vient de dire que l'opération $\mathcal{PTM}$ retourne ici les 4-vitesses : nous explorons donc à présent la quatrième dimension « à reculons ».

La première interprétation de la $\mathcal{PTM}$-invariance est donc un théorème de l'équiprobabilité en prédiction et en rétrodiction d'une même transition.

4. La seconde interprétation de la $\mathcal{PTM}$-invariance s'apparente étroitement à ce qui fut dit vers la fin du paragraphe 1 ; mais, l'opération $\mathcal{M}$ étant ici associée à l'opération $\mathcal{PT}$, il n'y aura pas d'échange particules-antiparticules.

Étant $\mathcal{T}$-associées, les deux transitions considérées sont réciproques, en ce sens que les particules entrantes deviennent sortantes, et *vice versa*. Étant $\mathcal{P}$-associées, elles ont entre elles la symétrie droite-gauche. S'il s'agissait de la projection d'une bande cinématographique, on dirait qu'elle a été retournée face pour face, qu'elle est déroulée à reculons, mais qu'elle continue de représenter une scène du monde « matériel » (et non « antimatériel »).

La seconde interprétation de la $\mathcal{PTM}$-invariance est donc un « théorème de bilan détaillé » impliquant une symétrie-miroir dans l'espace ordinaire, mais pas d'échange particules-antiparticules.

Cette loi devrait pouvoir être assez facilement confrontée à l'expérience, par exemple au moyen des deux transitions réciproques bien connues

$$\bar{\nu} + p \rightleftharpoons e^{+} + n.$$

5. *En résumé*, les problèmes nouveaux de la non-$\mathcal{P}$-invariance et de la $\mathcal{PTM}$-invariance soulevés par Lee et Yang manifestent physiquement des conséquences du caractère basiquement spinoriel des fonctions d'onde.

(1) J. Schwinger, *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 914.
(2) G. Lüders, *Det. Kong. Dansk. Vid.*, 28, nº 5, 1954.
(3) W. Pauli, in *Niels Bohr and the development of physics*, Londres, 1955, p. 30.
(4) J. Mac Lennan (*Phys. Rev.*, 106, 1957, p. 821) a insisté sur l'importance physique de cette définition classique.
(5) W. Pauli, *Handb. Phys.*, 24, 1933, p. 226.
(6) T. D. Lee et C. N. Yang, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1671.
(7) A. Salam (sous presse).
(8) L. Landau, *Nuclear Physics* (sous presse).
(9) R. Potier, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 638, 855 et 1076; 223, 1946, p. 651; 224, 1947, p. 1146; 228, 1949, p. 656; 232, 1951, p. 1538, 1647 et 1736.
(10) *Proc. Roy. Soc.*, A 202, 1950, p. 284 et 395.
(11) *Rev. Mod. Phys.*, 21, 1949, p. 451.

RELATIVITÉ. — *Le tenseur impulsion-énergie en relativité variationnelle.*

Note (*) de M. **Jean-Marie Souriau**, transmise par M. Joseph Pérès.

Le schéma variationnel que nous avons proposé pour la Physique relativiste (1) permet d'établir des équations générales de conservation. Celles-ci conduisent à définir, au moyen de la présence, le tenseur impulsion-énergie de chaque phénomène physique.

Les notations sont celles de [1].

Considérons un phénomène physique, repéré par les variables d'état z^α, et désignons par L sa présence; puisque c'est une fonction des z^α, $\partial_j z^\alpha$ et g_{jk}, il existe des quantités a^{jk}, b^j_α, c_α, fonctions des mêmes variables, telles que

$$(2) \qquad \delta L = a^{jk}\,\delta g_{jk} + b^j_\alpha\,\delta\partial_j z^\alpha + c_\alpha\,\delta z^\alpha, \qquad a^{jk} = a^{kj};$$

l'invariance de L montre que les a^{jk} sont les composantes d'un tenseur visiblement symétrique.

Si l'on pose $u = \sqrt{|\text{dét}\,(g_{jk})|}$, les équations aux variations correspondant aux variables z^α s'écrivent (puisque les z^α n'interviennent pas dans l'expression de la présence des autres phénomènes)

$$(3) \qquad uc_\alpha = \partial_j(ub^j_\alpha).$$

Pour tenir compte de l'invariance de L dans les changements arbitraires de coordonnées, on va considérer un changement de variables dépendant du paramètre ε, et faire des développements limités par rapport à ε :

$$\begin{aligned}
x^j &\to x^j + \varepsilon\xi_j + \ldots,\\
z^\alpha &\to z^\alpha + \varepsilon\zeta^\alpha + \ldots,\\
g_{jk} &\to g_{jk} + \varepsilon\gamma_{jk} + \ldots,\\
\partial_j z^\alpha &\to \partial_j z^\alpha + \varepsilon\mu^\alpha_j + \ldots,\\
L &\to L
\end{aligned}$$

Les composantes ξ^j sont arbitraires; quelle que soit la formule de transformation des z^α, on trouve

$$\begin{aligned}
\gamma_{jk} &= -g_{km}\,\partial_j\xi^m - g_{jm}\,\partial_k\xi^m,\\
\mu^\alpha_j &= \partial_j\zeta^\alpha - \partial_k z^\alpha\,\partial_j\xi^k;
\end{aligned}$$

en portant ces expressions dans la formule

$$a^{jk}\gamma_{jk} + b^j_\alpha\mu^\alpha_j + c_\alpha\zeta^\alpha = 0$$

qui résulte de l'invariance de L, et en remplaçant c_α par sa valeur tirée de (3), il vient

$$\xi^m\,\partial_j(2ua^{jk}g_{km} + ub^j_\alpha\,\partial_m z^\alpha) = \partial_j(2ua^{jk}g_{km}\xi^m + ub^j_\alpha\,\partial_m z^\alpha\xi^m - ub^j_\alpha\zeta^\alpha),$$

d'où, par intégration sur un ouvert au bord duquel ξ^m et ζ^α sont nuls, et puisque les ξ^m sont arbitraires à l'intérieur :

$$\partial_j(2ua^{jk}g_{km} + ub^j_\alpha\,\partial_m z^\alpha) = 0$$

ou encore, compte tenu de (2) et (3) :

$$\partial_j(2ua^{jk}g_{km}) - ua^{jk}\,\partial_m g_{jk} + u\,\partial_m L = 0;$$

d'où, en changeant de notations, le théorème de conservation :

Le tenseur symétrique de composantes

$$E^{jk} = a^{jk} + \frac{1}{2}Lg^{jk} \qquad [\textit{voir}\ (2)]$$

que nous appellerons tenseur impulsion-énergie *du phénomène considéré, vérifie les identités* $\nabla_j E^j_m = 0$ $(m = 1, 2, 3, 4)$.

Donnons trois exemples :

a. Gravitation. — L'expression $[1/(4\pi k)]g^{ij}R_{ij}$ de la présence [*voir* (1)] donne le tenseur impulsion-énergie $E^{ij} = -[1/(4\pi k)]S^{ij}$, avec $S^{ij} = R^{ij} - (1/2)g^{ij}R^{lm}g_{lm}$; le théorème fournit alors la formule classique $\nabla_i S^{ij} = 0$, que l'on déduit habituellement des identités de Bianchi.

b. Lumière. — En décrivant le champ électromagnétique par le potentiel quadrivecteur p_j, et en adoptant la présence

$$\frac{1}{2}g^{jk}g^{lm}[\partial_j p_l - \partial_l p_j][\partial_k p_m - \partial_m p_k]$$

qui conduit bien aux équations de Maxwell, on trouve effectivement le tenseur impulsion-énergie de Maxwell-Poyntig.

c. Fluides parfaits. — Avec la présence indiquée dans (1), on obtient le tenseur-impulsion-énergie de Synge-Lichnerowicz; l'équation de conservation est ici équivalente à l'équation aux variations (3), alors qu'elle n'en est en général qu'une conséquence.

Remarque. — Si l'on donne une variation aux g_{jk} seulement (et non aux variables d'état), on trouve immédiatement la formule

$$\delta(u\mathrm{L}) = u\mathrm{E}^{jk}\delta g_{jk} = -u\mathrm{E}_{jk}\delta g^{jk};$$

l'équation aux variations par rapport aux g_{jk} peut donc s'énoncer comme suit : *La somme des tenseurs impulsion-énergie des phénomènes concomitants est nulle ;* compte tenu de l'impulsion-énergie de la gravitation, indiquée plus haut, elle fournit donc l'équation d'Einstein sous sa forme la plus générale.

(*) Séance du 2 septembre 1957.

(1) J. M. Souriau, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2779.

SPECTROSCOPIE. — *Profil spectral et causes d'élargissement de quelques radiations hautement monochromatiques du krypton* 86. Note de MM. **Jean Terrien, Jean Hamon** et **Toshiro Masui**, présentée par M. André Danjon.

La radiation orangée $2p_{10} - 5d_5$ de l'isotope 86 du krypton peut être produite avec une intensité, une finesse, une symétrie spectrale et une absence presque totale de perturbation qui la désignent comme la plus apte actuellement à constituer l'étalon fondamental de longueur.

Les radiations du krypton 86 ont été étudiées au Bureau International des Poids et Mesures par les mêmes méthodes que les radiations du mercure 198 (1).