SYMÉTRIE

La notion de symétrie en physique est assez intuitive ; elle n'a été formalisée et généralisée que depuis moins d'un siècle : en plus des symétries spatio-temporelles, il en existe d'autres, liées à des concepts physiques plus abstraits tels que l'indiscernabilité des particules ou l'isospin. Les considérations de symétrie sont en général appliquées aux états physiques, mais on étudiera aussi sous ce terme l'ensemble des transformations qui laissent invariantes les lois de la physique. Cet ensemble est un groupe (cf. GROUPES) que l'on appellera groupe d'invariance. Les équations de la physique sont invariantes par ce groupe, en ce sens qu'elles gardent la même forme par les transformations de ce dernier.

Cette dernière notion est assez abstraite. Elle a été peu à peu établie en partant de l'étude de la symétrie des états physiques, pour aboutir enfin à celle des lois de la physique. C'est Pierre Curie qui, l'un des premiers, fit une étude systématique des symétries des états physiques. Citons deux phrases caractéristiques de son article « Sur la symétrie des phénomènes physiques » (*Journal de physique*, 3[e] série, t. III, 1894) : « Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétries des causes doivent se retrouver dans les effets produits » et : « Lorsque certains effets révèlent une certaine dissymétrie, cette dissymétrie doit se retrouver dans les causes qui lui ont donné naissance. »

Voyons sur un exemple très simple comment on distingue la symétrie d'un état physique de celle des lois de la physique : s'il n'y a pas de vent, toutes les directions horizontales sont équivalentes pour un athlète lançant le poids, mais la direction verticale a un rôle privilégié ; cela n'est pas dû à une dissymétrie des lois de la physique, mais à ce que l'athlète considéré a les pieds sur la Terre, et son environnement est ainsi dissymétrique. Qu'il se transforme en cosmonaute, isolé dans l'espace : toutes les directions lui deviennent équivalentes, et le poids lancé s'éloignera en ligne droite à vitesse constante.

1. *Groupe connexe d'invariance géométrique de la physique*

Dans l'étude du groupe connexe d'inv riance géométrique de la physique, le m « connexe » signifie qu'on ne s'occupe i que des transformations qui se déduise continûment de la transformation identit

Invariance euclidienne

L'invariance euclidienne est l'invarian par le groupe des déplacements euclidien Ce groupe est engendré par les translatio et les rotations dans l'espace à trois dimer sions ; l'invariance par translations et rot tions traduit respectivement l'homogénéi et l'isotropie de cet espace. Les élémen du groupe euclidien sont fixés par six para mètres : trois pour la translation, deux po la direction de l'axe de rotation et un po l'angle de rotation.

L'équation fondamentale de la dyn mique newtonienne :

$$f = m\gamma = m\frac{dv}{dt}, \tag{1}$$

où f est la force, γ l'accélération, v l vitesse et m la masse, est bien invarian par les changements de coordonnées corre pondant à des rotations (les deux vecteu f et γ restant colinéaires) ou à des transl tions $r \to r - a$; en effet, on a :

$$\frac{d}{dt}(r - a) = \frac{d}{dt}r = v.$$

Invariance temporelle

L'équation (1) est aussi invariante pa translation dans le temps :

$$t \to t - t_0. \tag{2}$$

Il semble raisonnable de supposer qu les lois de la physique ne se modifient pa au cours du temps. Il est vrai que des phys ciens avaient dû admettre que des con tantes universelles, celle de la gravitatio par exemple, avaient changé au cours d temps. Si ce point de vue devenait généra lement accepté, c'est que, probablemen cette « constante » serait devenue un nou veau champ. Les translations de temp ajoutent un septième paramètre a groupe **G**.

Invariance galiléenne

L'équation (1) est encore invariante pa les transformations galiléennes :

$$r \to r - v_0 t \tag{3}$$

qui dépendent de trois paramètres. Cel traduit l'hypothèse de Galilée : « Les loi de la mécanique sont les mêmes pou deux observateurs en mouvement uniform (c'est-à-dire pour v_0 constante) l'un pa rapport à l'autre. » Il n'y a pas de repo absolu dans l'espace vide.

Invariance relativiste

Les équations de Maxwell (cf. ÉLECTRI CITÉ - Électromagnétisme, chap. 2), qui de puis plus de cent ans forment les fonde ments de l'électromagnétisme, ne sont pa invariantes par les transformations gali léennes ; elles se trouvent donc en confli avec les lois de la mécanique, comme o s'en aperçut à la fin du XIX[e] siècle. En 1904 Lorentz montra (cf. ESPACE-TEMPS, chap. 2 par quelles transformations devaient êtr remplacées les transformations (3) :

$$r \to \gamma(r - v_0 t), \quad t \to \gamma(t - v_0 \cdot r/c^2), \tag{4}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vid (environ 300 000 km/s) et :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}$$

En 1905, Poincaré montra que les transformations de Lorentz, avec les translations d'espace et de temps et les rotations forment un groupe que nous dénotons par P_0. La même année, Einstein, par la théorie de la relativité restreinte, transforme la dynamique qui devient aussi invariante par P_0. La dynamique newtonienne n'est qu'une approximation de la dynamique relativiste valable pour les vitesses faibles par rapport à c.

