

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 8 (1955)
Heft: 1

Artikel: Particule élémentaire et particule composée
Autor: Stueckelberg, E.C.G. / Wanders, G.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739836>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 29.06.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Séance du 17 février 1955

E. C. G. Stueckelberg et G. Wanders *. — *Particule élémentaire et particule composée.*

1. — La découverte d'un nombre croissant de nouvelles particules, de masse supérieure ou inférieure à celle du proton (*mésons* d'une part et *hyperons* de l'autre), soulève la question suivante: lesquelles parmi les *anciennes particules* (photon, électron, proton et neutron) et les *nouvelles*, sont des *particules élémentaires* ?

Les particules instables montrent par leur dissociation spontanée qu'elles ne sont pas indivisibles; par exemple, le méson lourd θ_0^0 ** se désintègre selon:

$$\theta_0^0 \longrightarrow \pi_0^{+1} + \pi_0^{-1} + \gamma_0^0 \quad (1)$$

Cependant, le proton p_1^{+1} et le neutron n_1^0 peuvent aussi être décomposés, sous l'action d'un agent extérieur κ (par exemple; un photon $\kappa = \gamma$):

$$\begin{aligned} \kappa_0^0 + p_1^{+1} &\longrightarrow n_1^0 + \pi_0^{+1} \\ \kappa_0^0 + n_1^0 &\longrightarrow p_1^{+1} + \pi_0^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

comme il est possible de dissocier le deuton d_2^{+1} , l'atome d'hydrogène H_1^0 et la molécule d'acide chlorhydrique HCl_{36}^0 :

$$\begin{aligned} \kappa_0^0 + d_2^{+1} &\longrightarrow p_1^{+1} + n_1^0 \\ \kappa_0^0 + H_1^0 &\longrightarrow p_1^{+1} + e_0^{-1} \\ \kappa_0^0 + HCl_{36}^0 &\longrightarrow Cl_{35}^0 + H_1^0 \end{aligned} \quad (3)$$

* Recherche subventionnée par la Commission suisse de l'énergie atomique (C.S.A.).

** L'indice supérieur indique la charge électrique et l'indice inférieur le nombre de masse de la particule.

Remarquant l'analogie de (2) et (3), l'on peut demander pourquoi le proton n'est pas considéré comme une *particule composée*, de *composants* n_1^0 et π_0^{+1} , à même titre que le deuton est conçu comme composé d'un proton et d'un neutron. Cette distinction vient de ce que le *théoricien* est conduit à décrire différemment des processus du type (2) et (3), dont la forme générale est la suivante:

$$\kappa_{B_1}^{A_1'} + X_{B_2}^{A_2'} \longrightarrow a_{B_1}^{A_1''} + b_{B_2}^{A_2''} + c_{B_3}^{A_3''} + \dots *) \quad (4)$$

La particule X est une *particule composée*, de composants $a, b, c, \dots$ lorsque l'*amplitude de probabilité* de (4) se calcule à l'aide de l'action que κ exerce sur les particules $a, b, c, \dots$ « contenues » dans X, et de leurs interactions mutuelles. Par contre, X est une *particule élémentaire* si la description de (4) exige que κ exerce une action directe sur X.

Ainsi, la distinction entre particules élémentaires et composées résulte d'un *principe d'économie*; s'il n'est pas possible de décrire les propriétés d'une nouvelle particule comme celles d'un composé, à l'aide d'interactions entre $\kappa, a, b, c, \dots$, on doit concevoir X comme une nouvelle particule élémentaire. Le principe d'économie exige donc un nombre minimum de particules élémentaires.

2. — Alors que la théorie des champs quantifiés donne une description *covariante* des processus entre particules élémentaires (tels que (2)), un traitement relativiste de processus auxquels participent des particules composées (tels que (3)) n'a pas encore été présenté. Un équivalent relativiste de l'équation de Schroedinger (non-relativiste) a été proposé par Bethe et Salpeter¹. L'évaluation par approximations successives des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène, valeurs-propres de l'équation de Bethe-Salpeter, a fourni des corrections aux

* La conservation de la charge électrique et de la masse lourde entraîne:

$$\begin{aligned} A_1' + A_2' &= A_1'' + A_2'' + A_3'' + \dots \\ B_1' + B_2' &= B_1'' + B_2'' + B_3'' + \dots \end{aligned}$$

valeurs propres de l'équation de Schroedinger, que l'expérience a confirmé avec une très grande précision (Lamb-shift²).

