

Bulletin de l'Union des Physiciens

Association de professeurs de Physique et de Chimie

Vers l'unification des interactions fondamentales

par Bernard DIU,
Université Paris VII.

Texte d'une conférence donnée le 1^{er} juin 1983 sur le campus universitaire Jussieu, dans le cadre d'une série de « Conférences d'Intérêt Général » organisée par l'U.E.R. de Physique de l'Université Paris VII.

I. LE PROBLÈME DES INTERACTIONS.

- 1) Les quatre interactions fondamentales.
- 2) Le cadre général : quantique et relativiste.
 - a) Interaction et échange de particules.
 - b) Notations.
- 3) L'outil : La Théorie Quantique des Champs.
 - a) La notion de champ.
 - b) Description des interactions.

II. LA THÉORIE-PROTOTYPE A GÉNÉRALISER : L'ÉLECTRODYNAMIQUE.

- 1) La théorie classique de l'Electrodynamique.
 - a) Equations fondamentales.
 - b) Principales conséquences théoriques.
- 2) L'Electrodynamique Quantique.
 - a) Champs de base.
 - b) Terme d'interaction.
 - c) L'invariance de jauge comme principe fondamental.
 - d) Technique de perturbations.

III. « CHRONIQUE D'UNE NAISSANCE ANNONCÉE ».

- 1) Les interactions faibles.
- 2) Du modèle de Fermi à la « théorie courant-courant ».
- 3) Premières tentatives d'unification.
 - a) L'hypothèse du méson W.
 - b) L'idée d'unification et ses difficultés.
- 4) L'unification réussie.
 - a) L'idée de « brisure spontanée » de l'invariance de jauge.
 - b) Le mécanisme de Higgs-Kibble.
 - c) Le modèle de Weinberg-Salam-Glashow.

IV. MISE EN ÉVIDENCE EXPÉRIMENTALE DU W ET DU Z.

- 1) Principe de la méthode.
- 2) La « machine » utilisée.
- 3) L'expérience UA 1 : quelques ordres de grandeur.

Lorsque, au mois d'octobre dernier, ont été choisis le sujet et le titre de cette « conférence d'intérêt général », mon intention était de décrire dans leurs grandes lignes les tentatives récentes pour *unifier l'ensemble des interactions fondamentales*. Mais il y a eu depuis la découverte du méson W, puis plus récemment celle du Z, dont la presse d'information s'est fait l'écho. J'ai alors décidé de limiter cet exposé à *l'unification des interactions faibles et électromagnétiques*, premier pas — et le mieux assuré — vers la « grande unification ».

Avant de résumer les arguments théoriques et expérimentaux qui ont présidé à cette première unification et conduit ainsi à prédire l'existence des « *mésons intermédiaires faibles* » W et Z (§ III), je vais rapidement poser le problème des interactions fondamentales (§ I) puis présenter succinctement l'électrodynamique quantique, qui sert de modèle et de noyau de départ à toutes les théories unifiées (§ II). Je donnerai enfin (§ IV) quelques indications sur les méthodes et techniques qui ont permis de mettre en évidence les particules W et Z.

I. LE PROBLÈME DES INTERACTIONS.

Le problème théorique posé par la Physique des Particules peut être présenté sous deux aspects complémentaires : on peut mettre l'accent soit sur la recherche des *particules élémentaires*, soit sur la nécessité de comprendre les *interactions fondamentales*. C'est ce second point de vue qui est adopté ici.

1. Les quatre interactions fondamentales.

Rappelons pour commencer que toutes les interactions observées entre des objets macroscopiques ou microscopiques peuvent être ramenées en dernier ressort à l'un des quatre types suivants :

- * interactions gravitationnelles,
- * interactions électromagnétiques,
- * interactions fortes,
- * interactions faibles.

Ces quatre interactions fondamentales possèdent des propriétés apparemment très différentes.

Par exemple, leur « intensité » est très différente : si on la caractérise par un nombre sans dimension, on trouve (1)

$$C_g \hat{=} \frac{Gm_p^2}{hc} \simeq 6 \times 10^{-39}$$

pour les interactions gravitationnelles, (1-a)

$$C_e \hat{=} \alpha \hat{=} \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

pour les interactions électromagnétiques, (1-b)

$$C_F \hat{=} \frac{g^2}{4\pi} \simeq 15$$

pour les interactions fortes, (1-c)

$$C_f \hat{=} G_F m_p^2 \simeq 10^{-5}$$

pour les interactions faibles (1-d)

(m_p est la masse du proton, G la constante gravitationnelle ; G_F est la « constante de Fermi » que l'on mesure à partir de la radioactivité β des noyaux ou la désintégration du muon ; g est la « constante de couplage » des interactions fortes - voir § 3-b ci-

après ; $e^2 \hat{=} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0}$, où q est la charge élémentaire).

Il en est de même pour leur « portée », c'est-à-dire la distance au-delà de laquelle elles cessent de se faire sentir. De façon approximative (et provisoire), on peut définir la portée de chaque

(1) Le symbole $\hat{=}$ signifie ici : « égale par définition ».

interaction à partir d'un « potentiel équivalent » de la forme

$$C \frac{e^{-\mu r}}{r} \quad (2)$$

(C étant la constante d' « intensité » qui vient d'être donnée) : la portée r_0 de l'interaction est alors

$$r_0 \hat{=} \frac{1}{\mu}. \quad (3)$$

On sait que *gravitation et électromagnétisme ont ainsi une portée infinie* ($\mu = 0$). Pour les *interactions fortes*, au contraire,

$$\frac{1}{\mu_F} \simeq 1 \text{ Fermi} = 10^{-13} \text{ cm}. \quad (4)$$

Qu'en est-il pour les *interactions faibles*? Jusqu'ici, tout se passait expérimentalement comme si leur portée était *nulle* (μ_f est très grand); nous verrons plus loin que la découverte du W et du Z fixe en fait cette portée aux environs de 10^{-16} cm.

Outre l'intensité et la portée, il existe de *nombreuses autres différences* entre les quatre types d'interactions fondamentales. Ces différences rendent plus ardu le *problème d'unification* qui est posé depuis la découverte des interactions fortes et faibles, c'est-à-dire depuis plusieurs dizaines d'années : est-il possible de considérer les quatre interactions fondamentales comme de simples avatars d'une seule et même interaction unifiée?

2. Le cadre général : quantique et relativiste.

Il est indispensable de ne pas perdre de vue que le domaine dans lequel se situent ces recherches est, par la force des choses expérimentales et théoriques, à la fois quantique et relativiste. Qu'il soit *quantique* implique que l'on devra raisonner en termes de *particules* (quanta d'excitation des champs fondamentaux), qu'il soit *relativiste* implique que ces particules peuvent être créées et annihilées (comme le montrent quotidiennement les réactions observées auprès des grands accélérateurs).

a) INTERACTION ET ÉCHANGE DE PARTICULES.

Dans l'étude des interactions, la Relativité interdit l'existence d'actions instantanées à distance : toute interaction entre deux objets doit *se propager* de l'un à l'autre à *une vitesse finie*, inférieure ou au plus égale à la vitesse de la lumière dans le vide c . Le caractère quantique de l'interaction se manifeste par le fait que ce sont des *particules* qui se propagent entre les deux objets, *émises* par l'un et *réabsorbées* ensuite par l'autre. Ainsi, la fig. 1

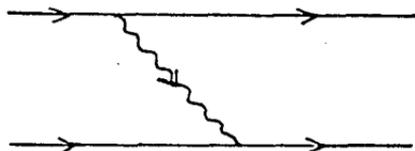


Fig. 1. — Interaction élémentaire entre deux particules (traits pleins) par échange d'une autre particule (trait ondulé).

représente le processus élémentaire d'interaction entre deux particules, dont le mouvement est schématisé par des traits pleins orientés : l'une d'elles émet une particule d'un type différent (trait ondulé sur la figure), qui est absorbée par l'autre lorsqu'elle lui parvient.

