

LE TEMPS MACROSCOPIQUE

Roger Balian*

*Service de Physique Théorique, CEA-Saclay
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex*

Dans le texte ci-dessous, nous nous attachons à replacer dans un cadre plus large les idées que nous avons exposées lors du Colloque. A l'inverse des conférenciers précédents, nous n'avons considéré ni les très petites échelles de la physique des particules ni les grandes échelles de la gravitation et de la cosmologie. Pour nous, l'échelle dite microscopique est l'échelle atomique, avec des distances de l'ordre de l'angström; nous regardons comme macroscopiques les phénomènes à notre échelle, ou plus généralement à des échelles d'au moins 100 fois les dimensions atomiques. Aux distances beaucoup plus courtes que l'angström, en jeu dans la physique des particules, il existe une flèche du temps qui se manifeste dans les interactions faibles; aux très grandes échelles, une autre flèche du temps est associée à l'histoire de l'Univers. Ces sources d'orientation du temps n'ont rien à voir avec celles qui jouent aux échelles auxquelles nous nous plaçons. De plus, nous laisserons de côté les causes d'irréversibilité qui se manifestent pour des systèmes non isolés, en raison par exemple d'un couplage avec une source de bruit, ou bien d'une émission de rayonnement allant se perdre à l'infini. Nous ne parlerons pas non plus des phénomènes dits de chaos, selon lesquels la moindre incertitude sur les données initiales rend l'évolution à long terme imprévisible, même pour des systèmes ne comportant qu'un petit nombre de degrés de liberté. Nous nous concentrerons sur l'irréversibilité ou la dissipation observées à notre échelle macroscopique dans des circonstances où les phénomènes à l'échelle microscopique sont réversibles.

Etant donné notre but, partir de constatations d'apparence banale pour introduire le problème scientifique majeur de l'irréversibilité, nous avons cherché à employer un langage aussi imagé et élémentaire que possible, au prix de quelque schématisation. ■ Nous avons incorporé au texte les réponses aux questions posées lors du colloque. Il en résulte notamment que le premier tiers présente des rappels sur la thermodynamique peut être superflus en première lecture. La rédaction qui suit a bénéficié de nombreuses améliorations proposées par Marcel Vénéroni, que je remercie ici. Pour plus de précision, on pourra se reporter au livre: R. Balian, *From Microphysics to Macrophysics, Methods and Applications of Statistical Physics*, volumes 1 et 2 (Springer-Verlag, 1991, 1992), notamment aux sections 3.4, 14.2 et 15.4.

*Colloques de la Société Française de Physique: Physique et Interrogations Fondamentales. Première Rencontre, sur "le Temps et sa Flèche", Paris, 8 décembre 1993
Actes publiés par les Editions Rencontres*

* Directeur de Recherches au CEA, Professeur à l'Ecole Polytechnique

“Remonter” le Temps ?

Les jours qui précédèrent mon dîner avec Mme de Stermaria me furent, non pas délicieux, mais insupportables. C'est qu'en général, plus le temps qui nous sépare de ce que nous nous proposons est court, plus il nous semble long, parce que nous lui appliquons des mesures plus brèves ou simplement parce que nous songeons à le mesurer.

Proust, Le côté de Guermantes

*Passent les jours et passent les semaines
Ni temps passé
Ni les amours reviennent
Sous le pont Mirabeau coule la Seine*

*Vienne la nuit sonne l'heure
Les jours s'en vont je demeure*

Apollinaire, Alcools

Le temps est perçu dans notre vie quotidienne sous deux aspects, qui se retrouvent dans les théories physiques sous des formes élaborées, mathématisées, et parfois difficilement reconnaissables. En tant que *durée* séparant deux événements, chacun de nous, chercheur ou pas, conçoit le temps à peu près de la même façon. Les préoccupations du chronométreur d'une compétition d'athlétisme sont voisines de celles de l'ingénieur en métrologie, et le navigateur se repère à l'aide du Temps Universel élaboré par des physiciens du Bureau International de l'Heure.

Les différences d'appréhension sont plus grandes en ce qui concerne le second caractère du temps, son *orientation*, souvent ressentie comme une fuite inexorable. Nous percevons intuitivement le temps comme une entité se déroulant toujours dans le même sens; son écoulement, son vol, sa marche sont des thèmes rebattus mais toujours vivants de la littérature, de l'art, de la chanson. Pourtant, si le physicien ressent ce passage du temps avec la même acuité et la même nostalgie que tous ses congénères, il a été amené à se poser à ce sujet des questions plus techniques, et certaines réponses sont encore controversées. Nous allons ci-dessous examiner l'imbrication entre l'orientation du temps et les processus thermodynamiques qui régissent l'évolution de la matière à notre échelle. Ainsi, la signification physique du “sens du temps” sera précisée. Pourtant, comme nous le verrons, l'analyse des phénomènes à l'échelle atomique révèle une symétrie entre temps croissants et temps décroissants. Cette apparente contradiction a constitué un problème majeur de la science depuis plus d'un siècle; nous verrons plus loin comment elle est actuellement surmontée.

Le temps, grandeur orientée

Comparés à d'autres grandeurs telles que courant électrique, masse ou intensité lumineuse, le temps et la longueur ont en commun le fait qu'ils mesurent un *intervalle*, soit entre deux instants, soit entre deux points.

Cette ressemblance n'est pas fortuite. Comme l'expliquent d'autres textes de cet ouvrage, l'une des idées maîtresses de la relativité est l'interdépendance des concepts d'espace et de temps. Nous en donnons ici un bref aperçu sur l'exemple de la désintégration du muon, particule instable dont la durée de vie moyenne vaut $\tau = 2$ microsecondes. On ne peut vraiment comprendre la signification de cette durée qu'en analysant les processus à la fois dans l'espace et dans le temps. Le premier événement dans la vie du muon est sa production à la suite d'une collision entre particules; nous l'observons en un point et à un instant donnés. Le second événement majeur est la réaction de désintégration du muon, qui se produit à un autre instant

et généralement en un autre point. Or, la théorie de la relativité implique, et l'expérience établit, que l'intervalle de temps t observé entre ces deux événements ne coïncide avec le temps de vie $\tau = 2 \mu\text{s}$ du muon que si celui-ci naît et meurt en un même point de l'espace. Si le muon est mobile, le temps t que nous mesurons entre sa création et sa désintégration diffère de sa durée de vie propre $\tau = 2 \mu\text{s}$. Plus précisément, en désignant par d la distance qu'il a parcourue entre ces deux événements, le temps propre τ et le temps de vie observé t satisfont à la relation

$$\tau^2 = t^2 - d^2/c^2, \quad (1)$$

où la constante c est la vitesse de la lumière. Ainsi, un muon se déplaçant à une vitesse d/t voisine de c peut se manifester pendant un temps t considérablement supérieur à sa durée de vie propre $\tau = 2 \mu\text{s}$, seule grandeur intrinsèque.

Figure 1

La combinaison de l'espace et du temps comme effet de perspective.

Ce phénomène ressemble à un effet de perspective. Considérons une règle de longueur ρ . C'est seulement si nous la regardons sous un angle droit que ses extrémités nous apparaissent distantes de $x = \rho$. Placée obliquement, comme le montre la figure 1, nous la voyons plus courte qu'elle n'est en réalité, puisque la relation

$$\rho^2 = x^2 + y^2 \quad (2)$$

implique $x < \rho$. Le temps de vie propre τ du muon est l'analogue de la longueur propre ρ de la règle, les grandeurs observées sont le temps t dans un cas, la longueur x dans l'autre, et la vitesse d/t du muon joue le même rôle que l'inclinaison y/x de la règle; l'effet de perspective dans l'espace-temps conduit à un allongement apparent du temps, à comparer au raccourcissement apparent de la distance pour la perspective ordinaire (conformément à la différence de signe entre les formules 1 et 2).

Cet exemple illustre la ressemblance, voire la parenté, existant entre temps et longueur. Cependant, des effets comme celui que nous venons de décrire, où une délocalisation dans l'espace influe sur un intervalle de temps, ne se manifestent que pour des vitesses comparables à celle de la lumière. Nous nous limiterons dans la suite à des situations non-relativistes où toutes les vitesses en jeu seront faibles devant c , de sorte qu'il sera légitime de considérer le temps comme une grandeur indépendante de la position.

Toutefois, si longueur et temps ont en commun la propriété de mesurer des écarts entre événements, le temps, contrairement à la longueur, est une grandeur *orientée*. Le temps t_{AB} écoulé depuis l'événement A jusqu'à l'événement B doit être considéré comme positif si A précède B , comme négatif si A succède à B . Un intervalle de temps est ainsi une grandeur *algébrique, asymétrique*, satisfaisant à $t_{AB} = -t_{BA}$, alors que la distance d_{AB} entre deux points A et B est toujours positive et symétrique ($d_{AB} = d_{BA}$). Certes, on peut distinguer lequel des points se trouve à gauche de l'autre, de même qu'on peut distinguer parmi deux événements celui qui est antérieur. Mais dans le cas des distances cette distinction n'est qu'une convention, puisqu'en tournant autour de la paire de points on inverse droite et gauche. Au contraire, le signe de t_{AB} décrit une réalité, parce qu'il n'existe aucune opération permettant d'échanger passé et avenir.

Pour cette même raison, l'expression "remonter le temps", prise au sens des romans de science-fiction, n'a pas vraiment de signification aux yeux du physicien. Une telle idée attribue au temps une matérialité propre: il s'écoulerait comme un fleuve dont on pourrait renverser le cours ou sur lequel on pourrait naviguer vers l'amont. Une vision analogue prévalait au siècle dernier également pour l'espace, milieu matériel (baptisé

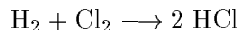
“éther”) dans lequel on imaginait que les objets étaient plongés. Les conceptions modernes, plus empiriques, moins absolues, ne dissocient plus l’espace-temps des événements qui s’y déroulent. Le temps apparaît seulement comme la possibilité de repérer les événements les uns par rapport aux autres dans leur succession; sa mesure n’est qu’un balisage de ces événements par une suite régulière, choisie comme étalon de durée, d’autres événements (rotation de la terre, oscillation d’un pendule, vibration du quartz de nos montres). Non seulement le temps a été dépouillé de son antique statut de divinité, il a aussi perdu son autonomie. Tout en demeurant une grandeur fondamentale, il doit être conçu non comme entité en soi, qui s’écoulerait en dehors des choses, mais comme une simple relation entre événements. Son orientation s’identifie à l’existence d’un ordre dans leur succession, et “remonter le temps” n’a pour nous d’autre signification que reproduire dans l’ordre inverse une suite d’événements déjà survenus dans le passé. L’intuition scientifique de Ronsard, écrivant

*Le temps s’en va, le temps s’en va, Madame,
Las ! le temps non, mais nous nous en allons. ,*

serait-elle meilleure que celle d’Apollinaire ?

Café, champagne et cinéma: l’irréversibilité

Parmi les deux aspects du temps qui interviennent dans les processus naturels, durée et orientation, nous fixons désormais notre attention sur le second. Discutons d’abord un exemple. La réaction chimique



se produit dans l’obscurité à une vitesse imperceptible, plus rapidement (en fait, de façon explosive) lorsqu’on éclaire le mélange à la lumière du soleil. Considérons alors un mélange gazeux A composé de 2 litres d’hydrogène et 1 litre de chlore. L’évolution qu’il subit dépend des circonstances; mais à condition d’attendre assez longtemps, l’état final B auquel on aboutit est toujours le même: 1 litre d’hydrogène et 2 litres de gaz chlorhydrique. A l’inverse, si l’on mélange à température ordinaire 1 litre d’hydrogène avec 2 litres de gaz chlorhydrique, l’expérience montre qu’en aucun cas il ne se forme spontanément de chlore. Le processus considéré est irréversible: l’état A du mélange peut précéder dans le temps l’état B , mais l’inverse est impossible. *L’irréversibilité des phénomènes* va donc s’identifier pour nous à *l’orientation du temps*.

Il est facile dans la vie courante d’observer des phénomènes irréversibles. Un morceau de sucre se dissout dans une tasse à café, mais ne se reconstitue jamais à partir de café sucré (même si l’on tourne la cuiller à l’envers !). Les températures d’une bouteille de champagne et de l’eau du seau à glace s’égalisent; mais si deux objets initialement à la même température sont mis en contact, l’un ne peut se refroidir aux dépens de l’autre. La vie même n’est-elle pas un processus irréversible ?