2 *Invariance et lois de conservation*

La physique relativiste est-elle identique pour des observateurs « équivalents », c'est-à-dire pour des observateurs dont les systèmes de référence sont en mouvement uniforme l'un par rapport à l'autre ?

Invariance passive et invariance active

Pour mieux comprendre les relations entre les grandeurs physiques et le groupe d'invariance de la physique, on considérera aussi la restriction de ces relations à un sous-groupe **G** de P_0 que l'on appellera groupe de relativité. Si par exemple G est le groupe euclidien, les observateurs équivalents se déplacent mais ils sont en repos les uns par rapport aux autres.

On appelle invariance passive le postulat suivant lequel les lois physiques et les équations qui les traduisent s'expriment de la même façon dans les repères (c'est-à-dire les systèmes de coordonnées d'espace et de temps) des différents observateurs équivalents. Il s'agit au contraire d'invariance active lorsque l'on considère simultanément un système physique S et son transformé $g \cdot S = S'$ par une transformation arbitraire g, du groupe de relativité G. Cette invariance exige que la description de S dans un repère R et la description de S′ dans le repère équivalent $R' = g \cdot R$, transformé de R par la même opération g, soient identiques et le restent au cours de l'évolution de ces deux systèmes.

Comme on ne sait pas changer les grandeurs intrinsèques attachées aux atomes, les changements d'échelle de la masse, des coordonnées d'espace et de temps, etc. permettent d'étudier la seule invariance passive, ce qui est exploité par l'analyse dimensionnelle.

Un même système physique est vu par divers observateurs équivalents sous des états différents, comme diverses personnes voient le même objet sous différents points de vue. Elles reconnaissent qu'il s'agit du même objet en échangeant entre elles des informations en termes d'« invariants » du groupe de relativité G et en constatant que ce sont les mêmes : par exemple, les dimensions de l'objet sont des invariants du groupe des déplacements euclidiens.

Invariants et covariants

Les grandeurs physiques qui décrivent l'état d'un système ne sont pas les mêmes pour différents observateurs équivalents mais elles doivent se transformer suivant des lois précises par le groupe G : ce sont des covariants de **G**. Par exemple, si G est le groupe des rotations, l'impulsion p et le moment cinétique J se transforment comme un vecteur, tandis que l'énergie E est invariante. Pour le groupe de Poincaré P_0 lui-même, l'impulsion et l'énergie forment les quatre composantes d'un vecteur impulsion-énergie, invariant par les translations, tandis que J représente trois des six composantes d'un tenseur antisymétrique.

Plus généralement, les états d'un système [illegible] cette structure des covariants de G ; en [illegible] quantique, le groupe G les transforme linéairement entre eux. C'est pourquoi les applications de la théorie des groupes se sont beaucoup plus développées en mécanique quantique (cf. *Bibliographie*).

Comme on l'a vu, ce sont les grandeurs physiques invariantes par **G** qui permettent de caractériser un système physique. Les systèmes « élémentaires » seront déterminés par un nombre minimal d'invariants ; on les appelle particules élémentaires, en attendant de leur trouver une structure plus complexe. En mécanique quantique, l'espace des états d'une particule élémentaire doit donc former une représentation [illegible] irréductible de P_0 ; il ne possède alors que deux invariants pour ce groupe, sa masse :

$$m = \frac{1}{c}\sqrt{(E/c)^2 - p^2}$$

et son spin (son moment cinétique intrinsèque). Les valeurs possibles du spin sont des multiples entiers ou demi-entiers positifs (c'est-à-dire 0, 1/2, 1, 3/2, ...) de $\hbar = h/2\pi$, où h désigne la constante de Planck ($\hbar = 1{,}054\,59 \times 10^{-27}$ erg.s).

Lois de conservation

Dans l'invariance active, la description de S dans le repère R et celle de S′ dans R′ ne peuvent rester identiques au cours de leur évolution que si les grandeurs physiques qui mesurent leur état sont également conservées. Dans toute théorie physique, l'invariance par un groupe **G** implique des lois de conservation. Lorsque **G** est un groupe de Lie, connexe de n paramètres, il y a n lois de conservation correspondantes ; pour les trois translations d'espace, les trois composantes de l'impulsion ; pour la translation temporelle, l'énergie ; pour les rotations (trois paramètres), les trois composantes du moment cinétique ; pour les transformations de Lorentz, trois autres composantes qui, avec celles du moment cinétique, forment un tenseur du second rang antisymétrique.

