, como anhelaba Popper.

Podemos plantear la pregunta, a sabiendas que no tendrá respuesta: ¿Habríamos podido reconciliar a Einstein con Bohr? Tal vez sí, porque conservamos —incluso ponemos de relieve— el carácter probabilista de la mecánica cuántica, caro a Bohr, pero al mismo tiempo eliminamos su aspecto subjetivo, cumpliendo así el anhelo de Einstein.

CAPÍTULO VII

NUESTRO DIALOGO CON LA NATURALEZA

I

La ciencia es un diálogo con la naturaleza; un diálogo cuyas peripecias han sido imprevisibles. ¿Quién habría imaginado a principios de siglo la existencia de partículas inestables, de un universo en expansión, de fenómenos asociados con la autoorganización y las estructuras disipativas? ¿Y cómo es posible este diálogo? Un mundo simétrico con respecto al tiempo sería un mundo incognoscible. Toda medición, previa a la generación de conocimiento, presupone la posibilidad de ser afectada por el mundo, y los afectados podemos ser nosotros o nuestros instrumentos. Pero el conocimiento no sólo presupone un vínculo entre el que conoce y lo conocido; exige que este vínculo cree una diferencia entre pasado y futuro. La realidad del devenir es la condición *sine qua non* de nuestro diálogo con la naturaleza.

Uno de los grandes proyectos del pensamiento occidental ha sido entender la naturaleza. No debe confundirse con la idea de controlar la naturaleza. Ciego sería el amo que creyera entender a sus esclavos porque obedecen sus órdenes. Por supuesto, cuando nos dirigimos a la naturaleza sabemos que no se trata de entenderla de la misma manera que entendemos a un animal, o a un ser humano. Pero también se aplica la convicción de Nabokov: «Aquello que puede ser controlado jamás es totalmente real, lo que es real jamás puede ser rigurosamente controlado».¹

En cuanto al ideal clásico de la ciencia, el de un mundo sin tiempo, sin memoria y sin historia, evoca las pesadillas que describen las novelas de Huxley, Orwell o Kundera.

En el libro *Entre le temps et l'éternité*, Isabelle Stengers y yo hemos recordado en qué medida carecía de precedentes la convicción más que secular de los físicos acerca de la simetría del tiempo, convicción tan extraña que fue necesario esperar el fracaso de Boltzmann para descifrar un mensaje inscrito en la física newtoniana desde Galileo. El determinismo tiene raíces antiguas en el pensamiento humano y se lo ha asociado tanto a la sabiduría y a la serenidad como a la desesperanza. La negación del tiempo —el acceso a una visión que escape al dolor del cambio— es una enseñanza mística. Pero nadie había pensado la reversibilidad del cambio. «Ninguna especulación, ningún saber ha afirmado jamás la equivalencia entre lo que se hace y lo que se deshace, entre una planta que crece, florece y muere, y una planta que resucita, rejuvenece y retorna a su semilla primitiva, entre un hombre que madura y aprende y un hombre que se vuelve progresivamente niño, embrión y célula».²

En el capítulo I evocamos el dilema de Epicuro, que enfrentó el determinismo postulado por los físicos de su época. Hoy la situación es otra. En todos los niveles, la física y las otras ciencias confirman nuestra experiencia de la temporalidad: vivimos en un universo en evolución. Lo esencial de este libro apunta a mostrar que la última fortaleza que resistía a esta afirmación acaba de ceder. Ahora podemos descifrar el mensaje de la evolución tal como arraiga en las leyes fundamentales de la física. De ahora en más podremos descifrar su significado en términos de inestabilidad asociada con el caos determinista y la no integrabilidad. El resultado esencial de nuestra investigación es la identificación de sistemas que imponen una ruptura de la equivalencia entre la descripción individual (trayectorias, funciones de onda) y la descripción estadística de conjuntos. Y, en el nivel estadístico, la inestabilidad puede incorporarse en las leyes fundamentales. Las leyes de la naturaleza adquieren entonces una nueva significación: ya no tratan de certidumbres, sino de posibilidades. Afirman el devenir, no sólo el ser. Describen un mundo de movimientos irregulares, caóticos, un mundo más cercano al que imaginaban los atomistas antiguos que al de las órbitas newtonianas. Este desorden constituye precisamente el rasgo fundamental de la representación microscópica aplicable a los sistemas que, desde el siglo XIX, la física consideraba en una descripción evolucionista, traducida por el segundo principio de la termodinámica en términos de incremento de la entropía.

En los capítulos III y IV estudiamos caos deterministas, y en los capítulos V y VI discutimos el papel de las resonancias de Poincaré en mecánica clásica y cuántica. El hecho que en las aplicaciones caóticas la irreversibilidad ya aparezca en sistemas con escasos grados de libertad permitió un estudio matemático simple y riguroso, pero el precio que pagamos es el carácter simplificado de las ecuaciones del movimiento. En lo que respecta a los sistemas propiamente dinámicos, introdujimos el concepto de "gran sistema de Poincaré" (GSP) y vimos que la construcción de una formulación científica que trascendiera las formulaciones usuales de la mecánica clásica o cuántica requería dos condiciones: primero, la existencia de resonancias de Poincaré, que conducen a procesos nuevos de tipo difusivo, incorporados en la descripción dinámica en el nivel estadístico; luego, interacciones persistentes descritas por funciones de distribución *deslocalizadas*. Estas dos condiciones permiten una definición más general del caos. Al igual que en el caso del caos determinista, posibilitan nuevas soluciones de las ecuaciones estadísticas asociadas a la dinámica, soluciones que no se puede expresar en términos de trayectorias o de funciones de onda. Cuando estas condiciones no se verifican, retornamos a las formulaciones usuales. Ello sucede en muchos ejemplos simples, como el problema de dos cuerpos (por ejemplo, Sol y Tierra) o los experimentos habituales de *scattering*, donde las partículas son libres antes y después del encuentro con el blanco. Sin embargo, estos ejemplos corresponden siempre

a idealizaciones. El Sol y la Tierra no están solos: forman parte del sistema planetario; y los experimentos de *scattering* deben realizarse en condiciones controladas de laboratorio, ya que una vez dispersas las partículas encuentran siempre nuevas partículas: jamás son libres. Solo obtenemos la formulación usual al aislar algunas partículas y estudiar separadamente su dinámica. La rotura de la simetría temporal es una propiedad *global*, que obliga a considerar el sistema dinámico como un todo.

Un rasgo notable de nuestro enfoque es que se aplica a los sistemas clásicos y cuánticos. Este rasgo es tanto más notable cuanto nos permite confrontar, en mecánica cuántica, el papel que desempeña un observador que aparentemente impone la estructura dualista del formalismo cuántico. Nuestro enfoque interpreta esta paradoja cuántica como un aspecto de la paradoja general del tiempo, que también afecta a la mecánica clásica. La única especificidad de la mecánica cuántica es haber vuelto más explícita la paradoja, al asociarla con el problema de la medición. A partir de los años cincuenta el mismo Bohr afirmó una y otra vez que este problema manifestaba la necesidad de otro tipo de tiempo, distinto del tiempo reversible de la ecuación de Schrödinger. Escribió: «Todo fenómeno atómico es un fenómeno cerrado, pues su observación se basa en un registro obtenido por dispositivos convenientes de amplificación dotados de un funcionamiento irreversible, como por ejemplo las marcas permanentes producidas en una placa fotográfica».³

A través del problema de la medición se plantea la cuestión de la evolución temporal irreversible asociada a la reducción de la función de onda.

No es sorprendente entonces que en nuestro enfoque la paradoja del tiempo y la paradoja cuántica estén estrechamente vinculadas. Solucionar la primera conduce a resolver la segunda. Como vimos, los sistemas dinámicos cuánticos —cuando pertenecen a la clase de los GSP— deben ser descritos en el nivel estadístico. Y para entrar en comunicación con un sistema cuántico necesitamos un GSP que actúe como instrumento de medición. Por lo tanto, en adelante, el segundo tipo de evolución cuántica constituye el caso general, pues es condición necesaria de toda descripción de la realidad física.

Como señalaba A. Rae:

«Un proceso cuántico puro (descrito por la ecuación de Schrödinger) sólo se verifica según uno o varios parámetros que han sido desvinculados del resto del universo —tal vez, incluso del espacio-tiempo mismo—, no dejando ninguna huella de su comportamiento en el resto del universo mientras no se realiza una medición».⁴

¡Lo mismo podría afirmarse de los sistemas que la mecánica clásica describe en términos de trayectorias!

Niels Bohr solía afirmar que para avanzar en estas arduas cuestiones se necesitaba una idea "loca".

A Werner Heisenberg le gustaba preguntar: «¿Cuál es la diferencia entre un pintor abstracto y un buen teórico de física?». Contestaba que el pintor abstracto intenta ser lo más original posible, mientras que un físico teórico tiene que ser lo más conservador posible. He intentado adecuarme al consejo de Heisenberg. La línea de pensamiento seguida en este libro es sin duda menos radical que muchas otras propuestas tendientes a resolver la paradoja del tiempo o la paradoja cuántica.

La tesis más "loca" que hayamos avanzado —y que por cierto parecerá la más difícilmente aceptable para defensores de ideas más "revolucionarias"— es haber otorgado a la trayectoria una definición en términos de conjuntos, es decir, haberla definido como resultado de una superposición de ondas planas, en vez de considerarla un concepto básico. La significación de las resonancias de Poincaré puede entonces formularse de manera simple: destruyen la coherencia de estas superposiciones, lo que conduce a una descripción estadística irreductible a la noción de trayectoria. Una vez aceptado esto, la generalización para incluir las situaciones cuánticas es inmediata. Un punto gracioso es que en realidad ¡Seguimos el camino inverso! ¡La idea de una generalización de la mecánica clásica nos pareció durante mucho tiempo inaceptable!

II

Nos hemos referido copiosamente al límite termodinámico, es decir, a las situaciones donde consideramos que el número de partículas N y el volumen V tiende al infinito mientras la concentración N/V conserva su valor finito. Como señalamos en el capítulo V, sección II, no hay sistemas con un número infinito de partículas, pero la significación del límite termodinámico es que, cuando N se vuelve lo suficientemente grande, términos en $1/N$ pueden ser desdeñados. Es el caso de los sistemas termodinámicos donde N es típicamente del orden de 10^{23} , i.e., del orden del número de Avogadro. También destacamos que el límite termodinámico no es una simple aproximación introducida para facilitar los cálculos. Desempeña un papel crucial en la articulación entre la descripción microscópica —que utiliza las leyes dinámicas sobre la base de la mecánica estadística— y las propiedades macroscópicas, que distinguen, por ejemplo, los estados de la materia y las situaciones cercanas o alejadas del equilibrio. En el marco de la descripción microscópica, tenemos interacciones persistentes que desempeñan un papel central en la teoría dinámica presentada en los capítulos V y VI. El universo mismo, considera-

do como un todo, es un sistema termodinámico altamente heterogéneo y alejado del equilibrio.

Como hemos señalado, para otorgar una significación dinámica a esta distancia del equilibrio debemos incorporar la inestabilidad en el nivel dinámico. Pero esta distancia también es condición de nuestro diálogo con la naturaleza. Nuestro ecosistema se mantiene alejado del equilibrio —lo que permitió que la vida se desarrollara en la Tierra— debido al flujo de energía procedente de reacciones nucleares al interior del Sol. El alejamiento del equilibrio conduce a comportamientos colectivos, a un régimen de actividad coherente, imposible en estado de equilibrio. Se puede incluso recordar la diferencia entre las situaciones hidrodinámicas como las células de Bénard y las reacciones químicas, diferencia que discutimos en *Entre le temps et l'éternité*. En el primer caso, el flujo colectivo de las moléculas, suscitado por la difusión de calor, desaparece cuando cesamos de calentar, y el sistema reencuentra una agitación térmica desordenada. En el segundo caso, la irreversibilidad puede conducir a la formación de moléculas que no habrían podido ser sintetizadas en condiciones cercanas al equilibrio y que pueden tener un carácter más permanente. En este caso, la irreversibilidad se inscribe en la materia. Simulaciones en ordenador han mostrado que, en efecto, era posible producir moléculas del tipo "biomoléculas".⁵

En el capítulo siguiente iremos aún más lejos y veremos que la materia misma resulta, en cierto sentido, ide procesos irreversibles!