On notera que, pour reconnaître sans ambiguïté une irréversibilité, il convient de considérer un *système isolé*, n’échangeant rien avec l’extérieur, par exemple la bouteille *et* le seau à glace. Une intervention extérieure peut en effet renverser l’ordre naturel de succession des choses, et donner ainsi l’apparence de remonter le temps. Ainsi, le mouvement d’une horloge est irréversible en raison des frottements qui tendent à freiner le balancier; ce mouvement est entretenu par exemple grâce à un ressort, tendu dans la situation initiale A , détendu dans la situation finale B . Si l’horloge est livrée à elle-même, B ne peut précéder A . Pourtant, lorsque nous “remontons” le ressort (ou lorsque nous “remontons” le poids d’une horloge ancienne), nous forçons l’horloge à passer de B en A , processus que la nature interdit à un système isolé: pour l’horloge (mais pas pour le monde extérieur), tout s’est passé comme si on avait “remonté” le temps. De même, l’eau de mer ne peut *spontanément* se dessaler, mais un apport de chaleur extérieure permet de séparer ses constituants dans une saline.

Toute irréversibilité traduit une dissymétrie des lois de la nature par rapport au temps. Lorsque (pour un système isolé) l’événement B peut succéder à A mais non le devancer, cela signifie que les équations d’évolution de ce système ont la propriété suivante: elles admettent des solutions telles que l’intervalle de temps t_{AB} depuis A vers B soit positif, mais pas de solutions telle que t_{AB} soit négatif (ou t_{BA} positif). Plus généralement, la plupart des équations d’évolution macroscopiques ne sont pas invariantes par renversement

du temps, c'est-à-dire par changement formel de la variable t en son opposé $-t$. Comme nous l'avons discuté plus haut, cette dissymétrie n'est pas une propriété du temps en soi, mais doit être attribuée aux processus physiques régissant l'enchaînement des événements. Il existe d'ailleurs des phénomènes macroscopiques *réversibles*. Ainsi, un pendule (avec un support graissé et placé dans le vide pour éviter l'amortissement dû aux frottements mécaniques et au freinage par l'air) revient à son point de départ après une oscillation; la loi de son mouvement est symétrique par rapport au renversement du temps.

Le cinéma aiguise notre intuition de l'irréversibilité. Lorsque la caméra a enregistré un mouvement réversible, la projection du film est tout aussi vraisemblable dans un sens que dans l'autre. Le sentiment d'absurdité ou d'émerveillement que nous pouvons ressentir en regardant passer certains films à l'envers tient à l'irréalité introduite dans l'ordre de succession des faits. Les cinéphiles connaissent la séquence du *Testament d'Orphée* où Jean Cocteau crée dans ses mains une fleur d'hibiscus à partir des lambeaux de pétales. Le jeu est plus subtil dans la *La Belle et la Bête*, où nous voyons les chandeliers s'enflammer spontanément l'un après l'autre au fur et à mesure que Jean Marais avance dans la galerie du château: la scène a été tournée à l'envers, l'acteur marchait à reculons, et des machinistes hors champ soufflaient au moment voulu les bougies de chaque candélabre.

Le principe de Carnot

L'irréversibilité est devenue sujet d'étude scientifique au XIX^e siècle avec la création de la *thermodynamique*. Cette branche de la physique repose sur quelques principes, dont l'élaboration a nécessité une centaine d'années, et qui expriment l'existence de barrières érigées par la nature. De fait, les principes les plus féconds et les plus profonds de la science reflètent assez souvent des *interdictions*. Le postulat d'Euclide énonce l'impossibilité de mener par un point plus d'une parallèle à une droite donnée. La relativité affirme l'impossibilité de dépasser la vitesse de la lumière, la mécanique quantique l'impossibilité de mesurer simultanément avec précision la position et la vitesse d'une particule. Le premier principe de la thermodynamique, exprimant la conservation de l'énergie, interdit la construction d'un mécanisme réalisant le mouvement perpétuel, et plus généralement la création d'énergie ou de matière à partir de rien. Le troisième principe interdit d'atteindre la température de $-273,15^{\circ}\text{C}$, appelée aussi zéro absolu. Nous allons discuter plus en détail le deuxième principe, autre prohibition imposée par la nature. Il peut s'énoncer sous diverses formes, qui toutes traduisent de façon plus ou moins indirecte l'existence à notre échelle d'une flèche du temps.

L'énoncé le plus ancien du deuxième principe est dû à Sadi Carnot; la parution en 1824 de ses *Réflexions sur la puissance motrice du feu* a constitué une étape décisive de la science. (C'est le nom de son petit-neveu, président de la République assassiné, que portent les plaques de nos rues, alors que ni le génial physicien ni son père Lazare, grande figure de la Révolution, ne sont dignement célébrés.) Cet ouvrage, dont l'édition originale constitue un trésor de bibliophilie, est rédigé dans un style devenu un peu désuet, mais remarquablement lucide et précis, comme en témoigne cet échantillon: "La puissance motrice de la chaleur est indépendante des agens mis en œuvre pour la réaliser; sa quantité est fixée uniquement par les températures des corps entre lesquels se fait en dernier résultat le transport du calorique". Ces idées, que nous commentons plus bas, fournissent la première analyse scientifique d'un phénomène irréversible. Elles fondaient une nouvelle science, la thermodynamique, mais il fallut plus de vingt ans pour qu'on en prit conscience. C'est vers 1850 que le principe de Carnot fut baptisé "second principe de la thermodynamique", en dépit de son antériorité sur le "premier", énoncé vers 1842 par Mayer et Joule. En fait, l'équivalence entre chaleur et travail avait déjà été reconnue par Carnot lui-même. On peut lire dans ses notes posthumes des phrases telles que celles-ci: "Partout où il y a destruction de puissance motrice dans les particules des corps, il y a en même temps production de chaleur en quantité précisément proportionnelle à la quantité de puissance détruite...". On peut donc poser en thèse générale que la puissance motrice est en quantité invariable dans la nature, qu'elle n'est jamais à proprement parler ni produite ni détruite. A la vérité elle change de forme". Malheureusement, Carnot mourut au cours de l'épidémie de choléra de 1832, la majeure partie de ses meubles et papiers fut détruite par mesure d'hygiène (en fait on s'interroge aujourd'hui sur la nature de la maladie ayant causé son décès); quelques écrits, retrouvés bien des années plus tard, furent publiés en 1878.

Le point de départ de Carnot est l'analyse du fonctionnement des machines à vapeur, alors en plein

développement technique. Plus généralement, il s'intéresse à tout *moteur thermique*, dispositif destiné à créer du travail mécanique à partir de la chaleur; ses considérations s'appliquent donc aussi bien aux machines à vapeur de son époque qu'à nos moteurs de voitures, réacteurs d'avions ou turbines de centrales électriques. Un moteur thermique fonctionne en *cycle fermé*, c'est-à-dire qu'il revient périodiquement à son état initial en fournissant un certain travail au cours de chaque cycle. (Dans un moteur d'automobile, chaque piston fait deux allers et retours au cours du cycle à quatre temps.)

Une idée préliminaire essentielle, sous-jacente aux réflexions de Carnot, a été explicitée plus tard (en 1854) par William Thomson, futur lord Kelvin, à savoir l'interdiction du "mouvement perpétuel de deuxième espèce". Alors que l'on peut toujours transformer de l'énergie mécanique en chaleur (c'est le principe même des freins de voiture), il est *impossible* de construire un engin qui transformerait en travail de l'énergie calorifique fournie par *une seule source* à température uniforme. Ainsi, alors que la fusion de la glace absorbe de l'énergie, on ne saurait inversement concevoir un navire qui avancerait en puisant dans la mer son énergie motrice sous forme de chaleur et en laissant dans son sillage de l'eau plus froide (ou des glaçons). En réalité, il est indispensable de disposer non seulement d'une source chaude, mais aussi d'une *source froide* vers laquelle une partie de la chaleur est évacuée. Pour une voiture ou un avion, ce rôle est joué par l'air ambiant vers lequel les gaz brûlés sont rejetés. Pour une centrale électrique, la source chaude qui alimente les turbines en énergie est un réacteur nucléaire, une chaudière au fioul ou au charbon, produisant de la vapeur sous pression; mais cette vapeur doit ressortir des turbines à plus basse pression, donc refroidie. C'est pourquoi les centrales sont installées si possible près d'une rivière ou de la mer; leurs parties les plus visibles de loin sont souvent de grandes tours abritant les circuits de refroidissement.

Figure 2

Bilan d'énergie d'un moteur thermique.

Le principe de Carnot fixe une limite supérieure au rendement de toute machine thermique, c'est-à-dire au rapport W/Q_1 entre le travail W fourni et la chaleur Q_1 puisée à la source chaude 1 (Fig.2). Cette borne théorique ne dépend que des températures des deux sources: elle est faible lorsque ces températures sont voisines et ne peut être améliorée qu'en augmentant leur écart. Le résultat s'écrit simplement lorsque les températures sont exprimées en kelvins ou degrés absolus (la température absolue est égale à la température en degrés centigrades plus 273,15): en désignant par T_1 et T_2 les températures absolues des deux sources, le rendement maximal est donné par

$$\frac{W}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} . \quad (3)$$

Ainsi, si la source froide est à la température ordinaire (20°C), le rendement du moteur ne peut dépasser 80/373 soit 20% pour une source chaude à 100°C, ou 280/573 soit 50% pour une source chaude à 300°C. La chaleur Q_2 cédée à la source froide 2, et satisfaisant au bilan global $Q_1 = Q_2 + W$, est perdue. La relation (3) montre qu'elle vaut au moins

$$Q_2 \geq \frac{T_2}{T_1} Q_1 \geq \frac{T_2}{T_1 - T_2} W . \quad (4)$$

La production de travail s'accompagne donc d'une inévitable "pollution thermique". Pour une valeur donnée de l'énergie mécanique W que l'on souhaite obtenir, on ne peut réduire Q_2 qu'en augmentant la température T_1 .

La chaleur apparaît ainsi comme une forme dégradée de l'énergie: il est possible de transformer intégralement en chaleur du travail mécanique (dans un frein) ou de l'énergie électrique (dans un radiateur), mais en sens

inverse les rendements sont limités. Par contre, les alternateurs et les moteurs électriques ont des rendements pratiquement égaux à l'unité: la transformation du travail en électricité (et vice-versa) se fait presque sans perte.

Le réfrigérateur, machine à remonter le temps ?

Parmi les diverses formulations du deuxième principe, celle de Clausius (1850) projette sur la question de l'irréversibilité un éclairage plus simple que celle de Carnot. Considérons un système isolé constitué de deux parties initialement à des températures différentes, comme notre exemple de la bouteille de champagne dans un seau à glace. Selon l'énoncé de Clausius, lorsque ces deux parties sont mises en présence l'une de l'autre, il est impossible que la plus froide cède (sans intervention extérieure) de la chaleur à la plus chaude. Sous cette forme, l'irréversibilité des échanges de chaleur entre matériaux à des températures différentes est posée comme principe: si deux corps (isolés du monde extérieur) initialement dans un état A où leurs températures sont différentes ont abouti à un état B où ces températures se sont rapprochées l'une de l'autre, aucune évolution ultérieure ne pourra inversement les mener de B vers A .

Revenons au moteur thermique dans le schéma de Carnot (Fig.2). Nous pouvons maintenant interpréter comme suit son fonctionnement. La source chaude 1 tend spontanément à céder de la chaleur à la source froide 2. Le dispositif mis en place entre ces sources détourne à notre profit une partie de ce flux d'énergie, partie qui est transformée en travail. Plus l'écart de températures est grand, plus la tendance naturelle au transfert de chaleur augmente, ce qui facilite la récupération de travail et permet d'accroître le rendement selon la relation (3). Ainsi, c'est l'existence même de l'irréversibilité des échanges de chaleur qui conditionne l'obtention de travail à partir de chaleur.

Figure 3

Bilan d'énergie d'un réfrigérateur ou d'une pompe à chaleur.

Examinons s'il est possible de renverser le cours des choses dans une machine thermique (Fig.3). L'inversion du sens des échanges dans le schéma de Carnot conduit à un dispositif qui cède une quantité de chaleur Q_1 à une source chaude 1, tandis qu'il reçoit d'une part une quantité de chaleur Q_2 d'une source froide 2, d'autre part un travail $W = Q_1 - Q_2$, mécanique ou électrique. Un tel système transfère de la chaleur d'un point froid vers un point chaud, en sens inverse du flux spontané, au prix d'une consommation de travail ou d'électricité. Les réfrigérateurs fonctionnent sur ce principe, la source froide 2 représentant l'intérieur de l'armoire frigorifique, la source chaude 1 l'extérieur. Le deuxième principe fournit alors l'inégalité

$$Q_2 \leq \frac{T_2}{T_1 - T_2} W, \quad (5)$$

qui fixe une limite à l'efficacité du réfrigérateur. Le même schéma s'applique à une pompe à chaleur, à condition de considérer 2 comme l'atmosphère extérieure et 1 comme la pièce à réchauffer. Celle-ci reçoit une quantité de chaleur

$$Q_1 \leq \frac{T_1}{T_1 - T_2} W, \quad (6)$$

qui peut être très supérieure à W , alors qu'un radiateur aurait seulement fourni $Q_1 = W$.