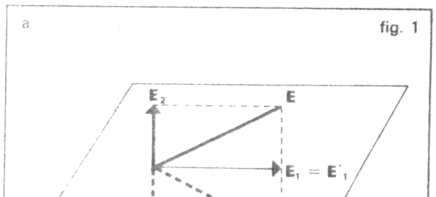
Ces lois de conservation ne s'appliquent qu'aux systèmes physiques isolés. Si un système physique est modifié au cours du temps, par une interaction avec l'extérieur, il n'est pas invariant par translation temporelle et son énergie n'est pas conservée ; il échange de l'énergie avec l'extérieur. Seule l'énergie totale (système et extérieur) est conservée. Il faut donc bien distinguer entre le groupe de symétrie du système et celui des lois physiques. En général, le premier est plus petit ; mais, comme nous allons le voir pour la violation de la parité, le premier peut contenir des transformations qui ne sont pas dans le deuxième. Dans ce cas, un système isolé pourra perdre spontanément une partie de sa symétrie, contrairement au principe de Curie (cf. *supra*).

3 *Invariances discrètes géométriques*

Parité

[illegible] dans un miroir est une visualisation [illegible] symétrie par rapport à un [illegible] miroir ; l'image de [illegible] la main gauche de [illegible]. Si les lois de la [illegible] par symétrie [illegible] un phénomène [illegible] et les [illegible] permettront [illegible] droite. On a [illegible] avec le [illegible] tire-bouchon [illegible] trois doigts [illegible] représentant la [illegible] Curie [illegible] deux et [illegible] dont tueuse au point de vue spécial de la symétrie ». La figure 1 a montre comment un vecteur (un champ électrique **E**, une vitesse v, etc.) est transformé par une symétrie par rapport à un plan horizontal. La composante horizontale (fig. 1) reste invariante tandis que la composante verticale change de signe. La même symétrie ne modifie donc pas le courant électrique d'une boucle de circuit horizontal où le champ magnétique résultant, qui est vertical, est inchangé (fig. 1 b). Inversement, la même symétrie change le sens de parcours d'un courant électrique dans un fil conducteur vertical, et le champ magnétique qu'il produit, qui est horizontal, est changé de signe par la symétrie. Il faut donc représenter un champ magnétique non par un vecteur, mais un pseudo-vecteur sur qui une symétrie produit un changement de signe supplémentaire à la transformation d'un vecteur ; au lieu de pseudo-vecteur, on dit aussi vecteur axial (cf. ÉLECTRICITÉ - Électromagnétisme, chap. 3), le vecteur ordinaire étant appelé « vecteur polaire ».

Les phénomènes électromagnétiques, ainsi que les interactions nucléaires (dites encore « fortes ») et gravitationnelles, sont bien invariants par les symétries planes. Comme nous l'avons vu, à toute invariance correspond une loi de conservation. Les physiciens appellent parité la quantité physique conservée par l'invariance par symétrie plane. Il existe un quatrième type de forces dans les phénomènes physiques, les interactions de Fermi (1934), responsables de la radioactivité β par exemple (cf. RADIOACTIVITÉ), et qualifiées aussi de « faibles » parce qu'elles sont 10^{10} fois plus faibles que les interactions électromagnétiques (les interactions gravitationnelles sont 10^{36} fois plus faibles que les interactions électromagnétiques, mais



Symétrie sur un plan horizontal d'un champ électrique (a), d'un champ magnétique produit par une boucle de courant horizontale (b) et d'un champ magnétique horizontal produit par un courant rectiligne vertical (c).

ces deux seules interactions ont une portée macroscopique). T. D. Lee et C. N. Yang proposèrent la violation de la parité par les interactions de Fermi pour rendre compte des contradictions apparentes dans les résultats expérimentaux sur la désintégration des mésons K (cf. PARTICULES ÉLÉMENTAIRES). Il est, depuis lors, bien établi que les interactions de Fermi ne sont pas invariantes par les symétries planes. La première confirmation expérimentale intervint quelques mois après la prédiction de Lee et Yang ; elle fut réalisée indépendamment par trois groupes de physiciens américains : R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich d'une part et J. I. Friedmann, V. L. Telegdi d'autre part étudièrent la désintégration des leptons μ^+ polarisés, tandis que C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson se penchèrent sur celle du cobalt 60.

La figure 2 montre schématiquement la première expérience : on observe au repos des leptons μ^+ polarisés. Cette polarisation s (verticale et dirigée vers le haut dans la figure) est obtenue naturellement pour les μ^+ provenant de la désintégration des mésons π^+ ; elle est parallèle au champ magnétique B et, comme lui, elle est un pseudo-vecteur (cf. SPIN, chap. 4). Le plan horizontal est donc un plan de symétrie des μ^+ polarisés. Les μ^+ se désintègrent, avec une vie moyenne de $2 \cdot 10^{-6}$ seconde, en un électron positif (e^+ : positron) et deux neutrinos. Or la distribution angulaire des positrons produits n'est pas symétrique par rapport au plan horizontal ; elle est proportionnelle à :

$$(5) \qquad f = 1 + a_4 \cos\theta, \qquad a_4 = -\frac{1}{3},$$

θ étant l'angle entre s et v, la vitesse de l'électron. Par exemple, dans la direction verticale, le nombre de positrons émis vers le bas est donc le double du nombre de ceux qui sont émis vers le haut. Le plan horizontal est le plan de symétrie de l'état initial de l'expérience ; il ne l'est plus après la désintégration des μ^+. La cause de cette perte de symétrie est la non-invariance des interactions de Fermi par rapport aux symétries planes.