Cependant, l'ignorance de la *signification physique* de la fonction d'onde, solution de l'équation de Bethe-Salpeter, a empêché, jusqu'à présent, son utilisation dans une évaluation covariante de probabilités de transitions relatives à des processus du type (3). Nous esquissons dans la suite une tentative de solution de ce problème.

La fonction d'onde $\varphi(x, y)$ de Bethe-Salpeter, d'un composé (ab) de deux particules a et b , se distingue de celle de Schroedinger, $\Psi(\vec{x}, \vec{y}, t)$, en ce qu'elle dépend de deux points de l'espace-temps, $x = (\vec{x}, t_x)$ et $y = (\vec{y}, t_y)$, (*univers de configuration* à 8 dimensions) et non de deux points de l'espace, $\vec{x}$ et $\vec{y}$, (*espace de configuration* à 6 dimensions), et d'un temps t . Nous interprétons $\varphi(x, y)$ comme *amplitude d'annihilation* des particules a et b en x et y , et nous en déduisons une description covariante de la dissociation:

$$\kappa + (ab) \longrightarrow a + b \quad (5)$$

que nous comparons avec le traitement non-relativiste. (κ est un agent extérieur agissant sur b seulement.)

3. — L'équation de Schroedinger * relative à (5):

$$i \partial_t \Psi(\vec{x}, \vec{y}, t) = [(|\vec{p}_x|^2 + m_a^2)^{1/2} + (|\vec{p}_y|^2 + m_b^2)^{1/2} + \kappa(\vec{y}, t) + V(\vec{x} - \vec{y})] \Psi(\vec{x}, \vec{y}, t) \quad (6)$$

peut être résolue par un développement de $\Psi(\vec{x}, \vec{y}, t)$ en solutions stationnaires $\Psi_{n, \vec{P}}(\vec{x}, \vec{y}, t)$ et $\Psi_{\vec{p}, \vec{q}}(\vec{x}, \vec{y}, t)$ de l'équation (6) sans potentiel extérieur $\kappa(\vec{y}, t)$. $P = (\vec{P}, E)$ est le quadrivecteur impulsion-énergie d'un *état lié*, caractérisé par un ensemble de nombres quantiques symbolisé par n ; $\vec{p}$ et $\vec{q}$

* (6) diffère de l'équation de Schroedinger classique par le fait qu'elle contient l'expression relativiste $(|\vec{p}|^2 + m^2)^{1/2}$ de l'énergie des particules libres; elle est non relativiste parce que l'interaction entre a et b est instantanée, décrite par le potentiel $V(\vec{x} - \vec{y})$. Nos unités sont telles que $\hbar = c = 1$, m_a , m_b sont les masses des particules a et b , $\vec{p}_x$ et $\vec{p}_y$ leur impulsion.

sont les impulsions des particules a et b dans un état de diffusion. L'amplitude de probabilité de trouver, au temps t , les particules a et b dissociées, en $\vec{x}$ et $\vec{y}$, est alors donnée, en première approximation, par:

$$\Psi_{n, P}^{(1)}(\vec{x}, \vec{y}, t) = \sum_{\vec{p}, \vec{q}} \Psi_{\vec{p}, \vec{q}}^{\rightarrow \rightarrow}(\vec{x}, \vec{y}, t) \cdot \int_{-\infty}^t dt' \int (dx')^3 \int (dy')^3 \Psi_{\vec{p}, \vec{q}}^{\star \rightarrow}(\vec{x}', \vec{y}', t') \propto (\vec{y}', t') \Psi_{n, \vec{P}}(\vec{x}', \vec{y}', t') \quad (7)$$

si le système était dans l'état (n, P) au temps $t = -\infty$. Introduisant la fonction $\varphi_{n, \vec{P}}^{(1) n.r.}(x, y)$, telle que:

