

XXI

COURS SUR LES INTERACTIONS FAIBLES  
-----

Louis MICHEL  
Institut des Hautes Etudes Scientifiques  
91 BURES-sur-YVETTE - France

## CHAPITRE I

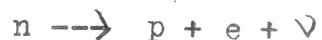
### I.- PREHISTOIRE DE LA PHYSIQUE DES INTERACTIONS FAIBLES

Depuis que l'homme contemple les étoiles, il observe des effets des "interactions faibles". Ces interactions sont en effet la source principale d'énergie stellaire, bien que l'énergie qui nous parvient des étoiles soit surtout transportée par des photons. L'observation scientifique des processus dus aux interactions faibles a débuté avec la découverte de la radioactivité par Becquerel en 1896. Rutherford fit en 1899 la distinction entre les rayonnements  $\alpha$  et  $\beta$ .

Une longue controverse s'éleva à propos de l'énergie du rayonnement  $\beta$ . On commença par voir quelques raies étroites (ces électrons étaient en réalité produits par conversion interne de rayons  $\gamma$  d'origine nucléaire). Mais, en 1914, la nature continue du spectre fut mise en évidence par Chadwick. Cela résultait-il de la dégradation de l'énergie des électrons par des effets secondaires (Meitner, 1922) ? C'est l'expérience de Ellis et Wooster (1927) qui fournit une réponse définitive : en mesurant l'énergie absorbée sous forme de chaleur par une enceinte entourant une source de Radium E, ils trouvèrent une valeur correspondante  $NW_n$ , où  $N$  est le nombre de désintégration et  $W_n$  l'énergie moyenne du rayonnement  $\beta$ . Ils écrivirent "Nous devons conclure que dans la désintégration  $\beta$  le noyau peut se briser en émettant une quantité d'énergie qui varie dans une large mesure".

Ce fut l'origine d'une crise; l'existence de niveaux d'énergie dans les noyaux, donc la mécanique quantique, ou la conservation de l'énergie, devait être abandonnée. En juin 1931, dans des conférences non publiées (Ecole d'Eté du Michigan), Pauli inventa le neutrino pour préserver les lois de conservation.

Le premier article fondamental sur les interactions faibles est dû à Fermi. Tout physicien devrait lire ce grand classique écrit et en allemand (Z. Phys. 88, 161, 1934) et en italien (N.C. I 1, 1934). Un formalisme quantique pour décrire la création et l'annihilation de particules existait depuis 1927 (Dirac pour les bosons, Jordan pour les fermions). Il avait été appliqué à l'émission et à l'absorption de photons. Fermi l'utilisa d'une manière analogue pour décrire l'émission simultanée d'un électron et d'un neutrino par un neutron en se transformant en proton



Cela lui permit de définir une constante de couplage pour une pareille interaction directe entre quatre particules de spin  $\frac{1}{2}$ . L'évaluation qu'en donna Fermi à partir de résultats expérimentaux contemporains était

$$g = 0,4 \cdot 10^{-49} \text{ ergs cm}^3 \quad (1)$$

qui est environ le tiers de la valeur réelle.

## II.- GRANDES LIGNES DE L'HISTOIRE DES INTERACTIONS FAIBLES

Il serait fort long de raconter l'histoire des trente ans de développement de la physique des interactions faibles. L'histoire des sciences est souvent stimulante en ce qu'elle nous apprend beaucoup sur la voie qui mène aux découvertes. Néanmoins, suivre le développement historique n'est pas le chemin le plus direct pour communiquer la connaissance scientifique. Aussi bornerons-nous la part de l'histoire à quelques remarques, exception faite des grandes lignes suivantes.