Renversement du temps T

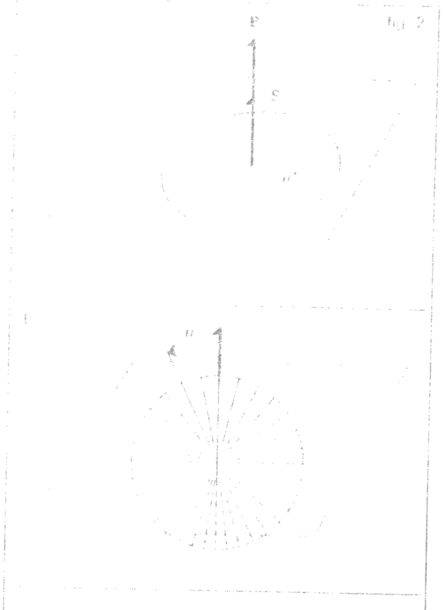
L'invariance par renversement du temps, considérée aussi dès la fin du XIX^e siècle, devrait proprement être appelée « renversement du mouvement ». Si, à un instant donné t_0, pris comme origine des temps ($t_0 = 0$), les vitesses de chaque astre du système solaire (Soleil, planètes et leurs satellites) étaient renversées, leur trajectoire ne serait pas modifiée, mais la position de chaque astre sur sa trajectoire à l'instant ultérieur t serait celle qu'il occupait à l'instant $-t$. On pourrait alors faire les nouveaux éphémérides à partir des anciens simplement en « renversant le temps ». Jusqu'en 1964 (cf. *Invariance CPT*, chap. 5), aucun phénomène physique actuellement connu n'a permis de mettre en doute le fait que les quatre types d'interaction déjà mentionnés (nucléaire ou forte, électromagnétique, de Fermi ou faible, gravitationnelle) ne seraient pas invariants par T. Il est vrai que la plupart des phénomènes macroscopiques (tels que frottement, dissipation) sont « irréversibles » ; mais cela est bien expliqué par la mécanique statistique (cf. THERMODYNAMIQUE) appliquée aux systèmes composés d'un grand nombre de constituants (le nombre d'Avogadro est égal à $6 \cdot 10^{23}$).

4 *Relativité générale et cosmologie*

En prolongeant sa [illegible] relativité qu'on appelle [illegible] treinte », Einstein fut amené [illegible] une nouvelle forme d'[illegible] gravitation. Dans un [illegible] ment accéléré par exemple, la surface d'un liquide n'est plus horizontale. Le même effet pourrait être obtenu par une redistribution des masses dans l'Univers : il y a « équivalence » entre forces de gravitation et accélération. Les accélérations sont des transformations « actives ». L'article RELATIVITÉ explique comment Einstein fut conduit à la relativité générale, ultime formulation de la théorie de la gravitation. Dans cette théorie, l'invariance par $\mathbf{P}_0$ n'y est qu'approchée : en effet, notre espace-temps n'est plus un espace affine (cf. ALGÈBRE LINÉAIRE ET MULTILINÉAIRE) mais une variété (cf. VARIÉTÉS DIFFÉRENTIABLES) dont la connexion dépend en chaque point du tenseur impulsion-énergie. Grosso modo, la forme de l'espace-temps dépend de la répartition de la matière qu'il contient (cf. ESPACE-TEMPS). Seule l'action du groupe de Lorentz (engendré par les rotations et les transformations de Lorentz) reste bien définie en chaque point de l'espace-temps ; les translations d'espace et de temps ne le sont plus. Le groupe des transformations passives contient toutes les transformations différentiables des coordonnées d'espace-temps.

Des variantes sont encore possibles dans la formulation de cette théorie de la gravitation entre lesquelles de nouvelles expériences (entre autres, les expériences faites avec des satellites artificiels) nous permettront probablement de choisir.