Ingresamos ahora en la cosmología. Antes de hacerlo, presentemos algunas observaciones suplementarias acerca del papel del tiempo en nuestro diálogo con la naturaleza. Por supuesto, la física relativista aportó elementos nuevos. En física no relativista (cuántica o clásica), el tiempo es universal, pero el flujo del tiempo, asociado a los procesos irreversibles, no lo es. Como veremos, un reloj entrópico, que registra la producción de entropía, difiere de un reloj mecánico.

III

Consideremos primero un ejemplo químico.

Partamos de dos muestras idénticas de una mezcla de dos gases, digamos el monóxido de carbono CO y el oxígeno O₂. Entre ellos se produce una reacción química que da el dióxido de carbono CO₂. Esta reacción es catalizada por superficies metálicas. Introducimos el catalizador en una sola de las muestras. Si comparamos las muestras después de un tiempo dado, sus composiciones respectivas serán diferentes. Veremos que la muestra provista de una superficie catalítica produjo una mayor cantidad de entropía, pues ésta resulta de la reacción química. Si asociamos la producción de entropía con el flujo del tiempo, comprobaremos que

éste fue distinto en las dos muestras. Esta conclusión está de acuerdo con nuestra descripción dinámica. El flujo del tiempo arraiga en las resonancias de Poincaré, que dependen del hamiltoniano, es decir, de la dinámica.

Consideremos otro caso, especie de analogía no relativista de la paradoja de los gemelos de la relatividad que estudiaremos en el capítulo siguiente. La gravedad forma parte del hamiltoniano de un sistema dinámico. Por lo tanto, un cambio en el efecto gravitacional modificará las resonancias. Supongamos que enviamos dos gemelos (considerados simplemente como dos GSP) al espacio.

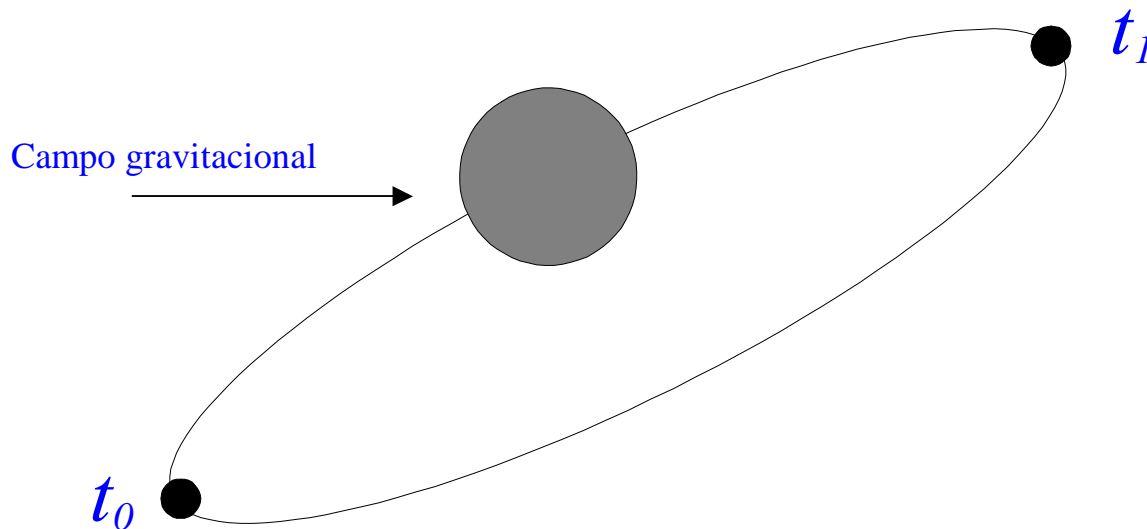


Figura VII-1

Efecto de un campo gravitatorio sobre el flujo del tiempo.

Antes de retornar a la Tierra, uno de ellos atraviesa un campo gravitacional; el otro no. La entropía producida como consecuencia de las resonancias de Poincaré será diferente en ambos casos. Nuestros gemelos volverán a la Tierra con edades diferentes. La conclusión esencial es que *incluso en el universo newtoniano* el flujo del tiempo no es único. Como hemos repetido en múltiples oportunidades, la irreversibilidad traduce el paso de una descripción dinámica de grupo (donde pasado y futuro desempeñan el mismo papel) a una descripción en términos de semigrupos, que explicita de la flecha del tiempo. La diversidad es universal, pero el tiempo entrópico generado no es el de nuestros relojes.

Por supuesto, podemos introducir un tiempo entrópico promedio para el conjunto del universo, pero no posee gran significación debido a la heterogeneidad de la naturaleza. Los procesos geológicos irreversibles poseen escalas de tiempo dife-

rentes de las escalas de tiempo biológico. Y, como señala Stephen J. Gould en el número especial de *Scientific American* dedicado a la vida en el universo, existe una gran variedad de escalas de tiempo en la evolución biológica. Las bacterias han sido los únicos seres vivos en la mayor parte de la historia terrestre. Durante la explosión del Precámbrico, una multitud de formas vivientes nuevas aparecieron y conocieron desarrollos espectaculares, a veces en escalas temporales breves.

Para concluir este capítulo me gustaría citar la definición de Gould acerca del carácter histórico de la vida:

«Para entender los acontecimientos y regularidades del camino de la vida debemos ir más allá de los principios de la teoría evolucionista, a un examen paleontológico del carácter contingente de la historia de la vida en nuestro planeta, única versión actualizada entre millones de alternativas plausibles que resultan no haber sucedido. Esta concepción tal de la historia de la vida es por completo contraria tanto a los modelos deterministas de la ciencia occidental como a las tradiciones sociales y esperanzas psicológicas más profundas de la cultura occidental, la de una historia que culmina en los humanos como la más alta expresión de la vida, destinada a dominar el planeta».⁶

Las contradicciones con los modelos deterministas, destacadas por Gould, ya no existen. Por el contrario: encontramos una convergencia profunda entre la necesidad de "ir más allá" de los principios de la teoría de la evolución de Darwin y los horizontes que se abren "allende" la simple formulación del segundo principio tal como se lo enunció en el siglo XIX a propósito de las evoluciones hacia el equilibrio termodinámico. La irreversibilidad, y por ende el flujo del tiempo, arraiga ahora en las leyes de la dinámica pero no pone de manifiesto una norma universal a la cual la diversidad de los fenómenos debería someterse. Por el contrario, vemos amplificarse esta irreversibilidad a nivel macroscópico y en el nivel de la vida, y finalmente a través de la actividad humana. La historia que condujo a las transiciones entre un nivel y otro es aún extraordinariamente desconocida, pero por lo menos hemos desembocado en una concepción no contradictoria de la naturaleza, arraigada en la inestabilidad dinámica.

Pero, ¿por qué un futuro común? ¿Por qué la flecha del tiempo apunta siempre en la misma dirección? ¿No significa esto que nuestro universo constituye un todo? ¿Qué posee un origen común que ya implica la rotura de la simetría temporal? Llegamos aquí al problema central de la cosmología. Sólo se puede discutir en el marco de la relatividad, pues es inseparable de la gravedad. A estas cuestiones nos volvemos ahora.

CAPÍTULO VIII

¿EL TIEMPO ES ANTERIOR A LA EXISTENCIA?

I

Hace algunos años, alrededor de 1985, presenté un informe en la Universidad Lomonosoff de Moscú. El profesor Ivanenko, uno de los más respetados físicos rusos, muerto recientemente a la edad de 90 años, me pidió escribir una frase breve en la pared, donde ya había un buen número de frases escritas por científicos célebres, como Dirac y Bohr. Creo recordar la frase de Dirac, que en sustancia decía: «En física teórica, belleza y verdad van de la mano».

Vacilé y escribí: «El tiempo es anterior a la existencia». Para numerosos físicos, aceptar la teoría del Big Bang equivalía a aceptar que el tiempo tuviera un punto de partida. Existiría un comienzo y un fin del tiempo. Pero, ¿cómo concebir este comienzo? Me parece más natural suponer que el nacimiento del universo es un acontecimiento en la historia del cosmos y que debemos atribuir a éste un tiempo anterior al nacimiento mismo de nuestro universo. Este nacimiento podría ser semejante a un cambio de fase que condujera de un pre-universo (también denominado "vacío cuántico" o "meta-universo") al universo observable que nos rodea. Ingresamos aquí en un ámbito controvertido de la física moderna.¹

La cosmología contemporánea está estrechamente vinculada con la relatividad general de Einstein. Como veremos, esta teoría condujo, en conformidad con la observación, a la noción de un universo en expansión. Esta idea es un elemento esencial del modelo estándar, que hoy en día domina la disciplina. Según este modelo, si nos remontamos en el tiempo llegaremos a una singularidad, un punto que contiene la totalidad de la energía y materia del universo. El modelo asocia entonces el origen del universo con una singularidad. Pero no nos permite describir esta singularidad, ya que las leyes de la física no pueden aplicarse a un punto que concentra una densidad infinita de materia y energía. No sorprende que John Wheeler haya dicho que el Big Bang «constituye la mayor crisis de la física».²

En su libro *About Time: Einstein's Unfinished Revolution*³, Paul Davies escribe: «Cuando los científicos empezaron a explorar las implicaciones del tiempo según Einstein lo define para el universo en su conjunto, lograron uno de los descubrimientos más importantes de la historia del pensamiento humano: que el tiempo —y por ende la totalidad de la realidad física— debía tener un origen en el pasado... puede existir un comienzo y un final del tiempo. Hoy, el origen del tiempo se denomina "Big Bang". Los creyentes lo llaman "Creación"».

El Big Bang suscitó por lo tanto reacciones muy diversas. Si bien Davies considera que la idea de un origen absoluto es el descubrimiento más importante de la historia humana, otros intentaron eliminar totalmente el Big Bang (ver la teoría es-

tacionaria, en la sección III) o procuraron reducirlo a una especie de ilusión proveniente del uso incorrecto del concepto de tiempo (ver el tiempo imaginario de Hawking, sección II).

¿Posee el tiempo un origen definido —como afirma Davies— o es eterno? No podemos pretender que poseemos la respuesta final, pero puede contribuir a ella nuestra formulación de las leyes de la naturaleza, en términos de posibilidades y no de certidumbres. Nuestra búsqueda seguirá por lo tanto un camino distinto al de las teorías citadas. Consideramos que el Big Bang es el proceso irreversible *por excelencia*. La irreversibilidad resultaría de la inestabilidad de pre-universo, inestabilidad inducida por las interacciones entre la gravitación y la materia. En esta perspectiva, nuestro universo habría nacido bajo el sello de la inestabilidad. Y nociones como la auto-organización, cuya importancia recordamos en el capítulo II, podrían también aplicarse a las primeras etapas del universo. Después de todo, en ese estadio el universo era semejante a un niño que podría llegar a ser pianista o abogado, pero no ambas cosas al mismo tiempo.

Es evidente que llegamos aquí al linde del conocimiento positivo y nos aproximamos peligrosamente a la *ciencia-ficción*. Pero, en la medida en que hoy estos problemas se discuten no sólo en la literatura especializada sino también en obras dirigidas al gran público, he pensado que no estaría de más abordarlos en este libro. Sin embargo, mi intención no es dar una descripción general de la cosmología. No hablaré de inflación ni de supercuerdas. Seguiré los hilos conductores de este libro: el papel del tiempo y de la rotura de la simetría entre pasado y futuro, considerados esta vez en el contexto cosmológico.

Como dijimos, hoy es imposible discutir de cosmología sin recurrir a la teoría de la relatividad, «La más bella de las teorías físicas», según el célebre manual de Landau y Lifschitz.⁴

En la física newtoniana, incluso ampliada por la física cuántica, espacio y tiempo estaban dados de una vez por todas. Además, existía un tiempo universal, común a todos los observadores. En relatividad no es así. Espacio y tiempo participan de la acción. ¿Cuáles son las consecuencias de esa transformación en lo que se refiere a nuestro problema? En su libro *About Time*, Paul Davies comenta así el impacto de la relatividad: «La división misma del tiempo entre pasado, presente y futuro parece desprovista de significación física». Repite el célebre enunciado de H. Minkowski: «Y así, el espacio y el tiempo en sí mismos están condenados a desvanecerse, como simples fantasmas...» Veremos que, por el contrario, la relatividad no cuestiona en absoluto la diferencia entre pasado y futuro, flecha del tiempo que diferencia a éste del espacio.