Dans cette interprétation microscopique dictée par les exigences des lois quantiques et relativistes, la portée de l'interaction est reliée de façon immédiate à la masse de la particule échangée. Pour le comprendre de façon simple, on peut en appeler à la « relation d'incertitude temps-énergie »

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (5)$$

En effet, il est facile de voir que le processus d'émission (ou d'absorption) d'une particule de masse μ par une particule de masse m (fig. 2) ne satisfait pas à la loi relativiste de conserva-



Fig. 2. — Le processus élémentaire d'émission d'une particule de masse μ par une particule de masse m viole la conservation de l'énergie-impulsion.

tion de l'énergie-impulsion. Ce processus est pourtant permis grâce à la relation quantique (5) : le « déficit » d'énergie qu'il implique, égal au minimum à μc^2 , ne sera pas détectable à condition de ne pas durer plus de

$$\Delta t_{max} \simeq \frac{\hbar}{\mu c^2}. \quad (6)$$

Mais, pendant cet intervalle de temps limité, la particule émise (dont la vitesse ne peut pas dépasser c) franchit une distance inférieure à

$$\begin{aligned} d_{max} &\simeq c \Delta t_{max} \\ &\simeq \hbar/\mu c. \end{aligned} \quad (7)$$

La portée de l'interaction est donc donnée par la « longueur d'onde de Compton » $\hbar/\mu c$ de la particule échangée ; dans le système d'unités adapté à ce domaine ($\hbar = c = 1$), cette portée vaut $1/\mu$ comme en (3). Ainsi, la portée infinie des interactions électromagnétiques est liée à la masse nulle du photon γ ; celle des interactions fortes provient de ce que le pion π a une masse équivalente à 140 MeV.

b) NOTATIONS.

Même si notre intention n'est pas d'entrer dans des développements techniques, il est nécessaire d'adapter le langage et les notations à la réalité que nous voulons décrire. Nous poserons donc

$$\hbar = c = 1 \quad (8)$$

et adopterons les *notations relativistes* que nous rappelons rapidement.

En Relativité, la notion première est celle *d'événement* : dans un référentiel donné, un événement est caractérisé par trois coordonnées d'espace et une coordonnée de temps :

$$\{x, y, z, t\}. \quad (9)$$

On note ces quatre coordonnées

$$x^\alpha; \quad \alpha = 0, 1, 2, 3, \quad (10-a)$$

avec

$$x^0 = t; \quad x^1 = x; \quad x^2 = y; \quad x^3 = z. \quad (10-b)$$

Un *quadrivecteur* v est un ensemble de quatre composantes v^α qui se transforment, dans un changement de référentiel, comme les coordonnées d'un événement (transformation de Lorentz) ; v possède donc une « composante de temps » v^0 et trois « composantes d'espace » formant un vecteur ordinaire \vec{v} .

A partir de deux quadrivecteurs v et w , on peut former leur *produit scalaire*

$$v \cdot w = v^\alpha w_\alpha = v^0 w^0 - \vec{v} \cdot \vec{w} \quad (11)$$

(la sommation sur les quatre valeurs de α étant sous-entendue dans le membre intermédiaire : « convention d'Einstein »). Le produit scalaire ainsi défini est *invariant* dans les changements de référentiel. Le *carré scalaire* $v^2 = v \cdot v$ d'un quadrivecteur v peut, suivant les cas, être *positif, négatif ou nul*.

Citons comme exemples le *quadrivecteur gradient* ∂ , dont les composantes sont les opérateurs différentiels

$$\partial_\alpha \stackrel{\wedge}{=} \frac{\partial}{\partial x^\alpha}, \quad (12-a)$$

c'est-à-dire

$$\frac{\partial}{\partial t} \quad \text{et} \quad \vec{\nabla} \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad (12-b)$$

et le *quadrivecteur impulsion-énergie* p d'un système physique, dont les composantes sont l'énergie E et l'impulsion \vec{p} totales de ce système :

$$p^\alpha = \{E, \vec{p}\}. \quad (13)$$

Rappelons que l'énergie E et l'impulsion \vec{p} d'une particule de masse m sont liées par la relation

$$E = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}, \quad (14-a)$$

de sorte que le quadrivecteur impulsion-énergie p d'une telle particule a pour carré scalaire

$$p^2 \stackrel{\wedge}{=} p^\alpha p_\alpha \stackrel{\wedge}{=} E^2 - \vec{p}^2 = m^2. \quad (14-b)$$

3. L'outil : La Théorie Quantique des Champs.

L'outil théorique adapté au cadre que nous venons de décrire succinctement est appelé « Théorie Quantique des Champs ». Il n'est, bien sûr, pas question de développer ici ce formalisme; nous nous contenterons d'en indiquer l'idée de base et de dégager sa principale implication pour ce qui concerne les interactions entre particules.

a) LA NOTION DE CHAMP.

A chaque espèce de particules (par exemple, les mésons π^+), on associe un « *champ* » à valeurs complexes $\varphi(x)$, défini en chaque point $x (= x^\alpha)$ de l'espace-temps; le même champ φ décrit forcément à la fois les *particules* considérées (π^+) et leurs *anti-particules* (π^-).

Le champ φ est en réalité un *opérateur* agissant dans l'espace des états physiques (c'est ce que l'on appelle le formalisme de « *seconde quantification* ») :

$$\varphi \quad \begin{array}{l} \text{annihile une particule } (\pi^+) \\ \text{ou crée une antiparticule } (\pi^-); \end{array} \quad (15-a)$$

$$\varphi^\dagger \quad \begin{array}{l} \text{crée une particule } (\pi^+) \\ \text{ou annihile une antiparticule } (\pi^-). \end{array} \quad (15-b)$$

Cette caractéristique fondamentale du champ quantique est, bien sûr, destinée à représenter les processus de création et d'annihilation de particules permis par la Relativité.

b) DESCRIPTION DES INTERACTIONS.

En Théorie Quantique des Champs, les interactions entre particules sont décrites par un « *hamiltonien d'interaction* », de la forme

$$H_{int} = g \int d^4x [\varphi^\dagger(x)\varphi(x)A^\dagger(x) + A(x)\varphi^\dagger(x)\varphi(x)]; \quad (16)$$

g est la « *constante de couplage* », qui va caractériser l'intensité de l'interaction; φ est le champ associé aux particules que nous représentons sur les figures par des traits pleins, A celui qui est associé aux particules représentées par des traits ondulés. Les deux termes du crochet sont conjugués l'un de l'autre (l'hamiltonien doit être hermitique, comme toujours en mécanique quantique); si l'on interprète φ , φ^\dagger , A et A^\dagger selon les règles (15), l'hamiltonien d'interaction (16) induit les processus élémentaires schématisés sur la fig. 3 (ainsi que des processus analogues faisant intervenir les antiparticules des particules considérées).

Mais il faut souligner ici une différence essentielle avec le schéma de la fig. 2 et l'argument du § 2-a : l'hamiltonien d'interaction (16) incorpore (par son invariance dans toute transla-

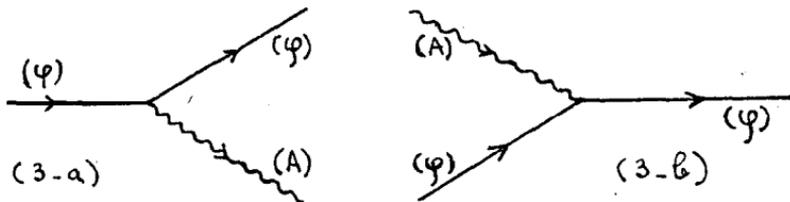


Fig. 3. — Processus élémentaires contenus dans l'hamiltonien d'interaction (16) : le diagramme (3-a) provient de $\varphi^\dagger \varphi A^\dagger$ (création d'une particule (A) par A^\dagger , annihilation d'une particule (φ) par φ , et création d'une autre particule (φ) par φ^\dagger , tout ceci au même point d'espace-temps x), le diagramme (3-b) de $\varphi^\dagger \varphi$ (argument analogue).

tion d'espace-temps) la *conservation absolue de l'énergie-impulsion*; par conséquent, les processus élémentaires de la fig. 3 ne sont possibles que si l'une au moins des trois particules est « *virtuelle* », c'est-à-dire qu'elle se trouve « *hors de sa couche de masse* » [son énergie et son impulsion ne vérifient pas les relations (14)].