En 1935, Yukawa inventa les mésons pour expliquer les forces nucléaires par une interaction  $n p \pi$  (nous appellerons interaction de Yukawa pareil type d'interaction entre deux particules de spin  $\frac{1}{2}$  et un boson). La désintégration  $\beta$  aurait ainsi pu être expliquée par deux interactions de Yukawa

$$n p - \pi \quad \text{et} \quad \pi - e \nu$$

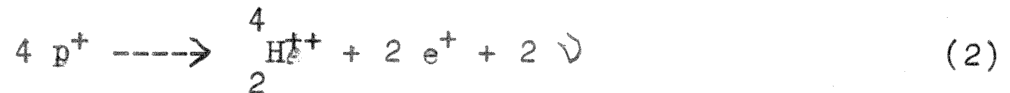
la seconde interaction étant responsable de la désintégration du méson. Les prédictions de Yukawa parurent d'abord merveilleusement confirmées par la découverte de la particule  $\mu$  dans les rayons cosmiques. Mais on se rendit bientôt compte que le  $\mu$  n'avait pas les mêmes propriétés que le méson de Yukawa. La crise fut résolue par la découverte du méson  $\pi$  (C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini, C.F. Powell Nature (London) 160, 453 and 485, 1947).

D'autre part, des interactions de Fermi entre  $n p \mu \nu$  et  $\mu e \nu \nu$  avec des constantes de couplage  $g$  de l'ordre de (1)

pouvaient expliquer toutes les propriétés observées pour les particules  $\mu$ .

En janvier 1957, sous l'impulsion de Lee et Yang, des expériences montrèrent que les interactions faibles violent la parité.

En 1938, la production d'énergie stellaire fut expliquée par la synthèse de l'Hélium à partir de l'Hydrogène par le moyen d'interactions faibles



et en 1956 fut réalisée la première réaction provoquée mettant en jeu des neutrinos



(F. Reines, C.L. Cowan, Nature 178, 446). Comme source de neutrinos on avait utilisé une pile à très grand flux. Le  $\nu$  provenait donc de la désintégration du neutron. On vérifia aussi que ces  $\nu$  ne provoquaient pas la réaction

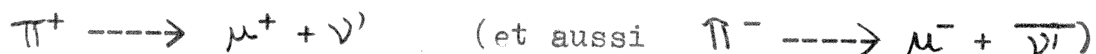


ce qui établit l'existence de particules et antiparticules pour les neutrinos (ce que la double désintégration  $\beta$  avait déjà fait soupçonner). Par convention, on appelle antineutrino la particule produite dans la désintégration du neutron



Dans la réaction (2), ce sont des neutrinos qui sont produits, alors que ce sont des antineutrinos qui provoquent la réaction (3) mais non la réaction (4) ((3) et (4) ont donc été incorrectement écrites dans ce qui précède).

En 1962, de pareilles réactions provoquées furent réalisées à Brookhaven avec des neutrinos de haute énergie; elle établirent l'existence d'au moins deux espèces de neutrinos appelés  $\nu$  et  $\nu'$ . Le rayonnement de neutrinos était en effet issu de



Ces neutrinos produisaient des  $\mu$  d'après l'équation



mais non des électrons, ni selon (3), ni selon (4).

### III.- TABLES DE REFERENCE POUR LA SITUATION ACTUELLE

Les seules particules actuellement connues et qui n'ont pas d'interactions fortes sont le photon  $\gamma$ , et les leptons : neutrinos  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  et  $\nu'$ ,  $\bar{\nu}'$ , électrons  $e^+$ ,  $e^-$  et  $\mu$ -particule  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ . La liste des particules interagissant fortement s'accroît régulièrement.

La table 1 présente la situation actuelle. A l'exception du proton et du  $\pi^0$ , tous les états les plus bas de charges données (Q, Y, B) se désintègrent par interaction faible, tandis qu'aucun

état excité ne le fait. La raison en est que les interactions faibles perdent la compétition avec les interactions électromagnétiques et fortes pour ces désintégrations d'états excités. Nous n'avons donc pas trop à nous inquiéter pour l'étude des interactions faibles, si la liste des résonnances est loin d'être complète. Par contre, on peut espérer que d'autres états avec une valeur d'au moins une des charges  $\neq 1, 0, -1$ , seront trouvés (en dehors bien sûr des noyaux et des hyperfragments); les adeptes de  $SU_3$ , par exemple, croient en l'existence de la particule  $\Sigma^-$  ( $B = 1$ ,  $Q = -1$ ,  $Y = -2$ ) de masse  $1685 \text{ Mc V}$ , et qui aurait donc la désintégration faible :  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  ou  $\Sigma^- \rightarrow \pi^0 + \pi^-$  comme mode principal de désintégration.