Ya mencionamos la convicción de Einstein: «Para nosotros, físicos convencidos, la distinción entre pasado y futuro es sólo una ilusión, aunque muy tenaz».⁵

Sin embargo, en las postrimerías de su vida Einstein parece haber cambiado de opinión. En 1949 le fue dedicado un volumen de ensayos, entre ellos uno del gran matemático Kurt Gödel.⁶

Este había tomado al pie de la letra la afirmación de Einstein de que el tiempo irreversible es sólo una ilusión. Le proponía un modelo cosmológico en el cual era posible viajar hacia el pasado propio. Einstein no quedó convencido. En la respuesta a los ensayos, con que se cierra el volumen, se reconoció incapaz de creer que se pudiera "telegrafiar hacia el pasado". Agregó, incluso, que esta imposibilidad debía conducir a los físicos a reconsiderar el problema de la irreversibilidad. Es, precisamente, lo que hemos intentado hacer.

Ante todo señalaremos que la revolución asociada con la relatividad no afecta nuestras conclusiones anteriores. La irreversibilidad, el flujo del tiempo, conserva su significación en la cosmología relativista. Se podría incluso argüir que la irreversibilidad desempeña un papel tanto más importante cuanto más nos remontamos a energías más elevadas, es decir, a los primeros momentos del universo. Ciertos especialistas, y en particular Stephen Hawking, han sugerido que en el universo de los primeros instantes, después del Big Bang, espacio y tiempo pierden su diversidad y el tiempo se espacializa totalmente. Pero que yo sepa nadie ha propuesto mecanismo físico alguno por el cual espacio y tiempo pudieran surgir distintos de una "espuma espacio-temporal".

Por el contrario: pensamos que los procesos irreversibles asociados a inestabilidades dinámicas desempeñaron un papel decisivo desde el nacimiento de nuestro universo. En esta perspectiva, el tiempo es eterno. Tenemos una edad, nuestra civilización tiene una edad, nuestro universo tiene una edad, pero el tiempo no tiene comienzo ni fin. En el hecho, desembocamos en una tesis que reúne algunos elementos de las dos concepciones tradicionales en cosmología: la teoría del estado estacionario de Bondi, Gold y Hoyle⁷ (ver sección III) y el modelo estándar del Big Bang. La primera sería aplicable al pre-universo, ese medio inestable que engendró nuestro universo, mientras que la segunda se aplicaría de manera específica a nuestro universo.

Repitamos que esta hipótesis implica elementos especulativos, por lo demás inevitables en cosmología. Pero me atrae la posibilidad de formular, de manera más precisa que antes, las concepciones cosmológicas que otorgan primacía al papel del tiempo y la irreversibilidad. La verdad última está sin embargo muy lejos aún, y estoy totalmente de acuerdo con el cosmólogo hindú J. Narlikar, que escribe: «Los astrofísicos de hoy, que piensan que "el problema cosmológico último" ha sido más o menos resuelto, podrían llevarse algunas sorpresas antes de fines de siglo».⁸

Empecemos por la relatividad especial, o restringida. Asocia la descripción de la naturaleza con observadores inerciales, es decir, que se desplazan a velocidades

uniformes. En la física prerrelativista, galileana, se admitía que tales observadores podían medir todos la misma distancia entre dos puntos:

$$l_{12}^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 \text{ y entre dos instantes } (t_2 - t_1)^2.$$

La distancia espacial se define entonces por la geometría euclidiana.

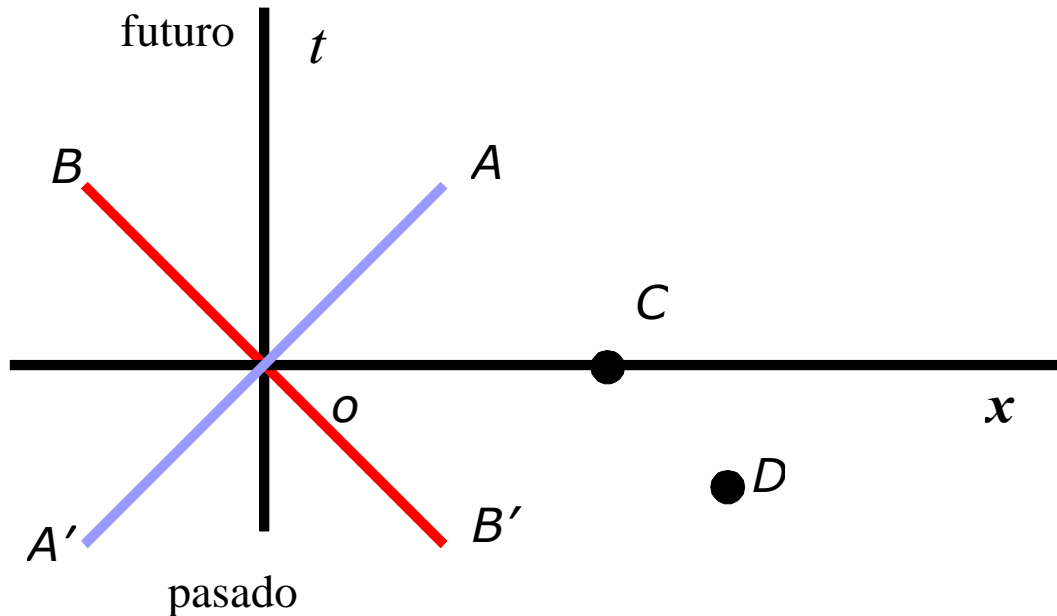


Figura VIII-1

Distinción entre pasado y futuro en relatividad especial.

Einstein mostró que ello conduciría a los diferentes observadores a atribuir diferentes valores a c , la velocidad de la luz en el vacío.

Si, de acuerdo con la experiencia, se plantea que todos los observadores miden igual valor de esta velocidad, es necesario introducir un intervalo espacio-temporal $s_{12}^2 = c^2 (t_2 - t_1)^2 - l_{12}^2$.

Este intervalo se conserva cuando pasamos de un observador a otro. En contraste con la geometría euclidiana, tenemos ahora un intervalo espacio-temporal min-kowskiano.

La transición de un sistema de coordenadas x, y, z, t a otro x', y', z', t' , se define mediante la célebre transformación de Lorentz.

Esta transformación combina espacio y tiempo. Sin embargo, en ninguna parte se pierde la distinción entre espacio y tiempo, pues es expresada por la diferencia de

signo en la definición del intervalo minkowskiano: el tiempo aparece allí con el signo $[+]$ y el espacio con el signo $[-]$.

La nueva situación se suele ilustrar con ayuda del diagrama espacio-temporal de Minkowski de la figura VIII-1. Un eje representa el tiempo t ; el otro, una coordenada geométrica x . En relatividad, la velocidad c de la luz en el vacío es la velocidad máxima de transmisión de señales. Podemos por lo tanto distinguir diferentes regiones en el diagrama. El observador está situado en O . Su futuro está incluido en el cono BOA y su pasado en el cono $A'OB'$. A estos conos los determina la velocidad de la luz c . En el interior del cono las velocidades son menores a c ; en el exterior serían mayores: estas regiones quedan por lo tanto excluidas.

En el diagrama de la figura VIII-1, el acontecimiento C y el acontecimiento O son simultáneos, mientras que D es anterior a O . Pero esta situación es puramente convencional pues una transformación de Lorentz (correspondiente al punto de vista de otro observador) haría girar los ejes t, x : D y O podrían entonces aparecer como simultáneos, y C como posterior a O .

La transformación de Lorentz modifica la simultaneidad, *pero no el cono de luz*. La dirección del tiempo es invariante. De dos observadores, jamás uno pensará que el acontecimiento C precede al acontecimiento O , ni el otro que el acontecimiento O precede al acontecimiento C .

La cuestión de saber si las leyes de la naturaleza son simétricas o no con respecto al tiempo es esencialmente la misma en relatividad. Incluso se vuelve más pertinente. En efecto, en el diagrama de la figura VIII-1, O conoce, en el mejor de los casos, todos los acontecimientos que se produjeron en *su* pasado, es decir, en el cono $A'OB'$. Los efectos de los acontecimientos C o D sólo le alcanzarán más tarde, en los tiempos t_1 y t_2 (ver figura VIII-2), aun si estos efectos se propagan a la velocidad de la luz. En consecuencia, los datos que puede obtener O son limitados. Un observador relativista sólo dispone entonces, por definición, de una ventana finita sobre el mundo externo.

Por otra parte, B. Misra e I. Antoniou⁹, propusieron una divertida analogía con el caos determinista, donde muestran que una descripción determinista corresponde aquí también a una idealización excesiva. Una razón más para volver a una descripción estadística. En efecto, y como vimos, para hablar de trayectoria en el caos determinista debería conocerse la condición inicial con una precisión infinita. En el caso relativista, habría que extender la ventana correspondiente a las condiciones iniciales a todo lo largo del eje x de la figura VIII-2 para lograr una predicción determinista válida para todo el futuro.

Uno de los efectos más interesantes de la relatividad es la dilatación del tiempo, demostrada por Einstein (sería históricamente más correcto asociar esta dilatación con los nombres de Lorentz y Poincaré). Consideremos dos observadores inerciales O y O' , (premunidos cada uno de un reloj, que se desplazan con una

velocidad relativa constante v . Si consideramos que el observador O está en reposo y el observador O' en movimiento, la consecuencia de la transformación de Lorentz es que al intervalo de tiempo t_0 , medido por O' , corresponde un intervalo mayor $t = t_0 / (1 - v^2/c^2)^{1/2}$ para el observador O .

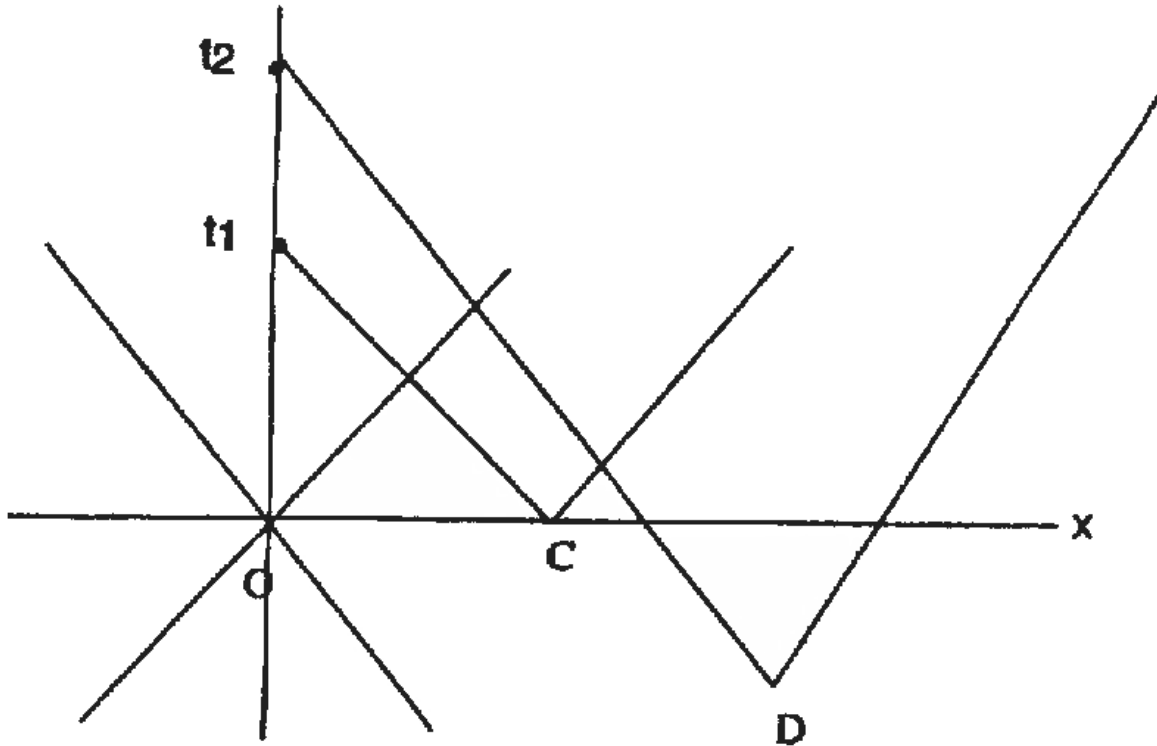


Figura VIII-2

Los elementos en C y D alcanzan a O en instantes posteriores t_1 y t_2 .