L'échange d'une particule de type (A) entre deux particules de type (φ), schématisé sur la fig. 4, est donc décrit en Théorie

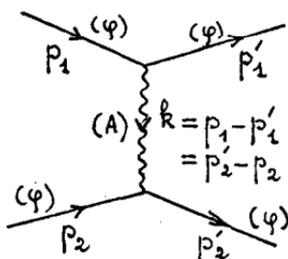


Fig. 4. — Diagramme d'échange d'une particule de type (A) entre deux particules de type (φ) , avec conservation de la quadri-impulsion à chacun des deux « vertex ».

Quantique des Champs de la manière suivante. Les particules (φ) initiales et finales, réelles, sont sur leur couche de masse :

$$p_1^2 = p'_1{}^2 = p_2^2 = p'_2{}^2 = m^2, \quad (17)$$

si m est la masse d'une particule (φ) . L'énergie-impulsion totale est bien sûr conservée entre l'état initial et l'état final :

$$p'_1 + p'_2 = p_1 + p_2. \quad (18)$$

La particule (A) intermédiaire, de masse μ , a pour quadri-impulsion

$$k = p_1 - p'_1 = p'_2 - p_2; \quad (19)$$

elle n'est pas sur sa couche de masse, c'est-à-dire que :

$$k^2 \neq \mu^2. \quad (20)$$

(Il est facile de montrer que, dans le cas présent, k^2 est en fait négatif, c'est-à-dire que le quadri-vecteur k est « du genre espace », et non pas « du genre temps » comme les p_i et p'_i).

Les règles de calcul résultant du formalisme de la Théorie Quantique des Champs donnent en outre l'amplitude de probabilité quantique associée au processus d'échange de la fig. 4 ; le résultat est simple :

$$g^2 \frac{1}{\mu^2 - k^2}. \quad (21)$$

Or, dans le cas particulier envisagé ici, on voit facilement que la conservation de l'énergie-impulsion globale implique

$$k^0 = 0. \quad (22)$$

Le résultat (21) s'écrit donc en fait

$$g^2 \frac{1}{\mu^2 - \vec{k}^2}, \quad (23)$$

qui n'est autre que la *transformée de Fourier* de :

$$g^2 e^{-wr}/r. \quad (24)$$

Ainsi, le formalisme de la Théorie Quantique des Champs incorpore de façon rigoureuse à la fois la *conservation de l'énergie-impulsion* et la *relation portée-masse de la particule échangée* que nous avons déduite précédemment (§ 2-a) d'arguments semi-quantitatifs.

II. LA THEORIE-PROTOTYPE A GENERALISER : L'ELECTRODYNAMIQUE.

La théorie des interactions électromagnétiques peut être considérée à l'heure actuelle comme (presque) parfaite. Cette situation satisfaisante tient à deux raisons principalement : en premier lieu, les interactions électromagnétiques existent au niveau classique et macroscopique (par suite de leur portée infinie), où elles ont pu être étudiées en grand détail (le champ associé aux photons est directement observable : c'est le champ électromagnétique classique) ; d'autre part, elles ne sont ni trop intenses (elles peuvent être calculées par la « méthode des perturbations ») ni trop faibles (elles jouent un rôle appréciable dans le domaine microscopique).

1. La théorie classique de l'Electrodynamique.

a) EQUATIONS FONDAMENTALES.

Au niveau classique (c'est-à-dire non quantique), les lois de l'Electrodynamique découlent de cinq équations fondamentales : le champ électromagnétique, caractérisé par l'ensemble du champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et du champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}, t)$, doit vérifier les quatre *équations de Maxwell*

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (25-a)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (25-b)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (25-c)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (25-d)$$

où la densité volumique de charge $\rho(\vec{r}, t)$ et la densité de courant $\vec{j}(\vec{r}, t)$ constituent les *sources* ; d'autre part, l'action d'un

champ électromagnétique $\{\vec{E}, \vec{B}\}$ sur une particule q animée de la vitesse \vec{v} est donnée par la *force de Lorentz*

$$\vec{F} = q [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}]. \quad (26)$$

b) PRINCIPALES CONSÉQUENCES THÉORIQUES.

Les équations précédentes régissent l'ensemble des phénomènes électromagnétiques dans le domaine classique. Nous en soulignerons deux conséquences particulièrement importantes.

En premier lieu, les équations de Maxwell (25) incorporent la *conservation locale de la charge électrique*, qui s'exprime par la relation

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0. \quad (27)$$

On peut montrer que, du point de vue relativiste, ρ et \vec{j} sont les composantes d'un quadrivecteur, dit *quadrivecteur-courant* j :

$$j^\alpha = \{\rho, \vec{j}\}. \quad (28)$$

L'équation de conservation locale (27) s'écrit alors en notation relativiste (§ I.2 - b)

$$\partial_\alpha j^\alpha = 0. \quad (29)$$

D'autre part, les équations (25 - b) et (25 - c) impliquent l'existence de *potentiels*, scalaire $V(\vec{r}, t)$ et vecteur $\vec{A}(\vec{r}, t)$:

$$\exists \{V(\vec{r}, t), \vec{A}(\vec{r}, t)\} : \begin{cases} \vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A}, \\ \vec{E} = -\operatorname{grad} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \end{cases} \quad (30)$$

L'ensemble $\{V, \vec{A}\}$, qui constitue un *quadrivecteur-potentiel* A :

$$A^\alpha = \{V, \vec{A}\}, \quad (31)$$

est appelé une *jauge*.

A une *jauge* $\{V, \vec{A}\}$ donnée, les relations (30) font correspondre un *champ électromagnétique unique* $\{\vec{E}, \vec{B}\}$. Mais inversement, un champ $\{\vec{E}, \vec{B}\}$ déterminé peut être décrit par *une infinité de jauges distinctes* : on montre facilement que deux jauges $\{V, \vec{A}\}$

et $\{V', \vec{A}'\}$ sont *équivalentes*, c'est-à-dire donnent le même champ $\{\vec{E}, \vec{B}\}$, si et seulement si il existe une fonction $\chi(\vec{r}, t)$ telle que

$$\vec{A}' = \vec{A} + \overrightarrow{\text{grad}} \chi, \quad (32 - a)$$

$$V' = V - \frac{\partial \chi}{\partial t},$$

c'est-à-dire, en notation relativiste,

$$A'^{\alpha} = A^{\alpha} - \partial^{\alpha} \chi. \quad (32 - b)$$

Il se trouve que la notion de potentiels et de jauges joue un rôle de premier plan dans la théorie des interactions électromagnétiques. Celles-ci possèdent de ce point de vue une caractéristique qui s'avère fondamentale : elles sont « *invariantes de jauge* », c'est-à-dire que *les prédictions physiques obtenues à partir de deux jauges différentes mais équivalentes sont identiques*. Dans le domaine classique, l'invariance de jauge découle immédiatement du fait que la force de Lorentz (26) fait intervenir les champs \vec{E} et \vec{B} , et non pas les potentiels : deux jauges distinctes mais donnant les mêmes champs conduisent donc forcément aux mêmes conséquences physiques.