En admettant que le même dispositif puisse fonctionner dans les deux sens, comme moteur thermique ou comme réfrigérateur, permet-il de "remonter le temps"? Autrement dit, pouvons-nous réaliser deux processus dont l'état initial et l'état final soient simplement intervertis ? Il faut pour cela que les quantités de chaleur Q_1 et Q_2 et de travail W mises en jeu soient les mêmes dans les deux cas. Or, la comparaison des relations (4) et (5) montre que ce n'est possible que si les bornes imposées par les inégalités sont atteintes, c'est-à-dire si

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{W}{T_1 - T_2} = \frac{Q_2}{T_2}. \quad (7)$$

Lorsque cette condition est satisfaite, la machine est *réversible*: la faire fonctionner à l'envers ramène les deux sources à leur état initial (en consommant le travail précédemment produit). De plus, le *meilleur rendement* possible autorisé par le second principe est atteint dans l'un et l'autre sens.

Cette situation idéale est un cas limite, jamais réalisé en pratique. Elle montre que l'amélioration des rendements est subordonnée à la réduction des causes d'irréversibilité. Il faut pour cela s'efforcer d'approcher de conditions qui permettraient de "remonter le temps". Ainsi, la lubrification a pour objet de diminuer les frottements, processus irréversibles qui transforment en pure perte du travail en chaleur. De même convient-il d'éviter un transfert spontané de chaleur d'un point chaud vers un point froid, ou une modification brutale de la pression et de la température des fluides dans la machine. Pourtant, en pratique, toutes ces causes d'irréversibilité ne peuvent être éliminées: les réduire exagérément serait incompatible tant avec une taille raisonnable de l'engin qu'avec une rapidité de fonctionnement adaptée à nos besoins. On améliore par exemple le rendement des moteurs de voiture en récupérant une partie de la chaleur des gaz brûlés, qui sert à réchauffer le mélange effectué dans le carburateur. Toutefois, aller trop loin dans cette voie conduirait à encombrer le moteur par des échangeurs volumineux; en outre, de sérieuses limitations sont imposées par la durée des échanges thermiques, facteur ignoré par le deuxième principe. L'ingénieur doit ruser avec l'irréversibilité: la combattre pour améliorer le rendement, mais s'en accommoder voire en tirer parti pour assurer un fonctionnement convenable.

La croissance de l'entropie

Nous nous sommes attardés sur les problèmes d'échanges de chaleur et de travail parce qu'ils ont joué un rôle historique essentiel dans l'élaboration de la thermodynamique et parce qu'ils illustrent bien l'existence d'une orientation du temps dans les processus physiques à notre échelle. L'irréversibilité est en fait un phénomène très général, ce que l'appellation "thermodynamique" ne laisse pas transparaître. Car si à l'origine cette science traitait de la chaleur et de son écoulement, elle a progressivement étendu son emprise à bien d'autres phénomènes, depuis la plasticité des solides jusqu'aux équilibres chimiques, en passant par le magnétisme ou la diffusion d'une substance dans un solvant. Et les propriétés générales qu'elle énonce sont communes à tous les matériaux, observés à notre échelle.

Une première série de propriétés entrent dans le cadre du premier principe ou de ses généralisations. Il s'agit des *lois de conservation*, conservation de l'énergie, mais aussi de la charge électrique, de la quantité de matière, ou (de manière plus détaillée) du nombre de tel ou tel type de particules constitutives, par exemple les atomes de chlore et d'hydrogène d'un mélange de molécules Cl_2 , H_2 ou HCl . Toutes ces grandeurs restent inchangées, et ne permettent donc pas de distinguer un sens d'écoulement du temps.

Au contraire, la différence entre instant initial et instant final est à la racine même du deuxième principe sous sa forme moderne. Ce principe permet de prédire quelles sont les évolutions permises, et lesquelles sont interdites par l'irréversibilité. Son énoncé général fait intervenir une grandeur fondamentale, *l'entropie* S . Les systèmes que l'on considère sont en général constitués de diverses parties (par exemple dans une machine thermique les éléments du moteur et les sources de chaleur). L'état de chaque partie est caractérisé par divers paramètres comme la température (ou l'énergie), la masse des constituants, le volume. L'entropie S est une grandeur associée à chaque état du système, c'est-à-dire une certaine fonction, plus ou moins directement accessible à l'expérience, de ces paramètres. Pour un système isolé, *le deuxième principe affirme que l'entropie S ne peut que croître* avec le temps ou rester constante: temps et entropie croissent de concert.

Par exemple, l'entropie totale d'un morceau de sucre et d'une tasse de café est inférieure à l'entropie du café sucré, de sorte que l'évolution implique la dissolution du sucre. Au contraire, l'insolubilité d'une cuiller correspond au fait que l'entropie d'un mélange café-métal serait inférieure à celle des deux matériaux séparés. De même, l'évolution d'une machine thermique est gouvernée par la croissance de l'entropie. On montre en effet que si un matériau à la température T reçoit la quantité de chaleur Q , son entropie croît de Q/T . Au cours d'un cycle du fonctionnement, l'entropie de l'ensemble isolé constitué par le moteur thermique plus les sources chaude et froide augmente donc de $Q_2/T_2 - Q_1/T_1$. La positivité de cette quantité implique, compte tenu de la conservation $Q_1 = Q_2 + W$ de l'énergie, que les échanges satisfont aux inégalités (3) et (4) qui limitent le rendement. De même, pour un réfrigérateur ou une pompe à chaleur, la croissance de l'entropie signifie que $Q_1/T_1 - Q_2/T_2$ est positive, ce qui entraîne les inégalités (5) et (6).

Lorsqu'on laisse un système isolé évoluer spontanément, il finit par atteindre un *état d'équilibre* caractérisé

par le maximum de l'entropie. Considérons par exemple deux liquides comme l'eau et le chloroforme, partiellement miscibles l'un dans l'autre. Ils se séparent spontanément en deux phases superposées, dont on peut déterminer les compositions, différentes, en exprimant que l'entropie atteint sa plus grande valeur possible. Selon la formule célèbre de Clausius, "die Energie der Welt ist konstant. Die Entropie der Welt strebt einem Maximum zu".

Ainsi, le concept d'entropie exprime de façon quantitative les préceptes de la thermodynamique grâce à l'étude de son sens de variation. L'ordre dans lequel les événements sont autorisés à se succéder devient prévisible, et l'état d'équilibre vers lequel un système finit par aboutir devient calculable. L'entropie apparaît comme *indicateur du sens d'évolution*, et sa croissance dans le temps *mesure le degré d'irréversibilité* d'un processus. En particulier, une transformation réversible ne peut se produire que si l'entropie totale reste constante: si elle croissait, la transformation inverse serait interdite.

Pourtant, dans ce cadre, la signification physique de l'entropie aussi bien que la raison de sa croissance restent quelque peu mystérieuses. Pourquoi existe-t-il une telle fonction de l'état du système, liée à l'orientation des événements dans le temps ? Pourquoi cette grandeur augmente-t-elle, contrastant ainsi avec les quantités conservées comme l'énergie ? Pour répondre à ces questions et comprendre la nature de l'entropie, il faut recourir à une théorie plus fondamentale, donc analyser les phénomènes à l'échelle microscopique.

La plongée vers le microscopique: de Charybde en Scylla

Nous avons appris depuis un siècle que tous les matériaux sont constitués de particules élémentaires. Parmi celles-ci, quatre seulement jouent un rôle dans la plupart des phénomènes aux échelles nucléaire, atomique et macroscopique, le proton (chargé positivement), le neutron, l'électron (léger et chargé négativement), et le photon. Quelques protons (un seul pour l'hydrogène et jusqu'à 92 pour l'uranium), et un nombre comparable de neutrons, se lient fortement entre eux pour former des noyaux atomiques difficilement dissociables. Ces noyaux s'entourent d'un nuage d'électrons, en nombre égal à celui des protons, l'ensemble étant lié par les forces électriques de Coulomb. Les atomes ainsi constitués s'assemblent à leur tour en édifices plus complexes, depuis les molécules comportant quelques atomes jusqu'aux solides qui en comptent un très grand nombre. Les liaisons chimiques qui maintiennent ces édifices sont elles aussi le résultat des seules forces électromagnétiques. Toute cette organisation ne peut se comprendre sans les principes de la mécanique quantique. Mais celle-ci ne jouera guère de rôle visible dans la suite, si ce n'est qu'elle nous autorisera à traiter les configurations microscopiques d'un système comme des états dénombrables et non comme un continuum, contrairement à ce qui se produirait en mécanique classique. Quant aux photons, ils interviennent uniquement dans les phénomènes optiques et électromagnétiques. Pour simplifier, nous laisserons ceux-ci de côté, ainsi que les interactions magnétiques. En définitive, nous pouvons décrire toute matière à l'échelle atomique comme une assemblée de noyaux et d'électrons, obéissant à la mécanique quantique et s'attirant ou se repoussant selon leurs interactions coulombiennes.

La simplicité de cette structure microscopique contraste avec la variété et la complexité du monde tel que nous l'observons à notre échelle macroscopique, depuis les minéraux jusqu'aux êtres vivants. On peut ainsi concevoir tout objet comme le résultat d'un jeu de construction. Les types de pièces sont peu nombreux, la règle d'assemblage est simple; mais si grande est la quantité des pièces que les agencements peuvent varier à l'infini et que leurs propriétés sont imprévisibles. La simplicité sous-jacente est tout à fait cachée. Pour donner une idée du gigantisme du nombre d'éléments en jeu, considérons une tête d'épingle pesant 1 milligramme. Elle contient 10^{19} atomes de fer, empilés à des distances mutuelles de $2,3 \cdot 10^{-10}$ m. Si au lieu de les empiler on alignait ces atomes à la queue leu leu en conservant entre eux cette même distance, on dépasserait de loin la lune !

Le physicien doit être capable d'appréhender un système simultanément à l'échelle de l'angström et à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire lorsque sa taille dépasse le dixième ou le centième de micron. A ce rapport de longueurs, d'au moins 100 à 1000, correspond également une différence dans les échelles de durées. Les temps caractéristiques microscopiques, périodes d'oscillations électroniques ou atomiques, durées de collisions, se mesurent en picosecondes (10^{-12} s) ou même en femtosecondes (10^{-15} s), alors que l'on peut faire commencer l'échelle des temps macroscopiques à la nanoseconde (10^{-9} s), période typique des ondes radio ou temps mis par une molécule d'un gaz à parcourir entre deux collisions successives une distance de

l'ordre de 1 micron. Passer d'une échelle à l'autre, dans l'espace et dans le temps, en expliquant les propriétés macroscopiques des corps à partir de leur structure microscopique, fait l'objet de la physique statistique. La tâche, difficile en raison de l'immensité du nombre de constituants, est cependant réalisable dans bien des cas grâce à l'emploi de la méthode statistique. L'impossibilité, et l'absence d'intérêt, de décrire complètement un système particulier à l'échelle atomique conduisent à ne retenir qu'un certain nombre de propriétés moyennes pertinentes, telles, dans un gaz, que la densité et l'énergie cinétique moyenne des molécules, et à introduire un ensemble d'objets ayant tous ces mêmes propriétés mais pouvant différer quant aux détails. Le but est alors d'expliquer, par l'utilisation du calcul des probabilités, les propriétés génériques d'un tel ensemble. Cette démarche permettra de faire des prédictions raisonnables sur le comportement de l'objet étudié, voire, comme nous le verrons plus loin, d'acquiescer sur lui des quasi-certitudes en s'appuyant sur la loi des grands nombres.

Dans ce cadre, comment les principes généraux de la thermodynamique se comprennent-ils ? En ce qui concerne le premier principe, les choses sont assez simples. A l'échelle microscopique, l'énergie n'est autre que la somme de l'énergie cinétique des particules et de leurs énergies mutuelles d'interaction électrique. La conservation de cette énergie microscopique se traduit à l'échelle macroscopique par l'équivalence entre les diverses formes que revêt pour nous l'énergie: chaleur, décrivant des mouvements désordonnés des atomes, énergie mécanique, correspondant à des déplacements collectifs des constituants, énergie électrique, associée à une séparation partielle des charges dans l'espace, énergie chimique, provenant du réarrangement des atomes en molécules différentes, etc. Cette origine microscopique commune de la chaleur et du travail avait déjà été pressentie par Carnot: "la chaleur n'est autre que la puissance motrice ou plutôt que le mouvement qui a changé de forme, c'est un mouvement". De même, la conservation de la matière et de la charge traduisent directement la conservation des particules constitutives.

L'explication du deuxième principe et l'interprétation microscopique de la grandeur qui l'exprime, l'entropie, sont beaucoup moins évidentes. Examinons en effet comment évolue au cours du temps un ensemble de particules. Les lois de leur mouvement sous l'effet des forces de Coulomb ont une propriété remarquable: elles sont *réversibles*. On dit aussi qu'elles sont "invariantes par renversement du temps", c'est-à-dire que le changement de signe du temps dans les équations d'évolution ne les modifie pas. Par suite, si un mouvement depuis une configuration a vers une configuration b est possible, le mouvement inverse de b vers a est également possible. S'il nous était loisible de filmer ce mouvement, la projection du film à l'envers serait tout aussi plausible que sa projection à l'endroit.