Il ne faut pas confondre la relativité générale avec la cosmologie, dont l'objet est l'étude de l'Univers (cf. COSMOLOGIE). Le terme « Univers » désigne l'ensemble de la matière avec laquelle il est possible d'interagir, grâce essentiellement aux interactions gravitationnelles et électromagnétiques (les deux autres interactions, « forte » et « faible », n'étant pas de longue portée). Dans l'état actuel de nos connaissances, notre Univers n'est invariant ni par translation du temps ni par translation d'espace, c'est-à-dire ni immuable ni homogène. En effet, sa taille est limitée à [illegible] milliards d'années de lumière ; [illegible] expansion et il semble bien qu'il [illegible] une dizaine de milliards [illegible] très condensé, très [illegible] Comme [illegible] (big bang en [illegible] entre autre chose [illegible] de rayonnement [illegible] température de [illegible] l'Univers [illegible]



Représentation schématique des leptons μ^+ polarisés verticalement, la polarisation étant maintenue par le champ magnétique B (a), et distribution angulaire $(1 - (1/3)\cos\theta)$ des électrons émis ; il y en a plus vers le bas que vers le haut (b)

prédite par G. Gamov trente ans avant sa découverte en 1968. Ce rayonnement définit un repère absolu dans l'Univers, et l'on espère pouvoir bientôt (par effet Doppler) mesurer la vitesse de la Terre par rapport à lui.

Cela nous montre que les symétries des lois de la physique n'ont été exprimées qu'en faisant abstraction de toutes les dissymétries de l'environnement, et cela même à l'échelle de l'Univers.

5 *Invariances dynamiques*

Nous désignons par invariances dynamiques les invariances non reliées à l'espace-temps et qui n'ont été découvertes qu'après l'avènement de la mécanique quantique. Il ne s'agit pas seulement d'une invariance syntactique du formalisme mathématique de la théorie physique, comme un exemple nous en est donné en thermodynamique classique ; toutes ses équations sont invariantes par les permutations simultanées

$$U \leftrightarrow G, \quad S \leftrightarrow P, \quad T \leftrightarrow V,$$

ou encore :

$$U \leftrightarrow G, \quad H \leftrightarrow F, \quad T \rightarrow S, \quad S \rightarrow -T, \quad V \rightarrow P, \quad P \rightarrow -V$$

où F et G sont respectivement l'énergie libre de Helmholtz et celle de Gibbs, H l'enthalpie, U l'énergie interne, S l'entropie, P la pression, V le volume, T la température.

Mais, si nous comprenons bien les invariances dynamiques exactes, nous ne pouvons encore en dire autant des invariances approchées.

Invariance par permutation de particules identiques

Par définition de l'identité, le formalisme permettant d'étudier un ensemble E de systèmes physiques identiques (molécules, par exemple) doit les considérer de manière complètement symétrique. Pour ces systèmes identiques, on utilisera ci-dessous le terme général de particules. Puisqu'en mécanique classique on peut suivre l'évolution individuelle (la trajectoire par exemple) des particules, on obtient par une permutation de celles-ci un autre état de E, et en général il n'y a pas d'évolution possible d'un état de E à l'état permuté. En mécanique quantique au contraire, il n'est plus possible de suivre individuellement chaque particule d'un ensemble E de particules identiques ; aussi, pour tout état de E, toute permutation des particules redonne le même état. Les particules de E sont indiscernables, et toute observable de E est une fonction complètement symétrique (c'est-à-dire invariante par toute permutation) des observables des particules. Comme les observables d'un état sont des fonctions quadratiques de sa fonction d'onde, il faut considérer deux cas : la fonction d'onde est soit complètement symétrique dans les coordonnées de particules, soit complètement antisymétrique (c'est-à-dire invariante pour les permutations paires et changeant de signe pour les permutations impaires). On dit que les particules suivent la statistique de Bose dans le premier cas, et la statistique de Fermi dans le second. Les particules de spin entier sont des bosons (c'est-à-dire qu'elles suivent la statistique de Bose) et les particules de spin demi-entier sont des fermions. Cette relation entre spin et statistique (cf. SPIN) est partie intégrante de la théorie quantique et relativiste des champs, comme l'a montré W. Pauli (1940). Le type de la statistique est toujours conservé par permutation des particules.

Invariance de jauge

Les charges conservées correspondent-elles à une invariance ? Il est remarquable que ces charges ne puissent prendre que des valeurs qui sont des multiples entiers d'une charge élémentaire ; cela s'explique par leur conservation et la constitution de la matière en particules. En mécanique quantique, il est toujours possible (et souvent nécessaire) de rendre complexe la fonction d'onde Ψ d'un état ; mais la valeur de la charge de cet état n'est fonction que de $\Psi\bar{\Psi} = |\Psi|^2$, carré du module de Ψ, et donc indépendante de sa phase. Le formalisme est invariant par $\Psi \rightarrow \Psi e^{i\alpha q}$, où q est la valeur (entière) de la charge de l'état décrit par Ψ et α une constante ; l'ensemble de ces transformations forme le groupe U(1), appelé groupe de jauge. Pour les particules élémentaires, on connaît trois, peut-être quatre charges conservées : la charge électrique q, la charge baryonique b, la charge leptonique l qui est la somme $l = l_{\varepsilon} + l_{\mu}$ de deux charges conservées séparément pour les leptons liés à l'électron (ε) d'une part et les leptons liés au muon (μ) d'autre part. Il existe aussi une relation entre les valeurs des charges conservées et le spin j de tout état physique :

$$(-1)^{2j+b+l} = 1.$$

Comme l'ont démontré F. Lurçat et L. Michel (1961), le formalisme quantique requiert l'existence d'une relation de ce type.