2. L'Electrodynamique Quantique.

L'Electrodynamique Quantique est la théorie décrivant *les photons et les électrons* (ou les muons) *en interaction* (Les hadrons, particules sensibles aux interactions fortes, possèdent de ce fait une structure plus complexe que les leptons tels qu'électrons et muons, et leurs interactions électromagnétiques reflètent cette complexité).

a) CHAMPS DE BASE.

Aux *photons* γ est associé un *champ quantique* $A(x)$ *réel* (c'est-à-dire hermitique en tant qu'opérateur), car le photon coïncide avec son antiparticule. Notons que le « champ » quantique est en fait le *quadripotential* A ; des quatre composantes A^{α} , deux seulement sont indépendantes (transversalité du champ électromagnétique), ce qui correspond aux deux états de spin possibles pour un photon.

Les *électrons* e^{-} (ou les muons μ^{-}) et leurs antiparticules les *positrons* e^{+} (ou les muons positifs μ^{+}) sont décrits par un *champ de Dirac complexe* $\psi(x)$, à *quatre composantes indépendantes* (ce qui correspond aux deux états de spin possibles pour chacune des deux particules e^{-} et e^{+}). L'équation de Dirac conduit à uti-

liser un champ conjugué, noté $\bar{\psi}(x)$, qui n'est pas exactement ψ^\dagger mais s'en déduit très simplement. $\psi(x)$ sera alors un vecteur-colonne à quatre composantes, $\bar{\psi}(x)$ un vecteur-ligne.

b) TERME D'INTERACTION.

L'hamiltonien d'interaction de l'Electrodynamique Quantique est pris sans modification à la théorie classique :

$$H_{int} = e \int d^4x j^\alpha(x) A_\alpha(x), \quad (33)$$

où j est le quadrivecteur-courant. Ici, le *courant électronique* (ou muonique) est construit à partir du champ ψ et de son conjugué $\bar{\psi}$ à l'aide des quatre matrices de Dirac γ^α ($\alpha = 0, 1, 2, 3$) :

$$j^\alpha(x) = \bar{\psi}(x) \gamma^\alpha \psi(x). \quad (34)$$

On montre facilement, dans le cadre de la théorie de Dirac, que les quatre j^α données par (34) sont bien les composantes d'un *quadrivecteur*, et que le courant ainsi défini est *conservé* [c'est-à-dire qu'il vérifie l'équation (29)].

Les champs A et ψ sont bien entendu des opérateurs, dont l'action obéit aux règles indiquées précédemment (§ 1.3-a). L'hamiltonien d'interaction

$$H_{int} = e \int d^4x \bar{\psi}(x) \gamma^\alpha \psi(x) A_\alpha(x) \quad (35)$$

engendre alors des processus élémentaires analogues à ceux représentés sur la fig. 3 (Comme le photon est sa propre antiparticule, des Champs permet en principe de calculer l'amplitude de probabilité interagir par l'intermédiaire d'un photon virtuel, comme indiqué sur la fig. 4. Mais l'hamiltonien d'interaction (35) peut donner lieu à des phénomènes physiques plus compliqués, à travers des diagrammes comprenant plus de deux vertex et plus d'une particule virtuelle ; le formalisme de la Théorie Quantique des Champs permet en principe de calculer l'amplitude de probabilité associée à chacun de ces diagrammes.

c) L'INVARIANCE DE JAUGE COMME PRINCIPE FONDAMENTAL.

Le terme d'interaction (33) fait intervenir le quadripotentiell A , et non pas directement le véritable champ électromagnétique $\{\vec{E}, \vec{B}\}$. C'est pourquoi l'invariance de jauge de la théorie est beaucoup moins évidente que dans le cas classique (§ 1-b).

Elle n'en est pas moins valable ici aussi, et elle joue même un rôle central. On peut en effet montrer que l'exigence d'*invariance de jauge*, appliquée à un monde où n'existeraient au départ que des électrons sans interactions, implique à elle seule les *conséquences fondamentales* suivantes :

- (i) Existence du « champ de jauge » $A(x)$, et donc des particules associées (photons) ;
- (ii) Forme du terme d'interaction : $j^\alpha A_\alpha$, avec un courant j^α conservé ;
- (iii) Masse nulle pour les « mésons de jauge », c'est-à-dire ici les photons.

L'Electrodynamique Quantique apparaît comme une « *théorie de jauge* », fondée non pas sur un hamiltonien d'interaction *a priori* arbitraire et tiré de l'expérience, mais sur le principe fondamental d'invariance de jauge.

d) TECHNIQUE DE PERTURBATIONS.

La Théorie Quantique des Champs ne permet en réalité de calculer concrètement des résultats physiques que si la constante de couplage intervenant dans l'hamiltonien d'interaction est suffisamment petite pour que l'on puisse utiliser une méthode d'approximations successives (méthode des « perturbations »). C'est heureusement le cas en Electrodynamique quantique, puisque

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \ll 1. \quad (36)$$

Pour obtenir la valeur théorique d'une grandeur physique quelconque, on l'écrit donc sous forme d'un *développement en puissances de α* , et l'on calcule explicitement les premiers termes de ce développement. Cette méthode est étayée par une technique diagrammatique (*diagrammes de Feynman*) généralisant les arguments esquissés précédemment (fig. 3 et 4).

En pratique, les difficultés de calcul croissent très rapidement avec l'ordre du terme étudié, ce qui limite en fait l'évaluation aux termes d'ordre inférieur ou égal à α^4 . Cependant, la faible valeur de α rend les termes d'ordre supérieur tellement petits que cette méthode a conduit à des *succès théoriques sans précédent* dans l'Histoire. Par exemple, on sait que le moment magnétique \vec{M} de l'électron (ou du muon) est colinéaire à son spin \vec{S} :

$$\vec{M} = g \frac{q}{2m} \vec{S}, \quad (37)$$

où le *rapport gyromagnétique* g est voisin de 2 ; il est en réalité connu avec une très grande précision : pour l'électron, où l'erreur est la plus faible, sa valeur expérimentale est

$$(g_e)_{exp} = 2 [1 + 1,159\,652\,41 \times 10^{-3}] \pm 20 \quad (38)$$

Malgré la précision fantastique de la mesure ($\approx 2 \times 10^{-10}$ en valeur relative), les calculs d'Electrodynamique Quantique permettent de reproduire parfaitement cette valeur :

$$(g_e)_{theor} = 2 [1 + 1,159\,652\,36 \times 10^{-3}] \pm 28 \quad (39)$$

On peut noter que, au premier ordre en α ,

$$g_e = 2 \left[1 + \frac{\alpha}{2\pi} + \dots \right], \quad (40-a)$$

où, numériquement,

$$\frac{\alpha}{2\pi} = 1,161\,409\,4 \times 10^{-3}. \quad (40-b)$$

Ceci donne un ordre de grandeur de l'importance des termes d'ordre supérieur à 1.

III. « CHRONIQUE D'UNE NAISSANCE ANNONCEE » (2).

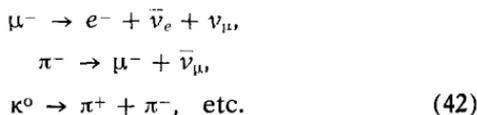
Le décor est maintenant en place, et le problème posé de façon générale. Voyons de plus près par quelle démarche on est parvenu à unifier les interactions faibles avec les interactions électromagnétiques, ce qui a conduit à « annoncer la naissance » des mésons W et Z.

1. Les interactions faibles.

La plus ancienne réaction d'interaction faible connue est celle qui se produit dans la *radioactivité β des noyaux* et la *désintégration du neutron* :



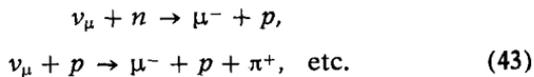
On a depuis répertorié et analysé des dizaines de *désintégrations faibles*, telles que



Noter l'existence de *deux neutrinos distincts* ν_e et ν_μ (il en existe en réalité probablement un troisième, ν_τ), et la *conservation des nombres leptoniques* (nombre de μ^- + nombre de ν_μ — nombre de μ^+ — nombre de $\bar{\nu}_\mu$, et l'analogie avec e^- et ν_e).

(2) Cf. G. García MÁRQUEZ, « *Chronique d'une mort annoncée* ».

Depuis environ 25 ans, on peut étudier les interactions faibles de façon plus systématique grâce à la mise au point, auprès des accélérateurs, de *faisceaux de neutrinos*. On observe et analyse ainsi des réactions du type



Rappelons enfin que *les interactions faibles ne conservent pas la parité*, ni la conjugaison de charge (passage de chaque particule à son antiparticule).

2. Du modèle de Fermi à la « théorie courant - courant ».

Les premières tentatives pour bâtir une théorie des interactions faibles sont dues à Fermi, dès 1936.

Concentrons pour simplifier notre attention sur la réaction de désintégration du muon :



(Comme au § II 2 et pour la même raison, nous excluons pour l'instant les hadrons). Dans le cadre général de la Théorie quantique des champs, cette réaction pourrait être décrite (fig. 5) par un terme d'interaction comprenant le produit

$$\bar{\psi}_e(x) \quad \psi_{\nu_e}(x) \quad \bar{\psi}_{\nu_\mu}(x) \quad \psi_\mu(x) \quad (45)$$

des quatre champs de Dirac (ou leurs conjugués) associés aux quatre particules.

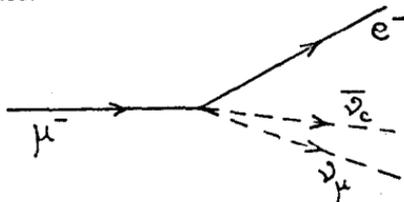


Fig. 5. — Diagramme pouvant représenter la réaction (44) et conduisant au produit (45) : ψ_μ pour annihiler le μ^- , $\bar{\psi}_{\nu_\mu}$ et $\bar{\psi}_e$ pour créer le ν_μ et l' e^- ψ_{ν_e} pour créer l'antineutrino $\bar{\nu}_e$.

Ces champs étant en fait des vecteurs-colonnes (ou lignes) à quatre composantes, on cherchera un hamiltonien d'interaction de la forme

$$H_{\mu e} = G_F \int d^4 x \bar{\psi}_e(x) M \psi_{\nu_e}(x) \cdot \bar{\psi}_{\nu_\mu}(x) M' \psi_\mu(x), \quad (46)$$

où G_F est la *constante de Fermi* et M et M' des matrices 4×4 à déterminer (On a pris le produit de deux combinaisons bilinéaires

formées à partir de ψ_{ν_e} et $\bar{\psi}_e$ d'une part, ψ_μ et $\bar{\psi}_{\nu_\mu}$ d'autre part, pour inclure directement la conservation des deux nombres leptoniques. En réalité, l'invariance relativiste impose certaines restrictions sur les matrices M et M' possibles).

L'étude expérimentale de la réaction permet de préciser la forme (46) de l'hamiltonien d'interaction : on trouve ainsi

$$H_{ue} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^4x [\bar{\psi}_e(x) \gamma^\alpha (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_e}(x)] \cdot [\bar{\psi}_\mu(x) \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_\mu}(x)] +, \quad (47)$$

où les γ^α sont (à nouveau !) les quatre matrices de Dirac et

$$\gamma^5 \hat{=} i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \quad (48)$$

(La formule (47) comporte bien sûr une sommation sur l'indice α).

Voilà un *résultat remarquable* : les interactions faibles font elles aussi intervenir des *courants* de forme semblable au courant électromagnétique (34)

$$V_e^\alpha \hat{=} \bar{\psi}_e \gamma^\alpha \psi_{\nu_e} \quad (49-a)$$

et

$$A_e^\alpha \hat{=} \bar{\psi}_e \gamma^\alpha \gamma^5 \psi_{\nu_e} \quad (49-b)$$

(et les analogues V_μ^α et A_μ^α avec μ et ν_μ). Mais il faut noter deux importantes différences :

(i) Il s'agit ici de *courants* « chargés », qui font passer de ν_e (ou ν_μ), neutre, à e^- (ou μ^-), chargé, alors que le courant électromagnétique ne change pas la charge ($e^- \rightarrow e^-$, ou $\mu^- \rightarrow \mu^-$);

(ii) On peut montrer que, si (49-a) est comme le courant électromagnétique un vrai *vecteur* (polaire), (49-b) se transforme dans une inversion d'espace comme un *vecteur axial*; l'intervention simultanée des deux types de vecteurs traduit la *non-conservation de la parité* (Dans (47), deux des quatre termes obtenus en développant le produit, V.V et A.A, conservent la parité, les deux termes croisés V.A et A.V la violent).

L'hamiltonien d'interaction (47), qui s'écrit

$$H_{ue} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^4x [V_e^\alpha(x) - A_e^\alpha(x)] \cdot [V_\mu^\alpha(x) - A_\mu^\alpha(x)] +, \quad (50)$$

caractérise ce que l'on appelle la « *théorie V-A* » (V pour « vecteur », A pour vecteur « axial »). Soulignons-en encore une propriété frappante : la *violation* de la parité y est *maximale*, car les

termes V et A apparaissent avec la même intensité dans chacun des deux facteurs (On a trouvé $1 - \gamma^5$, pas $1 - a \gamma^5$ avec $a \neq 1$).

La théorie V-A décrivant la désintégration du μ se généralise en une « théorie courant-courant », ainsi dénommée parce que l'hamiltonien d'interaction H_f y prend la forme du produit d'un courant J par son conjugué :

$$H_f = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^4x J^\alpha(x) \cdot J_{\alpha}^\dagger(x). \quad (51)$$

Le courant faible J se compose d'une partie *leptonique* [comportant les courants électronique J_e et muonique J_μ de l'expression (50)] et une partie *hadronique* mettant en jeu les autres particules :

$$J = J_{lept.} + J_{hadr.} \quad (52)$$

Chacune de ces deux parties est en outre la somme d'un terme *vectoriel* et un terme *axial* :

$$J = V - A. \quad (53)$$

Par exemple, le courant hadronique $J_{hadr.}$ comprend entre autres la contribution

$$J_N = \bar{\psi}_p \gamma^\alpha (1 - a \gamma^5) \psi_n \quad (54)$$

qui fait passer du neutron au proton (courant « chargé ») et rend compte, lorsqu'on l'associe au courant électronique

$$J_e = \bar{\psi}_e \gamma^\alpha (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_e}, \quad (55)$$

de la désintégration (41) du neutron. Noter cependant que, dans (54),

$$a \simeq 1,2 \quad (56)$$

n'est pas strictement égal à 1, ce qui reflète la nature hadronique du neutron et du proton.

La théorie courant-courant (51)-(53) rend correctement compte, au premier ordre en G_F , de tous les processus d'interactions faibles connus (avant la découverte des « courants neutres ». Cf. § 4-c ci-après). Cependant, elle diverge violemment aux ordres supérieurs de la méthode des perturbations (on dit qu'elle n'est pas « renormalisable »), ce qui l'empêche de constituer une véritable théorie.

3. Premières tentatives d'unification.

a) L'HYPOTHÈSE DU MÉSON W.

Le fait que la théorie courant-courant ne peut pas être définie au-delà du premier ordre en G_F est directement lié à la présence,

dans le terme (47) par exemple, de quatre champs de Dirac couplés au même point x . De plus, on peut supposer que l'interaction entre les quatre particules de la réaction (44) (fig. 5) se fait selon le même mécanisme d'échange que précédemment (fig. 4). On est ainsi conduit à émettre l'hypothèse qu'il pourrait exister un *méson intermédiaire* W transmettant l'interaction faible comme le photon γ transmet l'interaction électromagnétique (fig. 6). Ce méson intermédiaire serait couplé au *courant faible* J selon

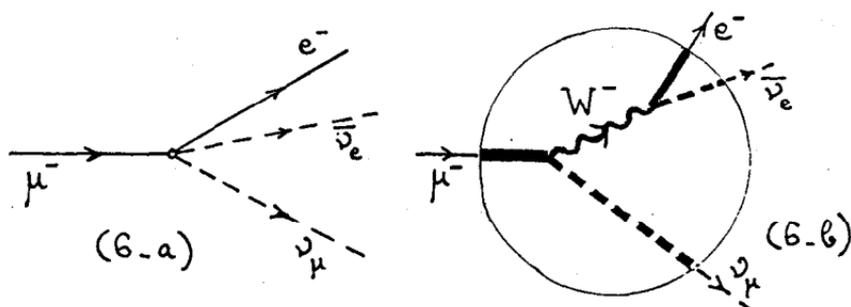


Fig. 6. — L'interaction faible, initialement vue comme ponctuelle (fig. 6-a), pourrait être transmise par un méson intermédiaire (fig. 6-b).

$$H_{int} = g \int d^4x J^\alpha(x) W_\alpha(x), \quad (57)$$

comme en (33). Le courant faible étant *chargé*, il en est de même du méson intermédiaire (*cf.* fig. 6), qui peut donc exister sous deux états de charge, W^+ et W^- . Comme le photon, les mésons W^\pm ont un spin 1 et sont représentés par un champ $W(x)$ se comportant comme un quadrivecteur (*mésons « vectoriels »*).

Si l'on calcule le diagramme de la fig. 6-b selon les règles de la Théorie Quantique des Champs, le résultat est analogue à (21); pour que l'hypothèse du méson W soit compatible avec l'expérience (résumée ici par la « théorie » courant-courant), il faut donc que

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = g^2 \frac{1}{M_W^2 - k^2}. \quad (58)$$

Ceci n'est possible que si le second membre est pratiquement indépendant de la variable k^2 (carré du transfert d'impulsion entre le μ^- et le ν_μ), c'est-à-dire si :

$$k^2 \ll M_W^2. \quad (59-a)$$

On a alors

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{M_W^2}. \quad (59-b)$$

Le fait qu'on n'ait pas jusqu'ici observé de dépendance en k^2 dans les réactions d'interactions faibles (G_F a toujours été vue comme une constante) implique donc [relation (59-a)] que la masse du méson W est grande devant les transferts d'impulsion que l'on peut réaliser. Autrement dit (cf. § I.2-a ou I.3-b), la portée des interactions faibles est très courte. Semi-quantitativement, si l'on prend $g^2 \sim e^2$ (puisqu'on pense à l'unification), on trouve

$$M_W \sim 100 \text{ GeV}, \quad (60)$$

c'est-à-dire environ cent fois la masse du proton.

b) L'IDÉE D'UNIFICATION ET SES DIFFICULTÉS.

La formulation (57) de l'hypothèse du méson intermédiaire utilise déjà l'analogie fondamentale que nous avons soulignée au § 2 : comme les interactions électromagnétiques, les interactions faibles font intervenir un *quadrivecteur-courant*. Pour aller plus avant, il faudrait pouvoir unifier le champ photonique $A(x)$ et le champ $W(x)$, c'est-à-dire les faire découler d'un seul et même *champ fondamental vectoriel*.

Mais on se heurte alors à une *difficulté majeure* : les photons ont masse nulle, alors que [voir (59)] les mésons W_{\pm} ont une masse différente de zéro. Ce n'est pas tellement l'ordre de grandeur de M_W qui est gênant, mais le fait même qu'elle soit non nulle : pour qu'on parvienne à unifier les interactions électromagnétiques et les interactions faibles, il faut que ces dernières puissent être décrites par une « théorie de jauge » (Ceci s'avère nécessaire non seulement pour l'unification (cf. § II.2-c), mais aussi pour l'obtention d'une *théorie renormalisable* des interactions faibles) ; or, *l'invariance de jauge exige une masse nulle* pour le « méson de jauge » associé (§ II.2-c).

4. L'unification réussie.

Les théoriciens sont pourtant parvenus à résoudre ces difficultés... Les principales étapes de la démarche sont les suivantes.

a) L'IDÉE DE « BRISURE SPONTANÉE » DE L'INVARIANCE DE JAUGE.

Pour que le méson intermédiaire W puisse être un « méson de jauge » malgré sa masse non nulle, il faut que l'invariance de jauge qui fonde la théorie soit quelque part brisée, tout en gardant le rôle central. Or, une « *brisure explicite* » (par un terme

non invariant petit devant les termes principaux invariants) s'avère *impossible* : si petite soit-elle, elle détruirait tout l'édifice de la théorie de jauge.

Mais il existe une autre possibilité, conduisant à la *brisure « spontanée »* de l'invariance : les équations fondamentales (en particulier ici l'expression de l'hamiltonien) restent rigoureusement invariantes ; leur solution (ici, l'espace des états physiques) n'est pas symétrique. Ce type de situation est en fait bien connu depuis longtemps en Physique : si l'on étudie par exemple les positions d'équilibre, dans le plan xOy , d'un point matériel dont l'énergie potentielle possède la symétrie de révolution autour de l'axe Oz mais présente la forme indiquée sur la fig. 7 (roulette

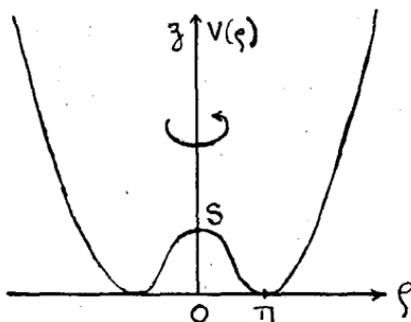


Fig. 7. — Potentiel dépendant seulement de $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ (dans le plan xOy), c'est-à-dire possédant la symétrie de révolution autour de l'axe Oz . Le point S correspond à la position d'équilibre symétrique mais instable, le point D à une position d'équilibre stable mais brisant la symétrie.

de casino), on trouve que la solution symétrique ($\rho = 0$) est instable, et que les positions stables brisent la symétrie de révolution (Il existe cependant une infinité de positions stables, qui se déduisent les unes des autres par rotation autour de Oz).

Cependant, les choses ne sont pas si simples. On démontre en effet le *théorème de Goldstone*, selon lequel toute brisure spontanée du type précédent implique l'existence d'un méson de masse nulle (Dans l'analogie de la fig. 7, le passage d'une position stable à une autre ne nécessite à la limite aucune énergie ; c'est ce fait que traduit en Théorie des Champs le théorème de Goldstone). Cette particule n'est pas le méson de jauge ; mais sa présence est *totalement exclue expérimentalement*.

b) LE MÉCANISME DE HIGGS-KIBBLE.

Il s'agit d'une idée très astucieuse pour contourner la difficulté précédente :

(i) On part de mésons W_{\pm} de masse nulle, ce qui rend possible la construction d'une théorie de jauge ;

(ii) On induit une brisure spontanée de l'invariance de jauge de cette théorie, ce qui engendre des mésons de Goldstone, eux aussi de masse nulle ;

(iii) On s'arrange pour « faire manger » les mésons de Goldstone par les mésons de jauge W_{\pm} , ce qui aboutit au double résultat que M_W devient non nulle (cette « nourriture » a alourdi W^+ et W^-) et que les mésons de Goldstone ont disparu (ils ont été « digérés » par les mésons de jauge).

Notons cependant que le mécanisme de Higgs-Kibble présente lui aussi un inconvénient : il nécessite l'introduction de champs supplémentaires (pour induire la brisure spontanée) qu'il est impossible d'éliminer complètement ; il prédit donc l'existence d'au moins un « méson de Higgs », dont on se passerait volontiers, bien que sa masse puisse être suffisamment élevée (elle n'est pas fixée par la théorie) pour exclure sa détection dans un avenir proche.

c) LE MODÈLE DE WEINBERG-SALAM-GLASHOW.

C'est la mise en œuvre explicite de l'idée précédente.

Elle exige l'existence de *trois mésons intermédiaires* d'interactions faibles, *deux chargés* (W^+ et W^-) et *un neutre* (Z^0) : pour construire une théorie de jauge admettant deux mésons de jauge chargés, il est nécessaire d'introduire une symétrie interne reliant en particulier ces deux mésons ; la plus simple, choisie par Weinberg-Salam-Glashow (W.S.G.), est l'analogie de la symétrie d'isospin des interactions fortes, c'est-à-dire qu'elle est fondée comme celle-ci sur le groupe $SU(2)$; elle comporte donc un troisième méson de jauge, neutre, en plus de W_{\pm} et du photon (Ce dernier, qui doit garder la masse nulle qu'on lui observe expérimentalement, ne peut pas jouer le rôle du troisième méson de jauge de $SU(2)$). En réalité, le γ et le Z^0 physiques sont des combinaisons linéaires des deux mésons de jauge neutres de départ, que l'on note W^0 et B^0). Il devrait également exister un *méson de Higgs*, qui est ici électriquement neutre et de spin nul ; comme indiqué au § b, sa masse reste un paramètre libre et peut être très grande.

L'existence d'un troisième méson intermédiaire faible, le Z^0 neutre, implique celle d'un *courant faible neutre* qui lui soit couplé. Ce courant est « neutre » en ce sens qu'il fait passer de e^- à e^- , de ν_e à ν_e , ou de μ^- à μ^- ,... ; il est distinct du courant électromagnétique, en particulier par le fait qu'il ne conserve pas la

parité (comme le courant faible chargé, il comprend un terme vectoriel et un terme axial). Les processus faibles engendrés par ce courant neutre et son couplage au Z^0 étaient *inconnus jusque-là* (on connaissait seulement les courants chargés décrits au § 2). Ils ont été depuis *découverts expérimentalement* (1973), et leur étude a montré qu'ils possèdent exactement les propriétés prévues par le modèle W.S.G. Ceci constitue un *succès remarquable des considérations théoriques* développées à partir de l'idée d'unification des interactions.

Le modèle W.S.G. comporte essentiellement *trois paramètres ajustables* : deux constantes de couplage, l'une g caractérisant le couplage des trois mésons de jauge symétriques W^+ , W^0 , W^- avec le courant d'isospin faible, l'autre g' celui du quatrième méson de jauge B^0 avec un courant indépendant du précédent ; un paramètre η donnant l'échelle de la brisure spontanée de l'invariance de jauge. On remplace souvent la donnée des deux constantes de couplage g et g' par celle de l'une d'elles et de l'angle de Weinberg ϑ_W , défini par

$$\operatorname{tg} \vartheta_W = \frac{g'}{g} \quad (61)$$

(Cet angle est celui qui caractérise le passage du système des deux mésons de jauge neutres W^0 et B^0 aux particules physiques γ et Z^0). Pour déterminer ces trois paramètres, on utilise les valeurs, déjà connues, de α ($\simeq 1/137$) et G_F ($1,03 \times 10^{-5}/m_p^2$), et l'on mesure ϑ_W dans les processus de courant faible neutre :

$$\sin^2 \vartheta_W = 0,229 \pm 0,010. \quad (62)$$

Les masses des mésons intermédiaires faibles sont alors fixées :

$$W^+ \text{ et } W^- : M_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \vartheta_W} = (77,8 \pm 1,7 \text{ GeV})^2; \quad (63 - a)$$

$$Z^0 : M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \vartheta_W} = (88,6 \pm 1,4 \text{ GeV})^2. \quad (63 - b)$$

Il ne reste plus qu'à confirmer expérimentalement l'existence de ces mésons intermédiaires.

IV. MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DU W ET DU Z (3).

1. Principe de la méthode.

Nous avons jusqu'ici parlé du W et du Z uniquement comme *particules intermédiaires*, échangées dans les processus d'interactions faibles et par conséquent *virtuelles* (§ I.3 - b). On pourrait donc chercher à mettre en évidence la *portée non nulle* qu'elles donnent aux interactions faibles, ou, ce qui revient au même, la *dépendance en transfert d'impulsion* qu'elles impliquent [formules (58)-(59)] :

$$\frac{g^2}{M_W^2 - k^2} = \frac{g^2}{M_W^2} \left(1 + \frac{k^2}{M_W^2} + \dots \right) \dots$$

$$\dots = G_F \left(1 + \frac{k^2}{M_W^2} + \dots \right). \quad (64)$$

Ceci est impossible dans les désintégrations comme celle du μ (44), car les valeurs de k^2 sont beaucoup trop petites :

$$\left(\frac{m_\mu}{M_W} \right)^2 \approx 2 \times 10^{-6}. \quad (65)$$

C'est possible *a priori* (et sera sans doute fait dans un avenir pas trop lointain) à partir d'un faisceau de neutrinos (fig. 8), à condition que leur énergie soit suffisante, au moins égale à plusieurs fois M_W .

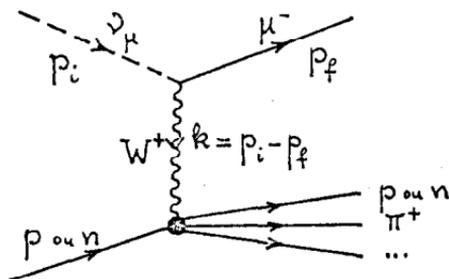


Fig. 8. — Réaction induite par neutrino, dans laquelle la dépendance en k^2 de la section efficace peut en principe être mise en évidence.

(3) « Elle le chercha dans les ténèbres, le trouva à première vue parmi tant et tant de noms que l'on pouvait confondre avec lui dans ce monde et dans l'autre, et le cloua au mur de son dard infallible, tel un papillon prédestiné dont la sentence était écrite depuis toujours ». G. García MÁRQUEZ, op. cit.

Mais il est plus simple, plus direct... et plus spectaculaire de produire des mésons W^\pm et Z^0 réels, c'est-à-dire sur leur couche de masse, dans l'état final d'une réaction *a priori* quelconque (fig. 9) :

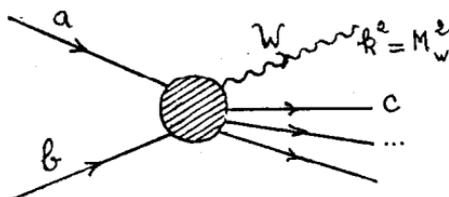
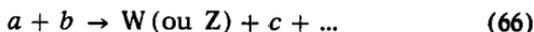


Fig. 9. — Réaction de production d'un W réel. Le cercle hachuré indique qu'il n'est pas nécessaire de connaître le mécanisme détaillé de la réaction.

La difficulté est alors double : d'une part, il faut disposer d'une énergie initiale supérieure au seuil de création du W et du Z , c'est-à-dire concrètement ≈ 100 GeV dans le référentiel du centre de masse ou ≈ 5000 GeV dans le référentiel où l'une des particules initiales est au repos (par rapport aux accélérateurs actuels, il faut donc gagner un facteur ~ 3 à 10 suivant les cas); d'autre part, il faut être capable de reconnaître le méson faible lorsqu'il a été produit, « parmi tant et tant de particules que l'on pourrait confondre avec lui ».