Il faut noter que si les différences de masses des états les plus bas de charges données  $B, Q, Y$  avec une différence  $\Delta Y = 1$  avaient été plus grandes que la masse du  $K$ , l'état fondamental le plus élevé se désintégrerait par interaction forte dans l'état fondamental le plus bas. La répartition des masses des états les plus bas de la Table 1 permet donc le maximum de désintégrations faibles ! Il se trouve de plus que pour les  $K$ , un très grand nombre de modes de désintégrations sont en compétition. (La distinction  $K_1^0, K_2^0$  doit être expliquée aux non-initiés).

La Table 2 rassemble tous les résultats expérimentaux actuels pour les "désintégrations faibles". (Nous utiliserons ce raccourci pour "désintégrations dues aux interactions faibles"),

en se limitant aux rapports de branchement de plus de 1 %. La table 3 rassemble les désintégrations faibles avec des rapports de branchement de moins de 1 % et les références correspondantes.

Le lecteur peut se demander pourquoi on utilise les secondes et les Mc V dans ces tables. Il est bien évident que le système d'unité où  $\hbar = 1$ ,  $c = 1$  est bien adapté à la physique des particules élémentaires. Mais il faut fixer une autre unité (longueur ou temps, ou masse, ou énergie). Les physiciens utilisent encore le cm, la sec, le Me V, unités commodes pour les constructeurs d'accélérateurs. Les physiciens ont donc à connaître des relations de conversion pour ces unités :

$$\begin{aligned}\hbar &= 6,5817 \cdot 10^{-22} \text{ Mc V x sec} \\ \hbar c &= 1,9732 \cdot 10^{-11} \text{ Mc V x cm}\end{aligned}$$

Avec précision de 1 % on se souviendra donc que

$$10^{-13} \text{ cm} = \frac{\hbar}{200 \text{ Me V}}$$

pour les évaluations rapides d'ordre de grandeur.

Pour l'analyse dimensionnelle, nous utiliserons une seule dimension : longueur =  $c = M^{-1} = (\text{masse})^{-1}$ .





Table 2

PARTICULES ELEMENTAIRES

Masses et vies moyennes

Classe	Nom	Symbole	Masse en Me V	Durée de vie en s	
LEPTONS	Neutrinos	$\nu$	0		
		$\nu^i$	$< 1$		
	Electron	$e^\pm$	$0,510976 \pm 0,000007$		
	Muon	$\mu^\pm$	$105,655 \pm 0,010$	$2,212 \pm 0,001 \cdot 10^{-6}$	
MESONS	Pion chargé	$\pi^+$	$139,59 \pm 0,05$	$2,55 \pm 0,03 \cdot 10^{-8}$	
	Pion neutre	$\pi^0$	$135,00 \pm 0,05$	$2,2 \pm 0,8 \cdot 10^{-15}$	
	Kaon chargé	$K^+$	$493,9 \pm 0,2$	$1,227 \pm 0,008 \cdot 10^{-8}$	
	.....	$K^0$	.....	.....	
	Kaons neutres	$K_1^0$	$497,8 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,02 \cdot 10^{-10}$	
		$K_2^0$		$6,3 \pm 1,6 \cdot 10^{-8}$ $- 1,0$	
BARYONS	Proton	p	$938,213 \pm 0,01$		
	Neutron	n	$939,507 \pm 0,01$	$1,013 \pm 0,029 \cdot 10^3$	
	.....	.....	.....	.....	
	Hypérons		$\Lambda^0$	$1115,36 \pm 0,14$	$2,57 \pm 0,03 \cdot 10^{-10}$
			$\Sigma^+$	$1189,40 \pm 0,20$	$0,78 \pm 0,03 \cdot 10^{-10}$
			$\Sigma^0$	$1191,50 \pm 0,50$	?
			$\Sigma^-$	$1195,96 \pm 0,50$	$1,59 \pm 0,05 \cdot 10^{-10}$
			$\Xi^-$	$1320,8 \pm 0,4$	$1,4 \pm 0,6 \cdot 10^{-10}$ $- 0,2$
		$\Xi^0$	1316	$3,9 \pm 1,4 \cdot 10^{-10}$ $- 0,9$	

Seules les désintégrations faibles sont indiquées.

Les antiparticules ont même masse et même vie moyenne que les particule

Table 2

PARTICULES ELEMENTAIRES

Désintégrations faibles

Classe	Nom	Symbole	Modes de désintégration	Rapport de branchement %	Taux partiel de désintégration
LEPTONS	Muon	$\mu^\pm$	$e + \nu + \nu'$	100	$4,54 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$
MESONS	Pion chargé	$\pi^\pm$	$\mu^\pm + \nu'$	100	$3,92 \cdot 10^7$
	Kaon chargé	$K^\pm$	$\mu^\pm + \nu'$	$64,2 \pm 1$	$5,23 \cdot 10^7$
			$\bar{\nu} + \pi^0$	$18,6 \pm 1$	$1,51 \cdot 10^7$
			$\pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$	$5,7 \pm 0,3$	$4,66 \cdot 10^6$
			$\pi^\pm + \pi^0 + \pi^\pm$	$1,7 \pm 0,3$	$1,39 \cdot 10^6$
			$\pi^0 + e^\pm + \nu, \nu'$	$5 \pm 0,5$	$4,07 \cdot 10^6$
			$\pi^0 + \mu^\pm + \nu'$	$4,8 \pm 0,6$	$3,9 \cdot 10^6$
	Kaons neutres	$K_1^0$	$\pi^+ + \pi^-$	$69,4 \pm 1$	$7,7 \cdot 10^9$
			$\pi^0 + \pi^0$	$30,6 \pm 1$	$3,4 \cdot 10^9$
		$K_2^0$	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$8,7 \pm 2$	$1,38 \cdot 10^8$
$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$			$38 \pm 7$	$6,03 \cdot 10^8$	
		$\pi^\pm + e^\pm + \{\nu, \nu'\}$	$28,3 \pm 6$	$4,49 \cdot 10^8$	
		$\pi^\pm + \mu^\pm + \{\nu, \nu'\}$	$25 \pm 6$	$3,96 \cdot 10^8$	
BARYONS	Neutron	n	$p + e^- + \bar{\nu}$	100	$9,87 \cdot 10^5$
	Hypérons	$\Lambda^0$	$p + \pi^-$	$66 \pm 3$	$2,57 \cdot 10^9$
		$\Sigma^+$	$n + \pi^0$	$34 \pm 3$	$1,32 \cdot 10^9$
		$\Sigma^+$	$n + \pi^+$	$49,3 \pm 2,3$	$6,32 \cdot 10^9$
		$\Sigma^0$	$n + \pi^0$	$50,7 \pm 2,3$	$6,50 \cdot 10^9$
		$\Sigma^-$	$n + \pi^-$	100	$6,28 \cdot 10^9$
		$\Lambda^0$	$\Lambda^0 + \pi^0$	100	$7,14 \cdot 10^9$
		$\Lambda^0$	$\Lambda^0 + \pi^-$	100	$2,56 \cdot 10^9$

Table 3

INTERACTIONS FAIBLES - RAPPORTS DE BRANCHEMENT < 1 %

Réaction	$R = \frac{\text{(réaction)}}{\text{(total)}}$	Références
$\mu \rightarrow e + \gamma$	$< 6 \times 10^{-8}$	P.R.L. <u>8</u> , 120 (62)
$\mu \rightarrow e + e + e$	$< 2.6 \times 10^{-7}$	P.R.L. <u>8</u> , 120 (62)
$\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$	$(1.15 \pm 0.21) \times 10^{-8}$	CERN, Rapp. M.Schwartz Conf. Siena 1963
$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$	$(3 \pm 1.5) \times 10^{-8}$	CERN, Conf. Genève 1962
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu$	$(2.3 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	Wisconsin, Conf. Siena 1963
(1 évén. $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + e^- + \nu$ ) contre 50 ci-dessus 0 évén. contre 11	.....	P.R.L. <u>11</u> , 35 (63)
$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$	$(0.78 \pm 0.12) \times 10^{-3}$	Conf. Siena 1963
$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \mu^- + \bar{\nu}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$	Berkeley, Conf. Genève 1962
$\Sigma^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}$	$(8.8 \pm 3) \times 10^{-4}$	J. STEINBERGER, Conf. Siena 1963
$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$	$(1.9 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	Bull. Am. Phys. Soc. <u>8</u> 349 (63)
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$	$\left[ \begin{array}{c} 0.9 + 0.5 \\ - 0.4 \end{array} \right] \times 10^{-4}$	Bull. Am. Phys. Soc. <u>8</u> 349 (63)
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$	1 événement	P.R.L. <u>10</u> , 381 (63)
Pas d'événement observé $\Xi^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$		
Un ou deux événements observés $\Sigma^+ \rightarrow p^+ + e^+ + \nu$		

4.- COUP D'OEIL SUR LA SITUATION ACTUELLE

L'interaction électromagnétique est l'interaction la mieux comprise de la physique des particules. Son intensité est déterminée par la charge électrique élémentaire, qui est une constante universelle sans dimension :

$$e = (137,037)^{-1} = \alpha = \frac{e}{\hbar c} \quad (7)$$

L'interaction électromagnétique fondamentale entre un champ de particules chargées ( $\phi$  représentant un champ de spin 0 et  $\psi$  un champ de Dirac) et le champ électromagnétique

$$F = \partial \wedge A \quad (8)$$

ayant pour composantes

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (8')$$

peut être dérivée des densités de Lagrangien; en notations conventionnelles :

$$\mathcal{L}(x) = (\partial \phi^*) \cdot (\partial \phi) + m^2 \phi^* \phi + \frac{1}{4} (F)^2 + A \cdot j \quad (9)$$

$$\text{où } j = e (\phi^* (\partial \phi) - (\partial \phi^*) \phi) \quad (9')$$

$$\mathcal{L}_D(x) = \psi^\dagger i \gamma^\mu \partial_\mu \psi + m \psi^\dagger \psi + \frac{1}{4} (F)^2 + A \cdot j \quad (10)$$

$$\text{où } j = e [\psi^\dagger , i \gamma^\mu \psi] \quad (10')$$

Etant une action,  $\int \mathcal{L} d^4x$  est un nombre sans dimension; à partir de là, l'analyse dimensionnelle fournit successivement :

$$\mathcal{L} \sim L^{-4}, \quad F \sim L^{-2}, \quad A \sim L^{-1}, \quad j \sim L^{-3}, \quad \phi \sim L^{-1}, \quad \Psi \sim L^{-3/2} \quad (11)$$

Par conséquent, la constante  $f$  du couplage de Yukawa est sans dimension :

$$f \phi \Psi^2 \sim L^{-4} \quad f \sim L^0 \quad (12)$$

Au contraire; la constante  $g$  du couplage de Fermi a la dimension  $L^{-2}$  puisque  $g \Psi^4 \sim L^{-4} \quad g \sim L^{-2} \sim M^{-2} \quad (13)$

Pour réduire, de l'analyse dimensionnelle, un ordre de grandeur pour la vie moyenne  $\tau$ , on a besoin d'une masse caractéristique  $W$  fournissant un ordre de grandeur de l'énergie de réaction. A une désintégration par couplage fort correspond l'équation :

$$\frac{1}{\tau} = f^2 W$$

où l'énergie de réaction  $W$  est  $\gtrsim$  à  $m_{\pi}$ ; c'est bien la première puissance de  $W$  qui doit apparaître pour que la relation dimensionnelle soit satisfaite. En utilisant les ordres de grandeur  $f^2 = 1$ ,  $W = m_{\pi}$ , on trouve :

$$\tau = (140 \text{ Mev})^{-1} = \frac{1}{2} 10^{-23} \text{ sec}$$

qui correspond à un niveau largement excité de la Table 1, par

l'intermédiaire des couplages fort et électromagnétique ( $\pi^0$ ,  $\eta^0$ ,  $\Sigma^0$  de la Table 1). Si  $W = m_e$

$$\tau = f^{-2} e^{-2n} W^{-1} = (137)^n \left(\frac{\text{Mev}}{2}\right)^{-1} = 10^{-21} \times 137^n$$

où  $n$  est le nombre de photons émis.

Pour  $n = 1$ ,  $\tau \sim 10^{-19}$  sec, ce qui est la vie moyenne attendue pour  $\Sigma^0$ ; pour  $n = 2$ ,  $\tau \sim 10^{-17}$  sec, la valeur expérimentale pour le  $\pi^0$  est :  $(2,2 \pm 0,8) 10^{-16}$  sec).

Dans le cas d'une interaction faible

$$\tau = g^{-2} W^{-5}$$

qui apparaît très sensible aux variations de l'énergie. Quelle énergie faut-il choisir ? Pour la désintégration d'un hypéron, un pion de basse énergie est émis. Utilisant  $W = m_\pi$ ,  $\tau = 10^{-10}$  sec, on trouve

$$\begin{aligned} g^2 &= \tau^{-1} W^{-5} = 10^{10} \text{ sec}^{-1} (1,4)^{-5} 10^{-10} \text{ Mev}^{-5} = \\ &= (1,4)^{-5} (6 \cdot 10^{-22}) \text{ Mev}^{-4} \end{aligned}$$

donc  $g = 10^{-11} \text{ Mev}^{-2} = 10^{-5} m_N^{-2}$  où  $m_N$  est la masse du nucléon.

Comparons cette valeur trouvée pour  $g$  à la valeur définie conventionnellement :

$$g = 1,01 \cdot 10^{-5} m_p^{-2} \quad (14)$$

Nous avons à expliquer pourquoi les désintégrations de  $\pi$  et  $K$  sont anormalement lentes ( $10^{-8}$  sec). Pour la désintégration de  $\mu$ ,  $W$  est plus petit, et nous verrons comment obtenir une description satisfaisante de la radioactivité  $\beta$  nucléaire et de la capture  $\mu$  (pour  $W = m_e$ ,  $\tau \sim 200$  sec, ce qui est un ordre de grandeur grossier pour les noyaux légers à désintégration rapide ou pour le neutron :  $\tau \sim 10^3$  sec). Le fait que beaucoup de particules élémentaires ont une vie moyenne de l'ordre de  $10^{-10}$  sec peut être expliqué comme une caractéristique de la force du couplage faible, et non comme dû à un temps caractéristique des expériences réalisées, temps qui faciliterait l'observation de particules ayant cette vie moyenne. Il est bien évident que nous ne pouvons nous limiter à considérer l'intensité d'une interaction. Les interactions électromagnétiques sont plus faibles que les interactions fortes, mais elles permettent à l'homme de construire ponts et maisons, alors que les forces nucléaires n'ont aucun effet macroscopique. Les interactions électromagnétiques ont en effet une portée infinie alors que celle des interactions fortes est de l'ordre de  $m_{\pi}^{-1}$ .

Pour tous les résultats expérimentaux actuellement disponibles, zéro est une bonne approximation pour la portée des interactions faibles. Mais, grâce à des accélérateurs fournissant des énergies plus élevées, on espère élucider de manière plus détaillée la structure des couplages faibles (au lieu de dépendance en la



portée r, on préfère parler de "dépendance en transfert d'impulsion k" avec  $k r \sim \hbar$ .

Les interactions que nous avons observées jusqu'à présent, si faibles pour de petits moments de transfert, peuvent devenir beaucoup plus fortes pour des moments de transfert élevés. Pour étudier des moments de transfert élevés, on doit provoquer une transition par couplage faible avec une particule hautement énergétique. Comme nous l'avons dit en I-2, cela a été fait avec des neutrinos de 1 Gev. Mais la section efficace est extrêmement petite. L'analyse dimensionnelle fournit en effet

$$\begin{aligned} L^2 \sim \sigma &= g^2 E^2 = (10^{-11})^2 \text{ Mev}^{-4} \left( E_{\text{Mev}} \right)^2 \text{ Mev}^2 = \\ &= 10^{-22} \cdot 4 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2 \left( E_{\text{Mev}} \right)^2 \end{aligned}$$

$$\text{donc} \quad \sigma = \left( 2 E_{\text{Mev}} \right)^2 10^{-44} \text{ cm}^2 \quad (15)$$

Une section efficace de  $10^{-44} \text{ cm}^2$  représente un libre parcours moyen dans un solide de l'ordre de

$$\lambda = \tau \cdot v = \sigma^{-1} N^{-1} = 10^{44} \text{ cm}^{-2} (6 \cdot 10^{23})^{-1} \text{ cm}^3 > 10^{20} \text{ cm}$$

c'est-à-dire environ 100 années lumières ! (v est la vitesse moyenne des particules, et N, le nombre d'Avogadro, est le nombre de cibles par  $\text{cm}^3$  de solide).

Néanmoins la physique des neutrinos de haute énergie est destinée à devenir un domaine très actif (voir plus loin ce qui concerne l'existence du boson W).

La formule (15) montre que  $\sigma \sim E^2$ , E étant l'énergie dans le centre de masse. Ce ne peut être vrai lorsque  $E \rightarrow \infty$  car c'est en contradiction avec l'unitarité. Puisque  $\sigma \sim E^2$  est aussi une prédiction de "l'interaction de Fermi", ceci montre une fois de plus qu'un pareil type d'interaction n'est qu'une approximation très valable seulement pour les faibles moments de transfert. De toute manière, l'approximation  $\sigma^2 = g^2 E^2$  n'est valable qu'aussi longtemps que  $g^2 E^2 < E^{-2}$ , c'est-à-dire  $E < g^{-\frac{1}{2}} \sim 3.10^5$  Mev; en effet, la théorie de la diffusion nous fournit une borne

$$\sigma_l \leq 4\pi \lambda^2 (2l+1)$$

pour la section efficace en onde  $l$ . Puisque nous nous bornons à considérer des ordres de grandeur et que seules sont présentes dans une interaction ponctuelle de Fermi (Voir II-3) les ondes  $l=0$  et  $l=1$ , on en déduit  $\frac{\sigma}{10} < \lambda^2 = E^{-2}$  (dans notre système d'unités  $\hbar = c = 1$ ).

Il faut noter que cette énergie limite de  $3.10^5$  Mev au-delà de laquelle doivent apparaître des effets non ponctuels de l'interaction faible correspond au repère du centre de masse.

Evaluons-la dans le Lab pour un neutrino d'énergie impulsion  $q$  frappant une cible d'énergie impulsion  $p$ , masse  $m$ .

On a

$$q_{\text{cm}} = (E_{\text{cm}}, \vec{q}_{\text{cm}}) \quad \text{avec} \quad |\vec{q}_{\text{cm}}| = E$$

$$p_{\text{cm}} = \left( \sqrt{q_{\text{cm}}^2 + M^2}, -\vec{q}_{\text{cm}} \right)$$

et

$$p_i q_i = q_{\text{cm}} p_{\text{cm}} \Rightarrow M E_{\text{Lab}} = E_{\text{cm}}^2 \left( 1 + \left( 1 + \frac{M}{E_{\text{cm}}} \right)^{\frac{1}{2}} \right)$$

pour un nucléon  $M \sim 10^3 \text{ MeV}$   $E_{\text{Lab}} = \frac{2 \cdot 10^{11}}{10^3} \sim 2 \cdot 10^8 \text{ MeV} = 2 \cdot 10^{14} \text{ e}$

pour un électron  $M = \frac{1}{2} \text{ MeV}$ ,  $E_{\text{Lab}} \sim 4 \cdot 10^{17} \text{ e.v.}$

On peut espérer que la non ponctualité de l'interaction faible apparaîtra pour des énergies très inférieures. La théorie la plus classique des interactions faibles est de supposer qu'elles sont essentiellement les effets secondaires d'un couplage de Yukawa entre des paires de fermions et un (ou plusieurs) bosons  $W$ .

Dans un tel schéma, la constante  $g$  doit être remplacée



$G^2$  par le propagateur de  $W$  :

$$g = \frac{G^2}{k^2 - m_W^2}$$

Il est nécessaire que  $m_W > m_K \sim 500 \text{ MeV}$ , sans quoi le méson  $K$  se désintégrerait en  $W$  trop rapidement. Estimant

$m_W = m_p \sim 10^3$  Mev, on a, pour de faibles moments de transfert  
 $k^2 \ll m_W^2$ ,

$$G^2 = g m_W^2 = 10^{-5}$$

Ceci nous fournit un ordre de grandeur pour la vie moyenne de W

$$\tau = G^{-2} W^{-1} = 10^5 \cdot 10^{-3} \text{ Mev}^{-1} \sim 10^{-19} \text{ sec.}$$

qui montre que le boson W ne peut être observé que par l'intermédiaire de ses produits de désintégration.

Comme nous le verrons, plusieurs bosons W semblent être nécessaires, et on rencontre actuellement de nombreuses difficultés pour rassembler tous les résultats expérimentaux en une description cohérente. A la conférence de Sienna (octobre 1963) des résultats expérimentaux du CERN ont été présentés; ils sont en faveur d'un W de masse 1,3 Gev. Si, dans quelques mois, nous apprenions que les bosons intermédiaire n'existent pas, nous pourrions dire que nous avons, des interactions faibles, une bonne description phénoménologique, mais non une compréhension profonde.

Cependant l'existence des bosons W, tout en nous ramenant à une situation plus naturelle (des couplages de type Yukawa, comme pour les interactions fortes et électromagnétiques) ne permettra pas encore de dire que nous avons une théorie des interactions faibles. Comme nous le verrons, les W doivent avoir le spin 1 et avoir deux états distincts conjugués de charge (certains

peuvent être neutres, les autres sont chargés électriquement) à l'opposé du photon. Dans ce cas nous n'avons pas de bonne théorie de perturbation, (contrairement à l'électro-dynamique quantique) et aucune autre méthode de calcul. Aussi tout ce qui est connu de la dynamique des interactions faibles semble être son nom "lepto-dynamique", comme l'ont récemment proposé des physiciens.

Le but de ce cours élémentaire de 3ème cycle sera donc plus modestement de faire connaître ce qui est bien établi. L'histoire du déchiffrement récent de la nature des interactions faibles est passionnante. Souvent, dans le déchiffrement des écritures de l'antiquité les archéologues établirent une partie de la grammaire avant de pouvoir comprendre le sens du texte de chaque tablette.

La compréhension que nous avons des interactions faibles est plutôt de cet ordre. Beaucoup de régularité, de lois ont été dégagées. Certaines, comme par exemple "la conservation du courant vectoriel", doivent avoir une signification très profonde qui échappe encore.

Aussi, dans ces notes, la plupart des résultats expérimentaux explicables le seront par les arguments les plus simples (généralement, purement cinématiques). Cette méthode a l'inconvénient de dégager peu de faits qui pourraient donner des renseignements d'une nature plus profonde. Mais il vaut mieux faire face à

la vérité. Les désintégrations spontanées ne nous donnent pas plus d'information. Or la physique des neutrinos de haute énergie ne fait que commencer. Il est donc difficile de dire ce que sera la "lepto-dynamique". Beaucoup de propriétés des interactions faibles s'expriment en terme des nombres quantiques des interactions fortes. Peut-être ne pourra-t-on pas faire une dynamique isolée des interactions faibles, mais ne les comprendra-t-on qu'en comprenant aussi les interactions fortes.

-----