En mécanique quantique, la valeur d'une grandeur physique pour un état donné ne peut généralement être prédite que de façon probabiliste. G. C. Wick, A. S. Wightman et E. P. Wigner (1952) ont montré l'existence de grandeurs physiques ayant la propriété de supersélection, c'est-à-dire que, pour tout état physique, leurs valeurs sont certaines. C'est le cas des grandeurs conservées : type de statistique, charges b, l, q qui correspondent aux invariances dynamiques absolues que nous venons d'étudier.

Conjugaison de charge C

L'invariance par conjugaison de charge C ne fut prédite qu'en 1931 par J. R. Oppenheimer et P. A. M. Dirac. Elle associe à toute particule une antiparticule de même masse, de même spin, mais de charges opposées (il s'agit des charges baryonique, électrique, leptonique). Une particule est l'antiparticule de sa conjuguée, à moins qu'elle ne soit sa propre conjuguée, ce qui est le cas des photons (γ) et des mésons neutres sans « étrangeté » (cf. PARTICULES ÉLÉMENTAIRES). On peut attribuer à ces particules self-conjuguées de charge une nouvelle grandeur physique c, de valeur ± 1, conservée par C :

$$c_{\gamma} = -1 = c_{\rho^0}, \qquad c_{\pi^0} = 1 = c_{\eta^0}.$$

Dans le langage courant, on réserve le nom de particule au proton positif (p^+), à l'électron négatif (e^-), etc. parce que l'Univers autour de nous est dissymétrique par C. Existe-t-il dans d'autres parties de l'Univers des galaxies d'antimatière ? Les émissions électromagnétiques ne permettent pas de distinguer matière et antimatière, et l'annihilation en mésons et en photons de la matière et de l'antimatière n'a pas été observée à grande échelle dans l'Univers (cf. ANTIMATIÈRE).

Actuellement, il semble bien que C soit une invariance des trois interactions forte, électromagnétique et de gravitation, mais elle est violée par les interactions de Fermi. Bien que la nature ne nous fournisse pas aussi facilement des leptons μ au repos complètement polarisés, le coefficient a d'assymétrie de leur désintégration n'est pas égal à a (équation 5) mais à son opposé :

$$a_{\bar{\mu}} = -a_{\mu} = 1/3. \tag{6}$$

Cette relation montre, inversement, que les interactions de Fermi sont invariantes pour le produit PC ou CP de symétries P et C.

Invariance CPT

Dans l'article PARTICULES ÉLÉMENTAIRES (chap. 3), on indique qu'en 1964 un nouveau type d'interaction (un cinquième ?) fut observé dans la désintégration des mésons K^0 qui ne respecte pas l'invariance CP. Il semble établi maintenant qu'elle viole aussi l'invariance T, tout en respectant le produit CPT. Dès 1954, J. Bell, G. Lüders, W. Pauli, J. Schwinger avaient montré que l'invariance CPT est plus fondamentale que les invariances C, P, T séparées. Si un phénomène physique la violait, il serait en conflit aigu avec toutes les théories actuelles de la physique fondées sur la théorie quantique des champs et sur la notion de causalité.

On voit donc apparaître des relations profondes entre des invariances géométriques P, T, qui ne sont qu'approchées, et une invariance dynamique C, elle aussi seulement approchée. Nous allons maintenant traiter des autres symétries dynamiques approchées.

Symétries internes des particules

On désigne par symétries internes des particules les invariances dynamiques approchées des lois physiques, car elles correspondent à des groupes de transformation sur les coordonnées « internes » des particules élémentaires ; ce sont des coordonnées que l'on doit rajouter aux coordonnées d'espace, de temps et de spin. La conjugaison de charge C est en fait un premier exemple de telles symétries.

Protons et neutrons sont les constituants des noyaux atomiques. Lorsqu'on néglige leur différence, on ne peut plus les distinguer les uns des autres. Ce n'est pas une boutade. Le fonctionnement de nos appareils de détection de particules est toujours fondé en partie au moins sur des phénomènes électromagnétiques puisque ces interactions sont les seules, avec la gravitation, à avoir une portée macroscopique (mais la gravitation est négligeable à l'échelle d'une particule). L'observation des protons, qui ont une charge électrique $+e$, et des neutrons, qui n'ont pas de charge électrique, se fait donc par des moyens très différents. Malgré cela, les physiciens ont découvert la profonde similitude entre protons et neutrons : leur masse est égale, à un millième près, ils ont le même spin, même charge baryonique et leur différence est purement de nature électromagnétique ; enfin, du point de vue des interactions nucléaires, ils sont identiques. Dès la découverte du neutron (1932), Heisenberg proposa de traiter proton et neutron comme deux états p et n de la même particule, le nucléon ; plus précisément p et n sont les deux valeurs de la « coordonnée interne » du nucléon qui identifient des particules indiscernables lorsqu'on ne s'occupe que des interactions nucléaires. Les nucléons sont des fermions. Il y a isomorphisme mathématique entre le traitement de la coordonnée de spin et celui de la coordonnée interne du nucléon, car elles prennent chacune deux valeurs. Par analogie, on a donc appelé isospin la quantité conservée, qui est fonction de la coordonnée interne ; l'isospin du nucléon est 1/2. D'autre part, grâce aux relations profondes entre les représentations linéaires des groupes de permutation et celles des groupes linéaires unitaires (cf. GROUPES), on peut décrire de façon équivalente la conservation de l'isospin dans les interactions nucléaires par l'action du groupe SU(2) agissant sur la coordonnée interne des nucléons.

[illegible] une approximation plus grossière, les forces nucléaires ne distinguent [illegible] plus entre spin et isospin [illegible] donc pas simplement formel de [illegible] de coordonnées [illegible] le groupe SU(4) [illegible] introduite par Wigner en [illegible]

[illegible] responsable de la [illegible] bien qu'approchée [illegible] fréquemment fournit

(cf. PARTICULES ÉLÉMENTAIRES). Au lieu de neutrons et de protons, c'est toute une famille de particules, appelées baryons, que l'on est en train de découvrir ; on en connaît déjà environ 120 en 1972, qui se groupent en multiplets de une, deux, trois, quatre particules correspondant aux valeurs 0, 1/2, 1, 3/2 de l'isospin. Ces baryons ont une charge baryonique unité et chacun d'eux a son antiparticule de charge baryonique -1 (l'antiproton, prédit par Dirac en 1931, ne fut découvert qu'en 1954). Dès 1934, H. Yukawa avait prédit l'existence de mésons, jouant pour les forces nucléaires le même rôle que celui des photons vis-à-vis des forces électromagnétiques. On connaît maintenant une cinquantaine de mésons, se groupant en multiplets d'isospin 0, 1/2, 1. A tout multiplet d'isospin 1/2 de mésons (comme K^+, K^0) correspond un multiplet conjugué de charge (K^- = anti-K^+, $\bar{K}^0$ = anti-K^0). Au contraire, les multiplets mésoniques d'isospin 0 (par exemple η^0, ω^0) ou 1 (par exemple π^-, π^0, π^+ et ρ^-, ρ^0, ρ^+) sont transformés en eux-mêmes par la conjugaison de charge C, ce qui a conduit à leur attribuer un nouveau nombre quantique (L. Michel, 1953), l'isoparité g, quantité conservée par les interactions nucléaires ($g_{\pi} = g_{\omega} = -1$, $g_{\rho} = g_{\eta} = 1$).

Comme on l'indique dans l'article PARTICULES ÉLÉMENTAIRES, M. Gell-Mann et Y. Ne'eman, ainsi que D. Speiser et J. Tarski, en 1961, ont groupé les multiplets de hadrons (les baryons d'une part et les mésons d'autre part) en multiplets plus grands correspondant au groupe SU(3), ce qui permit de prévoir, pour remplir des cases manquantes, de nouveaux hadrons, découverts depuis lors. On appelle spin unitaire la grandeur physique conservée par cette invariance. G. Gursey et L. Radicati, et indépendamment B. Sakita, en 1964, en généralisant à SU(3) le passage de SU(2) à SU(4) fait par E. Wigner, introduisirent l'invariance SU(6). Avec leurs états de spin, l'octet et le décuplet de baryons (cf. PARTICULES ÉLÉMENTAIRES, tabl. 2) forment un « supermultiplet » de cinquante-six états, tandis que les octets de mésons des tableaux 2 et 3 du même article, avec le méson φ^0, forment un « supermultiplet » de trente-cinq états sur lesquels agit la représentation adjointe de SU(6).

Algèbre des courants

Quoique l'invariance par SU(3) soit imparfaite, l'algèbre de Lie (cf. GROUPES - Groupes de Lie) de SU(3) nous est fournie assez directement par la nature, car cette algèbre est engendrée, à chaque instant, par le courant électromagnétique et le courant « faible » correspondant à l'interaction de Fermi des hadrons. Que des quantités apparemment aussi différentes que les courants électromagnétique et « faible » soient reliées entre elles par la symétrie SU(2) est une remarquable découverte due surtout à R. P. Feynmann et à M. Gell-Mann (1958). La généralisation à SU(3) fut faite par N. Cabibbo (1963). Depuis lors, M. Gell-Mann a donné une forte impulsion à l'étude de l'algèbre engendrée par les courants hadroniques ; c'est l'algèbre du groupe G_{int} = SU(3) $\times$ SU(3). Ce groupe, qui agit sur les coordonnées internes des hadrons, n'est pas complètement déconnecté des symétries d'espace-temps puisque l'automorphisme P_0 du groupe de Poincaré correspondant aux symétries planes (et responsable de la conservation de la parité) agit aussi sur G_{int} en permutant les deux facteurs de ce produit direct. Le groupe G_{int}, bien que fourni par la nature, n'est pas à proprement parler un groupe de symétrie de la physique. Mais chaque grand type d'interaction est invariant par un sous-groupe de G_{int}, ce qui distingue, dans l'espace des coordonnées internes, des directions privilégiées définies par chaque type d'interaction. Comme l'ont récemment remarqué L. Michel et L. Radicati, ces directions possèdent de remarquables propriétés mathématiques, mais on ne comprend pas encore comment ces directions de cassure de ce qu'aurait pu être la symétrie interne G; elles sont déterminées physiquement.