Atteindre l'énergie nécessaire est une question de technique et d'argent, mais aussi d'astuce (voir § 2). Pour identifier le W ou le Z , on utilisera *un de leurs modes de désintégration caractéristiques* : comme l'immense majorité des particules connues, les mésons faibles sont en effet *instables*; étant donné leur grande masse, on peut attendre des modes de désintégration nombreux et variés; mais leur couplage direct avec les courants faibles implique que les modes suivants ont une probabilité relativement importante :

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \text{ (ou } \mu^+ + \nu_\mu), \quad (67-a)$$

$$W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \text{ (ou } \mu^- + \bar{\nu}_\mu), \quad (67-b)$$

$$Z^0 \rightarrow e^+ + e^- \text{ (ou } \mu^+ + \mu^-). \quad (67-c)$$

Il faudra donc isoler, dans l'état final de la réaction (66) choisie, un électron (ou un muon) d'énergie voisine de 40 GeV, « équilibré » par un positron (ou un μ^+) de même énergie (pour le Z^0), ou par une « impulsion-énergie manquante » analogue pour le W^- (le neutrino n'est pas directement détectable). Plus précisément

(fig. 10), il faudra montrer que les quadri-impulsions des leptons ainsi isolés « reconstituent » la masse du W ou du Z.

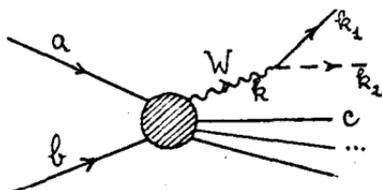


Fig. 10. — Identification du W (ou du Z) produit dans une réaction par les particules issues de sa désintégration : $(k_1 + k_2)^2 = M_W^2$.

2. La « machine » utilisée.

En 1976, un physicien italien, C. RUBBIA, proposa de compléter l'équipement d'un accélérateur existant, le S.P.S. du C.E.R.N. à Genève, pour pouvoir l'utiliser comme un « collisionneur \bar{p} - p » : un faisceau de protons p et un faisceau d'antiprotons \bar{p} , tournant en sens inverse dans le même anneau, sont amenés à s'entre-croiser pour provoquer des collisions « frontales » \bar{p} - p (fig. 11).

Cette « machine », issue de modifications somme toute mineures et donc relativement peu onéreuses du S.P.S., a pour avantage de permettre un « bond en avant » considérable en énergie : les 540 GeV qu'elle fournit sont directement utilisables dans le référentiel du centre de masse des collisions \bar{p} - p ; dans un dispositif à cible fixe, il faudrait un faisceau de 150 000 GeV dans le référentiel du laboratoire pour disposer d'une énergie équivalente ! Il y a bien sûr aussi quelques inconvénients : on ne peut étudier que les collisions \bar{p} - p , alors qu'un accélérateur à cible fixe fournit des faisceaux incidents variés (mais le système \bar{p} - p est suffisant pour ce qui nous intéresse ici) ; l'intensité du faisceau d'antiprotons que l'on peut obtenir limite la « luminosité » de la machine (c'est-à-dire le nombre de réactions \bar{p} - p par seconde) à des valeurs assez faibles ($\sim 2\,000$ réactions par seconde actuellement au maximum) ; le temps de remplissage de l'anneau d'accumulation AA est assez long (~ 24 h)...

Notons que la production « en grande série » et l'étude systématique des mésons intermédiaires faibles devra attendre la prochaine génération de « machines », en particulier l'anneau de collisions e^-e^+ européen dénommé LEP, qui devrait être opérationnel en 1989.

3. L'expérience UA 1 : quelques ordres de grandeur.

La recherche des mésons intermédiaires faibles a été entreprise, auprès du « collisionneur \bar{p} - p » du C.E.R.N., par deux groupes de physiciens ayant proposé deux expériences complémentaires, dont les noms de code sont UA1 et UA2.

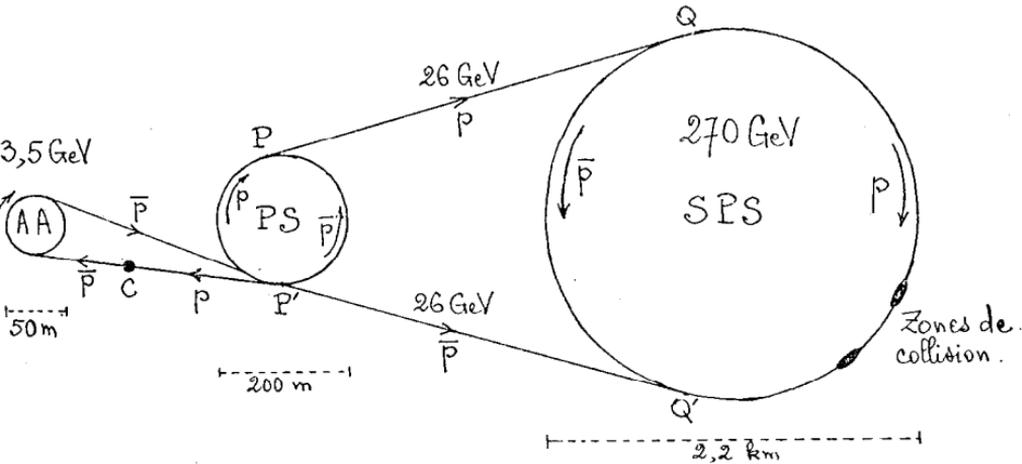


Fig. 11. — Schéma du « collisionneur \bar{p} - p » du C.E.R.N. (Attention : l'échelle n'est pas respectée). Les protons, faciles à produire en grand nombre, sont traités de manière habituelle : pré-accélérés jusqu'à 26 GeV dans l'ancien PS (« proton-synchrotron »), ils sont ensuite injectés dans le SPS (« super-proton-synchrotron ») selon la ligne PQ, pour y être accélérés jusqu'à 270 GeV. Les antiprotons, eux, sont produits sur la cible C par un faisceau de protons ; on les accumule progressivement dans l'anneau auxiliaire AA, où ils sont également « refroidis » (c'est-à-dire groupés en « paquets » de dimensions restreintes et d'impulsion définie) ; on les envoie ensuite dans le même circuit que les protons, mais en sens inverse.

Pour donner une idée des problèmes posés par ce genre de Physique, voici quelques caractéristiques de l'expérience UA1, qui a été la première à annoncer la découverte du méson W :

- nombre de physiciens : 135 (12 laboratoires, 7 pays différents) ;
- dimensions totales du détecteur : $40 \times 20 \times 20 \text{ m}^3$;
- caractéristiques de l'aimant central : 830 tonnes, $7 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ utiles, 0,7 Tesla dans 80 m^3 , 6 MW ;
- nombre d'événements (octobre-décembre 1982) : $\sim 10^9$ collisions \bar{p} - p , $\sim 10^6$ événements enregistrés, 6 W^\pm bien reconnus.

Une nouvelle prise de données est en cours depuis le mois d'avril, et devrait durer jusqu'à la fin juin 1983. Selon des renseignements officiels, elle a jusqu'ici mis en évidence plusieurs dizaines de W^\pm , et quelques Z^0 .

CONCLUSION.

La découverte du méson W , et celle du Z si elle se confirme (4), constituent un succès crucial pour la théorie unifiée des interactions « électrofaibles ». Bien sûr, il reste encore des problèmes : le « méson de Higgs » existe-t-il ? Pourquoi l'angle de Weinberg prend-il cette valeur et non une autre ? Reste aussi la question de l'unification éventuelle de l'ensemble des interactions ; il n'a été question dans ce qui précède que des interactions électromagnétiques et faibles, mais des idées ont été émises, et certains résultats obtenus, concernant une « grande unification » englobant aussi les interactions fortes. Les théoriciens ont donc encore du travail... Du point de vue expérimental, l'étape suivante va consister à étudier en détail les propriétés des mésons W et Z , et l'un des outils essentiels pour cela sera la « machine » européenne LEP. Là aussi, il y a beaucoup de travail...

(4) Les résultats présentés par les collaborations UA1 et UA2 au « Symposium International sur les Interactions des Leptons et Photons à Haute Energie » (Université de Cornell, Etats-Unis - août 1983) ont dissipé les derniers doutes qui pouvaient encore subsister.