$$\Psi_{n, P}^{(1)}(\vec{x}, \vec{y}, t) = \partial_{t_x} \partial_{t_y} \varphi_{n, \vec{P}}^{(1) n.r.}(x, y)_{t_x=t_y=t} \quad (8)$$

on trouve, en négligeant l'interaction des particules dans l'état de diffusion $(\vec{p}, \vec{q})^*$, et en passant à la limite d'un agent extérieur spatio-temporellement localisé en un événement z ($\propto(\vec{y}, t) \rightarrow \varepsilon \delta(\vec{y} - \vec{z}) \delta(t - t_z)$):

$$\varphi_{n, P}^{(1) n.r.}(x, y) = -4\varepsilon D_b^c(y - z) \int_{t'_z=t_z} (dx')^3 D_a^c(x - x') \Psi_{n, \vec{P}}(\vec{x}', \vec{z}, t_z)^{**} \quad (9)$$

si $t_x, t_y > t_z$.

L'équation de Bethe-Salpeter de particules a et b de spin zéro s'écrit:

$$[\square_x - m_a^2] [\square_y - m_b^2] \varphi(x, y) = I(x - y) \varphi(x, y) \quad (10)$$

* C'est-à-dire en posant:

$$\Psi_{\vec{p}, \vec{q}}^{\rightarrow \rightarrow}(\vec{x}, \vec{y}, t) = (2\pi)^{-3} e^{i(\vec{p}\vec{x} + \vec{q}\vec{y} - E_{\vec{p}, \vec{q}} t)}$$

** $D_a^c(x - x')$ et $D_b^c(y - y')$ sont les *propagateurs causaux* invariants, des particules a et b [3], caractérisés par leur comportement asymptotique:

$$D_a^c(x - x') \sim -\frac{1}{2} \left(\frac{i}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{m_a^{1/2}}{\tau^{3/2}} e^{-im_a \tau}$$

lorsque $\tau^2 = -(x - x')^2 = (t_x - t_{x'})^2 - |\vec{x} - \vec{x}'|^2 \rightarrow \infty$.

Si b est dans le potentiel extérieur $\kappa(y)$, nous proposons de remplacer (10) par:

$$[\square_x - m_a^2] [\square_y - (m_b + \kappa(y))^2] \varphi(x, y) = I(x - y) \varphi(x, y) \quad (11)$$

dont le rôle est équivalent à celui de (6). Avec les mêmes approximations que précédemment, on trouve:

$$\varphi_{n, \vec{P}}^{(1)r.}(x, y) = -2m_b \int (dy')^4 D_b^c(y - y') \kappa(y') \varphi_{n, \vec{P}}(x, y') \quad (12)$$

et, dans la limite d'un agent extérieur localisé en z :

$$\varphi_{n, \vec{P}}^{(1)r.}(x, y) = -2m_b \varepsilon D_b^c(y - z) \varphi_{n, \vec{P}}(x, z) \quad (13)$$

Selon notre interprétation, $\partial_{t_x} \partial_{t_y} \varphi_{n, \vec{P}}^{(1)r.}(x, y)$ est l'amplitude de probabilité d'observer a en x et b en y , dissociés. L'agent extérieur a annihilé en z la particule b du composé (ab) et a réémis une particule b libre. L'amplitude (13) est le produit de l'amplitude d'annihilation $\varphi_{n, \vec{P}}(x, z)$ de a de (ab) en x lorsque son partenaire b est annihilé en z , de l'amplitude ε de l'agent extérieur et de l'amplitude $D_b^c(y - z)$ d'observer en y une particule b libre émise en z .

4. — Dans ce qui suit, nous nous plaçons dans le cas où $V(\vec{x} - \vec{y})$ est un *potentiel coulombien* ($V = -Z_e^2/r$) et où $I(x - y)$ décrit une interaction entre a et b par l'intermédiaire de *photons scalaires*. Nous nous proposons de comparer les *formes asymptotiques* de (9) et (13) lorsque x et y sont dans le futur lointain de z ($\tau_x^2 = (t_x - t_z)^2 - |\vec{x} - \vec{z}|^2 \rightarrow \infty$; $\tau_y^2 = (t_y - t_z)^2 - |\vec{y} - \vec{z}|^2 \rightarrow \infty$), et lorsque n est l'état *fondamental* 1S.