Esta dilatación del tiempo fue verificada gracias a la utilización de partículas inestables. Su tiempo de vida, evaluado desde la tierra (observador O) mientras están en movimiento en el espacio, depende de sus trayectos, como lo predice la relatividad.

Por supuesto, la relación prevista por el efecto Einstein es simétrica. También podríamos considerar que O' está en reposo y que O se mueve con una velocidad relativa $-v$. Así, hay una ley de escala entre los tiempos medidos por los dos observadores, que corresponde al factor dilatación $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$.

Como veremos, es el único cambio que la relatividad especial introduce en la teoría que presentamos en los capítulos V y VI. Pero, antes de mostrarlo, detengá-

monos un instante en un problema famoso pero frecuentemente mal formulado: la paradoja de los gemelos.

Esta paradoja pone en escena a dos gemelos, de los cuales uno permanece en tierra, digamos en el punto $x = 0$, en tanto que el otro emprende el vuelo a bordo de una nave espacial con movimiento uniforme. Esta nave cambia de dirección en el instante t_0 , (medido en las coordenadas con respecto a las cuales el gemelo que permaneció en tierra está en reposo) y retorna a $2t_0$. El intervalo de tiempo medido por el gemelo en movimiento será nuevamente superior a $2t_0$.

En el capítulo VII destacamos que el flujo del tiempo depende de la historia, mientras que el tiempo newtoniano es universal, independiente de la historia. Aquí también el tiempo se vuelve dependiente de la historia.

Sin embargo, V. Fock señaló en su libro fundamental *The Theory of Space, Time and Gravitation*¹⁰, que se debe ser muy prudente cuando se discute la paradoja de los gemelos.

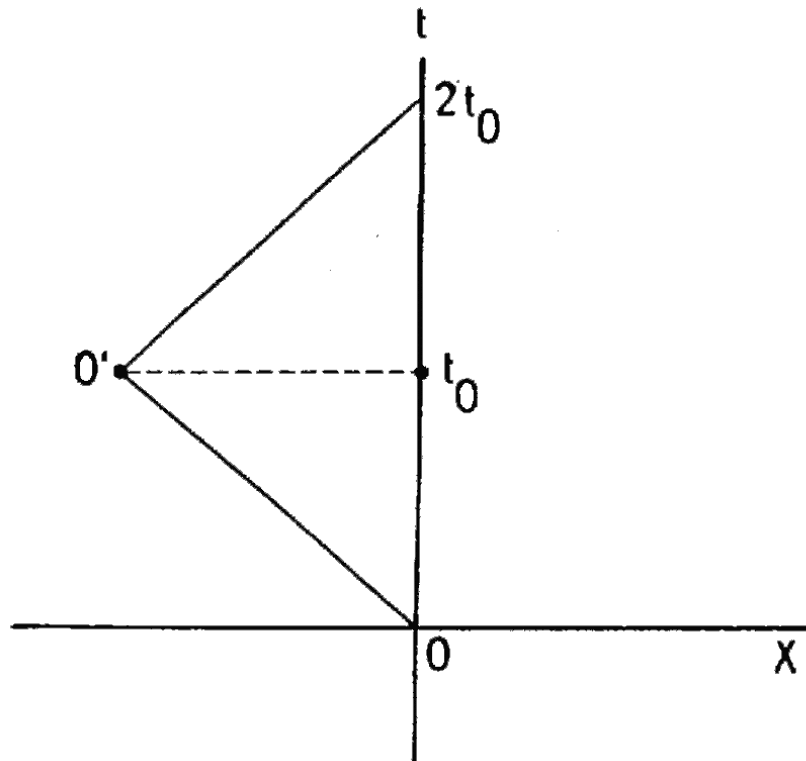


Figura VIII-3

La paradoja de los gemelos. El observador O' está en movimiento con relación al observador O .

En efecto, cuando la nave espacial cambia de dirección, se descuida el efecto de la aceleración en el reloj de a bordo. Fock incluso mostró que un modelo más detallado —donde la aceleración se debe al campo gravitacional de acuerdo a la relatividad general— conduce a resultados diferentes. Incluso es posible cambiar el signo de la dilatación del tiempo. Nuevas y fascinantes experiencias serían necesarias para verificar estas predicciones.

En su *Breve historia del tiempo*, Stephen Hawking introduce un tiempo imaginario $\tau = it$. Las cuatro dimensiones que intervienen en el intervalo espacio-temporal se ven entonces espacializadas. Según Hawking, el tiempo imaginario podría ser el tiempo real, puesto que la fórmula que da el intervalo de Lorentz se vuelve simétrica. En efecto, los signos de los coeficientes tiempo y espacio son entonces los mismos en el intervalo espacio-temporal de Minkowski. Estaríamos ante un universo puramente geométrico. El proyecto de Hawking es, una vez más, negar la realidad del tiempo y describir el universo como una estructura eterna.

Retornemos ahora al punto central de nuestro libro y consideremos el efecto de la relatividad en sistemas descritos por la dinámica hamiltoniana clásica o por la mecánica cuántica. Paul Dirac¹¹ y otros después de él¹² mostraron cómo combinar las exigencias de la relatividad especial y la descripción hamiltoniana. La relatividad prescribe que las leyes de la física deben permanecer iguales en todos los sistemas inerciales. En los capítulos V y VI supusimos, implícitamente, que los sistemas, en conjunto, estaban en reposo. Según la relatividad, es necesario que tal descripción siga siendo válida, se desplace o no el sistema en conjunto a una velocidad uniforme. Vimos que las resonancias de Poincaré son capaces de destruir el grupo dinámico en que pasado y futuro desempeñan el mismo papel, es decir, transformarlo en semi-grupo, donde la simetría temporal se rompe. Esta rotura de simetría permanece válida en todos los sistemas de referencia inerciales. Para ser más precisos, consideremos dos sistemas hamiltonianos.

Uno se describe en un sistema de coordenadas con respecto al cual su centro de gravedad está en reposo (sistema en co-movimiento); el otro, en un sistema de coordenadas con respecto al cual el centro de gravedad se mueve con una determinada velocidad v .¹³

La situación es semejante a la que se representa en la figura VIII-3. Los intervalos de tiempo en el sistema en co-movimiento se dividen por $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ con respecto a los intervalos de tiempo correspondientes en el sistema en movimiento. Todos los efectos previstos por nuestra teoría, como rotura de la simetría temporal, descripción probabilista irreductible, etc., se conservan.

Sin embargo, es posible incorporar en la descripción nuevos efectos, resultantes de la relatividad. Las interacciones ya no son instantáneas. Las interacciones entre partículas cargadas se transmiten mediante fotones y por ende se propagan a la velocidad de la luz. Como antes, hay resonancias de Poincaré, pero esta vez

entre las partículas y el campo. Ello conduce a procesos irreversibles suplementarios, tales como el frenado del movimiento por radiación que resulta de la emisión de fotones por las partículas.

Hasta aquí hemos considerado el intervalo espaciotemporal de Minkowski correspondiente a la relatividad especial. Para introducir el problema cosmológico debemos incluir la gravitación, lo que requiere una generalización de la noción de intervalo espacio-temporal.

II

Retornemos primero a la cuestión del Big Bang. Como mencionamos, si seguimos el universo en expansión, retrocediendo en el tiempo, desembocamos en una singularidad: densidad, temperatura y curvatura se tornan infinitas. A partir de la velocidad de recesión de las galaxias que se observa hoy, podemos estimar que este suceso —el nacimiento de nuestro universo— se produjo hace alrededor de quince mil millones de años.

El período de tiempo que nos separa del Big Bang es sorprendentemente breve. Expresarlo en años significa que lo medimos sobre la base de la rotación de la Tierra alrededor del Sol. ¡Rotar quince mil millones de veces es poca cosa si recordamos que en el átomo de hidrógeno el electrón rota, por decirlo así, alrededor de diez mil millones de veces por segundo!

Sea cual sea la escala de tiempo, la existencia de un acontecimiento primordial en el origen del universo es sin duda una de los resultados más inesperados que ha producido la ciencia. Pero este resultado plantea grandes problemas. La física sólo puede tratar con clases de fenómenos. Ahora bien, el Big Bang no parece pertenecer a una clase de fenómenos. A primera vista parece un acontecimiento único, correspondiente a una singularidad que no posee analogías en física.

Como vimos con Paul Davies, esta singularidad única —y las asociaciones que suscita con el tema bíblico de la creación— seducen a menudo al público y a los investigadores. ¿No es éste el mejor índice de que la física sobrepasó la frontera de las ciencias positivas para acceder a las cuestiones místicas o religiosas? Pero otros físicos también han rechazado el Big Bang. Ya citamos la teoría del estado estacionario, debida a Bondi, Gold y Hoyle. Esta teoría responde a las exigencias de un principio cosmológico *perfecto*, que excluye la posibilidad de asignar un origen al universo. En efecto, según este principio ningún observador, en el pasado o en el futuro, debería poder atribuir al universo los mismos valores de temperatura y de densidad de materia y de energía. Al igual que el universo del modelo estándar, el universo estacionario está en expansión, pero esta expansión exponencial se compensa por la creación permanente de materia. La sincronización

entre la expansión y la creación mantiene una densidad constante de la materia-energía y satisface por lo tanto el principio cosmológico perfecto. Se restaura la imagen de un universo eterno sin edad, pero es un universo en perpetua creación.

A pesar de su atractivo carácter, el modelo de universo estacionario conduce a dificultades. Es claro que el mantenimiento del estado estacionario necesita condiciones muy estrictas que aseguren una perfecta sincronía entre evolución cosmológica (expansión del universo) y acontecimientos microscópicos (creación de materia). ¿Cómo explicar esta sincronía? Mientras no se proponga un mecanismo para realizarla, la hipótesis de una compensación entre expansión y creación es muy discutible.

Pero un descubrimiento experimental llevó a la mayoría de los físicos a renunciar al modelo del universo estacionario para adoptar el modelo del Big Bang, desde entonces apodado "modelo estándar". Se trata del descubrimiento, de Penzias y Wilson en 1965, de la ahora famosa radiación fósil de $2,7^{\circ}$ K.¹⁴

Ya en 1948, Alpher y Herman predijeron la existencia de esta radiación y mostraron que era una consecuencia del Big Bang. Un universo primigenio extraordinariamente denso y caliente debía ser opaco, pues la energía de los fotones apenas les permitía interactuar con la materia y entonces no se propagaban libremente. Ahora bien, se puede mostrar que este equilibrio entre materia y luz se destruye a una temperatura cercana a los 3.000° K. La luz se despega entonces de la materia y forma una radiación de cuerpo negro, o radiación térmica, caracterizada únicamente por su temperatura. Por lo tanto, es probable que al alcanzar esta temperatura el universo se tornara *transparente*.

A partir de ese momento, la única transformación posible en los fotones que forman la radiación térmica es un cambio de longitud de onda. Esta aumenta con el tamaño del universo, lo que significa que la temperatura de la radiación disminuye. Según la predicción de Alpher y Herman, si el equilibrio entre fotones y materia fue efectivamente destruido en un universo a 3.000° K (es decir, unos 300.000 años después del origen) y los fotones formaron una radiación de cuerpo negro a 3.000° K, dicha radiación debería poseer ahora una temperatura cercana a los 3° K. Predicción notable, que anticipó uno de los mayores descubrimientos experimentales de este siglo.

El modelo estándar está en el centro de la cosmología contemporánea. Se acepta, en general, que permite una descripción correcta del universo hasta un segundo después de la singularidad del Big Bang. Pero la descripción del universo durante ese primer segundo sigue siendo una cuestión abierta.

¿Por qué existe algo, y no nada? Aparentemente, la pregunta es especulativa, ajena para siempre al conocimiento positivo. Y sin embargo se puede formular en términos físicos y, como veremos, queda entonces vinculada al problema de la

inestabilidad y el tiempo. Este nuevo enfoque del problema del nacimiento de nuestro universo se origina en una idea presentada por Edward Tryon¹⁵ pero que aparentemente se remonta a Pascual Jordan. Es la idea del "almuerzo gratuito" (*free lunch*). Conforme a esta idea, dos energías pueden caracterizar a nuestro universo: una de ellas (vinculada a las fuerzas de atracción gravitacional) podría presentar un signo negativo; la otra, (vinculada a la materia por la célebre fórmula de Einstein $E = mc^2$) sería de signo positivo. ¿No es tentador entonces suponer que la energía total del universo podría ser nula, así como es nula la energía de un universo vacío? ¿No podría avanzarse la hipótesis, en este caso, de una creación de materia a partir del vacío? Tal tipo de creación conservaría la energía. Tryon postulaba que podría asociarse a las fluctuaciones del vacío.