6 *Brisure des symétries*

Certaines dissymétries apparaissent sans cause apparente. A un instant donné, un système a un état possédant une certaine symétrie : par exemple, de l'eau calme dans un entonnoir vertical a comme plans de symétrie tous les plans verticaux passant par l'axe de l'entonnoir. En s'écoulant, l'eau se met à tourner autour d'un axe vertical, ce qui détruit ces symétries planes. Pourtant nous n'allons pas prétendre que les forces de pesanteur violent cette symétrie.

A une excellente approximation près, les forces entre les ions ou les atomes d'un cristal sont invariantes par E, groupe des déplacements euclidiens. Cependant, un groupe de symétrie cristalline (cf. CRISTAUX) est seulement un sous-groupe de E, tandis que, du point de vue macroscopique, un gaz en équilibre est isotrope (il a les mêmes propriétés dans toutes les directions en dehors d'un champ de gravitation) et un cristal ne l'est pas : du point de vue microscopique, on pourrait dire qu'un cristal, formé d'atomes régulièrement espacés, a « plus de symétrie » qu'un gaz dont les molécules sont réparties chaotiquement ; c'est pour cela qu'on a étudié les « symétries » cristallines, réparties en deux cent trente groupes. Toutefois, du point de vue de la théorie quantique, l'état d'un gaz est localement invariant par le groupe euclidien E, tandis que l'état d'un cristal n'est invariant que par un des deux cent trente groupes cristallins, qui sont tous des sous-groupes de E.

Il n'y a pas de doute que la perte de symétrie peut parfois s'expliquer par une minuscule dissymétrie initiale dont les effets sont spectaculairement amplifiés. C'est par exemple le cas au voisinage d'un équilibre instable : si l'on met un crayon en équilibre vertical sur sa pointe, il finira bien par tomber. Dans d'autres cas, comme le montre par exemple l'existence des cristaux, on est en présence d'une disparition spontanée de la symétrie d'un état qui ne s'explique pas (comme dans le cas de la non-conservation de la parité) par un manque de symétrie des lois de la physique. Les phénomènes de « brisure » de symétrie sont l'objet de nombreux travaux scientifiques, mais ne sont pas encore tous compris. Ils violent certainement le principe de Curie : la symétrie des causes doit se retrouver dans les effets.

L. M.

Bibliographie

H. BACRY, *Leçons sur la théorie des groupes et les symétries des particules élémentaires*, Paris, 1968 / E. BAUER, *Introduction à la théorie des groupes et ses applications à la physique quantique*, Paris, 1933 / P. CURIE, « Sur la symétrie des phénomènes physiques », in *Journal de physique*, 3e sér., t. III, 1894 / F. J. DYSON, *Symmetry Groups in Nuclear and Particle Physics*, New York, 1966 / M. GELL-MANN & Y. NE'EMAN, *The Eightfold Way*, New York, 1964 / B. L. VAN DER WAERDEN, *Die gruppentheoretische Methode in der Quantenmechanik*, Berlin, 1932 / H. WEYL, *Temps, espace, matière. Leçons sur la théorie de la relativité générale* (*Raum-Zeit-Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie*, 1918), trad. G. Juvet & R. Leroy, Paris, 1922 ; *Symmetry*, Princeton (N. J.), 1952 ; *The Theory of Groups and Quantum Mechanics* (*Gruppentheorie und Quantenmechanik*, 1928), trad. angl. H. P. Robertson, New York, 1950 / E. P. WIGNER, *Group Theory and Its Application to the Quantum Mechanics of Atomic Spectra* (*Gruppentheorie und ihre Anwendungen auf die Quantenmechanik der Atomspektren*, 1931), trad. J. J. Griffin, New York, 1959 ; *Symmetries and Reflections*, Cambridge (Mass.), 1967.

Corrélats

[illegible], COSMOLOGIE, CRISTAUX, CURIE, [illegible] (électromagnétisme), ESPACES [illegible], GRAVITATION, GROUPES (mathématiques), [illegible] LINÉAIRE ET MULTILINÉAIRE (ALGÈBRE), PARTICULES ÉLÉMENTAIRES, PHOTON, QUANTIQUE (MÉCANIQUE), RELATIVITÉ, SPIN, [illegible], TEMPS, THERMODYNAMIQUE.