Utilisant la solution $\Psi_{1S, \vec{P}}(\vec{x}, \vec{y}, t)$ de l'équation de Schrodinger, on trouve, pour la forme asymptotique de (9):

$$\varphi_{1S, \vec{P}}^{(1)n.r.}(x, y) \sim C \frac{ch\Psi}{[m_a^2 sh^2\Psi + 2m_r B]^2} \frac{1}{\tau_x^{3/2}} e^{-im_a \tau_x} \frac{1}{\tau_y^{3/2}} e^{-im_b \tau_y} e^{i(P, z)} \quad (14)$$

où Ψ est l'angle hyperbolique entre les vecteurs temporels $(x - z)$ et P ($ch\Psi = (x - z, P)/m_{(ab)} \tau_x$; $P^2 = |\vec{P}|^2 - E^2 =$

— $m_{(ab)}^2$), B l'énergie de liaison dans l'état $1S$ ($m_{(ab)} = m_a + m_b - B$), m_r la masse réduite ($m_r = m_a m_b / (m_a + m_b)$). La formule (14) et les suivantes sont valables si $B \ll m_r$.

Les résultats de récents travaux de Wick ⁴ et Cutkosky ⁵ nous ont permis d'évaluer la forme asymptotique de (13). Elle contient *trois termes*, dont le premier est:

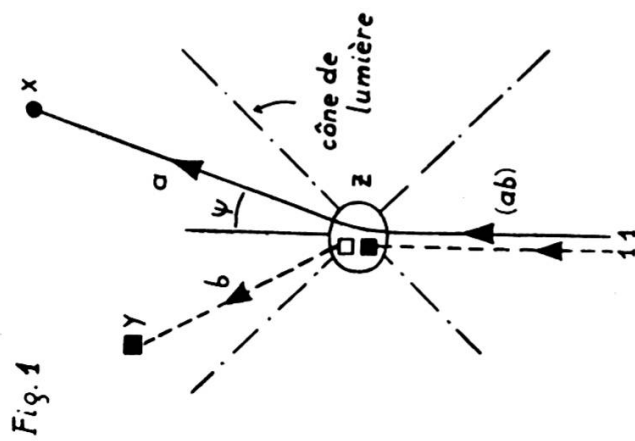
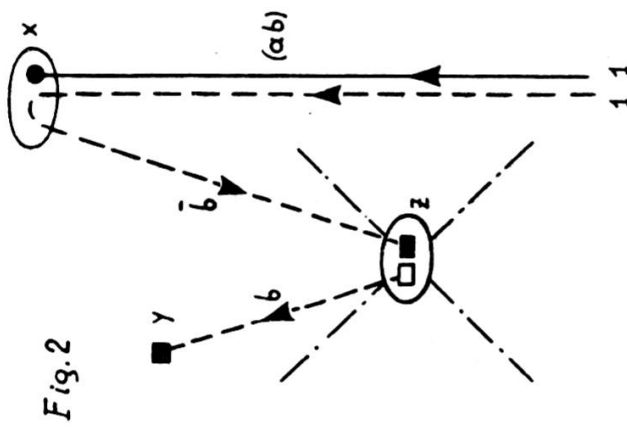
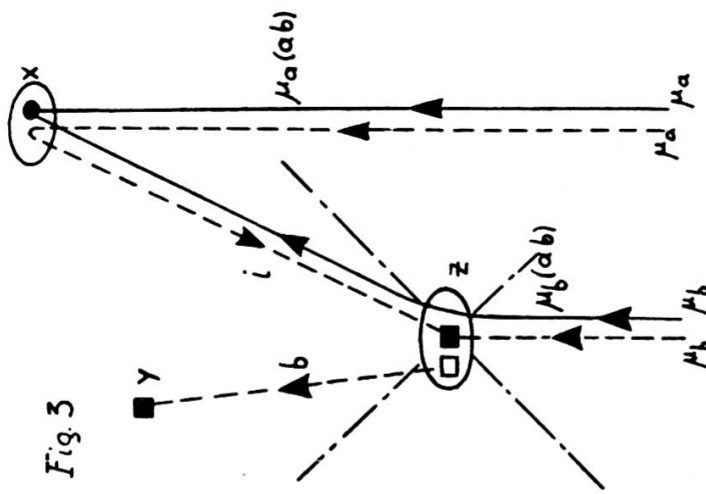
$$\varphi_{1S, \vec{P}, a}^{(1)r.}(x, y) \sim C \frac{1}{[2m_a(ch\Psi - 1) + 2m_r B]^2} \frac{1}{\tau_x^{3/2}} e^{-im_a \tau_x} \frac{1}{\tau_y^{3/2}} e^{-im_b \tau_y} e^{i(P, z)} \quad (15)$$