Esta hipótesis es muy atractiva. La producción de las estructuras de no-equilibrio (como las células de Benard o las oscilaciones químicas) también corresponde a un "*free lunch*". La energía se conserva. El precio de las estructuras de no-equilibrio se paga en entropía, no en energía. La idea de la comida gratuita es por lo tanto un interesante punto de partida. ¿Es posible precisar el origen de la energía gravitacional negativa y los mecanismos de su transformación en energía positiva ligada a la materia? Son las interrogantes que consideraremos a continuación.

III

La idea fundadora de Einstein fue asociar la gravitación a la curvatura del espacio-tiempo. En el marco de la relatividad especial, como vimos, el intervalo temporal de Minkowski es $ds^2 = c^2 dt^2 - dl^2$ para dos acontecimientos lo suficientemente cercanos [$(l_2 - l_1)$ se convierte entonces en dl^2]. En relatividad general, el intervalo espacio-temporal se escribe $ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$, donde μ y ν toman cuatro valores; 0 (para el tiempo) y 1, 2, 3 (para el espacio) y se suma sobre los índices μ y ν .

Como $g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}$, se obtienen diez funciones $g_{\mu\nu}$ distintas que caracterizan la geometría espacio-temporal. Esta geometría se denomina "riemana", y el ejemplo simple que la ilustra más a menudo es la superficie esférica, considerada como un espacio curvo de dos dimensiones.

El alcance de la revolución relativista aparece aquí. En el marco newtoniano, el espacio-tiempo estaba dado de una vez por todas, independientemente de su contenido material. Ahora, la métrica del espacio-tiempo, tal como la describen las funciones $g_{\mu\nu}$, está vinculada al contenido material del universo. Más precisamente: esta vinculación se traduce por las ecuaciones de campo de Einstein, que

unen dos tipos de objetos distintos: uno de los términos de la ecuación describe la curvatura del espacio-tiempo en términos de las $g_{\mu\nu}$ y de sus derivadas con respecto al espacio y al tiempo; el segundo define el contenido material en términos de densidad y de presión de la materia-energía. El contenido material es la fuente de la curvatura del espacio-tiempo. A partir de 1917, Einstein aplicó su ecuación al universo considerado como una totalidad. Fue el punto de partida de la cosmología moderna. El universo construido por Einstein —acorde con sus convicciones filosóficas— era un universo estático, atemporal, un universo conforme al espíritu de Spinoza, su filósofo favorito.

En ese momento se produjo una sucesión de sorpresas que constituye un ejemplo notable de diálogo entre hombre y naturaleza. A. Friedmann y G. Lemaître demostraron que el universo de Einstein era inestable. La más mínima fluctuación lo destruiría. Las soluciones estables de las ecuaciones de Einstein correspondían, en el hecho, a un universo en expansión o en contracción. Por el lado experimental, Hubble y sus colaboradores descubrieron el decalaje hacia el rojo de la luz emitida por las galaxias: las galaxias se alejan unas de otras y nuestro universo está, por lo tanto, en expansión. Finalmente se descubrió, en 1965, la radiación residual de cuerpo negro, que ya mencionamos. Así se estableció el modelo cosmológico estándar de la física contemporánea.

Para pasar de las ecuaciones fundamentales de la relatividad general a la cosmología, hay que introducir hipótesis simplificadoras. El modelo estándar, asociado con los nombres de A. Friedmann, G. Lemaître, H. Robertson y A. Walker, se funda en el principio cosmológico según el cual el universo debe ser considerado, a gran escala, como isotrópico y homogéneo. La métrica corresponde entonces a la definición de un intervalo espacio-temporal de forma mucho más simple:

$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t) dl^2$. Este intervalo, llamado "de Friedmann", difiere del minowskiano en dos puntos: dl^2 es un elemento espacial que puede corresponder a un espacio de curvatura nula (el espacio de Minkowski), pero también de curvatura positiva (como una esfera) o negativa (como una superficie hiperbólica); $R(t)$, generalmente denominado "radio" del universo, corresponde al límite de las observaciones astronómicas (límite impuesto por la velocidad de la luz) al tiempo t . Las ecuaciones cosmológicas de Einstein vinculan $R(t)$ y la curvatura espacial a la densidad y presión promedio de energía y materia. Por otra parte, también se define la evolución cosmológica como conservando la entropía. En consecuencia, las ecuaciones de Einstein son reversibles con respecto al tiempo. Volveremos sobre este punto más adelante.

Como dijimos, por lo general se considera que el modelo estándar es capaz de describir lo que sucedió en nuestro universo desde su primer segundo. Se trata por lo tanto de un éxito extraordinario. ¿Pero qué sucedió antes? ¿Cómo acceder a la singularidad, de densidad y curvatura infinitas, a que conduce la extrapola-

ción en el tiempo? ¿Es forzoso aceptar esta singularidad? Para dar una idea de la escala de magnitudes implicadas en el problema de las primeras fracciones de segundo del universo, es frecuente recurrir a la escala denominada de Planck, es decir, la escala de longitudes, tiempo y energía, que se obtiene utilizando tres constantes universales: la constante h de Planck, la constante gravitacional G y la velocidad de la luz c . De allí es posible derivar una longitud de Planck igual a $(Gh/c^3)^{1/2}$ del orden de 10^{-33} cm, un tiempo de Planck del orden de 10^{-44} s y una energía de Planck que corresponde a una temperatura del orden de 10^{32} grados. Podemos asimismo definir una masa de Planck, del orden de 10^{-5} g, lo que es enorme con respecto a la masa de partículas elementales (el protón posee una masa del orden de 10^{-23} g). Se puede pensar que estas magnitudes corresponden a las de la primera época del universo, llamada por eso "época de Planck". En un universo cuya edad fuera del orden de 10^{-44} s, los efectos cuánticos habrían desempeñado un papel esencial. Así, los primeros momentos del universo nos enfrentan a un problema fundamental de la física contemporánea: para que sea posible una descripción de los primeros momentos del universo, parece necesario que la gravitación, y consecuentemente el espacio-tiempo, estén cuantizados, como lo están las interacciones electromagnéticas. Este problema no ha sido resuelto. Pero, como veremos, podemos obtener un modelo unificado en un caso especial que esclarece el papel de las resonancias de Poincaré y de la inestabilidad dinámica. Describamos algunas de las etapas esenciales que nos llevaron a esa solución.

El intervalo espacio-temporal de Friedmann puede escribirse (considerando el caso de una geometría euclidiana tridimensional) bajo la forma de:

$ds^2 = \Omega^2 (dt_c^2 - dl^2)$, es decir como un intervalo de Minkowski multiplicado por la función Ω^2 , denominada "factor conforme", y donde t_c es el "tiempo conforme".

Este tipo de intervalo espacio-temporal conforme posee propiedades notables. Los intervalos conformes conservan el cono de luz. Se los puede considerar el punto de partida natural de una cosmología cuántica, pues contienen al universo de Friedmann en tanto que caso particular.

El factor conforme es una función del espacio-tiempo y corresponde a un campo, así como la interacción electromagnética conduce a un campo. Un campo es un sistema dinámico caracterizado por un hamiltoniano, o una energía, bien definidos. Pero, como mostraron Brout¹⁶ y sus colaboradores, el campo conforme posee una propiedad notable: corresponde a una energía *negativa*. Su energía no es limitada en cuanto a los valores negativos; puede adquirir valores tan grandes como se quiera. Por contraste, la energía del campo masivo (correspondiente a partículas masivas) es positiva (pensemos, nuevamente, en la célebre fórmula de Einstein $E = mc^2$). En consecuencia, el campo gravitacional definido por el factor

conforme puede desempeñar el papel de reservorio de energía negativa del que se extraería la energía correspondiente a la creación de materia.

Retornamos así a la idea de almuerzo gratuito. La energía total (campo gravitacional + materia) se conserva, mientras que la energía gravitacional se transforma en materia. Brout y sus discípulos propusieron un mecanismo para la extracción de energía positiva. Introdujeron, además del campo conforme, un campo masivo, y mostraron que la ecuación de Einstein conduce a un proceso cooperativo que, partiendo del espacio-tiempo de Minkowski (correspondiente a una energía gravitacional y a una curvatura nulas), conlleva la aparición simultánea de materia y curvatura espacial. El modelo muestra que este proceso cooperativo provoca un crecimiento exponencial del radio del universo en el curso del tiempo. Es el período denominado *inflacionario*, también llamado "universo de De Sitter".

Estas conclusiones son muy interesantes. Indican la posibilidad de un proceso *irreversible* que transforma la gravitación en materia. Atraen asimismo la atención hacia el pre-universo, que sería aquí el vacío de Minkowski, punto de partida de las transformaciones irreversibles. Destaquemos que este modelo no describe una creación *ex nihilo*. El vacío cuántico se caracteriza por constantes universales y, por hipótesis, se le puede atribuir el mismo valor que tiene hoy en día.

El punto esencial es que el nacimiento de nuestro universo ya no está asociado a una singularidad, sino a una inestabilidad algo análoga a una transición de fase o a una bifurcación.

Con todo, numerosos problemas quedan sin resolver. Brout y compañía recurrieron a una aproximación semiclásica. El campo masivo era cuantizado mientras que el campo conforme (y por ende la gravitación) se trataba de manera clásica. Es una restricción poco verosímil en la "época de Planck", donde los efectos cuánticos desempeñan un rol esencial. Por otra parte, Gunzig y Nardone se preguntaron por qué —si el vacío cuántico asociado con un espacio-tiempo geométrico plano era inestable en relación a las interacciones gravitacionales— el proceso simultáneo de creación de materia y curvatura no se producía permanentemente. Mostraron que en la aproximación semiclásica se necesitaba una fluctuación inicial para desencadenar el proceso. Esta primera etapa implicaría una nube de partículas pesadas, de una masa del orden de 50 masas de Planck ($\sim 50 \times 10^{-5}$ g). Estos resultados pudieron incorporarse en un enfoque termodinámico macroscópico donde el universo considera un sistema termodinámico abierto.¹⁷

En efecto, la materia-energía se crea a expensas de la energía gravitacional. Ello conduce a algunas modificaciones en la ecuación cosmológica de Einstein. Ahora el primer principio de la termodinámica debe considerar la fuente de materia-energía, lo que implica un cambio de definición de cantidades como la presión.¹⁸ Ahora bien, como vimos, las ecuaciones fundamentales de Einstein vinculan la geometría del universo al contenido de materia-energía donde aparece la presión,

que ahora cobra una forma nueva que corresponde al universo considerado como un sistema abierto.

Las ecuaciones de Einstein expresan, podríamos decir, una equivalencia entre geometría y materia, algo semejante a como el primer principio de la termodinámica introduce una equivalencia entre trabajo y calor. Pero el segundo principio rompe esta equivalencia: siempre podemos transformar el trabajo en calor pero la situación inversa no es verdadera (requiere motores de dos fuentes, como lo demostró Sadi Carnot). Aquí la situación es algo análoga. La entropía se asocia específicamente con la materia-energía, no con el espacio-tiempo. La transformación del espacio-tiempo en materia corresponde a un proceso disipativo irreversible, productor de entropía. El proceso inverso, que transformaría la materia en espacio-tiempo queda entonces excluido. El nacimiento de nuestro universo se manifiesta por una explosión de entropía.

La etapa más reciente en el desarrollo de estas ideas es la demostración, de los hermanos gemelos Vitaly y Vladimir Kocharovsky¹⁹, de que el modelo cosmológico correspondiente a la interacción del campo conforme con un campo masivo, que da lugar a la transformación de energía gravitacional en materia, puede ser cuantificado. Esto constituye un resultado interesante en el camino de la cuantificación general de la gravitación. Como hemos destacado, la gravitación es la única interacción conocida para la que ninguna teoría cuántica consistente se ha podido formular. Es cierto que en lo concerniente a las otras interacciones, la teoría de campos cuánticos desemboca en dificultades vinculadas a la aparición de cantidades infinitas. Estos infinitos pueden sin embargo eliminarse gracias al procedimiento llamado "de renormalización": debemos introducir nuevas definiciones de magnitud tales como la masa, la carga, la constante de acoplamiento, etc., con el fin de obtener una teoría cuántica consistente. El procedimiento de renormalización, si bien difícilmente aceptable desde el punto de vista matemático, conduce a resultados muy de acuerdo con la experiencia. Pero este procedimiento no pudo ser aplicado a la gravitación, considerada no-renormalizable. Ahora bien, y es el gran interés de los resultados de los hermanos Kocharovsky, podemos en adelante integrar la gravitación en una teoría finita, renormalizable, por lo menos cuando nos limitamos al caso simple de un grado de libertad conforme en interacción con un campo masivo.

El porvenir dirá si este resultado puede ser el punto de partida de una teoría gravitacional completa. Destaquemos que, en esta teoría, la energía asociada al grado de libertad conforme es negativa.

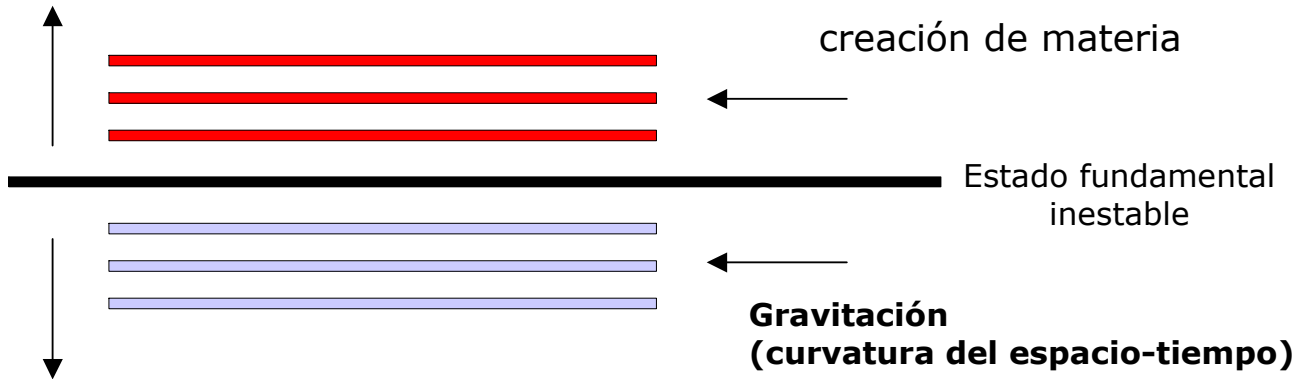


Figura VIII-4

La materia creada a expensas del campo gravitacional (grado de libertad conforme). No existe estado fundamental estable.

A diferencia de las otras situaciones estudiadas por la teoría de los campos, aquí no existe estado fundamental *estable*. El factor conforme corresponde a energías negativas cada vez más bajas a medida que se crea la materia. Como no existe linde inferior para la energía gravitacional, el proceso puede mantenerse sin fin. El sistema gravitación-materia parece entonces un sistema de no-equilibrio que conduce, por razones *internas* (desvinculadas de intercambios con el entorno), a estructuras de no-equilibrio en que, en esta perspectiva, se convierten la materia y el espacio-tiempo curvado. En este sentido, las estructuras disipativas y la auto-organización encontrarían un análogo cosmológico.

El acoplamiento entre gravitación y materia corresponde también a una resonancia de Poincaré, análoga a la desexcitación de un átomo. Obliga entonces a trabajar en un espacio funcional generalizado, que conduce a una simetría temporal rota. Sin embargo, (a diferencia del átomo excitado, que retorna a su estado fundamental), este proceso, como dijimos, no se detiene. Así, nuestra descripción no sólo se aplica a nuestro universo sino también al meta-universo, es decir, a un medio en el seno del cual un número infinito de universos individuales puede nacer. Hoy, esta idea de un meta-universo (y del conjunto de universos individuales que implica) está bastante difundida. Aparece en autores que proponen sin embargo enfoques bastante diferentes, tales como A. Linde, M. Rees o L. Smolin.²⁰

Señalemos dos rasgos esenciales de nuestro enfoque. Por una parte, es claro que, incluso antes de la creación de *nuestro* universo, existía una flecha del tiempo, y que no hay razones para que desaparezca. Además, encontramos los dos elementos que pusimos en el centro de este libro: la irreversibilidad y la probabilidad. Los universos aparecen allí donde las amplitudes de los campos gravitacionales y masivos poseen valores elevados. El lugar y el momento en que esto se

produce poseen sólo una significación estadística, ya que se asocian a fluctuaciones cuánticas.

Toda su vida, Einstein persiguió el sueño de una teoría unificada que incluyera todas las interacciones. Llegamos a una conclusión inesperada: ¡Tal vez la realización de ese sueño exija una concepción *evolutiva* del universo! Una teoría unificada sería entonces inseparable de la simetría temporal rota del universo. Esto sólo puede ser verdadero si ciertos campos desempeñan un papel diferente a otros (en el hecho, el campo asociado al factor conforme con respecto al campo masivo). La unificación implicaría así una concepción "dialéctica" de la naturaleza. La cuestión del nacimiento del tiempo y la de los orígenes seguirán planteadas. Mientras la relatividad fue considerada una teoría cerrada, final, el tiempo semejaba poseer un origen y la imagen de una creación del universo como proceso único y singular parecía imponerse. Pero la relatividad general no es una teoría cerrada, no más que la mecánica clásica o la cuántica. En particular, debemos unificar relatividad y teoría cuántica considerando la inestabilidad de los sistemas dinámicos. En ese momento la perspectiva se transforma. La posibilidad de que el tiempo no tenga comienzo, que sea anterior a la existencia de nuestro universo, resulta una alternativa razonable.

Destaquemos por última vez hasta qué punto el desarrollo de la ciencia puede adquirir un carácter inesperado y dramático. Einstein inauguró la historia de las teorías cosmológicas contemporáneas con una interpretación geométrica del universo. Los resultados de este primer intento fueron extraordinariamente fecundos e imprevistos. ¿Cómo habría podido Einstein suponer que su teoría implicaba cuestiones que conducirían más allá de una visión geométrica y desembocarían en la concepción de un universo orientado en el tiempo? ¿No nos hace pensar, ahora, el universo en esos relatos árabes donde cada historia se incluye en otras historias? La historia de la materia está engastada en la historia cosmológica, la historia de la vida en la de la materia. Y finalmente, nuestras propias vidas están sumergidas en la historia de la sociedad.

CAPÍTULO IX

UNA VIA ESTRECHA

I

Acabamos de ver que la irreversibilidad podría ser de origen cosmológico, estar asociada al nacimiento mismo del universo. Para la coherencia de nuestra postura es necesario que la flecha del tiempo, la diferencia entre el papel que desempeñan en el pasado y el futuro, forme parte de la cosmología, ya que constituye un rasgo universal, compartido por todos los actores de la evolución cósmica, vivientes o no. Pero los fenómenos irreversibles no cesaron con la creación del universo. Las reacciones nucleares continúan en el Sol, la vida prosigue en la Tierra. Los fenómenos irreversibles de hoy deben encontrar su explicación en la física clásica o cuántica de hoy, incluso si su punto de partida es cosmológico. Es la postura adoptada en este libro. Hemos vinculado la irreversibilidad con una nueva formulación, probabilista, de las leyes de la naturaleza.

Esta formulación nos otorga los principios que permiten descifrar la construcción del universo de mañana, pero se trata de un universo en construcción. El futuro no está dado. Vivimos el fin de las certidumbres. ¿Es acaso una derrota del intelecto humano? Estoy persuadido de lo contrario.

Italo Calvino escribió una deliciosa colección de noticias; *Cosmicomiques*¹, donde imagina seres que viven en una etapa muy precoz del universo. Se reúnen nuevamente hoy y recuerdan la época difícil, cuando el universo era tan pequeño que sus cuerpos lo ocupaban por completo. La imaginación de los posibles, la especulación sobre lo que podría haber sido, es uno de los rasgos fundamentales de la inteligencia humana. ¿Cuál habría sido la historia de la física si Newton hubiera sido miembro de esa sociedad precoz? Habría observado el nacimiento y la descomposición de las partículas, la aniquilación mutua de materia y antimateria. El universo, con sus inestabilidades y bifurcaciones, se le habría manifestado desde el comienzo como un sistema alejado del equilibrio.

Hoy es posible aislar sistemas dinámicos simples y verificar las leyes de la mecánica cuántica y clásica. Pero siempre corresponden a simplificaciones, idealizaciones. El universo es un gigantesco sistema termodinámico. En todos los niveles encontramos inestabilidades y bifurcaciones. En esta perspectiva, podemos preguntarnos por qué, durante tanto tiempo, el ideal de la física estuvo asociado con la certidumbre, es decir con la negación del tiempo y la creatividad. Tal como las preguntas plantean que los seres imaginarios de Calvino cobran sentido en la época cosmológica precoz en que el autor los instala, también los sistemas simples de la mecánica cuántica y clásica se refieren a nuestro universo más temprano.

Análogamente, por decirlo así, la búsqueda apasionada de certidumbres, que marcó la historia de la física, debe entenderse en el contexto de la historia europea en que la física clásica fue formulada.

II

¿Cómo alcanzar la certidumbre? Es la pregunta fundamental de René Descartes. En su interesantísimo *Cosmopolis*², S. Toulmin describe las circunstancias que llevaron a Descartes a buscar certidumbres. Destaca la situación dramática del siglo XVII, siglo de inestabilidad política y guerras de religión. Católicos y protestantes se mataban en nombre de dogmas y certidumbres religiosas. Descartes procuró hallar otro tipo de certidumbre, una que pudiesen compartir todos los humanos, independientemente de su religión. Ello lo condujo a transformar su *cogito ergo sum* en el punto de partida de su filosofía y a exigir que la ciencia se fundara en las matemáticas, única vía segura hacia la certidumbre. El programa de Descartes fue retomado y modificado por Leibniz, que intentó construir un lenguaje que permitiese desembocar en un acuerdo general y restableciera así la paz entre los hombres. En ciencia, la búsqueda de certidumbres encontró finalmente su expresión suprema en la noción de "leyes de la naturaleza", asociadas a la obra de Newton. Estas leyes han sido el modelo de la física durante tres siglos.

Existe una notable analogía entre el análisis que propone Toulmin acerca de la situación histórica y existencial de la búsqueda cartesiana y la actitud de Einstein hacia la ciencia. Este también pensaba que la ciencia permitía escapar de los tormentos de la existencia cotidiana. Comparó la vocación científica con el «deseo ardiente que aleja al habitante de las ciudades de su medio ruidoso y confuso para dirigirse a las regiones apacibles de la alta montaña».³

Einstein tenía una concepción profundamente pesimista de la vida humana. Vivía en una época trágica de la historia, la del fascismo, el antisemitismo y las dos guerras mundiales. Su visión de la física, triunfo último de la razón humana sobre un mundo falaz y violento, reforzó en el siglo XX la oposición entre el conocimiento objetivo y el ámbito de lo incierto y subjetivo.

Con todo, ¿representa a la ciencia de hoy la concebida por Einstein, capaz de permitir que uno escape de las maldiciones de la historia? Tal como el habitante de las ciudades, el científico no puede escapar de las urbes polutas para refugiarse en las montañas. Las ciencias participan en la construcción de la sociedad de mañana, con sus contradicciones e incertidumbres. No pueden renunciar a la esperanza, pues, según palabras de Peter Scott, expresan de la manera más directa que «El mundo, nuestro mundo, trabaja sin cesar para ampliar las fronteras de lo

conocido y de lo que puede ser fuente de valor, para trascender lo dado, para imaginar un mundo nuevo y mejor».⁴

Desde el prólogo de este libro he citado a Richard Tarnas:

«La pasión más profunda del intelecto occidental es encontrar la unidad con las raíces del propio ser».⁵

Esta pasión condujo a la afirmación prometeica del poder de la razón, pero también se la identificó con el drama de una alienación, con una negación de lo que otorga significado y valor a la vida. Estoy convencido de que esta misma pasión puede conducir hoy en día a un nuevo tipo de unidad en nuestra visión del mundo, y que la ciencia debe desempeñar un papel importante en esta construcción de una nueva coherencia.

III

Como mencionamos en el capítulo anterior Einstein recibió, en las postrimerías de su vida, como homenaje, una colección de ensayos⁶ que incluían una contribución del gran matemático Gödel. Este creía poder probar la equivalencia entre pasado y futuro imaginando la posibilidad de un viaje al pasado.

En su respuesta a Gödel, Einstein rechazó la idea: fuese cual fuese la tentación de la eternidad, aceptar la posibilidad de retornar al pasado equivalía a una negación de la realidad del mundo. Como físico, Einstein no podía aceptar esta consecuencia —sin embargo lógica— de sus propias ideas.

En "Una nueva refutación del tiempo"⁷, el gran escritor Jorge Luis Borges expresa análoga ambivalencia. Concluye, después de exponer las doctrinas que transforman el tiempo en una ilusión: «*And yet, and yet...* Negar la sucesión temporal, negar el yo, negar el universo astronómico, son desesperaciones aparentes y consuelos secretos... El tiempo es un río que me arrebató, pero yo soy el río; es un tigre que me destroza, pero yo soy el tigre; es un fuego que me consume, pero yo soy el fuego. El mundo, desgraciadamente, es real; yo, desgraciadamente, soy Borges». El tiempo y la realidad están irreductiblemente vinculados. Negar el tiempo puede parecer un consuelo o semejar un triunfo de la razón humana, pero es siempre una negación de la realidad.

La negación del tiempo fue una tentación para Einstein el físico, al igual que para Borges el poeta. Einstein solía afirmar que había aprendido más de Dostoievski que de cualquier físico. En una carta a Max Born, escribió en 1924 que si tuviera que abandonar la estricta causalidad preferiría «ser zapatero, incluso ser empleado en un garito, antes que ser físico».⁸

La física, para pretender algún valor, debía satisfacer su necesidad de escapar a la tragedia de la condición humana. «*And yet, and yet...*»

Cuando Gödel le presentó la última consecuencia de sus investigaciones, la negación misma de la realidad que el físico procura describir, Einstein retrocedió.

Sin embargo, podemos comprender que Einstein se negara a aceptar que únicamente el azar pueda ser la respuesta a nuestras interrogantes. A igual título que el determinismo, el puro azar es una negación de la realidad y de nuestra exigencia de entender el mundo. Hemos intentado construir es una vía estrecha entre estas dos concepciones que conducen a la alienación, la de un mundo regido por leyes que no otorgan lugar alguno a la novedad y la de un mundo absurdo, sin causalidades, donde nada puede ser previsto ni descrito en términos generales.

La búsqueda de esta vía es el tema mismo de este libro. Esta pesquisa ilustra el papel de la creatividad en la ciencia. Es curioso que la creatividad científica sea subestimada tan a menudo. Sabemos que si Shakespeare, Beethoven o Van Gogh hubieran muerto prematuramente nadie hubiese realizado su obra. ¿Y los científicos? Si Newton no hubiera existido, ¿algún otro habría descubierto las leyes clásicas del movimiento? ¿Se percibe la personalidad de Clausius en la formulación del segundo principio de la termodinámica? Hay algo genuino en este contraste. La ciencia es una empresa colectiva. La solución de un problema científico, para ser aceptada, debe satisfacer exigencias y criterios rigurosos. Sin embargo, estos apremios no eliminan la creatividad: son sus desafíos.

La misma formulación de la paradoja del tiempo es un ejemplo extraordinario de creatividad e imaginación humanas. Si la ciencia se hubiera limitado al estudio de hechos empíricos, ¿Cómo habría podido pensar en negar la existencia de la flecha del tiempo? Y la negación de la flecha del tiempo no fue sólo un sueño. La formulación de leyes simétricas con respecto al tiempo logró combinar las observaciones empíricas con la creación de estructuras teóricas. Por esta razón la paradoja del tiempo no podía resolverse mediante el simple recurso al sentido común ni por modificaciones *ad hoc* de las leyes de la dinámica. Ni siquiera bastaba localizar la debilidad oculta del edificio clásico. Era necesario que esta debilidad, la sensibilidad del caos determinista a las condiciones iniciales, o resonancias de Poincaré, adquiriera un sentido positivo, que se convirtiera en el origen de un nuevo lenguaje, en la fuente de nuevas interrogantes físicas y matemáticas. Esta es la significación del diálogo con la naturaleza, que identificamos con el conocimiento científico.

A lo largo de este diálogo, transformamos lo que a primera vista semeja un obstáculo en estructuras conceptuales que otorgan una nueva significación a la relación entre el que conoce y lo que es conocido.

Lo que hoy emerge es por lo tanto una descripción mediatrix, situada entre dos representaciones alienantes: la de un mundo determinista y la de un mundo arbitrario sometido únicamente al azar. Las leyes no gobiernan el mundo, pero éste tampoco se rige por el azar. Las leyes físicas corresponden a una nueva forma de

inteligibilidad, expresada en las representaciones probabilistas irreducibles. Se asocian con la inestabilidad y, ya sea en el nivel microscópico o en el macroscópico, describen los acontecimientos en cuanto posibles, sin reducirlos a consecuencias deducibles y previsibles de leyes deterministas. ¿Tal vez esta distinción entre lo que puede ser previsto y controlado y lo que no puede serlo habría satisfecho la procura de inteligibilidad de la naturaleza que se encuentra en el centro de la obra de Einstein?

En este proceso de construcción de una vía estrecha entre leyes ciegas y acontecimientos arbitrarios, descubrimos que gran parte de nuestro mundo circundante hasta ahora se había «deslizado entre las mallas de la red científica» para retomar una expresión de Whitehead. Discernimos nuevos horizontes, nuevas preguntas, nuevos riesgos. Vivimos un momento privilegiado de la historia de la ciencia. Espero haber comunicado esta convicción a mis lectores.

AGRADECIMIENTOS

Este libro tiene una historia curiosa. Inicialmente, se trataba de preparar la traducción de *Entre le temps et l'éternité*, escrito en colaboración con Isabelle Stengers. Preparamos varias versiones sucesivas (entre las cuales una se publicó en alemán y otra en ruso). Pero los progresos realizados recientemente en este tema me obligaron a proceder a la revisión de la presentación. Por modestia, Isabelle Stengers deseó no ser coautora y sólo aparecer como mi "colaboradora", en circunstancias que sin ella este libro no se habría escrito. Además, yo había preparado el texto en inglés; lo tradujo al francés y lo mejoró en varios aspectos. Le agradezco de todo corazón.

Este libro es el resultado de un trabajo en equipo que se prolongó durante varios años. No puedo citar a todos los que contribuyeron. Con todo, quisiera destacar la importancia del equipo de jóvenes, entre los que se cuentan I. Antoniou (Bruselas), D. Driebe (Austin, EE.UU.), H. Hasegawa (Austin), S. Tasaki (Kyoto) y T. Petrovsky (Austin). Numerosas ideas sobre el tiempo, el determinismo y la irreversibilidad, presentadas en esta obra, habían sido formuladas anteriormente pero gracias a ellos pudieron ser precisadas y encontraron una formulación matemática más elegante.

No quiero olvidar tampoco a mi antiguo equipo de Bruselas, que preparó este trabajo, y quisiera agradecer muy especialmente a R. Balescu, M. de Haan, Fr. Henin, C. George, A. Grecos y F. Mayné.

Finalmente, mi gratitud también se extiende a las instituciones que respaldaron estos trabajos, en particular la comunidad francesa de Bélgica, el gobierno federal belga por intermedio de los Polos de atracción universitaria, el Departamento de Energía de los Estados Unidos, la Unión Europea y la Welsch Foundation (Texas).

Por último, quisiera agradecer a Odile Jacob por su paciencia y estímulos. Con sus observaciones, Gerard Jorlan me ayudó a expresarme con mayor claridad.

Ante todos los nuevos problemas que hoy se perfilan en el horizonte no es fácil apartar el tiempo necesario para escribir un libro. Este habrá cumplido su objetivo si puede transmitir al lector mi convicción de que asistimos a un cambio radical en la dirección que ha seguido la física desde Newton.

NOTAS

PROLOGO

1. Karl Popper, *L univers irrésolu, Plaidoyer pour l'indéterminisme*, Paris, Hermann, 1984, p. xv.
2. William James "The Dilemma of Determinism", en *The Will to Believe*, Nueva York, Dover, 1956.
3. Richard Tarnas, *The Passion of the Western Mind*, Nueva York, Harmony, 1991, p. 443.
4. Stephen Hawking, *Une brève histoire du temps*, Paris, Flammarion, col. "Champs", 1991.

CAPITULO I

1. Epicuro, *Doctrines et maximes*, Paris, Hermann, 1938, p. 80.
2. A menos que otro pensamiento salve la coherencia del conjunto, como hizo Michel Serres a propósito de Lucrecio.
3. Karl Popper, *The Open Society and its Enemies*, Princeton, Princeton University Press, 1963.
4. Jean Wahl, *Traité de métaphysique*, Paris, Payot, 1968.
5. G. F. Leibniz, *Nouveaux essais sur l'entendement humain*, Paris, Garnier Flammarion, 1966, p. 39.
6. J. Needham, *La science chinoise et l'Occident, Le grand titrage*, Paris, Seuil, col. "Point", 1977.
7. Citado en K. Dutta y A. Robinson, *Rabindranath Tagore*, Londres, Bloomsbury, 1995.
8. Londres, Hutchinson, 1982, p. XVI.
9. *Ibid.*, p. 2.
10. H. Bergson, "Le possible et le réel", en *Oeuvres*, París, PUF, Edition du Centenaire, 1970, p. 1333.
11. Para una crítica de la actitud deconstructivista hacia las ciencias, ver R. Bhaskar, *Philosophy and the Idea of Freedom*, Cambridge, Blackwell, 1991.
12. W. Weinberg, *Scientific American*, octubre de 1994, vol. 271, nQ 4, p. 44.
13. R. Penrose, *The Emperor's New Mind*, Oxford, Oxford University Press, Vintage edition, 1990, p. 4-5.
14. A. N. Whitehead, *Procés et réalité*, París, Gallimard, 1995, p. 45. 15. R. Clausius, *Ann. Phys.*, CXXV, 1865, p. 353.

16. A. Eddington, *The Nature of the Physical World*, Ann Arbor, The University of Michigan Press, 1958.
17. M. Gell-Mann, *The Quark and the Jaguar*, Londres, Little Brown & Co., 1994, p. 218-220.
18. J. L. Lagrange, *Théorie des fonctions analytiques*, Paris, Imprimerie de la République, 1796.
19. Id., p. 6.
20. L. Rosenfeld, "Considerations non philosophiques sur la causalité", en *Les theories de la causality* Paris, PUF, 1971, p. 137.
21. H. Poincaré, *La valeur de la science*, Paris, Flammarion, 1913, p. 210.
22. B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, San Francisco, J. Wiley, 1982.
23. H. Poincaré, *Les méthodes nouvelles de la mécanique celeste*, Paris, Gauthier-Villars 1893; Dover, 1957).
24. Max Born, *The Classical Mechanics of Atom*, Nueva York, Ungar, 1960, citado en M. Tabor, *Chaos and Integrability in Nonlinear Dynamics*, John Wiley, 1969, p. 105.
25. Ver por ejemplo el estudio histórico de M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics*, Nueva York, Wiley Interscience, 1974. Recomendando asimismo el excelente libro de A.I.M. Rae, *Quantum Physics: Illusion or Reality?*, Cambridge, Cambridge University Press, 1986.
26. P. Davies, *The New Physics: A Synthesis*, Cambridge, Cambridge University Press, 1989, p. 6.
27. Citado en K V. Laurikainen, *Beyond the Atom, The Philosophical Thought of Wolfgang Pauli*, Berlín, Springer Verlag, 1988, p. 193.
28. C. George, Ilya Prigogine, L. Rosenfeld, "The Macroscopic Level of Quantum Mechanics", *Mat.-fys. Medd. Dan. Vid. Selsk*, XXXVIII, 1972, pp. 1-44.
29. Ver por ejemplo W. G. Unruh y W. H. Zurek, "Reduction of a Wave Packet in Quantum Brownian Motion", *Phys. Rev.*, XL, 1989, p. 1070.
30. Cambridge, Cambridge University Press, 1989.
31. "Conceptual Foundations of Quantum Physics", en *The New Physics*, *op. cit.*
32. *Conceptual Foundations of Quantum Physics*, Benjamin, California, 1976.
33. H. Poincaré, *La science et 1 hypothese*, Paris, Flammarion, 1906, p. 161.

CAPITULO II

1. Ilya Prigogine, *Bull. Acad. Roy. Belg.*, XXXI, 1945, p. 600. Ver asimismo *Etude thermodynamique des phénomènes irréversibles*, Lieja, Desoer, 1947.
2. J: L. Lagrange, *op. cit.*, capítulo 1, p. 19.
3. S. Hawking, *Une breve histoire du temps*, *op. cit.*
4. H. Bergson, *L Evolution créatrice*, en *Oeuvres*, *op. cit.*, p. 784.
5. H. Bergson, "Le possible et le reel", *LEvolution créatrice*, capítulo 1, p. 1344
6. *Id.*, primer capítulo.
7. A. Eddington, *The Nature of the Physical World*, *op. cit.*, capítulo 1.
8. Th. De Donder y P. Van Rysselberghe, *L' Affinité*, Paris, Gauthier-Villars, 1936.
9. Ilya Prigogine, *Etude thermodynamique des phénomènes irréversibles*, *op. cit.*
10. G. N. Lewis, *Science*, LXXI, 1930, p. 570.
11. E. Schrödinger, *What is Life?*, Cambridge, Cambridge University Press, 1945.
12. *Bull. Acad. Roy. Belg.*, *op. cit.* La prueba de este teorema involucra las célebres relaciones de reciprocidad de Onsager (L. Onsager, *Phys. Rev.* XXXVII, 1931, p. 405; XXXVII, 1931, p. 2265).
13. P. Glansdorff e Ilya Prigogine, *Structure, stabilité et fluctuations*, París, Masson, 1971.
14. Ver G. Nicolis e Ilya Prigogine, *Self-Organization in Non equilibrium Systems*, Nueva York, Wiley, 1977 y *Exploring Complexity*, Nueva York, W. H. Freeman and Co. 1989; trad. francesa, *A la rencontre du complexe*, París, PUF, 1992.
15. G. Dewel, C. Vidal, P. Borckmans, *Loin de l'équilibre*, París, Hermann, 1994.
16. *Id.*
17. A. Turing, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Ser. B, vol. CCXXXVII, 1952, p. 37.
18. Ver G. Nicolis e Ilya Prigogine, *Exploring Complexity*, *op. cit.*
19. C. K. Biebracher, G. Nicolis y P. Schuster, *Self-Organization in the Physico-Chemical and Life Sciences*, Informe EUR 16546, Comisión Europea, 1995.

CAPITULO III

1. Ilya Prigogine, *From Being to Becoming* San Francisco, W. H. Freeman, 1980, p. 174. Edición francesa, *Temps et devenir*, París, Masson, 1980.
2. P. y T. Ehrenfest, *Conceptual Foundations of Statistical Mechanics*, rep. Ithaca, Cornell University Press, 1959.
3. Ilya Prigogine, *Nonequilibrium Statistical Mechanics*, New York, J. Wiley, 1962; R. Balescu, *Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics*, New York, J. Wiley, 1975; P. Résibois et J. de Leener, *Classical Kinetic Theory of fluids*, New York, J. Wiley, 1977.
4. A. Bellemans y J. Orban, *Phys. Letters*, 24A, 1967, p. 620.
5. A. Lasota y M. Mackey, *Probabilistic Properties of Deterministic Systems*, Cambridge, CUP, 1985.
6. Ver D. Ruelle, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, 1986, p. 405 y *Commun. Math. Phys.* vol. 125, 1989, p. 239.; H. Hasegawa y W. C. Saphir, *Phys. Rev. A.*, vol. 46, 1993, p. 7401; H. Hasegawa y D. Driebe, *Phys. Rev.* de próxima publicación; P. Gaspard, *J. of Physics A*, vol. 25. L483, 1992; L. Antoniou y S. Tasaki, *J of Physics A: Math. Gen.*, vol. 26, p. 73 y *Physics A*, vol. 190, 1992, p. 303.
7. Ilya Prigogine, *Les loin du chaos*, París, Flammarion, 1994.

CAPITULO IV

1. Ver las referencias en el capítulo III y además P. Collet y J. Eckman, *Iterated Maps on the Interval as Dynamical Systems*, Boston, Birckhäuser, 1980, y P. Shields, *The Theory of Bernoulli Shifts*, Chicago, University of Chicago Press, 1973.
2. P. Duhem, *La théorie physique, Son objet. Sa structure*, reeditado por Vrin, París, 1981, toda la segunda parte del capítulo III.
3. Ver los artículos de Hasegawa, Tasaki, Gaspard, Antoniou et al, citados en el capítulo III, nota 6.
4. Ver por ejemplo F. Riesz y B. Sz-Nagy, *Functional Analysis*, republicado por Dover, 1991.
5. Referencia citada en el capítulo III, nota 2.
6. Ver los artículos de Hasegawa, Tasaki, Gaspard, Antoniou el al. citados en el capítulo III, nota 6.
7. Ver Riesz y Sz-Nagy, *op. cit.*
8. Ver V. Arnold y A. Avez, *Ergodic Problems of Classical Mechanics*, Nueva York, Menjamin, 1968.

9. Ver los artículos de Hasegawa, Tasaki, Gaspard, Antoniou *et al.* citados en el capítulo III, nota 6.
10. Ver P. Gaspard, *Physics Letters A*, vol. 168, 1992, *Physics Letters A*, p. 13, H. Hasegawa y D. Driebe, p. 18 y H. Hasegawa y Lucheí *Physics Letters A*, p. 193.

CAPITULO V

1. T. Petrosky e Ilya Prigogine, "Alternative Formulation of Classical and Quantum Dynamics for Non-Integrable Systems", *Physics A*, 1991, vol. 175; "Poincaré Resonances and the Extension of Classical Dynamics, Chaos, Solitons and Fractals", vol. 5, 1995.
2. Ver I. Prigogine, *Nonequilibrium Statistical Mechanics*, *op. cit.*
3. Ver las dos obras citadas en las dos notas anteriores, donde se encontrará la referencia a trabajos previos.
4. Ver nota 2.
5. T. Petrovsky e I. Prigogine, *loc. cit.*, T. Petrovsky, Z. Zang y K H. Wen, por aparecer.
6. Ver T. Petrovsky e I. Prigogine, "Poincaré resonances", art. citado, nota 1.

CAPITULO VI

1. Ver por ejemplo, B. d'Espagnat, *A la recherche du réel*, París, Gauthier-Villars, 1981.
2. R. Penrose, *Shadows of the Mind*, Oxford, OUP, 1994, capítulo V.
3. T. Petrovsky e I. Prigogine, *Phys. Lett. A*, vol. 182, 1993, p. 5; T. Petrovsky e I. Prigogine, "Quantum Chaos, Complex Spectral Representations and Time-Symmetry Breaking", en *Chaos, Solitons and Fractals*, vol. IV, 1994, p. 311; T. Petrovsky e I. Prigogine y Z. Zhang, de próxima publicación.
4. K Popper, *Quantum Theory and the Schism in Physics*, Totowa, Nueva Jersey, Rowman and Littlefield, 1982.
5. Ver M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics*, Nueva York, John Wiley, 1974.
6. A. Eddington, *The Nature of the Physical World*, *op. cit.*
7. A. Bóhm, *Quantum Mechanics*, Berlín, Springer, 1986, y A. Bóhm & M. Gadella, *Dirac Kets, Gannov Vectors, Gelfand Triplets*, Berlín, Springer, 1989.
8. G. Sudarshan, *Symmetry Principles at High Energies*, edición A. Perlmutter *et al.*, San Francisco, Freeman, 1966; G. Sudarshan, C. B. Chin y V. Gorini, *Phys. Rev. D.*, XVIII, 1978, p. 2914.

9. T. Petrosky e I. Prigogine, loc. cit., capítulo V. I. Prigogine, *International Journal of Quantum Chemistry*, LIII, 1995, p. 105.
10. Referencias citadas en nota 3; T. Petrosky y Z. Zhang, por publicarse.
11. *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, Nueva York, Interscience, 1963.

CAPITULO VII

1. Catherine Hayles (en *The Cosmic Web, Scientific Field Models and Litterary Strategies in the 20th Century*, Ithaca, Cornell University Press, 1984. p. 136) resume así la "metafísica" de Nabokov en *Ada o el ardor*.
2. I. Prigogine y I. Stengers, *Entre le temps et l'éternité*, París, Fayard, 1988, p. 26.
3. Niels Bohr, *Atomic Physics and Human Knowledge*, Nueva York, Wiley, 1958.
4. A. Rae, *op. cit.*
5. Ver G. Nicolis e I. Prigogine, *Exploring Complexity, op. cit.* 6. *Scientific American*, CCLXXI, octubre 1994, p. 84.

CAPITULO VIII

1. Este capítulo reconsidera algunos temas del capítulo VII de *Entre le temps et l'éternité*, necesarios a la coherencia de la exposición, pero desemboca en perspectivas nuevas y más radicales.
2. Citado en H. Pagels, *Perfect Symmetry*, Nueva York, Bantam Books, 1986, p. 165.
3. P. Davies, *About Time*, Londres, Viking, 1995.
4. L. D. Landau y E.M. Lifschitz, *The Classical Theory of Fields*, LondresParís, Pergamon Press, 1959.
5. *Correspondance Albert Einstein-Michele Besso 1903-1955*, París, Hermann, 1972.
6. *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, ed. P. A. Schlipp, Evanston. Illinois, Library of Living Philosophers, 1949.
7. Ver H. Bondi, *Cosmology*, Cambridge, Cambridge University Press, 1960.
8. J. V. Narlikar y T. Padmanabtan, *Gravity, Gauge Theory and Quantum Cosmology*, Dordrecht, Reidel, 1986.
9. I. A. Antoniou y B. Misra, *Int. JJ of Theoretical Physics*, vol. 31, 1992, p. 119.
10. V. Fock, *The Theory of Space, Time and Gravitation*, Nueva York, Pergamon Press, 1959.

11. P. A. M. Dirac, *Rev. Mod. Phys.*, XXI, 1949, p. 392.
12. Ver especialmente D. J. Currie, T.F Jordan y E. C. G. Sudarshan, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 35, 1962, p. 350; R. Balescu y T. Kotera, *Physica*, vol. 33, 1967, p. 558 y U. Ben Ya'acov, por aparecer en *Physica*.
13. Simplificamos. Ver el artículo original de U. Ben Ya'acov.
14. Ver el excelente relato de este episodio que hace Stephen Weinberg en *Les tenis premiés minutes de l'univers*, París, Seuil, 1978.
15. E. P. Tryon, *Nature*, CCXLVI, 1973, p. 396.
16. R. Brout, F. Englert y E. Gunzig, *Ann. Phys.*, vol. 115, 1978, p. 78 y *Gen. Relativity and Gravitation*, vol. 10, 1979, p. 1. R Brout et al., *Nucl Phys. B*. vol. 188, 1981, p. 412 y *Fundamentals of Cosmic Physics*, vol. 11, 1987. p. 311.
17. E. Gunzig, J. Géheniau e I. Prigogine, *Nature*, vol. 330, 1987, p. 621; I. Prigogine, J. Géheniau, E. Gunzig y P. Nardone, *Proc. Nat. Acad Sc. USA*, vol. 85, p. 1428.
18. La presión "de creación" es negativa, lo que implica que el teorema frecuentemente citado de Hawking y Penrose, que muestra que el universo surge de una singularidad, no es válido: este teorema pone en escena presiones positivas. Ver A. Linde, *Rep. Progr. Physics* vol. 47, 1984, p. 925 y R H. Brandenberger, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 57, 1985, P. 1.
19. V. y V. Kocharovsky, por aparecer en *Foundations of Physics*, en 1996.
20. Ver los artículos reunidos en John Brockman, *The Third Culture* Nueva York, Simon and Schuster, 1995.

CAPITULO IX

1. I. Calvino, *Le Cosmicomiche*, Turin, Einaudi, 1963.
2. S. Toulmin, *Cosmopolis*, Chicago, Chicago University Press, 1990.
3. A. Einstein, "Les principes de la recherche scientifique", in *Comment je vois le monde*, Paris, Flammarion, 1958, p. 40.
4. P. Scott, *Knowladgy Culture and the Modern University*, Congres ter gelegenheid van het 75ée lustrum van de Rijksuniversiteit Groningen, 1984.
5. Richard Tarnas, *The Passion of the Western Mind*, op. cit.
6. *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, op. cit.
7. En *Obras Completas*, p. 757., Emecé, Buenos Aires, 1974.
8. Albert Einstein, Max Born, *Correspondance 1916-1955*, Paris, Seuil, 1972, p. 98.