Ce comportement diffère radicalement de l'évolution des systèmes à l'échelle macroscopique, évolution qui, nous l'avons vu, est presque toujours *irréversible* en vertu du deuxième principe: le changement de signe du temps dans les équations macroscopiques du mouvement ne les laisse pas invariantes. Dans la seconde moitié du XIX^e siècle, époque de l'écllosion de la physique statistique, l'irréversibilité, la dissipation étaient des faits d'évidence. Introduire, comme Maxwell ou Boltzmann, d'hypothétiques atomes afin de fournir des explications théoriques à des phénomènes établis empiriquement soulevait les objections de la majorité des savants et philosophes. En particulier, ces premiers travaux de mécanique statistique postulaient la réversibilité du mouvement des atomes (non encore observés), ce qui heurtait le sens commun des physiciens puisque tous les phénomènes connus à l'échelle humaine étaient peu ou prou irréversibles. C'est dans ce contexte que fut énoncé en 1874 par W. Thomson et en 1876 par Loschmidt le *paradoxe de l'irréversibilité*; d'abord machine de guerre des thermodynamiciens contre les tenants de la physique statistique, il est devenu très vite source de stimulation pour ces derniers. Comment expliquer qu'une dynamique microscopique réversible engendre à l'échelle macroscopique des processus irréversibles ? Comment comprendre *l'existence même de l'entropie*, fonction *dissymétrique* par rapport au temps de l'état macroscopique du système, alors que l'on sait que l'évolution microscopique du matériau est *symétrique* ? Toute fonction des variables caractérisant l'état microscopique du système doit refléter cette symétrie, donc doit être autorisée aussi bien à croître qu'à décroître (sauf si elle reste constante dans le temps). Or, c'est un fait d'expérience macroscopique, l'entropie ne peut que croître ! Peut-il donc s'agir d'une véritable grandeur physique ? Nous escomptions mieux appréhender les choses en nous appuyant sur les lois simples et fondamentales de la physique microscopique, et voilà que l'irréversibilité, phénomène pourtant quotidien, semble nous échapper !

Changement d'échelle et invariances brisées

Le développement de la physique (ainsi d'ailleurs que celui de la biologie) nous a habitués à voir coexister des descriptions *radicalement différentes* d'un même objet, selon les échelles auxquelles il est observé. Ainsi, un fluide est à notre échelle l'image même de l'homogénéité et de la continuité, alors que son étude microscopique révèle qu'il est constitué de molécules discrètes, animées de mouvements erratiques. D'autre part, le développement de la science nous a amenés à croire en la possibilité théorique de *déduire*, au moins en principe, les propriétés observées à une échelle donnée de celles qui régissent le niveau inférieur. Certes de telles déductions sont partielles, laborieuses, et le plus souvent obtenues a posteriori. Mais jusqu'ici cette démarche réductionniste n'a jamais été démentie par l'expérience, et elle s'est révélée fructueuse. Même lorsqu'ils n'en ont nul besoin dans leurs travaux quotidiens, les chercheurs, en sciences de la matière comme désormais en biologie, ont pour la plupart été amenés à adhérer à la doctrine selon laquelle des lois élémentaires simples mais cachées doivent sous-tendre la diversité et la complexité du réel. La physique s'avère ainsi plus fondamentale et plus simple dans ses principes lorsqu'on se place au niveau microscopique: ses lois macroscopiques se réduisent à des conséquences des lois microscopiques, et les différences qualitatives entre les deux échelles sont engendrées par le grand nombre de constituants des objets macroscopiques. Ainsi, le caractère continu d'un fluide à notre échelle émerge du très grand nombre de ses molécules constitutives. Par exemple, dans l'eau, les molécules sont distantes de $3 \cdot 10^{-10}$ m : une gouttelette de brouillard de 1/100 mm de diamètre apparaît comme aussi continue qu'un mètre cube de sable fin.

De même, les transitions de phase, telles que la vaporisation ou la cristallisation des liquides, où l'on observe des discontinuités de certaines propriétés comme la densité en fonction de la température, ne se manifestent qu'à l'échelle macroscopique. En cherchant à expliquer ce phénomène à partir de la structure microscopique du matériau, on a longtemps débattu de l'existence d'une modification brutale qui se produirait à la température de transition dans les interactions entre atomes, et dont le changement de phase serait le reflet. La question n'a été définitivement tranchée qu'en 1944, lorsque Lars Onsager a présenté la solution exacte d'un modèle dans lequel des forces élémentaires, indépendantes de la température, produisent cependant une discontinuité des propriétés macroscopiques à une certaine température que rien ne signalait à l'échelle microscopique. C'est ici encore le grand nombre des constituants qui permet l'apparition de la transition de phase. Rien à l'échelle atomique ne distingue l'eau de sa vapeur ni de la glace; leurs transformations mutuelles ne traduisent qu'un changement d'organisation de l'édifice global, contrôlé seulement par deux paramètres macroscopiques, la température et la pression. L'explication de l'existence et des propriétés des transitions de phase à partir des seules interactions microscopiques a constitué l'une des avancées importantes de la physique théorique de notre siècle.

Le fait que le temps acquière une flèche lors du passage des lois microscopiques aux lois macroscopiques est, lui aussi, une conséquence du changement d'échelle. Il présente une caractéristique commune avec bon nombre de transitions de phase, celle d'entrer dans la catégorie des phénomènes dits de *brisure de symétrie* ou d'invariance. Ainsi, les lois de la nature restent inchangées sous l'effet d'une rotation, ce que reflète l'isotropie d'une phase liquide. Pourtant, en phase cristalline, cette invariance par rotation est spontanément brisée: même si un cristal est formé en apesanteur dans un environnement parfaitement isotrope, il possède des directions privilégiées. De même, la symétrie des lois microscopiques par renversement du sens du temps, ou leur invariance lorsqu'on y remplace t par $-t$, est spontanément violée à plus grande échelle. Cependant, l'apparition de l'irréversibilité présente un caractère singulier, que nous allons dégager à l'aide d'une comparaison avec un autre exemple de brisure d'invariance. A l'échelle atomique, les lois sont invariantes non seulement par changement de signe de t , mais aussi par parité, c'est-à-dire par changement de signe des coordonnées spatiales: une assemblée de noyaux et d'électrons en interaction se comporte exactement comme le ferait son image dans un miroir. Toutefois, si l'on passe à plus grande échelle, on constate que les grosses molécules que sont les protéines manifestent toutes une profonde dissymétrie, qui se traduit en particulier par l'absence systématique d'hélices à gauche. Ainsi, la myoglobine, protéine de masse atomique 17 800 constituée de 153 acides aminés et dont le rôle est de stocker et transporter l'oxygène dans les muscles, comporte 8 hélices, toutes à droite, notées A à H sur la figure 4. C'est une molécule "*chirale*", c'est-à-dire non superposable à son image dans un miroir. Il a suffi de considérer des objets 10 fois plus grands pour

briser la symétrie d'espace.

Figure 4
La myoglobine. Chaque point indique la position d'un acide aminé.

Cet exemple, parmi d'autres, semble attribuer un statut analogue aux brisures des symétries d'espace et de temps. En réalité, ces brisures diffèrent radicalement par un point essentiel. Le mécanisme de la première résulte ici de la structure tétraédrique du carbone: étant donné un atome de carbone lié chimiquement à quatre radicaux différents, il existe deux manières de disposer ces liaisons, images l'une de l'autre dans un miroir. Ceci permet d'envisager des structures en hélice s'enroulant à gauche aussi bien qu'à droite. Plus généralement, il est permis à un objet macroscopique (ici une molécule) de ne pas manifester la symétrie des lois microscopiques; mais alors, la présence même de cette symétrie sous-jacente implique l'existence d'un autre objet qui s'en déduit par symétrie. Rien ne s'oppose donc en principe à l'élaboration d'une molécule d'"anti-myoglobine" qui serait représentée par l'image de la figure 4 dans un miroir. Si l'une seule des deux chiralités possibles est observée chez les êtres vivants, c'est uniquement en raison d'une longue évolution historique qui a abouti à sélectionner un mode de synthèse biologique très particulier. Une synthèse purement chimique, si elle était réalisable en pratique, devrait permettre de produire ces molécules avec la même efficacité sous leurs deux formes chirales; c'est d'ailleurs le cas pour des molécules chirales moins grosses, tel l'acide tartrique, célèbre par les études de Pasteur. De même, l'invariance des lois microscopiques par rotation se reflète directement dans l'isotropie des liquides, mais est brisée lors du phénomène de cristallisation; aucune orientation privilégiée n'apparaît dans cette brisure d'invariance par rotation.

Au contraire, en ce qui concerne la brisure d'invariance par renversement du temps, il apparaît impensable, si un système isolé est l'objet d'un processus irréversible, de réaliser le processus inverse. Ainsi, un "anti-frein", qui accélérerait une roue par contact sur sa jante, est inconcevable. Cette dissymétrie absolue rend le paradoxe de l'irréversibilité d'autant plus redoutable.

Probabilités, incertitude et information

Afin de surmonter la difficulté, souvenons-nous d'abord qu'un morceau de matière, même petit, comprend un si grand nombre de particules élémentaires qu'on ne saurait le décrire à l'échelle microscopique autrement que de manière statistique. Reprenons l'exemple de notre tête d'épingle en acier. Elle est constituée principalement d'atomes de fer, avec une faible proportion de carbone, disons 1%. Nous pouvons essayer de nous la représenter en imaginant les 10^{19} atomes de fer rangés sous forme d'un empilement; les 10^{17} atomes de carbone, plus petits, s'intercalent en se plaçant dans certains des interstices. L'empilement n'est pas tout à fait régulier, de sorte que la configuration de l'édifice est caractérisée par la nature et la position des défauts, ainsi que par les emplacements des atomes de carbone. Le nombre de ces configurations défie tout entendement. Déjà le nombre d'états distincts obtenus en disposant les atomes de carbone de toutes les façons possibles dans un réseau régulier d'atomes de fer nécessiterait pour être écrit 100 000 000 000 000 000 chiffres ! Envisager de connaître la configuration précise de notre tête d'épingle est donc hors de question. D'ailleurs, si la physique s'intéresse aux propriétés mécaniques, thermiques, électriques, magnétiques, optiques ou chimiques de l'acier, c'est pour rendre compte non pas d'un objet *spécifique*, mais d'échantillons *génériques*. Ce ne sont pas les particularités d'une certaine tête d'épingle qu'il s'agit de décrire, mais les propriétés communes à toutes les têtes d'épingle fabriquées dans des conditions identiques. Même lorsque l'on parle d'un objet individuel, nous avons vu qu'il convient de l'imaginer faisant partie d'un ensemble statistique.

Dans un tel ensemble, tous les objets ont les mêmes caractéristiques macroscopiques, par exemple volume, composition, masse, température, mais la configuration microscopique de chaque objet reste inconnue. De même, le joueur de bridge possède des informations partielles sur la répartition des cartes, mais ignore laquelle est réalisée. Plus ou moins consciemment, il attribue une probabilité à chacune des configurations compatibles avec ce qu'il croit savoir. Le physicien, lui aussi, attribue une *probabilité* p_n à chacune des (très nombreuses) configurations $n = 1, 2, \dots$ compatibles avec les données. En particulier, si rien dans ces données ne lui permet de préférer une configuration à une autre, il attribue à toutes les configurations n des probabilités p_n égales entre elles, de même que le joueur de cartes affecte la même probabilité à chacune des données possibles. Une fois choisie cette loi de probabilité, il devient possible de répondre à des questions statistiques comme celles-ci: comment les distances entre atomes de carbone dans l'acier sont-elles distribuées ? quel est le nombre moyen de microfissures ayant une dimension donnée ? Il arrive même que la loi des grands nombres fournisse des réponses quasi-certaines (on observe presque autant de côtés pile que de côtés face en lançant un très grand nombre de pièces de monnaie). Ainsi, la petitesse des fluctuations statistiques de la densité d'un matériau comportant un grand nombre de particules explique, nous l'avons vu, l'apparence continue de la matière. De même, la pression d'un gaz apparaît comme uniforme, alors qu'elle résulte des chocs individuels des molécules contre la paroi; mais ces chocs sont si nombreux que les fluctuations de la force qu'ils exercent ne sont pas plus décelables que le bruit individuel des gouttes de pluie sur une toiture.

Ainsi notre description microscopique des objets ne peut-elle être qu'incomplète et probabiliste. Du caractère partiel de cette connaissance résulte une certaine incertitude que l'on peut se proposer de chiffrer. Elle doit évidemment être nulle si une seule configuration microscopique est permise, et elle doit croître avec le nombre des configurations possibles. Mais comment rendre cette idée quantitative, et considérer *l'incertitude* comme une *grandeur mesurable* ?

La réponse a été fournie en 1948 dans un contexte tout différent par Shannon et Weaver. Ingénieurs en télécommunications, ces derniers se préoccupaient d'améliorer les capacités de transmission des lignes télégraphiques, téléphoniques ou autres. Afin de pouvoir procéder à des comparaisons, ils eurent besoin de chiffrer la quantité d'information contenue dans un message. S'il est clair que deux pages de texte comprennent deux fois plus d'information qu'une (à condition qu'il n'y ait pas de redites), comment comparer les quantités d'information contenues respectivement dans la valeur de l'indice des prix en Octobre 1993 et

dans le nom du cheval ayant gagné la troisième course du 9 Octobre 1993 à Longchamp ? Le raisonnement suivant a permis d'y parvenir. Lorsqu'un message est transmis, il annonce la réalisation d'un événement choisi parmi une famille d'événements $n = 1, 2, \dots$, chacun étant affecté d'une certaine probabilité p_n . Dans notre dernier exemple, cette famille est la liste des chevaux engagés, dont les probabilités p_n d'arriver en tête dépendent des performances antérieures. En apprenant que c'est l'éventualité n qui s'est réalisée, nous acquérons une quantité d'information I_n qui dépend de la probabilité p_n . Si celle-ci est grande, presque égale à 1, la quantité d'information reçue est très faible: si le cheval n avait 99 chances sur 100 de gagner, nous n'apprenons pas grand-chose en lisant qu'il a effectivement gagné. Au contraire, la nouvelle de la réalisation d'un événement peu probable transporte une grande quantité d'information (ce qui motive les journalistes à rechercher des faits divers extravagants). Mathématiquement, ceci se traduit par le fait que I_n doit être une fonction décroissante de p_n . Une seconde propriété naturelle de I_n est l'additivité: la quantité d'information contenue dans le tableau complet des résultats des courses du 9 Octobre 1993 doit être la somme des quantités d'information relatives à chaque course. Shannon et Weaver ont montré que ces conditions suffisent à déterminer la forme de la *quantité d'information* I_n . Ils sont parvenus à l'expression

$$I_n = k \log (1/p_n) , \quad (8)$$

où la constante multiplicative k , arbitraire, définit l'unité d'information. Si par exemple on convient que l'information acquise par lecture d'un tirage à pile ou face est égale à 1, on doit avoir $I_n = 1$ pour $p_n = 1/2$; ce choix d'unité, le "bit", courant en informatique, revient à poser $k = 1/\log 2$.

Cette digression vers la théorie de l'information est moins éloignée de notre propos qu'il n'y paraît. Considérons les diverses configurations possibles n de notre matériau comme des "messages" que nous adresse la nature. Si toutes ces configurations, en nombre W , sont également probables, la probabilité p_n de chacune vaut $p_n = 1/W$. Recevoir un message équivaudrait à déterminer complètement la configuration de l'un de nos échantillons. La quantité d'information acquise grâce à cette opération serait, en vertu de l'expression (8), égale à $k \log W$.

Cependant, nous avons déjà souligné qu'en raison de la valeur énorme de W , l'observation de la configuration n était tout à fait hypothétique. Renversons donc notre point de vue: au lieu de considérer des gains d'information, examinons la situation avant toute observation. La quantité

$$I = k \log W , \quad (9)$$

information qui serait acquise par détermination complète de l'état microscopique d'un échantillon, s'interprète alors comme *l'information qui manque* parce que nous ne savons pas dans quelle configuration précise (parmi les W possibles) se trouve cet échantillon. Elle représente la *mesure de notre incertitude*, due au caractère probabiliste de notre description à l'échelle microscopique.

Où l'on a recours à la prestidigitation

Nous disposons désormais d'une nouvelle grandeur qui va nous aider à élucider le problème de l'irréversibilité. Notons d'abord que l'incertitude introduite par (9) n'est pas attachée seulement au système physique, mais aussi à l'observateur. Elle caractérise la qualité de la connaissance que nous avons de ce système, et présente donc un caractère anthropocentrique. Il en est d'ailleurs de même du concept de probabilité dont elle est issue, qui n'est rien d'autre qu'un outil mathématique pour faire des prévisions. Probabilité ou incertitude ne sont cependant pas des notions subjectives, car la théorie de l'inférence statistique impose à des observateurs différents placés dans les mêmes conditions de leur attribuer une valeur bien définie.

On peut donner à l'expression (9) de l'incertitude une interprétation jouissant d'une connotation plus objective, celle de *mesure du désordre*. Qu'entendons-nous lorsque nous estimons qu'un état est plus désordonné qu'un autre ? Prenons un paquet de 52 cartes battues. Nous le considérons comme totalement désordonné parce que rien ne distingue pour nous cette succession particulière de cartes parmi les 52! possibles. Pourquoi au contraire un jeu rangé dans l'ordre naturel du bridge, depuis l'as de pique jusqu'au deux de trèfle, nous apparaît-il comme parfaitement ordonné ? Simplement parce que cette configuration est aisément reconnaissable par quiconque. Dans les cas intermédiaires, une séquence est considérée comme d'autant plus ordonnée qu'elle est choisie parmi une famille plus étroite définie par des règles simples. On est ainsi conduit

à identifier le degré de désordre à la mesure de l'incertitude. Cette idée était déjà formulée par Maxwell: "Confusion, like the correlative term order, is not a property of material things in themselves, but only in relation to the mind which perceives them". Si dans notre exemple le jeu initial avait été préparé par un manipulateur habile connaissant exactement la position des cartes, celui-ci estimerait que l'ordre est aussi parfait dans ce jeu que dans la séquence naturelle. Il serait capable par un brassage inverse de restaurer cette dernière. *Pour lui*, la probabilité de la configuration qu'il a faussement mêlée vaut 1 et l'incertitude ou le désordre (9) sont nuls, alors que *pour nous* la probabilité vaut $1/52!$ et le désordre est maximal.

Figure 5
Expansion ($a \mapsto b$) d'un gaz et sa contraction ($c \mapsto d$).

Une certaine analogie existe entre le brassage des cartes et l'évolution, irréversible à l'échelle macroscopique, d'un système physique isolé. Pour fixer les idées, analysons le processus d'*expansion d'un gaz*, initialement confiné dans un volume V_A , vers un volume $V_B = 2V_A$ deux fois plus grand qui lui est offert (Fig.5). L'expérience montre qu'une telle expansion spontanée aboutit toujours à un état où le gaz occupe uniformément tout le volume V_B . Ce résultat est confirmé par des calculs numériques de simulation où le gaz est représenté par un modèle de billes s'entrechoquant de façon élastique. La situation initiale A à l'instant t_A et la situation finale B à l'instant t_B sont caractérisées à l'échelle macroscopique par la donnée du nombre des molécules, de la température du gaz, et du volume. En fait, seul le volume intervient, car la détente s'effectue de manière isotherme: la température du gaz est directement liée à l'énergie cinétique moyenne des molécules, qui reste inchangée au cours de l'évolution. Cependant, à l'échelle microscopique, l'état du système devrait être à chaque instant caractérisé par la donnée des positions et des vitesses des molécules; il reste donc mal connu. En particulier, l'état macroscopique initial A peut être réalisé microscopiquement de toutes sortes de façons a, a', a'', \dots , qui diffèrent entre elles par les positions individuelles des molécules à l'intérieur du volume V_A , et par leurs vitesses (pour une énergie cinétique totale fixée). La mécanique quantique nous apprend que le nombre W_A des configurations distinctes a, a', a'', \dots est fini, quoique très grand, de sorte que nous n'avons pas à nous soucier du fait que positions et vitesses constituent un continuum. Se donner l'état macroscopique A du gaz revient ainsi à attribuer, à l'échelle microscopique, des probabilités égales $1/W_A$ à chacune des configurations a, a', a'', \dots . Cette description est entachée de l'incertitude (9), soit $I_A = k \log W_A$. De même, la situation finale B , à l'instant t_B , correspond à l'une des configurations b, b', b'', \dots où le gaz peut occuper tout le volume disponible V_B . Le nombre W_B de ces configurations est beaucoup plus grand que W_A , car il y a d'autant plus de façons de disposer les molécules que le volume est plus grand. (Les configurations b, b', b'', \dots incluent d'ailleurs les configurations a, a', a'', \dots , dont le nombre est si faible

en proportion que l'on n'a aucune chance de les observer en pratique dans la situation B .) L'incertitude $I_B = k \log W_B$ est donc supérieure à I_A , de sorte que l'évolution a fait croître le désordre. Dans notre comparaison avec le brassage des cartes, la situation initiale correspond à un paquet dans la première moitié duquel seraient confinés tous les piques; un brassage fait diffuser ceux-ci dans tout l'ensemble du paquet, et celui-ci perd l'ordre partiel qu'il présentait à l'origine.

Le caractère statistique de l'irréversibilité commence ainsi à se dégager. Si nous suivons l'évolution d'un système particulier, il passe d'une certaine configuration initiale a à une configuration b , qui lui est associée de manière déterministe et biunivoque. Dans notre analogie, cette évolution correspond à un brassage des cartes réalisé selon une procédure bien définie par une machine ou par un prestidigitateur. La configuration b conserve toute la mémoire de la configuration a dont elle est issue, et cette correspondance biunivoque interdit de concevoir qu'un système particulier puisse faire montre d'irréversibilité. Pourtant, dans le cas du gaz comme dans celui du jeu de cartes vu par un profane, b nous apparaît comme l'une quelconque des W_B configurations envisageables. En dépit du caractère réversible de l'évolution microscopique du gaz, son état final individuel b est si compliqué, si difficile à caractériser qu'il nous est impossible de le discerner des autres configurations où le gaz occuperait tout le volume V_B . (De même, le spectateur non averti estime que le jeu présenté par le manipulateur est tiré au hasard et qu'il est parfaitement désordonné; mais un "manipulateur de gaz" est inconcevable.) La taille macroscopique du système et la complexité de son évolution (en dépit de l'existence de lois élémentaires simples) nous empêchent de connaître la disposition exacte des molécules au temps t_B . (De plus, la moindre perturbation modifie cette disposition de façon incontrôlable.) La seule issue, pour caractériser l'état final B , est d'admettre comme possibles toutes les configurations b, b', b'', \dots , dont le nombre W_B est gigantesque. Comme rien ne permet de les distinguer, nous leur attribuons des probabilités égales $1/W_B$. Une dissymétrie entre le temps initial et le temps final est ainsi introduite par le fait que le nombre W_B des configurations analogues à b à l'échelle macroscopique est très supérieur au nombre W_A des configurations analogues à a . Ceci fait croître l'incertitude (9) de la valeur I_A à la valeur I_B .

Deux idées essentielles émergent de notre analyse. La première concerne la description du système à chaque instant: notre inaptitude à préciser exactement quelle est la configuration microscopique du système ne permet de caractériser celui-ci qu'avec un certain flou. Pour une marge d'erreur donnée, nous ne sommes pas capables de faire la distinction entre une configuration a et un nombre W_A immense de configurations voisines a', a'', \dots . Un état macroscopique s'identifie pour nous à ce voisinage. Cette idée est couramment désignée en anglais par "coarse-graining": l'espace des configurations est structuré en granules, dont chacun comprend un grand nombre de configurations pratiquement indiscernables. On peut certes arguer qu'en améliorant le pouvoir de résolution, ou en réduisant la taille des granules, on fait décroître le nombre W_A et donc l'incertitude $I_A = k \log W_A$. Pourtant, des erreurs d'observation même minimales sont inéluctables. Dans ces conditions, la valeur gigantesque de W_A ainsi que la présence du logarithme rendent I_A pratiquement insensible à la résolution dès lors qu'elle n'est pas parfaite: diviser $W_A = 10^{10^{15}}$ par 1000 ne change strictement rien à I_A . Ainsi, quoique d'origine humaine, l'incertitude se mesure par un nombre I_A qui est défini sans ambiguïté. La seconde idée qui s'est dégagée est, comme la première, une conséquence du grand nombre des constituants élémentaires d'un système macroscopique, mais elle se réfère au comportement d'un système particulier lorsqu'on le suit au cours du temps. Cette évolution est d'une complexité extrême. Bien qu'elle fasse correspondre à chaque configuration initiale a au temps t_A une configuration bien définie b au temps t_B , elle est si compliquée qu'il est impensable de reconnaître parmi les caractéristiques individuelles de b celles qui gardent le souvenir de a : la mémoire s'est perdue de la configuration particulière a . Une telle complexité peut déjà se manifester pour des systèmes n'ayant qu'un petit nombre de degrés de liberté, dits chaotiques, dont la dynamique, bien que déterministe, est difficilement prédictive sur de grands laps de temps. Mais, pour les systèmes macroscopiques auxquels nous nous intéressons, la complexité de l'évolution prend sa source dans le nombre gigantesque de particules et dans le fait qu'elles interagissent entre elles. Ces interactions créent au cours du temps des corrélations faisant intervenir un nombre très grand, et croissant, de particules; l'information initiale va se perdre dans ces corrélations subtiles, qu'il est impossible en pratique de détecter ou d'exploiter.

C'est la conjonction de ces deux facteurs, flou dans notre appréhension du système, complexité de sa dynamique, qui conditionne l'émergence de l'irréversibilité à notre échelle. En l'absence d'interaction, il serait concevable que des particules initialement groupées dans le volume V_A ne se dispersent pas plus tard, irrémédiablement, dans tout le volume offert V_B . En l'absence de flou, la correspondance biunivoque entre

configurations initiale a et finale b préserverait la symétrie entre les temps t_A et t_B . Pour une résolution imparfaite donnée, une dissymétrie est créée par l'inégalité des nombres de configurations W_A et W_B , inégalité qui résulte elle-même de la différence entre les structures macroscopiques de l'état initial et de l'état final.

En définitive, nous avons *perdu de l'information* entre le temps t_A et le temps t_B parce qu'il est hors de question de contrôler les positions et la dynamique des molécules individuelles. C'est la nécessité de décrire statistiquement le phénomène qui entraîne la dissymétrie du processus observé à l'échelle macroscopique, ici l'expansion du gaz, malgré la symétrie par rapport au temps des lois du mouvement des molécules. Le nombre des configurations microscopiques dans lesquelles le système est susceptible de se trouver *croît* depuis la valeur initiale W_A jusqu'à une valeur finale W_B très supérieure. Corrélativement, l'incertitude augmente, et son accroissement est mesuré par la valeur $I_B - I_A = k \log W_B/W_A$ fournie par la théorie de l'information. Pourtant, malgré cette perte d'information, nous sommes en mesure de faire sur l'état final B de nombreuses prédictions avec une quasi-certitude, les fluctuations statistiques étant négligeables. En particulier, pour l'immense majorité des configurations b, b', b'', \dots toutes également probables, les molécules du gaz sont distribuées uniformément à travers le volume disponible. De même, la probabilité pour qu'une gorgée de café sucré soit plus amère qu'une autre est presque nulle en dépit de la structure moléculaire du mélange, explication savante d'une observation banale. L'irréversibilité se présente ainsi comme la manifestation à notre échelle d'une perte d'information ou (ce qui par définition revient au même) d'une croissance du désordre moléculaire; la grande taille du système masque ce désordre et fait apparaître l'état macroscopique comme bien défini, obéissant à des lois d'apparence déterministe mais irréversibles.

L'entropie, mesure du désordre

Une analyse semblable pourrait être faite pour n'importe lequel des processus macroscopiques irréversibles évoqués plus haut, des transferts de chaleur aux réactions chimiques. Les données macroscopiques sur l'état initial A caractérisent un ensemble de configurations microscopiques a, a', \dots en nombre W_A . La dynamique des particules constitutives est réversible pour un système isolé, mais trop complexe pour être contrôlée; elle est susceptible de mener vers des configurations b, b', b'', \dots dont le nombre W_B n'est limité que par quelques contraintes imposées par les lois de conservation (en particulier du nombre et de l'énergie des particules). La distribution de probabilité dans l'état final B est plus étalée que dans l'état initial A : W_B est très supérieur à W_A , de sorte que le désordre croît.

La quantité I définie par la relation (9) mesure le désordre, et augmente avec le temps. Or la physique macroscopique avait déjà introduit une grandeur dotée de la même propriété, l'entropie S , et il est naturel de comparer I et S . De fait, on a pu démontrer, tout au moins pour des états d'équilibre ou voisins de l'équilibre thermodynamique, que ces grandeurs étaient simplement proportionnelles. Moyennant un choix adéquat de la constante k dite de Boltzmann qui figure dans l'expression (9) ($k \simeq 1,38 \cdot 10^{-23}$ joule par kelvin pour des logarithmes népériens), on identifie ainsi l'entropie S à la mesure du désordre:

$$S = k \log W . \quad (10)$$

La valeur de k est une simple conséquence de notre système d'unités: outre le choix du mètre, du kilogramme et de la seconde, on attribue au point triple de l'eau la température de 273,16 kelvin. Le choix $k = 1$, plus naturel à l'échelle microscopique, conduirait à mesurer la température en unité d'énergie; l'entropie serait une grandeur sans dimension, mais prendrait des valeurs numériques très grandes. De même, prendre $k = 1/\log 2$ ferait mesurer l'entropie en bits, unité courante d'information. La grande valeur du nombre d'Avogadro rend énorme les quantités d'information mises en jeu en thermodynamique. Faire fondre 1g de glace fait croître l'entropie de $1,2 \text{ JK}^{-1}$, ce qui correspond à $1,3 \cdot 10^{23}$ bits, alors que l'information stockée dans les chromosomes humains est de 10^{10} bits.

Sous ce nouvel angle, le deuxième principe de la thermodynamique devient plus intuitif. La croissance de l'entropie d'un système isolé signifie simplement que *le désordre*, tel que nous l'avons défini à partir de l'analyse théorique microscopique, et qui n'est pas directement perceptible à notre échelle, *augmente inéluctablement*, jusqu'à atteindre la valeur maximale permise. Il en résulte qu'une création d'ordre quelque part doit toujours être payée par un accroissement au moins égal de désordre autre part. Ainsi peut-on interpréter l'irréversibilité des transferts de chaleur. Lorsqu'un corps à la température T_1 cède une quantité de chaleur Q à un autre corps à la température T_2 , son entropie décroît de Q/T_1 car son énergie décroît de Q .

Mais le désordre total des deux corps doit augmenter. De fait, la positivité de la variation $Q/T_1 - Q/T_2$ de l'entropie totale implique que T_1 doit être supérieur à T_2 , conformément à l'énoncé de Clausius du deuxième principe.

Un double bilan intervient aussi dans les machines thermiques: l'énergie doit être conservée, et le désordre ne peut que croître. C'est à ces deux bilans que répondent les deux sources nécessaires au fonctionnement d'un moteur thermique. Le rôle de la source chaude, qui fournit de l'énergie, est évident. Nous voyons désormais que la source froide est en fait une *source d'ordre*, qui est indispensable pour permettre l'inéluctable augmentation du désordre total. De même, les organismes vivants, plus ordonnés que la matière inerte dont ils sont issus, ne peuvent se développer que grâce à des mécanismes physico-chimiques subtils faisant croître le désordre de leur environnement.

La formule (10), issue de travaux de Boltzmann datant de 1877, a été considérée comme un apport théorique si capital qu'elle a été gravée sur sa tombe à Vienne. Elle symbolise en effet une équivalence qui est loin d'être évidente entre entropie et désordre ou incertitude. L'entropie, grandeur plus ou moins directement mesurable par des expériences macroscopiques, semble a priori une propriété intrinsèque au système, caractérisant son irréversibilité. Il est remarquable que la mécanique statistique ait précisé sa signification en l'identifiant avec le désordre, grandeur de nature microscopique, associée à la fois au système et à la connaissance statistique qu'en ont ses observateurs.

Cet aspect partiellement anthropocentrique de l'entropie n'est pas manifeste pour les systèmes macroscopiques usuels. Nous avons vu en effet qu'en raison de l'énormité de W la valeur de (10) est en général insensible à un changement, même considérable, du pouvoir de résolution avec lequel l'état du système est défini. Notons au passage qu'il peut être utile, pour décrire certains systèmes, d'introduire plusieurs niveaux macroscopiques, plus ou moins détaillés. En pareil cas, il s'introduit plusieurs entropies différentes associées à une plus ou moins grande finesse de la description. Nous nous contenterons de signaler ici cette extension du concept d'entropie, et nous nous limiterons dans la suite à discuter du rôle de l'observateur dans la définition de l'entropie sur trois exemples simples pour lesquels il n'existe que deux niveaux de description, l'un microscopique, l'autre macroscopique.

Un gaz pourrait-il se contracter spontanément ?

Bien que nous ayons trouvé une interprétation microscopique de l'entropie, nous ne sommes pas au bout de nos peines, car le paradoxe de l'irréversibilité demeure presque entier. La difficulté resurgit en effet lorsqu'on essaie d'étudier la variation au cours du temps de l'entropie statistique, définie par une relation du type (10), au lieu de se contenter comme nous l'avons fait de comparer l'état initial et l'état final. En utilisant les équations microscopiques du mouvement, on trouve que l'entropie de la physique statistique reste constante, et c'est seulement à l'équilibre que cette dernière peut s'identifier avec l'entropie de la thermodynamique. Pour mieux comprendre ce point, revenons à l'exemple de l'expansion d'un gaz depuis le volume initial V_A jusqu'au volume complet V_B (Fig.5). Notre raisonnement reposait sur le caractère inexorable, démontré par l'expérience, de cette expansion. Pourtant, la réversibilité de cette évolution microscopique permet d'imaginer le processus suivant. Partant de la configuration a , le gaz est parvenu au bout du temps $t \equiv t_B - t_A$ à la configuration b . Il existe une configuration c , que l'on obtient à partir de b en renversant les vitesses de toutes les molécules (Fig.5). Prenons-la comme nouvel état initial, et laissons évoluer le système. Il balaiera en sens inverse toutes les configurations intermédiaires entre a et b , avec des vitesses inversées, et se retrouvera au bout du temps t dans la configuration d , identique à a au renversement des vitesses près. Le gaz se sera ainsi *spontanément* contracté, en violation du deuxième principe de la thermodynamique puisque l'entropie est une fonction croissante du volume. (Le mode de production normal d'un état macroscopique A à partir de B consiste à effectuer une compression isotherme, ce qui nécessite un couplage avec une source de travail et un thermostat dont l'entropie augmente à mesure que diminue celle du gaz.)

Ce raisonnement met en évidence la possibilité théorique d'évolutions aberrantes, au cours desquelles le gaz se contracterait spontanément depuis le volume V_B jusqu'au volume moitié V_A , en l'absence de toute intervention extérieure. Or, de telles évolutions n'ont jamais été observées. Pourquoi ?

La question cruciale à élucider concerne la possibilité d'obtenir dans la réalité, autrement que sur le papier, un état tel que c . Si l'on savait effectivement, par une manipulation globale, renverser instantanément

les vitesses de toutes les molécules, une méthode évidente consisterait à effectuer cette opération sur un état B , lui-même produit par expansion du gaz à partir d'un état A . Mais une telle opération est tout à fait irréalisable. On est donc amené à se demander si une configuration de type c , qui donnerait lieu au bout du temps t à une contraction spontanée paradoxale, pourrait être produite fortuitement, parmi un très grand nombre d'expériences pour lesquelles le gaz occupe à l'instant initial tout le volume disponible V_B . Nous avons appelé W_B le nombre total des configurations de ce dernier type. En réalité, *seules certaines* d'entre elles, en correspondance biunivoque avec les W_A configurations initiales a , *pouvaient être produites* par l'expansion du gaz. L'augmentation d'entropie thermodynamique $\Delta S = k \log W_B/W_A$ provenait du fait qu'à l'échelle macroscopique ces configurations particulières b ne se distinguent pas de toutes les autres, beaucoup plus nombreuses, où le volume entier V_B est occupé. Nous leur associons maintenant, par renversement des vitesses, les configurations c susceptibles de se contracter en un temps t vers des configurations d (Fig.5); étant donné qu'elles sont, elles aussi, en correspondance biunivoque avec les configurations a (ou d) où le gaz occupe le demi-volume V_A , leur nombre est encore égal à W_A . Estimons leur proportion W_A/W_B . On peut l'évaluer par un décompte de mécanique statistique, qui fournit

$$\frac{W_A}{W_B} = \left(\frac{V_A}{V_B} \right)^N, \quad (11)$$

où N est le nombre de molécules en jeu. En fait, ce résultat est intuitif puisqu'un doublement du volume multiplie par deux le nombre des configurations accessibles à chacune des N molécules. Une autre méthode de calcul, plus indirecte mais plus générale, consiste à passer par la relation (10), qui fournit

$$\frac{W_A}{W_B} = e^{-(S_B - S_A)/k}, \quad (12)$$

et à utiliser les données empiriques ou expérimentales de la thermodynamique sur l'augmentation d'entropie $S_B - S_A$. Pour un gaz parfait dont les molécules ont la masse m , la formule de Sackur-Tetrode pour l'entropie,

$$S = k N \left(\log \frac{V}{N \hbar^3} + \frac{3}{2} \log \frac{mkT}{2\pi} + \frac{5}{2} \right), \quad (13)$$

redonne alors le résultat (11). Numériquement, pour $V_A = V_B/2 = 1 \text{ cm}^3$ de gaz dans les conditions normales, on trouve

$$\frac{W_A}{W_B} \simeq 10^{-10^{15}}. \quad (14)$$

Ce nombre, qui caractérise la probabilité pour qu'une configuration des molécules dans le volume V_B , prise au hasard, donne spontanément naissance au bout du temps $t = t_B - t_A$ à une contraction vers le volume V_A , est d'une petitesse qui défie l'imagination. Même si l'on inclut d'autres durées de processus que t et d'autres formes du volume final, cette probabilité d'observer une évolution violant le deuxième principe reste pratiquement *nulle* puisque multiplier par exemple le rapport (14) par 10^{20} le laisse à peu près inchangé !

Plus généralement, (12) représente la *probabilité pour que l'entropie* d'un système pris au hasard *décroisse* fortuitement de $S_B - S_A$. La petitesse de $k \simeq 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ figurant au dénominateur dans l'exponentielle montre que cette probabilité est toujours négligeable dès lors que l'écart d'entropie, mesuré en JK^{-1} , unité adaptée aux phénomènes macroscopiques, est appréciable. La valeur de W_A/W_B est aussi une mesure de la difficulté qu'il y aurait à produire des états du type c par une manipulation expérimentale: parmi toutes les W_B configurations possibles, il faudrait arriver à sélectionner l'une des rares W_A configurations du type c . Certes, les configurations originelles a sont elles aussi en nombre W_A , petit devant W_B , mais une opération macroscopique simple, la compression isotherme, suffit pour produire l'une d'elles; la croissance d'ordre ou la réduction d'entropie correspondante se fait aux dépens du thermostat qui encaisse de la chaleur lors de la compression. Au contraire, l'obtention de l'une des configurations c suppose un contrôle détaillé des positions et vitesses des molécules, et elle nécessiterait une manipulation totalement impraticable. Une nouvelle comparaison nous aidera à en appréhender la difficulté. Le mouvement des billes sur un billard est presque réversible, et un bon joueur est capable de faire parcourir à une bille unique le trajet exactement inverse de celui qu'elle vient d'accomplir. Si les trois billes du jeu se sont entrechoquées, il devrait encore être

possible de revenir à la position initiale en les renvoyant en sens inverse; mais ceci suppose une coordination quasiment impossible entre les trois joueurs qui le tenteraient. La moindre erreur de visée serait amplifiée par les chocs. Or, notre gaz est constitué, non de 3, mais de 10^{19} molécules !

Il s'avère ainsi que l'apparition d'une flèche du temps entre les deux échelles atomique et macroscopique, phénomène de nature *statistique*, est associée à la préparation de l'*état initial*. En principe, il n'est pas formellement exclu qu'un système macroscopique évolue de manière aberrante et semble remonter le temps. Mais la probabilité d'un tel événement est toujours extraordinairement faible, si faible qu'il est parfaitement hors de question pour nous d'observer pareil processus même en attendant des durées de l'ordre de l'âge de l'Univers. Quant à la croissance systématique de l'entropie, elle exprime que l'ordre macroscopique exhibé par a est allé se cacher, lors du passage à la configuration b , dans des degrés de liberté microscopiques inaccessibles, associés aux corrélations entre un grand nombre de particules. Sauf dans certaines circonstances artificielles, exceptionnelles mais instructives, dont nous allons ci-dessous donner un exemple, cet *ordre caché est irrémédiablement perdu*. C'est pourquoi notre définition de l'entropie ne le prend pas en compte: l'entropie de la thermodynamique, identifiée à (10), est la mesure du désordre qui règne à l'échelle microscopique lorsque l'état du système est caractérisé par les *seules données macroscopiques* accessibles à l'expérience, en ignorant l'ordre caché dans des corrélations hors d'atteinte.

Magnétisme et athlétisme

Le caractère partiellement subjectif de la flèche du temps peut paraître troublant; il continue d'ailleurs à faire problème pour certains scientifiques. Deux arguments supplémentaires vont cependant nous permettre de le corroborer. Nous allons d'abord voir qu'il existe certaines expériences, où l'on peut, après une évolution en apparence irréversible d'un système macroscopique, *recupérer un ordre caché* qui semblait perdu dans des degrés de liberté microscopiques. En pareil cas, l'ingéniosité de l'expérimentateur lui permet de surmonter l'irréversibilité grâce à de simples manipulations macroscopiques, et l'irréversibilité, la croissance de l'entropie ne sont pas irrémédiables. Le physicien se comporte alors comme le prestidigitateur, capable sans les regarder de remettre dans l'ordre des cartes qui pour le spectateur semblent disposées au hasard. Ceci confirme que le désordre n'est pas une propriété intrinsèque des objets et qu'il n'est pas indépendant de l'observateur.

Parmi ces expériences, nous allons décrire la plus ancienne et la plus simple, celle dite des "échos de spin" (Hahn, 1950). Elle n'est pas seulement démonstrative, puisqu'elle est couramment employée comme méthode de détection dans les laboratoires de résonance magnétique. Elle utilise un matériau solide, qui contient des atomes dits paramagnétiques dont chacun se comporte comme une minuscule aiguille aimantée. Un tel aimant élémentaire est désigné par le nom (emprunté à l'anglais) de *spin*; il est représenté par un vecteur de longueur fixe attaché à l'atome et pouvant pointer dans une direction arbitraire. Son moment magnétique provient en fait du noyau de l'atome et non des électrons, ce qui assure un excellent découplage entre ces spins et les autres degrés de liberté du solide, que l'on peut donc oublier. Dans le matériau choisi, les spins sont suffisamment éloignés les uns des autres pour que l'on puisse négliger leurs interactions magnétiques mutuelles. L'ensemble des atomes paramagnétiques, en nombre colossal, est ainsi schématisé par une multitude de petits vecteurs indépendants, dont la somme géométrique représente l'aimantation totale de l'échantillon (Fig.6). En l'absence de sollicitation extérieure, les spins sont orientés au hasard, le désordre est total, et le corps n'est pas aimanté: bien que les atomes magnétiques portent chacun une petite aimantation de longueur fixe, leurs effets à notre échelle se compensent en moyenne, à une faible fluctuation statistique près. On commence par appliquer à l'échantillon pendant une durée suffisante (de l'ordre de la seconde) un fort champ magnétique, disons dans la direction x . Ceci a pour effet d'orienter les spins parallèlement à x : sous l'effet de ce champ extérieur, une aimantation totale importante est apparue dans la direction x , un *ordre magnétique* s'est établi parmi les spins, et l'entropie a diminué. On supprime alors le champ; l'état ordonné précédemment créé subsiste pendant une certaine durée (par exemple 1/10 s) au cours de laquelle l'expérience proprement dite va être effectuée.

Tout repose sur le mécanisme élémentaire régissant le mouvement de chaque spin dans un champ magnétique \mathbf{B} . Supposons que ce dernier soit parallèle à l'axe z , et que l'origine du vecteur représentant le spin soit fixée à l'origine O des coordonnées (Fig.7). Ce vecteur est alors animé d'un mouvement de précession, c'est-à-dire qu'il *tourne autour de l'axe z avec une vitesse angulaire proportionnelle à B* . Sa longueur reste fixe, et son extrémité décrit à vitesse constante un cercle dans un plan parallèle à xOy . Si le

Figure 6
Matériau paramagnétique désaimanté (a), puis aimanté (b).

spin est initialement dans le plan xOy , il tourne simplement dans ce plan. La vitesse angulaire, il importe de le noter, ne dépend que du champ B , de sorte que tous les spins tournent en synchronie si ce champ est uniforme. En particulier, tous font un tour complet autour de la direction du champ dans le même intervalle de temps. Si donc on soumet le matériau au champ considéré pendant la moitié de cet intervalle, on parvient à faire effectuer à tous les spins un *demi-tour* autour de la direction du champ. Cette manipulation va jouer un rôle important dans l'expérience des échos de spins.

On part de la situation de la figure 6b où tous les spins sont orientés selon x , un champ permanent B_z étant appliqué dans la direction z . Les spins se mettent à tourner dans le plan xOy avec la même vitesse angulaire, en sens inverse des aiguilles d'une montre (Fig.8). Le champ B_z choisi est assez fort pour que cette vitesse soit grande à l'échelle de la durée de l'expérience, disons 10^7 tours par s. L'aimantation totale de l'échantillon tourne à la même vitesse et ainsi se détecte facilement. Pourtant, le champ B_z ne peut être rigoureusement homogène, car il dépend de la géométrie et des défauts de l'échantillon; certains spins subissent un champ un peu plus fort, d'autres un champ un peu plus faible. La vitesse angulaire étant proportionnelle au champ, les uns tournent un peu plus vite que la moyenne, les autres un peu moins. A chaque tour, le décalage s'accroît. L'aimantation totale, au fur et à mesure qu'elle tourne, diminue progressivement (Fig.8). Si le champ B_z a une hétérogénéité de l'ordre de 10^{-3} , mille tours suffisent pour que les spins pointent également dans toutes les directions du plan xOy . Après ce délai, c'est-à-dire après 0,1 ms, leurs orientations restent *complètement désordonnées* et le matériau ne conserve plus aucune aimantation.

Jusqu'ici, il ne s'est rien produit que de très attendu. L'évolution de notre système de spins illustre un mécanisme d'irréversibilité. A l'échelle microscopique, le mouvement est déterministe et réversible: un renversement du champ magnétique vu par chaque atome ferait tourner son spin à l'envers comme si l'on remontait le temps. Pourtant, à l'échelle macroscopique, le désordre a augmenté. L'entropie associée à l'aimantation a crû au fur et à mesure que le matériau se désaimantait. Le phénomène peut se comparer à l'entraînement de coureurs de marathon qui feraient des tours sur une piste de 200 m pendant 2 h. Admettons que chacun maintienne sa propre allure, avec une vitesse bien déterminée. Au bout d'une heure (Fig.9a), le plus rapide (j) a couvert un peu plus de 97 tours, alors que le plus lent (a) n'a bouclé que 92 tours $3/4$; l'ensemble des coureurs s'est dispersé tout au long de la piste, alors que tous étaient groupés à l'instant du départ. Leur répartition sur la piste est devenue désordonnée. Le mécanisme est exactement le même pour l'orientation des spins, dont nous reprenons maintenant l'histoire.

Une milliseconde après le début de l'expérience, alors que les spins sont complètement désorientés depuis longtemps, on se livre à une petite manipulation, déjà évoquée ci-dessus et dont les conséquences vont être

Figure 7

Précession d'un moment magnétique dans un champ.

Figure 8

Désaimantation d'un solide paramagnétique en champ perpendiculaire.

spectaculaires. Sans toucher au champ B_z qui fait tourner les spins dans le plan xOy , on applique un champ B_x le long de la direction x pendant une brève durée, choisie de telle façon que tous les spins fassent un *demi-tour autour de Ox* . Ce pivotement est l'analogie d'une opération (plus acrobatique pour les coureurs que pour les spins !) qui ferait basculer la piste d'un demi-tour autour de la ligne pointillée au bout d'une heure de course (Fig.9b). Imaginons que les coureurs, sans être autrement émus, continuent comme les spins à tourner dans le même sens, chacun conservant sa propre vitesse. L'avance de 4 tours $1/4$ de j sur a est maintenant devenue un retard; chaque coureur repart avec le handicap exact correspondant à ses performances. Que va-t-

Figure 9
Dispersion de coureurs sur une piste.

il se passer au terme de la deuxième heure ? Tous les coureurs vont se retrouver groupés sur la ligne de départ. De même, au terme de la deuxième milliseconde, tous les spins vont se retrouver orientés parallèlement à la direction x . A cet instant, on observe à nouveau une aimantation maximale du matériau, dirigée le long de x , et tournant dans le plan xOy comme au début de l'expérience. En désignant par t le délai écoulé entre l'introduction du champ B_z et l'instant où le champ B_x fait pivoter les spins, l'effet s'observe à l'instant $2t$, ce qui justifie le nom d'“échos de spins”. Rien n'empêche d'engendrer ainsi des *échos successifs* en faisant alternativement décroître et croître l'aimantation totale, jusqu'au moment où entrent en jeu d'autres causes de désordre, associées à de faibles interactions magnétiques.

Cette expérience exhibe une caractéristique surprenante. *L'ordre, qui semblait s'être perdu* lors de la première phase, *resurgit* au cours de la seconde, pendant laquelle l'entropie décroît à mesure que l'aimantation croît. Irréversibilité et croissance de l'entropie paraissent prises en défaut, et le système, entre l'instant t et l'instant $2t$, se comporte *comme s'il remontait le temps*. En fait, si un processus aussi paradoxal est réalisable, c'est parce que les irrégularités dans l'espace du champ B_z restent inchangées au cours du temps. Si nos coureurs, inégalement fatigués, modifiaient leur allure pendant la deuxième heure de course, ils ne cesseraient de rester dispersés de manière aléatoire tout au long de la piste. C'est parce qu'il a gardé la même vitesse de rotation entre les temps 0 et $2t$, qu'un spin placé dans un champ un peu plus fort que celui de ses congénères rattrape pendant la deuxième étape le handicap qui lui a été imposé à l'instant t et arrive en même temps que le peloton. En dernier ressort, comme le prestidigitateur avec le jeu de cartes dont il contrôle le brassage, l'expérimentateur a réussi à restaurer l'ordre initial à partir d'une situation qui paraît désordonnée à l'observateur non averti, grâce à *l'information qu'il a conservée* sur l'évolution antérieure.

Dans l'expérience que nous avons décrite, l'ordre initial des spins s'est caché dans des corrélations reliant l'angle dont chaque spin a tourné à la valeur du champ magnétique local B_z subi par ce spin. Certes, si cet ordre a pu être récupéré, c'est grâce à la simplicité de ces corrélations. Cependant, il existe des expériences plus subtiles, et encore plus spectaculaires, où les interactions magnétiques entre spins ne sont plus négligeables. Dans ce cas, l'ordre initial va se cacher dans des corrélations faisant intervenir un nombre gigantesque de spins, exactement comme, lors de l'expansion d'un gaz, les interactions des molécules créent entre elles des corrélations extrêmement complexes. Malgré une pareille complexité, certains spécialistes

de résonance magnétique nucléaire ont imaginé une manipulation globale des spins, appelée le “sandwich magique”, qui permet encore de les réaligner après un certain délai. L’explication de telles expériences est loin d’être élémentaire; leur existence montre qu’il est possible dans certains cas de “remonter le temps” en exhumant un ordre qui semblait irrémédiablement enfoui dans des corrélations mettant en jeu de très nombreux atomes.

Démons et Maxwell

Le paradoxe de l’irréversibilité de Loschmidt reposait sur une contradiction entre la réversibilité de la dynamique microscopique et le deuxième principe de la thermodynamique. Pour la plupart des objets physiques, cette contradiction a été surmontée grâce à l’identification entre l’entropie d’un système isolé, grandeur qui croît au cours du temps, et le désordre apparent, qui augmente inexorablement à l’échelle microscopique en raison de l’extrême complexité du mouvement. Certes, comme nous l’avons vu, l’expansion d’un gaz ne fournit comme états finals que des configurations b constituant une part infime W_A/W_B de l’ensemble B des configurations où tout le volume V_B est occupé. Mais l’impossibilité de les discerner parmi cet ensemble nous conduit à mesurer le désordre par $k \log W_B$, où W_B dénombre B tout entier. Ceci revient à admettre que la population b engendrée en partant des configurations initiales a ne se distingue pas d’une population qui aurait été tirée au hasard parmi tout l’ensemble B , c’est-à-dire qu’elle réalise un *échantillonnage représentatif* non biaisé.

Nous avons vu que l’état de la science au siècle dernier pouvait autoriser à douter de l’existence des atomes et de la réversibilité de leur mouvement, ce qui était l’un des enjeux du paradoxe de W. Thomson et Loschmidt. Cependant, ces faits sont actuellement établis avec encore plus d’évidence que la thermodynamique elle-même. Il est donc licite de renverser la problématique, et d’imaginer des *démons de Loschmidt*, êtres subtils qui iraient jusqu’à vider de son sens le paradoxe en niant la réalité de la croissance de l’entropie. En effet, la réversibilité microscopique sous-jacente implique qu’un état final doit conserver quelque part, quoique de manière extraordinairement cachée, le souvenir de l’état initial plus ordonné dont il est issu. Un démon de Loschmidt serait capable de suivre le détail de l’évolution; de ce fait, il discernerait les configurations b particulières provenant de l’état macroscopique A de volume moitié, et mettrait en évidence un biais dans la répartition de ces configurations b parmi toutes celles de l’ensemble B . Il pourrait alors agir en sorte que le système retourne à l’état initial, faisant ainsi décroître son entropie thermodynamique.

Or, nous venons de voir que de tels démons de Loschmidt ne sont pas seulement des vues de l’esprit, il en existe sur terre: les expérimentateurs qui réalisent les expériences d’échos ! Afin d’analyser leur exploit dans le cadre de la thermodynamique, on note que les variations dans le temps des champs magnétiques nécessaires au succès de l’expérience sont commandées automatiquement et périodiquement par des dispositifs électroniques réversibles. On délimite donc un système isolé en ajoutant ces appareillages à l’échantillon paramagnétique proprement dit. Si l’on se souvient que l’entropie thermodynamique de cet échantillon est une fonction décroissante de l’aimantation, on constate que le démon de Loschmidt a réalisé un système isolé dont l’entropie oscille, au moins sur quelques périodes, en contradiction flagrante avec le deuxième principe. L’existence de telles expériences nous empêche donc de regarder la croissance de l’entropie comme un concept absolu. Bien entendu, leur caractère très particulier, tout à fait artificiel, ne nous autorise pas pour autant à envisager l’occurrence spontanée, par chance, de pareilles violations dans la nature.

Un dernier exemple va confirmer que l’irréversibilité macroscopique, qui traduit la croissance du désordre des atomes, n’est pas une propriété intrinsèque d’un objet, et que notre connaissance de ce dernier peut nous aider à lutter contre la flèche du temps de la thermodynamique. Ainsi sera renforcée l’idée que le désordre ou l’entropie peuvent être assimilés à un manque d’information. Cette identification, élaborée au cours des 50 dernières années, a permis d’élucider un ancien et fameux paradoxe; imaginé par Maxwell en 1864, il a excité la curiosité de générations de physiciens et de philosophes, mais sa solution nécessitait la compréhension de la nature de l’entropie.

Considérons un récipient divisé en deux bacs égaux par une cloison percée d’un petit trou (Fig.10). Il est rempli d’eau sucrée, qui a atteint son maximum d’entropie après dissolution: les molécules de sucre se répartissent également entre les deux bacs. Supposons que l’orifice puisse être obturé par un léger opercule manipulé par un petit “démon”. Imaginons que celui-ci, indifférent aux molécules d’eau, ferme le trou lorsqu’il voit une molécule de sucre arriver de la gauche et l’ouvre lorsqu’il voit une molécule arriver de

Figure 10
Le démon de Maxwell.

la droite. Grâce à ce tri, la solution va progressivement s'enrichir en sucre à gauche, s'appauvrir à droite. Le résultat de l'opération est une *décroissance* ΔS de l'entropie, en violation du second principe. L'ordre a augmenté dans la solution, sans création apparente de désordre ailleurs: le démon semble avoir réussi à "remonter le temps"!

Analysons de plus près le jeu du démon. Afin de pouvoir réaliser le tri des molécules de sucre, il a eu besoin de *savoir* si elles se trouvaient à gauche ou à droite de la cloison. Il a dû pour cela augmenter sa connaissance de l'état du système, d'une quantité que la théorie de l'information nous a appris à chiffrer. En particulier, si nous considérons une seule molécule, la probabilité pour qu'elle soit à droite (ou à gauche) vaut $1/2$; le démon, puisqu'il sait de quel côté elle est située, dispose selon la définition (8) d'une quantité d'information égale à $k \log 2$. Une fois qu'il a utilisé cette information, il n'en sait pas plus que quiconque sur la position de la molécule, qui est à gauche. C'est la possession d'une information qui a permis au démon d'intervenir, et le prix payé pour la diminution ΔS de l'entropie est l'exploitation de cette information. Une analyse détaillée montre que la quantité ΔI d'information utilisée vaut ΔS si le démon ne se trompe jamais, et qu'elle est supérieure s'il manipule imparfaitement son opercule.

Inversement, *pour acquérir de l'information*, il faut que se produise quelque part une *irréversibilité* se traduisant par un accroissement d'entropie. Imaginons que, pour voir les molécules de sucre, le démon les éclaire en faisant diffuser sur elles les photons de sa torche électrique. Ces photons constituaient initialement un faisceau parallèle, ordonné; après diffusion, ils partent dans toutes les directions, ce qui augmente leur désordre. De façon générale, on montre que l'acquisition d'une information ΔI doit s'accompagner d'un accroissement d'entropie ΔS supérieur à ΔI , du moins si l'on effectue ce bilan sur un cycle fermé; cette condition implique la remise à zéro des appareils de mesure et d'enregistrement, ce qui nécessite un certain transfert d'entropie entre ces appareils et des sources extérieures.

Ici encore, le deuxième principe est partiellement mis en échec. Son bilan n'est correctement établi que si l'on retranche à l'entropie les quantités d'information mises en jeu. Cependant, à l'inverse du démon de Loschmidt, le démon de Maxwell reste à ce jour un pur produit de notre imagination. Tous deux sont des descendants, quelque peu dégénérés, du démon que Laplace avait imaginé pour illustrer ses idées sur le déterminisme et sur la nature partiellement subjective des probabilités. Le démon de Laplace, supposé connaître parfaitement les positions et vitesses actuelles de toutes les particules de l'Univers ainsi que les équations du mouvement, serait capable d'en déduire tous les événements passés et futurs. Les démons de Loschmidt et de Maxwell sont moins omniscients, mais n'en demeurent pas moins capables, par une petite action sur un système, de le faire évoluer en sens inverse de son mouvement naturel. Pour ce faire, le premier exploite sa connaissance de la seule *dynamique* microscopique, le second sa connaissance de certaines caractéristiques, utiles pour faire son tri, de l'*état* microscopique du système; mais ceci est beaucoup plus difficile et paraît encore matériellement hors de portée humaine.

Flèche du temps, dégradation et perte de connaissance

Nous avons vu progressivement se dégager une parenté étroite entre les trois concepts a priori différents de *flèche du temps*, de *désordre* mesuré par l'entropie, et de *connaissance* mesurée par l'information. La thermodynamique du début du XIX^e siècle a montré que l'ordre de succession dans le temps des événements était régi par le deuxième principe: du travail peut se dégrader en chaleur, de la chaleur ne peut spontanément se transformer en travail dans un système isolé. L'intensité de l'irréversibilité d'un phénomène a trouvé en la croissance de l'entropie une mesure naturelle. Cependant, au fur et à mesure que la thermodynamique cédait la vedette à la physique statistique, le concept d'entropie s'affinait et s'enrichissait à travers plusieurs avatars, notamment grâce à Boltzmann et Shannon. En particulier, l'interprétation de l'entropie comme un manque d'information à l'échelle microscopique nous oblige désormais à lui attribuer un caractère partiellement *anthropocentrique*. Il ne s'agit pas d'une grandeur intrinsèquement attachée à un objet, mais d'une mesure du degré d'ignorance de ses observateurs à son égard. La croissance de l'entropie traduit une perte de connaissance, provenant du fait que seules les caractéristiques macroscopiques de l'objet sont accessibles. De même que le concept de probabilité auquel elle se rattache et qui est devenu indispensable à la science moderne, l'entropie doit être considérée avant tout comme un outil aidant à faire des prévisions. En thermodynamique, elle sert à déterminer dans quel sens un système évoluera et vers quel état final il aboutira. Plus généralement, hors du domaine de la thermodynamique et même de la physique, l'entropie peut aider, en tant que caractérisation de l'incertitude, à affecter à un système une loi de probabilité non biaisée tenant seulement compte des informations dont on dispose; on l'utilise par exemple pour essayer de reconstituer aussi raisonnablement que possible des images brouillées.

Pareille introduction de l'observateur au cœur même d'une théorie physique peut paraître choquante. C'est pourquoi nous avons fait ci-dessus appel à deux démons pour en prouver la nécessité. Le démon de Loschmidt, lorsqu'il réalise l'expérience d'échos de spin, est capable, grâce à sa connaissance de la dynamique, de faire retourner l'échantillon vers son état initial comme s'il avait remonté le temps. D'autre part, l'analyse du paradoxe du démon de Maxwell montre que non seulement l'utilisation d'une information peut créer de l'ordre, mais qu'inversement l'acquisition d'informations, phénomène foncièrement irréversible, doit s'accompagner d'une croissance d'entropie; dans cette acquisition, l'orientation du temps joue un rôle crucial. Dans les deux cas, la croissance d'entropie d'un système isolé n'est pas inéluctable dès lors qu'une exploitation d'information est en jeu. Aussi bien l'entropie que l'irréversibilité n'ont pas un caractère absolu, elles dépendent de notre connaissance des phénomènes et systèmes physiques, et de la finesse de notre description. Il ne s'agit pas pour autant de concepts subjectifs, car deux observateurs différents placés dans les mêmes conditions et utilisant correctement la théorie des probabilités aboutissent toujours aux mêmes conclusions.

Alors que la science du XIX^e siècle mettait l'accent sur l'énergie, les notions essentielles dans notre vision moderne de la thermodynamique sont devenues l'ordre et le désordre, leurs évolutions et leurs échanges. Entropie et information apparaissent comme deux faces d'une même entité. Ce n'est sans doute pas une coïncidence si dans le même temps les activités industrielles les plus caractéristiques ont subi une évolution parallèle: passant du charbon et du chemin de fer à l'électronique et à l'informatique, en attendant les biotechnologies, elles mettent au premier plan la production d'organisation et la lutte, au moins locale, contre la croissance inéluctable de l'incertitude et du désordre, croissance qui s'identifie pour nous à la fuite du temps.

C'est de temps que le temps se nourrit.