L'onde hypersphérique isotrope $\tau_y^{-3/2} \exp(-im_b \tau_y)$ apparaissant dans (14) et (15) pilote la particule b libre, dissociée par x en z . Le résidu a se propage selon une onde hypersphérique, d'amplitude variable avec Ψ ; ainsi, la probabilité d'observer a en x dépend de la vitesse nécessaire pour atteindre x à partir de z ($\beta = th\Psi$ est en effet la vitesse relative de a par rapport au composé (ab)) (cf. fig. 1). Pour de petites vitesses relatives ($\beta \sim \Psi \ll 1$), l'expression relativiste (15) est identique à l'expression non-relativiste (14). L'amplitude, maximum pour $\beta = 0$, est réduite à la moitié de sa valeur maximale pour $\beta = 0,41 \bar{\beta}$, $\bar{\beta} = \sqrt{2m_r B / m_a}$ étant la vitesse moyenne de a par rapport à b dans l'orbite de Bohr de l'état $1S$ de (ab) .

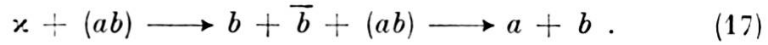
Le deuxième terme de la forme asymptotique de (13) s'écrit:

$$\varphi_{1S, \vec{P}, b}^{(1)r.}(x, y) \sim C \left(\frac{m_b}{m_a}\right)^{3/2} \frac{1}{[2m_b^2(ch\Psi + 1) - 2m_r B]^2} \frac{1}{\tau_x^{3/2}} e^{-im_b \tau_x} \frac{1}{\tau_y^{3/2}} e^{-im_b \tau_y} e^{i(P, x)} \quad (16)$$

(16) ne possède pas d'équivalent non-relativiste; x crée une paire $(b + \bar{b})$ en z ; la particule b est pilotée par l'onde hypersphérique isotrope $\tau_y^{-3/2} \exp(-im_b \tau_y)$, alors qu'une onde hypersphérique anisotrope porte l'antiparticule $\bar{b}$ de z en x , où elle s'annihile avec le composant b dans (ab) , laissant subsister a (fig. 2). L'impulsion-énergie disponible en x est $(P + p)$ ($|\vec{p}| = m_b sh\Psi$, $p^4 = m_b ch\Psi$). La dissociation (5)



est ici le résultat de deux *réactions couplées*, localisées en z et x :

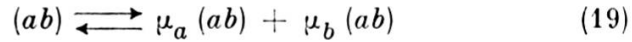


Le troisième terme de la forme asymptotique de (13):

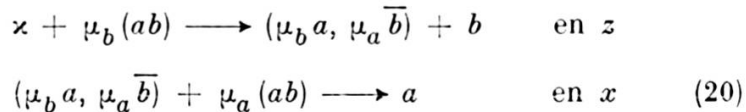
$$\varphi_{1S, \vec{P}, i}^{(1)r.}(x, y) \sim -C \left(\frac{m_i}{m_a} \right)^{5/2} 2\mu_a$$

$$F(\Psi) G(\tau_x, \Psi, \Delta m_i) \frac{1}{\tau_x^{3/2}} e^{-im_i(\Psi)\tau_x} \frac{1}{\tau_y^{3/2}} e^{-im_b\tau_y} e^{i(P, \mu_a x + \mu_b z)} \quad (18)$$

contient une *onde hypersphérique* portant une *masse* $m_i(\Psi)$ *fonction* de Ψ , d'*amplitude variant avec* Ψ selon $F(\Psi)$ et *amortie* par le facteur $G(\tau_x, \Psi, \Delta m_i)$ *. Une description formelle de (18) est la suivante: sous l'action de z une particule b est annihilée en z , avec un défaut d'énergie $\mu_b B$ ($\mu_b = m_b/(m_a + m_b)$) (dans le référentiel de repos de (ab) ; $\vec{P} = 0$); une particule b , libre, et un « *pseudoquantum* » i , de masse $m_i(\Psi)$ sont émis. Ce « *pseudoquantum* » est annihilé en x , où l'énergie disponible est $(m_a - \mu_a B + m_i(\Psi) ch\Psi)$ ($\mu_a = m_a/(m_a + m_b)$). On parvient à une interprétation du mécanisme de ce processus en admettant l'existence de *composés fractionnaires* $\mu_a(ab)$ et $\mu_b(ab)$, d'énergie-impulsion $\mu_a P$ et $\mu_b P$, tels qu'on ait l'équilibre:



et en considérant le « *pseudoquantum* » i comme un composé ($\mu_b a, \mu_a \bar{b}$). La dissociation (5) serait alors le résultat des deux réactions (fig. 3) **:



* Lorsque a et b ont des masses égales ($m_a = m_b = m$), on a:

$$F(\Psi) \cong \frac{1}{m_i^4 ch^2 \Psi} ; \quad G(\tau_x, \Psi, \Delta m_i) \cong \frac{\sin(\Delta m_i \tau_x ch \Psi)}{\tau_x ch \Psi} ;$$

$$m_i \cong (2m_r B)^{1/2} ; \quad \Delta m_i \ll m_i .$$

** Si $a = a_{B_1}^{A_1}$, $b = b_{B_2}^{A_2}$, i porte les charges $A_i = \mu_b A_1 - \mu_a A_2$, $B_i = \mu_b B_1 - \mu_a B_2$, $\mu_a(ab)$ les charges $\mu_a(A_1 + A_2)$, ... et la conservation des charges est assurée dans (19) et (20).

Si la vie finie Δm_i^{-1} du « pseudoquantum » i exclut son observation directe, il devrait pouvoir être mis en évidence par les corrections qu'il apporte aux sections efficaces des collisions à haute énergie.

*Institut de Physique
de l'Université de Genève.*

BIBLIOGRAPHIE

1. E. E. SALPETER et H. A. BETHE, *Phys. Rev.*, **84**, 1232 (1951).
2. Voir entre autres: E. E. SALPETER, *Phys. Rev.*, **89**, 92 (1953).
3. D. RIVIER, *Helv. Phys. Acta*, **22**, 265 (1949).
4. G. C. WICK, *Phys. Rev.*, **96**, 1124 (1954).
5. R. E. CUTKOSKY, *Phys. Rev.*, **96**, 1135 (1954).

D. Rivier. — *Sur la définition d'un groupe infinitésimal de transformation de jauge en électrodynamique.*

1. — Le problème de l'invariance de jauge en électrodynamique n'a pas encore trouvé de solution définitive à l'heure qu'il est. En effet, l'électrodynamique quantique ¹⁻⁵, forme la plus satisfaisante de la théorie des phénomènes électromagnétiques, dépend d'un choix préalable de la jauge, c'est-à-dire de la manière dont on décide de mesurer les potentiels électromagnétiques $A^\mu(x)$ dont se déduisent les champs électriques et magnétiques $F^{\mu\nu} = d^\mu A^\nu - d^\nu A^\mu$. Cette situation s'explique principalement par deux raisons. La première est l'existence d'une condition supplémentaire $d_\mu A^\mu = 0$ à laquelle doivent satisfaire les potentiels A^μ ; la seconde réside dans le fait que seules des transformations de jauge *finies*, du type

$$A^\mu(x) \longrightarrow A'^\mu(x) = A^\mu(x) + d^\mu f(x) \quad (1)$$

ont été jusqu'à ce jour bien définies pour les potentiels électromagnétiques.

2. — Une condition nécessaire pour une bonne théorie physique exige que la forme de ses équations ne dépende pas du système particulier de Lorentz choisi par l'observateur: